

# Bruit de charge d'une jonction tunnel en présence d'un courant de chaleur

par

Samuel Larocque

Mémoire présenté au département de physique  
en vue de l'obtention du grade de maître en sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES  
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 20 décembre 2017

Le 20 décembre 2017

*le jury a accepté le mémoire de M. Samuel Larocque dans sa version finale.*

Membres du jury

Professeur Bertrand Reulet  
Directeur de recherche  
Département de physique

Professeur René Côté  
Membre interne  
Département de physique

Professeur Louis Taillefer  
Président rapporteur  
Département de physique

À mon père, puisse-t-il apprécier.

# Sommaire

Ce mémoire explique les premières manipulations qui ont pour but de mesurer les fluctuations de tension liées à un courant de chaleur dans une jonction tunnel. Alors qu'il existe de nombreuses études sur le bruit hors équilibre d'un système mésoscopique en présence d'une tension continue et/ou stationnaire, l'effet d'un courant de chaleur n'a jamais été exploré. Pour démarrer ce projet, il a été nécessaire d'écrire une théorie à savoir si des résultats intéressants étaient accessibles. Ensuite, la fabrication d'une jonction tunnel dont une seule électrode est chauffée est expliquée. Ce n'est pas une tâche facile considérant la petitesse des échantillons. Suivant ceci, les mesures seront expliquées. Elles sont, à notre connaissance, les premières mesures de bruit électronique émis par un courant de chaleur dans une jonction tunnel. Quelques perfectionnements à l'expérience sont ensuite proposés.

# Remerciements

La première personne que je veux remercier est Bertrand. Bien que je n'aie pas été l'étudiant avec les meilleurs résultats ou le plus prometteur, il m'a donné ma chance et a fait preuve d'une gentillesse et d'une patience inouïes. Ensuite, la personne qui m'a probablement appris le plus durant ma maîtrise et qui, je l'espère, m'apprendra encore beaucoup de choses après, est Édouard Pinsolle. En plus d'être devenu un grand ami, il a aussi été un exemple de détermination. Sans lui, ma maîtrise n'aurait pas été à moitié aussi agréable et enrichissante. Il va sans dire que je dois aussi remercier Christian Lupien, l'homme qui sait tout et qui voit tout. Il est indispensable au laboratoire. Ses connaissances, son savoir faire et ça sagacité font de lui une personne indispensable dans un environnement de recherche. Je veux aussi remercier mes amis, mais un en particulier qui m'a épaulé durant toute la maîtrise, soit Samuel Houle. Les discussions ont toujours été intéressantes avec lui. Que ce soit au sujet de la physique ou autre, nos interactions ont toujours été enrichissantes et motivante. Je remercie aussi mes parents. Sans eux, sans leur travail acharné et leur soutien, je n'en serais pas où j'en suis. Ils ont été des exemples à suivre par leur rigueur et leur grandeur d'âme. Pendant que mon père m'a appris la fierté et l'importance d'une parole, ma mère m'a permis d'être stimulé, rêveur et vouloir me dépasser. Pour terminer, j'aimerais remercier ma douce, Valérie. Nous reculons à bien loin, mais depuis toujours, tu as eu plus d'influence sur moi que tu ne le crois. Dans les bons comme les mauvais temps, je me lève chaque matin enrichi par les apprentissages que tu me donnes. J'espère que tu seras encore là lors de mes futurs périple et que tu sauras toujours me redresser l'échine comme tu le fais présentement. Je t'aime.

# Table des matières

<b>Sommaire</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art</b>	<b>4</b>
1.1 Transport électronique . . . . .	4
1.2 Bruit . . . . .	8
1.2.1 Bruit Thermique . . . . .	11
1.2.2 Bruit de grenaille . . . . .	12
1.2.3 Bruit d'une jonction tunnel . . . . .	14
1.3 Chauffage d'une seule électrode de la jonction . . . . .	15
1.3.1 Régime électron-phonon . . . . .	16
1.3.2 Régime électrons chauds . . . . .	17
1.3.3 Température électronique et température de bruit . . . . .	19
<b>2 Bruit en présence d'une différence de température</b>	<b>21</b>
<b>3 Fabrication</b>	<b>25</b>
3.1 Caractéristiques de l'échantillon . . . . .	25
3.2 Conception de l'échantillon . . . . .	27
3.3 Porte échantillon et connecteurs . . . . .	33
3.4 Caractérisation de l'échantillon . . . . .	33
<b>4 Montages expérimentaux et calibrations</b>	<b>36</b>
4.1 Instruments de laboratoire . . . . .	36
4.1.1 Composants électroniques passifs . . . . .	36
4.1.2 Éléments actifs . . . . .	38
4.1.3 Sources . . . . .	39
4.1.4 Multimètres . . . . .	40
4.1.5 Amplificateur synchrone . . . . .	40
4.2 Cryostat à dilution . . . . .	41
4.2.1 Manipulation de la température . . . . .	42
4.3 Caractérisation du fil . . . . .	43

<i>Remerciements</i>	vi
4.3.1 Calibration . . . . .	43
4.3.2 Température du fil selon la tension appliquée . . . . .	46
<b>5 Analyse et résultats</b>	<b>49</b>
5.1 Polarisation . . . . .	49
5.2 Hotnoise en fonction du voltage . . . . .	51
5.3 Hotnoise en fonction de la température électronique . . . . .	53
<b>Conclusion</b>	<b>58</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>61</b>

# Liste des figures

1.1	Représentation schématique de la théorie associée à la matrice de diffusion. Les opérateurs $a_i$ sont incident à la boîte noire et les opérateurs $b_i$ sont sortant de la boîte noire. . . . .	5
1.2	Distribution aléatoire de valeurs entre 0 et 1. Cette figure représente un bruit blanc, Gaussien. La droite rouge représente la moyenne de ce bruit et les droites vertes représentent l'écart type de ce bruit. . . . .	9
1.3	Distribution de probabilité associée au bruit représenté précédemment dans la figure 1.2. La moyenne ( $\mu$ ) et l'écart type ( $\sigma$ ) ont les mêmes valeurs que dans la figure de bruit, c'est-à-dire : $\mu = 0.510V$ et $\sigma = 0.199V$ . . . . .	10
1.4	En vert, le résultat théorique attendu pour le bruit d'une jonction tunnel à une température électronique de 800 mK. Les pointillés bleus représentent la limite polarisée en tension et de bruit de grenaille lorsque $eV \gg k_B T$ et les pointillés noirs représentent la limite de bruit thermique $V = 0$ qui montre bien la température de 800 mK. . . . .	14
1.5	Échantillon accompagné de schéma représentant le chauffage par effet Joule et une distribution de température hypothétique le long du fil. Les contacts sont à une température $T_0$ . Un schéma représentant le système de mesure de puissance est aussi représenté. La jonction tunnel est située dans l'encadré bleu. . . . .	16
1.6	Résultat théorique du bruit en température d'un fil diffusif en fonction de la tension aux bornes du fil dans le régime électrons-phonons. . . . .	17
1.7	Distribution de la température le long d'un fil en considérant que la température du système et la longueur du fil ( $100\mu m$ ) assurent un régime électron-phonon. . . . .	18
1.8	Distribution de la température le long d'un fil dans le régime électrons chauds. La température moyenne estimée est représentée par le trait orangé. La longueur du fil est normalisée. . . . .	18



2.1	Résultat complet du calcul numérique d'une jonction tunnel avec une électrode qui est graduellement montée en température selon l'équation (1.16). $T_1$ représente la température de l'électrode chauffée, $T_2$ , la température de l'électrode froide. Chaque courbes représentent la température du bruit en fonction de $T_1$ à différentes températures $T_2$ . La droite en tirets trace la limite associée au bruit thermique et la droite en points tirets représente la limite "hotnoise" représentant du bruit thermique multiplié par $\ln 2$ . . . . .	24
3.1	Représentation schématique du dépôt, de la cuisson, de l'exposition et du développement de la bicouche de résine. La dernière image représente l'image finale vue de dessus où le bleu représente le silicium et le rouge la couche supérieure de résine (S1818). . . . .	29
3.2	Schéma représentant la première évaporation qui sert à fabriquer le fil. Les différentes surfaces recouvertes à la suite sont représentées en turquoise. . . . .	30
3.3	Schéma représentant l'oxydation en orange. . . . .	30
3.4	Ceci représente la deuxième évaporation servant à évaporer le contact froid de la jonction. Ensuite, la troisième évaporation est faite pour épaisir les contacts et en faire de bons réservoirs de chaleur. . . . .	31
3.5	Troisième et dernière évaporation pour l'épaississement des contacts dans le but d'avoir de bon réservoirs suivit du soulèvement. Les images du bas sont vues de face avec les étapes précédentes représentées par leurs couleurs associées. . . . .	32
3.6	Photographie de l'échantillon et ses contacts avec un agrandissement sur la jonction. La jonction est encadrée en rouge. Le fil qui sert d'électrode chauffante de la jonction est visible dans l'agrandissement. . . . .	32
3.7	À gauche, mesure trois pointes de la résistance de la partie gauche du fil. À droite, mesure quatre pointes de la partie droite du fil. . . . .	33
3.8	Mesure quatre pointes de la jonction tunnel de l'échantillon. . . . .	34
3.9	Mesure quatre pointes de la jonction tunnel de l'échantillon dans le montage expérimental. . . . .	34
3.10	Mesure de la résistance de la jonction tunnel en fonction de la température lors d'un refroidissement du frigo à dilution. . . . .	35
4.1	À gauche, une source de tension, à droite, une source de courant. . . . .	39
4.2	Dans la majorité des cas, les multimètres ont été utilisés sous forme de voltmètre identifié comme ci-haut. . . . .	40
4.3	Schéma d'un amplificateur synchrone . . . . .	41
4.4	Photo d'un frigo à dilution fermé. . . . .	42
4.5	Frigo à dilution ouvert. Nous pouvons y voir les différents plateaux donnant accès à divers températures. . . . .	43

4.6	Ce montage permet de calibrer la mesure de bruit du fil et de mesurer le bruit du fil. Tout ce qui est noir à pour températures 50 à 800 mK, en bleu 4 K et en rouge est à température pièce. Les pointillés noirs et verts dans le relais représentent les deux configurations possibles. La première configuration, en pointillés noirs, permet la mesure du bruit du fil et la seconde configuration en pointillés verts, permet la mesure du bruit de la jonction précalibrée. . . . .	44
4.7	Bruit de la jonction tunnel de calibration en fonction de la tension appliquée. Les différentes courbes ont été prises à différentes températures de frigo à dilution, allant de 50 à 800 mK. Les traits noirs représentent les ajustements théoriques obtenus grâce à l'équation (4.3). . . . .	46
4.8	Bruit du fil en fonction de la tension appliquée sur celui-ci. Chaque courbe représentent une température de frigo à dilution différente allant de 50 mK à 800 mK. Les courbes noires sont les résultats des ajustements en laissant l'exposant 5 et la puissance d'échange de chaleur $\Sigma$ de l'équation (1.22) variable. Les courbes rouges sont les ajustements théoriques associés à chaque température mesurée. . . .	47
5.1	Équivalent à courant continu du montage expérimental. Les résistances dénotées $R_{fi}$ sont les résistances de la partie fil de l'échantillon, $R_J$ est la résistance de la jonction tunnel de l'échantillon, alors que les autres résistances représentent les résistances des câbles qui joignent le montage à l'échantillon. . . . .	50
5.2	Montage utilisé pour mesurer le <i>Hotnoise</i> . Tout ce qui est en noir est sur le plateau le plus froid du frigo qui sera balayé de 50 à 800 mK, en bleu, la température est de 4 K et en rouge, tout est à température pièce. Les pointillés noirs et verts dans le relais représentent les deux configurations possibles. . . . .	52
5.3	Hot noise en fonction de la tension appliquée aux bornes du fil à différentes températures du frigo à dilution. Les températures vont de 50 mK à 800 mK. . . . .	52
5.4	Hotnoise en fonction de la température électronique de l'électrode chauffée. Le graphique de gauche représente les résultats expérimentaux, alors que celui de droite représente les résultats théoriques attendus. Chaque courbes représentent des températures de frigo à dilution différentes, allant de 50 mK à 800 mK. La droite pointillée rouge représente le bruit thermique, alors que la droite noire représente la limite haute température ( $T_1 \gg T_2$ ) menant à l'équation $T_{Bruit} = T_1 \ln 2$ . . . . .	54

- 5.5 Hotnoise en fonction de la température électronique de l'électrode chauffée. La partie sur fond bleu à gauche représente le régime où  $eV \ll k_B T_{ph}$  et la partie de droite sur fond rouge le régime  $eV \gg k_B T_{ph}$ . Les températures de frigo à dilution auxquelles les mesures ont été prises vont de 50 à 800  $mK$ . Les pointillés rouges représentent le bruit thermique (1.18) et la droite noire la limite haute température ( $T_1 \gg T_2$ ) menant à l'équation  $T_{Bruit} = T_1 \ln 2$ . . . . . 56
- 5.6 Distribution de température dans le fil, normalisé en longueur. En noir, la distribution de température représente celle obtenue lorsque dans le régime électron phonon en présence de contacts normaux. En rouge, la distribution de température le long du fil en présence de contacts supraconducteurs. . . . . 60

# Introduction

Le bruit est souvent perçu comme une nuisance et les gens tentent de le diminuer le plus possible voire de l'éliminer complètement. Pourtant, ce phénomène statistique est fondamental et contient une quantité incroyable d'information. Il a permis l'obtention d'un prix nobel par *Arno Allan Penzias* et *Robert Woodrow Wilson* en 1978 puisque grâce à lui, la température du fond cosmique a été mesurée [1]. Le bruit peut être un thermomètre primaire, c'est-à-dire qui ne nécessite aucune calibration puisque le bruit thermique est directement proportionnel à la température des électrons [2]. Il est aussi possible d'obtenir la charge fondamentale de l'électron ou de la quasi-particule qui crée le courant dans le système d'intérêt (paires de Cooper, charge fractionnaire dans l'effet Hall quantique fractionnaire, etc.) [3].

## Motivation

Il est possible d'obtenir des informations associées à une *jonction tunnel* à l'aide de son bruit. Par exemple, on peut mesurer sa température électronique et la charge des particules du système, par des mesures de bruit thermique ou de bruit de grenaille. Cet objet est fait de deux électrodes métalliques séparées par un oxyde qui sert de barrière de potentiel. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée, un courant pourra traverser la barrière de potentiel puisque les électrons passeront par effet tunnel. Le transport électronique est donc issu de l'aspect ondulatoire de la mécanique quantique et permet l'étude du monde microscopique.

Le bruit associé à une jonction tunnel à l'équilibre ( $V = 0$ ) est représenté par du bruit thermique. Ce bruit est proportionnel à la température du système. Ensuite,

il est possible de porter la jonction dans un état hors équilibre en appliquant une différence de potentiel à ses bornes. Dans la limite où la tension à ses bornes est très grande par rapport à l'énergie thermique du système ( $eV \gg k_B T$ ), le bruit devient proportionnel au courant. C'est ce qu'on appelle le bruit de grenaille ("*shot noise*"). Cette façon de porter la jonction dans un état hors équilibre est une des méthodes standard de procéder. Ce mémoire consiste à se poser une nouvelle question. Que se passe-t-il si la jonction est portée hors équilibre en plaçant ses deux électrodes à des températures différentes ? De cette situation apparaît le "*hot noise*". Ce bruit exprime les fluctuations de courant électrique générées par un courant de chaleur dû à la différence de température entre les deux électrodes. Puisque le potentiel aux bornes de la jonction est nul, les courants électriques allant de gauche à droite et de droite à gauche se compensent parfaitement. Par contre, puisqu'il y a une différence de température entre les deux électrodes, même si le nombre d'électrons traversant la jonction est le même dans les deux sens, ceux qui quittent l'électrode chaude ont plus d'énergie que ceux qui quittent l'électrode froide puisque la température sur la première y est plus élevée. Il y aura donc un courant de chaleur. Il sera démontré que le bruit mesuré lorsqu'une électrode est chauffée ( $\text{Bruit}(T_1, T_2 < T_1)$ ) aura une amplitude légèrement plus faible que le bruit thermique normalement obtenu lorsque la jonction est au repos ( $\text{Bruit}(T_1, T_2 = T_1)$ ). Les calculs théoriques obtenus grâce à la théorie de Landauer Büttiker [3] soutiendront les mesures expérimentales faites dans un montage de mesure de bruit avec un échantillon qui sera à des températures cryogéniques. Bien que ce dispositif ait été grandement étudié, la littérature ne discute pas d'une telle situation.

## Plan

Ce mémoire consiste en une explication exhaustive des calculs théoriques ainsi que de l'expérience qui a été menée lors de ma maîtrise.

Pour bien comprendre, la **théorie** est d'abord expliquée. Un résumé de la théorie au sujet de la matrice de diffusion est fait pour pouvoir ensuite définir ce qu'est le bruit dans un cadre de physique mésoscopique. Grâce au formalisme expliqué dans la revue de littérature de *Blanter and Büttiker* [3], les différents types de bruits

mesurés lors de cette expérience (bruit thermique, bruit de grenaille et "hot noise") sont redémontrés. À notre connaissance, le calcul d'un bruit aux bornes d'une jonction tunnel mise hors équilibre par une différence de température n'avait jamais été fait au par avant et est accompli dans ce mémoire.

Ensuite, la **fabrication** de l'échantillon est expliquée. Le choix des matériaux, la forme de l'échantillon, sa caractérisation et son installation dans un porte échantillon sont vus en détail.

La partie traitant des **montages expérimentaux** suit la fabrication. Dans cette section, une description détaillée des éléments utilisés dans les différents circuits électroniques est faite. Ensuite, les montages importants sont détaillés et schématisés. Dans cette partie, les explications et les résultats liés à la calibration et à certains aspects technique sont vus en détails.

Les **résultats expérimentaux** sont ensuite expliqués. C'est dans cette section que les graphiques des résultats finaux sont montrés. Avec les graphiques se trouvent l'interprétation des résultats. Des explications des réussites et des échecs liés à l'expérience en font partie.

Finalement, la **conclusion** termine ce mémoire.

# Chapitre 1

## État de l'art

### 1.1 Transport électronique

Les particules d'intérêt du système mésoscopique étudié dans cette expérience sont les électrons. De manière classique, les électrons sont considérés comme des charges ponctuelles interagissant avec le champ électromagnétique. Cependant, la mécanique quantique traite les électrons à l'aide de fonctions d'ondes. Dans un métal par exemple, les électrons sont délocalisés et leurs fonctions d'ondes peuvent être approximées sous formes d'ondes planes.

Dans tout ce qui suit, nous suivrons le formalisme dit de Landauer Büttiker [3].

L'ensemble des  $\phi_k$  représente l'ensemble des fonctions d'ondes à une particule et  $k$  l'ensemble des nombres quantiques qui caractérisent le système.

Dans ce formalisme, le système d'intérêt peut être représenté par une boîte noire, nommée  $S$  qui se contente de réfléchir ou transmettre les électrons qui lui sont incidents. Cette boîte noire est branchée à deux contacts à température  $T_i$  et au potentiel chimique  $\mu_i$

Cette boîte noire est décrite mathématiquement par une matrice dite de diffusion. Si on considère seulement un canal de conduction, la matrice est deux par deux, la diagonale de cette matrice représente les électrons réfléchis et les termes hors

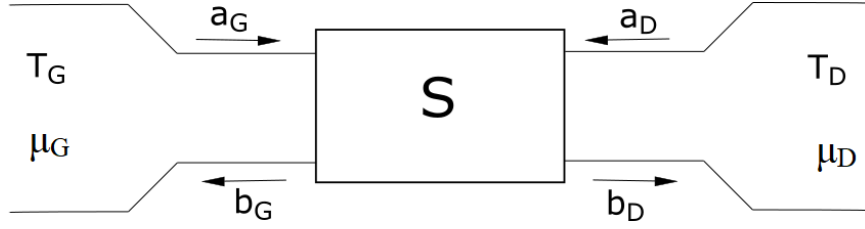


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la théorie associée à la matrice de diffusion. Les opérateurs  $a_i$  sont incident à la boîte noire et les opérateurs  $b_i$  sont sortant de la boîte noire.

diagonaux représentent les électrons transmis (1.3). Les réservoirs sont dit parfaits puisqu'ils absorbent absolument tout ce qui leur est incident et respectent la loi d'émission du corps noir pour des électrons. Il est alors possible d'écrire ce qui sort et est incident sur l'objet mésoscopique à l'aide des opérateurs d'échelle  $a^\dagger, b^\dagger, a, b$ . Les opérateurs  $b$  représentent les particules qui sortent (transmises ou réfléchies) de l'objet  $S$ , alors que les opérateurs  $a$  représentent les particules qui sont incidentes à cet objet.

Dans ce système on considère que les électrons se propagent dans une seule direction et qu'ils sont confinés dans les deux directions transverses. Il est alors possible de séparer les fonctions d'ondes à une particule en une partie transverse  $\chi$ , qui est quantifiée, et une partie longitudinale, représentée par des ondes planes.

$$\phi_{k,n} = \chi_n(\vec{r}_\perp) e^{ikz} \quad (1.1)$$

Chaque état  $\chi_n(\vec{r}_\perp)$  représente un canal de conduction différent et  $z$  la coordonnée le long du canal de conduction. Pour traiter un système mésoscopique composé d'un grand nombre d'électrons, il est nécessaire d'écrire un opérateur champ à l'aide de la deuxième quantification qui décrit l'état de l'ensemble des électrons. Dans notre cas, un tel opérateur s'écrit comme une combinaison linéaire des fonctions d'onde à une particule de la manière suivante :

$$\Psi_i(\vec{r}, t) = \int dE e^{iEt/\hbar} \sum_{n=1}^{N_i(E)} \frac{\chi_{i,n}(\vec{r}_\perp)}{\sqrt{2\pi\hbar v_{i,n}(E)}} \times \left( a_{i,n,k} e^{ik_{i,n}z} + b_{i,n,k} e^{-ik_{i,n}z} \right) \quad (1.2)$$



où  $r_{\perp}$  est la coordonnée transverse,  $k_{i,n}$  est le vecteur d'onde,  $v_{i,n}$  la vitesse des porteurs et  $N_i(E)$  est le nombre de canaux de conduction du côté d'intérêt. Ici,  $v_{i,n}$  est utilisé pour exprimer le courant. Il est beaucoup plus facile de l'exprimer ainsi dans la normalisation que de résoudre le système d'équation qui doit souvent être résolu numériquement. Comme nous désirons exprimer le courant, il est plus simple d'utiliser la vitesse des porteurs dans cette expression. L'indice  $i$  associé à tout ces opérateurs indique s'ils se trouvent dans le réservoir de gauche ( $G$ ) ou de droite ( $D$ ) et  $n$  correspond au canal dans lequel se propage l'électron.

Il est nécessaire de joindre les opérateurs  $a^{\dagger}, a$  à  $b^{\dagger}, b$  pour écrire l'opérateur courant. C'est la matrice de diffusion qui nous donne ce lien. Chaque canaux de conduction seront représentés par une matrice de diffusion 2 par 2.

$$S = \begin{pmatrix} r & t \\ t & r \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$$\begin{pmatrix} b_{G,0} \\ \vdots \\ b_{G,N} \\ b_{D,0} \\ \vdots \\ b_{D,N} \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} a_{G,0} \\ \vdots \\ a_{G,N} \\ a_{D,0} \\ \vdots \\ a_{D,n} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

À l'aide de la loi de conservation de la densité de probabilité, on calcule l'opérateur courant :

$$I_i(z, t) = \frac{\hbar e}{i2m} \int d\vec{r}_{\perp} \left( \Psi_i^{\dagger}(\vec{r}, t) \frac{\partial}{\partial z} \Psi_i(\vec{r}, t) - \left( \frac{\partial}{\partial z} \Psi_i^{\dagger}(\vec{r}, t) \right) \Psi_i(\vec{r}, t) \right) \quad (1.5)$$

En remplaçant les opérateurs champ dans l'équation précédente, à l'aide d'algèbre et à l'aide des liens entre les opérateurs  $a$  et  $b$  liés par la matrice de diffusion il est possible de calculer l'opérateur courant. Le calcul est effectué à l'aide des approximations suivantes :

- Les vitesses  $v_{i,n}(E)$  varient très lentement en fonction de l'énergie  $E$  des électrons
- Les électrons ne peuvent pas sauter d'un canal de conduction à un autre. Il n'y a pas d'interactions

ce qui a pour résultat :

$$\begin{aligned}
I_G(t) = & \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_{n=1}^N \iint dE dE' e^{i(E-E')t/\hbar} \left( a_{G,n}^\dagger(E) a_{G,n}(E') \right. \\
& - r_n^*(E) r(E') a_{G,n}^\dagger(E) a_{G,n}(E') \\
& - r_n^*(E) t(E') a_{G,n}^\dagger(E) a_{D,n}(E') \\
& - t^*(E) r(E') a_{D,n}^\dagger(E) a_{G,n}(E') \\
& \left. - t^*(E) t(E') a_{D,n}^\dagger(E) a_{D,n}(E') \right)
\end{aligned} \tag{1.6}$$

À partir de cet opérateur, il est possible de calculer le courant moyen circulant dans l'échantillon. Le nombre moyen de particules dans un état  $i$  est donné par la distribution de Fermi-Dirac et défini comme :

$$\langle a_j^\dagger(E) a_i(E') \rangle = \delta_{i,j} \delta(E - E') f_i(E) \tag{1.7}$$

où  $f_i(E)$  est la distribution de Fermi-Dirac.

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} + 1} \tag{1.8}$$

Et à l'aide de toutes ces équations, il est possible d'écrire le courant moyen d'un tel système dans la base des canaux de conduction :

$$\langle I_G \rangle = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_n \int dE T_n(E) [f_G(E) - f_D(E)] \tag{1.9}$$

avec les  $T_n = |t_n|^2$ , les transmissions des canaux de conduction. Dans l'approxi-

mation où les transmissions sont indépendantes de l'énergie, le courant s'écrit :

$$\langle I_G \rangle = \frac{e^2}{h} \sum_n T_n V \quad (1.10)$$

avec

$$V = \frac{1}{2\pi e} \int dE [f_G(E) - f_D(E)]$$

Ceci est le résultat bien connu de la loi d'Ohm. Il suffit d'identifier la conductance comme :

$$G = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_n T_n \quad (1.11)$$

Une des grandes réussites de cette théorie est la prédiction de la quantification de la conductance par paliers de  $\frac{e^2}{h}$  lorsque l'on ouvre petit à petit les canaux de conduction. Ceci a été vérifié expérimentalement à l'aide de points de contact quantiques [4].

## 1.2 Bruit

Le bruit d'un système est la mesure de ses fluctuations. À titre d'exemple, dans la figure suivante 1.2, un signal aléatoire variant entre 0 et 1 est tracé. Pour caractériser ces fluctuations, il est possible d'observer la fonction d'auto-corrélation du signal mesuré (1.12).

$$C_I(t - t') = \langle \Delta I_G(t) \Delta I_G(t') \rangle \quad (1.12)$$

Cette fonction détermine la corrélation des fluctuations à deux temps différents. Dans le cas d'un processus stationnaire, cette fonction ne dépend que de la différence en temps prise entre les deux événements. Il est intéressant de constater que si la

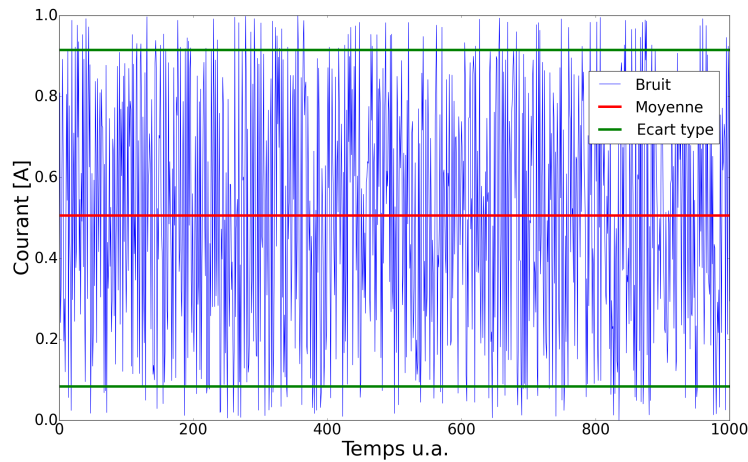


FIGURE 1.2 – Distribution aléatoire de valeurs entre 0 et 1. Cette figure représente un bruit blanc, Gaussien. La droite rouge représente la moyenne de ce bruit et les droites vertes représentent l'écart type de ce bruit.

fonction d'auto-corrélation (1.12) est prise aux mêmes temps ( $t = t'$ ), on revient au cas spécifique des fluctuations d'un système défini comme :

$$\langle \Delta I^2 \rangle = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle \quad (1.13)$$

Ce résultat représente le deuxième moment d'une distribution de probabilité. Il est possible d'écrire parfaitement une distribution en connaissant la valeur de tous ses moments. Par exemple, il est possible d'écrire la distribution de probabilité associée au bruit du graphique 1.2 avec les deux premiers moments de la distribution uniquement puisque ce bruit est gaussien et est associé à l'équation suivante (1.14) et à la distribution du graphique 1.3.

$$D(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.14)$$

Avec  $\mu = \langle x \rangle$ , la moyenne et  $\sigma = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ , la variance.

Notons que dans le cas général, il est nécessaire de connaître l'ensemble des moments pour déterminer la distribution de probabilité correspondante.

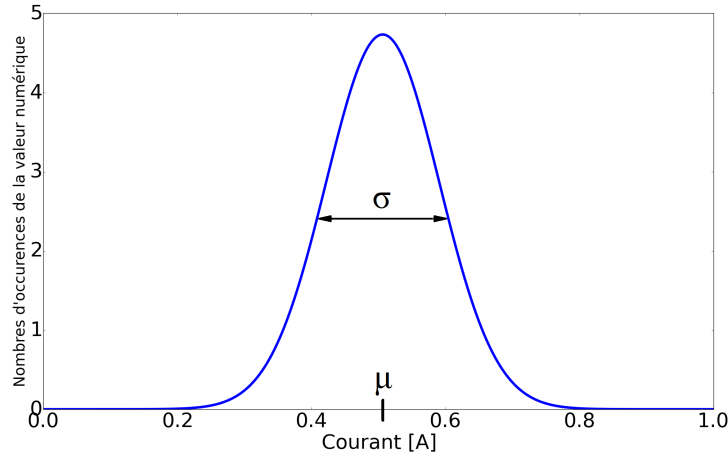


FIGURE 1.3 – Distribution de probabilité associée au bruit représenté précédemment dans la figure 1.2. La moyenne ( $\mu$ ) et l'écart type ( $\sigma$ ) ont les mêmes valeurs que dans la figure de bruit, c'est-à-dire :  $\mu = 0.510V$  et  $\sigma = 0.199V$ .

Ce qui est mesuré en laboratoire est directement lié à la fonction d'auto-corrélation (1.12) et se nomme la densité spectrale de bruit définie comme ceci :

$$2\pi\delta(\omega + \omega')S_{II}(\omega) = \langle \Delta I_G(\omega)\Delta I_G(\omega') \rangle \quad (1.15)$$

À l'aide du théorème de *Wiener-Kintchin*, il est possible de montrer que la densité spectrale de bruit  $S_{II}$  est égale à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation. À l'aide de l'opérateur courant calculé précédemment (1.6), il est possible de calculer la densité spectrale de bruit de courant à toutes les fréquences. Ce calcul fait intervenir des moyennes de produits de quatre opérateurs de création que l'on peut ramener à l'aide du théorème de *Wick* à des produits à deux opérateurs. Dans la limite à fréquence nulle, la densité spectrale de bruit se réduit à l'expression suivante :

$$S_{II} = \frac{e^2}{\pi\hbar} \sum_n \int dE T_n(E) \left( f_G (1 - f_G) + f_D (1 - f_D) + (1 - T_n(E)) (f_G - f_D)^2 \right) \quad (1.16)$$

avec

$$f_{G,D} \equiv f_{G,D}(E)$$

Cette équation (1.16) est un résultat clef pour le reste du mémoire. Dans la suite nous étudierons cette équation dans différents cas limites.

### 1.2.1 Bruit Thermique

À l'équilibre, l'agitation thermique des électrons engendre des fluctuations que l'on appelle du bruit thermique. À l'aide de l'équation (1.16), il est possible de le définir. Pour calculer ce bruit, il faut considérer que de chaque côté de l'objet mésoscopique étudié, il n'y a aucune différence de potentiel ( $eV = 0$ ) et la température des deux côtés est la même ( $T_G = T_D$ ). On obtient alors :

$$S_{II} = 2 \frac{e^2}{\pi \hbar} \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} dE T_n(E) f(1-f) \quad (1.17)$$

Une première approximation est appliquée où, pour un objet comme une jonction tunnel, on considère que les transmissions  $T_n$  sont indépendantes de l'énergie, nous permettant ainsi de les sortir de l'intégrale. Cette approximation est valide puisque les transmissions varient très peu dans les échelles d'énergies d'intérêts, soit  $k_B T$  ou  $eV$ . On reconnaît alors la conductance du système (1.11). Par la suite, il est possible d'utiliser la relation suivante :

$$f(1-f) = -\frac{\partial f}{\partial E} k_B T$$

qui permet d'obtenir le résultat suivant :

$$S_{II} = -4k_B T G \int_{-\infty}^{\infty} dE \frac{\partial f}{\partial E}$$

Ce qui nous mène à :

$$S_{II} = 4k_B T G \quad (1.18)$$

Selon les conventions utilisées pour les calculs de bruit, il est possible que les résultats soient différents d'un facteur 2. Lorsqu'une mesure de bruit est effectuée, on mesure sur une certaine bande de fréquence sur laquelle il faudra intégrer la densité spectrale de bruit. Il existe alors deux conventions, celle où on intègre selon les fréquences positives et négatives ou celle où on intègre que les fréquences positives. Pour que ces deux conventions donnent le même résultat, il existe deux définitions de la densité spectrale de bruit qui diffèrent d'un facteur 2.

Ce résultat est ce qui a été prédit et observé par *Johnson* et *Nyquist* [2, 5], c'est-à-dire le bruit thermique. Le bruit thermique est un thermomètre primaire qui indique directement la température électronique [6]. Par analogie, nous exprimerons la densité spectrale de bruit en terme de température à l'aide de la relation suivante.

$$T_{Bruit} = \frac{S_{II}}{4k_B G} \quad (1.19)$$

Ce résultat est utilisé tout au long de ce mémoire pour définir la température de bruit. Il permet une lecture plus intuitive du résultat puisqu'une échelle de température peut plus facilement être liée à des échelles d'énergies.

## 1.2.2 Bruit de grenaille

Le bruit de grenaille est un bruit propre à la quantification de la charge. Dans une limite où un courant électrique est considéré comme un flôt continu, il n'existerait pas. Cependant, le courant électrique est médié par les électrons, ce pourquoi le courant n'est pas un flôt continu.

Imaginons un câble muni d'un ampèremètre ultra sensible capable de détecter des charges uniques et avec une résolution temporelle excessivement rapide. Il ne donnerait alors pas une valeur continue de courant, mais des pics indiquant le passage d'électrons. C'est ce que représente le bruit de grenaille. Dans un conducteur purement balistique les fluctuations du courant sont uniquement thermiques.

Cependant, s'il y a présence de défauts ou même d'une barrière tunnel, chacun des électrons a maintenant une probabilité d'être transmis ou réfléchi. Cette probabilité de diffusion combinée à la charge quantifiée des électrons crée une nouvelle source de bruit appelé bruit de grenaille qui dépend de la charge des particules. C'est pourquoi il est possible de mesurer la charge des quasiparticules d'un système grâce au bruit de grenaille comme dans certaines expériences d'effet Hall quantique fractionnaire [7], [8].

Pour calculer le bruit de grenaille, débutons avec l'équation (1.16). En considérant que les transmissions  $T_n$  sont très petites devant 1, qu'elles sont indépendantes de l'énergie et en considérant comme approximation que le système est à température nulle, il est possible d'écrire (1.16) sous la forme :

$$S = \frac{e^2}{\pi\hbar} \sum_n T_n \int_0^\infty dE (f_G(E + eV/2) - f_D(E - eV/2))^2$$

où les distributions de Fermi-Dirac dépendent de la différence de potentiel appliquée. Une tension est équivalente à un potentiel chimique imposé au système. De plus, à température nulle, les distributions de Fermi-Dirac sont des distributions de *Heaviside* et la différence de potentiel indiquera à partir de quelle valeurs elles passent de 0 à 1 ou de 1 à 0. On peut alors écrire :

$$S = 2G \int_0^\infty dE (\Theta(E - eV/2) (1 - \Theta(E + eV/2)))^2$$

$$S = 2eGV$$

et finalement :

$$S = 2eI \tag{1.20}$$

Le bruit de grenaille est directement proportionnel au courant électrique moyen dans le système. Comme expliqué plus haut, il permet d'obtenir plusieurs informations sur le système étudié comme la charge des quasi-particules qui peuplent le



système [7] ou même la mesure d'un changement de phase d'un système. En 1982, Knoedler et Voss ont réussi à mesurer un glissement de phase supraconductrice dû aux mouvements des vortex supraconducteurs grâce au bruit de grenaille [9].

### 1.2.3 Bruit d'une jonction tunnel

Les deux cas limites du bruit associé à une jonction tunnel ont été expliqués plus haut. À faible tension ( $eV \ll k_B T$ ), le bruit thermique est dominant et donne la température des électrons. À haute tension ( $eV \gg k_B T$ ), le bruit est proportionnel au courant. Le résultat est le bruit de grenaille. Le cas général est accessible à l'aide de l'équation (1.16) et en prenant comme approximations que les transmissions ne varient pas en énergie et qu'elles sont petites devant 1. On obtient alors l'équation (1.21).

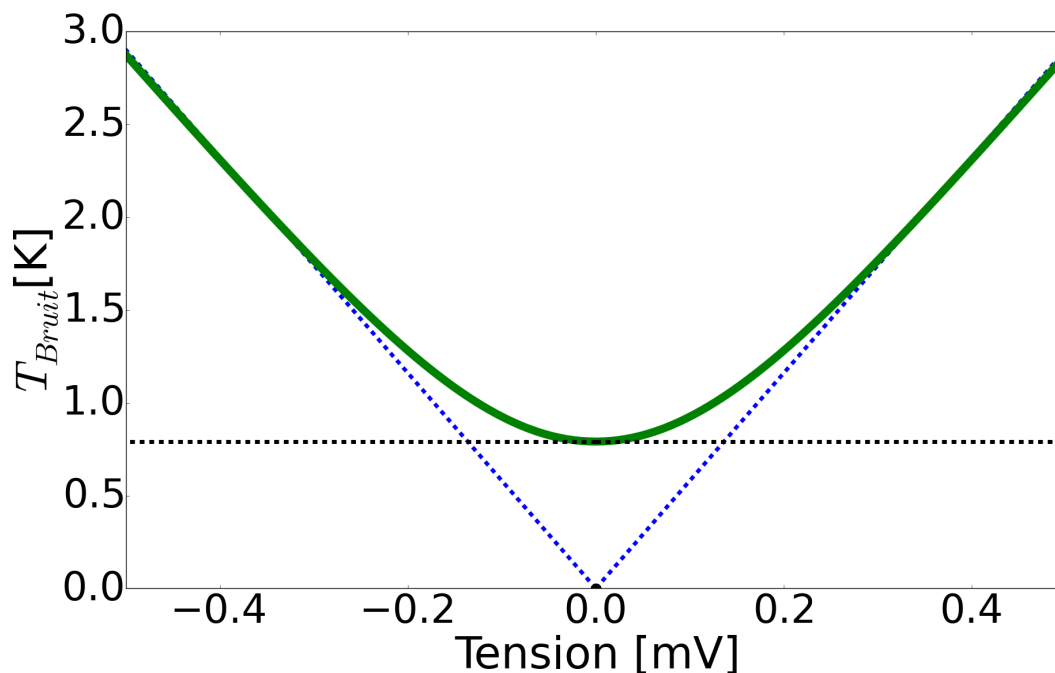


FIGURE 1.4 – En vert, le résultat théorique attendu pour le bruit d'une jonction tunnel à une température électronique de 800 mK. Les pointillés bleus représentent la limite polarisée en tension et de bruit de grenaille lorsque  $eV \gg k_B T$  et les pointillés noirs représentent la limite de bruit thermique  $V = 0$  qui montre bien la température de 800 mK.

$$S_{II} = 2eI \coth \frac{eV}{2k_B T} \quad (1.21)$$

Grâce à l'équation (1.21), il est possible de revenir au cas limite du bruit thermique si on considère  $k_B T \gg eV$  ou de revenir au cas limite du bruit de grenaille si on prend  $k_B T \ll eV$ . Dans la figure 1.4, on voit en vert le bruit émit par une jonction tunnel dans tout ses régimes possibles. La limite thermique tracée en pointillés noirs est visible au point  $eV = 0$  où il est possible d'obtenir directement la température électronique, soit  $800mK$ . À haute tension, la limite linéaire tracée en vert représente le bruit de grenaille qui est proportionnel au courant et à la charge des quasiparticules du système.

### 1.3 Chauffage d'une seule électrode de la jonction

Pour étudier le bruit en présence d'une différence de température, il faut pouvoir chauffer une électrode indépendamment de l'autre. Pour cela, un fil diffusif en contact avec une seule électrode de la jonction est chauffée par effet Joule tel que représenté dans la figure 1.5. Dans cette section, nous expliquerons comment il est possible de lier la tension appliquée aux bornes du fil à la température électronique de la jonction.

En présence d'une différence de potentiel  $V$ , la puissance de chauffage attendue est  $\frac{dQ}{dt} = \frac{V^2}{R_{fil}}$ , où  $R_{fil}$  est la résistance du fil. De plus, il faut connaître la distribution de température dans le fil pour avoir une bonne idée de la température des électrons au niveau de la jonction tunnel. Dans le cas d'un fil diffusif, il existe deux processus de refroidissements. Ces deux mécanismes mènent à des distributions de température différentes [10].

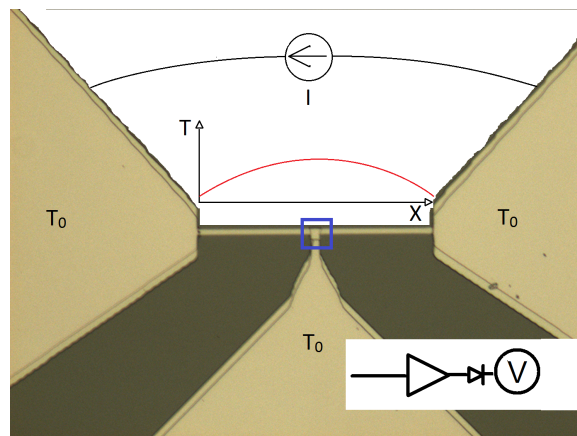


FIGURE 1.5 – Échantillon accompagné de schéma représentant le chauffage par effet Joule et une distribution de température hypothétique le long du fil. Les contacts sont à une température  $T_0$ . Un schéma représentant le système de mesure de puissance est aussi représenté. La jonction tunnel est située dans l'encadré bleu.

### 1.3.1 Régime électron-phonon

Dans un fil diffusif, les électrons peuvent se refroidir en interagissant avec les phonons. Cette interaction prend un certain temps moyen pendant lequel les électrons parcourent une longueur moyenne  $l_{e-ph}$ . Dans le cas où le fil qui sert d'électrode chauffante a une longueur  $L > l_{e-ph}$ , on considère que les électrons se refroidissent principalement par interaction électron-phonon. Le profil de température est alors constant le long du fil et dépend de la tension appliquée. La température d'équilibre se calcule en égalisant la puissance de chauffage par effet Joule à la puissance de refroidissement par le processus de refroidissement électron-phonon et est donnée par l'équation suivante :

$$T_e = \left( \frac{V^2}{\Sigma \nu R} + T_{ph}^5 \right)^{1/5} \quad (1.22)$$

où  $\Sigma$  est une constante de couplage électron-phonon qui rend compte de l'intensité de l'interaction,  $\nu$  le volume de l'échantillon,  $T_e$  la température électronique et  $T_{ph}$  la température des phonons.

Un fil dans ce régime émet du bruit thermique de type Johnson-Nyquist (1.18),

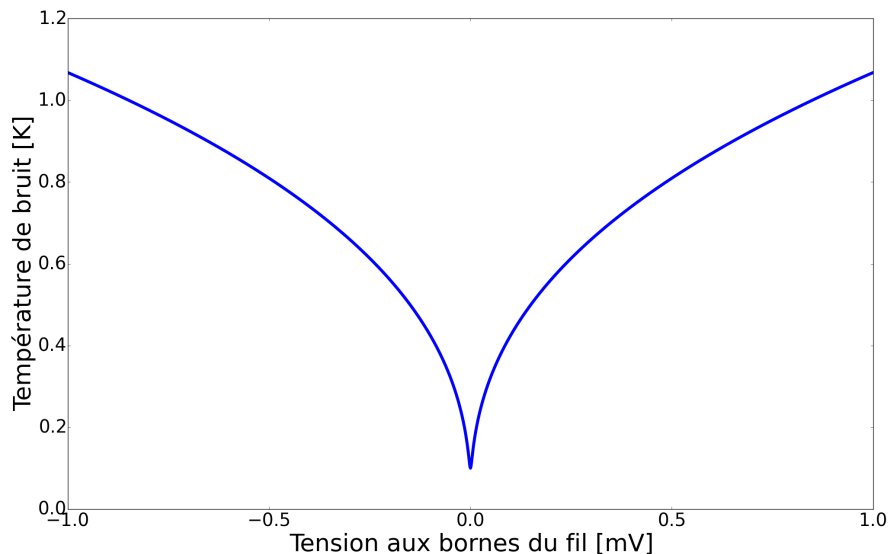


FIGURE 1.6 – Résultat théorique du bruit en température d’un fil diffusif en fonction de la tension aux bornes du fil dans le régime électrons-phonons.

mais pour lequel la température dépend de la tension suivant l’équation eq (1.22) (voir figure 1.7). Puisque la température est constante le long du fil, la mesure du bruit permet de faire le lien entre la tension appliquée sur le fil et la température électronique au niveau de la jonction tunnel.

Cependant, la vraie distribution de température le long du fil est représentée par la figure 1.7. En effet, à une distance  $L < l_{e-ph}$  des contacts, les électrons pourront diffuser dans les contacts. On appelle ce phénomène un refroidissement par diffusion qui, près des contacts, fait chuter la température électronique jusqu’à la température des phonons. La température n’étant plus constante le long du fil, il existera alors une différence entre la température moyenne et la température au centre du fil.

### 1.3.2 Régime électrons chauds

À certaines températures, il est possible que le régime ne soit pas électron-phonon, mais plutôt électrons chauds. Dans ce régime, les électrons n’ont pas le temps d’interagir avec les phonons avant de diffuser dans les contacts, créant ainsi la distribution de température décrite par l’équation (1.23) et représentée par la figure

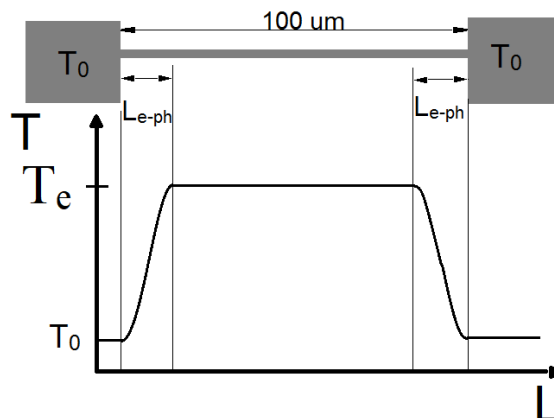


FIGURE 1.7 – Distribution de la température le long d'un fil en considérant que la température du système et la longueur du fil ( $100\mu m$ ) assurent un régime électron-phonon.

fig.1.8 [10].

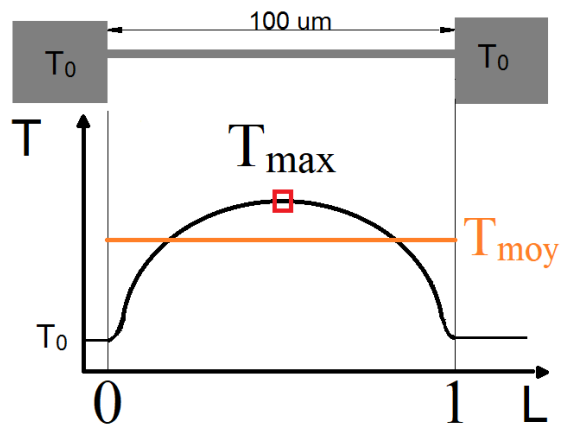


FIGURE 1.8 – Distribution de la température le long d'un fil dans le régime électrons chauds. La température moyenne estimée est représentée par le trait orangé. La longueur du fil est normalisée.

$$T(x) = \sqrt{T_{ph}^2 + \frac{3}{\pi^2} x(1-x) \left(\frac{eV}{k_B}\right)^2} \quad (1.23)$$

Ici,  $T(x)$  représente la température à un point sur le fil,  $T_{ph}$  la température des phonons dans le système,  $x$  la distance sur le fil et  $V$  la tension appliquée à ces bornes. Cette distribution de température est un autre résultat théorique connu qui

pourrait caractériser la température électronique le long du fil. Contrairement au régime électron-phonon, la température moyenne  $T_{moy}$  le long du fil est différente de la température au centre du fil, où se trouve la jonction  $T_{max}$ .

Il faut garder en tête qu'il est possible que la température le long du fil se trouve dans un régime intermédiaire entre le régime électrons chauds et le régime électron-phonon, ce qui serait très problématique lors de la caractérisation.

À partir du profil de température de la figure 1.8, il est possible de faire le lien entre température moyenne  $T_{moyenne}$  et température maximale  $T_{max}$  de manière analytique dans deux cas limites. Le premier cas limite correspond à  $eV \ll k_B T_{ph}$  qui implique  $T_{max} = \frac{4}{\pi} T_{moyen}$ , et le second à  $eV \gg k_B T_{ph}$  qui à son tour implique  $T_{max} = \frac{3}{2} T_{moyen} - \frac{1}{2} T_2$ .

### 1.3.3 Température électronique et température de bruit

Il est possible de lier le voltage à la température électronique grâce au profil de température donné par la formule (1.22) dans le régime électron-phonon ou par la formule (1.23) dans le régime électrons chauds. Rappelons que le bruit thermique est un thermomètre primaire et permet la mesure directe de la température électronique. Donc, des mesures de bruit thermique de fil permettent d'obtenir directement la température électronique moyenne  $T_{moy}$  dans le fil en fonction de la tension appliquée sur ce dernier tel que dans la figure 1.6. Insistons sur le fait que le bruit est sensible à la température moyenne  $T_{moy}$ . Or, dans le régime électrons chauds, cette dernière est différente de la température à l'endroit où se situe la jonction qui devrait, si elle est bien centrée, se trouver au point de température maximale  $T_{max}$ . Pour simplifier la caractérisation de la température, nous avons décidé de fabriquer un fil suffisamment long de manière à favoriser un régime électron-phonon pour lequel la température moyenne et la température au niveau de la jonction tunnel sont les mêmes  $T_{moy} = T_{max}$ .

Il est maintenant possible de lier la tension appliquée aux bornes du fil qui sert d'électrode chauffante pour la jonction, à la température électronique. Il est donc possible de chauffer un seul côté de la jonction tunnel, de connaître la température de l'électrode chauffée. Il ne reste plus qu'à mesurer le bruit aux bornes de la jonction

tunnel. Avant d'entrer dans les détails expérimentaux, nous allons montrer ce que nos calculs prédisent.

## Chapitre 2

# Bruit en présence d'une différence de température

Maintenant que la théorie déjà connue sur le bruit associé à une jonction tunnel a été parcourue, nous expliciterons les calculs que nous avons effectués pour modéliser le bruit d'une jonction tunnel soumis à un gradient de température.

La situation où une jonction tunnel est placée hors équilibre en raison d'une différence de température et non pas en raison d'une différence de potentiel n'a, à notre connaissance, jamais été calculée théoriquement. Dans un premier temps, nous avons calculé deux résultats analytiques obtenus dans deux limites. Les limites menant à des résultats analytiques sont lorsque la température des deux électrodes sont très similaires ou, ce que nous avons fait comme calcul innovateur, lorsque les températures des électrodes sont très différentes.

Observons le premier cas limites  $\lim_{\Delta T \rightarrow 0} T_1 = T_2 + \Delta T$  :

Pour calculer ce qu'on attend comme bruit, on utilise la densité spectrale de bruit eq. : (1.16), rappelée ici.

$$S_{II} = \frac{e^2}{\pi \hbar} \sum_n \int dE T_n(E) \left( f_G (1 - f_G) + f_D (1 - f_D) + (1 - T_n(E)) (f_G - f_D)^2 \right)$$



Si on considère la limite explicitée plus haut, il est évident que le terme quadratique qui traite de la différence de la distribution de Fermi-Dirac à gauche et à droite est négligeable puisqu'elles sont presque à la même température et sont élevées au carré. Conséquemment, il ne reste plus que les deux premiers termes. En développant et en sachant que  $f_G = f_1$  et  $f_D = f_2$ , on obtient :

$$S_{II} = \frac{e^2}{\pi\hbar} \sum_n \left( \int_{-\infty}^{\infty} dE f_1(E) (1 - f_1(E)) + \int_{-\infty}^{\infty} dE f_2(E) (1 - f_2(E)) \right)$$

En se référant à l'équation (1.17) dans le calcul du bruit thermique, on en vient au résultat suivant :

$$S_{II} = 4k_B \left( \frac{T_1 + T_2}{2} \right) G \quad (2.1)$$

Ce résultat exprime que le bruit mesuré devrait représenter le bruit thermique associé à la moyenne des températures des deux électrodes. C'est à l'aide de ce résultat qu'il est possible de lier le courant de chaleur au bruit électronique.

Un courant de chaleur ( $J_Q$ ) existe en présence d'une différence de température  $\Delta T = T_1 - T_2$  et s'écrit comme suit :

$$J_Q = -G_{Th} \Delta T \quad (2.2)$$

où  $G_{Th}$  représente la conductance thermique.

En réexprimant l'équation (2.1) de façon à expliciter la différence de température, il est possible d'y introduire un terme proportionnel au courant de chaleur avec un signe arbitraire relatif à la direction du courant de chaleur :

$$S_{II} = 4k_B \left( T_2 + \frac{\Delta T}{2} \right) G \quad (2.3)$$

$$S_{II} = 4k_B T_2 G - 2 \frac{G}{G_{Th}} J_Q \quad (2.4)$$

Ce que l'équation (2.4) nous dit est que le bruit excédant le bruit thermique de l'électrode la plus froide est proportionnel au courant de chaleur et inversement proportionnel à la conductance thermique du système.

L'étape suivante est de calculer le second cas limite, c'est-à-dire lorsque  $\lim_{\Delta T \gg T_2} T_1 = T_2 + \Delta T$ . Encore à l'aide de l'équation (1.16), le résultat obtenu par le calcul est un peu plus surprenant et représente ce à quoi nous nous attendons si notre électrode chauffée était beaucoup plus chaude que l'électrode froide.

$$S_{II}|_{T_2 \rightarrow 0} = 2R \int_0^{+\infty} f_1 dE = 4k_B T_1 G \ln(2) \quad (2.5)$$

Cette limite théorique est la formule de bruit thermique (Johnson-Nyquist) (1.18) multiplié par un facteur  $\ln(2)$ .

Dans le cas général, le terme quadratique dans l'intégrale de l'équation (1.16) n'est pas analytique, mais peut être calculé numériquement pour n'importe quelle différence de température. Nous avons donc fait le calcul numérique du bruit total émis par une jonction tunnel polarisée en température (fig. 2.1).

Sur cette figure, nous avons tracé la température de bruit ( $T_{Bruit}$ ) en fonction de la température de l'électrode chauffée ( $T_1$ ) à différentes températures de l'électrode froide ( $T_2$ ). Lorsque les deux électrodes sont à des températures proches, on retrouve un comportement prédit par l'équation (2.1) et la courbe en pointillés rouge représente du bruit thermique. Les points initiaux suivent bien cette droite puisque les deux électrodes sont à la même température à cet endroit. Lorsqu'on augmente la température de l'électrode chauffée ( $T_1$ ), on tend vers le résultat prédit par l'équation (2.5). Selon la température à laquelle est fixée l'électrode froide ( $T_2$ ), la valeur limite est plus ou moins rapidement atteinte.

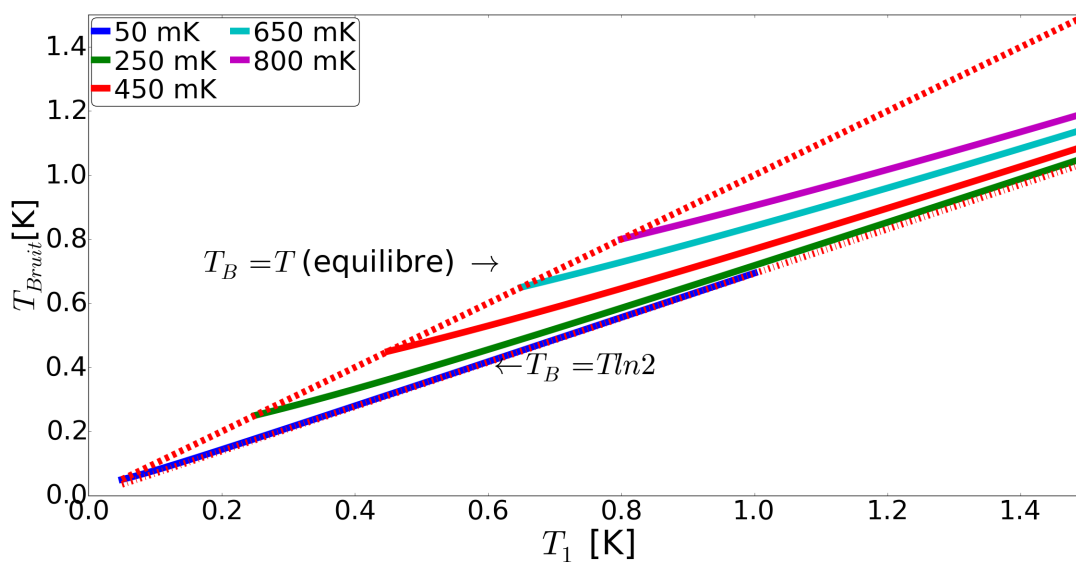


FIGURE 2.1 – Résultat complet du calcul numérique d’une jonction tunnel avec une électrode qui est graduellement montée en température selon l’équation (1.16).  $T_1$  représente la température de l’électrode chauffée,  $T_2$ , la température de l’électrode froide. Chaque courbes représentent la température du bruit en fonction de  $T_1$  à différentes températures  $T_2$ . La droite en tirets trace la limite associée au bruit thermique et la droite en points tirets représente la limite “hotnoise” représentant du bruit thermique multiplié par  $\ln 2$ .

## Chapitre 3

# Fabrication

### 3.1 Caractéristiques de l'échantillon

Pour réussir à mesurer un bruit dû à une différence de température aux bornes d'une jonction, il est nécessaire d'augmenter la température des électrons sur une seule de ses deux électrodes. En fabriquant la jonction au milieu d'un fil diffusif à travers duquel un courant circulera, il sera possible de chauffer un seul côté de la jonction tunnel par effet Joule.

Pour bien connaître la température et avoir une différence de potentiel nulle aux bornes de la jonction, il faut la centrer sur le fil autant qu'il soit possible de le faire. Ensuite, il faut bien caractériser l'échantillon pour pouvoir corriger les erreurs de positionnement en appliquant la bonne valeur de tension de chaque côté du fil. Pour faire croître la jonction sur le fil, il suffit de croître un oxyde par dessus le fil avant d'évaporer la seconde électrode de la jonction par dessus. La tâche la plus difficile, selon la méthode de fabrication, est de bien centrer la jonction tunnel.

En ce qui a trait au choix du matériau, pour caractériser le bruit en présence d'une différence de température dans son état le plus simple, il faut un métal normal. C'est-à-dire, il ne doit pas y avoir d'ordre magnétique ou d'ordre supraconducteur. De plus, il faut penser à la simplicité de fabrication. Un matériau qui répond relativement bien à tout ces critères est l'aluminium. L'aluminium est peu dispendieux, il n'a pas d'ordre magnétique et il est stable à l'air ambiant puisqu'une couche d'oxyde

naturel se crée rapidement sur sa surface. Le seul inconvénient de l'aluminium est l'apparition d'une phase supraconductrice aux alentours de 1.2 Kelvin. Pour pallier à cet inconvénient, une solution simple existe. Il suffit d'appliquer un champ magnétique constant sur l'échantillon qui forcera l'état normal de l'aluminium. Pour créer ce champ magnétique constant, un aimant permanent, de 1.3 Tesla en surface, est placé à proximité de l'échantillon pour éliminer la supraconductivité.

Il est important de souligner que l'amplitude du champ magnétique sur l'échantillon est grandement réduite par rapport à ce qu'elle est en surface de l'aimant. L'amplitude du champ est suffisamment faible pour pouvoir considérer que son influence sur le système est négligeable. Le champ magnétique critique de l'aluminium prêt de ça température critique est d'environ  $10^{-2}$  Tesla. Ce qui représente des échelles d'énergies beaucoup plus faibles que l'énergie de Fermi.

Il faut ensuite fabriquer l'échantillon de façon à obtenir une résistance de fil adéquate en proportion à celle de la jonction et celles des contacts. On peut s'attendre à une résistance de l'ordre de quelques milliohms pour les microsoudures. Pour que l'effet joule soit dominant dans le fil et non pas dans les contacts, il faut que la résistance du fil soit plus élevée que celle des contacts. Idéalement, le fil aurait une résistance d'environ  $20 \Omega$  à des températures allant de  $50mK$  à  $800mK$ . Ensuite, pour que le signal du bruit émis par la jonction soit dominant par rapport au bruit émis par le fil, il faut que la résistance de la jonction soit significativement plus élevée. Une autre raison qui impose une grande résistance de jonction en comparaison à la résistance du fil est de minimiser le refroidissement par conduction du fil à travers la jonction. Idéalement, pour un fil d'une vingtaine d'ohms, il serait bien d'obtenir une jonction entre 200 et  $500 \Omega$ .

Il est important de noter que ces résistances ne sont pas bien adaptées en impédance avec la partie micro-onde de  $50 \Omega$ . Les mesures de bruit sont effectuées dans une bande passante de 0.02 à 1 GHz. Des valeurs trop éloignées de  $50 \Omega$  engendrent des réflexions, réduisant le signal mesuré par l'amplificateur cryogénique. C'est pourquoi une borne supérieure sur les valeurs d'impédance de la jonction est nécessaire.

## 3.2 Conception de l'échantillon

L'échantillon est fait d'aluminium et d'oxyde d'aluminium déposé sur un substrat de silicium résistif ( $S_iO_2$ ). Des contacts sont ajoutés aux 3 extrémités des différentes structures pour joindre chacune d'entre elles à un montage physique. Ces contacts ont des dimensions bien particulières pour avoir la meilleure adaptation d'impédance possible considérant le matériau métallique (Al) et le substrat (Si) dont ils sont faits. La fabrication d'un tel dispositif peut être faite en trois évaporations et un seul soulèvement.

Pour obtenir des ratios de résistances intéressantes entre le fil, la jonction et les contacts, un fil de  $2\ \mu m$  de large,  $100\ \mu m$  de long et environ  $20\ nm$  d'épais est évaporé à l'aide d'un évaporateur *PLASSYS*. Ensuite, le fil est oxydé à une température de 100 degrés Celsius et sous une pression statique d'oxygène de 15 Torr dans le but d'avoir une couche uniforme et plus épaisse que l'oxyde naturel de l'aluminium qui est estimé à  $2\ nm$  d'épais. Il est difficile de caractériser l'épaisseur d'un tel oxyde sans mesures destructives de l'échantillon. Ce dont il faut se rappeler, c'est que la résistance de la jonction augmente exponentiellement avec l'épaisseur de l'oxyde. La seconde électrode de la jonction est alors évaporée avec une épaisseur d'une centaine de nanomètres. La surface de la jonction est estimée à environ  $5\ \mu m^2$  menant à une résistance à froid d'environ  $456\ \Omega$ . Finalement, il est nécessaire d'avoir des contacts suffisamment épais de façon à mettre les différents éléments de l'échantillon en contact avec de grands réservoirs de chaleur. Des contacts d'une épaisseur de  $300\ \mu m$  sont évaporés, assurant une épaisseur suffisante.

### Étapes de fabrications

Pour évaporer l'aluminium avec les épaisseurs et formes désirées, il est nécessaire de fabriquer un masque de résine (fig. 3.1 étapes 1 à 4). Il est nécessaire d'évaporer sous angle pour ne pas évaporer dans les tranchées minces et perpendiculaires à la direction d'évaporation. Il est donc nécessaire que la résine ait une épaisseur minimale. Elle agit en quelque sorte comme une source d'ombre au jet incident d'aluminium évaporé. Pour éviter l'utilisation d'angles extrêmes qui mèneraient à une évaporation et un soulèvement difficiles, il est préférable de faire un masque

épais. J'ai utilisé une bicouche de résine avec pour première couche de la LOR 5A, suivie de résine S1818. En choisissant la vitesse de rotation de l'étauseuse (fig. 3.1, étapes 1 et 2), il est possible d'avoir un certain contrôle sur l'épaisseur de la résine au dépend de son uniformité.

Une fois la résine étalée et cuite, l'échantillon est aligné dans la photolithographie. Un schéma préalablement dessiné, représentant ce qui sera évaporé est transféré de l'ordinateur jusqu'à la machine de photolithographie qui exposera le schéma sous forme de rayons ultra-violet (fig. 3.1 étape 3). Ainsi, la résine subira une modification chimique, permettant à un développeur commercial de retirer uniquement la résine affectée par les rayons ultra-violet (fig. 3.1 étape 4).

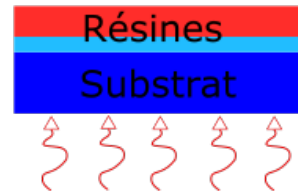
Une fois le masque fabriqué, il est placé dans l'évaporateur où l'aluminium sera déposé (figs. 3.2-3.3). Il est important de bien aligner l'échantillon puisqu'il y aura trois directions d'évaporation.

La première évaporation est effectuée dans l'axe du fil (fig. 3.2 étape 5) de sorte à ne pas évaporer la jonction. Ensuite, l'aluminium est oxydé (fig. 3.3 étape 6) sous une pression statique d'oxygène et à une température de 97 degrés Celsius. L'échantillon est ensuite pivoté dans l'axe de la jonction pour une seconde évaporation sous angle (fig. 3.4 étape 7) de façon à n'évaporer que la jonction. Finalement, la troisième évaporation est dans l'axe de la jonction, mais dans le sens opposé à l'évaporation initiale de sorte à épaissir uniquement les contacts (fig. 3.5 étape 8) pour assurer une faible résistance de contact et l'obtention de bons réservoirs thermiques. L'échantillon est alors sorti de l'évaporateur pour tremper une nuit de temps dans un produit qui soulèvera tout ce qui reste de résine ainsi que le métal qui est en contact avec elle. Le résultat final est alors équivalent à la figure 3.6.

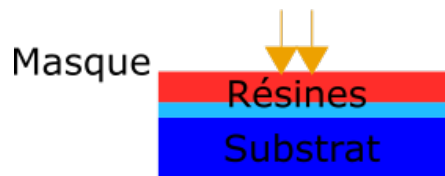
Étape 1: Dépôt et étalement des résines



Étape 2: Cuisson des résines



Étape 3: Exposition Étape 4: Développement



Vue de dessus

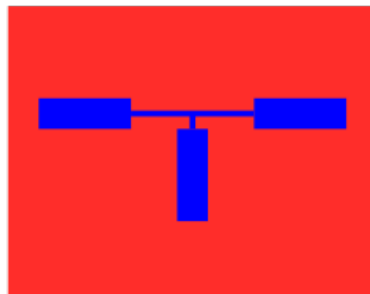


FIGURE 3.1 – Représentation schématique du dépôt, de la cuisson, de l'exposition et du développement de la bicouche de résine. La dernière image représente l'image finale vue de dessus où le bleu représente le silicium et le rouge la couche supérieure de résine (S1818).



## Vue de dessus

### Étape 5: Première évaporation

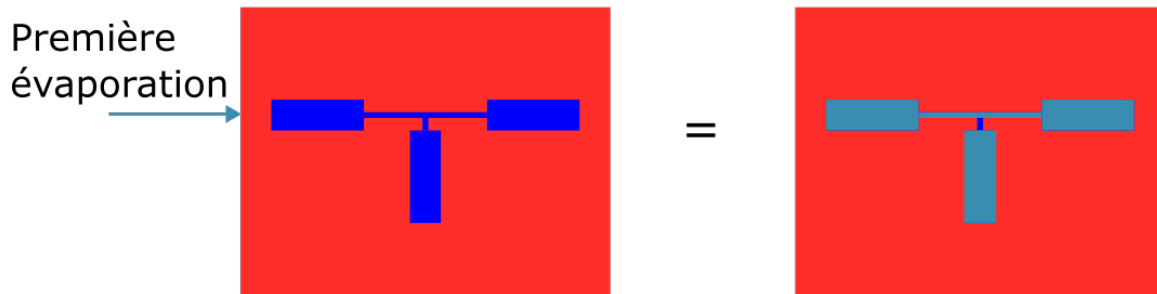


FIGURE 3.2 – Schéma représentant la première évaporation qui sert à fabriquer le fil. Les différentes surfaces recouvertes à la suite sont représentées en turquoise.

### Étape 6: Oxydation

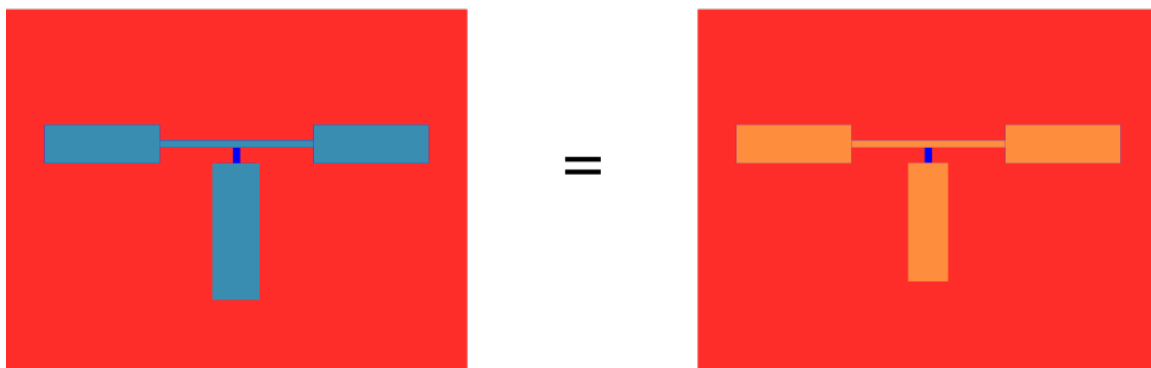
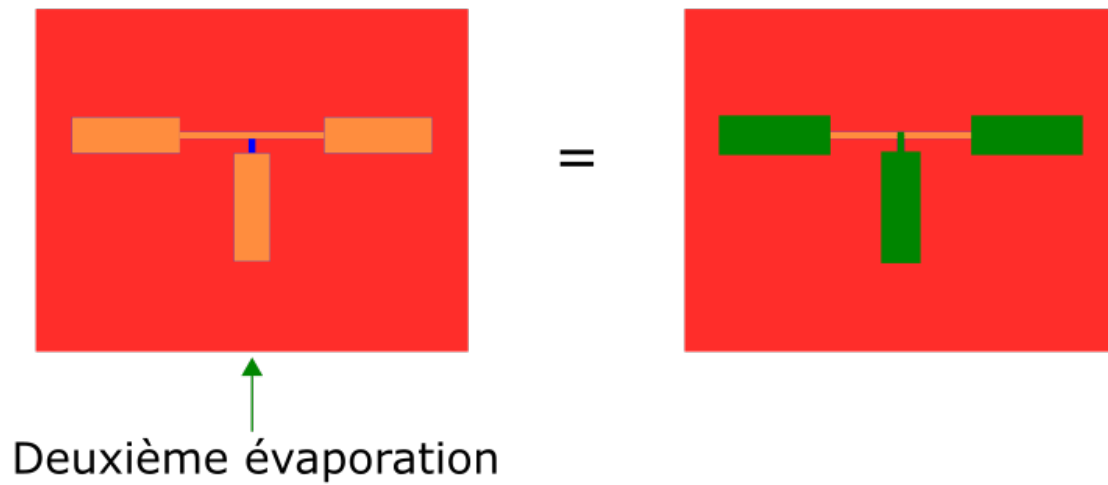


FIGURE 3.3 – Schéma représentant l'oxydation en orange.

### Étape 7: Deuxième évaporation



### Étape 8: Troisième évaporation

Troisième évaporation

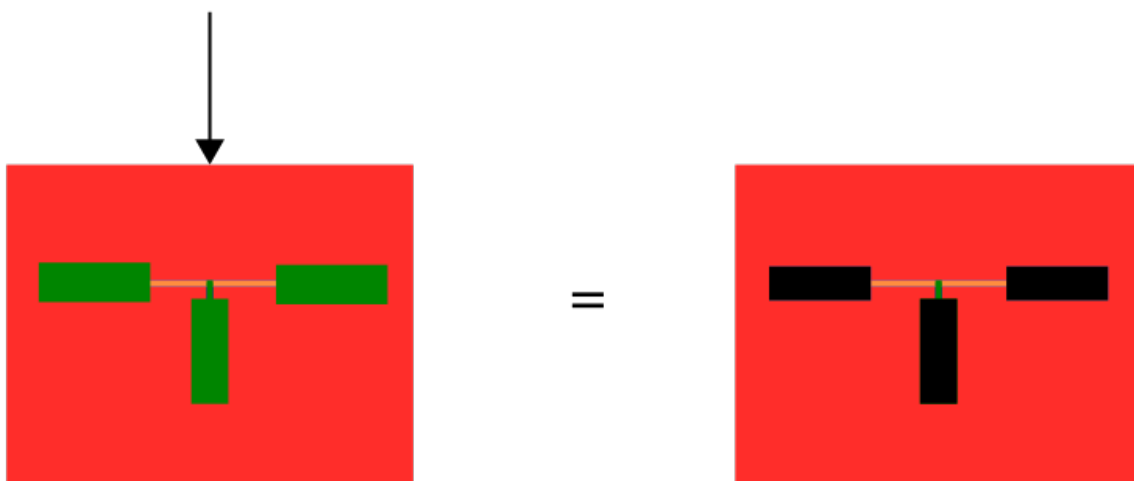


FIGURE 3.4 – Ceci représente la deuxième évaporation servant à évaporer le contact froid de la jonction. Ensuite, la troisième évaporation est faite pour épaisir les contacts et en faire de bons réservoirs de chaleur.

## Étape 9: Soulèvement

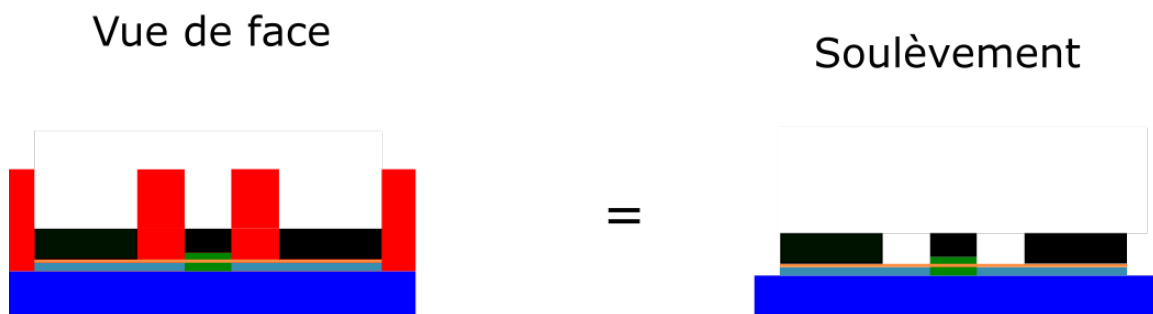


FIGURE 3.5 – Troisième et dernière évaporation pour l'épaississement des contacts dans le but d'avoir de bon réservoirs suivit du soulèvement. Les images du bas sont vues de face avec les étapes précédentes représentées par leurs couleurs associées.

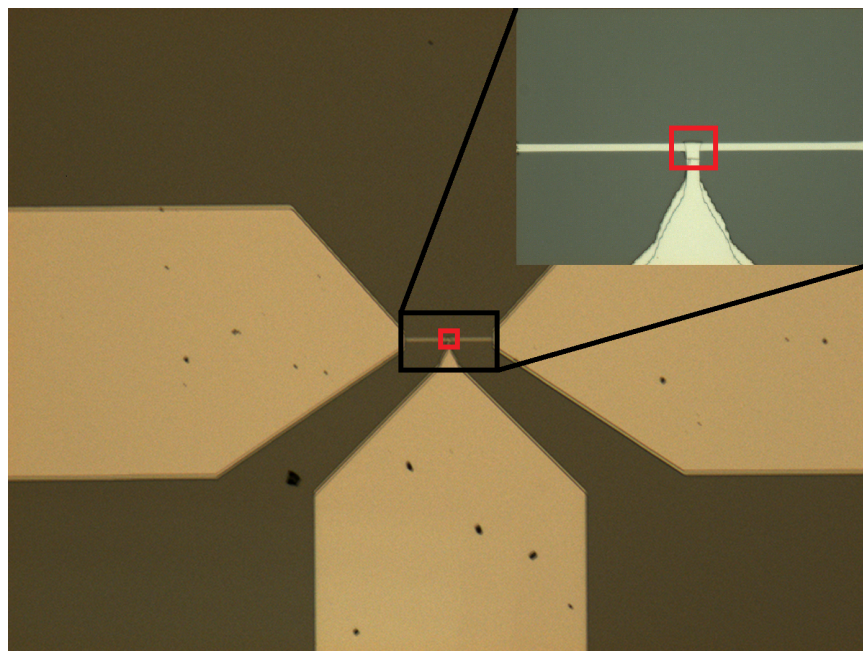


FIGURE 3.6 – Photographie de l'échantillon et ses contacts avec un agrandissement sur la jonction. La jonction est encadrée en rouge. Le fil qui sert d'électrode chauffante de la jonction est visible dans l'agrandissement.

### 3.3 Porte échantillon et connecteurs

Ensuite, l'échantillon est collé dans un porte échantillon en cuivre. Ses dimensions sont choisies telles qu'il n'agira pas comme résonateur dans le système considérant les fréquences utilisées dans l'expérience. Sous le porte échantillon, du côté extérieur, un trou est fait pour contenir un aimant permanent. Cet aimant sert à briser la phase supraconductrice de l'aluminium puisqu'il sera porté sous sa température critique. Ensuite, les contacts de l'échantillon sont micro-soudés jusqu'à des connecteurs de type "K".

### 3.4 Caractérisation de l'échantillon

La caractérisation de l'échantillon est plutôt simple. Une première mesure des différentes résistances des différentes parties des échantillons est faite à température ambiante grâce à une station sous pointe. Trois mesures quatre points sont effectuées sur l'échantillon. Tout d'abord on mesure la résistance du fil (3.7). Ensuite, on mesure les deux moitiés du fil indépendamment, en série avec la jonction tunnel(3.8). La mesure de la résistance est obtenue à l'aide d'un amplificateur synchrone en mesure *A-B*. De cette façon, l'échantillon est présélectionné pour être monté dans un porte échantillon.

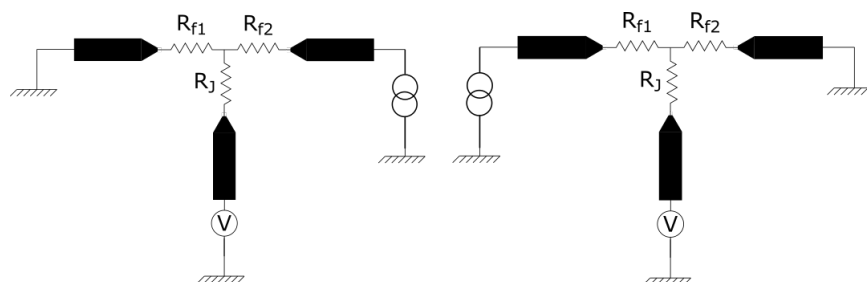


FIGURE 3.7 – À gauche, mesure trois points de la résistance de la partie gauche du fil. À droite, mesure quatre points de la partie droite du fil.

Ensuite, lorsque l'échantillon est monté dans le montage expérimental, des mesures quatre points sont effectuées le plus proche possible de l'échantillon fig. 3.9. Une fois le résultat obtenu à chaud, le frigo à dilution est refroidi et la valeur

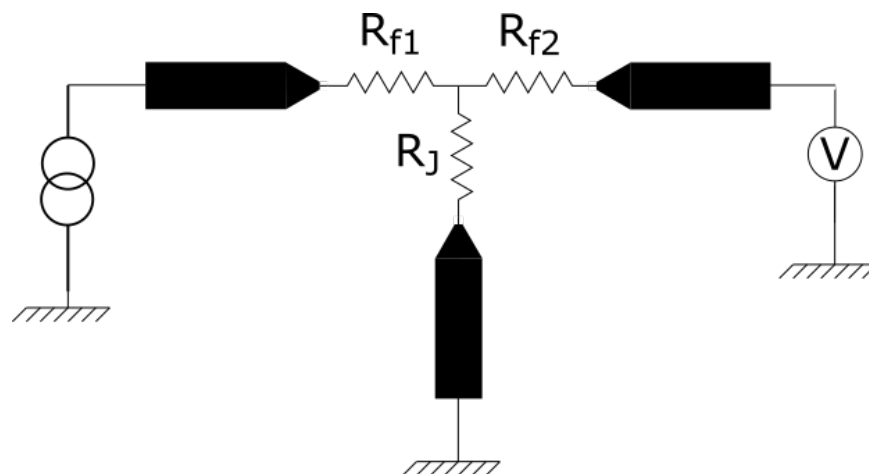


FIGURE 3.8 – Mesure quatre points de la jonction tunnel de l'échantillon.

de la résistance de la jonction ou du fil est prise en continu jusqu'à la température de refroidissement désirée 3.10. Il est important de s'assurer que l'échantillon n'est pas dans sa phase supraconductrice.

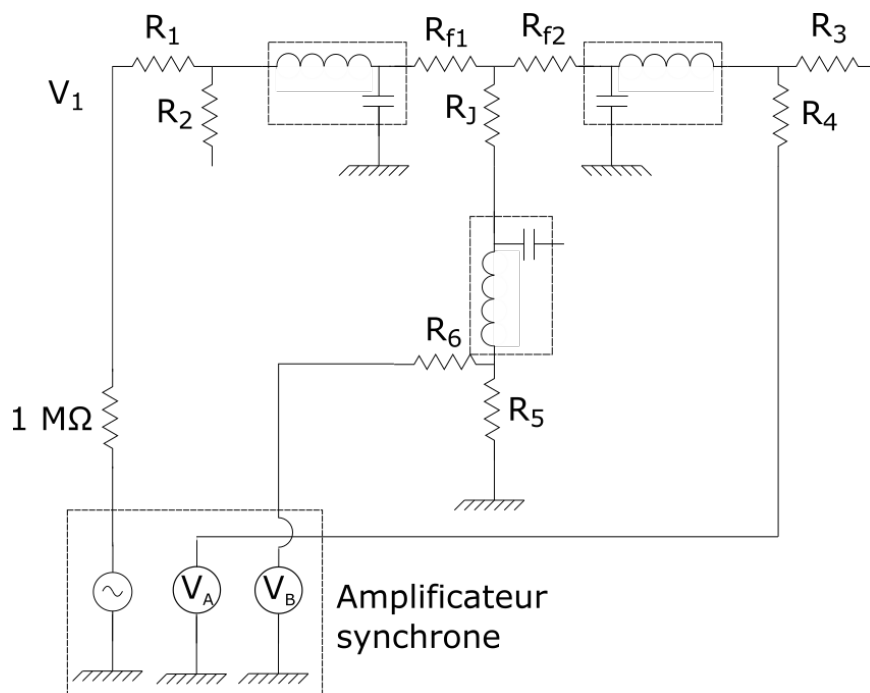


FIGURE 3.9 – Mesure quatre points de la jonction tunnel de l'échantillon dans le montage expérimental.

L'échantillon qui a été caractérisé et utilisé dans la suite de ce mémoire possède

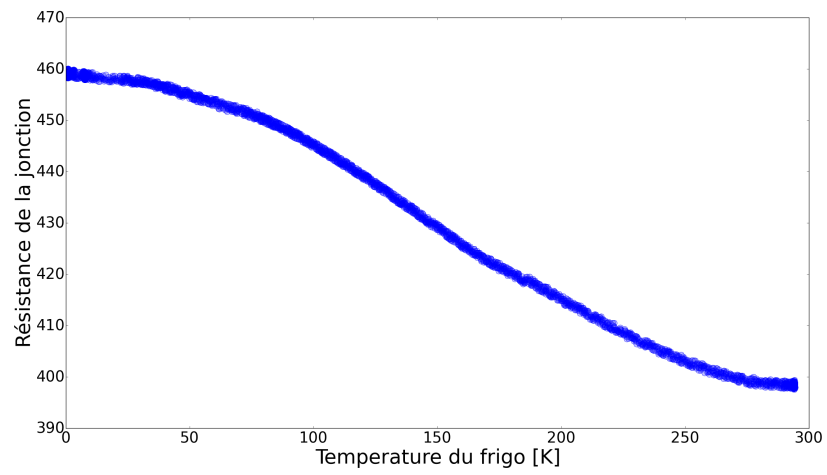


FIGURE 3.10 – Mesure de la résistance de la jonction tunnel en fonction de la température lors d'un refroidissement du frigo à dilution.

une résistance de jonction de 460  $\Omega$  et une résistance de fil de 90  $\Omega$  à froid.

## Chapitre 4

# Montages expérimentaux et calibrations

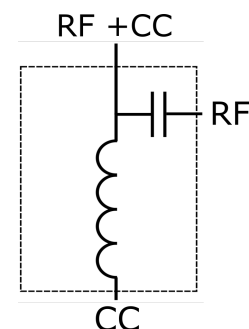
### 4.1 Instruments de laboratoire

L'échantillon a été fabriqué et installé dans un porte échantillon adéquat. Il faut maintenant l'implémenter dans un circuit électronique capable d'appliquer une différence de potentielle le long du fil, mais pas sur la jonction pour ainsi créer la différence de température de chaque côté de la jonction et de mesurer le bruit. Pour ce faire, il faut employer plusieurs instruments d'excitations, de mesures, de composants électroniques passifs et actifs.

#### 4.1.1 Composants électroniques passifs

##### Bias-Tee

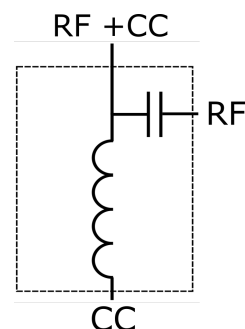
Un bias-Tee est un composant électronique à trois ports qui agit un peu comme un accès à deux filtres. La première entrée est une entrée qui permet au courant continu (CC) et aux radiofréquences (RF) d'être transmise. La seconde entrée est une entrée à courant continu uniquement. Elle est symbolisée par une inductance, objet reconnu pour agir comme filtre



passé bas. La troisième entrée est une entrée radiofréquence symbolisée par une capacitance agissant comme filtre passé haut. L'utilisation de bias-tee permet donc d'avoir un système d'alimentation et de mesure CC et un autre système d'excitation et de mesure RF. Les bias-tee sont fabriqués de telle façon à donner accès à certaines bandes passantes bien séparées pour chaque entrée et d'avoir une bonne adaptation d'impédance de façon à ce que le strict minimum soit réfléchi dans le système. Les fréquences de coupure des différentes entrées des bias-Tee ZFBT-6G+ utilisés dans les différents montages de cette expérience sont de 0 à 10MHz à l'entrée CC et 10 à 6000MHz au niveau de l'entrée RF.

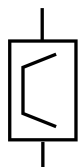
## Multiplexeur

Le multiplexeur est essentiellement un bias-Tee qui agit à plus hautes fréquences. Celui employé dans cette expérience, le DPX-1 de Marki, a pour bande passante de 0 à 850MHz pour l'entrée basse fréquence et de 1.4 à 5 GHz pour l'entrée haute fréquence.



## Filtre

Un filtre sert à sélectionner une bande de fréquence d'intérêt. Il nous permet de couper les fréquences qui sont hors de la bande de fréquence de notre amplificateur et qui pourraient réchauffer notre échantillon.

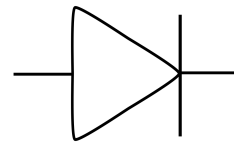


Les filtres possibles sont passe-bas, passe-haut ou passe bande. Les filtres utilisés dans ce montage servent soit à empêcher les oscillations de l'amplificateur cryogénique ou à couper des signaux parasites non-désirés avant et après les amplificateurs à chaud. La bande passante préconisée dans ce montage pour la mesure est de 0.02 à 1 GHz.

## Diode



Les diodes sont souvent employées dans des circuits électroniques complexes. Ces dispositifs fabriqués de semi-conducteurs dopés permettent le passage de courant dans une seule direction sous l'application d'une tension minimale à ces bornes. Dans les expériences de mesures de bruit, elle sert de détecteur de puissance et permet d'obtenir le deuxième moment des fluctuations de tension. C'est-à-dire qu'elle redresse le signal en sortie de la ligne d'amplification, donnant accès à la densité spectrale de bruit, qui est le signal désiré. Le détecteur de puissance utilisé ici a pour bande passante 100 kHz à 2.0 GHz et aussi une certaine sensibilité de  $1 \text{ mV} / \mu\text{W}$ .



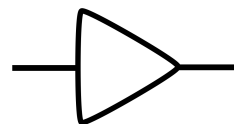
#### 4.1.2 Éléments actifs

Toutes ces mesures ne pourraient pas avoir lieu sans l'utilisation d'excellents amplificateurs. Mesurer du bruit implique mesurer des signaux excessivement faibles. Il est primordial que le bruit induit par le système de mesure soit le plus faible possible de manière à faciliter la mesure. Il faut donc un signal d'une grande propreté et des amplificateurs à faible bruit.

##### Amplificateur cryogénique

L'amplificateur cryogénique ne diffère pas en beaucoup de choses de son cousin à température ambiante outre le fait qu'il fonctionne toujours aux températures cryogéniques. Cependant, dans le cas de mesures de bruit, il est essentiel que cet amplificateur envoie le moins de bruit possible dans le signal puisqu'il est le premier dans la chaîne d'amplification.

Le signal qu'amplifie un amplificateur n'est pas uniquement le signal qu'il mesure en entrée, mais aussi son bruit inhérent. De plus, c'est le bruit du premier amplificateur qui aura le plus d'impact dans la mesure [11]. On peut voir l'importance d'un bon choix d'amplificateur cryogénique via cette relation qui montre bien que le bruit le plus important est celui du premier amplificateur :



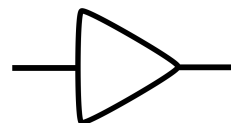
$$T_{sys} = T_{n1} + \frac{T_{n2}}{G_1} + \frac{T_{n3}}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_{nk}}{G_1 G_2 \dots G_{k-1}} \quad (4.1)$$

Ici,  $T_{sys}$  est la température de bruit total du système, les  $T_{ni}$  sont les températures de bruit de l'amplificateur  $i$  et les  $G_i$  sont les gains des amplificateurs  $i$ . L'amplificateur CITLFF1 de *Caltech* a une bande passante de 10MHz à 1GHz et a un bruit estimé de 3 à 4 K aux températures de mesures.

### Amplificateurs à température ambiante

Ces amplificateurs fonctionnent comme l'amplificateur à froid. Leur choix est moins crucial que celui à froid puisque leur apport de bruit est significativement moins important que celui à basse température qui verra son bruit amplifié trois fois puisqu'il traverse (en comptant l'amplificateur cryogénique) trois amplificateurs dans le cas de cette expérience.

Ils doivent avoir une bande passante conséquente à celle déterminée par l'amplificateur cryogénique. Dans le cas échéant, les amplificateurs à chaud ZFL-1000LN+ de *Mini-Circuit* amplifient sur une bande passante allant de 0.1 à 1GHz.



### 4.1.3 Sources

Les sources employées lors de cette expérience sont des sources de tension courant continu. Aucune excitation en fréquence n'a été nécessaire. À l'occasion, il a été nécessaire de changer la source de tension en source de courant simplement en ajoutant une résistance suffisamment élevée pour pouvoir négliger toutes les autres résistances du système, c'est-à-dire au minimum 100kOhm. Les sources utilisées sont des *Yokogawa* de *Agilent*, sources à très faible bruit et haute stabilité.

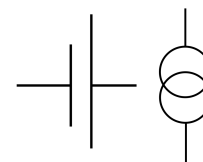


FIGURE 4.1 - À gauche, une source de tension, à droite, une source de courant.

#### 4.1.4 Multimètres

Pour mesurer le bruit et les tensions d'intérêts lors des différentes manipulations, nous avons utilisé un multimètre digital 34410A de *Agilent*. Ces multimètres sont très précis et permettent l'ajustement du temps d'intégration. Ainsi, il est possible de trouver un équilibre intéressant entre prendre des mesures rapides pour limiter la dérive des amplificateurs et moyenner suffisamment longtemps pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

#### 4.1.5 Amplificateur synchrone

Un amplificateur synchrone ("lock-in amplifier") est un appareil servant à mesurer le signal à une fréquence bien précise et préalablement sélectionnée. Une source intégrée envoie un signal à la fréquence désirée. Il est ensuite possible de mesurer le signal obtenu entre une borne et la masse ou de faire la soustraction entre deux bornes. Ce signal est ensuite démodulé pour donner l'amplitude des deux quadratures mesurées soit en partie réelle et imaginaire ou en amplitude et phase.

Cet appareil a été utilisé lors de cette expérience pour obtenir la résistance différentielle de différentes parties de l'échantillon. En balayant la tension continue et en induisant une tension alternative à chacune des valeurs de tension continue, il est possible d'obtenir la pente du signal mesuré.

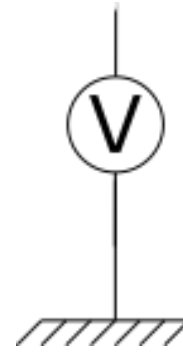


FIGURE 4.2 – Dans la majorité des cas, les multimètres ont été utilisés sous forme de voltmètre identifié comme ci-haut.

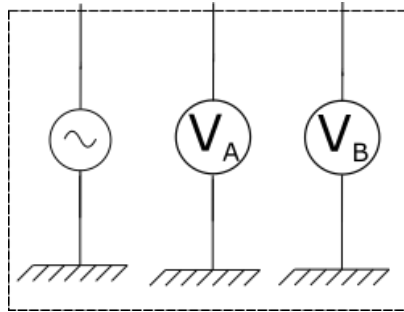


FIGURE 4.3 – Schéma d'un amplificateur synchrone

## 4.2 Cryostat à dilution

La méthode de refroidissement employée pour descendre aux températures désirée est un cryostat à dilution *BlueFors*. Un mélange d'hélium 3 et 4 est liquéfié et entre en contact avec les plateaux via un circuit fermé et absorbe la chaleur de ces derniers. Les composants électroniques et les échantillons ne sont jamais en contacts avec l'hélium.

Plusieurs plateaux à plusieurs températures sont présents dans le frigo. Le plateau le plus important est celui le plus froid. Il peut atteindre des températures aussi froides qu'environ  $7mK$ . C'est sur ce plateau que se trouve la majorité du montage à froid et l'échantillon. Ainsi, il est possible de limiter les sources de bruit thermique en provenance d'autres composants. Le second plateau d'intérêt est le plateau à  $3 K$ . Sur ce plateau se trouve l'amplificateur cryogénique. Il maintient sa température constante jusqu'à quelques pourcents d'erreur lorsque le plateau le plus froid est varié en température lors des manipulations. De plus, il a une assez grande puissance de refroidissement pour ne pas chauffer en raison de la présence de l'amplificateur cryogénique. C'est donc le plateau idéal pour l'amplificateur cryogénique qui doit être le plus froid possible, mais posséder une grande stabilité thermique.



FIGURE 4.4 – Photo d’un frigo à dilution fermé.

### 4.2.1 Manipulation de la température

Pour les mesures de bruit thermique et pour effectuer les mesures aux diverses températures, il est nécessaire d’avoir un certain contrôle sur la température du cryostat. Pour y parvenir, le système de contrôle *Lakeshore* est muni d’un régulateur proportionnel-intégrale-dérivé (PID) qui contrôlera la quantité de courant envoyé dans une résistance collée sur le plateau le plus froid du frigo. Par effet Joule, cette résistance dissipera suffisamment de puissance pour élever la température. La boucle de rétroaction, préalablement ajustée, assurera la stabilité de la température de ce plateau. Ainsi, il sera possible d’effectuer des mesures à différentes températures et aussi des mesures en fonction de la température.

Pour ce qui est du refroidissement, il suffit de réduire la puissance dissipée dans la résistance et d’utiliser la puissance de froid intrinsèque du frigo à dilution.



FIGURE 4.5 – Frigo à dilution ouvert. Nous pouvons y voir les différents plateaux donnant accès à divers températures.

## 4.3 Caractérisation du fil

### 4.3.1 Calibration

La première chose à faire lors de notre expérience est de caractériser le fil diffusif qui sert d'électrode chaude. Pour cela, il faut faire le lien entre la température du fil et la tension appliquée. Nous avons vu plus tôt que dans un régime électron-phonon, la température électronique  $T_e$  est donnée par l'équation eq. (1.22). Cette température dépend de grandeurs telles que  $\Sigma$  et  $n$  qui varient d'un échantillon à l'autre. Elles doivent donc être mesurées. Pour y arriver, nous avons mesuré le bruit de Johnson-Nyquist aux bornes du fil diffusif à l'aide du montage de la figure 4.6 :

L'échantillon et autres composants en noir sont situés sur le plateau à  $7\text{ mK}$  du frigo à dilution puisque c'est le plateau le plus froid et, tel qu'expliqué précédemment, est aussi le plateau sur lequel la température peut être contrôlée. L'échantillon

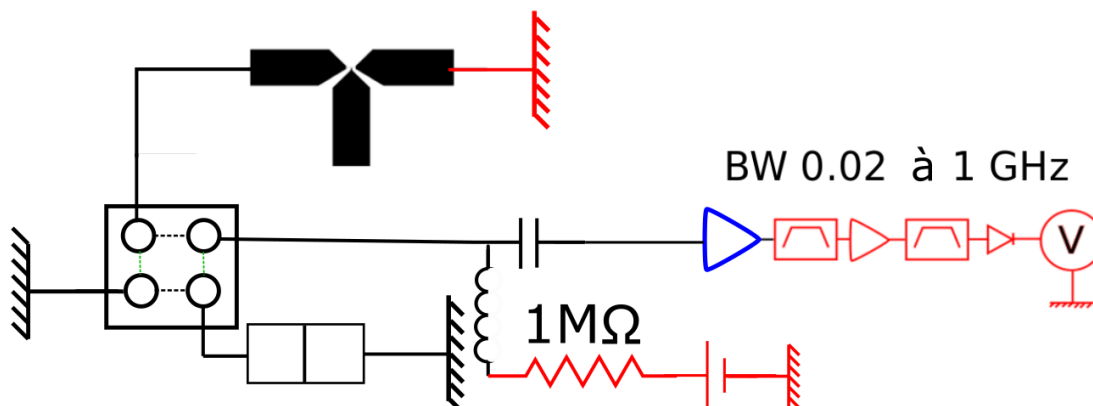


FIGURE 4.6 – Ce montage permet de calibrer la mesure de bruit du fil et de mesurer le bruit du fil. Tout ce qui est noir à pour températures 50 à 800  $mK$ , en bleu 4  $K$  et en rouge est à température pièce. Les pointillés noirs et verts dans le relais représentent les deux configurations possibles. La première configuration, en pointillés noirs, permet la mesure du bruit du fil et la seconde configuration en pointillés verts, permet la mesure du bruit de la jonction précalibrée.

sera excité par une source de tension situé à température ambiante. D'un côté du fil, en passant par les pointillés noirs du relais, une ligne d'amplification munie d'un amplificateur cryogénique, d'amplificateurs à températures ambiantes et de filtres amplifiera le signal avant qu'il soit mesuré par un détecteur de puissance. Le bruit mesuré représente du bruit thermique dont la température dépend de la tension [12] et sera de la forme suivante :

$$S_{II-mesure} = A_T \left( 4k_B/R_{fil} \left( \frac{V^2}{\Sigma \nu R_{fil}} + T_{ph}^n \right)^{(1/n)} + 4k_B T_A / R_A \right) \quad (4.2)$$

où  $A_T$  est le facteur d'échelle qui comprend notamment le gain de la ligne d'amplification,  $T_A$  la température de bruit émise par l'amplificateur et  $R_A$ , la résistance de l'amplificateur. Ici, l'exposant  $n$  remplace la valeur 5 vue dans la théorie (éq. (1.22)). Expérimentalement, cette puissance peut varier entre 4 et 6 suivant la pureté du matériau.

Cette formule permet à la fois d'effectuer une calibration grâce au bruit thermique et aussi de vérifier la température électronique du système lorsqu'aucune tension n'est appliquée sur les jonctions tunnels.

Afin de déterminer les valeurs de  $\Sigma$  et  $n$ , il est nécessaire d'effectuer une calibration afin d'obtenir les caractéristiques de la chaîne d'amplification. Pour y arriver nous avons mesuré le bruit d'une jonction tunnel préalablement calibrée. Cette mesure peut être faite consécutivement avec les mesures de bruit de fil grâce au relais représenté dans le schéma du montage. Ce relais permet de mesurer le bruit du fil (pointillés noirs) ou le bruit de la jonction précalibrée (pointillés verts). Il est primordial d'effectuer ces deux mesures successivement pour éviter d'éventuelles dérivées du gain ou de la température de l'amplificateur cryogénique. Les résultats du bruit de la jonction pour des températures allant de  $50\text{ mK}$  à  $650\text{ mK}$  sont tracés sur la figure :4.7 accompagnés de leurs ajustements, décrits par l'équation suivante [13] :

$$S_{II-mesure} = A_S(2eI\coth\frac{eV}{2k_B T} + 4k_B T_A/R_A) \quad (4.3)$$

Cette équation représente le résultat expérimental attendu par la mesure du bruit de grenaille d'une jonction tunnel. Le premier terme représente le bruit de la jonction, alors que le second terme représente l'amplitude de bruit ajouté par la ligne d'amplification. Les deux termes sont multipliés par le facteur d'échelle  $A_S$  qui représente les pertes et les gains du système.

À haute tension, les résultats tendent bien vers la limite de bruit de grenaille (eq. (1.20)). À tension nulle, la température de bruit est belle et bien égale à la température du frigo à dilution. De plus, les ajustements sont satisfaisants et permettent d'obtenir l'information sur la chaîne d'amplification. Les valeurs obtenues pour le facteur d'échelle et la température d'amplificateur pour les différentes températures sont respectivement de  $(3.03 \pm 0.01) \times 10^{21}$  pour le premier et de  $(3.9 \pm 0.1)K$  pour le dernier. À l'aide de ces deux informations, il est maintenant possible de quantifier les mesures de bruit de fil.

Les valeurs obtenues pour le facteur d'échelle et la température d'amplificateur pour les différentes températures sont respectivement de  $(3.03 \pm 0.01) \times 10^{21}$  pour le premier et de  $(3.9 \pm 0.1)K$  pour le dernier. À l'aide de ces deux informations, il est maintenant possible de quantifier les mesures de bruit de fil.



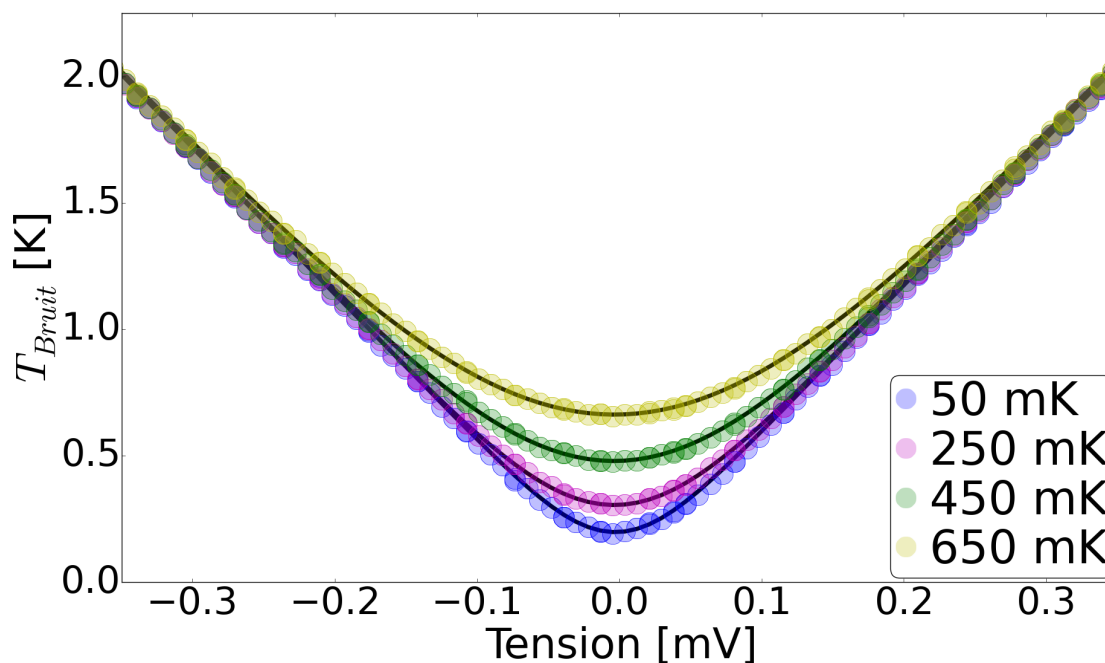


FIGURE 4.7 – Bruit de la jonction tunnel de calibration en fonction de la tension appliquée. Les différentes courbes ont été prises à différentes températures de frigo à dilution, allant de 50 à 800  $mK$ . Les traits noirs représentent les ajustements théoriques obtenus grâce à l'équation (4.3).

### 4.3.2 Température du fil selon la tension appliquée

Pour connaître la température électronique dans l'électrode chauffante en fonction de la tension appliquée, tel qu'indiqué plus haut, des mesures de bruit du fil ont été faites à l'aide du montage expérimental expliqué plus tôt (fig. : 4.6). En utilisant les valeurs de gains et de température d'amplificateur trouvés précédemment, il est possible de transformer le bruit mesuré en température à l'aide des deux équations : éq. :(1.19), (4.2). Les mesures du bruit du fil en fonction de la différence de potentiel à ses bornes pour différentes températures du cryostat allant de 50  $mK$  à 800  $mK$  sont tracées sur la figure 4.8. Sur cette figure, les traits noirs représentent les ajustements théoriques faits à l'aide de l'équation (1.22), on constate un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Pour la courbe à 50  $mK$ , il existe tout de même un écart entre les données et l'ajustement théorique. La température a été fixée par celle obtenue grâce aux ajustements

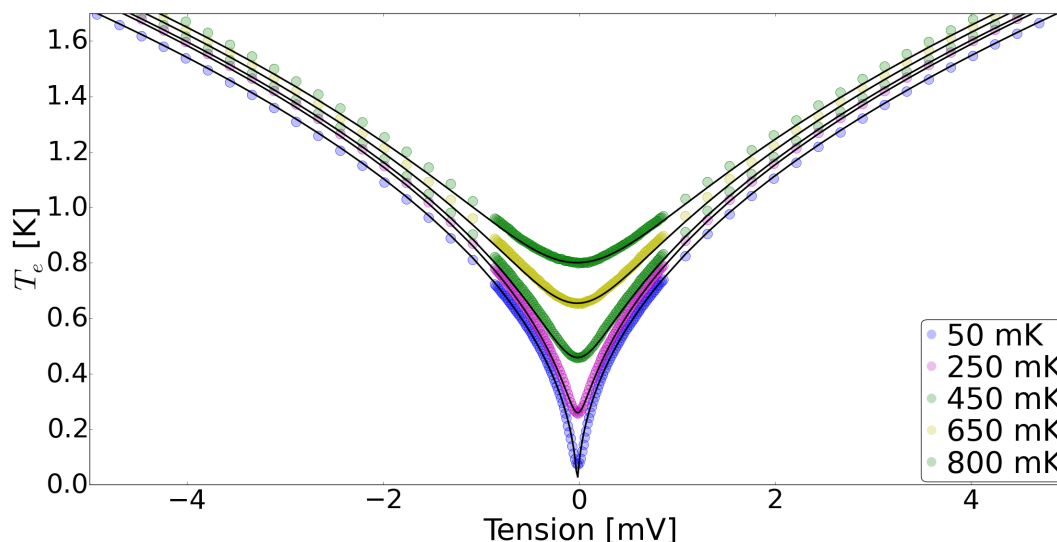


FIGURE 4.8 – Bruit du fil en fonction de la tension appliquée sur celui-ci. Chaque courbe représente une température de frigo à dilution différente allant de 50 mK à 800 mK. Les courbes noires sont les résultats des ajustements en laissant l'exposant 5 et la puissance d'échange de chaleur  $\Sigma$  de l'équation (1.22) variable. Les courbes rouges sont les ajustements théoriques associés à chaque température mesurée.

faits sur la jonction tunnel pré-calibrée. Or, il est reconnu expérimentalement qu'il est difficile de refroidir un fil mésoscopique à des températures inférieure à 100 mK. Ceci pourrait expliquer cet écart. Les ajustements donnent des résultats différents de  $n$  et de  $\Sigma$  selon la température du cryostat qui varie entre  $4.39$  et  $4.43 \pm 0.003$  pour  $n$  et de  $37.2 \times 10^{-9} WK^{-5} \mu m^{-3}$  à  $33.3 \times 10^{-9} WK^{-5} \mu m^{-3} \pm 0.1 \times 10^9$  pour la puissance d'échange de chaleur  $\Sigma$ . La théorie stipule que l'exposant peut varier entre 4 et 6 selon la pureté de l'échantillon et  $\Sigma$  pour de l'aluminium est estimé à  $1.68 \times 10^{-9} WK^{-5} \mu m^{-3}$  [14]. Ces valeurs ne devraient pas varier en température et les courbes prises à différentes températures devraient se superposer à haute tension, ce qui n'est pas ce que nous observons. Il est possible que le fil diffusif soit dans un régime intermédiaire entre électrons chauds et électron-phonon (voir sous-section 1.3.1 et sous-section 1.3.2), ce qui pourrait expliquer cet écart.

Le but premier était d'obtenir les valeurs des constantes  $\Sigma$  et  $n$  de l'équation (1.22) de façon à utiliser la théorie pour passer de la tension appliquée à la température. Cependant, pour éviter de faire une supposition sur le régime dans lequel se trouve le fil, nous avons utilisé directement la température donnée par les mesures de bruit.

De cette façon, on s'assure que bien qu'il soit possible que le régime dans lequel nous sommes ne soit pas purement électron-phonon, notre expérience exprime la véritable température électronique associée au système. En effet, la mesure de bruit nous informe directement sur la température électronique moyenne, indépendamment du régime ou de l'état du système. Grâce à ces mesures, nous avons un lien direct entre la température et la tension appliquée.

## Chapitre 5

# Analyse et résultats

### 5.1 Polarisation

L'objectif de ce projet est de polariser la jonction tunnel en température. Pour y arriver, nous appliquons une différence de potentiel sur le fil qui chauffera par effet Joule. Il est important d'appliquer cette différence de potentiel de façon à ce que la jonction ne voit aucune tension. En appliquant une tension  $+V$  d'un côté et  $-V$  de l'autre, on s'attend à ce que la jonction ne soit polarisée qu'en température puisque le potentiel au centre du fil, soit où se trouve la jonction, devrait être nul (figure 5.2).

Cependant, ce n'est pas si simple. Bien que l'échantillon soit fabriqué de façon à être symétrique, le montage expérimental lui ne peut pas l'être totalement. Il est nécessaire de connaître la résistance de tous les câbles et composants puisqu'il y a une chute de potentiel aux bornes de chacun, disymétrisant le système. De plus, un inconvénient de polariser en tension est la présence d'un courant thermoélectrique dû à la différence de température entre la source et l'échantillon  $300K$  à  $10mK$  qu'il faudra prendre en compte. Le schéma équivalent en courant continu est présenté à la figure 5.1 où, par souci de généralisation, nous avons considéré des résistances de fils différentes de part et d'autre de la jonction de manière à prendre en compte les asymétries dues à la fabrication.

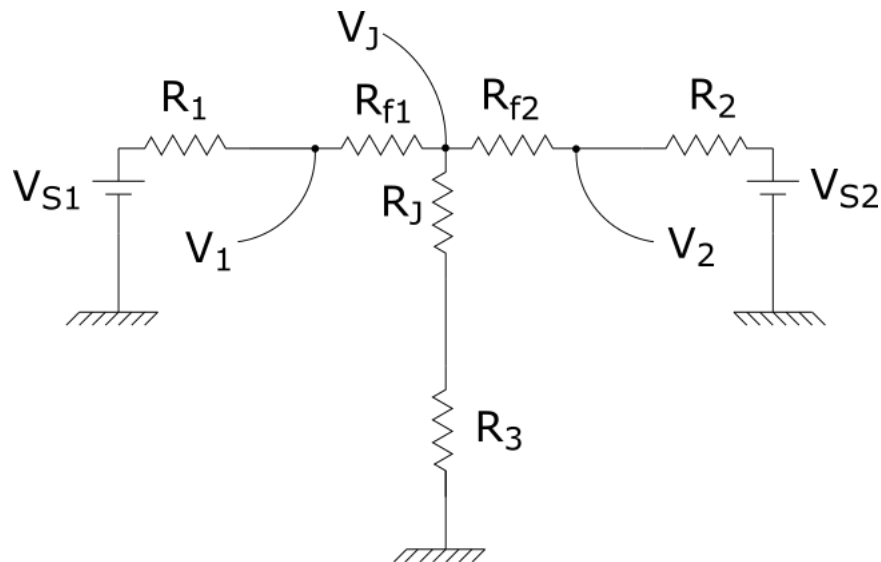


FIGURE 5.1 – Équivalent à courant continu du montage expérimental. Les résistances dénotées  $R_{fi}$  sont les résistances de la partie fil de l'échantillon,  $R_J$  est la résistance de la jonction tunnel de l'échantillon, alors que les autres résistances représentent les résistances des câbles qui joignent le montage à l'échantillon.

À l'aide du schéma expérimental présenté en figure 5.1, il est possible d'exprimer la tension aux bornes de la jonction et du fil en fonction de la tension appliquée à l'aide des équations suivantes :

$$V_1 = V_{S1} - V_J \left( \frac{R_1}{R_J + R_3} \right) + (V_{S2} - V_2) \frac{R_1}{R_2} \quad (5.1)$$

$$V_2 = V_{S2} - V_J \left( \frac{R_2}{R_J + R_3} \right) + (V_{S1} - V_1) \frac{R_2}{R_1} \quad (5.2)$$

où  $V_J$ , la tension aux bornes de la jonction, est définie par l'équation suivante :

$$V_J = (V_1/R_{f1} + V_2/R_{f2}) \left( R_{f1}^{-1} + R_{f2}^{-1} + (R_J + R_3)^{-1} \right)^{-1} + V_{Th} \quad (5.3)$$

Ici,  $V_{1,2}$  sont les tensions à gauche et à droite du fil,  $R_{f1,f2}$  sont les résistances de la partie gauche et droite du fil résistif de l'échantillon,  $V_{Th}$  est la tension dans la jonction due au courant thermo-électrique provenant de la différence de température

des câbles qui descendent dans le frigo à dilution. Nous avons pris soin de mesurer les résistances de chaque composants du système, ce qui nous permet, grâce aux équations (5.1), (5.2) et (5.3), d'en déduire les tensions  $V_{S1}$  et  $V_{S2}$  à appliquer de façon à polariser la jonction en température uniquement ( $V_J = 0, V_2 \neq V_2$ ).

## 5.2 Hotnoise en fonction du voltage

Le montage représenté à la figure 5.2 est utilisé pour mesurer le bruit aux bornes de la jonction lorsqu'elle est polarisée en température. D'une part, on polarise le fil en tension pour que la différence de potentiel aux bornes de la jonction soit nulle tel qu'expliqué précédemment. Ainsi, le fil chauffe, sans qu'on ne polarise la jonction, permettant d'appliquer un gradient de température au niveau de la jonction. Les fluctuations de tension sont mesurées par un amplificateur cryogénique situé sur l'étage à 3 K du cryostat à dilution. La bande de fréquence que mesure cet amplificateur va de 20 MHz à 1 GHz. Ces fluctuations sont ensuite réamplifiées par une chaîne d'amplificateurs situés à température ambiante. Le bruit en sortie de la chaîne d'amplification est mesuré à l'aide d'un détecteur de puissance branché sur un multimètre, représenté par la diode de la figure 5.2. De plus, un ampèremètre est en série avant la jonction pour s'assurer qu'aucun courant ne la traverse. Un relais permet de passer de l'échantillon à une jonction tunnel pré-calibrée qui sert à caractériser la chaîne d'amplification, de la même façon que dans les manipulations précédentes.

Sur la figure 5.3, le bruit aux bornes de la jonction est tracé en fonction de la tension sur le fil pour différentes températures de cryostat, allant de 50 mK à 800 mK. À première vue, le résultat de la figure 5.3 ressemble beaucoup à une mesure de bruit du fil, ce qui n'est pas surprenant considérant la théorie. Nous avons prédit qu'à haute température, le bruit aux bornes de la jonction tunnel est de la forme  $S_{II} = 4k_B T \ln 2 / R$  où T est la température de l'électrode chauffée. Cette température dépend de la tension appliquée aux bornes du fil selon l'équation (1.22). Ainsi, il est normal de mesurer une dépendance en tension similaire à ce qu'on attend pour le bruit d'un fil diffusif. Bien entendu, l'équation (1.22) n'est qu'une approximation valable à haute différence de température et il faudra reprendre le

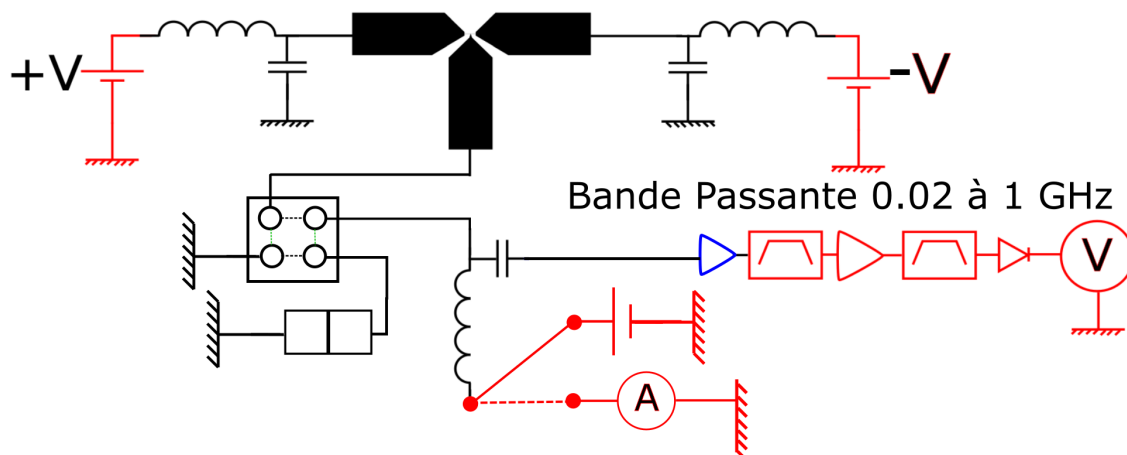


FIGURE 5.2 – Montage utilisé pour mesurer le *Hotnoise*. Tout ce qui est en noir est sur le plateau le plus froid du frigo qui sera balayé de 50 à 800 *mK*, en bleu, la température est de 4 *K* et en rouge, tout est à température pièce. Les pointillés noirs et verts dans le relais représentent les deux configurations possibles.

traitement numérique complet que nous avons fait au [chapitre 2](#) pour expliquer les courbes de la figure 5.3 en détails.

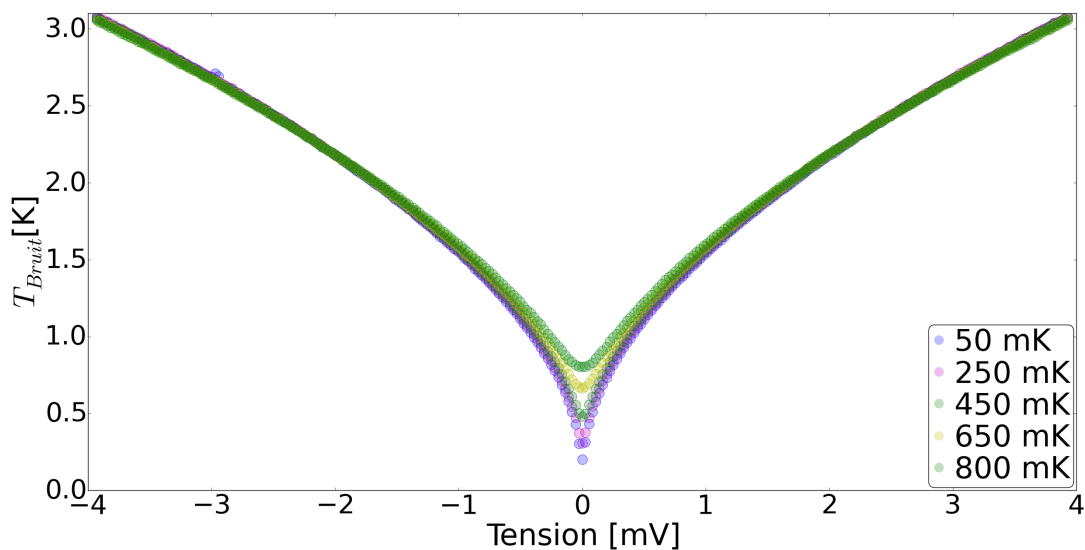


FIGURE 5.3 – Hot noise en fonction de la tension appliquée aux bornes du fil à différentes températures du frigo à dilution. Les températures vont de 50 *mK* à 800 *mK*.

Encore une fois, à tension nulle, on s'attend à ce que la température de bruit soit

équivalente à la température de l'échantillon, ultimement du frigo à dilution. Ces températures sont raisonnablement proches et les écarts peuvent s'expliquer par un environnement électromagnétique, bruit de l'amplificateur ou signaux parasites qui chauffent le fil.

### 5.3 Hotnoise en fonction de la température électronique

Grâce à la calibration du fil diffusif faite dans la [sous-section 4.3.2](#), il est possible de transformer la tension appliquée sur le fil en température au niveau de la jonction. La partie "Expérience" de la figure 5.4 montre les données de la figure 5.3 dont l'abscisse a été transformé en unité de température, ainsi  $T_1$  représente la température de l'électrode chauffée. Ces mesures ont été prises à différentes températures de cryostat  $T_2$  allant de 50 mK à 800 mK qui correspond à la température de l'électrode froide. La droite pointillée rouge représente le résultat attendu par du bruit thermique. La droite pointillée noire représente le résultat attendu dans la limite haute température ( $T_1 \gg T_2$ ) décrite par l'équation  $T_{Bruit} = T_1 \ln 2$ .

En comparant les résultats expérimentaux avec la théorie dans la figure 5.4, on note plusieurs différences. En commençant au bas de la courbe, les points à plus basses températures (de 50 mK à environ 100 mK) ne concordent pas avec la température du frigo. Ils ont une température électronique légèrement plus élevée. Ce phénomène est fort probablement dû au fait que l'amplificateur cryogénique et même le reste du système envoient du bruit sur l'échantillon, limitant la température électronique minimale atteignable dans le frigo. C'est pour cela qu'ils ne concordent pas avec la droite correspondant au bruit thermique, équation (1.18). Lorsqu'on applique une différence de température sur la jonction, le bruit mesuré est plus faible que le bruit thermique régulier. Les courbes s'approchent de la limite décrite par la droite noire (équation (2.5)) cependant, sans jamais l'atteindre. Ceci est tout de même prometteur puisque c'est une preuve que nous appliquons bien une différence de température de chaque côté de la jonction. Cependant, deux problèmes peuvent s'être produits. Le premier est qu'il est possible que nous ayons chauffé aussi l'autre côté de la jonction. Dans ce cas, il serait nécessaire de changer l'échantillon. Ensuite,



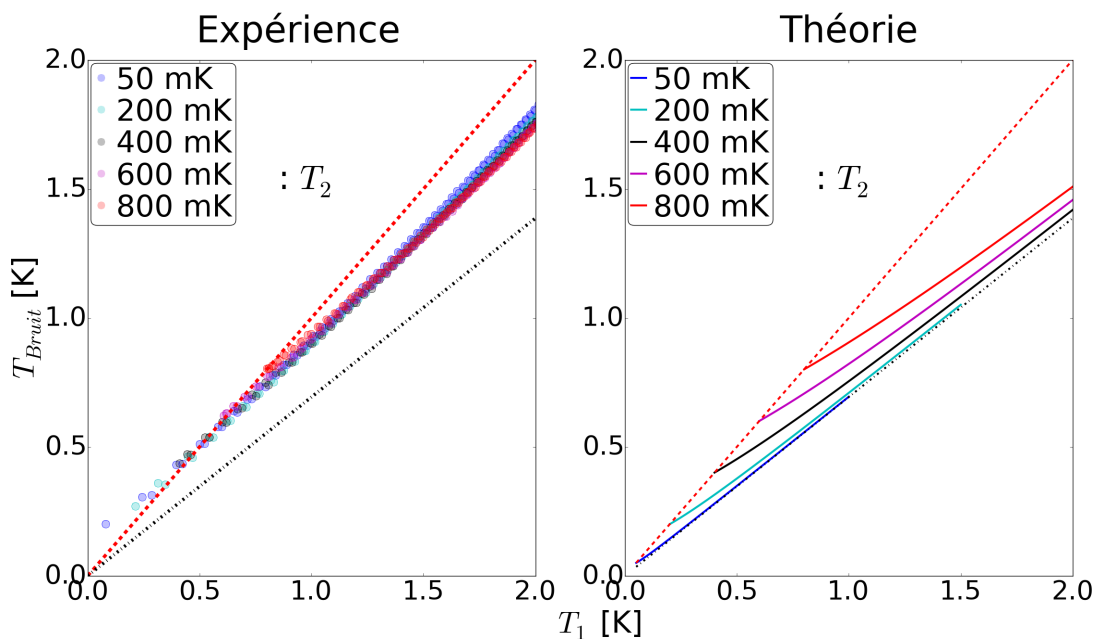


FIGURE 5.4 – Hotnoise en fonction de la température électronique de l'électrode chauffée. Le graphique de gauche représente les résultats expérimentaux, alors que celui de droite représente les résultats théoriques attendus. Chaque courbes représentent des températures de frigo à dilution différentes, allant de 50 mK à 800 mK. La droite pointillée rouge représente le bruit thermique, alors que la droite noire représente la limite haute température ( $T_1 \gg T_2$ ) menant à l'équation  $T_{Bruit} = T_1 \ln 2$ .

l'erreur la plus importante est probablement une mauvaise estimation de la température. En effet, pour estimer la température  $T_1$ , on utilise les mesures du bruit du fil tel qu'expliqué dans la [sous-section 4.3.2](#), or ces mesures nous permettent d'extraire la température moyenne et non pas la température au niveau de la jonction. Dans un régime purement électron-phonon, ces deux températures sont les mêmes, cependant comme expliqué dans la [sous-section 1.3.1](#), il y a toujours du refroidissement par diffusion près des contacts, ce qui entraîne une différence entre température moyenne et température locale. Cette erreur est d'autant plus importante que la température d'équilibre du système  $T_2$  est basse, car la longueur électron-phonon  $L_{e-ph}$  augmente rendant le processus de refroidissement par diffusion de plus en plus important.

Nous avons donc essayé de faire le lien entre la température moyenne dans le fil obtenue par les mesures de bruit du fil et la température réelle au niveau de la

jonction. Cette dernière, en supposant que la jonction est situé en plein centre du fil, est toujours équivalente à la température maximale  $T_{max}$  du profil de température quelque soit le régime considéré (figures 1.7-1.8). L'échantillon est sûrement dans un régime intermédiaire, mais pour simplifier les calculs nous avons décidé de considérer un régime purement électrons chauds qui, comme exprimé dans la sous-section 1.3.2, rappelons le, donne le profil de température suivant :

$$T(x) = \sqrt{T_{ph}^2 + \frac{3}{\pi^2} x(1-x) \left(\frac{eV}{k_B}\right)^2} \quad (5.4)$$

De plus, il est important de se souvenir que le lien entre température moyenne  $T_{moyen}$  et température maximale  $T_{max}$  correspond à  $\lim_{eV \ll k_B T_{ph}} T(x) \Rightarrow T_{max} = \frac{4}{\pi} T_{moyen}$ , et à  $\lim_{eV \gg k_B T_{ph}} T(x) \Rightarrow T_{max} = \frac{3}{2} T_{moyen} - \frac{1}{2} T_2$ .

La figure 5.5 représente la température de bruit en fonction de la température  $T_1$  à différentes températures de cryostat  $T_2$  une fois les corrections faites. Du côté sur fond bleu, les résultats ont été tracés avec les corrections de la limite  $eV \ll k_B T_{ph}$  et du côté sur fond rouge, les résultats sont tracés avec les corrections de la limite  $eV \gg k_B T_{ph}$ . Encore une fois, les pointillés rouges représentent le bruit thermique (1.18) et la droite noire la limite haute température ( $T_1 \gg T_2$ ) menant à l'équation  $T_{Bruit} = T_1 \ln 2$ .

Les résultats concordent surprenamment bien à ce que prédisent les calculs que nous avons effectués dans la chapitre 2. Dans la partie sur fond bleu qui suit l'approximation  $eV \ll k_B T_{ph}$ , on voit que les premiers points des courbes aux différentes températures de cryostat  $T_2$  suivent bien la limite de bruit thermique. Pour la même raison que le graphique 5.4, les premiers points des courbes aux températures de cryostats les plus faibles sont un peu plus élevés, c'est-à-dire que la température réelle est plus élevée que la température attendue en raison d'un environnement électromagnétique parasite. Dès les points suivants, toutes les courbes ont un signal de bruit plus faible que le bruit thermique normalement obtenu. Les courbes se dirigent de manière intéressantes vers la limite haute température représentée par la droite pointillée noire. Dans la section en rouge, les résultats sont tracés dans la limite où  $eV \gg k_B T_{ph}$ . Ils concordent parfaitement avec la prédiction

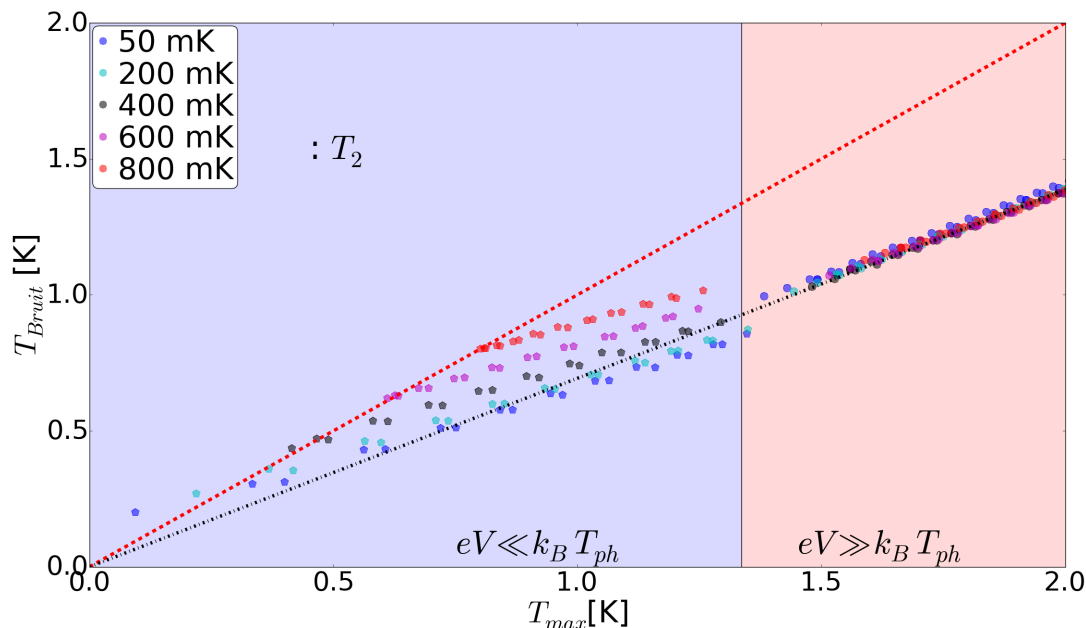


FIGURE 5.5 – Hotnoise en fonction de la température électronique de l'électrode chauffée. La partie sur fond bleu à gauche représente le régime où  $eV \ll k_B T_{ph}$  et la partie de droite sur fond rouge le régime  $eV \gg k_B T_{ph}$ . Les températures de frigo à dilution auxquelles les mesures ont été prises vont de 50 à 800 mK. Les pointillés rouges représentent le bruit thermique (1.18) et la droite noire la limite haute température ( $T_1 \gg T_2$ ) menant à l'équation  $T_{Bruit} = T_1 \ln 2$ .

$S_{II} = 4k_B T_1 G \ln 2$  valide à haut gradient de température. Bien qu'à première vue, ces résultats soient très convaincants, il faut être prudent quant à leur validité. De considérer uniquement le régime électrons chauds est une approximation. En réalité, le système est probablement dans un régime intermédiaire entre électrons chauds et électron-phonon. Le lien entre la température maximale  $T_{max}$  et la température moyenne  $T_{moy}$  est donc plus complexe.

Pour pallier aux difficultés de détermination de température, une expérience avec un autre échantillon, muni de contacts supraconducteurs a été imaginée. De cette façon, il n'y aura aucune chaleur transportée par les électrons dans les contacts puisque les matériaux supraconducteurs ne transportent pas de chaleur. On s'assure ainsi d'être dans un régime où tout le refroidissement se fait par interaction électron-phonon. Ainsi, la température est constante tout le long du fil rendant la température moyenne égale à la température au niveau de la jonction 1.7 simplifiant grandement

sa détermination. Ces échantillons sont en cours de fabrication.

# Conclusion

À travers une multitude de manipulations ayant pour but de calibrer différents systèmes, à l'aide d'une multitude de précautions en lien avec la polarisation adéquate d'un échantillon fabriqué par photolithographie, il a été possible d'obtenir des résultats intéressants et extrêmement prometteurs bien que non définitifs au sujet de la mesure du bruit d'une jonction tunnel polarisé en température.

Les graphiques 5.4 et 5.5 démontrent bel et bien une déviation du bruit thermique normalement attendu lorsqu'une jonction tunnel est à l'équilibre et à température fixe. Ceci est prometteur et intéressant. Malgré tout, la limite à grande différence de température de chaque côté de la jonction, où la pente devait avoir un facteur  $\ln 2$  (eq. (2.5)) par rapport au bruit thermique régulier n'a jamais été atteinte.

L'erreur la plus importante provient de l'incertitude d'être dans un régime électron-phonon. En effet, si le régime dans lequel se trouve le système est autre, la température électronique moyenne dans le fil et la température électronique où se trouve la jonction sont différentes. Même sans être dans un autre régime, si les chutes de températures de chaque côté du fil sont trop importantes et larges dues à la longueur électron-phonon ( $L_{e-ph}$ ), la température moyenne et la température au niveau de la jonction sont encore une fois différentes. Cette erreur peut expliquer pourquoi l'expérience n'est pas concluante en considérant uniquement le régime électron-phonon.

La suite logique a donc été de considérer le système dans le régime électrons chauds. La figure 5.5 montre que les résultats obtenus en considérant ce régime soutiennent les calculs du chapitre 2. Il serait donc intéressant d'investiguer plus en profondeur la possibilité que notre système soit dans ce régime. Cependant,

aussi prometteur soient les résultats, il est dangereux de considérer le système dans un régime purement électrons chauds. Il se trouve probablement dans un état intermédiaire entre électrons chauds et électron-phonon. La solution la plus sécuritaire et facile reste de forcer le système dans un régime électron-phonon.

De nouvelles initiatives ont été prises pour la suite de l'expérience. Tel qu'exprimé plus haut, des échantillons munis de contacts supraconducteurs seront fabriqués de façon à garder une température constante le long du fil et s'assurer que le seul mécanisme qu'auront les électrons pour se refroidir sera d'interagir avec le réseau. Ainsi, la distribution de température le long du fil sera un plateau, rendant la température électronique moyenne et la température électronique locale identiques (voir figure 5.6).

Nous espérons ainsi réussir à obtenir des résultats expérimentaux en accords avec nos prédictions théoriques (fig. 2.1).

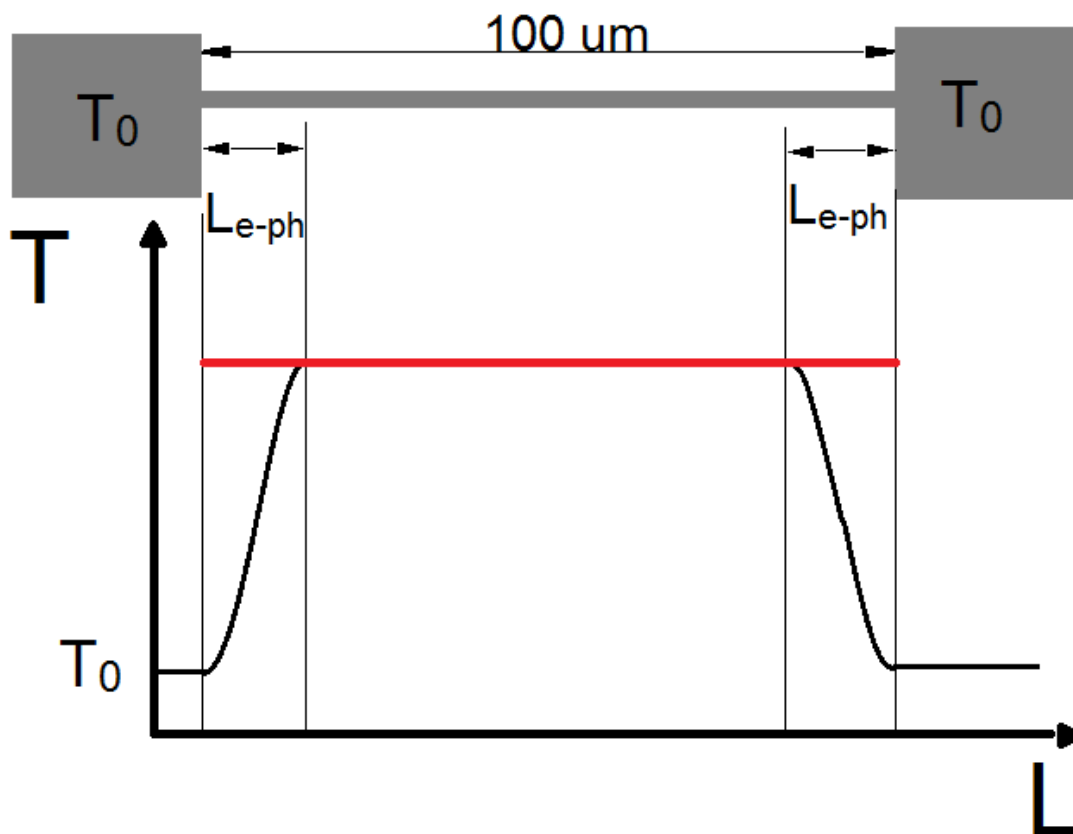


FIGURE 5.6 – Distribution de température dans le fil, normalisé en longueur. En noir, la distribution de température représente celle obtenue lorsque dans le régime électron phonon en présence de contacts normaux. En rouge, la distribution de température le long du fil en présence de contacts supraconducteurs.

# Bibliographie

- [1] R. W. Wilson. The cosmic microwave background radiation. *Rev. Mod. Phys.* **51**, 433–445 (1979). [cf. p. 1]
- [2] J. B. Johnson. Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.* **32**, 97–109 (1928). [cf. p. 1, 12]
- [3] Ya.M. Blanter et M. Büttiker. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physics Reports* **336**(1–2), 1 – 166 (2000). [cf. p. 1, 2, 4]
- [4] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel et C. T. Foxon. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848–850 (1988). [cf. p. 8]
- [5] H. Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.* **32**, 110–113 (1928). [cf. p. 12]
- [6] DR White, R Galleano, A Actis, H Brixy, M De Groot, J Dubbeldam, A L Reesink, F Edler, H Sakurai, R L Shepard et J C Gallop. The status of johnson noise thermometry. *Metrologia* **33**(4), 325 (1996). [cf. p. 12]
- [7] L. Saminadayar, D. C. Glattli, Y. Jin et B. Etienne. Observation of the  $e/3$  fractionally charged Laughlin quasiparticle. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2526–2529 (1997). [cf. p. 13, 14]
- [8] M. Heiblum M. Umansky V. Bunin G. Mahalu D. Picciotto, R. Reznikov. Direct observation of a fractional charge. *Nature* (1997/09/11/print). [cf. p. 13]
- [9] C. M. Knoedler et Richard F. Voss. Voltage noise measurement of the vortex mean free path in superconducting granular tin films. *Phys. Rev. B* **26**, 449–451 (1982). [cf. p. 14]
- [10] B. Huard, H. Pothier, D. Esteve et K. E. Nagaev. Electron heating in metallic resistors at sub-kelvin temperature. *Phys. Rev. B* **76**, 165426 (2007). [cf. p. 15, 18]
- [11] Jean Olivier Simoneau. *Statistique de photons d'une jonction tunnel déduite de mesures de potentiel électrique à l'aide d'un amplificateur paramétrique Josephson*. Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, (2015). [cf. p. 38]



- [12] F. C. Wellstood, C. Urbina et John Clarke. Hot-electron effects in metals. *Phys. Rev. B* **49**, 5942–5955 (1994). [cf. p. 44]
- [13] Lafe Spietz, K. W. Lehnert, I. Siddiqi et R. J. Schoelkopf. Primary electronic thermometry using the shot noise of a tunnel junction. *Science* **300**(5627), 1929–1932 (2003). [cf. p. 45]
- [14] Edouard Pinsolle, Alexandre Rousseau, Christian Lupien et Bertrand Reulet. Direct measurement of the electron energy relaxation dynamics in metallic wires. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 236601 (2016). [cf. p. 47]