Etude de la dynamique d'un réseau de vortex dans un supraconducteur par mesures de bruit.

Joseph Scola

▶ **To cite this version:**

Joseph Scola. Etude de la dynamique d'un réseau de vortex dans un supraconducteur par mesures de bruit.. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université de Caen, 2005. Français. NNT : . tel-00011633

HAL Id: tel-00011633
https://theses.hal.science/tel-00011633

Submitted on 16 Feb 2006

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

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

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. Sciences

École Doctorale SIMEM

Laboratoire CRISMAT-ENSICAEN

T H È S E

présentée par

Mr. Joseph Scola

Soutenue le
le 10 Octobre 2005

en vue de l'obtention du
DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN
Spécialité : Milieux denses et matériaux

(Arrêté du 25 avril 2002)

ÉTUDE DE LA DYNAMIQUE D'UN RÉSEAU DE VORTEX DANS UN SUPRACONDUCTEUR PAR MESURES DE BRUIT

1

MEMBRES du JURY

Christophe GOUPIL	Professeur des Universités, CRISMAT-ENSICAEN *(Directeur de thèse)*
Paul CROZAT	Professeur des Universités, IEF-Université de Paris 11 *(rapporteur)*
Jean-Pascal BRISON	Directeur de recherches, CRTBT-CNRS Grenoble *(rapporteur)*
Claude FERMON	Ingénieur CEA, SPEC-CEA Saclay *(examinateur)*
Bernard PLAÇAIS	Directeur de recherches, LPA-ENS Paris *(examinateur)*
Charles SIMON	Directeur de recherches, CRISMAT-CNRS *(examinateur)*

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire CRISMAT/ENSICAEN, et je souhaite remercier ses directeurs successifs Bernard Raveau et Antoine Maignan de m'y avoir accueuilli.

Pour avoir accepté de faire partie de mon jury, je remercie Claude Fermon, Bernard Plaçais, et Charles Simon, ainsi que les deux rapporteurs Paul Crozat et Jean-Pascal Brison pour la grande attention qu'ils ont portée à mon manuscrit.

Je ne saurai assez remercier Alain Pautrat pour m'avoir enseigné, avec beaucoup de patience, sa rigueur et son pragmatisme : je lui sais gré de son exigence qui m'a appris à tirer le meilleur des données... et pas seulement des données. Travailler en sa compagnie fut toujours aussi enrichissant, pour sa sympathie comme pour ses inestimables conseils. Merci Chef.

Christophe Goupil a été mon directeur de thèse, et ce fut toujours un très grand plaisir de travailler en sa dynamique et érudite compagnie. C'est également lui qui m'a amené à la recherche, et il a pour cela toute ma reconnaissance.

Je remercie également Charles Simon pour ses précieux enseignements en Physique, son soutien dans les périodes de doute, voire de détresse, et toutes les fois où nous avons refait le monde ensemble...

Ce fut plus généralement un plaisir de travailler dans l'équipe Physique du laboratoire, en compagnie de Sylvie Hébert, Raymond Frésard, Henni (pautrat) Ouerdane et Vincent Hardy, qui m'ont toujours offert un accueil chaleureux.

J'adresse toute ma reconnaissance et ma sympathie à Patrice Mathieu et Annie Brûlet, pour la gentillesse avec laquelle ils m'ont initié à la neutronique, ainsi qu'à Bernadette Domengès et Laurence Méchin, pour m'avoir fait partager quelque connaissance en irradiation ionique et microscopie.

Les mesures à basse température ont été rendue possible grâce au liquéfacteur d'Hélium de Jean-Pierre Salandin à qui va ma sincère reconnaissance ; qu'il m'excuse de n'avoir pas égalé les prouesses de mon prédécesseur.

La réalisation du montage expérimental a été grandement facilité par les contributions de Stéphane Lejuez et Frédéric Ferreira, je les en remercie, ainsi que pour leurs analyses footballistiques, ce qui ne court pas les couloirs du laboratoire.

Mes trois années de thèse furent avant tout trois excellentes années passées entre Caen et Nanterre, dont les enseignements extra-scientifiques nécessiteraient plusieurs manuscrits comme celui-ci. Au crédit de tous mes excellents souvenirs, je ne citerai ici que ceux qui durent s'accomoder de ma compagnie quotidienne,

À commencer par Silvette qui a guidé mes premiers pas au laboratoire avec une

générosité formidable, et une bonne humeur inébranlable (tant qu'on ne parlait pas de football), et Natàlia qui m'a permis, mine de rien, de gagner un bon mois de rédaction au total grâce à notre petite compétition : j'ai eu énormément de joie à partager le bureau avec vous, et j'espère avoir pu vous rendre, en partie au moins, tout le soutien que vous m'avez donné pendant les moments difficiles,

Marçin, pour avoir poussé ma vision du monde légèrement plus vers l'Est, quand il ne devait pas affronter les grèves à répétition de ses bosons esclaves, ainsi que Yannick et Damien qui complètent les membres du très fréquenté bureau des thésards de Physique,

L'équipe "xy" du ski, Olivier (comment ?), Nicolas et François (...quatorze), pour toutes nos rigolades, et tous ces bons souvenirs finalement,

Hélène, Clara, Yohann, Mathieu et Wilfrid, avec qui ce fut chaque fois un plaisir de partager un RU, un café, ou un verre,

Murielle, Jéjé et toute l'équipe céramique pour m'avoir accepté quelques mois alors que je n'étais même pas céramiste !

Tous ceux, et ils sont nombreux, qui ont eu la gentillesse de venir me soutenir à l'occasion de mes quelques prestations extra-scientifiques, ainsi que Doriane et Fred pour y avoir eux-mêmes participé,

Zubi, Oscar, Guigui, Anne, Lise, Arnaud et Émilie (plus le canapé de Damien) pour les mois, semaines ou heures passés ensemble rue de l'Arquette.

Je tiens à remercier Leïla pour tout le temps qu'elle m'a sacrifié ces 10 derniers mois, et pour avoir toujours été là... de même que ma mère et ma tante pour leur soutien moral et logistique sans faille.

Ce travail a été soutenu par la région "Basse-Normandie" et le CNRT Matériaux Basse-Normandie.

À Giuseppe Scola.

"La sensualité, c'est la mobilisation maximale des sens : on observe l'autre intensément et on écoute ses moindres bruits."

Milan Kundera, *L'insoutenable légèreté de l'être.*

Table des matières

I Généralités **7**

I.1 La théorie de Ginzburg-Landau 7

I.1.1 Les équations de Ginzburg-Landau 7

I.1.2 Longueur de cohérence et profondeur de pénétration du champ 9

I.2 Le réseau de vortex 12

I.2.1 Le réseau d'Abrikosov 12

I.2.2 La supraconductivité de surface 14

I.2.3 Aimantation 15

I.3 Dynamique du réseau de vortex 16

I.3.1 Le Flux-flow 16

I.3.2 Ancrage du réseau de vortex 17

I.3.3 Ancrage en volume 17

I.3.4 Ancrage de surface 19

II Le bruit de vortex **27**

II.1 Littérature du bruit de vortex 28

II.1.1 Nature du signal de mesure 28

II.1.2 Le bruit de vortex comme sonde des centres de piègeage en volume 33

II.1.3 Le bruit comme sonde de l'ordre du réseau 35

II.2 Modèle de bruit de flux-flow 44

II.2.1 Sur la dissipation 44

II.2.2 Nature des fluctuations 44

II.2.3 Bruit et dissipation 45

II.2.4 Extension spatiale des fluctuations 46

II.2.5 Sur le bruit basses fréquences 47

II.2.6 Échange surface-volume 48

II.2.7 Modélisation statistique 50

III Montage expérimental **53**

III.1 Stabilité des sources et régulation de température 53

III.1.1 Sources de courant 53

III.1.2 Régulation de température 54
III.1.3 Champ magnétique 56
III.2 Chaîne de mesure faible bruit 56
III.2.1 Porte-échantillon et cannes de mesure 56
III.2.2 Bruit électronique 60
III.2.3 Analyse des spectres 64

IV Bruit de tension et courant critique : étude du Niobium massif 68
IV.1 Effets de taille, état de surface, et courant critique 69
IV.1.1 Bruits et dimension 69
IV.1.2 Influence de l'état de surface sur le courant critique . . . 71
IV.2 Présentation de l'expérience 80
IV.2.1 Caractérisation de nos échantillons de Niobium 80
IV.2.2 Préparation des échantillons 81
IV.2.3 Réalisation des contacts électriques 85
IV.2.4 Limitation expérimentale 86
IV.3 Effets géométriques 88
IV.3.1 Sur le courant critique 88
IV.3.2 Sur le bruit 92
IV.4 Influence de l'état de surface 100
IV.4.1 Sur le courant critique 100
IV.4.2 Sur le bruit 105

V Bruit de tension en supraconductivité de surface 113
V.1 Vortex et ancrage 113
V.1.1 Caractérisation de la supraconductivité de surface 113
V.1.2 Supraconductivité de surface en champ perpendiculaire . 117
V.1.3 Sur l'existence des vortex de Kulik 119
V.2 Comparaison avec le bruit dans l'état mixte 121
V.3 Sur le piégeage à longue portée 126

VI Allure des spectres de bruit 128
VI.1 Allure des spectres de la littérature 129
VI.1.1 Pertinence du critère 129
VI.1.2 Variété des résultats 130
VI.2 Enveloppes spectrales 134
VI.2.1 Cas de surfaces homogènes 134
VI.2.2 Cas d'une rugosité forte à « grande » échelle 138
VI.3 Bruit sur bande étroite (NBN) 145

VII Bruit de tension dans un micro-pont 150
VII.1 Expérience dans un micro-pont 151
VII.1.1 Réalisation des échantillons 151

VII.1.2 Champ magnétique induit par un courant traversant le micro-pont . . . 151
VII.1.3 Mesures de transport dans un micro-pont . . . 152
VII.1.4 Caractérisation des échantillons . . . 153
VII.2 Courant critique et ancrage dans un micro-pont sur couche mince 155
VII.2.1 Effet de la vitesse . . . 155
VII.2.2 Effet des bords . . . 158
VII.3 Bruit de flux-flow dans un micro-pont . . . 162
VII.3.1 Préambule : caractérisation du micro-pont gravé . . . 162
VII.3.2 Étude en puissance du bruit de flux-flow . . . 165
VII.3.3 Statistique du bruit de flux-flow . . . 172
VII.3.4 Statistiques au depiégeage . . . 174

A Bruit longitudinal et transverse d'un réseau de vortex en mouvement **i**

B Outils statistiques **viii**
B.1 Signaux aléatoires . . . viii
B.1.1 Généralités . . . viii
B.1.2 Echantillonnage d'un signal aléatoire . . . viii
B.2 Statistiques du premier ordre . . . ix
B.3 Statistiques d'ordres supérieurs . . . xi
B.3.1 Stationnarité . . . xi
B.3.2 Histogrammes . . . xii
B.3.3 Second spectre . . . xiii

C Polissages chimiques **xv**

D Notations **xviii**

Introduction

Cette thèse aborde le problème très général de l'ancrage des vortex dans les supraconducteurs de type II. Ouverte par Abrikosov en 1957, la question du comportement du réseau de vortex n'a eu de cesse de susciter investigations expérimentales et modélisations théoriques. Plus précisément, la compréhension des propriétés de transport est une des problématiques centrales : les lignes de flux, que constituent les vortex, sont mises en mouvement par un courant de transport, or l'expérience montre qu'elles restent immobiles en-deçà d'un courant seuil, le courant critique. Ce phénomène est attribué aux interactions des vortex avec des *pièges* dont l'action détermine le courant critique d'une part, et les propriétés dynamiques du réseau d'autre part. La nature et l'action de ces pièges fait débat depuis longtemps, mais de nombreuses expériences indiquent que la surface joue un rôle dominant dans les propriétés de transport d'un supraconducteur dit « soft », c'est-à-dire homogène à l'échelle inter-vortex.

La théorie développée par P. Mathieu et Y. Simon (MS) offre une description de *l'ancrage de surface* que vérifie quantitativement la phénoménologie *globale* du réseau de vortex. Toutefois, le comportement du réseau à l'échelle d'un vortex échappe à la représentation en termes de *continuum*. Or, la compréhension du mécanisme d'ancrage du réseau de vortex passe par la connaissance de son comportement microscopique. La question centrale est de savoir lequel du désordre ou de l'interaction électromagnétique entre vortex domine l'un sur l'autre. De nombreuses théories ont été élaborées, et prédisent soit une cristallisation complète, soit au contraire, une prédominance du désordre, qui confèrerait au réseau des propriétés vitreuses. Une réponse expérimentale requiert l'observation des vortex aux échelles pertinentes du désordre (y compris les plus petites), précisément pour séparer leur comportement collectif de l'effet du désordre ambiant.

L'ordre du réseau statique ou dynamique est directement visible par diffraction de neutrons, mais cette technique ne permet pas de résoudre les éventuelles déformations microscopiques induites par le désordre. D'une façon générale, l'ordre microscopique d'un réseau de vortex statique est difficile à mettre en évidence expérimentalement, aussi s'intéresse-t-on aux interactions du réseau en mouvement avec le potentiel dont la réponse en tension ou en champ magnétique est techniquement plus accessible avec la précision nécessaire. Par

ailleurs, le désordre du potentiel rend ces interactions aléatoires, de sorte que les signaux enregistrés sont traités comme des bruits.

Le bruit de vortex a fait l'objet d'une intense activité de recherche depuis les années 60, notamment à propos de son origine exacte, qui renvoie aux sources d'ancrage et à leur action. Un modèle général de bruit basé sur la théorie MS a été proposé par B. Plaçais *et al.* au début des années 90. Elle a été vérifiée dans des échantilons de PbIn et présente l'avantage de n'avoir encore jamais été contredite par l'expérience. Nos travaux ont été menés dans le but d'éprouver la généralité de ce modèle, et ce faisant, de réunir un maximum d'éléments de compréhension du bruit de vortex dans des matériaux simples — disons bien connus — que sont les supraconducteurs à basse température critique. Dans cette optique, nos expériences s'articulent en grande partie autour d'échantillons d'une même espèce, le Niobium. Nos effort se sont particulièrement concentrés sur l'influence de l'état de surface sur le régime bruyant, et sur l'ancrage plus généralement.

Le document s'ouvre sur une présentation générale du réseau de vortex dans un supraconducteur, ainsi que par l'exposé des principaux points de la théorie MS concernant les propriétés de transport (Chapitre I).

L'introduction du sujet se poursuit par une brève revue des approches historiques du bruit de vortex, puis par notre interprétation du modèle de bruit développé par B. Plaçais (Chapitre II).

Le sujet est abordé par l'expérience, et un chapitre sera consacré à la description du dispositif de mesure de bruit réalisé au cours de cette thèse (Chapitre III).

Nos premières mesures ont été effectuées sur un échantillon de PbIn. L'étude que nous en proposons s'inscrit dans la continuité d'expériences précédentes sur ce matériau. Le bruit est abordé comme une sonde de l'ordre du réseau, dans le but de vérifier, ou d'infirmer, l'hypothèse de l'existence de transitions dynamiques du réseau de vortex, issue de théories récentes. Cette étude s'écarte de la problématique dominante de nos travaux, qui se concentrent sur le Niobium, aussi n'est-elle présentée qu'en annexe (Annexe A).

Seront rapportés les résultats de nos mesures de bruit dans des échantillons massifs de Niobium de taille et de rugosité différences (Chapitre IV). Pour rendre la situation plus claire, les données du bruit sont toujours accompagnés d'une caractérisation préalable du potentiel de piégeage à l'échelle macroscopique.

Ces mesures nous ont conduit à nous intéresser au régime de supraconductivité de surface dont nous rapporterons pour la première fois le régime bruyant (Chapitre V).

À l'issue de la présentation des régimes bruyants dans des échantillons massifs, nous proposons une discussion sur la signification de la distribution spec-

trale du bruit (Chapitre VI).

Enfin, nous compléterons l'analyse de l'influence de la taille du système sur le bruit de tension par des mesures sur des micro-ponts réalisés sur une couche mince (Chapitre VII). À cette occasion, une grande attention sera apporté sur la statistique des fluctuations.

Chapitre I

Généralités

I.1 La théorie de Ginzburg-Landau

I.1.1 Les équations de Ginzburg-Landau

La description microscopique exacte de la supraconductivité à basse température critique a été établie dans les années 50 par Bardeen, Cooper et Schriffer [1]. Leur théorie dite « BCS » a révolutionné la physique de la supraconductivité, en se basant sur l'existence d'interactions attractives entre les électrons. Elle s'applique particulièrement à des milieux dans lesquels les paramètres supraconducteurs sont constants dans l'espace. Or, l'état mixte des supraconducteurs de type II que nous présenterons dans la suite, se caractérise précisément par l'inhomogénéité spatiale du paramètre d'ordre supraconducteur. Une approche phénoménologique indépendante du mécanisme microscopique peut être alors d'une grade utilité.

Ginzburg et Landau (GL) avaient développé dès 1950 une telle approche qui introduit un paramètre d'ordre complexe $\psi = |\psi|e^{i\varphi}$ tenant compte des variations spatiales. Son module en particulier représente la densité d'électrons supraconducteurs :

$$|\psi(\mathbf{r})|^2 = n_s(\mathbf{r}). \tag{I.1}$$

Bien qu'elle permit d'interpréter avec succès l'état intermédiaire [1], ses fondements phénoménologiques ont limité l'intérêt qu'elle pouvait susciter. En particulier, elle ne rend pas compte des interactions entre électrons. La portée de la théorie GL ne fut révélée que plusieurs années plus tard en 1959 par Gor'kov [3] qui a établi qu'elle dérivait d'un cas limite (T$\sim$ T$_c$) de la théorie microscopique BCS.

[1] état caractérisant les supraconducteurs de type I, dans lequel des zones normales cohabitent avec des zones supraconductrices, à l'intérieur d'un même échantillon

La théorie GL repose sur le développement de la densité d'énergie libre f en fonction de ψ, dont on suppose les variations suffisamment lentes dans l'espace. En l'absence de champ magnétique et d'inhomogénéités, la densité d'énergie libre s'écrit :

$$f = f_{n0} + \alpha|\psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi|^4, \tag{I.2}$$

où f_{n0} représente l'énergie libre de l'état normal, et α et β sont deux constantes qui dépendent du matériau. Elles peuvent être des fonctions de la position dans l'échantillon, de sorte que les propriétés d'ancrage et les effets de proximité peuvent y être incorporés.

Le développement n'est rigoureusement valable que pour $|\psi| \to 0$, donc près de T_c, et n'a donc de sens que pour $\beta > 0$ (pour raisonner dans la limite petit ψ). Lorsque α est positive, le minimum d'énergie est atteint pour $|\psi|^2 = 0$: c'est l'état normal ($T > T_c$). Dans le cas opposé, l'énergie est minimisée par $|\psi|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$ ($T < T_c$). α varie en fonction de la température comme $-(1-T/T_c)$.

Le gain d'énergie de l'état supraconducteur permet de définir le *champ critique thermodynamique* H_c :

$$f - f_{n0} = -\frac{\alpha^2}{2\beta} = \frac{-H_c^2}{8\pi}. \tag{I.3}$$

S'appuyer sur le fait que l'apparition de super-électrons réduit l'énergie du système ne suffit pas à décrire le comportement d'un supraconducteur en présence de champ magnétique. Si tel était le cas, le champ pénètrerait régulièrement l'échantillon (en négligeant les effets géométriques) jusqu'à H_c, ce qui n'est pas le cas. Au contraire, le système s'oppose à la pénétration du champ, d'où la nécessité d'ajouter un terme d'énergie interfaciale, qui dépend du gradient et de l'amplitude du paramètre d'ordre.

$$\frac{1}{2m^*}\left|i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A}\psi\right|^2. \tag{I.4}$$

m^* représente la masse effective d'une particule chargée, en l'occurence une paire d'électrons, et sa valeur habituelle est deux fois la masse d'un électron. La valeur de e^* est fixée par la quantification du flux à deux fois la charge électronique, comme nous le verrons par la suite.

En développant le paramètre d'ordre en module et phase, ce terme s'écrit comme la somme d'une énergie de *gradient d'amplitude*

$$\frac{1}{2m^*}\hbar^2(\nabla|\psi|)^2,$$

et de l'énergie cinétique d'une paire d'électrons

$$\frac{1}{2m^*}\left(\hbar\nabla\varphi + e^*\mathbf{A}\right)^2|\psi|^2,$$

dans laquelle le moment cinétique

$$\mathbf{p} = \hbar\nabla\varphi = m^*\mathbf{v} - e^*\mathbf{A}$$

ne dépend pas de la jauge. Enfin, en présence d'un champ magnétique ($\mathbf{b} = \nabla \times \mathbf{A}$), on ajoute le terme d'énergie magnétique, et l'énergie libre s'écrit :

$$f(\mathbf{b}) = f_{n0} + \alpha|\psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*}\left|i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A}\psi\right|^2 + \frac{\mathbf{b}^2}{2\mu_0}. \tag{I.5}$$

En présence d'un champ magnétique extérieur $\mathbf{B_0}$, l'échantillon est à l'équilibre thermodynamique si son enthalpie libre $\mathcal{G}$

$$\mathcal{G} = \int d^3\mathbf{r}\left(f - \frac{1}{\mu_0}\mathbf{b}.\mathbf{B_0}\right) \tag{I.6}$$

est minimale. Un calcul variationnel par rapport à ψ et $\mathbf{A}$ conduit à deux équations différentielles. L'une définissant la densité de courant locale :

$$\mathbf{j} = -\nabla \times \frac{\mathbf{b}}{\mu_0} = \frac{ie^*\hbar}{2m^*}(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi) - \left(\frac{e^{*2}}{m^*}\right)|\psi|^2\mathbf{A}, \tag{I.7}$$

l'autre contenant les paramètres du matériau

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*}(i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A})^2\psi = 0. \tag{I.8}$$

Le calcul rend nécessaire l'ajout d'une condition limite. Elle permet de spécifier qu'aucun courant ne sort de l'échantillon lorsqu'il est plongé dans un milieu isolant :

$$\left(i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A}\right)\psi\Big|_n = 0. \tag{I.9}$$

Il est important de remarquer que cette condition impose indirectement que les singularités du paramètre d'ordre, et donc les lignes de vortex, sortent de l'échantillon *perpendiculairement à la surface*. Ce résultat apparament banal a, en fait, des conséquences fondamentales comme nous le verrons plus tard.

L'équation (I.7) permet de mettre en évidence la quantification du flux à l'intérieur d'un supraconducteur. Le calcul de son intégrale de contour le long d'un chemin fermé où $\mathbf{j} = 0$ (loin d'une singularité) montre que le flux à l'intérieur de cette boucle est un multiple de $\phi_0 = \frac{\hbar}{e^*} \approx 2\,10^{-15}Wb$.

I.1.2 Longueur de cohérence et profondeur de pénétration du champ

Longueur de cohérence

Pour de petites valeurs du paramètre d'ordre ($|\psi| \ll 1$), l'équation (I.8) se linéarise en :

$$\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha|}\Delta\psi(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r}). \tag{I.10}$$

Ce résultat signifie qu'à proximité d'une interface supra-normal, le paramètre d'ordre varie sur une longueur caractéristique, ou *longueur de cohérence* :

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha|}}. \tag{I.11}$$

ξ est une fonction de la température et varie comme $-\alpha(T)^{-1/2}$.

Equation de London

Une autre simplification du problème consiste à considèrer $|\psi|^2 = n_s$ homogène dans tout l'échantillon. Dans ce cas particulier, l'équation (I.7) devient :

$$\mathbf{j} = -\frac{n_s e^{*2}}{m^*}\,\mathbf{A}. \tag{I.12}$$

En prenant le rotationnel de l'équation I.12, on obtient

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{n_s e^{*2}}{m^*}\,\mathbf{b}, \tag{I.13}$$

soit, en vertu de l'équation de Maxwell : $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{b}$,

$$\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}}\,\Delta^2 \mathbf{b} = \mathbf{b}. \tag{I.14}$$

On déduit de l'équation (I.14), que si l'on applique un champ magnétique $\mathbf{B_0}$ parallèle à un demi-espace supraconducteur ($x > 0$), et suffisament petit pour assurer $\psi \approx const$, le champ magnétique va pénétrer comme

$$b = B_0\, e^{-x/\lambda}, \tag{I.15}$$

définissant la longueur de pénétration de London

$$\lambda = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}}}. \tag{I.16}$$

Cette longueur met en évidence l'effet « Meißner » : sous certaines conditions, le champ magnétique est complètement expulsé du volume de l'échantillon, et n'y pénètre que sur une épaisseur λ, qui dépend de la température comme $(-\alpha)^{-1/2}$. Le diamagnétisme est assuré par des (super-) courants d'écrantage qui longent les surfaces de l'échantillon, et l'équation (I.13) s'écrit à l'échelle de l'échantillon :

$$\mathbf{B} + \mu_0 \lambda^2 \nabla \times \mathbf{J} = 0 \tag{I.17}$$

C'est l'équation de London.

Type I et Type II

La figure I.1 schématise le comportement de ξ et de λ à proximité d'une interface supra-normal, en présence d'un champ magnétique B_0. La diminution de n_s entraîne une perte d'énergie de condensation $\xi B_c^2/2\mu_0$. Cette perte est contrebalancée par un gain d'énergie d'écrantage $\lambda B_0^2/2\mu_0$, du fait que le champ pénètre dans l'échantillon sur une épaisseur λ. Ces deux contributions

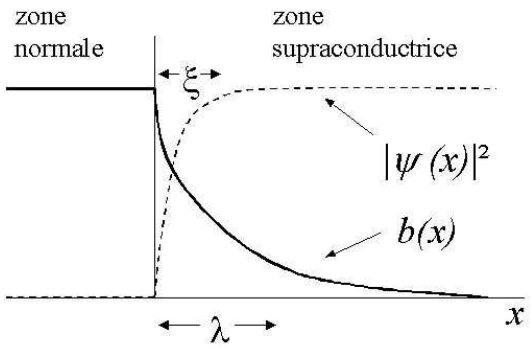


FIG. I.1 – Schéma du comportement de ξ et λ à proximité d'une interface normal-supra.

définissent une tension de surface dont le signe dépend de la constante de GL

$$\kappa = \lambda/\xi, \tag{I.18}$$

et qui va déterminer le comportement de l'échantillon en présence d'un champ magnétique extérieur.

Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$, l'énergie de surface est positive, de sorte que la présence d'interfaces est toujours défavorable. En l'absence d'effets géométriques démagnétisants, l'état « Meißner » persiste jusqu'au champ thermodynamique B_c ; dans le cas contraire, le champ magnétique pénètre sous la forme de domaines aussi connexes que possible pour minimiser l'énergie d'interface. Ce comportement définit les supraconducteurs de type I que constituent la plupart des métaux purs (Indium, Plomb, Aluminium, etc.).

Si $\kappa > 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est de type II. C'est le cas de tous les alliages, composés, et quelques métaux purs comme le Vanadium et le Niobium. La présence de zones normales dans l'échantillon devient favorable pour des champs magnétiques inférieurs à B_c car la perte d'énergie de condensation est surcompensée par le gain d'énergie d'écrantage. L'échantillon est alors dans *l'état mixte*, qui est délimité par le champ critique inférieur $B_{c1} < B_c$ et le champ critique de nucléation en volume B_{c2}. Dans l'état mixte, les zones normales se répartissent de manière à maximiser la surface des interfaces supra-normal.

I.2 Le réseau de vortex

I.2.1 Le réseau d'Abrikosov

En 1957, A.A. Abrikosov a trouvé une solution périodique aux équations de GL pour $\kappa > 1/\sqrt{2}$ [4]. Il a calculé que la configuration la plus favorable des zones normales dans l'état mixte était un réseau de lignes de flux contenant chacune un quantum de flux ϕ_0 traversant l'échantillon parallèlement au champ extérieur. Le paramètre d'ordre s'annule au centre (ou *cœur*) des lignes de flux et reprend sa valeur maximale dans le reste de l'échantillon, de sorte que leur rayon est de l'ordre de ξ. Elles sont entourées de tourbillons de super-courants paramagnétiques qui génèrent le champ magnétique à l'intérieur d'un rayon λ ; d'où leur nom de *vortex*.

Les premières vérifications expérimentales de l'existence du réseau de vortex sont dues à Cribier *et al.* par diffraction de neutrons aux petits angles sur du Niobium [5] ; Cette technique permet également de visualiser la symétrie du réseau de vortex (voir figure I.2-b). Également pionniers en la matière, Essman et Träuble ont mis en évidence un réseau triangulaire par décoration [2] dans du Niobium ([6], et figure I.2-a). Les figures I.2-a et I.2-b témoignent d'une

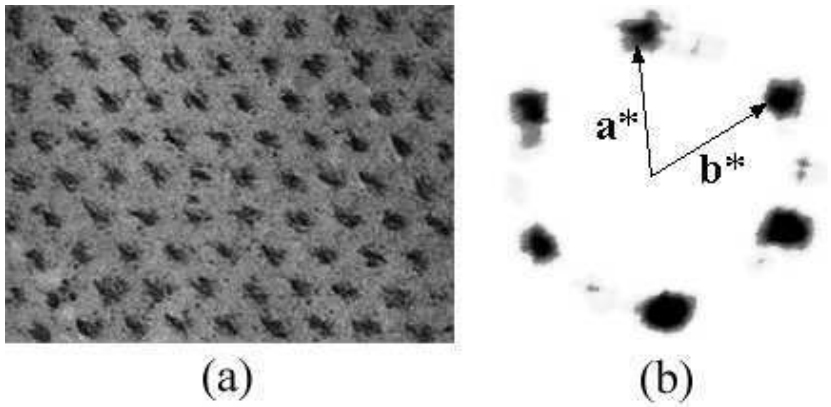


FIG. I.2 – (a) : Figure de décoration sur un échantillon de Nb dans l'état mixte par Essman et Träuble [6] : la présence de têtes de vortex est signalée par l'accumulation de particules de fer déposée à la surface de l'échantillon. (b) : Cliché de diffraction de neutrons d'un réseau de vortex dans un échantillon de $NbSe_2$ ($2K$, $0.4T$), réalisé par notre équipe dans le laboratoire Léon Brillion à Saclay en collaboration avec Dr. A. Brûlet (LLB), et Pr. P. Mathieu (ENS) [17]. Les vecteurs $\mathbf{a}^*$ et $\mathbf{b}^*$ révèlent la symétrie hexagonale

distance intervortex $a_0 \approx 1.075\sqrt{\phi_0/B_0}$ constante : les pics de Bragg attestent de l'ordre du réseau à longue portée. Le champ critique B_{c2} peut ainsi se définir

[2] Le principe de cette technique consiste à observer la répartition à la surface d'un supraconducteur dans l'état mixte de fines poussières magnétiques : elles se disposent au niveau des extrémités des vortex, où le flux magnétique est concentré.

comme le champ pour lequel les cœurs de vortex se recouvrent ($a_0 \approx 2\xi$), soit

$$B_{c2} = \phi_0/2\pi\xi^2 = \sqrt{2}\kappa B_c. \tag{I.19}$$

Equation de London modifiée

Dans le cas où $\xi \ll \lambda$, il est possible d'étendre l'hypothèse du modèle de London qui suppose $B = 0$ dans tout le volume de l'échantillon, pour décrire l'état mixte. On peut alors poser que le champ est nul *presque partout* (sauf à l'emplacement des vortex $\mathbf{r}_i$), et l'équation de London (Eq. I.17) devient

$$\mathbf{b} + \mu_0\lambda^2\nabla \times \mathbf{J} = \phi_0 \sum_i^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r_i}), \tag{I.20}$$

avec N le nombre de vortex. Lorsque $n = 1$, la solution exacte de l'équation (I.20) décrit la distribution de champ autour d'un vortex situé en $\mathbf{r}_0$:

$$b(\mathbf{r}) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}{\lambda}\right). \tag{I.21}$$

Énergie de ligne

L'énergie d'un vortex (ou tension de ligne) est composée d'un terme d'énergie magnétique, et d'un terme d'énergie cinétique due au super-courants d'écrantage. Si l'on néglige la contribution des cœurs, l'énergie d'un vortex par unité de longueur s'écrit

$$\epsilon = \int \left(\frac{\mathbf{b}^2(\mathbf{r})}{2\mu_0} + \frac{\lambda^2|\nabla \times \mathbf{b}(\mathbf{r})|^2}{2\mu_0}\right) dS \approx \frac{\phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2}\ln(\kappa). \tag{I.22}$$

Le premier vortex pénètre l'échantillon lorsque l'énergie d'écrantage $B_0\phi_0/\mu_0$ du champ extérieur [3] B_0 devient plus grande que l'énergie d'un vortex [4] ϵ. On définit ainsi le champ critique inférieur B_{c1} par

$$B_{c1} \approx \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2}\ln(\kappa). \tag{I.23}$$

Lorsque $B < B_{c1}$, le supraconducteur est dans l'état « Meißner », le champ magnétique est nul partout dans le volume de l'échantillon. La figure I.3 résume les phases supraconductrices.

[3] on entend ici par champ extérieur, le champ « ressenti » par l'échantillon, compte tenu du facteur démagnétisant lié à sa géométrie.

[4] les énergies sont données par unité de longueur.

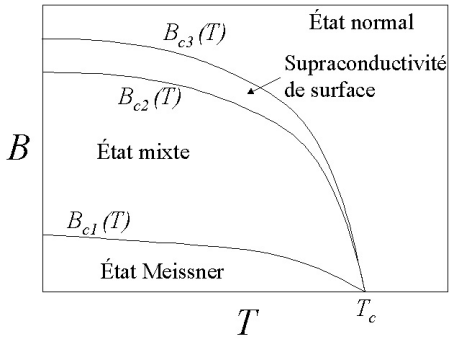


FIG. I.3 – Diagramme de phase typique d'un supraconducteur de type-II

Dans un contexte expérimental typique, les échantillons ont une géométrie lamellaire (le champ magnétique perpendiculaire aux grandes faces de l'échantillon), et l'énergie que coûte la courbure des lignes de champ autour de l'échantillon dans l'état « Meißner » n'est plus négligeable. Le champ de nucléation du premier vortex est alors réduit à $\hat{B}_{c1} \lesssim e_p/W\, B_{c1}$, où W et e_p représentent respectivement la largeur et l'épaisseur de l'échantillon.

Interactions inter-vortex

En appliquant l'équation (I.22) à un couple de vortex localisés respectivement en $\mathbf{r}_1$ et $\mathbf{r}_2$, et dont la distribution de champ est donnée par l'équation (II.2), on peut calculer que le gain d'énergie dû à l'interaction vaut

$$\epsilon_{12} = \frac{\phi_0^2}{8\pi^2\lambda^2} K_0\left(\frac{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}{\lambda}\right). \tag{I.24}$$

où $K_0(r)$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro. [5] L'énergie d'interaction est positive : les vortex se repoussent mutuellement, et les vortex forment un réseau.

Nous avons vu que ce calcul n'était valide que pour des échantillons ayant un grand κ, ce qui n'est pas le cas de la plupart des échantillons sur lesquels nous avons travaillé. Aussi nous nous en tiendrons aux conclusions qualitatives, à savoir que l'énergie d'interaction est une fonction décroissante de la distance inter-vortex a_0. Par conséquent, les coefficients élastiques du réseau, que nous ne calculerons pas ici, sont des fonctions (croissantes) du champ magnétique.

I.2.2 La supraconductivité de surface

Dans certains cas, on observe une persistance de la supraconductivité à des champs magnétiques supérieurs à B_{c2}. Ce phénomène a d'abord été expli-

[5] $K_0(r) \approx 1 + \frac{r^2}{4}$ pour $r \to 0$, $K_0(r) \approx \frac{e^r}{\sqrt{2\pi r}}$ pour $r \gg 1$.

qué par quelque inhomogénéité des échantillons, jusqu'à ce que Saint James et De Gennes calculent à partir des équations de GL linéarisées qu'en surface, la supraconductivité pouvait persister jusqu'à $B_{c3} = 1.695 B_{c2}$, alors qu'elle a disparu du volume [7]. Cette particularité provient de la condition limite des équations GL : lorsque le champ est orienté parallèlement à la surface de l'échantillon, la condition limite (I.9) permet l'existence d'une autre solution $\psi(\mathbf{r})$ (pour $\mathbf{r} \leq \xi$) que celle qui apparait en volume ou lorsque le champ magnétique est perpendiculaire pour des champs $B < B_{c2}$. Schématiquement, la surface modifie les conditions de nucléation de la phase supraconductrice.

En pratique, la supraconductivité de surface se supprime en recouvrant l'échantillon de métal : le second membre de la condition (I.9) n'est alors pas nul. Cet effet peut se comprendre comme la diffusion des paires de Cooper vers le métal normal, et par suite leur destruction.

I.2.3 Aimantation

Dans l'état mixte, le champ magnétique moyen $B = \langle b \rangle$ à l'intérieur d'un échantillon à l'équilibre est proportionnel à la densité de vortex. $\langle B \rangle$ est inférieur au champ magnétique appliqué. L'équation (I.20) montre en effet que même en présence de vortex, des super-courants périphériques assurent un écrantage partiel du champ magnétique extérieur. Le champ magnétique est nul partout dans l'échantillon, excepté dans le cœur des vortex. Prés de B_{c2}, la distribution de B est donc modulée autour des maxima situés dans les vortex : le champ pénètre partout, mais il persiste des courants d'écrantage qui diminuent le champ moyen à l'intérieur de l'échantillon. Le supraconducteur présente alors un comportement *diamagnétique*, et l'on peut définir une densité d'aimantation M. Cette quantité est définie à l'échelle de l'échantillon, dans la mesure où elle résulte de boucles de super-courants macroscopiques. L'aimantation n'a donc pas de sens *local* dans un supraconducteur.

L'aimantation « apparente » M se mesure comme une aimantation classique. Les cycles d'aimantation sont la plupart du temps ouverts, témoignant d'un comportement hystérétique comme le montre la figure I.4. Le champ magnétique dans l'échantillon est défini par la densité de vortex. Toute variation de cette densité induit un mouvement des vortex. Le mouvement est centripète en champ montant et centrifuge en champ descendant. L'hysterèse signifie que les vortex ne bougent pas librement dans l'échantilon, ils peuvent se trouver piégés. La nature des interactions entre les vortex en mouvement et les centres de piègeage est une question largement débattue, dont la revue fera l'objet du reste de ce chapitre.

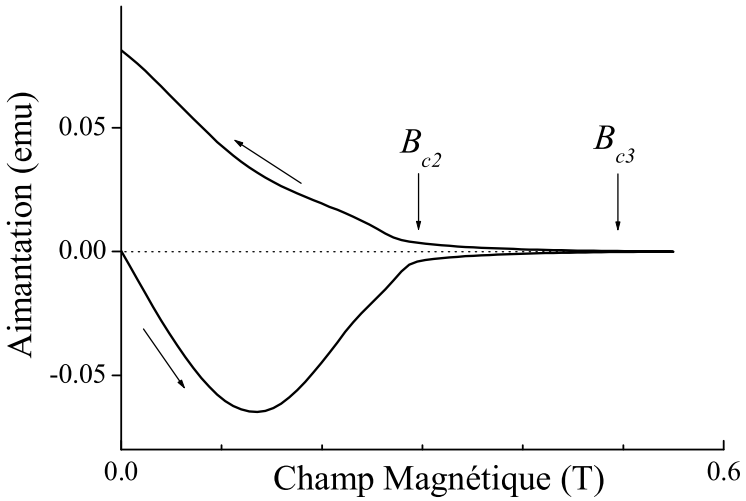


FIG. I.4 – Courbe d'aimantation $M(B)$ mesurée en champ montant et descendant dans un échantillon de Nb à T = 4.2K.

I.3 Dynamique du réseau de vortex

I.3.1 Le Flux-flow

En présence d'un courant de transport, une ligne de vortex subit la force :

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\phi}_0. \tag{I.25}$$

Si l'on imagine qu'il n'y a pas de piègeage, les vortex en réseau, soumis à $\mathbf{f}$, se meuvent dans l'échantillon à une vitesse $\mathbf{v}_L$ [8].

En adoptant une approche phénoménologique, on considère que chaque vortex subit en réaction l'effet d'une « force visqueuse » $-\eta\mathbf{v}_L$; η est le coefficient de viscosité. Le bilan de ces forces permet d'écrire

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\phi}_0 = \eta\mathbf{v}_L. \tag{I.26}$$

En se déplaçant, les lignes de flux produisent un champ électrique décrit par la formule [8] :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_L \times \mathbf{B} \tag{I.27}$$

Le champ $\mathbf{E}$ entraine une dissipation par effet Joule. L'énergie dissipée par unité de volume vaut $\mathbf{EJ}$, et peut être vue comme le travail de la force de Lorentz (Eq. I.25). Cette notion simple se complique néanmoins quand il existe du piégeage.

Il est possible de définir la résistivité de flux-flow :

$$\rho_f = \frac{E}{J} = B\frac{\phi_0}{\eta} < \rho_n. \tag{I.28}$$

Celle-ci n'est pas de la même nature qu'une résistivité métallique et provient d'un mécanisme différent. Nous nous en tiendrons en la matière à une approche phénoménologique pour laquelle la distinction n'est pas indispensable. On définira ainsi une résistance de flux-flow $R_f = \rho_f d/S$, où d et S représentent respectivement la distance entre les contacts de tension, et la section We_p de l'échantillon.

En première approximation, on peut considérer qu'à fort champ ρ_f croît linéairement avec B jusqu'à la résistivité normale ρ_n. Soit

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} \approx \frac{B}{B_{c2}(0)} \tag{I.29}$$

I.3.2 Ancrage du réseau de vortex

En réalité, on observe que lorsqu'un courant est appliqué à un échantillon dans l'état mixte, sa réponse en tension n'est pas linéaire. La figure I.5 illustre qu'il existe un courant seuil en-deçà duquel aucun champ électrique n'est créé. Par conséquent, une (petite) partie de courant peut traverser l'échantillon sans que le réseau ne subisse de force motrice.

I.3.3 Ancrage en volume

Ce phénomène est couramment attribué à l'existence d'une force d'interaction, de *piègeage*, $\mathbf{F}_p$ entre les vortex et les défauts du réseau cristallin. $\mathbf{F}_p$ dérive d'un potentiel de piégeage U_p. L'équation de force par unité de volume (I.26) se réécrit :

$$\frac{B}{\phi_0}\eta\mathbf{v}_L + \mathbf{F}_p(\mathbf{J}) = \mathbf{J}\times\mathbf{B}. \tag{I.30}$$

Les barrières de potentiel s'abaissent à mesure que la densité de courant s'élève. Il est important de noter qu'une telle représentation de l'ancrage impose *a priori* d'une part qu'à la limite fort courant, le réseau ne ressente plus l'effet du piégeage ($B\eta/\phi_0 v_L \to JB$). D'autre part, le passage des vortex d'un piège à un autre étant activé thermiquement (« flux-creep »), n'importe quel courant appliqué, même sous-critique, devrait conduire à un déplacement de l'ensemble du réseau suivant l'inclinaison du potentiel de pièggeage par le courant, pour une température finie. Ni le premier point ni le second n'ont été observés à notre connaissance dans des conditions expérimentales ayant valeur de généralité pour un réseau de vortex, c'est-à-dire dans toute la région état mixte du diagramme de phase.

Ce modèle repose sur l'énergie que gagne localement un vortex à proximité de zones dans lesquelles le paramètre d'ordre est réduit par les défauts cristallins. Si l'on considère le cas limite d'une petite bulle normale ($\psi = 0$) de rayon δ dans un échantillon dans l'état mixte, un vortex la traversant gagne une énergie de l'ordre de $\xi^2 \delta \mu_0 H_c^2$. Pour qu'il soit mis en mouvement, la force exercée sur lui doit donc excéder cette barrière de potentiel. À cette force seuil, on associe un courant seuil $J_c = F_p/B$. D'un point de vue réaliste, on doit ajouter à cette image les interactions internes du réseau par l'intermédiaire de son élasticité. Le calcul a été réalisé par Larkin et Ovchinnikov (LO) [9] en 1979, et conduit à la définition d'un volume cohérent V_c, à l'extérieur duquel les vortex sont complètement désordonnés.

$$V_c = L_c \times \pi R_c^2, \qquad L_c = \frac{2c_{44}c_{66}\xi^2}{n_i f_i^2}, \qquad R_c = \sqrt{\frac{c_{66}}{2c_{44}}} L_c. \tag{I.31}$$

De même, l'énergie de la barrière U_c associée est calculée en fonction des coefficients élastiques et du potentiel d'ancrage. Celui-ci est représenté par la densité de pièges n_i et par la force f_i qu'exerce chacun d'entre eux sur un vortex.

Ce modèle suppose donc que les centres d'ancrage sont « dilués » dans le volume de l'échantillon. Il constitue le fondement théorique de l'ancrage en volume qui suppose (i) l'existence d'une véritable force de piégeage par unité de volume , et (ii) la disparition asymptotique de cette force à fort courant (corollaire de (i)). Il peut être vérifié expérimentalement suivant deux angles. Tout d'abord, le calcul de LO propose une expression exacte du courant critique :

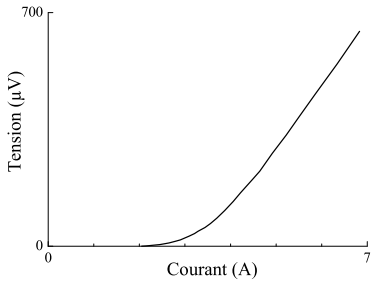


FIG. I.5 – Caractéristique Courant-tension ($V(I)$) réalisée dans un échantillon de PbIn massif. $T = 4.2K$, $B = 0.17T$.

$$J_c = \frac{U_c}{\xi B V_c} = \frac{n_i^2 f_i^4}{8B\xi^3 c_{44} c_{66}^2}. \tag{I.32}$$

L'expression (I.32) pointe à la fois le principal mérite et le principal inconvénient de la théorie LO. La prédiction du courant critique est certes l'un des enjeux majeurs de l'étude des réseaux de vortex, mais elle est réalisée ici dans un contexte général, qui ne précise pas la *nature* de l'ancrage. LO ne caractérisent pas les défauts qui contribuent à $\mathbf{F}_p$, de sorte que la distribution spatiale de l'intensités des pièges est équivoque. Ainsi, n_i et f_i sont des paramètres que les expérimentateurs doivent ajuster sans qu'il n'existe de critères d'ajustement clairs : il est en pratique impossible d'estimer J_c par cette méthode.

Le second élément accessible expérimentalement est le volume cohérent décrit par les équations (I.31). Principalement étendu suivant la direction du

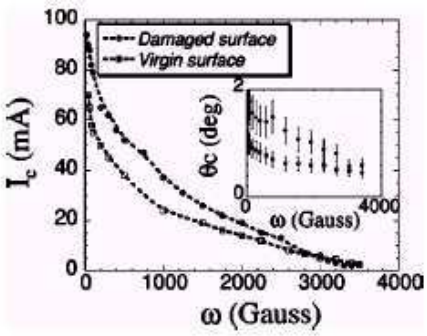


FIG. I.6 – Comparaison des courants critiques de l'échantillon gravé au FIB et du témoin. Figure 7 de référence [16].

champ magnétique, ce volume décrit un paquet de vortex, ou « bundle ». Une mesure de ce volume cohérent peut être réalisée grâce à des mesures de bruit : en flux-flow, quand le réseau est en translation uniforme, une taille caractéristique r_c doit apparaître dans le spectre de bruit à la fréquence $f_c = v/r_c$ (v est la vitesse moyenne du système). Nous verrons au chapitre II qu'une telle signature bruyante n'a jamais été clairement observée. Une dernière alternative réside dans une analyse structurale. En particulier, une équipe a affirmé mesurer V_c par diffraction de neutrons [18], mais ce résultat a été fortement critiqué [17].

I.3.4 Ancrage de surface

Approche expérimentale

À l'opposé, de nombreux travaux réalisés placent les propriétés des surfaces des échantillons au centre de l'ancrage du réseau de vortex. Les expériences de H.R. Hart Jr et P.S. Swartz en 1967 [10] et celles de Joiner *et al.* en 1967 [11], montrèrent que le courant critique ne dépend pas nécessairement de l'épaisseur de l'échantillon.

Plus récemment, Hocquet *et al.* démontra expérimentalement qu'une partie de la dissipation proportionnelle au courant critique était localisée à la surface [12]. Un argument supplémentaire est donné par la diffraction de neutrons aux petits angles. La figure I.7 présente la largeur des pics de Bragg (*rocking curves*) en fonction du courant [17]. C'est une mesure de la courbure des lignes : celle-ci est proportionnelle à $I - I_c$ et non à I, ce qui signifie que seul le courant sur-critique pénètre dans le volume de l'échantillon. En-deçà, le courant est surfacique et le réseau est rectiligne en volume [29, 17]. Le courant critique passe donc dans une fine épaisseur à la surface de l'échantillon sans contribuer à la courbure des lignes.

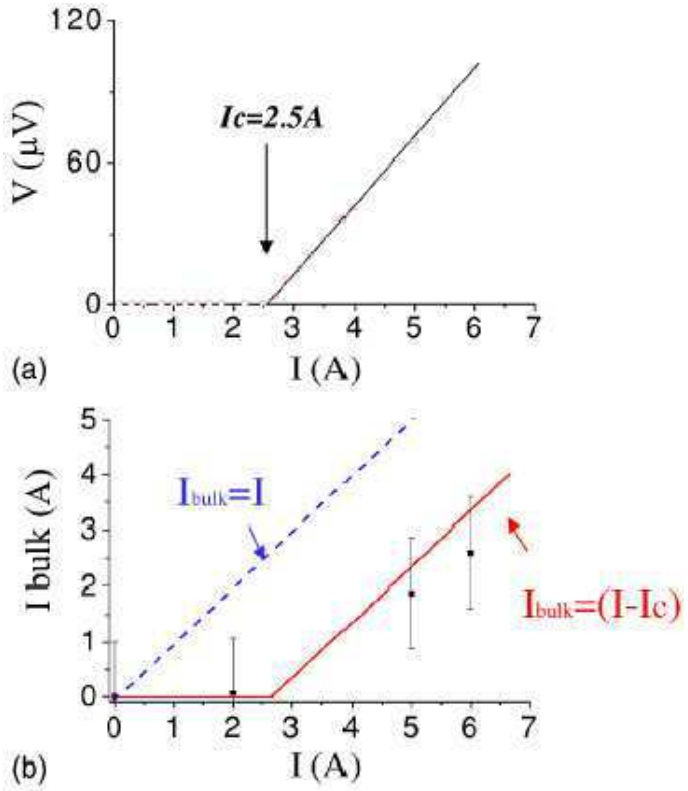


FIG. I.7 – (a) caractéristique $V(I)$ ($T = 2K$, $B = 0.4T$). (b) largeur des pics de Bragg (ou des « rocking curves ») en fonction du courant, traduit en quantité de courant dans le volume I_{bulk}, en fonction du courant de transport I. Les pointillés dénotent une distribution homogène du courant dans le volume. Le trait plein correspond à un courant critique superficiel, et un courant sur-critique passant en volume. Échantillon de $NbSe_2$, reproduction de la figure 4 de la référence [17].

Enfin, plusieurs études établirent un lien entre le courant critique et la rugosité de la surface [10, 14, 15]. La figure I.6 illustre l'influence de la surface sur le courant critique dans un micro-pont de Niobium [16].

Fondement théorique : le Modèle Mathieu-Simon

Le modèle de Mathieu-Simon (MS) [12] utilise une méthode standard qui s'appuie sur les lois de conservations, et qui fut proposée à l'origine par Landau. L'approche de MS pour décrire l'état mixte des supraconducteurs de type-II est inspirée de celle de Bekarevich et Khalatnikov (BK) ([13]) sur l'hydrodynamique de l'He-II. L'état mixte est traité comme un *continuum* où toutes les grandeurs locales varient lentement avec a_0. [6] L'intérêt d'une telle approche est

[6] Les supraconducteurs qui souscrivent à cette propriété sont qualifiés de matériaux « soft ».

de considérer le réseau de vortex *collectivement*, en simplifiant le traitement de la non-localité du problème. Enfin, le modèle MS n'est pas un modèle d'ancrage à proprement parler, mais la description d'un état d'équilibre dont les bases sont difficilement discutables.

Le but de cette partie est de présenter les résultats importants du modèle MS, qui s'articulent autour des conditions d'équilibre, les équations de transport et de dissipation pour aboutir finalement à une formulation du courant critique.

On adoptera une notation en miniscule pour les grandeurs microscopiques et majuscule pour les grandeurs macroscopiques $X \triangleq \langle x \rangle$, moyennées à l'échelle de l'échantillon.

Conditions d'application Le modèle a été développé à l'origine dans le cadre d'une approximation London ($\kappa \gg 1$ et $H_{c1} \ll H_0 \ll H_{c2}$), mais peut s'étendre à toute la gamme de champ, et sans restriction de κ. Ainsi, il s'applique près de B_{c2} à condition de supposer (i) que le réseau reste essentiellement régulier (rectiligne et homogène), c'est-à-dire que les densités de courants macroscopiques moyennées $\mathbf{J}_s$ sont très petites devant les densités microscopiques $\mathbf{j}_s$ et (ii) que les écarts des courants par rapport à la distribution associée à un réseau régulier, sont normaux aux vortex.

La première considération importante du modèle MS porte que l'équation de London I.20 moyennée à l'échelle de l'échantillon :

$$\mathbf{B} - \nabla \times \frac{m}{e} \nabla \mathbf{V}_s = \omega \tag{I.33}$$

où $\mathbf{V}_s$ est la version macroscopique des courants $(\hbar \nabla \theta - e^* \mathbf{A})/m^*$ des équations de GL. La *vorticité* $\boldsymbol{\omega}$ représente à la fois l'orientation $\boldsymbol{\nu}$ et la densité de vortex $n = B/\phi_0$ à l'échelle du continuum, et se définit par

$$\boldsymbol{\omega} = \langle \phi_0 \sum_i \boldsymbol{\nu}_i(\mathbf{r}) \delta^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \rangle = \phi_0 n(\mathbf{r}) \boldsymbol{\nu}(\mathbf{r}). \tag{I.34}$$

À l'instar de l'équation de London « microscopique » (I.17), l'équation I.33 est toujours valable, que le système soit à l'équilibre ou non. Il est donc indispensable de distinguer le champ magnétique $\mathbf{B}$ de la *vorticité*, c'est-à-dire les lignes de champ des lignes de vortex. La distinction apparaît dès lors que les rotationnels des $\mathbf{v}_s$ (ou les micro-courants $\mathbf{j}_s = e^* n_s \mathbf{v}_s$) ne se moyennent plus à zéro.

Équilibre thermodynamique MS réécrivent la densité d'énergie libre de Ginzburg et Landau sous la forme :

$$df = -SdT + \mu_e dN - \frac{m}{e} \mathbf{j}_s \cdot d\mathbf{v}_s + \varepsilon_0 \mathbf{e} d\mathbf{e} + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}. \tag{I.35}$$

μ_e et N représentent le potentiel chimique et la densité d'électrons supraconducteurs, respectivement. Pour exprimer *df* en fonction de grandeurs macroscopiques, remplacer chaque grandeur microscopique par leur moyenne n'est pas suffisant pour deux raisons. Premièrement, la contribution de la distribution microscopique des $\mathbf{j}_s$ n'apparaîtrait pas dans $\mathbf{J}_s$. Deuxièmement, $\mathbf{B}^2 < \langle \mathbf{b}^2 \rangle$ nécessairement (inégalité de Bienaymé-Chebyshev). MS ajoutent un terme de correction de cellule afin de compenser la sous-estimation provoquée par le passage à la moyenne :

$$df = -SdT + \mu_e dN - \frac{m}{e}\mathbf{J}_s \cdot d\mathbf{V}_s + \varepsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{E} + \frac{1}{\mu_0}\mathbf{B}\cdot\mathbf{B} + \varepsilon \cdot d\omega. \qquad \text{(I.36)}$$

Le terme correctif fait intervenir la vorticité *indépendamment* du champ magnétique, comme le justifie la remarque faite plus haut. C'est la quantité pertinente pour décrire l'état mixte. Sa variable conjuguée ε est le « potentiel de vortex ». Il s'écrit comme la dérivée de l'énergie libre par rapport à ω, c'est le potentiel thermodynamique du système. D'un point de vue énergétique, il contient l'énergie de ligne d'un vortex retranchée de son énergie magnétique. La force de l'approche de MS réside dans le fait que cette représentation met en évidence les points fondamentaux pour la description de l'état mixte.

La minimisation de l'enthalpie libre $\mathcal{G}$ (Eq. I.6) conduit à quatre conditions d'équilibre thérmodynamique (ou d'absence de dissipation) de l'état mixte. Les deux premières imposent à l'absence de gradient de température et de champ électro-chimique. Les deux suivantes concernent directement le réseau de vortex :

$$\varepsilon \times \mathbf{n} = 0, \qquad \text{(I.37)}$$

$$\mathbf{J}_s + \nabla \times \varepsilon = 0. \qquad \text{(I.38)}$$

où $\mathbf{n}$ représente le vecteur unitaire normal à la surface de l'échantillon.

L'équation (I.37) renvoie à la condition limite des équations de Ginzburg Landau, à savoir que les vortex arrivent perpendiculairement à la surface. Nous verrons par la suite que cette condition reste *presque* toujours valable, même hors équilibre (§II.2.2, p. 44).

La condition (I.38) est fondamentale car elle fait apparaître qu'un courant macroscopique $\mathbf{J}_s$ peut exister à l'équilibre thermodynamique, à condition qu'il soit « compensé » par une courbure du réseau de vortex. En termes de force, la force de Lorentz due au courant $\mathbf{J}_s$ est compensée par une tension de ligne accrue par la courbure.

Cet effet peut s'illustrer par l'exemple d'un cylindre supraconducteur, étendu suivant (Oy), parfaitement lisse et plongé dans un champ magnétique transverse $B_z = B_0$. On suppose l'équilibre établit. Pour satisfaire la condition de raccordement normal à la surface (Eq. I.37), les vortex se courbent, comme le schématise la figure I.8.

À cette courbure sont associés des courants non dissipatifs (puisque d'équilibre) $\mathbf{J}_s$, en vertu de l'équation (I.38) qui correspondent exactement aux courants diamagnétiques décrits par l'équation de London (I.20) qui s'applique toujours. Il convient toutefois de définir une nouvelle profondeur de pénétration des courants $\mathbf{J}_s$, la longueur λ de London n'étant valable que dans la limite $\omega \to 0$. On calcule cette longueur à partir de l'équation de London I.20 et de la quatrième équation MS (I.38) :

$$\lambda_V = \lambda \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon}{\omega + \mu_0 \varepsilon}}. \tag{I.39}$$

Ainsi, au-delà de λ_V, dans ce que nous appellerons le « volume » de l'échantillon, il n'y a pas de courants macroscopiques, et $\mathbf{B} = \omega$. Les lignes de vortex et les lignes de champ se confondent. En surface en revanche, les lignes de champ s'inclinent dans le sens opposé à celui des lignes de vortex pour satisfaire l'équation de London.

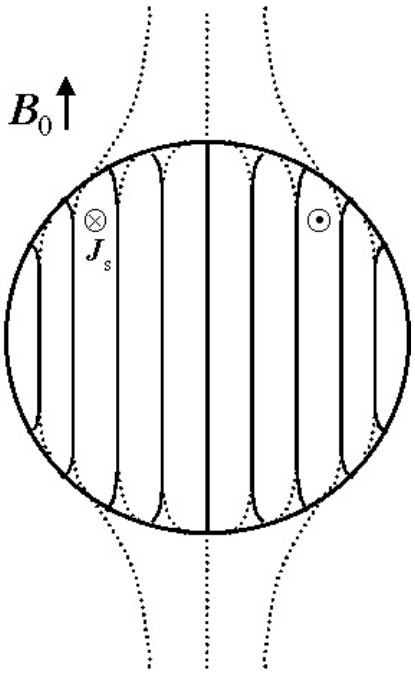


FIG. I.8 – Section d'un cylindre supraconducteur. En trait plein schéma des lignes de vortex, en pointillé des lignes de champ.

À l'échelle de l'échantillon, les courants $\mathbf{J}_s$ créent une aimantation apparente :

$$\mathbf{M} = \int_{ech.} \mathbf{r} \times \mathbf{J}_s dr^3. \tag{I.40}$$

En introduisant les équations (I.37) et (I.38) dans (I.40), on trouve que

$$\mathbf{M} = -\int_{ech.} \varepsilon dr^3. \tag{I.41}$$

Le potentiel de vortex est donc homogène à une densité d'aimantation mais n'a de sens en tant que tel, que si il est intégré sur tout l'échantillon. Il correspond alors à l'*aimantation réversible*.

L'expression analytique de ε sur toute la gamme de champ magnétique se calcule difficilement, mais prend une forme simple dans des cas limites. Ainsi près de B_{c2}, il suffit de reprendre le résultat d'Abrikosov [4] :

$$\mu_0 \varepsilon = \frac{B_{c2} - \omega}{1.16(2\kappa_2^2 - 1) + 1}, \quad (B_{c2} - \omega \ll B_{c2}) \tag{I.42}$$

Examinons maintenant le courant sur toute la section S du cylindre. Soit I_1 ce courant (voir la suite pour l'explication de cette notation). En appliquant l'équation (I.38), on écrit

$$I_1 = \int_S \mathbf{J}_s dxdz = -\int \varepsilon \cdot d\mathbf{l}. \tag{I.43}$$

Si la surface est parfaitement lisse comme nous l'avons supposé jusqu'à présent, ε est partout normal à $d\mathbf{l}$ et I_1 est nul. Dans la réalité, des défauts de surface peuvent exister, en particulier à des échelles de l'ordre de a_0. À proximité d'un défaut, les vortex peuvent alors se raccorder à la surface de plusieurs manières. Toutes les combinaisons de raccordements à la surface sont autant de solutions métastables des équations MS (I.37) et (I.38). Pour rendre compte de ce comportement microscopique dans le continuum du modèle MS, on dit que la direction d'incidence des vortex forme un angle moyen $\langle\theta\rangle$ avec la normale $\mathbf{n}$ de la surface considérée à l'échelle du continuum. La rugosité de surface détermine un angle critique θ_c, défini à l'échelle macroscopique. Cet état de fait conduit à une modification de l'équation (I.37) qui devient

$$\varepsilon \times \mathbf{n} < \sin\theta_c. \tag{I.44}$$

La seconde intégrale de l'équation (I.43) ne s'annule plus, de même que I_1. Cela signifie qu'à l'équilibre thermodynamique, le cylindre peut être traversé par un courant non nul. Autrement dit, un courant de transport d'intensité I_1 appliqué au cylindre sera non-dissipatif tant qu'il n'excédera pas une valeur seuil, c'est le courant critique. Finalement, le modèle MS établit que (**i**) *un courant critique est fixé par l'état de surface*, (**ii**) *il traverse l'échantillon prés la surface sur une épaisseur* λ_V, (**iii**) *il s'exprime dans l'échantillon sous la forme d'une torsion de l'extrémité des vortex.*

Dissipation Le bilan d'entropie et d'énergie calculé par MS fait apparaître deux sources de chaleur [12] ; l'une est volumique et s'exprime en (W/m^3) par

$$g = (J + \nabla \times \varepsilon) \cdot \mathbf{E}, \tag{I.45}$$

et l'autre est localisée en surface, comme l'a montré l'expérience de Hocquet [12].

$$h = -(\varepsilon \times \mathbf{n}) \cdot \mathbf{E}. \tag{I.46}$$

$\mathbf{J}$ représente le courant de transport total. On voit bien que la totalité des électrons n'est pas toujours condensée puisque $\mathbf{J}_s \leq \mathbf{J}$. Pour autant, la partie $\mathbf{J}_n = \mathbf{J} - \mathbf{J}_s$, qui désigne des courants que l'on qualifiera de « normaux », n'est que partiellement responsable de la dissipation en volume. Le reste de la dissipation est dû aux courants supraconducteurs non compensés par la courbure. Pour la suite, on appellera $\mathbf{J}_2 = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s - \nabla \times \varepsilon$, les courants

« dissipatifs », qui contribuent à l'effet Joule en volume. Il reste un terme de courant $\mathbf{J}_1 = -\nabla \times \varepsilon$, qui contribue au transport et que nous qualifierons de « non dissipatif ».

Courant critique dans une lame Nous allons maintenant présenter les conclusions du modèle MS dans une lame supraconductrice en champ perpendiculaire. Dans cette partie, l'indice A définit les grandeurs associées à un réseau régulier, solution d'Abrikosov. Dans une géométrie lamellaire ($W/d \gg 1$) , B_{c1} est négligeable, de sorte que la densité de vortex correspond directement au champ appliqué ($\omega_A = B_A = B_0$). La conséquence directe en est qu'il n'y a donc pratiquement pas de courants diamagnétiques. De plus, les courants de transport non dissipatifs I_1 (Eq. I.43) sont essentiellement localisés dans les deux faces perpendiculaires au champ. La contributions des bords parallèles au champ est négligeable si l'échantillon est assez mince.

Pour calculer le courant non dissipatif passant sous une des faces de l'échantillon, nous allons commencer par considérer un demi-espace supraconducteur ($z < 0$), en champ transverse (figure I.9). En appliquant l'équation (I.38), le courant i_1 traversant le supraconducteur suivant la direction (y) s'exprime par unités de largeur (en A/m)

$$i_1 = \int_{-\infty}^{0} J_y(z)dz = \varepsilon_A \sin\theta_A - \varepsilon(0)\sin\theta(0). \tag{I.47}$$

Loin de la surface, les lignes de vortex se confondent avec les lignes de champ :

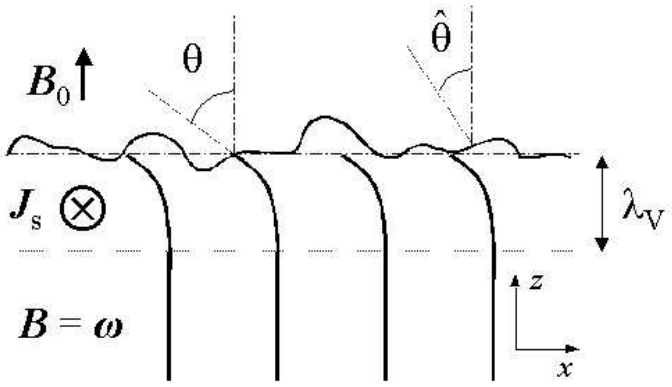


FIG. I.9 – Comportement du réseau de vortex près de la surface. Au passage de $\mathbf{J}_s$, les vortex se courbent.

θ_A est nul, ainsi que le premier terme du troisième membre de l'équation (I.47). Et on retrouve le résultat évoqué plus haut, à savoir qu'il n'y a pas de courant *de transport* non dissipatif dans le volume.

Strictement, $\varepsilon(0) \neq \varepsilon_A$ puisque d'une part la densité des électrons supraconducteurs est accrue par l'effet géométrique de courbure, et que d'autre part, il existe en surface des courants macroscopiques qui déforment le réseau. Si l'on suppose que les $\mathbf{V}_s$ sont faibles, [7] ce qui revient à supposer que les défauts ont eux-mêmes de faibles amplitudes ($\sin\theta(0) \ll 1$), on peut dire que le réseau reste régulier en surface (les cartes du paramètre d'ordre et des $\mathbf{v}_s$ sont homothétiques), et poser

$$\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon_A} = \text{Cte} \approx 1. \tag{I.48}$$

Le courant non dissipatif maximal pouvant traverser l'échantillon est limité par l'angle maximal que peut prendre macroscopiquement le réseau :

$$\theta_c = \langle\widehat{\theta}\rangle = \left(\int_{\perp\mathbf{B}_0} \widehat{\theta}(x,y)^2 dxdy\right)^{1/2}, \tag{I.49}$$

où $\widehat{\theta}(x,y)$ représente l'angle que forme la surface de l'échantillon *à l'échelle inter-vortex* avec $\mathbf{n}$, et non plus l'angle incident θ des lignes de vortex individuelles. L'utilisation de la moyenne quadratique permet d'éviter de prendre en compte la compensation inexistante des angles positifs et négatifs.

La valeur maximale de i_1, le courant critique est donc donné en (A/m) par

$$i_c = \varepsilon_A \sin\theta_c, \tag{I.50}$$

où seul ε_A dépend des variables thermodynamiques B et T, θ_c étant uniquement donné par un critère géométrique. La proportionnalité du courant critique avec ε a été mise en évidence par Plaçais *et al.* [56], puis par Pautrat *et al.* [16].

Dans un échantillon fini de largeur W, chaque face contribue au passage du courant critique et on écrit

$$\boxed{I_c = 2W\varepsilon_A \sin\theta_c.}$$

[7] c'est l'hypothèse que l'on utilise pour étendre le modèle MS prés de B_{c2}

Chapitre II

Le bruit de vortex

On entend par *Bruit de vortex* les fluctuations de la tension ou du champ magnétique à l'intérieur d'un échantillon dans l'état mixte. Ces fluctuations sont caractéristiques de la dynamique des vortex, et disparaissent en même temps que les vortex, au-dessous de B_{c1} (état « Meißner ») et lorsque l'échantillon transite vers l'état normal ($T > T_c$ par exemple). Nous nous intéresserons à la limite à fort champ, dans des conditions où la description d'Abrikosov s'applique. Les fluctuations sont alors très faibles en amplitude ($\sim 10^{-6} V_{DC}$). Mesurées durant un intervalle de temps, elles constituent un processus aléatoire, et sont représentées traditionnellement par leur densité spectrale de puissance (voir annexe B).

La première partie de ce chapitre est consacrée à une brève revue des expériences et interprétations du bruit de vortex dans la littérature. Des considérations bibliographiques préliminaires nous conduiront à détailler avec attention le modèle de bruit dû à B. Plaçais [23, 50]. Basé sur la théorie MS, le modèle de bruit de Plaçais (MBP) s'applique au flux-flow dans les supraconducteurs « soft », et offre une interprétation de l'origine du bruit en termes d'ancrage de surface. Cette modélisation repose essentiellement sur l'expérience de mesure du bruit de second son [54] qui localise clairement les sources de bruit en surface. Un mécanisme d'instabilités est ensuite introduit pour interpréter le bruit basses fréquences.

Même s'il n'a été vérifié par son auteur que dans un alliage métallique à basse température critique, le MBP a vocation de généralité pour le bruit de flux-flow. En complément de notre interprétation du MBP, nous y apporterons une contribution originale concernant l'extension spatiale des fluctuations.

II.1 Littérature du bruit de vortex

II.1.1 Nature du signal de mesure

Un supraconducteur dans l'état mixte constitue un système complexe, dont la compréhension de toutes les propriétés dynamiques ne fait toujours pas l'objet d'un consensus. Ces propriétés sont parfois contre-intuitives et peuvent conduire à des considérations erronées. Le propos de cette partie est de préciser la nature du signal de tension que l'on observe en laboratoire à l'aide d'arguments d'ordre général. Nous discuterons des grandeurs auxquelles donne accès une mesure de bruit de tension en nous appuyant sur les travaux de Clem [25] et Plaçais [23] qui sont les deux principales contributions à ce sujet.

La mesure est non locale La contribution de J. R. Clem [25] est en matière de bruit de flux-flow, une référence incontournable. Ses travaux ont visé à l'établissement d'une théorie unifiant l'ensemble des résultats expérimentaux. Dans ce but, il a utilisé une approche générale, basée sur une description cinématique du phénomène. Clem adopte une *approche individuelle*, c'est-à-dire que le bruit de tension est vu comme la superposition des contributions de chacun des vortex présents dans l'échantillon. La somme est ensuite traitée comme un processus aléatoire défini pas une loi donnée. L'inconvénient de cette représentation, réside dans la nécessité d'introduire les interactions entre vortex *a posteriori*, pour rendre compte du comportement collectif des vortex en mouvement. Nous entendons par là que le comportement collectif interviendra « caché » dans la loi de distribution des évènements élémentaires, ce qui rend difficile l'identification du mécanisme impliqué dans l'apparition de fluctuations. Du reste, Clem ne propose pas de descriptions microscopiques de ce mécanisme mais plutôt des lois statistiques permettant d'inférer indirectement de la nature du mécanisme. En outre, l'approche individuelle rend nécessaire une approximation de London dont nous discuterons les limites.

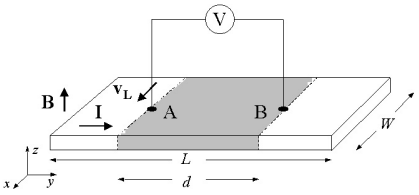


FIG. II.1 – Schéma du montage de mesure de tension.

La figure II.1 montre la géométrie expérimentale habituelle. Pour un voltmètre d'impédance infinie, la tension mesurée à ses bornes s'écrit

$$V_{AB}(t) = -\frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} + \int_{\overset{\frown}{AB}} \mathbf{E}'(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{dl}, \quad \text{(II.1)}$$

où Φ est le flux de $\mathbf{B}$ à travers le circuit de mesure, et $\overset{\frown}{AB}$ un chemin quelconque entre A et B. Le premier terme n'est autre que le champ électrique induit par le flux traversant le circuit de mesure. À titre d'illustration, le schéma de la contribution d'un vortex à la distribution du champ magnétique calculée par Clem est reproduit à la figure II.2.

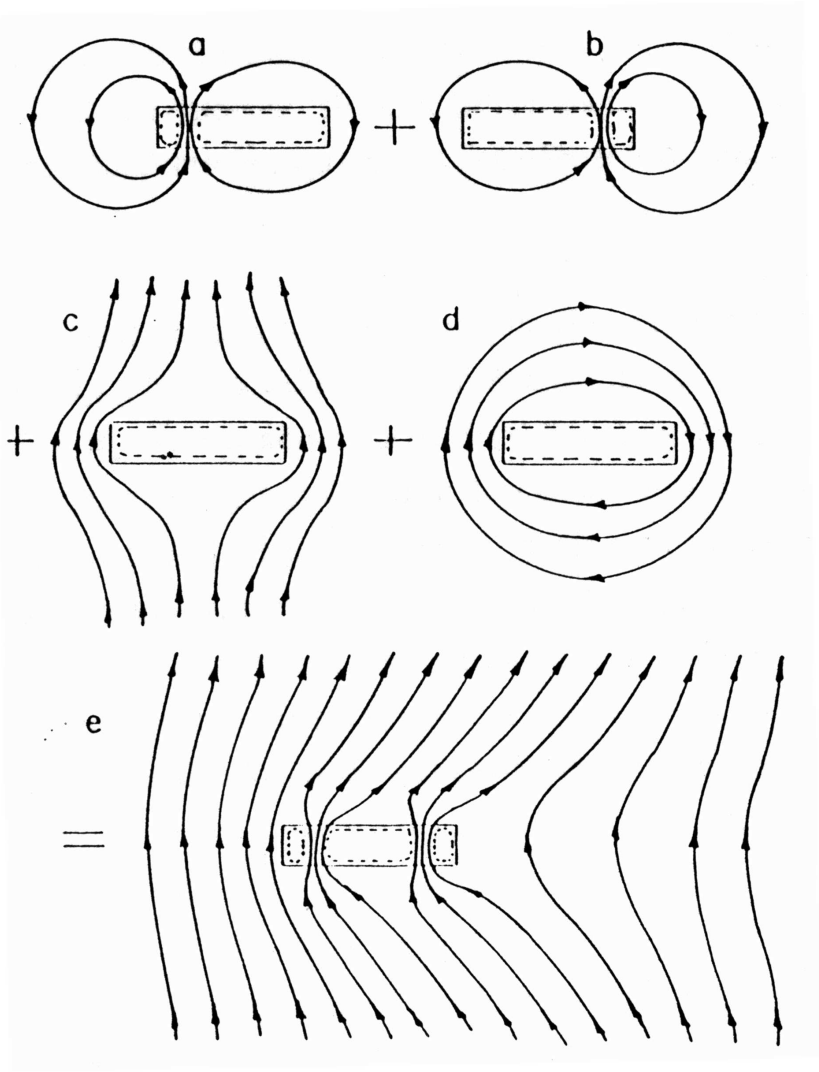


FIG. II.2 – Schéma de la distribution du champ magnétique à proximité d'un échantillon dans l'état mixte : figure en (e) la somme des contributions (a) et (b) des vortex, (c) du champ appliqué, (d) du courant de transport. Reproduction de la figure 2.2 de la référence [25].

Le second terme fait intervenir le champ électro-chimique

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{\nabla \mu}{e}. \tag{II.2}$$

On considère l'échantillon homogène, de sorte que le gradient du potentiel chimique est nul, et $\mathbf{E}' = \mathbf{E}$.

Clem décrit V_{AB} comme la somme des tensions élémentaires $V_i(t)$ créées par les vortex individuellement :

$$V_i(t) = -\frac{\partial \Phi_i(t)}{\partial t} + \int_{\widehat{AB}} \mathbf{E}'_i(\mathbf{r}_i, t) \cdot \mathbf{dl}, \tag{II.3}$$

et

$$V_{AB}(t) = \sum_i V_i(t). \tag{II.4}$$

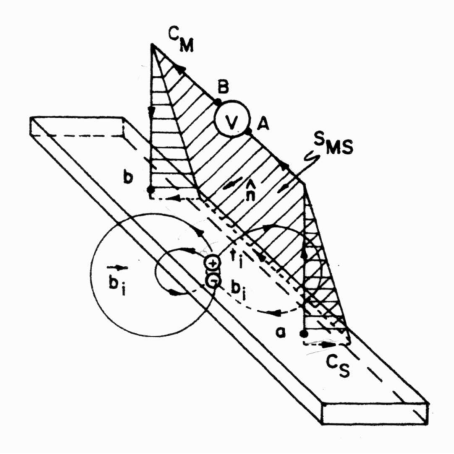


FIG. II.3 – Schéma d'un montage de mesure de tension, en présence du $i^{\text{ième}}$ vortex. Reproduction de la figure 2.5 de la référence [25].

Suivant l'hypothèse d'un régime London, il existe un chemin plongeant à plusieurs λ sous la surface, et qui relie A et B en passant à plusieurs λ du cœur des vortex (voir figure II.3). Le long d'un tel chemin, le champ électrique est nul, de même que le second terme de l'équation (II.3). La loi de Faraday (Eq. II.5) assure en effet que la circulation du champ électrique est indépendante du chemin d'intégration.

$$\nabla \times \mathbf{E}' + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0. \tag{II.5}$$

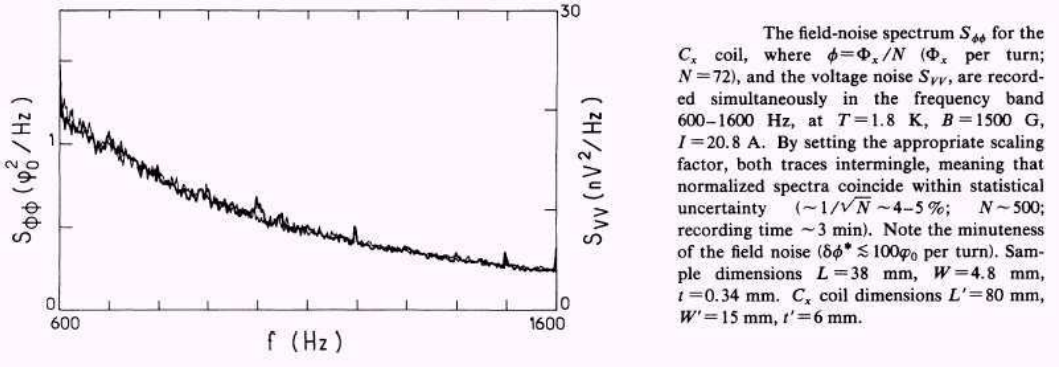
Clem calcule alors que lorsque la distance d entre les contacts est suffisamment grande devant la largeur W de l'échantillon, la tension mesurée ne dépend pas de la coordonnée en x de la paire de contacts [25].

La contribution du flux coupé dans la tension Clem justifie l'importance du terme $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ dans le champ électrique, par les résultats de Jarvis et Park [51] qui montrent une dépendance de la tension avec la géométrie du circuit de mesure. Plaçais fait remarquer à juste titre que la contribution n'est significative ($\geq 10^{-16} V^2/Hz$) que dans les expériences réalisées sur des supraconducteurs de type I où des tubes de flux jouent le rôle des vortex [23]. Le

problème de la densité de flux ne s'y pose pas de la même façon en raison des faibles interactions entre les tubes de flux. Dans un type II, la puissance du bruit de flux coupé culmine à $10^{-20}V^2/Hz$, à hautes fréquences. À plus basses fréquences, dans la gamme du bruit de flux-flow, les auteurs enregistrent des fluctuations de tension « induite » négligeables ($< 10^{-20}V^2/Hz$). Au-delà de $30kHz$, le facteur $2\pi f$ devient dominant dans la DSP de $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ et peut apparaître dans la mesure de tension.

La tension induite par flux magnétique à travers le circuit de mesure intervient donc dans la tension totale V_{AB} dans des proportions négligeables : Plaçais estime donc, *au contraire de Clem*, que la géométrie des fils de mesure ne joue aucun rôle dans le bruit de flux-flow.

Il en apporte une démonstration définitive en mesurant simultanément le bruit de tension et le bruit de flux $\delta\Phi$ (à l'aide d'une bobine captrice) d'un échantillon en flux-flow [50]. Les auteurs observent que Φ et V_{AB} *ont le même spectre*, comme le montre la figure II.4, ce qui invalide l'hypothèse selon laquelle V_{AB} serait essentiellement proportionnelle à $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$, auquel cas son spectre serait celui de Φ multiplié par le facteur $2\pi f$.



The field-noise spectrum $S_{\phi\phi}$ for the C_x coil, where $\phi = \Phi_x/N$ (Φ_x per turn; $N = 72$), and the voltage noise S_{VV}, are recorded simultaneously in the frequency band 600–1600 Hz, at $T = 1.8$ K, $B = 1500$ G, $I = 20.8$ A. By setting the appropriate scaling factor, both traces intermingle, meaning that normalized spectra coincide within statistical uncertainty ($\sim 1/\sqrt{N} \sim 4$–$5\,\%$; $N \sim 500$; recording time ~ 3 min). Note the minuteness of the field noise ($\delta\phi^* \lesssim 100\varphi_0$ per turn). Sample dimensions $L = 38$ mm, $W = 4.8$ mm, $t = 0.34$ mm. C_x coil dimensions $L' = 80$ mm, $W' = 15$ mm, $t' = 6$ mm.

FIG. II.4 – Reproduction de la figure 7 de la référence [50]

Approche individuelle et approche collective La description de Clem est limitée aux situations pour lesquelles l'approximation de London est satisfaisante. Près de B_{c2}, le champ magnétique a presque complètement pénétré l'échantillon, et le champ électrique ne s'annule plus nulle part. On ne peut plus négliger la circulation du champ électrique dans l'expression de la tension. Pour autant, la conclusion reste valable : la loi de Faraday (Eq. II.5) assure que chaque vortex contribue de la même façon à la tension, quelle que soit sa position par rapport aux prises de tension. La mesure de tension est *non locale*. Le même argument permet de dire que les vortex à l'extérieur des contacts de tension ne contribuent pas à la mesure (figure II.1).

Par ailleurs, on voit bien que près de B_{c2}, le choix d'une approche individuelle n'est pas judicieux. Le paramètre d'ordre ne s'annule plus nulle part et les interactions entre vortex dominent la dynamique du réseau, au détriment du comportement individuel. La plupart de nos mesures ont été réalisées dans la limite des champs forts, et c'est pourquoi nous adopterons une approche collective, qui sera détaillée par la suite.

Le bruit de champ électrique La tension V_{AB} en entrée de la chaîne de mesure s'exprime donc dans la gamme de fréquences utiles par

$$V_{AB} = \int_{\overset{\frown}{AB}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{dl}, \tag{II.6}$$

où le champ électrique est donné par la relation de Josephson $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_L \times \mathbf{B}$. Le bruit de tension à basses fréquences est donc issu d'un bruit de champ électrique. Les fluctuations de $\mathbf{E}$ s'écrivent

$$\delta\mathbf{E}(t) = -\delta\mathbf{B}(t) \times \mathbf{v}_L - \delta\mathbf{v}_L(t) \times \mathbf{B}. \tag{II.7}$$

La relation (II.7) fait apparaître une dialectique récurrente dans l'analyse des mécanismes bruyants en général, à savoir la distinction entre la part des fluctuations de vitesse des objets, et celle des fluctuations de la taille de ces objets. Cette taille est représentée ici par la densité n de vortex, qui fluctue :

$$\delta n = \delta B/\phi_0.$$

La question demeure quant à la part du $\delta\mathbf{v}_L$ et du $\delta\mathbf{B}$ dans le bruit de champ électrique.

Un calcul dû à Plaçais démontre que le $\delta\mathbf{B}$ nécessaire à produire le bruit de tension couramment observé (celui que suppose un modèle de « shot-noise » classique) créerait des fluctuations gigantesques, ou du moins beaucoup plus grandes que celles qu'il mesure à l'aide d'une bobine captrice [50, 23]. Au contraire, ses résultats accréditent une coexistence des deux termes dominée par les fluctuations de vitesses des vortex. Plaçais attribue l'origine de ce bruit à des fluctuations de courants macroscopiques dans l'échantillon ; celui-ci transmet sa composante bruyante à la force d'entraînement des vortex :

$$\eta\delta\mathbf{v}_L = \delta\mathbf{f} = \delta\mathbf{J} \times \mathbf{B}. \tag{II.8}$$

C'est ce même bruit de courant qui est la source du $\delta\mathbf{B}$, via l'équation de Maxwell :

$$\delta\mathbf{B} = \nabla \times \delta\mathbf{J}. \tag{II.9}$$

Des preuves expérimentales de l'origine commune du $\delta\mathbf{v}_L$ et du $\delta\mathbf{B}$ sont apportées dans la référence [50]. En particulier, les deux composantes ont le même

spectre de bruit (cf. figure II.4), et les puissances de bruit sont compatibles avec l'hypothèse du bruit de courant comme source commune. Il mesure même directement que les fluctuations de champ magnétique sont tellement faibles que l'on peut dire que le réseau en flux-flow reste régulier, même à de petites échelles.

II.1.2 Le bruit de vortex comme sonde des centres de piègeage en volume

Depuis les années 60, de nombreuses équipes se sont interrogées sur l'origine du bruit de flux-flow. Historiquement elles se sont inspirées du « bruit de grenaille » (ou « shot noise ») dans les semi-conducteurs où a été étudié dans le détail la part des fluctuations de densité des porteurs par rapport à celle de leur mobilité. Par analogie, la problématique s'est articulée autour des questions suivantes : tout d'abord, le bruit résulte-t-il du flot régulier d'un réseau rigide mais naturellement inhomogène dans l'espace, se muant à vitesse constante (flot plastique) ? Est-il la conséquence des interactions locales des vortex avec les centres de piègeage ? Et si tel est le cas, s'agit-il de fluctuations de densité de vortex ou de fluctuations de leur vitesse, voire des deux ? Par ailleurs observe-t-on une somme de contributions élémentaires ou au contraire une contribution globale instantanée ?

« Shot noise » et bundles

La première décennie de mesures de bruit, initiées par Von Ooijen et Van Gurp [19], fut entièrement interprétée par un modèle issu des semiconducteurs, le « shot noise ». Des groupes corrélés de vortex (ou *bundles*) aléatoirement distribués créent des inhomogénérités de densité de flux magnétique dans l'échantillon qui fluent de façon rigide à vitesse constante, générant ainsi de grandes fluctuations de densité dans l'échantillon. La distribution des bundles est déterminée par le temps caractéristique que définissent les spectres de bruit et la puissance totale de bruit dépend quant à elle des conditions de polarisation de l'échantillon : la température, le champ magnétique appliqué, le courant de transport, l'espèce, la géométrie de l'échantillon apparaissent dans la tension moyenne $\overline{V}$ et la densité de vortex $n = \Phi/\Phi_0$.

$$A(\tau) = \begin{cases} \frac{\Phi\overline{V}}{\tau_c}(1 - |\tau|\tau_c), & |\tau| < \tau_c, \\ 0 & |\tau| > \tau_c, \end{cases} \tag{II.10}$$

où $\tau_c = W/\langle v_L \rangle$ représente le temps de transit d'un vortex dans l'échantillon. La densité spectrale de puissance associée à cette fonction est

$$S_{VV}(f) = 2\Phi\overline{V}\left(\frac{\sin(\pi f\tau_c)}{\pi f\tau_c}\right)^2. \tag{II.11}$$

Ce modèle n'est toutefois pas suffisant pour rendre compte de toutes les observations expérimentales qui ne rapportent jamais l'existence des lobes du sinus cardinal . Dans le cas d'une polarisation par faibles courants, il s'avèra vite indispensable de moduler la part du réseau impliquée dans le processus pour expliquer les temps caractéristiques mesurés. Mais même si l'hypothèse peut paraître raisonnable, aucune preuve expérimentale n'en fut apportée. Par suite, Van Gurp *et al.* [20] furent amenés à moduler également les temps de vol. En s'en tenant à l'hypothèse de vitesse constante, ils introduisirent un second degré de liberté dans son modèle, une loi de distribution empirique autour de cette valeur. Cette idée, dite du « temps de vol », fut approfondie par Thomson et Joiner [21] qui définirent un pseudo libre parcours moyen des bundles. Ils confrontent alors les qualités métallurgiques de leurs échantillons aux valeurs de ce paramètre, et établissent qualitativement que l_i varie comme l'inverse du nombre de joints de grains. Plaçais objecte à cette interprétation un argument statistique selon lequel le temps caractéristique est indépendant du potentiel de piègeage dans leur modèle (p.80 de la référence [23]). Plus simplement, il est surprenant de constater que suivant leur hypothèse, l'allongement du libre parcours moyen, et donc une « amélioration » de l'ordre réseau conduisent à une augmentation du bruit.

L'observation des distributions spectrales est souvent complétée par celle de la puissance totale du bruit, ou encore à la puissance à fréquence nulle (ce qui peut être équivalent à distribution identique). Dans le modèle de « shot noise », cette quantité correspond à la taille des bundles. En effet, dans le calcul de Van Ooijen et Van Gurp [19], la taille d'un bundle est définie par

$$n = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{S_{VV}(0)}{2\overline{V}\Phi_0}. \tag{II.12}$$

Les efforts des expérimentateurs se portèrent sur l'influence des défauts structuraux des matériaux (principalement les joints de grain) sur la taille des bundles suivant la vitesse du réseau [19, 20, 24, 22]. Ces expériences constituent ainsi le pendant phénoménologique de la théorie de piègeage en volume développée par Larkin et Ovchinnikov [9], quoiqu'elles lui soient de dix ans antérieures. La taille d'un bundle définit en effet un volume cohérent, et il est tentant de vouloir lier ces deux grandeurs.

Malheureusement, l'interprétation des mesures de bruit de ces expériences par le « shot noise » se trouva incompatible avec un grand nombre de résultats expérimentaux issus d'autres techniques, voire incohérente en elle-même. Les expériences de Heiden dans du Niobium [25] ont conduit à infirmer quasi irrémédiablement le modèle de « shot noise ». Pour commencer, en présence de fortes densités de courant, le modèle impose que les bundles contiennent moins d'un dixième de vortex, ce qui est bien évidemment absurde. De surcroît, même les conclusions qualitatives du modèle sont douteuses. En effet, la taille des bundles devrait décroître avec la densité de courant. Ainsi à forte vitesse,

le réseau prendrait une forme amorphe. Ce résultat est en complète contradiction avec par exemple des expériences de diffraction de neutrons aux petits angles qui démontrent une mise en ordre du réseau à forte vitesse [28, 29, 17]. Du reste, l'équipe de Heiden abandonna dès 1977 l'idée du shot noise et ses fluctuations de densité (δB), au profit de fluctuations de vitesse (δv_L).

Pures fluctuations de vitesse

L'idée de Heiden est de considérer le flot d'un réseau quasi parfaitement ordonné dont la vitesse fluctue localement lors d'interactions avec les centres d'ancrage. La preuve de l'aspect local du phénomène n'a pu être indiscutablement établi. D'une part, Clem [25] relève une incohérence entre certaines prédictions et les résultats présentés. [1] D'autre part, Plaçais rappelle qu'une approche locale ramènerait le problème à « des instabilités élastiques du réseau de vortex près d'un centre de pinning, où les fréquences de sauts estimées par Campbell [98] se situent dans les GHz ». L'hypothèse de fluctuations locales de vitesse à densité de vortex homogène envoie le bruit de flux-flow hors de la fenètre expérimentale et n'explique pas le spectre basses fréquences observé.

L'expérience de Heiden soulève toutefois une question fondamentale : comment concilier d'une part l'interaction permanente du réseau avec ses sites d'ancrage et d'autre part l'inter-corrélation non négligeable des fluctuations le long du trajet à travers l'échantillon, voire d'un effet de temps de vol dans certains cas ? Un consensus s'est formé sur le fait que ce sont des interactions locales qui sont à l'origine du bruit de flux-flow mais pendant longtemps, aucun mécanisme n'a été proposé pour expliquer la persistence de corrélation à longue portée.

Finalement, aucun modèle de « shot-noise » n'apporte d'interprétation satisfaisante à l'ensemble des résultats expérimentaux.

II.1.3 Le bruit comme sonde de l'ordre du réseau

Un nouveau type de matériaux supraconducteurs à haute température critique (jusqu'à plus de $100K$) a été découvert à la fin des années 80. Ces matériaux diffèrent principalement des supraconducteurs conventionnels à basse température critique par leur forte anisotropie, leur très grande valeur de κ, et la symétrie de leur paramètre d'ordre (p et non plus s [8]). Ils sont exclus du champ d'application des théories microscopiques type BCS, et il n'existe pas, à l'heure actuelle, d'équivalent pour expliquer cette supraconductivité.

Leur comportement atypique, en particulier les signes d'une transition de phase du premier ordre, a conduit à l'élaboration de théories décrivant de nouveaux états de la matière vortex [41]. Ces états sont liés aux conditions de

[1] Le rapport entre l'inter et l'auto-corrélation doit théoriquement décroître avec l'éloignement des contacts de tension, alors que les résultats révèlent un comportement croissant.

champ magnétique et de température, ainsi qu'au régime dynamique. Le réseau de vortex dans les supraconducteurs conventionnels sont considérés comme des cas particuliers de ces théories générales comme celle du « Bragg glass ».

De nombreuses simulations (citons [43, 44, 45]) vérifient le « Bragg glass », mais tous les résultats expérimentaux ne concordent pas. L'état de la validation expérimentale de ces théories ne sera pas détaillée ici. Nous nous concentrerons sur l'usage des mesures de bruit (de tension ou de champ magnétique) pour résoudre l'ordre du réseau de vortex, et dont la contribution est essentiellement due à A. Maeda *et al.*.

La signature bruyante d'une transition dynamique

A. Maeda [40] résume la situation en énonçant que le réseau de vortex peut être (i) soit piégé, à l'état de verre de Bragg, (ii) soit en flot plastique, (iii) soit en mouvement ordonné, (iv) soit enfin, en flot de canaux décorrélés ou flot smectique (voir figure II.5).

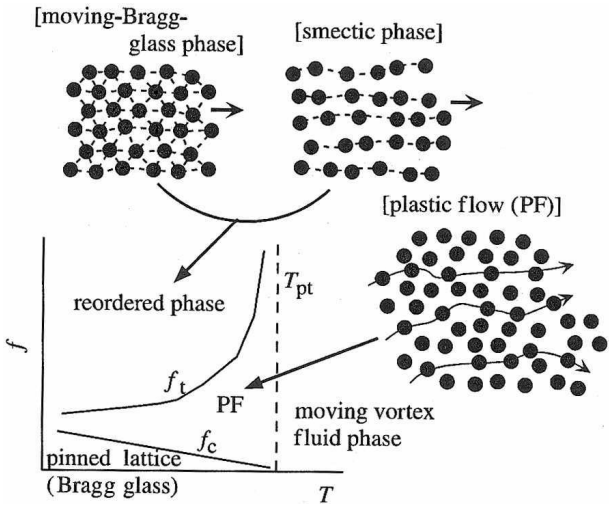


FIG. II.5 – Diagramme de phase dynamique du réseau de vortex en mouvement prédit par la théorie. Reproduction de la figure 1 de la référence [40].

Une hypothèse forte des théories de transitions dynamiques est la mise en ordre du réseau à grande vitesse. Suivant les auteurs, la cristallisation est totale [42] et le bruit disparaît complétement, ou seulement partielle [41], et le réseau s'organise en canaux. La vérification de cette dernière hypothèse nécessite soit l'observation directe du facteur de structure — mais l'effet est trop faible pour être résolu expérimentalement — soit une mesure de bruit qui offre une résolution bien meilleure : la mise en ordre à grande vitesse qui conduit à la formation de canaux (flot smectique) doit alors s'accompagner de la disparition des fluctuations orientées dans la direction transverse au flot moyen. La

transition vers un flot smectique peut donc se caractériser expérimentalement par une chute du bruit transverse, tandis que le bruit longitudinal persiste. Il n'existe toutefois pas, à notre connaissance, de travaux expérimentaux vérifiant cette signature bruyante. Ce point fait l'objet des premières mesures de bruit que nous avons réalisées ; les résultats sont rapportés dans l'annexe A.

Les principales mesures de bruit accréditant l'hypothèse de transitions dynamiques sont dues à A. Maeda *et al.*. Les auteurs rapportent que les bruits de conduction et de densité de flux sont présents dans une gamme de champ et de température qui correspond à la phase « plastique », et disparaissent au champ de la transition du premier ordre (voir figure II.6) [40]. Remarquons toutefois que la méthode utilisée par les auteurs consiste à augmenter la vitesse en élevant le champ magnétique à courant fixe. Cela présente l'inconvénient de mélanger les effets de la vitesse avec ceux du champ magnétique : en traversant le champ critique (H_{PT} dans les notations de la figure II.6), le réseau et le condensat peuvent subir une transition qui ne fait pas intervenir la vitesse. C'est d'ailleurs très certainement le cas puisque le H_{PT} reste inchangé lorsque le courant (et donc la vitesse) est doublé. Alternativement, la disparition du bruit peut être associée à la chute drastique du courant critique. Elle accréditerait alors des modèles plus généraux pour lesquels le niveau de bruit est proportionnel au courant critique, sans que l'ordre n'intervienne. Cette expérience ne peut donc pas servir de preuve de l'éventuelle existence de transitions dynamiques.

Réalisées en grimpant le courant à champ fixe pour ne pas modifier le système, les mesures de B. Plaçais contredisent l'hypothèse de mise en ordre dynamique [50]. Le niveau de bruit est trouvé pratiquement indépendant du courant comme le montre la figure II.7. Nous reviendrons sur ce dernier point dans la présentation de nos propres résultats.

Quelque soit la nature des états de départ et d'arrivée, le modèle prévoit une transition dynamique. En élevant la vitesse, on s'attend donc à mesurer un pic de bruit au moment de la transition. Dans plusieurs échantillons de BiSCCO, A. Maeda rapporte la présence d'un pic de bruit de tension [46, 40] et de bruit de champ magnétique (mesuré à l'aide d'une sonde locale [49]) au moment du désancrage (voir figure II.8), lorsque la plus petite tension apparaît. De tels pics de « depinning » sont souvent observés dans la partie non linéaire de la $V(I)$, avant le flux-flow : citons entre autres Yeh *et al.* dans PbIn, Paltiel *et al.* [48] et Bassler [31] dans $NbSe_2$. L'interprétation du « pic de depinning » renvoie d'une façon générale à la distributions des courants dans l'échantillon. Ce problème est très dépendant du système considéré, en particulier de sa géométrie : un pic de bruit n'est donc pas une preuve définitive de la présence d'une transition dynamique.

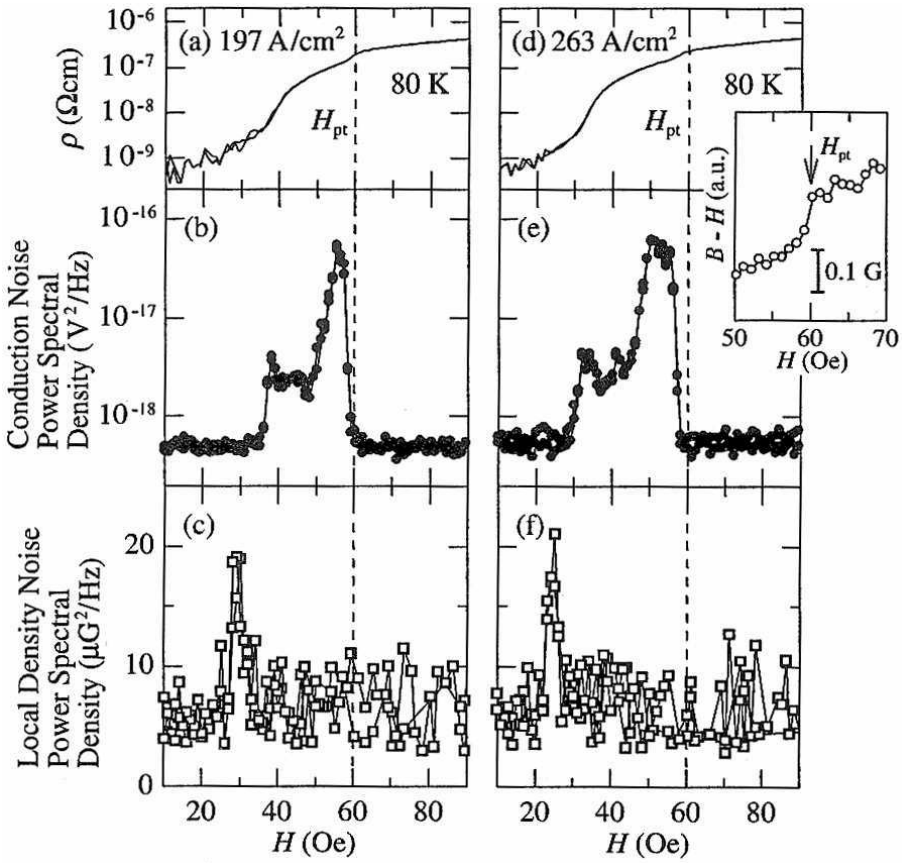


FIG. II.6 – « Densité spectrale de puissance de la densité de bruit locale (□) et du bruit de conduction (•) à $10Hz$, ainsi que la résistivité (trait plein) en fonction du champ magnétique à $80K$, pour $J = 197$ et $263A/cm^2$. Le trait pointillé la (discrète) signature de la transition du premier ordre. L'insert montre la dépendance en champ magnétique de l'aimantation locale, sans courant et à $80K$ ». Reproduction de la figure 4 de la référence [40].

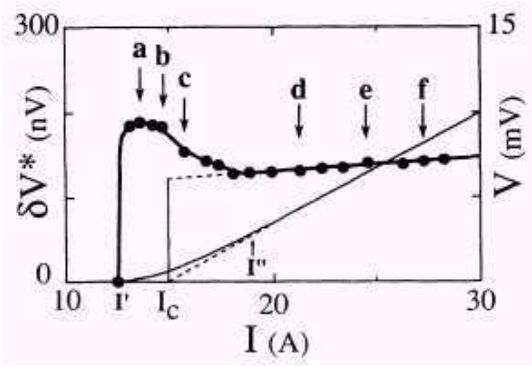
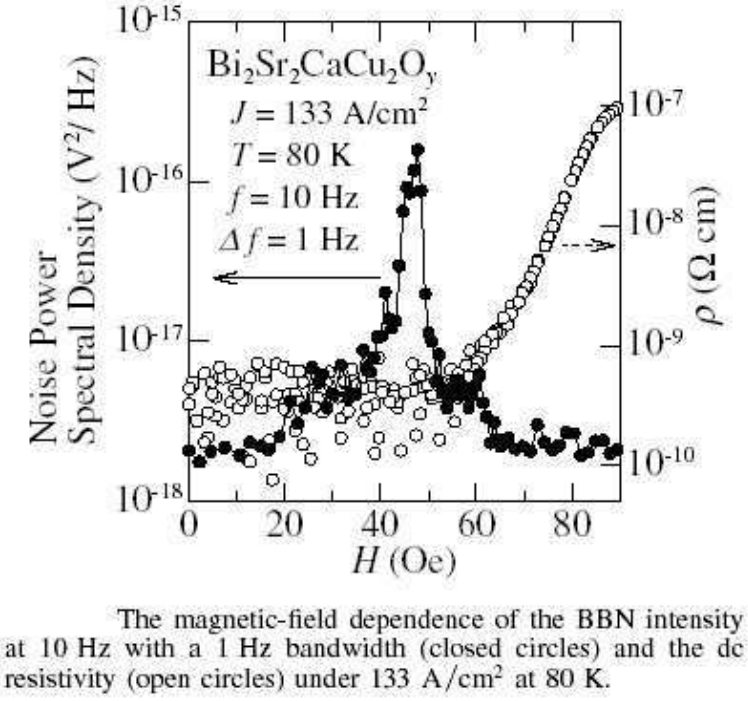


FIG. II.7 – Figure 6 de la référence [50]. Les points représentent le bruit de tension rms δV^* en fonction du courant, guidés par la courbe grasse. La caractéristique courant-tension est représenté par la courbe légère.



The magnetic-field dependence of the BBN intensity at 10 Hz with a 1 Hz bandwidth (closed circles) and the dc resistivity (open circles) under 133 A/cm^2 at 80 K.

FIG. II.8 – Figure 3 de la Ref. [46]

Le bruit de washboard

Il existe un autre moyen de quantifier l'ordre du réseau de vortex par des mesures de bruit. Le mouvement uniforme d'un système périodique dans un potentiel d'ancrage aléatoire est censé produire une modulation périodique de l'effet de l'ancrage. Cette modulation est d'autant plus piquée à la fréquence

$f_w = \langle v_L \rangle / a_0$ que le réseau est ordonné. La seule observation directe de « bruit de Washboard » (BWB) a été réalisée par A. Maeda *et al.* dans un échantillon de BiSCCO [46]. Un excès de bruit s'ajoute au spectre large bande à la fréquence de washboard. Les auteurs nuancent toutefois leur interprétation du phénomène par le bruit de défilement des vortex pour deux raisons [40]. D'une part, l'excès de bruit est observé dans la phase dite « plastique », et disparaît à fort courant, dans le régime « Bragg glass », où il devrait être renforcé au contraire par la mise en ordre du réseau. D'autre part, l'excès de bruit s'élargit en fréquence quand la vitesse augmente, comme si l'ordre du réseau se dégradait, ce qui contredit encore la prévision de mise en ordre à forte vitesse. En se basant sur l'analogie qui existe entre le réseau de vortex et les ondes de densité de charge (ODC) dans lesquelles le bruit de washboard s'est révélé provenir d'oscillation de la phase due aux effets de bords [52], A. Maeda émet l'hypothèse que ce sont les conditions limites qui sont à l'origine du phénomène qu'il a observé dans BiSCCO. La responsabilité de l'ordre volumique du réseau dans le phénomène observé à la fréquence du washboard est donc finalement sévèrement remise en cause.

On peut légitimement s'interroger sur la raison pour laquelle la contribution de la périodicité du défilement des vortex n'a jamais été clairement vue dans le bruit de flux-flow. Une réponse courante est de supposer que la phase de « moving Bragg glass » ne peut être atteinte en laboratoire parce qu'elle nécessite de trop grandes vitesses. Néanmoins, le bruit de washboard n'a jamais été observé dans des échantillons dans lesquels on sait que le réseau y est « cristallin », du moins fortement périodique à des vitesses accessibles [29, 17]. Il nous semble donc réaliste de remettre en question la pertinence de la mesure de bruit comme sonde de la périodicité du réseau. Tout d'abord, dans des conditions usuelles, la fréquence BWB est renvoyée au-delà de la fenêtre expérimentale ($\geq 1MHz$). La réduire en allongeant la distance intervortex est rarement réalisable : atteindre le flux-flow est alors particulièrement difficile à cause de la valeur considérable que peut prendre le courant critique à bas champ. Ensuite, la non-localité d'une mesure de bruit de tension (comme celle de A. Maeda) ne permet pas de résoudre l'ordre local du réseau de vortex. Cette remarque renvoie au propos du paragraphe II.1.1 p. 31 : le simple passage d'*un seul* vortex entre les prises de tension ne constitue pas un événement bruyant compte tenu du fait que le signal enregistré contient la contribution de l'intégralité des vortex présents, et ce, *indépendamment de leur position.* Nous reprendrons ces considérations à l'occasion de la présentation de nos résultats.

La signature bruyante d'une transition du premier ordre

La forte anisotropie des HTc a pour conséquence de concentrer l'essentiel des courants dans les plans conducteurs (a-b). La tension de ligne qui assure la cohérence d'un vortex à travers un échantillon (voir I.2.1 p. 13) n'est alors

plus uniforme sur le long de l'axe (c). L'énergie du vortex atteint son maximum dans les plans (a-b), où l'énergie cinétique des super-courants est la plus grande, et son minimum entre les plans. De plus, la persistance de la supraconductivité à haute température impose la prise en compte des effets éventuels de l'agitation thermique. A partir de ces deux considérations, plusieurs modèles ont été développés pour expliquer la singularité de l'aimantation en termes de transition de phase. Les mesures de bruit constituent un moyen d'investigation efficace de ce phénomène, la dynamique du réseau étant nécessairement différente d'une phase à l'autre. De plus, on s'attend à un pic de bruit au moment de la transition.

Cet effet a été observé par Kim *et al.* dans des films d'YBCO [38]. Les auteurs de cette étude rapportent un excès de bruit à des températures dépendant du champ magnétique appliqué. L'excès définit une ligne dans le diagramme $B(T)$ analogue à la ligne de la supposée transition de phase. Ce résultat est interprété comme une preuve d'une transition de découplage des lignes de flux d'un plan (a-b) à l'autre. Ce raisonnement repose sur un modèle de « shot noise », dans lequel les bundles suivent une loi de Poisson. Comme le spectre attendu est une lorentzienne et que leurs mesures présentent une décroissance haute fréquence en $1/f$, les auteurs supposent que ce sont en fait un grand nombre de lorentziennes qui, superposées, produisent le spectre observé. Dutta *et al.* ont effectivement démontré qu'une telle superposition conduisait à un comportement en $1/f$ [39], mais l'hypothèse forte de leur calcul est l'indépendance des termes de la somme. La longue portée des interactions rend peu probable cette possibilité. Même si c'était le cas, l'introduction de composantes supplémentaires impose que l'on fasse intervenir leur nombre dans la puissance totale du bruit, *en plus* de la taille des bundles, ce que les auteurs ne font pas. Enfin, sans même tenir compte de ces dernières remarques, il est très surprenant de constater que la puissance du bruit est mesurée par son amplitude à fréquence nulle, ce qui n'a pas de sens pour du bruit en $1/f$, sauf si l'on tient compte de l'effet de taille fini de l'échantillon qui introduit une fréquence de coupure ; ce que les auteurs ne font pas non plus.

Notre propos n'est pas de remettre en cause l'existence d'une transition de découplage dans leurs échantillons, mais plutôt de pointer un risque de confusion. Un pic de bruit à proximité de la transition supra-normal peut provenir d'un phénomène indépendant de l'anisotropie. Cet effet s'observe également dans des alliages métalliques ne présentant aucun signe d'une transition du premier ordre comme le PbIn et provient de l'ancrage de surface. La puissance de bruit de flux-flow y est proportionnelle au courant critique *et* à la résistance flux-flow, qui décroît et croît respectivement avec la température, à champ magnétique fixe (figure II.9). Lorsqu'on augmente la température, le bruit passe donc par un maximum, puis s'évanouit comme le courant critique. Grimper

le champ à température fixe conduit à une situation analogue. Nous rapportons dans la figure II.10 un tel comportement dans un échantillon de PbIn. La mesure étant réalisée à courant fixe, l'échantillon n'est pas en flux-flow pour les plus petits champs. La résistance de flux-flow apparente (V/I) tend vers zéro plus vite que la résistivité de flux-flow, de sorte que le bruit chute à zéro comme V. Une expérience à courant fixe présente donc l'inconvénient de mas-

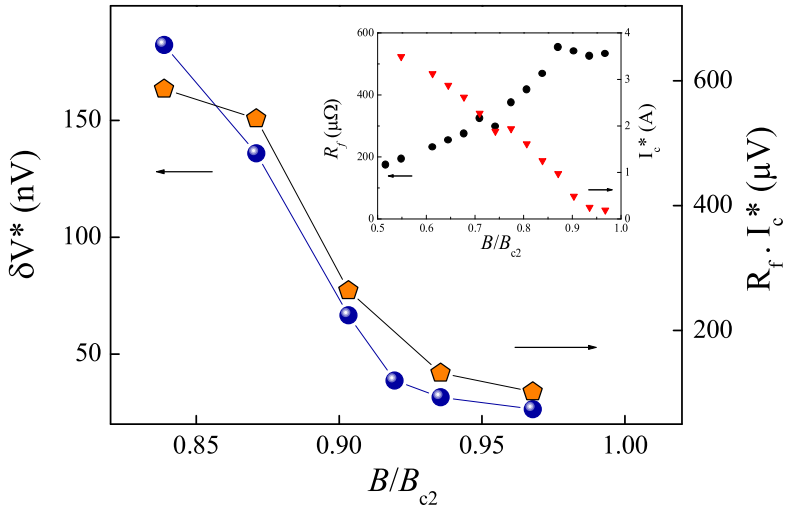


FIG. II.9 – L'amplitude bruit de tension (•) en flux-flow est proportionnelle à $R_f I_c^*$ (pentagones). En insert : évolution du courant critique (▼) et de la résistance flux-flow (•) en fonction du champ magnétique réduit B/B_{c2}. Mesures réalisées sur un échantillon de PbIn massif. $T = 4.2K$.

quer un éventuel pic de bruit de flux-flow au moment de la transition par celui causé par l'évolution naturelle des paramètres avec le champ magnétique ou la température. Mesurer des échantillons conventionnels présente donc l'intérêt d'apporter des éléments de comparaison aux comportements exotiques et de distinguer les propriétés générales du réseau de vortex de celles qui sont propres aux HTc.

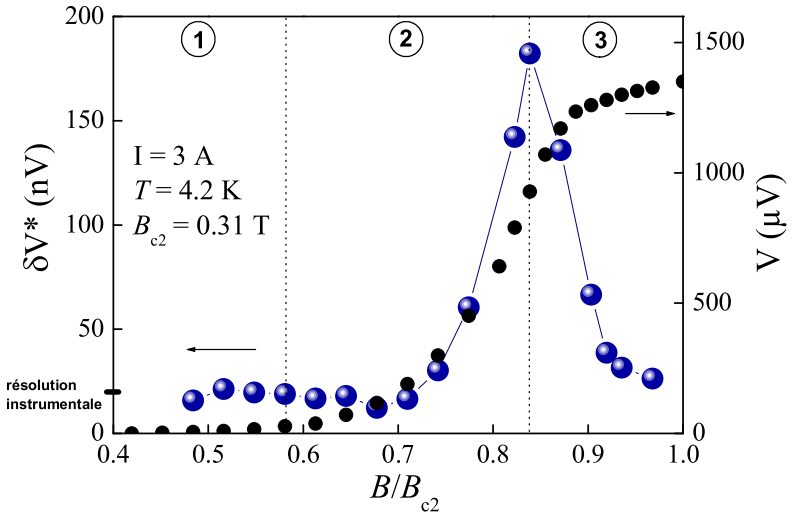


FIG. II.10 – Amplitude du bruit de tension (axe de gauche) et tension moyenne (axe de droite) en fonction du champ magnétique réduit B/B_{c2}. (1) en régime sous-critique ($I < I_c^*$) , (2) en régime transitoire « faible courant », (3) en flux-flow. Mesures réalisées sur un échantillon de PbIn massif. $T = 4.2K$.

II.2 Modèle de bruit de flux-flow

Bien qu'il n'existe pas à l'heure actuelle de réel consensus quant à l'origine du bruit basses fréquences, nous porterons dans ce qui suit une attention particulière au MBP, dans la mesure où il s'accorde remarquablement avec l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

II.2.1 Sur la dissipation

En flux-flow, la dissipation de chaleur en volume par effet Joule couramment observée s'exprime :

$$r = E(J - J_c) = EJ_2^2, \tag{II.13}$$

où J_2 correspond à l'ensemble des courants contribuant à la dissipation en volume. B. Plaçais *et al.* ont montré que les fluctuations de r étaient corrélées à celles de la tension [54]. L'interprétation du bruit de flux-flow passe donc par des considérations de dissipation. On écrit donc $E = \overline{E} + \delta E$ et $J_2 = \overline{J_2} + \delta J_2$, et il s'ensuit que

$$r = \overline{EJ_2} + \overline{E}\delta J_2 + \delta E\overline{J_2} + \overline{\delta E \delta J_2}. \tag{II.14}$$

Les équations de dissipation MS (voir Eq. (I.45), et Eq. (I.46), §I.3.4 p. 20) mettent en évidence deux sources de chaleur dans un échantillon en flux-flow. La première est localisée en volume et sa moyenne vaut $\overline{g} = \overline{EJ_2}$; intégrée sur tout l'échantillon, elle correspond à la dissipation de la tension moyenne ($\overline{V}(I - I_c^*)$). La seconde est localisée en surface et vaut $\overline{h} = \overline{EJ_c}$. Son existence a été prouvée par les mesures de T. Hocquet [12].

En moyennant l'équation (II.14), on obtient

$$\overline{r} = \overline{EJ_2} + \overline{\delta E \delta J_2} \tag{II.15}$$

Le premier terme correspond à la dissipation en volume $\overline{g}$ de MS. Par identification, on établit que la relation

$$\overline{EJ_c} = \overline{\delta E \delta J_2} = \rho_f \overline{\delta J_2^2} \tag{II.16}$$

est une condition *nécessaire et suffisante* pour que les fluctuations de courant de surface soient l'origine unique de la dissipation de surface. La vérification de cette condition requiert une description détaillée du mécanisme bruyant.

II.2.2 Nature des fluctuations

Le champ électrique macroscopique moyen est associé à une vitesse moyenne du réseau de vortex dans le volume de l'échantillon. Dans la géométrie habituelle (voir II.1), on peut écrire :

$$\langle v_L \rangle = \frac{\langle E \rangle}{\langle B \rangle} = \frac{\rho_f \langle J - J_c \rangle}{\langle B \rangle} \tag{II.17}$$

L'ordre de grandeur de $\langle v_L \rangle$ est de quelques $10^{-3} m/s$ dans les échantillons massifs que nous avons utilisés pour faire nos mesures [2].

À grande échelle, le réseau est spatialement périodique et en translation uniforme, comme en atteste les expériences de diffraction de neutron [29] et de spin echo [55] respectivement. Il en résulte que les fluctuations possèdent elles-mêmes une composante périodique de période $T_0 = a_0/\langle v_L \rangle \approx 10^{-4} s$. Au cours d'une période flux-flow, les extrémités des vortex se courbent afin d'assurer leur condition de raccordement à la surface : ils sont piégés. Le courant de surface est non-dissipatif ($J_1 = J_c$). Lorsque l'angle de courbure maximale θ_c est dépassée, les vortex se redressent brutalement jusqu'à ce qu'ils retrouvent une nouvelle condition de raccordement, c'est-à-dire un nouveau centre d'ancrage. Pendant cette *instabilité*, le courant critique non-dissipatif J_1 chute à zéro et pour compenser, *il apparaît un courant dissipatif de densité* J_c. La vitesse du vortex vaut alors

$$v_\in = \frac{\rho_f J_c}{B}. \tag{II.18}$$

Compte tenu du fait que la distance parcourue pendant un saut ne peut raisonnablement pas excéder a_0, la durée d'une instabilité $\tau = a_0/v_\in$ vaut au plus $10^{-9} s$. Le champ électrique $v_\in B$ créé pendant un temps aussi court ne peut pas diffuser dans le volume de l'échantillon. Il reste confiné en surface sur une épaisseur de peau $\delta_\in = \sqrt{\rho_f \tau / \pi \mu_0} \sim 0.1 \mu m$. Par conséquent, *les instabilités de courant critique sont localisées en surface.* Il convient de distinguer $\delta_\in$, la portée maximale d'une fluctuation, qui concerne des électrons normaux, de l'épaisseur λ_V sur laquelle est transporté le courant non-dissipatif.

Incidemment, la durée d'une instabilité est tellement plus courte que la période flux-flow, que les extrémités des vortex sont la plupart du temps immobiles, *ancrés* en surface.

II.2.3 Bruit et dissipation

La puissance dissipée sur une épaisseur $\delta_\in$ par unité de surface lors d'une instabilité élémentaire s'écrit

$$P_\in = \delta_\in \rho_f J_c^2, \tag{II.19}$$

et comme $\tau = a_0/v_\in$, en utilisant l'équation (II.19) on calcule l'énergie dissipée :

$$P_\in \tau = \delta_\in J_c a_0 B. \tag{II.20}$$

Finalement, la puissance dissipée pendant une période de flux-flow vaut

$$P_{FF} = \delta_\in \frac{J_c a_0 B}{T_0} = \delta_\in E J_c. \tag{II.21}$$

[2] Dans un échantillon de Nb millimétrique : $T = 0.5 T_c$, $B = 0.28T \approx 0.95 B_{c2}$, $\rho_f \approx 10^{-10} \Omega m$, $Ic \approx 1A$.

L'équation (II.21) montre que les instabilités du réseau de vortex en surface ainsi décrites par B. Plaçais, vérifient la condition (II.16). Le terme de dissipation surfacique est donc paradoxalement proportionnel à la quantité de courant non-dissipatif sous-critique. En régime sur-critique, l'énergie accumulée par la courbure des vortex près de la surface est régulièrement restituée par effet Joule lors des instabilités. On retrouve la ségrégation spatiale de la dissipation mise en évidence par Hocquet *et al.* [12], doublée d'une ségrégation temporelle : la durée des instabilités durant lesquelles la dissipation h se produit est si brève qu'elle ne peut être détectée au moyen d'un voltmètre ordinaire. Le terme h ne peut être détecté que si l'on se donne les moyens techniques de résoudre la nanoseconde.

Nous avons posé pour le calcul que la distance parcourue lors de chaque saut était a_0, mais le résultat reste le même pour des distances différentes. Il suffit de remplacer a_0 par $k\,a_0$ ($k < 1$). Comme au cours d'une période flux-flow T_0, il se produit $1/k$ instabilité, la puissance totale est inchangée. À la limite $k \to 0$, les vortex trouvent des conditions de raccordement à la surface infiniment proches les uns des autres, de sorte qu'aucune instabilité n'a lieu d'être. La surface est parfaitement lisse, le courant critique est nul, de même que la dissipation de surface.

II.2.4 Extension spatiale des fluctuations

Origine des contraintes spatiales

Dans le cadre d'un modèle de continuum, les instabilités sont *a priori* liées les unes aux autres : la longue portée des interactions empêche leur indépendance. Pour autant, la dépendance du bruit avec la taille du système laisse penser qu'une description en termes d'objets bruyants indépendants les uns des autres est appropriée. L'extension spatiale de ces objets dans les directions $\mathbf{y}$ (suivant le courant) et $\mathbf{x}$ (suivant le défilement des vortex), dénotée respectivement c et c', est introduite comme un paramètre ajustable du MBP.

Nous proposons ici une interprétation inédite de c, que nous avons développée à la suite d'une discussion avec B. Plaçais. Chaque instabilité telle que nous les avons définies plus haut constitue un objet bruyant élémentaire. Il semble alors naturel que leur extension c (ni c') ne puisse excéder la portée du champ électrique créé durant τ, qui, de même que leur profondeur, est limitée par l'effet de peau. On écrit donc

$$c \sim \delta_{\in}. \tag{II.22}$$

En utilisant l'équation (II.18), on établit

$$c \propto \sqrt{\frac{a_0 B}{\pi \mu_0 J_c}}. \tag{II.23}$$

Nous apporterons plusieurs arguments expérimentaux à cette conjecture au moment de la présentation de nos résultats.

II.2.5 Sur le bruit basses fréquences

Nous avons vu que les événements bruyants élémentaires, les instabilités, se produisaient à des fréquences de l'ordre des GHz. Ce mécanisme ne suffit donc pas à expliquer le bruit de tension couramment observé à basses fréquences ($< 10kHz$). En outre, la puissance dissipée à l'échelle de l'échantillon par le bruit de tension $R_f \delta I_2^2 = \delta V^2 / R_f$ n'est que de l'ordre de $10^{-11}W$, tandis que la dissipation totale du processus d'instabilités de surface doit s'élèver à $R_f I_c^2 \approx 10^{-5}W$. [3] Il est nécessaire, à ce stade, d'introduire un mécanisme supplémentaire se produisant à basses fréquences bien qu'engendré par le processus à hautes fréquences.

En moyenne, il se crée une (ou $1/k$) instabilité à chaque période flux-flow. Chaque instabilité conduit à une fluctuation de courant d'amplitude J_c. Or J_c est directement proportionnel à l'angle maximum de raccordement à la surface $\theta_c(\mathbf{r})$, qui varie à mesure que le réseau progresse sous la surface. En flux-flow, les têtes de vortex explorent la rugosité des surfaces de l'échantillon, son potentiel de piègeage. Il adopte en conséquence une configuration limite qu'il renouvelle à chaque période flux-flow. Par suite, l'amplitude des instabilités fluctuent ainsi aléatoirement dans l'espace et donc dans le temps, c'est une mesure de $J_c(t)$.

Observé pendant un temps suffisamment long, les instabilités qui surviennent au cours d'une traversée de l'échantillon, forment une sorte de signal échantillonné à la fréquence $f_0 \approx 1/T_0$ (c'est la fréquence washboard), comme l'illustre la figure II.11. L'analyse basses fréquences d'un tel processus fait

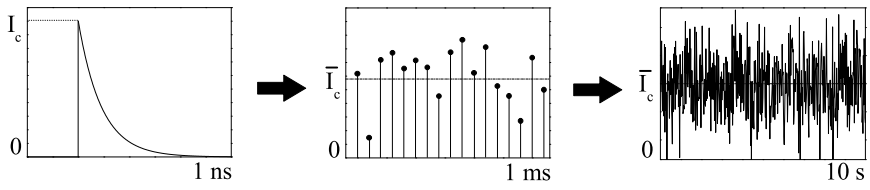


FIG. II.11 – Processus élémentaire du bruit basses fréquences. À gauche : l'expression en courant dissipatif d'une instabilité : quand la condition de raccordement est relachée, le courant d'équilibre devient dissipatif, puis relaxe comme le vortex retrouve une position d'équilibre. Au milieu : intermittence et aléas de l'amplitude des instabilités. À droite : bruit apparent.

[3] Des valeurs typiques sont $R \approx 10^{-6}\Omega$, $\delta V \approx 10^{-8}V$, $I_c \approx 1A$.

apparaître les fluctuations de $\langle J_c(t)\rangle$, d'une instabilité à l'autre. À l'échelle de l'échantillon, on accède à la somme statistique de chacun de ces processus élémentaires $\langle J_c(t)\rangle$, qui constitue elle-même un processus aléatoire. Il est important de remarquer que la vitesse moyenne v_L du réseau n'intervient pas dans le spectre de $J_c(t)$, tant qu'elle est petite devant $v_\in$, ce qui est généralement le cas dans les expériences.

II.2.6 Échange surface-volume

Le caractère fluctuant des instabilités de surface révèle que le *courant non-dissipatif en surface n'est pas constant*. Le courant critique macroscopique est donc une fonction du temps :

$$I_c \equiv I_c(t) = \lambda_V W \langle J_c(t)\rangle. \tag{II.24}$$

Les fluctuations à basses fréquences sont suffisament lentes pour diffuser dans le volume de l'échantillon ($\delta_{1kHz} \approx 1mm > \frac{1}{2}e_p$). En vertu de la loi de conservation du courant, la partie dissipative I_2 du courant est bruyante comme I_1. En effet, si $I_i = \overline{I_i} + \delta I_i$ $(i = 1, 2)$,

$$\frac{dI}{dt} = 0 \Rightarrow \delta I_2 = -\delta I_1. \tag{II.25}$$

La tension mesurée aux bornes de l'échantillon étant $V = R_f I_2$, la relation (II.25) permet d'écrire le bruit de tension $\delta V(t) \stackrel{\Delta}{=} V(t) - \overline{V}$ sous la forme

$$\delta V(t) = -R_f \delta I_1(t). \tag{II.26}$$

Finalement, comme la somme des courants non-dissipatifs définit le courant critique, il s'en suit que le spectre de bruit de tension s'écrit

$$S_{VV}(f) \equiv R_f^2 S_{I_c I_c}(f). \tag{II.27}$$

L'équation (II.27) établit que dans des conditions où R_f est constante, *le bruit de tension basses fréquences est directement proportionnel au bruit de courant critique*. Les fluctuations volumiques peuvent être contraintes par un mécanisme superficiel.

Cette relation est fondamentale dans la mesure où elle offre un moyen puissant de vérification du MBP : on doit retrouver des propriétés communes au bruit de tension et au courant critique. Une grande partie de notre étude du bruit sera consacrée à l'identification et à la caractérisation de ces points communs en vue d'éprouver la généralité du modèle.

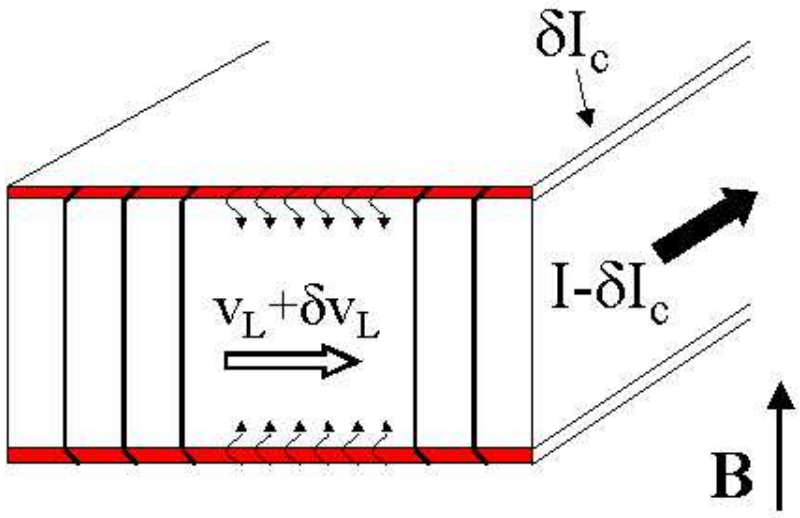


FIG. II.12 – Schéma du mécanisme de bruit de flux-flow vu comme des pures fluctuations de courant critique. Les fluctuations δI_c localisées en surface se transmettent au reste de l'échantillon par conservation. La composante bruyante du courant en volume (sur-critique) se répercute intégralement sur la force d'entraînement, et par suite, sur la vitesse des lignes de vortex qui conservent leur rigidité.

Remarque à propos de l'existence de domaines bruyants indépendants Il est important de souligner que l'existence de tels domaines n'implique pas nécessairement un comportement individuel des vortex, comme celui que considérait Clem. Elle peut au contraire s'accorder avec un mouvement collectif du réseau, comme en atteste l'argument quantitatif suivant emprunté à B. Plaçais [23] : de petites variations de champ magnétique et de vitesse de ligne entraînent suffisamment de bruit de champ électrique, via la relation de Josephson, pour produire le bruit de tension que l'on mesure couramment. Les petites déformations microscopiques que subit le réseau se réalisent indépendamment les unes des autres, et entrainent à leur tour des fluctuations des champs macroscopiques (électrique, magnétique, et de vitesse de ligne). De la sorte, le réseau reste quasiment parfait à l'échelle du continuum, essentiellement soumis aux interactions fortes entre les vortex. À l'inverse, si l'on relâche la contrainte collective en rendant prépondérantes les fluctuations de densité de vortex, alors le bruit de tension mesuré ne peut s'expliquer que par de très grandes déformations du réseau, qui contrediraient la mise en ordre du réseau en mouvement observée par diffration de neutrons.

Par ailleurs, l'existence d'objets indépendants semble contredire les expériences de corrélations spatiales de Heiden *et al.* [25] et de Plaçais *et al.* [50] qui observent une corrélation non nulle des fluctuations entre deux points de

l'échantillon. La corrélation spatiale d'une instabilité ne peut pourtant pas excéder c. En fait, la contradiction est artificielle et tient à la nature de la mesure de tension. Nous avons vu dans la section précédente que celle-ci est non locale : à chaque instant, la tension collectée aux bornes d'un échantillon contient la contribution de l'intégralité des vortex présents dans l'échantillon. Aux échelles macroscopiques, le champ électrique créé par un réseau parfait en volume garderait la même valeur dans l'espace, comme c'est le cas dans un métal. Les petites déformations du réseau rompent l'uniformité du champ électrique, d'où la perte de corrélation rapportée par les expérimentateurs.

II.2.7 Modélisation statistique

D'un point de vue expérimental, on mesure la circulation du champ électrique le long d'un chemin liant les deux plots de tension. En flux-flow, le champ électrique global vaut

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_L \times \mathbf{B},$$

soit dans notre géométrie (figure II.13)

$$E_y = -v_{L_x} B_z. \tag{II.28}$$

En différenciant l'équation (II.28), les fluctuations du champ électrique s'écrivent

$$\begin{aligned} \delta E_y(t) &= -\left(\frac{\partial E_y}{\partial v_{L_x}} \delta v_{L_x}(t) + \frac{\partial E_y}{\partial B_z} \delta B_z(t) \right) \\ &= -\left(B_z \delta v_{L_x}(t) + v_{L_x} \delta B_z(t) \right). \end{aligned} \tag{II.29}$$

Lorsque $v_{L_x} \to 0$, les fluctuations du champ électrique deviennent proportionnelles à celles de la vitesse des vortex, et ne dépendent plus de leur vitesse moyenne. C'est dans cette limite que nous nous placerons la plupart du temps pour étudier le bruit de flux-flow.

Suivant l'idée développée dans la référence [50], nous allons considérer le bruit de tension comme la somme des contributions d'un grand nombre de domaines bruyants élémentaires, à l'extérieur desquels les fluctuations ne sont plus corrélées. A l'intérieur d'un domaine cc' (see figure II.13), les fluctuations sont cohérentes. La fluctuation de champ électrique y vaut

$$\delta E_y^{(n,s)}(t) = \rho_f \delta J_{2_y}^{(n,s)}(t). \tag{II.30}$$

La moyenne des $\delta J_{2_y}^{(n,s)2}$ sur une *tranche* s vaut δI_1^2

$$\langle \delta J_{2_y}^{(n,s)}(t) \rangle_n = \frac{\delta I_1(t)}{e_p W}, \tag{II.31}$$

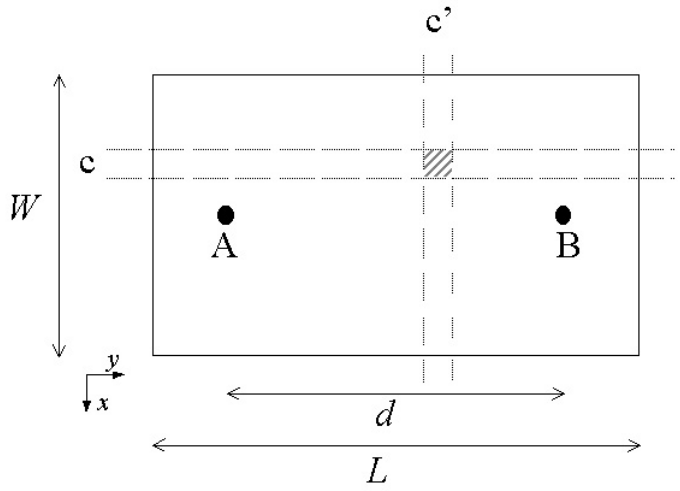


FIG. II.13 – Géométrie expérimentale et notations

et le bruit de champ électrique associé :

$$\langle \delta E_{2_y}^{(s)}(t) \rangle = \rho_f \frac{\delta I_1(t)}{e_p W} \tag{II.32}$$

Le bruit tension entre les bornes A et B est le cumul des fluctuations sur les T *tranches* indépendantes et s'écrit :

$$\delta V_{AB}^2(t) = \sum_{s=1}^{T} \Big(\int_{c'} \langle \delta E_{2_y}^{(s)}(t) \rangle dy \Big)^2. \tag{II.33}$$

Les flucuations étant supposées constantes sur une longueur c', l'intégrale revient à une simple multiplication par c'. De plus, et compte tenu du fait que $R_f = \rho_f \frac{d(AB)}{e_p W}$, le bruit de tension s'exprime sous la forme :

$$\delta V_{AB}^2(t) = \frac{d}{c'} \rho_f^2 c'^2 \frac{\delta I_1^2(t)}{e_p^2 W^2}. \tag{II.34}$$

L'origine du bruit réside dans les fluctuations du courant de surface, c'est-à-dire les fluctuations du seuil de désancrage caractérisé par le courant critique I_c^*. Il est alors naturel de lier l'intensité des fluctuations à I_c^*. Le mécanisme bruyant décrit plus haut suppose que chaque instabilité transporte le maximum de courant possible (J_c), mais rien ne garantie *a priori* qu'une partie seulement du courant intervienne. Aussi, un paramètre supplémentaire est introduit dans la modélisation : il quantifie la proportion de courant critique dont rendent effectivement compte les fluctuations, soit localement,

$$\sigma_{i_c} = p i_c, \tag{II.35}$$

avec σ_{i_c} la dispersion des fluctuations de courant critique autour de sa moyenne $i_c = \frac{I_c^*}{N}$, le long d'une *bande* de largeur c. Par ailleurs, comme $\delta I_1(t)$ est défini par la somme statistique des contributions bruyantes de chaque *bande*, il vient

$$\overline{\delta I_1^2} = N\sigma_{i_c}^2. \tag{II.36}$$

En combinant les équations (II.35) et (II.36) dans (II.34), le bruit de tension mesuré entre les bornes A et B peut s'écrire en fonction du courant critique et des dimensions de l'échantillon comme suit :

$$\overline{\delta V_{AB}^2} = R_f^2 p^2 I_c^2 \frac{cc'}{Wd}. \tag{II.37}$$

Ce raisonnement tient pour le bruit de tension transverse (suivant la direction **x**) et conduit à la même formulation du bruit de tension mais suppose la connaissance du courant critique dans la direction x.

Conclusion

Il est remarquable que le modèle permette de développer une interprétation fine des observations expérimentales, sans *jamais* faire intervenir quelque mécanisme de piégeage en volume. Au cours de notre investigation expérimentale du bruit de tension, nous nous efforcerons d'éprouver la généralité du modèle en cherchant à vérifier ses prédictions fortes. Pour cela, nous traiterons principalement les liens entre le bruit et le courant critique. En particulier, l'état de la surface est considéré comme un paramètre central des propriétés d'ancrage des vortex, sans que son influence exacte sur le bruit de tension n'ait encore été abordée : une grande partie de notre étude sera construite autour de cette problématique.

Nous étendrons également nos préoccupations au-delà du MBP, en nous intéressant au suivi de la stationnarité des fluctuations, ou encore, en développant des outils complémentaires destinés à approfondir l'analyse de leur statistique.

Chapitre III

Montage expérimental

Le principe d'une mesure de bruit de tension est d'injecter du courant dans un matériau dont on enregistre la tension à ses bornes. La distinction réside dans la prise en compte de l'évolution temporelle, qui conduit souvent, et c'est le cas ici, à considérer des évènements de très faible amplitude. Expérimentalement, cela introduit une contrainte considérable : le signal doit être protégé de toutes perturbations extérieures, d'amplitude comparable. Or, celles-ci sont très nombreuses, d'origines diverses, et bien souvent aléatoires ou intermittentes, ce qui les rend impossibles à extraire après l'acquisition.

Toute la difficulté expérimentale tient dans le contrôle des sources de bruit extérieure. Les mesures étant réalisées en transport, sous champ magnétique et à basses température, une partie de ces sources proviennent de l'alimentation en courant, du champ magnétique appliqué, et de la régulation de température. Les instruments eux-mêmes, ainsi que le câblage, ajoutent au bruit de fond par leur rayonnement ou encore en transmettant au montage le bruit électromagnétique du bâtiment via la masse.

La réalisation du montage expérimental a constitué l'étape préliminaire de ce travail, et a apporté un savoir-faire nouveau au laboratoire CRISMAT. Pour évaluer ses performances, nous avons reproduit des résultats déjà publiés, en utilisant des échantillons identiques. Les quelques paragraphes qui suivent résument les solutions trouvées et leurs efficacités.

III.1 Stabilité des sources et régulation de température

III.1.1 Sources de courant

Il est clair que la première source de bruit parasite vient du courant de polarisation appliqué. Nous avons travaller sous courant fort ($\sim 10A$) et faible ($\sim 1mA$).

Dans les premières expériences (annexe A), pour réaliser une source de courant idéale, le courant est délivré par une batterie de voiture ($12V$, $70Ah$), en série avec un jeu de résistances bobinées de 1 et 10Ω. Ce type de résistance n'ajoute au bruit de fond que le bruit Johnson, à la différence de résistances agglomérées dont les joints peuvent constituer des sources supplémentaires de bruit. Autre avantage quoique plus modeste, le surdimensionement de leur puissance (10 et 25 Watts respectivement) stabilisent leur température, limitant ainsi les fluctuations de résistance. Une fois le montage thermalisé (confiné dans une petite enceinte close), le courant peut atteindre environ $10A$ sans que n'apparaissent de fluctuations détectables. Le courant dérive toutefois à mesure que la batterie se décharge, c'est-à-dire sur plusieurs heures, mais la variation est suffisamment faible pour être négligée pendant la durée d'une acquisition ordinaire ($\sim 1min$).

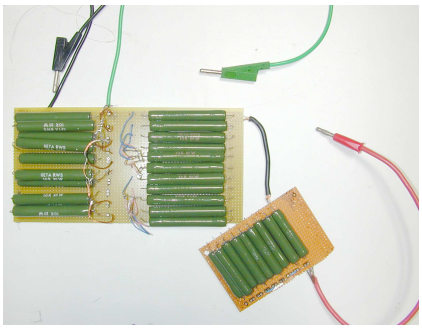


FIG. III.1 – Jeu de résistances montées en série avec la batterie 12V. Deux fois dix résistances de 10Ω en parallèle et série avec dix autres de 1Ω. Les combinaisons permettent de produire entre 0.6 et $12A$.

Dans un second temps, des alimentations de courant faible bruit ont été utilisées ; le bruit rajouté se concentre dans des intervalles de fréquences étroits, centrés autour des multiples de $50Hz$, mais ne modifie pas le bruit de fond en dehors. Une fois ces parasites retirés, aucun bruit supplémentaire n'est détectable dans l'état normal ($T = 4.2K$, $H > H_{c2}$) par rapport à la source de courant utilisant des batteries (figure III.2). Les modèles utilisés sont le Keithley 228A (bruit nominal : $1nV/\sqrt{Hz}$) pour les forts courants au cours de l'expérience sur des échantillons massifs de Niobium (chapitre IV), et l'ADRET 103A ($1.6nA/\sqrt{Hz}$ en moyenne entre 0.1 et $2\,10^{-4}Hz$ [1]) pour les faibles courants appliqués aux micro-ponts (chapitre VII).

Ces instruments sont d'une utilisation beaucoup moins contraignante que le jeu de résistance qu'il fallait souder et dessouder à chaque changement de courant, et leur stabilité est indispensable pour des durées d'acquisition longues (typiquement une demi-heure pour l'enregistrement des seconds spectres).

III.1.2 Régulation de température

Les mesures rapportées dans ce documents se divisent en deux parties. La première concerne les expériences sur des échantillons massifs de PbIn et de Niobium qui ont été menées dans un cryostat « OXFORD Instruments » per-

[1] La résistance des micro-ponts est de l'ordre de 0.1Ω, ce qui donne un bruit de tension $\delta V = R\delta I \sim 0.2nV/\sqrt{Hz}$.

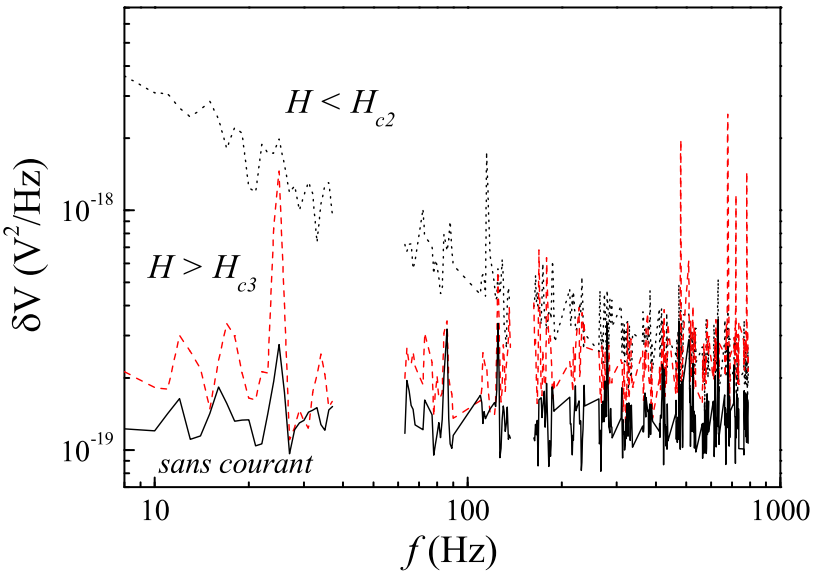


FIG. III.2 – Bruit de fond sous $3200Oe$ sans courant (trait plein), et en appliquant $7mA$ dans l'état normal (tirets, sous $5000Oe$). À titre d'indication, le spectre de bruit dans l'état mixte (trait pointillé, $3200Oe$, $7mA$). Les données sont enregistrés dans les micro-ponts. $T = 4.2K$.

mettant de travailler dans l'Hélium liquide. La thermométrie y est assurée par deux sondes résistives (Phosphore-Bronze) de marque « CERNOX » (modèle CX-10XX-SD — voir figure III.3). Le chauffage est assuré par un thermo-coax (16.35Ω, $25cm$), en contact thermique avec le porte-échantillon en Cuivre. Les micro-ponts ont été mesurés dans un cryostat de marque « Quantum Design », en utilisant la régulation de température intégrée.

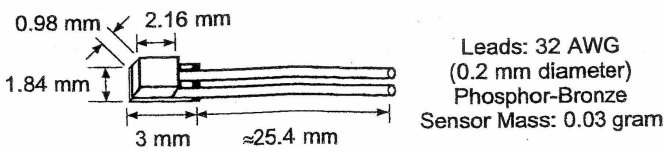


FIG. III.3 – Sonde de température

À $4.2K$, la température est régulée à mieux que $1mK$, pourvu que l'on attende suffisament que le porte-échantillon se thermalise. La température est d'autant plus stable que l'échantillon est en contact thermique avec une importante masse de Cuivre que constituent le porte-échantillon et le capuchon de protection.

La chaleur dissipée par un échantillon en flux-flow et par ses contacts de courant est transmise au bain d'Hélium liquide, ce qui assure une bonne stabilité à la température pendant une mesure.

Travailler dans l'Hélium liquide expose à l'ébullition de l'Hélium liquide qui conduit à des flutuations de température. L'amplitude de ces fluctuations varie comme la puissance dissippée, c'est-à-dire comme I^2, et exhibe un spectre en $1/f^\alpha$. En pratique, cet effet peut s'éviter soit en travaillant dans l'Hélium superfluide, soit en se limitant aux champs forts et à courant réduit. Nous avons choisi la seconde en raison des difficultés à bien travailler dans l'Hélium superfluide dans notre cryostat.

Par ailleurs, la différence de température entre le porte-échantillon et la chaîne de mesure à température ambiante génère une tension thermoélectrique. Afin de limiter les fluctuations de cette dernière, un soin particulier est apporté pour protéger les câbles et les appareils des courants d'air. D'une façon générale, environ une heure de thermalisation hors tension est nécessaire avant de débuter les mesures.

III.1.3 Champ magnétique

Le champ magnétique appliqué au échantillon est produit par deux bobines supraconductrices en géométrie « Helmhotz », et peut atteindre 6 Teslas, avec une résolution de quelques dizaines de Gauss. L'avantage des bobines supraconductrices est de pouvoir fonctionner en mode persistent, déconnectée de l'alimentation de courant qui, reliée au secteur, est la principale source de bruit de champ magnétique. Le bruit du champ magnétique appliqué est donc tout à fait nul, si l'on néglige le mouvement de quelques vortex présents dans les bobines, et les légères variations de température du cryostat.

III.2 Chaîne de mesure faible bruit

On peut distinguer les sources de bruit qui peuvent s'ajouter au signal utile au cours de sa *transmission*, et celles qui interviennent dans son *amplification*. Chacune d'entre elles sera décrite, et les moyens mis en œuvre pour y remédier seront expliqués.

III.2.1 Porte-échantillon et cannes de mesure

Deux porte-échantillon ont été conçus et réalisés au laboratoire CRISMAT, en collaboration avec Dr. A. Pautrat et Pr. C. Goupil, afin de répondre aux contraintes d'une mesure de bruit (figure III.4) : l'un pour les échantillons massifs, et l'autre pour l'étude des micro-ponts sur couche mince de Niobium. Un soin particulier a été apporté au câblage des cannes de mesures. Sur celle

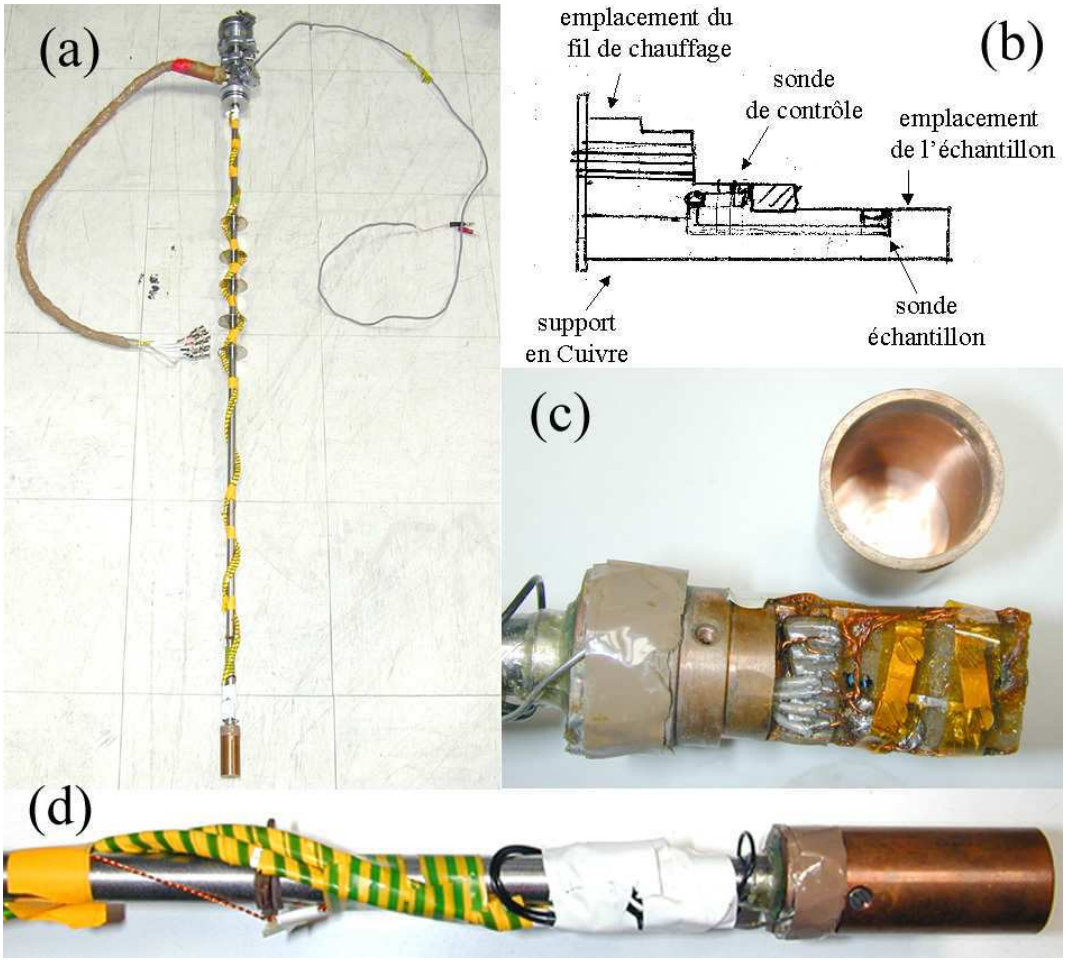


FIG. III.4 – Porte-échantillon destiné au échantillons massifs : (a) la canne de mesure (les fils de tensions torsadés et fixés à la canne par le scotch jaune et vert sont visibles), (b) plan du porte-échantillon (par Pr. C. Goupil), (c) échantillon de Niobium #1 monté sur le porte-échantillon (les contacts de tension sont fait de laque d'Argent, ceux de courant sont pressés par deux paires de lamelles de Cuivre vissées entre elles), et capuchon de Cuivre et détail du câblage(d)

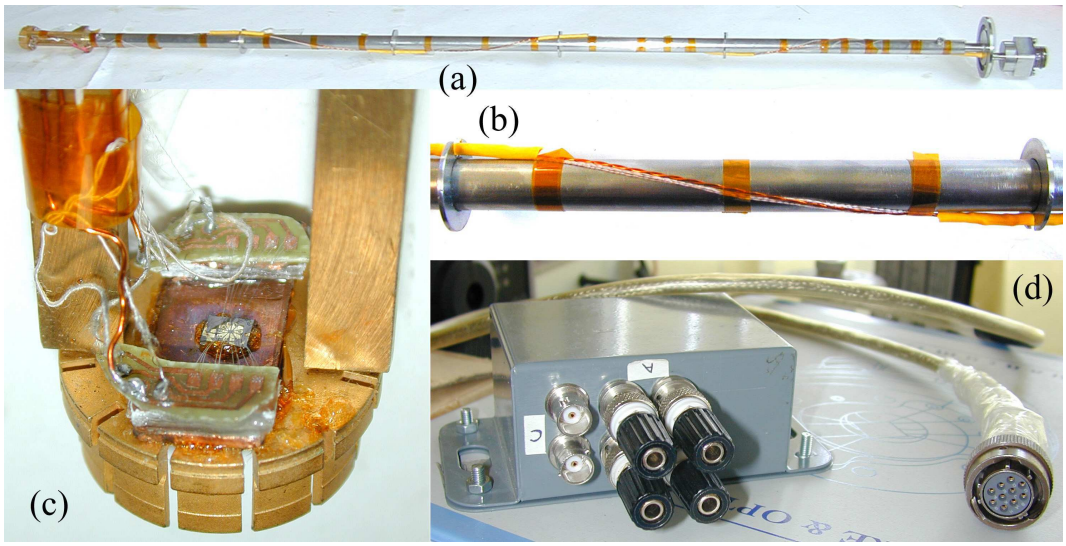


FIG. III.5 – Porte-échantillon destiné à la mesure des micro-ponts : (a) la canne de mesure et câblage, (b) détail du câblage (les fils de mesure ne sont pas isolés des fils de courant en raison des faibles courants appliqués) ($\leq 10mA$), (c) porte-échantillon spécifique aux micro-ponts (conçu par Dr. Ch. Simon, et réalisé par F. Ferreira du laboratoire CRISMAT) et contacts de tension réalisés par micro-soudures, (d) boitier de connexion.

destinée aux échantillons massifs, les fils de mesures de tensions ont été isolés des câbles d'alimentation de courant pour éviter les risques de fluctuations de leur température, en raison des relativement forts courants appliqués. Les amenés de courant sont faits d'un câble de Cuivre ($Ø1mm$) doublé et torsadé, et passent à l'intérieur de la canne, de même que le câblage de la régulation de température moins sensibles aux fluctuations. Sur l'autre, on a utilisé le même type d'amenés de courant, tandis que les fils de mesures sur la canne (torsadés, gainés soie, $Ø0.5mm$) ne sont blindés qu'à partir de la sortie du Cryostat : à l'extérieur, les câbles sont réunis dans une gaine de blindage commune jusqu'à un boîtier relié à la carte d'acquisition et au générateur de courant (figure III.5-d). Le câblage, les soudures et les midro-soudures ont été conçus en collaboration avec Dr. A. Pautrat et Pr. C. Goupil. Ensuite, ils ont été intégralement réalisés en préliminaire à chacune des deux campagnes d'expériences (échantillons massifs, puis micro-ponts sur couche mince), en s'inspirant des précautions inspirées par la référence [59], qui visent à minimiser les sources de bruit parasite à chaque étage du montage, ainsi qu'à l'échelle globale.

En présence d'un champ magnétique B, un bruit de tension parasite peut

être induit dans le circuit de mesure si le flux magnétique dans ce dernier varie

$$\begin{aligned}\delta V_\Phi &= -\frac{d\Phi}{dt} \\ &= -\frac{d(B\mathcal{A})}{dt} \\ &= -B\frac{d\mathcal{A}}{dt} - \mathcal{A}\frac{dB}{dt},\end{aligned} \tag{III.1}$$

où $\mathcal{A}$ représente la surface algébrique délimitée par le circuit. Les fils du circuit de mesure sont solidement fixés à la canne, au moyen d'un ruban adhésif résistant aux basses températures, pour les rendre aussi rigides que possible, et empêcher qu'ils vibrent (figure III.4 et III.5). Les câbles V^+ et V^- sont finement torsadés entre eux, de manière à réduire $\mathcal{A}$ au minimum.

Ces deux précautions suppriment pratiquement le premier terme de l'équation (III.1), mais sont sans effet sur les fluctuations du champ magnétique ambiant. Ce dernier provient essentiellement du rayonnement électro-magnétique des appareils du bâtiment duquel il convient de prémunir le circuit. En premier lieu, les appareils sources de rayonnement (les moniteurs en particulier) sont aussi éloignés que possible du montage. Ensuite, l'échantillon est entouré d'un capuchon cylindrique de Cuivre, dont la conductivité à basse température permet d'écranter le champ électrique au-delà d'une dizaine de Hertz. Les bobines supraconductrices et les parois du cryostat écrantent le montage jusqu'à la sortie. Les câbles de mesure sont blindés individuellement par une gaine conductrice (câbles coaxiaux). Le blindage des fils permet au circuit de ne pas capter le rayonnement ambiant comme une antenne. Enfin, les préamplificateurs, piliers de la chaîne de mesures, sont placés dans une épaisse ($5cm$) boîte d'acier (voir figure III.6) conçue à cet effet [2] par Pr. C. Goupil et réalisée par S. Lejuez, de l'atelier du laboratoire CRISMAT. Pour éviter les (dévastatrices) boucles de masse, le cryostat et la boîte d'acier sont reliés en étoile à la même masse, tandis que le blindage des câbles intermédiaires est connecté avec la boîte, et *soigneusement isolé des parois du cryostat* (voir le schéma III.7).

Malgré toutes ces précautions, le montage reste sensible à un grand nombre de signaux parasites qui sont éliminés par tatonnement (agencement des fils, positionnement de la boîte d'acier dans la salle de mesure, des pré-amplificateurs dans la boîte d'acier, etc.). Nous avons utilisé pour les échantillons massifs des câbles coaxiaux, contenant une couche de graphite destinée à éviter les effets tribo-électriques dus aux frottements éventuels des câbles — cette précaution ne semble pas complétement indispensable puisque l'usage de câbles coaxiaux ordinaires dans le second montage n'a pas fait apparaître de perturbations supplémentaires, pourvu que les fils soient bien fixes.

[2] la conception d'un blindage performant devient vite très compliquée dès lors qu'il faut percer des parois pour connecter le contenu à l'extérieur, sans ruiner la qualité du blindage à l'intérieur.

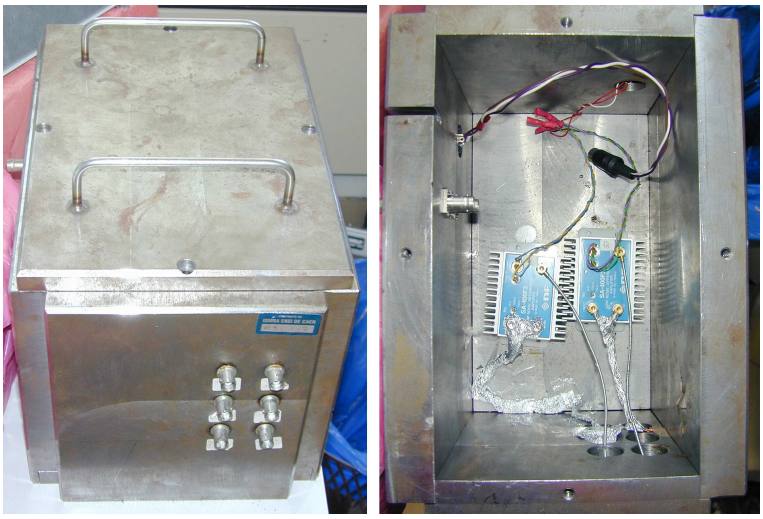


FIG. III.6 – Électronique d'amplification dans une boîte d'acier concues pour écranter le rayonnement électro-magnétique.

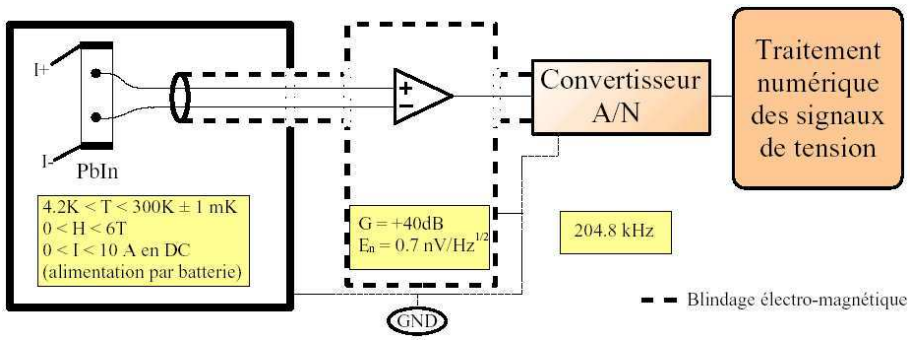


FIG. III.7 – Schéma du bindage de la chaîne de mesure.

III.2.2 Bruit électronique

Mesures de bruit de tension

Le bruit de tension en entrée d'une chaîne d'amplification ne se réduit pas nécessairement à la somme des bruits de tension nominaux de chaque appareil. La résolution effective en tension dépend également de la charge en entrée de la chaîne, c'est-à-dire de l'ensemble du circuit : outre son bruit thermique (ou bruit Johnson), la charge du circuit peut ramener du bruit de tension à partir du bruit du courant de l'amplificateur. Une modélisation du bruit en entrée d'un circuit d'amplification est proposée par Motchenbacher *et al.* (figure III.8 et référence [58]) ; elle permet de déterminer les spécifications du pré-amplificateur les mieux adaptées au montage, en minimisant le bruit causé

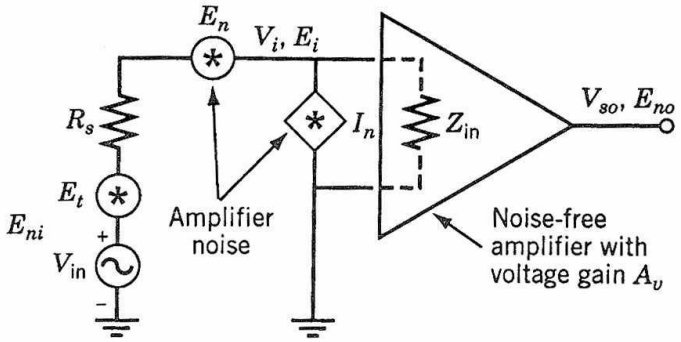


FIG. III.8 – Modélisation du bruit d'amplification et signal source. Reproduction de la figure 2.1 de la référence [58]

par l'électronique.

Le bruit total ramené en entrée dans pré-amplificateur est la somme du bruit de tension nominal, du bruit de courant à travers la charge R_c, et du bruit thermique de celle-ci ($E_t^2 = 4kTR_c$), soit respectivement

$$E_{n_i}^2 = E_n^2 + R_c^2 I_n^2 + E_t^2. \tag{III.2}$$

La résistance totale de la charge du circuit d'entrée des pré-amplificateurs se compose de l'échantillon lui-même (typiquement $1m\Omega$), des résistances de contact et des câbles ($\sim 1\Omega$). Dans cette gamme de résistances, la charge ne contribue que peu au bruit en entrée qui est dominé par le bruit de tension des pré-amplificateurs. Nous avons pris le parti d'utiliser des pré-amplificateurs du commerce, et notre choix s'est porté sur des pré-amplificateurs de modèle SA-400F3 (+40dB) qui offrent une résolution nominale en tension des plus faibles ($E_n = 0.7nV/\sqrt{Hz}$ entre $1Hz$ et $100kHz$), pour un bruit de courant de $I_n \approx 30pA/\sqrt{Hz}$. La figure III.9 montre que pour des échantillons métalliques ou supraconducteur de section assez grande, soit $R_s \lesssim 1\Omega$, la contribution de la charge est négligeable, de sorte que la résolution est limitée uniquement par l'électronique d'amplification. La réponse de l'amplificateur est plate sur cette gamme de fréquences, et le bruit de tension en court-circuit est blanc.

Mesure de bruit de flux magnétique

L'objectif de cette mesure n'est pas l'investigation du bruit de champ magnétique — qui a déjà été réalisée dans des conditions meilleures — mais de valider notre montage expérimental. Pour cela, nous avons mesuré un échantillon de PbIn et vérifié que le bruit de tension enregistré possèdait les mêmes attributs que ceux relevés dans la littérature [50].

Le bruit de champ magnétique est capté par une bobine (10 tours), qui est fixée sur le porte-échantillon au moyen de vernis qui lui assure une bonne

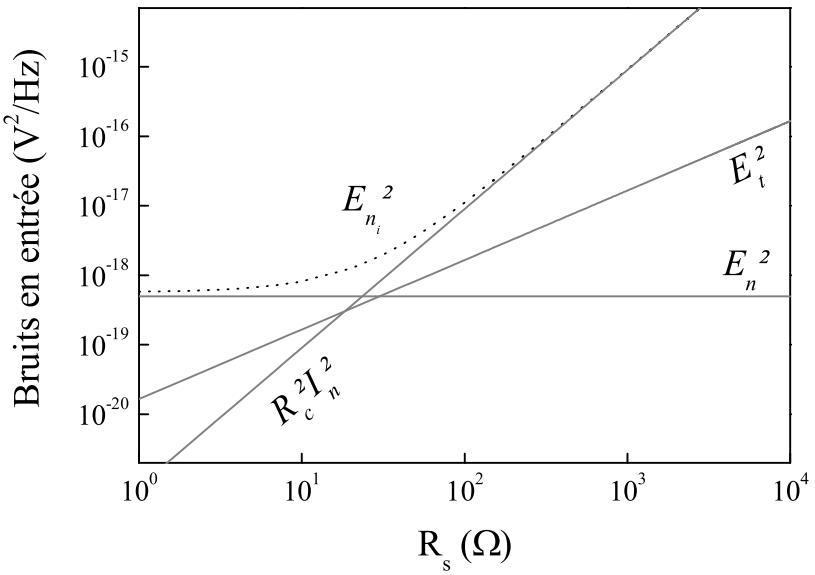


FIG. III.9 – $E_{n_i}^2$, la puissance de bruit équivalente en entrée du pré-amplificateur SA-400F3, en fonction de la résistance de charge utile pour les pré-amplificateurs (pointillés), et ses composantes. $E_n^2 = 4.9\,10^{-19} V^2/Hz$, $I_n^2 \approx 9\,10^{-22} A^2/Hz$, entre 1 et 1000Hz.

rigidité. Elle délimite une surface excédant largement celle de l'échantillon, de façon à optimiser le couplage [50] : $S_b \approx 1.5 S_0$, et l'on considère que la constante de couplage $\mathcal{K}_m \approx 1$. La tension à ses bornes s'écrit

$$\delta V_\Phi(\omega) = -j\omega\delta\Phi(\omega), \tag{III.3}$$

avec

$$\begin{aligned} \delta\Phi &= \mathcal{K}_m \int_{S_0} \delta B dS \\ &\approx S_0 \delta B, \end{aligned} \tag{III.4}$$

d'où finalement, en combinant (III.3) et (III.4)

$$\delta B_{rms} \approx \frac{\delta V_{\Phi_{rms}}}{S_0 \omega} \tag{III.5}$$

Pour amplifier les signaux de tension induits par les fluctuations de flux magnétique dans la bobine, nous avons introduit un transformateur dans la chaîne d'amplification, en amont du pré-amplificateur. La tension aux bornes de l'échantillon au primaire est rendue au secondaire élevée d'un facteur $n = N_2/N_1$ (figure III.10), qui correspond au rapport du nombre de spires au secondaire et au primaire. Nous avons utilisé un transformateur Vitrovac, de gain $n = 200$, plat entre 10 et $1000 Hz$.

Pour des raisons pratiques, nous n'avons pas fait fonctionner le transformateur à basse température mais à température ambiante. Ce choix présente l'inconvénient de travailler avec des valeurs de résistances non négligeables dans le transformateur. Relié au bobinage secondaire, le pré-amplificateur se trouve donc connecté à une charge apparente $R_2 \approx 1 k\Omega$, qui risque de faire rendre dominant le bruit de courant I_n de l'amplificateur (III.9). Pour répondre à cette contrainte, nous avons utilisé un pré-amplificateur de modèle INA114, ayant un bruit de courant beaucoup plus petit, et dont la charge optimale associée s'approche de la résistance du secondaire ($R_o \approx E_n/I_n \sim 30 kHz$). L'élévation du bruit de tension nominal est en partie compensée par la réduction du terme en bruit de courant $R_2^2 I_n^2$. Pour connaître la résolution en tension, il convient de surcroît de tenir compte du bruit que le montage relié au primaire, qui peut introduire un bruit ensuite amplifié par l'ensemble de la chaîne. La modélisation du circuit complet est donnée dans la figure III.10 : au bruit du secondaire s'ajoutent le bruit thermique de la résistance du bobinage primaire ($E_1^2 = 4kTR_1$), et le bruit dû aux pertes de cœur dans le transformateur ($E_{coeur}^2 = I_{coeur}^2 \left[(L^{-1} + R_{coeur}^{-1})^{-1} + R_1\right]^2$).

Soit, ramené à l'entrée du transformateur

$$E_{n_i}^2 = E_1^2 + E_{coeur}^2 + \frac{1}{n^2}\left(E_n^2 + E_t^2 + I_n^2 R_2^2\right) \tag{III.6}$$

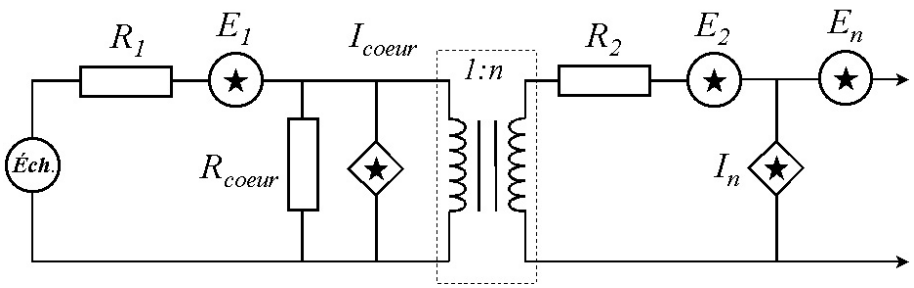


FIG. III.10 – Schéma modèle du bruit en entrée du transformateur et du pré-amplificateur INA-114.

L'inductance du transformateur donne à E_{n_i} une légère dépendance en fréquences ; une application numérique [3] est montrée dans la figure III.11 : en appliquant l'expression (III.5), on calcule que la résolution totale en bruit de champ magnétique est d'environ $10mG$rms sur un intervalle compris entre 10 et $1000Hz$. Est également illustrée la situation si le SA-400F3 est utilisé.

Par ailleurs, laisser le transformateur à température ambiante expose le signal à des perturbations magnétiques exterieures dont il aurait pu être complétement affranchi par un écran supraconducteur si on l'avait placé à $4.2K$. Ces perturbations sont toutefois réduites à des proportions satisfaisantes (elles ne perturbent pas le bruit de fond mais se concentre dans d'étroits intervalles de fréquences pouvant être extraits de l'analyse) par la boîte d'acier utilisée pour les pré-amplificateurs (figure III.6).

Finalement, on retrouve les résultats principaux de l'expérience [50], à savoir (i) que le bruit de tension a le même spectre que le bruit de champ, et (ii) que l'intensité des fluctuateurs de vitesse de ligne et de champ magnétique est indépendante de la vitesse moyenne du réseau en flux-flow : on vérifie $(\delta E_y)_{rms} = (\delta v_{Lx})_{rms} B_z + v_{Lx}(\delta B_z)_{rms}$, avec $(\delta v_{Lx})_{rms}$ et $(\delta B_z)_{rms}$ constants pour différences valeurs de v_L. Ces résultats sont présentés dans l'annexe A.

III.2.3 Analyse des spectres

En sortie de la chaîne d'amplification, les signaux de tensions sont envoyés vers une carte d'acquisition NI-4551 dotée de deux canaux. Celle-ci est munie d'un filtre passe-bas anti-repliement, ainsi que d'un filtre passe-haut (-3dB à environ $3.4Hz$) qui isole du continu. Une amplification variable supplémentaire est ajoutée pour placer le signal dans la région de codage numérique la plus dense et réduire ainsi les erreurs de numérique. Les signaux en entrée des deux canaux sont ensuite convertis en valeurs numériques par un convertisseur A/D

[3] A.N. : $R_1 \sim 1\Omega$, $R_2 \sim 1k\Omega$, $L \leq 1mH$, $R_{coeur} \leq 1\Omega$, $\delta I_{coeur} \leq 1pA/\sqrt{Hz}$ (expérimentalement, on n'observe pas la composante E^2_{coeur} au-dessus de $10Hz$).

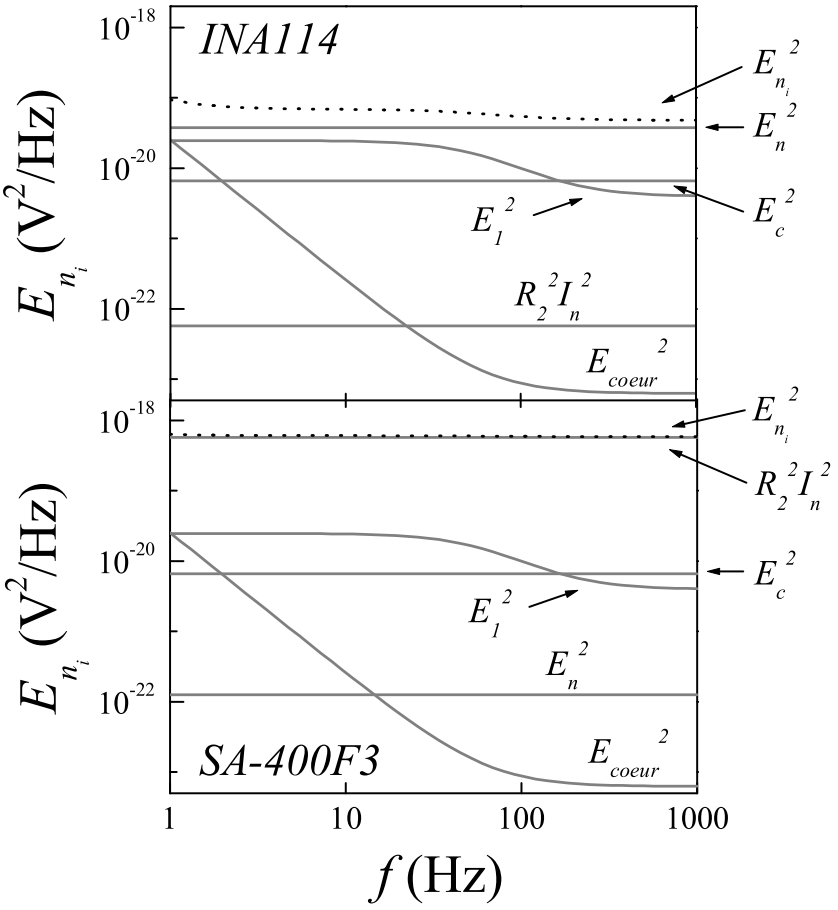


FIG. III.11 – $E_{n_i}^2$, la puissance de bruit équivalente en entrée de la chaîne transformateur-pré-amplificateur INA114, en fonction de la fréquence. En bas, est donné la comparaison si on avait utilisé le SA-400F3.

intégré à la carte, avec une fréquence d'échantillonnage efficace de $204.8kHz$. Les deux canaux sont isolés l'un de l'autre à mieux que 1ppm.

Les spectres de densité de bruit et leur moyenne sont synchronisés avec l'acquisition, et calculés en temps réel suivant l'algorithme DFT classique ; les densités spectrales de puissances sont corrigées d'un facteur 1/1.5 pour compenser l'effet du fenétrage (Hanning). Les différents paramètres de traitement numérique (fréquence d'échantillonnage, nombre de canaux, nombre de moyennes, fenêtre etc.) sont illustrés dans la reproduction de l'écran principal du logiciel d'analyse spectrale (figure III.13).

L'analyse des spectres a suscité la réalisation de plusieurs logiciels de traite-

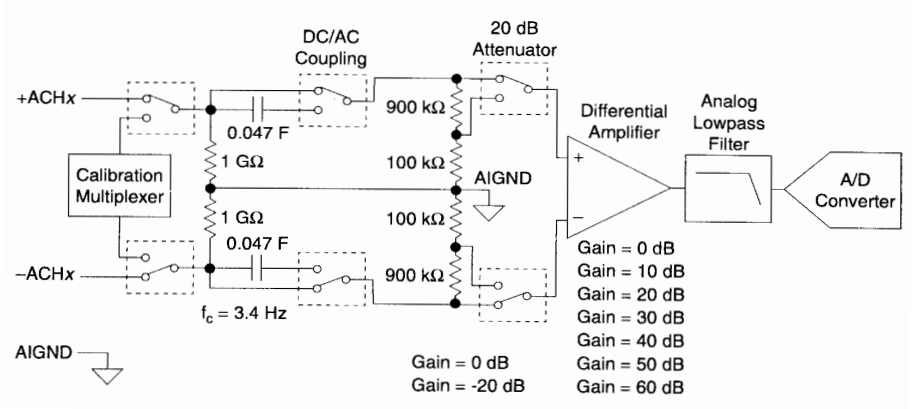


FIG. III.12 – Circuit analogique en entrée de la carte d'acquisition. Illustration du manuel d'utilisation de la carte NI-4551.

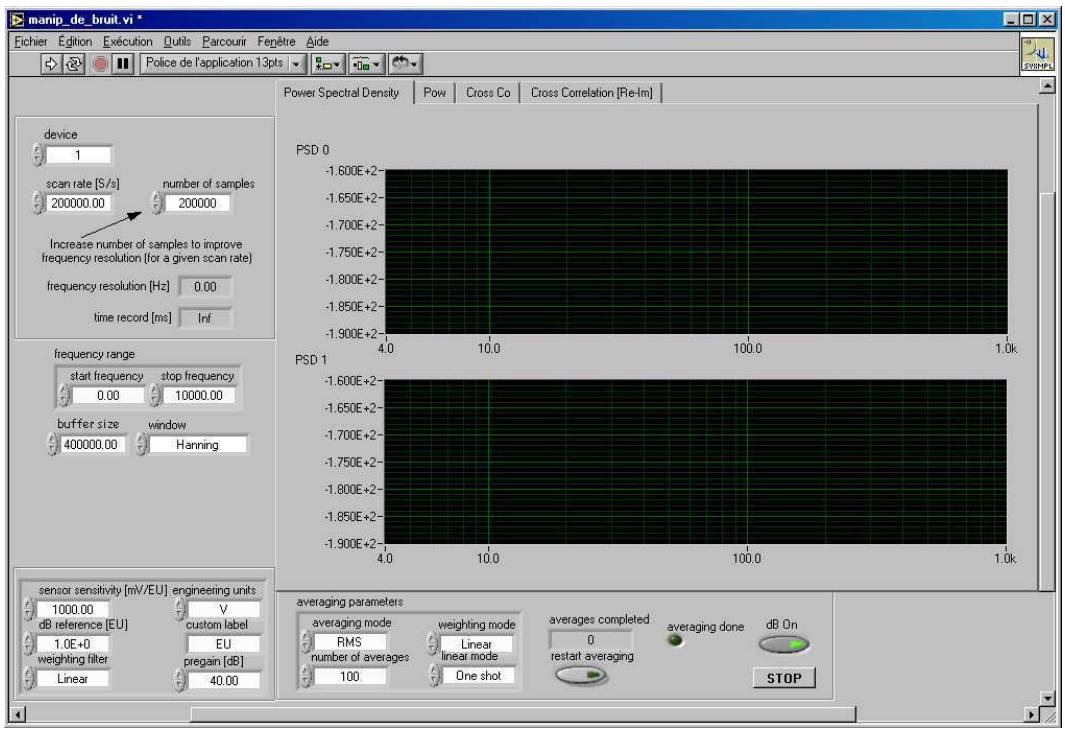


FIG. III.13 – Interface graphique du logiciel Labview de traitement numérique des spectres de bruit.

ment numérique (retrait du $50Hz$, acquisition de séries temporelles de spectres...).

Chapitre IV

Bruit de tension et courant critique : étude du Niobium massif

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'ancrage du réseau de vortex dans des lames de Niobium. Le choix de ce matériau tient au grand nombre d'investigations dont il fait l'objet dans la littérature, et qui inscrivent nos travaux dans un cadre clair et bien défini.

En vertu du lien entre le courant critique et le bruit de flux-flow que met en évidence le MBP, nous avons construit notre analyse autour d'une question simple : comment le bruit répercute-t-il des changements dans le courant critique ? Pour y répondre, nous avons modifié le courant critique tout en conservant des conditions thermodynamiques identiques : nous avons mesuré le courant critique et le bruit de tension d'une part dans des échantillons de tailles différentes (à résistivité constante). Par ailleurs, la théorie MS, soutenue par de nombreuses expériences, confère à la surface des échantillons une place prédominante dans le courant critique. Pour autant, aucune étude expérimentale n'apporte de description précise de l'influence de ce paramètre sur le bruit de flux-flow. Nous avons traité ce problème en modifiant la rugosité de surface de nos échantillons : le courant critique s'en est trouvé accru, sans que la résistivité ne soit altérée. Une quantification de l'effet produit par l'élévation de la rugosité s'appuyant sur des travaux antérieurs sera de plus proposée. Nous avons ainsi pu comparer le bruit de tension dans deux échantillons ayant des propriétés supraconductrices et des dimensions identiques, mais des courants critiques différents.

Pour commencer, seront exposés les travaux menés sur l'effet de la taille et de l'état de la surface sur l'ancrage du réseau de vortex. Nous soulignerons pourquoi un phénomène bruyant en général peut en subir des influences particulières. Après avoir détaillé l'aspect expérimental de l'étude (caractérisation et préparation des échantillons), nous présenterons les résultats obtenus, séparés en deux grandes parties : l'une traitera de l'effet de la taille de l'échantillon à

état de surface équivalente, et l'autre, celui de la rugosité, à taille égale. Chaque expérience se compose d'une mesure du courant critique que nous qualifierons d'ancrage « statique ». Nous les associons à des mesures de bruit de tensions dans les mêmes conditions, destinées, elles, à sonder les propriétés de l'ancrage « dynamique » du réseau en mouvement.

IV.1 Effets de taille, état de surface, et courant critique

IV.1.1 Bruits et dimension

Généralités

Dans l'absolu — ou d'un point de vue purement mathématique — le paramètre fondamental d'un phénomène bruyant est le temps. Le bruit est compris comme un processus aléatoire, série temporelle de valeurs distribuées suivant une loi, que l'on observe à une échelle de temps arbitraire. Lorsque l'on considère un système physique, la représentation temporelle du bruit n'a de sens que si elle est associée à l'extension spatiale du système. Sans cette donnée, aucune information n'est obtenue de l'observation du processus. L'espace, via la taille du système, constitue donc le second paramètre fondamental dans l'étude d'un phénomène bruyant.

La taille intervient à plusieurs titres dans un phénomène bruyant : elle peut en être la limite, l'origine ou le filtre. Passons en revue ces trois aspects.

Nombre de systèmes bruyants ont en commun une propriété dite d'« auto-organisation » : soumis à une contrainte dynamique, il s'établit en leur sein des fluctuations qui se développent dans l'espace à toutes les échelles. Le système se réorganise spontanément autour d'un « état critique », qui lui est propre. On parle généralement de « système auto-critique » (ou « self organized criticality » dans la terminologie anglo-saxonne).[1] Si l'état critique fait appel à des échelles spatiales plus grandes que celle de l'échantillon, on observera un écart au régime auto-critique que l'on appellera un « effet de taille ». Cet effet d'origine géométrique se traduit dans le spectre par une coupure, en-deça de laquelle le régime critique est perdu, et le bruit devient blanc. Un des objectifs de ce chapitre sera d'apporter des arguments permettant de déterminer ce qui distingue le réseau de vortex de cette grande classe de systèmes bruyants.

Le bruit tension dans un supraconducteur dans l'état mixte présente parfois

[1] Ce concept a été introduit au début des années 1990 par Per Bak *et al.*, et vise à unifier des comportements aussi divers que ceux des avalanches, du flot du Nil, des impulsions neuronales, ou encore de la tension aux bornes d'un conducteur traversé par un courant...[60, 61] Tous ces systèmes ont en commun leur densité spectrale de bruit qui varie en $1/f^{\alpha}$, $\alpha \approx 1$.

de telles singularités : des spectres en lois de puissance (encore qu'il n'en soit presque jamais enregistré sur plus d'une décade) coupés à basses fréquences par un bruit blanc ont déjà été rapportés (citons entre autres [48, 37, 35, 57]) sans qu'aucune interprétation claire et définitive n'en soit apportée.

Ensuite, que le système soit fini, fait que les bords de l'échantillon vont interférer dans des fluctuations spontanées, ou vont être eux-mêmes l'origine des fluctuations, comme c'est parfois le cas (turbulences hydrodynamiques, ondes de densités de charges). D'une façon générale, les bords sont des sources de désordre et de contraintes avec lesquelles le système interagit. La taille du système détermine ainsi la part des bords dans le système, et partant, une partie de son désordre.

C'est pourquoi nos mesures de bruits seront précédées d'une étude des interactions de notre système avec le désordre de ses bords, afin de savoir comment les conditions limites influent sur les propriétés d'ancrage.

Enfin, la taille du système intervient indirectement, par l'intermédiaire de la méthode d'observation. Expérimentalement, on n'accède généralement pas à une fluctuation individuelle mais à la somme de plusieurs sur tout l'échantillon, et la valeur mesurée est une fonction des dimensions du système. La taille agit comme une « caisse de résonnance » du phénomène : dans l'absolu, un gros système devrait faire plus de bruit qu'un petit. Cette dernière considération peut paraître triviale, encore faut-il connaître précisément les paramètres du mécanisme bruyant auxquels la méthode de mesure donne accès. Nous verrons d'ailleurs que dans nos conditions d'expérience, il n'en va pas nécessairement ainsi.

Les trois effets de taille que nous venons d'évoquer sont régis par des mécanismes d'autant plus compliqués qu'ils sont liés entre eux. En réalité, ils peuvent être pensés comme les trois « facettes » d'un seul et unique phénomène. L'influence de la taille sur un système bruyant est donc une question d'abord difficile. En contrepartie, son étude est très riche d'enseignement sur l'extension spatiale des fluctuations, le détail de leur mécanisme, ou encore sur les paramètres pertinents.

Expériences dans des supraconducteurs

Les supraconducteurs dans l'état mixte constituent des systèmes non-linéaires et complexes dans lesquels les différents paramètres influent les uns sur les autres. En l'occurrence, il est indispensable de connaître l'effet de la modification faite par le changement de taille sur les propriétés d'ancrage, ou encore sur la distribution des courants à l'intérieur de l'échantillon. Ces précautions prises, l'étude du paramètre géométrique permet d'accéder au développement spatial des fluctuations à l'intérieur du matériau, et ce faisant, elle éclaire sur le comportement des vortex à différentes échelles y compris microscopiques.

Il n'existe que peu de travaux menés à la fois sur le bruit de flux-flow et l'influence de la taille de l'échantillon. L'essentiel des études dans ce sens a été réalisé par B. Plaçais dans des échantillons de PbIn [50]. Une des hypothèses fortes du modèle de bruit de Plaçais (MBP) est de considérer que les fluctuations résultent de la somme statistique de petits domaines fluctuant indépendemment les uns des autres.

IV.1.2 Influence de l'état de surface sur le courant critique

Premières expériences

L'effet de l'état de surface sur le courant critique fait l'objet d'une littérature particulièrement dense à la fin des années 1960. Un grand nombre de travaux de cette époque rapportent la présence d'un courant sous-critique localisé à la surface et dont les propriétés sont corrélées avec l'état de la surface [62, 63, 64, 65]. Affaiblie par l'absence d'une théorie expliquant intégralement le phénomène, cette idée s'est diluée dans la concurrence des modèles de piégeage en volume qui domina le courant de pensée des décennies qui suivirent. Les efforts des expérimentateurs se sont donc détournés de l'étude de l'influence de l'état de la surface, reléguée à un rôle contingent.

Pourtant, des modifications spectaculaires du courant critique ont été observées, après de « simples » traitements de surface, sans altération des propriétés supraconductrices. Une des premières mise en évidence de tels effets est due à H. R. Jones et A. C. Rose-Innes [66] : en rendant plus rugueux deux « côtés » opposés d'un cylindre supraconducteur plongé dans un champ perpendiculaire à l'axe du cylindre, ils ont fait apparaître un maximum de courant critique quand le champ est appliqué perpendiculairement aux « côtés » rugueux du cylindre. Les conditions de raccordement à la surface, déterminées par la rugosité, jouent ainsi un rôle central dans la quantité de courant sous-critique pouvant traverser un supraconducteur dans l'état mixte.

Un résultat identique est obtenu par D.G. Schweitzer et B. Bertman [67] dans un échantillon de Niobium. Les auteurs montrent de surcroît que les propriétés hystérétiques peuvent être affaiblies par la présence d'une couche de métal normal, d'épaisseur quelconque, et recouvrant la surface. La rugosité de surface qui intervient dans la condition limite est alors « lissée » par la gaine conductrice qui entoure le supraconducteur, et le courant critique est diminué. Cela se traduit par une réduction des propriétés hystérétiques, comme le montre les courbes d'aimantation reproduites à la figure IV.1.

D.D. Morrison et R.M. Rose ont quantifié l'influence des défauts de surface sur le courant critique [68]. En gravant des microsillons parallèles à la surface d'un alliage de InBi, ils ont fait apparaître un lien entre l'espacement

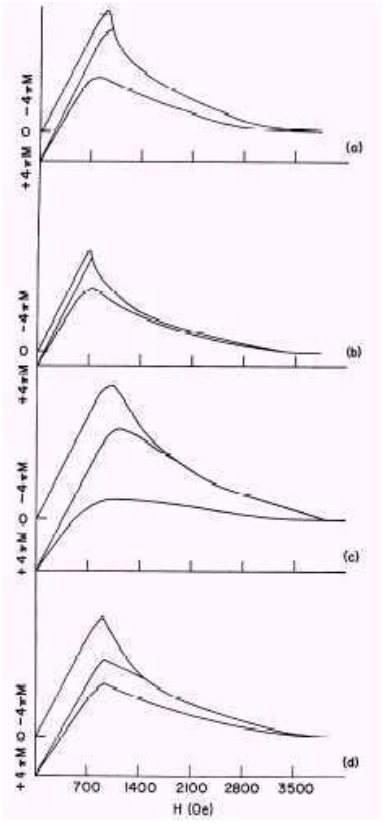


FIG. IV.1 – Reproduction de la figure 2 de la référence [67]. Cycles d'aimantation (a) de l'échantillon vierge, (b) recouvert de Plomb, (c) après suppression de la couche de Plomb et sur-gravure, (d) recouvert à nouveau de Plomb.

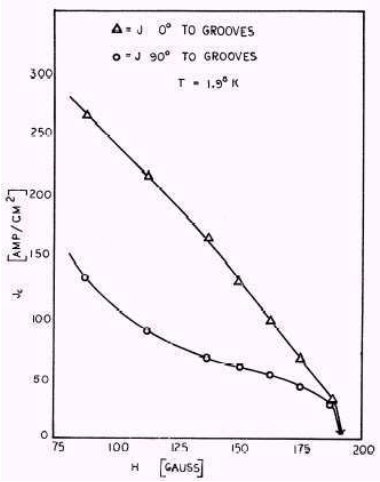


FIG. IV.2 – Courant critique en fonction du champ magnétique suivant l'orientation du courant par rapport aux micro-sillons. Reproduction de la figure 2 de la référence [68].

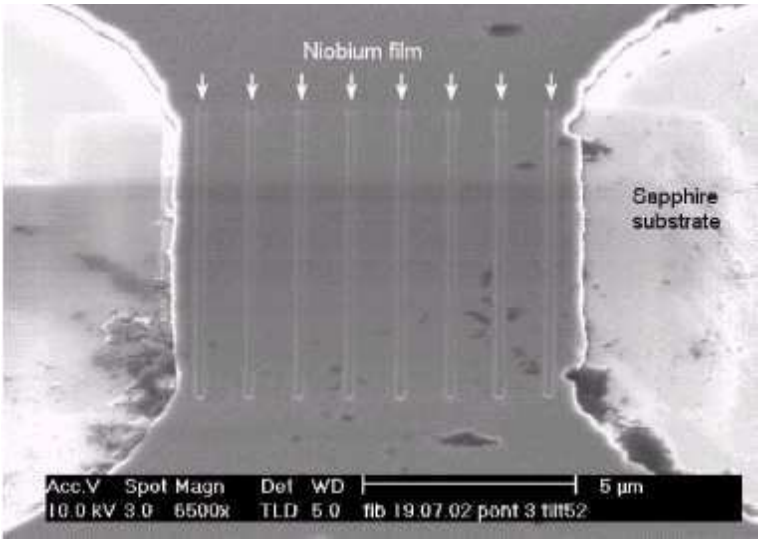


FIG. IV.3 – Image MEB de la couche de Niobium après traitement. Les huit tranchées sont pointées d'une flèche. Reproduction de la figure 6 de la Ref. [16].

des gravures et le courant critique. De plus, les défauts de surface introduits produisent un effet anisotropique sur le courant critique : lorsque le courant est appliqué dans le sens des sillons, leur effet est plus fort que lorsque le courant est appliqué perpendiculairement, cas dans lequel le courant critique est beaucoup plus petit, comme en témoigne les mesures de I_c en fonction de B reproduit en figure IV.2.

Enfin, notre équipe a rapporté l'effet de micro-gravures ioniques sur le courant critique d'une couche mince de Niobium [16]. Cette étude a été réalisée en collaboration avec Dr. B. Domengès du laboratoire LAMIP-Philips-ENSICAEN (Caen), et Dr. C. Villard du CRTBT-CRETA (Grenoble). La figure IV.3 montre les modifications (sillons gravés) apportées à la face visible de la couche mince. La face de la couche en contact avec le substrat de saphir possède la même rugosité que celle du substrat. Celle-ci devient négligeable au-delà de l'échelle de quelques atomes, aussi considérerons-nous que la rugosité de la face cachée de la couche est nulle.

Comme dans l'expérience de Morrison *et al.*, la gravure des sillons se traduit par une augmentation du courant critique à tous les champs (figure IV.4). Nous allons maintenant détailler cette expérience.

Quantification de l'effet de la rugosité

Aucune étude publiée n'a encore quantifié les effets de la rugosité de surface sur le courant critique. Ce qui suit est une méthode originale de quantification de la rugosité en tant que potentiel de piégeage des vortex réalisée à l'initiative de Dr. A. Pautrat, et en sa collaboration. Cette méthode repose sur la description MS de l'état mixte, qui identifie θ_c comme paramètre pertinent de l'ancrage. Nous montrons qu'il est possible d'estimer la valeur moyenne du potentiel d'ancrage à partir de relevés topographiques de la surface.

Estimateur de la rugosité efficace En apportant un socle théorique aux faits expérimentaux, le modèle MS a permis de quantifier le rôle de la surface, rendant possible la prédiction *a priori* d'un courant critique. Dans ce modèle, le courant critique est paramétré par la grandeur θ_c qui représente littéralement l'angle maximal d'incidence des vortex (ou du *potentiel de vorticité* ε en toute rigueur) à la surface (voir §I.3.4 p. 20). En prenant des valeurs typiques de métaux polis[2], on trouve en vertu de la formule :

$$I_c = 2W\varepsilon \sin\theta_c, \tag{IV.1}$$

[2] $\theta_c = 1^\circ$, $\varepsilon(B \lesssim B_{c2}) = 1000A/m$, dans un échantillon de $1cm$ de large

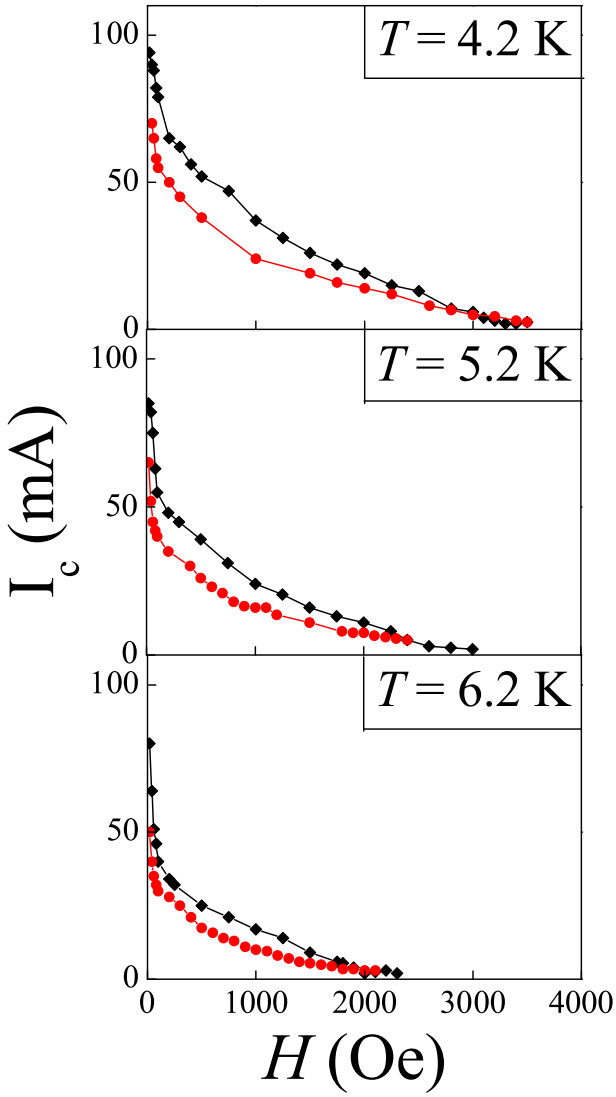


FIG. IV.4 – Courant critique mesuré en transport dans une couche mince de Niobium, tracé en fonction de l'excitation magnétique, pour $T = 4.2$, 5.2, et $6.2K$. $T_c = 9.15K$.

des courants critiques de l'ordre de 1A, ce qui correspond à des valeurs couramment observées.

Nous proposons en complément une méthode d'estimation expérimentale de θ_c. Pour cela, nous posons trois hypothèses :

(**i**) *le réseau de vortex subit à chaque instant l'influence de* toutes *les échelles de rugosité* : si les vortex ne peuvent pas se courber à l'infini, ni vraisemblablement sur des distances beaucoup plus grandes que quelques a_0, il n'en reste pas moins que les modulations d'angles à plus longue portée affectent les angles à petite échelle. À l'opposé, il semble raisonnable de considérer qu'un défaut dont l'extension est inférieure à 2ξ contribuera infiniment peu à θ_c. D'un point de vue pratique, il est difficile de conserver la résolution à petite échelle au-delà de quelques microns. Pour autant, l'erreur commise est très limitée en raison du très faible poids statistique des grandes échelles, [3] et on prendra de façon général

$$\left\{ \begin{array}{rcl} k_{min} & = & \frac{2\pi}{\text{quelques } \mu m} \approx 0 \\ k_{max} & = & \frac{2\pi}{2\xi} \end{array} \right.$$

(**ii**) *la contribution $\mathcal{H}$ des différentes échelles de rugosité est uniforme. Il n'y a pas d'échelles privilégiées.*

$$\mathcal{H}(\frac{2\pi}{x}, \frac{2\pi}{y}) = 1, \qquad \forall x,\, y > 0.$$

$\mathcal{H}$ représente en quelque sorte la fonction de transfert entre la rugosité physique et la déformation superficielle du réseau de vortex. Qu'elle soit uniforme relativement à l'échelle des vortex est une hypothèse de travail qui n'a pas de justification physique *a priori*.

(**iii**) *la contribution de la rugosité suivant la direction du courant est négligeable.* En régime sur-critique, toutes les lignes de vortex sont courbées de façon à transporter le maximum de courant non-dissipatif, c'est-à-dire essentiellement dans le même sens (suivant la direction $\mathbf{x}$). Ainsi, le courant va *polariser* le potentiel d'ancrage, comme en témoigne l'anisotropie rapportée par Morrison et Rose [68] (figure IV.2).

L'estimation de θ_c est réalisée à partir d'un relevé topographique de la surface de l'échantillon, au moyen d'un microscope à force atomique (AFM) par exemple. On obtient alors les variations de hauteur $h(x, y)$. On en extrait un profil $h^{(y_0)}(x)$, qui d'après l'hypothèse (**iii**), constitue une représentation

[3] pour un échantillon millimétrique par exemple, la gamme des fréquences spatiales est tronquée à $2\pi/60nm - 2\pi/5\mu m$ au lieu de $2\pi/60nm - 2\pi/1mm$, soit une réduction du Δk de moins de 1%.

topographique significative :

$$h^{(y_0)}(x) = \int_{y_0-\xi/2}^{y_0+\xi/2} h(x,y)dy, \tag{IV.2}$$

Le profil de hauteur est ensuite converti en profil d'angle, exprimé en radians, par une simple considération géométrique :

$$\widehat{\theta}(x) = \arctan\left(\frac{dh(x)}{dx}\right); \tag{IV.3}$$

le chapeau sert à distinguer les angles de la rugosité de surface (avec chapeau), de l'angle d'incidence des vortex à la surface (sans chapeau).

La topographie de surface est ici traitée comme un signal aléatoire. La valeur moyenne de $\widehat{\theta}$ n'apporte pas d'information (elle est nulle). Son second moment offre en revanche une représentation plus pertinente. [4] Nous représentons donc l'état de la surface par la densité spectrale de puissance (DSP) de $\widehat{\theta}$. Cette fonction est approchée par le carré de la transformée de Fourier de $\widehat{\theta}(x)$, en vertu du théorème Wiener-Kintchine. Pour améliorer la statistique, plusieurs DSP sont calculées pour différents y_0, et comme pour les signaux temporels de tension, on considère la moyenne des spectres notée $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)$. Finalement, suivant l'hypothèse (**i**), l'angle critique s'estime par la somme des contributions des défauts :

$$\int_{k_{min}}^{k_{max}} S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)\mathcal{H}(k)dk,$$

c'est-à-dire, d'après (**ii**)

$$\theta_c^2 \approx \widehat{\theta}_c^2 = \int_{k_{min}}^{k_{max}} S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)dk. \tag{IV.4}$$

Cet estimateur sert au paramètre ajustable θ_c de la formulation du courant critique du modèle MS (Eq. IV.1).

Vérification expérimentale Une vérification expérimentale a été menée par notre équipe sur une couche de Niobium [16], dont la rugosité de la face visible a été mesurée au microscope à force atomique (AFM), en collaboration avec Dr. L. Méchin du laboratoire GREYC/ENSICAEN à Caen. La figure IV.5 illustre l'état de la surface de la couche de Niobium, ainsi que le profil d'angles.

Le calcul de $\varepsilon(B)$ sur toute la gamme de champ nécessite la résolution numérique des équations de GL. Ce n'est que récemment qu'une méthode itérative

[4] Physiquement, ce choix suppose que la multiplicité des positions locales de raccordement à la surface importe plus que les angles orientés dans le sens favorisant le passage du courant ($\widehat{\theta} > 0$).

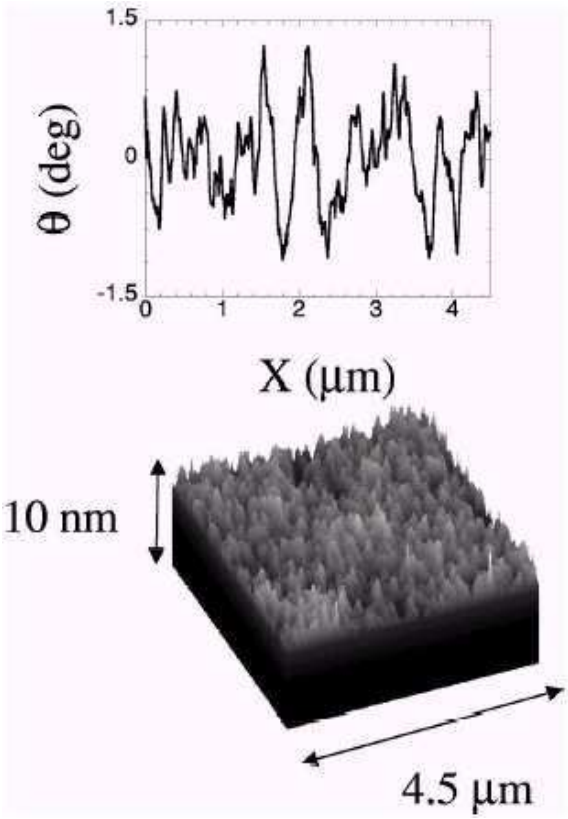


FIG. IV.5 – En haut : profil d'angle de la surface d'une couche d'une couche de Niobium, $\theta(x) = \arctan(dh/dx)$. En bas : relevé topographique de la surface, $h(x, y)$. mesuré à l'aide microscopie à force atomique (AFM). Reproduction de la figure 5 de la référence [16]

fiable a été proposée [69]. Nous avons calculé $\varepsilon(B)$ en utilisant un programme qui se base sur cette méthode, développé par C. Guilpin (LPMC-ENS Paris VI et VII) et Y. Simon (GPS Paris VI et VII). $\varepsilon(B)$ est tracé pour $\kappa = 1$ dans la figure IV.6.

En combinant la mesure directe de I_c avec le calcul de ε, il est possible de calculer le paramètre ajustable

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{I_c}{\alpha W \varepsilon}\right), \quad \alpha = 1. \tag{IV.5}$$

Le facteur α vaut généralement 2 comme le nombre de faces, mais on néglige ici la rugosité de la face en contact avec le substrat devant celle de la face gravée.

Les valeurs de θ_c ainsi calculées sont rapportées dans la figure IV.7. Elles sont en excellent accord avec l'estimation proposée par la relation (IV.4) qui est dénotée en pointillés sur la figure. L'accord reste valable lorsque la rugosité de la surface est modifiée. La présence de sillons gravés sur une face de la couche (voir figure IV.3) élève la valeur de $\widehat{\theta_c}$ à $2.2 \pm 0.3^\circ$. En suivant la même procédure

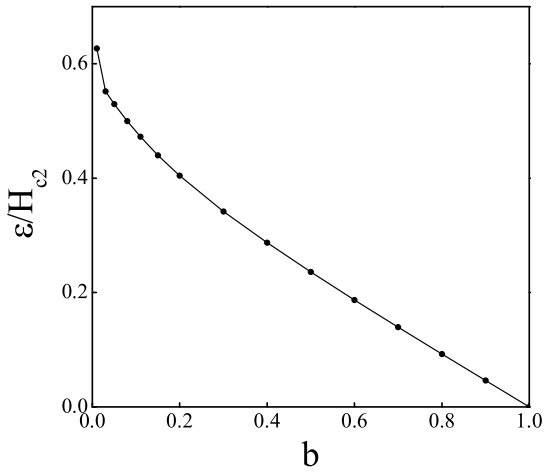


FIG. IV.6 – Potentiel de vortex normalisé ε/H_{c2} tracé en fonction du champ réduit $b = B/B_{c2}$, pour $\kappa = 1$.

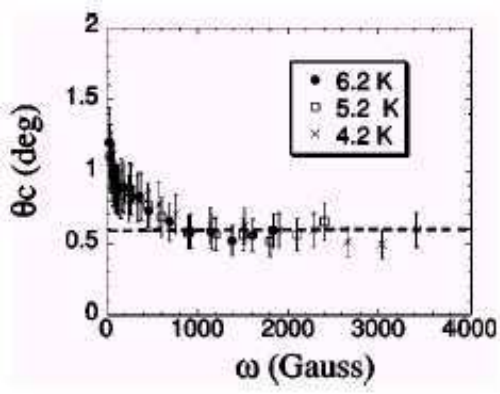


FIG. IV.7 – Variation de l'angle critique calculé par la formule IV.5. Les pointillés correspondent à la valeur obtenue par l'imagerie de surface. Reproduction de la figure 4 de la référence [16]

que précédemment, l'angle critique calculé à partir du courant critique mesuré a également été augmenté par les sillons et vaut $1.5 \pm 0.2^{\circ}$, ce qui s'accorde bien avec la mesure.

En d'autres termes, le calcul du potentiel de vortex $\varepsilon(B)$ et la mesure de $\widehat{\theta}_c$ permettent d'estimer correctement le courant critique mesuré i_c par

$$i_c \approx \varepsilon \sin \widehat{\theta}_c. \tag{IV.6}$$

Pour la première fois, le courant critique d'un supraconducteur dans l'état

mixte peut être interprété avec une bonne précision *sans aucun paramètre ajustable*. Cela signifie que dans un échantillon dont les propriétés supraconductrices varient lentement à l'échelle inter-vortex (limite dite « soft »), les mécanismes de l'ancrage sont suffisamment bien définis et bien décrits par le modèle MS pour que tous les paramètres pertinents en soient identifiés ($\varepsilon(B)$, θ_c, et W). Collectés séparément, ces paramètres conduisent donc à une reconstruction fidèle du courant critique.

Il subsiste un petit écart à bas champ : il peut être imputé soit à des effets de bords [80], soit à une sensibilité accrue à de grandes échelles de rugosité : la fonction $\mathcal{H}$ que nous avons définie dans la condition (ii) (cf. p. 75) possèderait alors une dépendance en $\mathbf{k}$. L'augmentation de θ_c à petits champs s'explique par l'augmentation de a_0 qui élargit d'autant la gamme des échelles de rugosité accessibles par les vortex. $\widehat{\theta_c}$ est calculée pour une seule valeur de a_0 correspondant aux champs forts.

Aux modifications du courant critique, en sont nécessairement associées d'autres concernant la manière dont intéragit le réseau de vortex en mouvement avec son potentiel d'ancrage. Si le bruit est régi par la surface, alors on s'attend donc à observer des régimes bruyants différents. Connaître l'influence de la rugosité sur le bruit donnerait accès à des informations supplémentaires sur l'ancrage, en particulier sur ce qui distingue ses propriétés dynamiques, de celles sous-critiques, ou « statiques ». À notre connaissance, aucune étude de l'influence de l'état de surface n'a été réalisée. Nous proposons dans ce qui suit des éléments de réponse à cette question ouverte. La démarche adoptée est simple : le courant critique et le bruit de tension de deux échantillons ayant des rugosité différentes sont comparés. On identifie ensuite les paramètres qui agissent sur les propriétés « dynamiques » et « statiques » de l'ancrage, ainsi que les proportions dans lesquelles ils interviennent.

IV.2 Présentation de l'expérience

Le choix du matériau s'est porté sur le Niobium en raison des nombreux avantages qu'il offre pour cette étude : tout d'abord, les très nombreuses investigations expérimentales et théoriques menées sur le Niobium offrent une connaissance très détaillée de ses propriétés supraconductrices. C'est un métal « pur », par contraste avec un alliage comme le PbIn. Il constitue dans cette mesure le système idéal pour tester la généralité du modèle de fluctuations de courant (voir chapitre I). Ensuite, le Niobium est le supraconducteur métallique ayant le plus d'applications techniques dans l'état massif. Ceci offre un intérêt pratique quasi immédiat à toute nouvelle information à son sujet. Il est également un des supraconducteurs les plus représentés dans les dispositifs électroniques à petite échelle. Enfin, le Niobium offre une rigidité suffisante pour traiter son état de surface de manière robuste. Le détail des traitements appliqués et la caractérisation des échantillons mesurés sont donnés dans ce qui suit.

IV.2.1 Caractérisation de nos échantillons de Niobium

Tous les échantillons que nous avons mesurés sont issus d'une même pièce de Niobium. Leur rapport de résistivité[5] vaut

$$\frac{\rho^{300K}}{\rho^{4.2K}} = 400 \pm 100. \tag{IV.7}$$

La faiblesse du rapport en comparaison avec un échantillon de très grande pureté (Finnemore *et al.* rapportent $\rho^{300K}/\rho^{4.2K} = 1600 \pm 400$ [70]) témoigne de la présence d'impuretés dans notre matériau. Ces défauts peuvent être soit interstitiels, on aurait alors des atomes d'Oxygène ou d'Azote insérés dans la maille cristalline, soit structuraux. La présence de ces derniers est confirmée par l'imagerie de surface que nous avons réalisée au microscope électronique à balayage (MEB) après une attaque chimique, où sont révélés des *joints de grains*. Ces défauts contribuent à augmenter la résistivité à basse température, mais n'influent que peu sur les propriétés supraconductrices en raison du faible volume qu'ils occupent.

La présence d'atomes d'Oxygène peut en revanche modifier drastiquement des paramètres supraconducteurs, comme le rapportent Koch *et al.* [71]. Typiquement, nos échantillons doivent avoir un κ de l'ordre de 1 pour être comparés à ceux de la littérature. En croisant les caractéristiques des échantillons de Koch *et al.* avec les nôtres, il apparaît que la résistivité normale à $4.2K$ de notre matériau ($\rho^{4.2K} = 0.13\mu\Omega\,cm$) correspond à celle d'un échantillon contenant 240

[5] La résistivité à basse température $\rho^{4.2K}$ représente la résistivité dans l'état normal mesurée sous un champ magnétique suffisant pour supprimer la supraconductivité à $4.2K$.

ppm d'Oxygène. Le paramètre de GL que calculent les auteurs pour ce dopage vaut $\kappa = 0.98$ (ou 0.84 suivant la formule utilisée). De plus, la température critique que nous avons mesurée dans nos échantillons $T_c = 9.17 \pm 0.07K$ (figure IV.8) est très proche de celle de l'échantillon très pur de Finnemore *et al.* ($9.25K$).

Les propriétés supraconductrices de nos échantillons sont donc satisfaisantes, et nous considèrerons que l'Oxygène n'intervient que dans des proportions négligeables dans la résistivité, dont la relativement forte valeur est due principalement aux joints de grains. Il est possible de réduire le nombre de ces derniers par recuit. Toutefois, cela entraînerait une réduction de la résistivité qui nuirait au contraste de nos signaux de tension par rapport au bruit de fond. Le Niobium complétement pur a une résistivité si faible que son bruit est indétectable [23, 50].

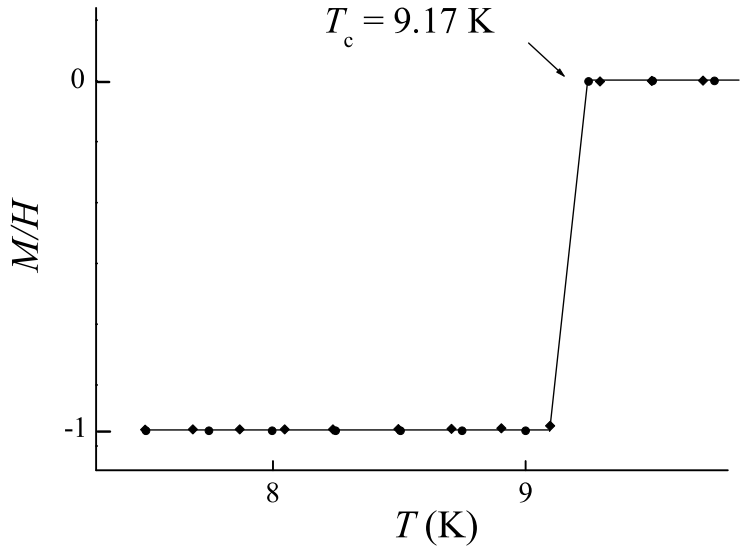


FIG. IV.8 – Mesure de la température de transition supraconductrice par la susceptibilité magnétique globale M/H mesuré par un magnétomètre SQUID. Les résultats ont été enregistrés sous 10 Oe, et sont présentés pour deux échantillons différents.

IV.2.2 Préparation des échantillons

L'un des buts de notre étude sur le Niobium massif est d'analyser l'influence de l'état de surface sur le courant critique et le bruit de flux-flow. Un soin tout particulier a donc été apporté pour que toutes les propriétés des différents échantillons, outre l'état de surface soient rigoureusement identiques. De

même, pour étudier l'influence des dimensions de l'échantillon, l'état de surface doit être rigoureusement conservé d'un échantillon à l'autre. La procédure de traitement, réalisée sous les conseils de Jérôme Lecourt (CRISMAT), est décrite dans les paragraphes suivants.

Polissages

Tous les échantillons que nous avons mesurés proviennent de la même pièce de Niobium. Avant découpe, la pièce était épaisse de $2mm$ et longue de $12mm$. L'épaisseur fut dans un premier temps réduite par une scie à fil. Ensuite, trois polissages successifs utilisant des disques de moins en moins abrasifs ($27\mu m$, $15\mu m$, puis $7\mu m$ de rugosité nominale) furent appliqués sur chaque face. À l'issu de ce traitement, la pièce présentait une épaisseur homogène de $0.22\mu m$.

Plusieurs échantillons de largeurs différentes furent débités à partir de cette pièce. Par cette procédure opératoire, nous nous sommes assurés que chaque échantillon ainsi produit possèdait la même longueur, la même épaisseur et le même état de surface. Les dimensions des échantillons mesurés sont réunies dans le tableau IV.1. Néanmoins, le polissage mécanique le plus fin ne permet pas encore de contrôler la rugosité aux échelles « vues » par les vortex. Un polissage chimique est nécessaire pour accéder aux échelles inférieures au micromêtre.

		L	W	e_p
non irradiés	#1	12.10	1.24	0.22
	#2	12.10	0.25	0.22
irradié	#3	12.10	1.49	0.22

TAB. IV.1 – Longueur, largeur et épaisseur (en mm) des échantillons de Niobium mesurés.

Le détail de la procédure de polissage chimique que nous avons utilisée est donné en annexe C. Elle nous a permis d'obtenir une série d'échantillons possèdant des surfaces équivalentes, d'une rugosité rms d'environ $1nm$, à l'échelle de $1\mu m$.

Irradiation d'ions basse énergie

Afin d'observer l'influence de l'état de surface sur les propriétés dynamiques de l'état mixte, nous avons procédé à une dégradation contrôlée de la surface par une irradiation d'ions basse énergie. L'irradiation présente l'avantage d'affecter les très petites échelles (jusqu'à $1nm$) qui nous intéressent ici, à la différence de quelque méthode mécanique. Cette irradiation a été réalisée au laboratoire GREYC-ENSICAEN, en collaboration avec Dr. L. Méchin.

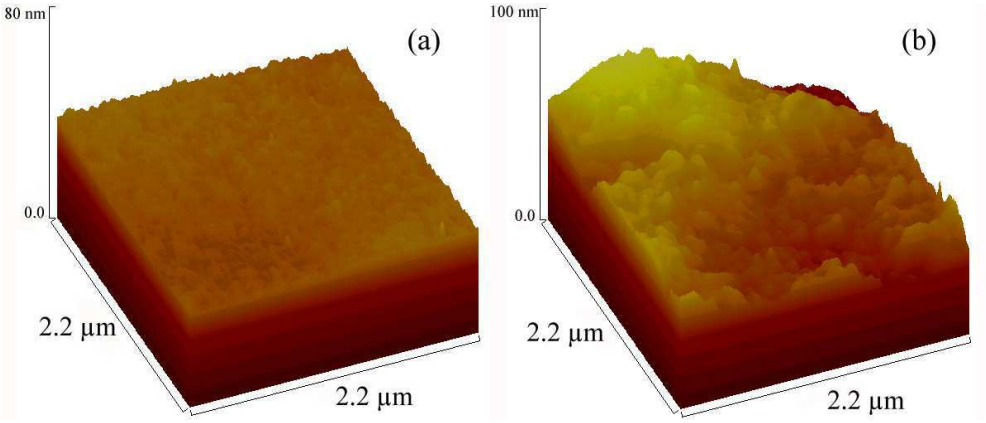


FIG. IV.9 – Images prises au microscope à force atomique de la surface d'un échantillon de Niobium chimiquement polie avant (a) et après (b) irradiation par des ions basse énergie.

Chaque face de l'échantillon a successivement été exposée pendant 30 minutes à un faisceau d'Argon. Les ions ont été accélérés par une tension de $600V$, sous une pression de $2\,10^{-4}$ mbar. Le porte-échantillon était incliné de 45°, et mis en rotation permanente, afin de rendre l'irradiation uniforme sur une zone de $10 \times 10mm^2$.

Le résultat du traitement est présenté dans la figure IV.9-b. À titre de comparaison, la surface avant irradiation, chimiquement polie, est montrée aux figures IV.9-a et C.1. Les images en microscopie à force atomique (AFM) ont été réalisées en mode oscillant, par Dr. L. Méchin, au laboratoire GREYC-ENSICAEN ; l'image en microscopie électronique à balayage (MEB) a été réalisée par Pr. B. Mercey au laboratoire CRISMAT.

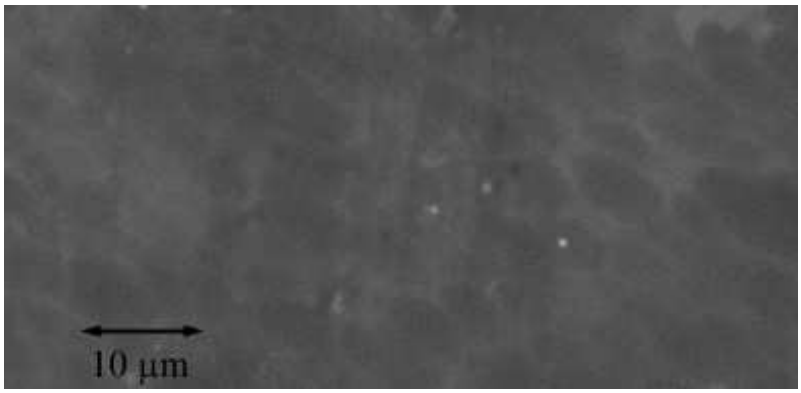


FIG. IV.10 – Image de microscopie électronique à balayage de la surface d'un échantillon de Niobium après polissage mécanique et polissage chimique tamponné (PCT). On distingue en clair des joints de grain révélés par le polissage chimique.

L'implantation d'ions Ar^+ à la surface de l'échantillon s'opère sur une profondeur typique de quelques nanomètres, et les propriétés supraconductrices en volume ne sont pas affectées.

Pour s'en assurer, nous avons procédé à deux vérifications. La première consiste à comparer la résistivité normale d'un échantillon vierge à celle de l'échantillon irradié. La figure IV.11 reproduit les caractéristiques E-J d'échantillons avant et après irradiation, à $4.2K$ dans l'état normal ($E = \rho_n J$). Le graphe ne révèle pas d'effet notable de l'irradiation sur la résistivité du Niobium. Les propriétés volumiques ne semblent pas avoir été modifiées.

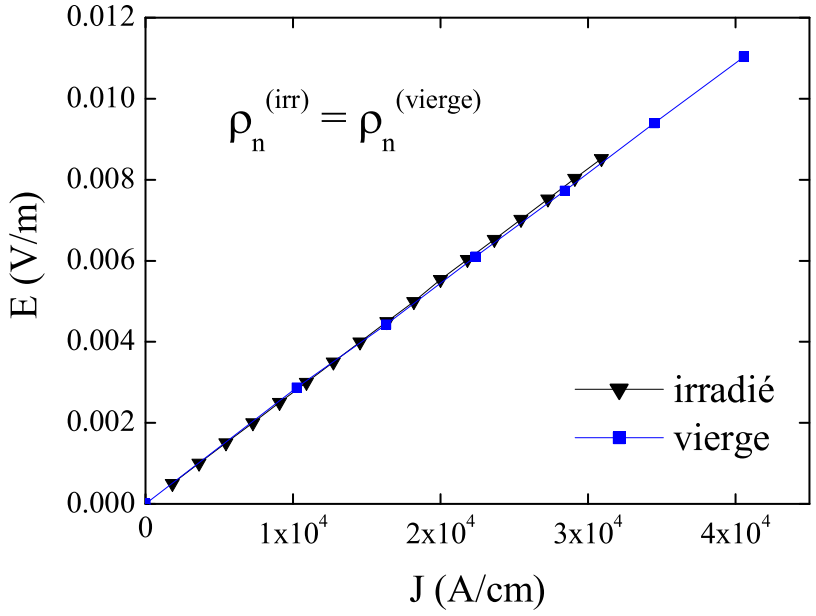


FIG. IV.11 – Caractéristiques E-J d'une lame de Niobium avant (■) et après (▼) irradiation.

Pour confirmer ce résultat, nous avons mesuré le second champ critique à $T = 4.2K$:

$$H_{c2} \propto \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2}.$$

Tout changement des propriétés supraconductrices se répercute sur ξ et donc sur H_{c2}. Nous avons estimé ce dernier au moyen d'une mesure de la chaleur spécifique à pression constante

$$C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_P$$

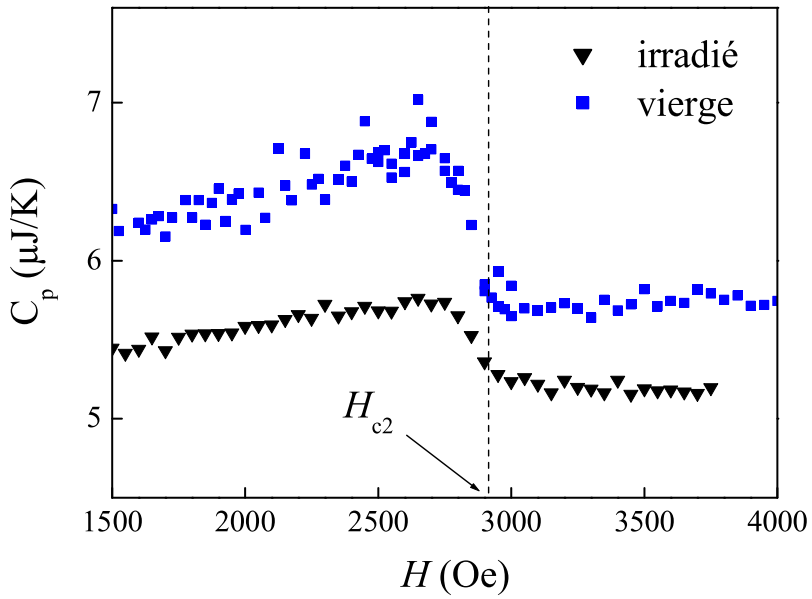


FIG. IV.12 – Chaleur spécifique C_p tracée en fonction du champ appliqué H, avant (■) et après irradiation (▼). La transition marquée par la singularité de C_p indique la même valeur de $H_{c2} = 2880 \pm 20\,Oe$. $T = 4.2K$.

en fonction de H (figure IV.12). La mesure a été réalisée par Dr. V. Hardy du laboratoire CRISMAT. La chaleur spécifique est une dérivée première de l'énergie totale du système, et présente une singularité (un saut) lors d'une transition du deuxième ordre, comme l'est la transition normal-supra sous champ magnétique. Elle permet donc d'identifier avec précision le champ de transition H_{c2}.

C_p est mesurée directement par la technique de relaxation. La chaleur spécifique est une quantité *volumique* et l'on peut mesurer l'effet éventuel de l'irradiation sur le volume de l'échantillon. La figure IV.12 confirme la mesure de résistivité : l'irradiation n'a pas atteint le volume de la lame de Niobium.

Nous avons donc atteint notre but en préparant deux échantillons qui ne diffèrent que par leur état de surface

IV.2.3 Réalisation des contacts électriques

Malgré le polissage chimique, un échantillon massif de Niobium est toujours recouvert d'une pellicule d'oxyde qui, en raison de la rapidité de l'oxydation, se reforme très rapidement et persiste autour de l'échantillon. La couche superficielle d'oxyde qui entoure un échantillon massif de Niobium pur rend impossible

la réalisation d'amenés de courant par brasures d'Étain ou d'Indium. Aucune soudure mécaniquement robuste ne peut être réalisée — nous l'avons vérifié à nos dépends. L'alternative que fournit d'ordinaire la laque d'Argent ne fut d'aucune utilité. Les soudures sont très fragiles et surtout, le contact ohmique est de très mauvaise qualité, ce qui est critique pour des prises de courant. Il semble même que la laque d'Argent favorise l'apparition de Nb_2O_5.

Nous avons également tenté un dépôt de plots de Cuivre par électrolyse[6]. Mais le Cuivre n'adhère pas mieux dans ces conditions que l'Étain ou l'Indium, et le dépôt échoua.

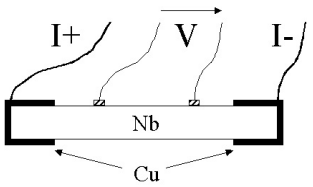


FIG. IV.13 – Schématisation de la technique de contact utilisé. Les plots de tension en Argent sont figurés par les hachures.

Finalement, la méthode de contact utilisée consiste à presser chaque extrémité des échantillons au moyen de fines lamelles de Cuivre fraîchement désoxydées, comme illustré dans la figure IV.13. La couche d'oxyde des zones de Niobium en contact avec le Cuivre est également retirée au papier de verre. Au vue des multiples tentatives réalisées cette opération anodine en apparence s'avère cruciale pour la qualité du contact. La couche d'oxyde est très isolante et se crée très rapidement à l'air libre. Les résistances de contact obtenues sont meilleures que 0.01Ω à $300K$. Cette technique nous a permis d'appliquer près de $10A$, de façon à atteindre le flux-flow pour des champs proches de B_{c2} à la température de l'Hélium liquide.

Les plots de tension ont été réalisés avec de la laque d'Argent. Le contact mécanique suffit à maintenir les petits fils de mesures. Les résistances de contact, certes accrues par la couche d'oxyde, se sont également montrées acceptables (quelques 0.1Ω à $4.2K$).

IV.2.4 Limitation expérimentale

Nous souhaitons insister sur la difficulté des mesures de transport sur un échantillon de Niobium. La raison en est la mauvaise qualité du contact ohmique des amenés de courant comme nous l'avons évoqué plus haut. Trop de dissipation par effet Joule au niveau des contacts risque de modifier la température de l'échantillon. Or, une mesure de bruit, très sensible aux petites variations, requiert une stabilité en température bien meilleure que pour une mesure de transport classique, ce qui limite le courant maximum que l'on peut appliquer à l'échantillon. À bas champ, le courant critique est trop élevé pour atteindre le flux-flow sans que la puissance dissipée par les contacts n'affecte la température de l'échantillon. Aussi, la fenêtre expérimentale est limitée dans cette étude, à une gamme de champs magnétiques proches de B_{c2} ($B \geq 0.8B_{c2}$).

Un soin particulier a été apporté pour s'assurer que les résultats que nous présentons ont été enregistrés dans de bonnes conditions de thermalisation.

[6] Conditions de dépôt : solution aqueuse (100mL d'eau) d'acide citrique (1g) et de Sulfate de Cuivre (10g). Application d'une tension de $3V$ pendant 15 minutes.

Un bon moyen en est de tirer partie de la sensibilité du bruit de tension. Une mauvaise thermalisation se traduit en effet par l'apparition d'un bruit caractéristique à basses fréquences dû aux échanges de chaleur avec le bain d'Hélium liquide. De la sorte, la stabilité de la température est suivie avec une meilleure résolution qu'avec des sondes de température classiques. Celles-ci ne détectent pas les fluctuations rapides (quelques Hz), qui sont pourtant les plus nuisibles. Finalement, la sensibilité du bruit de tension réduit le nombre de données accessibles, mais celles-ci en sont d'autant plus fiables.

IV.3 Effets géométriques

Nous rapportons dans cette partie nos observations sur l'effet de la largeur de l'échantillon sur les propriétés d'ancrage du réseau de vortex, c'est-à-dire sur le courant critique, puis sur le bruit de tension. Les mesures sont effectuées sur des échantillons présentant les mêmes propriétés supraconductrices en volume (B_{c2}, T_c), et le même état de surface. L'effet de la largeur de l'échantillon ainsi isolé, donne accès à plusieurs informations sur l'ancrage. Nous discuterons des effets purement géométriques, mais également de l'éventuel effet des bords.

IV.3.1 Sur le courant critique

Mesures d'aimantation

La figure IV.14 présente une estimation du courant critique par le modèle de Bean [75] calculée à partir d'un cycle d'aimantation mesuré au SQUID. Ce modèle établit un lien entre l'aimantation irreversible et le courant critique, sans faire intervenir la nature de l'ancrage. Dans ce modèle, on considère qu'un supraconducteur contenant des vortex est dans un état critique : la densité des courants d'écrantage dans l'échantillon ne peut prendre localement que sa valeur maximale $\pm J_c$ ou zéro. Le courant critique total de l'échantillon est ainsi obtenu à partir de la valeur de l'aimantation. En utilisant la loi d'Ampère, et en tenant compte de la géométrie de l'échantillon, on estime la densité de courant associée à l'aimantation. L'aimantation est mesurée en champ montant jusqu'à au moins B_{c2} (M^+) et en champ descendant (M^-), afin d'abstraire la partie réversible. Bean propose alors une relation simple entre l'aimantation M, le courant critique J_c et la taille de l'échantillon que l'on représentera par une taille caractéristique D.

$$J_c(H) \equiv \frac{\Delta M(H)}{D}, \quad \Delta M = M^+ - M^-.$$

La mesure a été faite sur un échantillon ayant une géométrie similaire à celle de #2.

Ce graphe offre une illustration de la dépendance en champ du courant critique à l'extérieur de la gamme de champs accessible en transport. Il est important de remarquer toutefois qu'une mesure de transport évalue le courant critique suivant une direction imposée par les contacts, tandis qu'en aimantation, le courant critique circule en boucle dans l'échantillon, et la valeur ainsi calculée constitue une simple indication du courant critique mesuré en transport.

Cette technique de mesure du courant critique n'offre pas suffisamment de résolution pour identifier clairement les champs critiques qui sont présentés ici à titre indicatif. Il apparaît toutefois que le courant critique diminue régulièrement avec le champ magnétique jusqu'à B_{c2} : on n'observe pas d'effet de pic à la

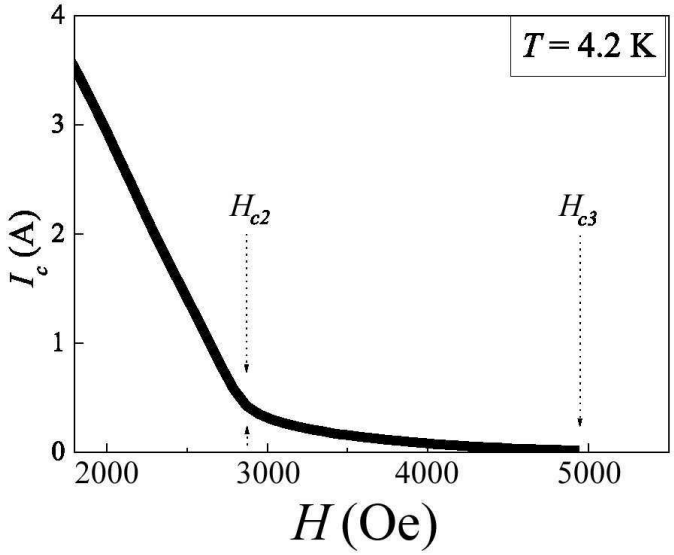


FIG. IV.14 – Estimation du courant critique à partir de l'ouverture ΔM d'un cycle d'aimantation mesuré au SQUID. Les flèches indiquent une estimation des champs critiques H_{c2} et H_{c3}. L'échantillon utilisé possède une géométrie analogue à celle de #2. L'épaisseur de la courbe rend compte de la résolution du SQUID (ici, $10^{-8} u.e.m. \equiv 1 mA/cm$). Le champ est perpendiculaire aux grandes faces. $T = 4.2K$.

résolution expérimentale près. La persistence d'un courant critique au-delà de B_{c2} révèle l'existence de supraconductivité de surface, même quand le champ est orienté perpendiculairement aux grandes faces. Le bruit de tension dans ce régime sera détaillé dans le chapitre suivant. Nous nous concentrerons dans cette partie sur l'état mixte ($B < 0.29T$).

Mesures de transport

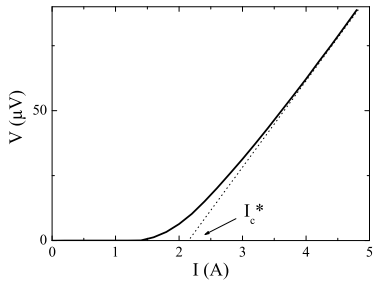


FIG. IV.15 – Réponse en tension typique d'un échantillon polarisé en continu. L'extrapolation du flux-low intercepte l'axe des abscisses en I_c^*.

Dans ce qui suit, le courant critique sera représenté par I_c^* que nous distingons du courant critique au sens classique I_c, défini par un critère de tension (traditionnellement $10^{-7}V$). I_c^* représente l'extrapolation à l'ordonnée nulle de la partie flux-flow d'une caractéristique courant-tension (voir figure IV.15). L'intérêt de ce critère réside dans le fait qu'il représente la « mémoire » de l'ancrage d'un réseau en mouvement. C'est en fonction de I_c^*, et non de I_c que se définit la tension aux bornes d'un supraconducteur en flux-flow :

$$V = R_f(I - I_c^*).$$

I_c^* nous servira par la suite de point de fonctionnement pour les mesures de bruit.

La figure IV.16 indique que le courant critique est proportionnel à la largeur de l'échantillon, toutes choses étant égales par ailleurs, y compris l'état de la surface. Les données sont reproduites dans le tableau IV.2. Ce résultat simple présente beaucoup d'intérêt dans la mesure où il montre clairement qu'à fort champ, *les bords parallèles au champ magnétique n'apportent qu'une contribution négligeable au courant critique.* Les propriétés de piégeage de nos échantillons contredisent celles décrites par certains modèles de piégeage de « surface », comme ceux faisant appel à des barrières de type Bean-Livingston [76], ou des modèles plus recents [48], pour lesquels le courant critique est transporté par les bords de l'échantillon parallèles au champ magnétique. Si tel avait été le cas, en travaillant à épaisseur constante comme nous l'avons fait, le courant critique aurait varié dans des proportions moindres que celles observées. La contribution, même partielle, des bords est mise en doute par le fait que l'augmentation du courant critique est proportionnée à la largeur d'un échantillon. Il semble donc que seules les faces perpendiculaires à B de nos lames contribuent au transport du courant sous-critique. Notre résolution expérimentale ne permet pas d'exclure définitivement les bords, mais nous tien-

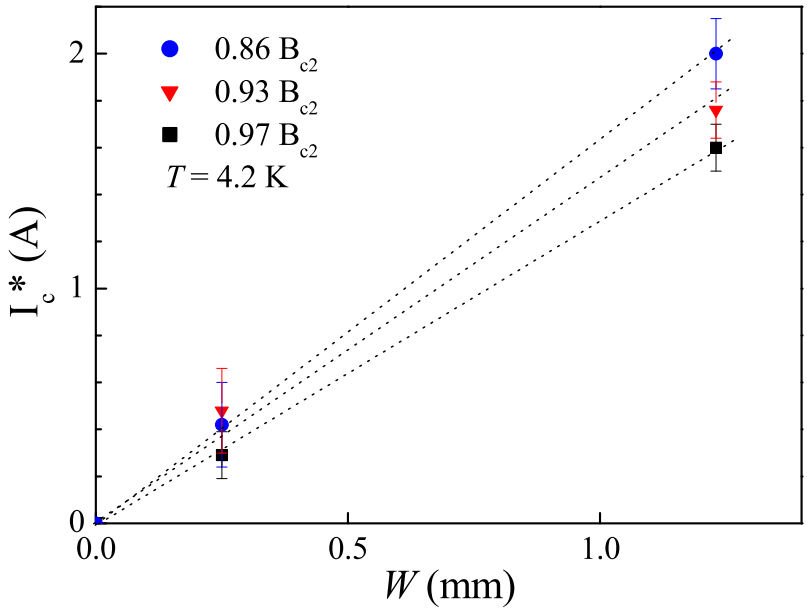


FIG. IV.16 – Courant critique en fonction de la largeur de l'échantillon pour différents champs. Le courant critique augmente linéairement avec la largeur de l'échantillon. $T = 4.2K$.

drons cette approximation pour satisfaisante.

Il est tout à fait remarquable que les valeurs de $i_c = I_c/2W$ que nous trouvons dans nos échantillons massifs sont en très bon accord avec celles que nous avons mesurées dans des couches minces de Niobium (tableau IV.2). Nous supposerons l'effet démagnétisant de nos lames suffisament fort ($H_{c1} \approx 0.6H_{c1}^{(sphere)}$) et les champs magnétiques considérés ($H > 0.85H_{c2}$) pour assimiler le champ interne ω à $\mu_0 H$, comme dans la couche mince.

Suivant l'interprétation usuelle du courant critique selon laquelle les centres d'ancrage sont dilués dans le volume, le courant critique aurait varié comme la section $W \times e_p$ de l'échantillon, et non comme sa largeur W, et la *densité* de courant critique J_c (en A/m^2) aurait été du même ordre, ce qui n'est pas du tout le cas. Le courant critique des micro-ponts prend ses valeurs autour de $10mA$ à fort champ (figure IV.4), soit $J_c^{(\mu pont)} \sim 10^9 A/m^2$, contre $\frac{\sim 1A}{1mm \times 0.2mm} \sim 10^6 A/m^2$ dans les échantillons massifs ; le détail des valeurs numériques est donné dans le tableau IV.2. Ce désaccord est très couramment observé et fait figure de généralité : des sources de piégeage supplémentaires, liées au contraintes structurales que subissent des films minces, ou encore de

nouveau mécanisme d'ancrage, sont généralement invoqués pour expliquer les grandes densités de courant critique [82]. De telles interprétations ne sont pas valables, *au moins* dans le Niobium, puisque la prédominance de la surface dans le courant critique des micro-ponts a été vérifiée [16]. La représentation par i_c des propriétés d'ancrage est donc sans ambiguïté la plus pertinente. À ce stade, nous avons établi que les conditions de raccordement à la surface des vortex dominent les propriétés « statiques » de l'ancrage. Nous verrons de plus dans la section suivante qu'en quantifiant la rugosité de surface, on peut expliquer tout le courant critique par l'effet de la surface.

IV.3.2 Sur le bruit

Le courant critique des échantillons #1 et #2 est maintenant mis en relation avec le bruit mesuré dans ces échantillons. En particulier, nous distinguerons le rôle des propriétés d'ancrage, ici équivalentes, et l'effet de taille. De la sorte, nous dégagerons des arguments permettant d'interpréter le développement spatial des fluctuations.

Préambule

Le bruit de tension est représenté soit par sa densité spectrale de puissance $S_{VV}(f)$, exprimée en V^2/Hz, soit par son amplitude moyenne

$$\delta V_{rms} = \sqrt{\int_{\Delta f} S_{VV}(f) df}$$

et s'exprime alors en Volt.

Dans l'état mixte, $E_y = v_{L_x} B_z$ et les fluctuations du champ électrique s'écrivent

$$\delta E_y = \delta v_{L_x} B_z + \delta B_z v_{L_x}. \tag{IV.8}$$

Le courant de polarisation intervient donc dans le bruit de tension par l'intermédiaire du terme linéaire en v_L de l'équation (IV.8). En se plaçant dans des conditions où v_{L_x} est assez petit, on peut négliger la contribution du bruit de champ, et δE_y est proportionnel à δv_{L_x}, soit :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} v_{Lx} & \approx & 0 \\ \delta E_y & \approx & B_z \delta v_{Lx}. \end{array} \right. \tag{IV.9}$$

Dans un échantillon idéal (représenté par des pointillés dans la figure IV.15), la condition (IV.9) est réalisée pour un courant légèrement sur-critique ($I \approx I_c$). La vitesse du réseau est alors faible et homogène dans l'échantillon. En réalité, ce critère peut conduire à des erreurs si le courant critique n'est pas spatialement homogène : I_c correspond alors au courant seuil de la région la plus

« faible » de l'échantillon. Le réseau n'est pas en mouvement uniforme et la vitesse moyenne v_{L_x} est mal définie. Strictement, le mouvement ne devient spatialement homogène que lorsque le flux-flow est atteint. Néanmoins, il peut arriver qu'alors, la vitesse du réseau ne soit plus négligeable. I_c^* paraît finalement un point de fonctionnement acceptable. Par la suite, nous considérerons que pour $I = I_c^*$, la condition (IV.9) est vérifiée, et que l'échantillon est suffisament en flux-flow (cf. annexe A).

Amplitude du bruit

L'évolution de l'amplitude du bruit avec la largeur est liée à la nature de l'ancrage. Dans l'éventualité d'un ancrage déterminé par les bords parallèles au champ magnétique par exemple, on s'attend à ce que la largeur ne joue pas de rôle dans l'amplitude du bruit [48]. Le bruit devrait alors conserver son amplitude indépendamment de la largeur. Ce scénario a été partiellement infirmé par les données du courant critique, et le sera complètement par les mesures de bruit.

Un modèle de bruit réaliste doit prendre en compte la répartition spatiale des fluctuations dans l'échantillon. Dans le cas d'un mécanisme bruyant de type « critique », ou fractal, son expression totale nécessite qu'il se développe à toutes les échelles de temps et d'espace. La réduction de la dimension du système introduirait alors une coupure au-delà de laquelle le mécanisme serait amoindri, comme étouffé. À l'opposé de cette conception, le mécanisme bruyant peut se décrire comme la somme de petits objets bruyants indépendants les uns des autres. Dans ce cas, leurs contributions s'ajouteraient en puissance, et l'amplitude totale du bruit augmenterait comme la racine carrée du nombre d'objets. Cette hypothèse est valide dans le PbIn, dans lequel le bruit provient d'une multitude de petits éléments fluctuants de courant [50] ; mais aucune expérience ne l'a vérifiée dans le Niobium.

Les résultats bruts des mesures de bruit sont rapportés dans le tableau IV.3. Le premier point remarquable est que *l'amplitude apparente du bruit dans l'échantillon étroit est supérieure à celle de l'échantillon large.*

Ce résultat simple conduit à une conclusion surprenante de prime abord : le bruit diminue avec le nombre des sites d'ancrage. En apparence, l'expression de l'interaction entre les vortex et leurs centres de piégeage s'affaiblit alors même que le nombre des interactions augmente. Cette observation discrédite l'hypothèse d'un mécanisme « critique ».

Dans la description en termes d'objets indépendants en revanche, leurs contributions au bruit s'ajoutent aléatoirement et augmente comme la racine du nombre d'objets, c'est-à-dire en l'occurrence comme $\sqrt{W}$ (on supposera qu'ils ont tous la même taille). Nous avons vu précédemment que dans l'hypothèse de fluctuations de courants de surface, leur amplitude commune, pour leur part,

est proportionnelle à i_c. Finalement, l'amplitude du bruit décroît en $1/\sqrt{W}$, du point de vue de l'expérimentateur. Si l'on faisait abstraction de cet effet géométrique, on observerait moins de bruit dans l'échantillon étroit.

L'expression MBP de l'amplitude rms du bruit de tension (Eq. IV.10) permet de vérifier quantitativement l'hypothèse des fluctuations locales de courants de surface (cf. §II.2, p. 44).

$$\delta V_{rms} = R_f I_c^* p\, c \frac{1}{\sqrt{W d}}. \tag{IV.10}$$

Le dernier facteur de l'équation (IV.10) peut se penser comme la « fonction de transfert » de la mesure de tension : on n'accède qu'à une version altérée par la géométrie, de la somme des fluctuations de tension élémentaires localisées dans un domaine de surface c^2, et dont l'amplitude vaut $\frac{1}{e_p}\rho_f p\, c\, i_c$ (cf. II.2.7, p. 50)

Le bruit se caractérise alors complètement par i_c, p et c. Les deux échantillons dont les mesures sont rapportées dans cette section possèdent le même i_c. La discussion portera donc sur c ; nous fixons pour le moment $p = 1$, la justification en sera par la suite apportée.

En reportant les valeurs mesurées de δV_{rms}, R_f, I_c^*, W et d dans l'équation (IV.10), il apparaît que la taille des éléments bruyants de courant est la même dans les deux échantillons. Le détail des données figure dans le tableau IV.3. Ce résultat s'illustre dans la figure IV.17 par le fait que le nombre $\mathcal{N}$ de domaines contenus dans un échantillon de dimensions $L \times W \times e_p$ est proportionnel à W. En effet, en utilisant (IV.10), on écrit simplement

$$\mathcal{N} = \frac{WL}{c^2} = \frac{R_f^2 I_c^{*2}}{\delta V_{rms}} \frac{L}{d};$$

on considère ici le système constitué de tout l'échantillon plutôt que sa portion $d \times W \times e_p$ pour simplifier la comparaison entre les deux échantillons pour lesquels d diffèrent légèrement.

La taille obtenue ($\sim 10^{-7} m$) est réaliste puisqu'elle est plus grande que ξ, mais n'excède pas la taille de l'échantillon. Elle se trouve de surcroît suffisamment petite pour que l'on puisse adopter une approche statistique (de grands nombres), qui rendra l'analyse plus commode. Enfin, elle est proche de ce qui est trouvé dans le PbIn (annexe A, et réf. [50]).

En somme, les observations confirment la validité de la représentation du bruit par une somme statistique de petits domaines à l'extérieur desquels la cohérence des fluctuations est perdue.

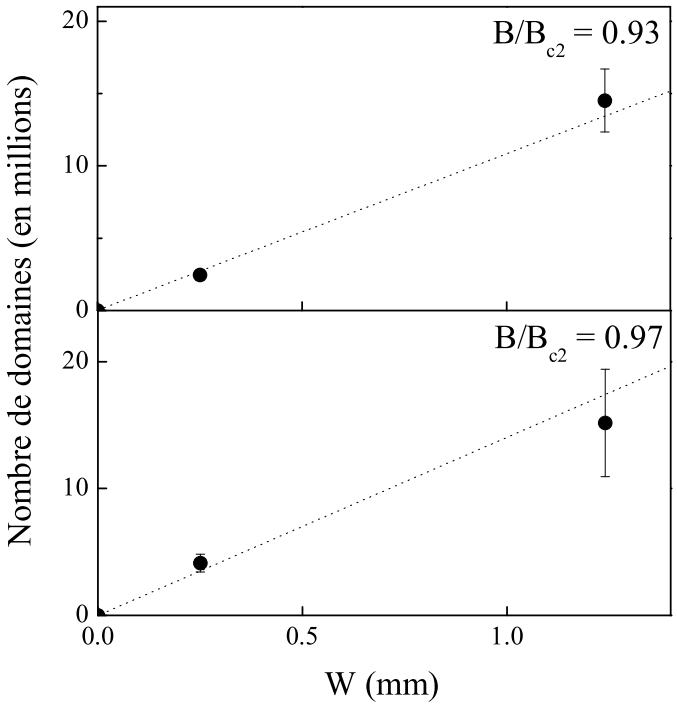


FIG. IV.17 – Nombre de domaines indépendants contenus dans un échantillon en fonction de sa largeur ; pour fixer les idées, on prendra $L = 1.2mm$ comme dans nos échantillons. L'origine constitue une extrapolation naturelle à $W \to 0$. On calcule qu'en moyenne, $c = 0.30$ et $0.32\mu m$ pour $B/B_{c2} = 0.93$ et 0.97 respectivement. $T = 4.2K$.

Comportement en fréquences

La description du bruit comme la somme de petits objets bruyants de même taille et de même loi est donc consistante avec les observations expérimentales. Nous nous intéressons ici aux informations sur ces petits domaines fluctuant que fournissent les mesures de tension.

Cette description du bruit permet de considérer le signal en entrée de la chaîne d'acquisition comme la réalisation d'un processus ayant la même loi (à un facteur homothétique près), et donc la même DSP (idem), que les processus élémentaires. En normalisant la puissance totale du bruit par le facteur géométrique Wd/c^2, on accède au spectre d'une fluctuation élémentaire. Comme le produit $R_f I_c^*$ est constant d'un échantillon à l'autre, on s'attend à ce que les spectres normalisés de #1 et de #2 se superposent si la taille du système n'influe pas sur le mécanisme du bruit.

Deux versions des spectres $(Wd/c^2)\delta V_{rms}(f)$ sont montrées dans la figure IV.18 ; elles sont calculées pour les deux échantillons mesurés. La petitesse du signal ne nous permet pas d'entrer dans le détail de la forme des spectres. Néanmoins, on pourra tirer des enseignements de deux considérations simples.

Tout d'abord, le bon accord entre les deux courbes accrédite une fois de plus que le bruit de tension résulte de la somme de petits éléments de tension (i) ayant la même puissance bruyante, et (ii) dont la taille ne dépend pas de la taille du système. On trouve encore que le bruit augmente comme $\sqrt{\mathcal{N}} = \sqrt{Wd/c^2}$, la racine du nombre de domaines. La figure IV.18 nous montre que ce que nous avons montré sur la valeur rms du bruit reste valable à toutes les fréquences.

Ensuite, on n'observe pas de coupure à basse fréquence dans le spectre. Dans la gamme des fréquences où le signal est observable, le spectre reste « coloré ». On ne peut pas pour autant en déduire qu'il n'y a pas de coupure dans le mécanisme. Celle-ci peut très bien se produire à de très basses fréquences — et c'est d'ailleurs certainement le cas. En revanche, il apparaît très clairement que la taille des éléments bruyants de courant est beaucoup plus petite que la taille de nos échantillons. De fait, que les objets élémentaires ne soient affectés ni en taille ni en loi par une réduction de la taille du système est consistant avec les valeurs de c que l'on trouve ici très petite devant celle du système ($c \ll W$). La question peut toutefois se poser lorsque le système est réduit à des dimensions proches de c. Ce cas de figure sera l'objet du chapitre VII.

Sur la taille des fluctuations

Par ailleurs, nous avons vu que la portée du champ électrique créé par une instabilité pouvait être limitée par l'effet de peau (§II.2.2, p.44). Dans nos conditions d'expérience, cette portée ne peut excéder

$$\delta_{\in} = \sqrt{\frac{a_0 B}{\pi \mu_0 J_c}}. \qquad \text{(IV.11)}$$

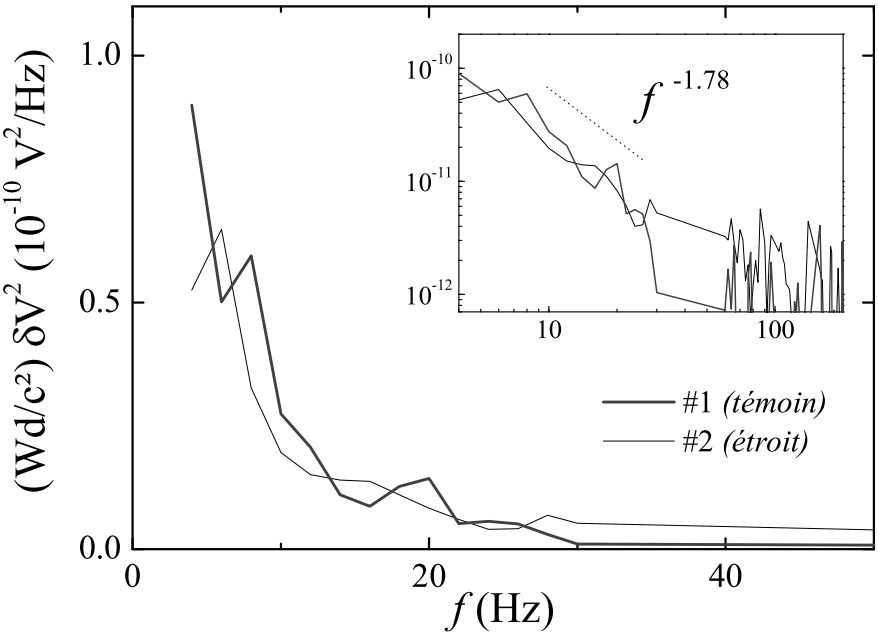


FIG. IV.18 – DSP moyenne *d'un* objet bruyant élémentaire calculé en normalisant les DSP des échantillons #1 (témoin) et #2 (large). En insert : représentations log-log des spectres. Leur comportement en fréquences ressemble à une loi de puissance dont le coefficient est donné à titre d'indication.

En prenant

$$J_c = \frac{I_c}{2\lambda_V W},$$

et avec près de B_{c2} [73]

$$\begin{aligned} \lambda_V &\approx \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \approx \frac{\xi}{\sqrt{2}} \\ &= 20nm, \end{aligned}$$

on calcule que dans nos échantillons, la valeur typique [7] de la profondeur de peau vaut $\delta_\in = 0.30 \pm 0.05\mu m$. La portée éléctromagnétique d'une instabilité s'accorde donc très bien avec la taille des domaines cohérents dans les échantillons #1 et #2 : dans la résolution expérimentale on trouve

$$c = \delta_\in \pm 10\%. \tag{IV.12}$$

Le résultat formulé en (IV.12) est très important car il apporte la confirmation que *l'extension spatiale des fluctuations élémentaires semble fixée par les*

[7] Les valeurs numériques sont celles de l'échantillon #1, avec $B = 0.28T$, $a_0 = 8\,10^{-8}m$, et $\xi = \sqrt{2\pi\Phi_0/B_{c2}} \approx 30nm$.

lois d'électromagnétisme général et non par les interactions magnétiques entre vortex.

Revenons maintenant à la valeur que nous avons arbitrairement choisie pour p, qui nous a jusqu'à présent conduit à confondre cp avec c. Nous avons montré que p ne pouvait pas être plus grand que 1 pour des raisons évidentes (II.2.7 p. 50), mais rien ne permettait d'exclure *a priori* des valeurs plus petites. En outre, en remplaçant c par cp dans le résultat (IV.12), il vient clairement que

$$0.9 < p \leq 1. \tag{IV.13}$$

Autrement dit, toute valeur très inférieure à 1 rendrait c plus grand que $\delta_\in$, c'est-à-dire que l'instabilité se développerait au-delà de la profondeur de pénétration du champ électrique qui lui est associé. Nous considèrerons donc pour la suite, que l'on se trouve dans la limite $p = 1$.

Tel qu'il est défini, p quantifie l'interaction du réseau de vortex avec son potentiel de piégeage par le réseau ; $p = 0$ correspond à un écoulement parfait, tandis que $p = 1$ dénote que le réseau « explore » tous les défauts. Par analogie avec une turbulence en hydrodynamique, on dira qu'en flux-flow, la fluctuation est complètement développée [50]. Le résultat $p \approx 1$ donne des informations sur la nature de l'écoulement, plus que sur celle des fluctuations : en mouvement, le réseau de vortex est soumis à l'intégralité de son potentiel de piégeage. On retrouve que la nature des interactions vortex-pièges en flux-flow est la même qu'en régime sous-critique. Cela se traduit par la relation $V = R_f(I - I_c^*)$, qui définit couramment le flux-flow. De manière imagée, on dira que *le réseau en mouvement conserve la « mémoire » de son ancrage.*

Conclusion

Nous venons de montrer que dans un échantillon dont le potentiel de piégeage (la rugosité) est un bruit blanc d'amplitude modérée, le bruit de flux-flow est quantitativement décrit par *une somme d'éléments de courant bruyants indépendants*, dont *l'amplitude est proportionelle au courant critique par unité de largeur* i_c, ce qui confirme les observations précédentes dans le PbIn (annexe A, et réf. [50]). Ce modèle statistique reste valable à toutes les fréquences observées ce qui rend l'accord avec les données expérimentales particulièrement robuste. Enfin, est apporté un argument expérimental à l'hypothèse que nous avons développée au chapitre II, selon laquelle *l'extension spatiale des fluctuations est déterminée par l'effet de peau.*

		W (mm)	I_c^* (A)	$i_c^{(massif)}$ (A/m)	$\frac{i_c^{(massif)}}{i_c^{(\mu pont)}}$	$\frac{\widehat{\theta}_c^{(massif)}}{\widehat{\theta}_c^{(\mu mont)}}$
$B = 0.86B_{c2}$	#2	0.25	0.42	840 ± 150	≈ 2.3	2.7 ± 0.5
	#1	1.23	2.00	810 ± 30		
$B = 0.90B_{c2}$	#2	0.25	0.51	1020 ± 150		
	#1	1.23	1.89	770 ± 30		
$B = 0.93B_{c2}$	#2	0.25	0.49	980 ± 150		
	#1	1.23	1.76	710 ± 30		
$B = 0.97B_{c2}$	#2	0.25	0.29	580 ± 100		
	#1	1.23	1.61	650 ± 30		

TAB. IV.2 – Dimensions, ainsi que I_c^* et le courant critique par unité de largeur $i_c = I_c/2W$ des lames massives. Les données concernant les micro-ponts sur couche mince sont cellles des figures IV.4 pour $B = 0.875B_{c2}$ et l'angle critique vaut $0.6 \pm 0.2^{\circ}$ (voir la réf. [16]).

		W (mm)	δV (nV/Hz)	c (μm)
$B = 0.93B_{c2}$	#2	0.25	6 ± 0.5	0.29 ± 0.05
	#1	1.23	2 ± 0.8	0.24 ± 0.10
$B = 0.97B_{c2}$	#2	0.25	10 ± 0.5	0.36 ± 0.03
	#1	1.23	4 ± 0.5	0.29 ± 0.03

TAB. IV.3 – Bruit rms de flux-flow et taille de la fluctuation élémentaire pour des échantillons de largeurs différentes. $I = I_c^*$.

IV.4 Influence de l'état de surface

Dans ce qui suit, l'influence de la rugosité de surface est étudiée suivant le même principe que dans la partie précédente. Le courant critique et le bruit de tension sont mesurés dans deux échantillons ayant des états de surface différents mais partageant les même propriétés supraconductrices. L'échantillon rendu plus rugueux est noté #3, et l'échantillon #1 est utilisé comme référence. Nous discuterons des informations que donne la comparaison en utilisant le modèle statistique MBP. Nous en tirerons des conclusions sur les aspects « statique » et « dynamique » des mécanismes d'ancrage.

IV.4.1 Sur le courant critique

Nous avons, comme précédemment, procédé à l'évaluation de I_c^* grâce à des mesures de transport. Le courant critique est de nouveau présenté par unité de largeur ($i_c = I_c^*/2W$). La figure IV.19 nous montre que l'irradiation de la surface de l'échantillon #3 a eu pour conséquence d'augmenter dans des propotions considérables. Le détail des résultats est reproduit dans le tableau IV.4.

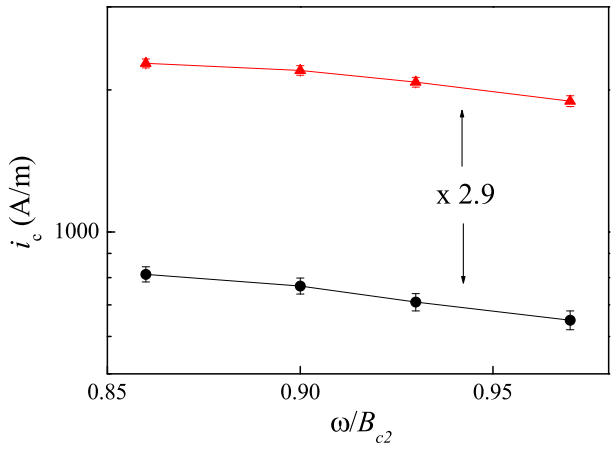


FIG. IV.19 – Courant critique par unité de largeur en fonction du champ magnétique pour les échantillons #3 (irradié) et #1 (témoin). $T = 4.2K$.

Rappelons qu'aucune des propriétés volumiques n'a été altérée par l'irradiation ionique ($T_c^{(\#3)} = T_c^{(\#1)}$, $B_{c2}^{(\#3)}(4.2K) = B_{c2}^{(\#1)}(4.2K)$, $\rho_n^{(\#3)} = \rho_n^{(\#1)}$). En conséquence, seule la modification de l'état de surface peut expliquer cette augmentation de l'ancrage dans l'échantillon #3. Les figures IV.20 et les inserts de la figure IV.22 rendent assez clairement compte de l'effet de l'irradiation :

		I_c^* (A)	i_c (A/m)	$i_c^{(\#3)}/i_c^{(\#1)}$
$0.86B_{c2}$	#1	2.00	810 $\pm$ 30	2.82 ± 0.05
	#3	6.83	2280 $\pm$ 50	
$0.90B_{c2}$	#1	1.89	770 $\pm$ 30	2.86 ± 0.05
	#3	6.60	2200 $\pm$ 50	
$0.93B_{c2}$	#1	1.76	710 $\pm$ 30	2.93 ± 0.05
	#3	6.23	2080 $\pm$ 50	
$0.97B_{c2}$	#1	1.61	650 $\pm$ 30	2.91 ± 0.05
	#3	5.68	1890 $\pm$ 50	

TAB. IV.4 – Courant critique de l'échantillon irradié (#3) et de l'échantillon de référence (#1). $i_c = I_c^*/2W$. $T = 4.2K$.

la rugosité semble avoir augmentée des plus grandes échelles spatiales (larges vallées) aux plus petites (petits accidents).

Endommagement causé par l'irradiation Avant de nous intéresser à la distribution de la rugosité en échelles d'espace, nous inspectons l'effet de l'irradiation sur la surface de l'échantillon #3. Au meilleur de la résolution de l'AFM, on accède à des échelles de l'ordre de $60nm$ — soit environ 2ξ. Les histogrammes de la figure IV.21 nous informe précisément de l'effet de la gravure à cette échelle. L'échantillon vierge (•) présente une distribution étroite : pour une grande majorité les angles sont faibles ($< 2\ ^\circ$), et plutôt faiblement dispersés. L'irradiation a élargi la distribution d'angles (▲) : la dispersion des valeurs est augmentée, et on dira de manière imagée que le « paysage » de la surface est beaucoup plus accidenté. En particulier, il apparaît à la surface de l'échantillon #3 des angles beaucoup plus grands qu'avant l'irradiation, et ce, à une échelle aussi petite que $60nm$.

Pour préciser l'effet de la surface de nos lames sur les propriétés d'ancrage du réseau de vortex, nous nous intéressons maintenant à la distributions en échelles d'espace $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)$. L'estimateur $\widehat{\theta}_c$ est calculé en intégrant le spectre suivant les critères définis au paragraphe IV.1.2. La figure IV.22 représente la distribution en échelles spatiales de l'angle de surface $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)$ pour l'échantillon irradié et le témoin. [8] Aux grandes échelles — à petits k — on retrouve un renforcement considérable de la rugosité. La fonction $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)$ prend de grandes

[8] Il est nécessaire de joindre à $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)$ une représentation supplémentaire de la surface — ici, les images de $h(x, y)$ et les histogrammes — afin de déterminer si une grande valeur de $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}$ est due à une plus forte population d'angle modérés à l'échelle $2\pi/k$, ou bien, à la présence de grandes valeurs de $\widehat{\theta}$ à cette échelle, comme c'est le cas ici.

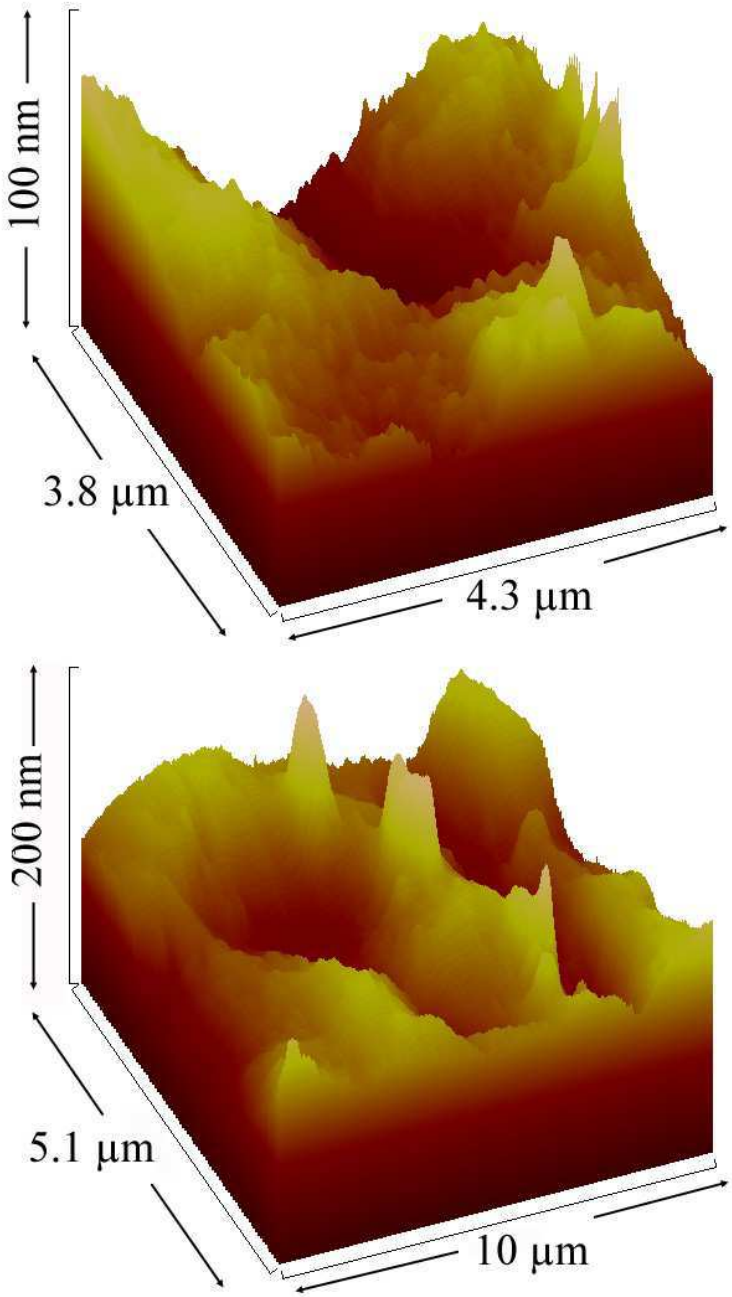


FIG. IV.20 – Relevés topographiques à différentes échelles de la surface de l'échantillon irradié. La distance inter-vortex correspond à quelques pixels.

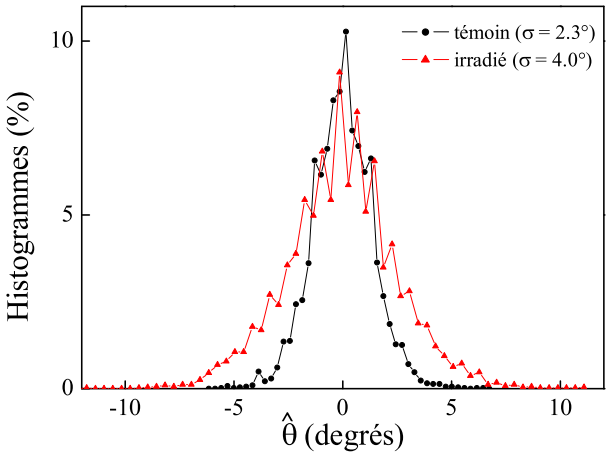


FIG. IV.21 – Distribution en amplitude des angles $\widehat{\theta}$ pour à la surface des échantillons #3 (irradié) et #1 (témoin). Ces distributions sont construites à partir d'histogrammes, de plusieurs profils d'angle $\widehat{\theta}^{(60nm)}(x) = \int_{x-\xi}^{x+\xi} \widehat{\theta}(x)dx$ pris dans différentes régions de la surface (5100 points).

valeurs pour les échelles $2\pi/k$ où $\widehat{\theta}$ est lui-même grand, c'est-à-dire sur les flancs des grandes vallées dont un exemple est visible sur l'image AFM (insert supérieur de la figure IV.22 et figure IV.20).

En appliquant la formule (IV.4) avec les données AFM, on trouve les valeurs d'angles critiques suivantes :

$$\begin{aligned} \widehat{\theta}_c &= 2.3 \pm 0.4^\circ \quad \text{dans la lame polie} \\ \widehat{\theta}_c &= 4.0 \pm 0.4^\circ \quad \text{dans la lame \#3.} \end{aligned}$$

Comme dans la couche mince (§IV.1.2), il est possible d'estimer la valeur de l'angle critique à partir du courant critique mesuré en transport à l'aide de la formulation MS (Eq. IV.1) :

$$\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{i_c}{\varepsilon}\right); \tag{IV.14}$$

dont une application numérique [9] donne $\theta_c \approx 2.15 \pm 0.1^\circ$ dans l'échantillon vierge, et $\theta_c \approx 6.10 \pm 0.3^\circ$ après l'irradiation.

Comme dans la couche mince, l'accord entre l'estimation MS de l'angle critique dans l'échantillon vierge et sa valeur mesurée est excellent. En ce qui concerne l'échantillon irradié, le courant critique a bien varié dans le même

[9] en utilisant les données à $\omega = 0.25T$, et en calculant ε à l'aide de l'équation (I.42) avec $\kappa = 0.84$ [71].

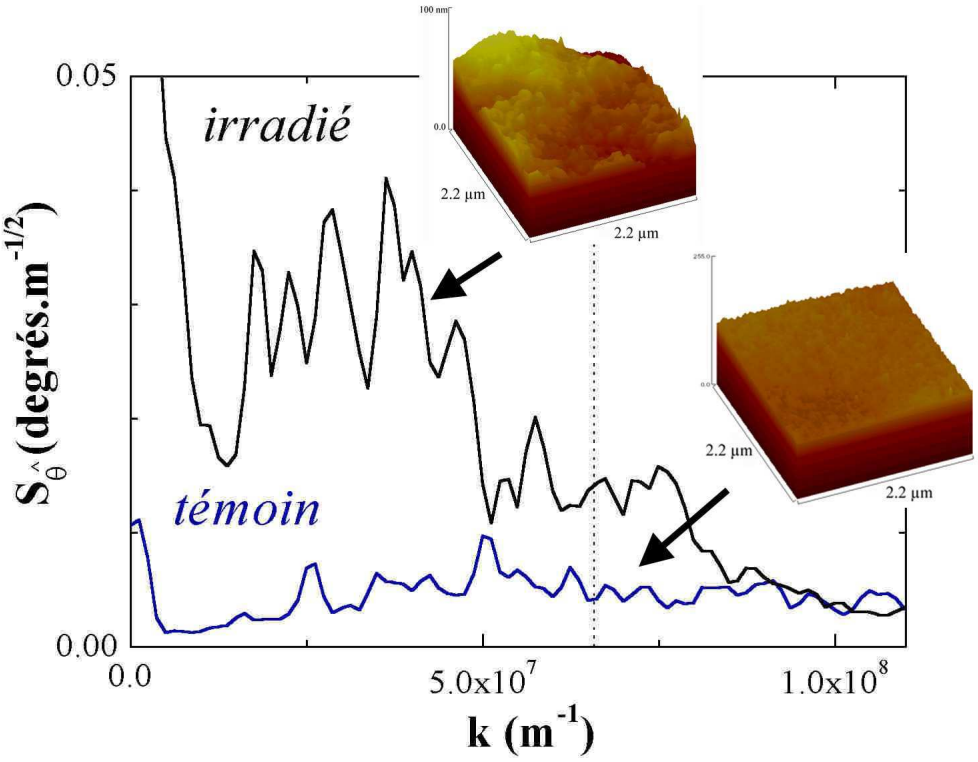


FIG. IV.22 – Spectres des angles de rugosité des échantillons #1 et #3 ($S_{\hat{\theta}} = \sqrt{S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}}$) : ils représentent les distributions en échelles spatiales de l'amplitude de la rugosité de surface mesurée à l'AFM. Le trait en pointillé tient lieu de repère et signale la fréquence spatiale $k_{min} = 2\pi/a_0$. $k_{max} = 2\pi/2\xi$ correspond à la plus grande fréquence spatiale présentée. En insert, les relevés topographiques de la surface de #3 (en haut) et #1 (en bas) associés au spectres.

sens que la rugosité, mais la qualité de l'accord est moindre. Le léger écart peut s'attribuer à l'incertitude sur la valeur de ε en surface après l'irradiation. En principe, ε dans l'équation (IV.14) correspond à la valeur près de la surface que l'on approche par celle dans le volume. Après l'irradiation, l'implantation d'ions Argon [10] a pu augmenter légèrement le champ critique B_{c2} de la couche superficielle de l'échantillon (via une réduction de ξ), de telle sorte que la valeur de ε du volume sous-estime la réalité à proximité de la surface. Cette hypothèse est confirmée par l'évolution du courant critique autour de B_{c2} : la nette discontinuité observée dans les échantillons vierges au moment de la transition du premier ordre est fortement atténuée dans l'échantillon irradié, ce qui laisse penser qu'une fine pellicule proche de sa surface transite à un champ légèrement plus élevé que le volume.

Enfin, nous avons vu dans la section précédente que l'ordre de grandeur de i_c dans la couche mince s'accorde avec celui d'une lame massive, mais que les valeurs numériques mesurées différent d'un facteur 2.3 (tableau IV.2). La rugosité de la lame étant maintenant quantifiée, il appparaît que cet écart correspond très précisément à la différence de rugosité. Eu égard à la différence considérable entre les ordres de grandeur impliqués, le très bon accord entre l'augmentation de i_c et de celle de θ_c est particulièrement convainquant.

Non seulement i_c^* a pratiquement augmenté dans les mêmes proportions que la rugosité telle que nous l'avons définie, mais il apparaît de surcroît que la modélisation MS (IV.1) décrit la *totalité* du courant critique mesuré, sans aucun paramètre ajustable. Ce résultat revêt une considérable importance dans la mesure où il confirme les observations dans la couche mince [16], alors même que les systèmes sont considérés comme étant complètement différents. En outre, il atteste de l'identité du phénomènes d'ancrage dans une couche mince (à condition que son épaisseur reste grande devant λ) et dans un échantillon massif. L'ensemble de ces deux expériences de quantification de l'état de surface parachève l'établissement du caractère général du modèle MS d'ancrage du réseau de vortex dans un supraconducteur « soft ».

Concernant l'effet de la rugosité, et avant de donner les résultats de la mesure du bruit de tension, les mesures de transport permettent de conclure que *les propriétés de l'ancrage « statique » sont* intégralement *définies par les conditions de raccordement à la surface des vortex.*

IV.4.2 Sur le bruit

Nous allons maintenant observer comment se traduit le renforcement de l'ancrage sur le bruit de tension en flux-flow.

[10] typiquement sur quelques nanomètres [83].

Résultats

Une première information nous est fournie par les spectres de bruit, enregistrés dans des conditions de polarisation équivalentes (même T, même$B$, et $I = I_c^*$). Un exemple pour $B = 0.28T = 0.97B_{c2}$ en est donné dans la figure IV.23. On y voit que la dégradation de l'état de surface a eu deux conséquences : (i) la distribution en fréquences de la puissance de bruit a changé, une coupure apparaît dans la loi de puissance, et le coefficient de celle-ci a plus que doublé. Nous reviendrons sur l'allure du spectre au chapitre VI. (ii) la puissance apparente a augmenté à toutes les fréquences. Nous avons pris le parti de ne pas baser notre analyse sur la forme des spectres, aussi nous détournerons-nous pour le moment de cette considération pour nous concentrer sur la puissance intégrée sur toute la gamme de fréquences δV_{rms}^2.

		i_c (A/m)	δV_{rms} (nV)	c (μm)
$0.97B_{c2}$	#3	3786	850	25.0 ± 1.00
	#1	1300	4	0.29 ± 0.03
$0.93B_{c2}$	#3	4153	418	15.0 ± 1.00
	#1	1419	2	0.24 ± 0.10
$0.90B_{c2}$	#3	4400	115	4.30 ± 0.40
	#1	1537	≤ 2	≤ 0.24

TAB. IV.5 – Bruit de flux-flow et taille de la fluctuation élémentaire pour des échantillons dont les propriétés d'ancrage sont différentes.

Les résultats aux différents champs sont détaillés dans le tableau IV.5. La puissance totale de bruit a augmenté de deux ordres de grandeur dans l'échantillon #3 pour les trois champs étudiés. Il est remarquable que cette augmentation survient alors que les niveaux de tension sont comparables d'un échantillon à l'autre (quelques μV), comme en atteste la figure IV.23. Autrement dit, la différence de puissance persiste même lorsque le bruit est normalisé par la tension moyenne. L'augmentation ne peut donc être imputée directement au niveau de tension continue, quand bien même le courant de polarisation est multiplié par 4.

L'explication doit être cherchée dans les deux *seuls* paramètres intrinsèques des propriétés d'ancrage ayant été modifiés par l'irradiation. Le premier est le courant critique, le second, l'état de la surface, et nous avons démontré que ces deux paramètres n'en forment qu'un seul.

Les mesures de transport ont indiqué que l'ancrage « statique » est essentiellement le même avant et après irradiation. Aussi postulerons-nous que

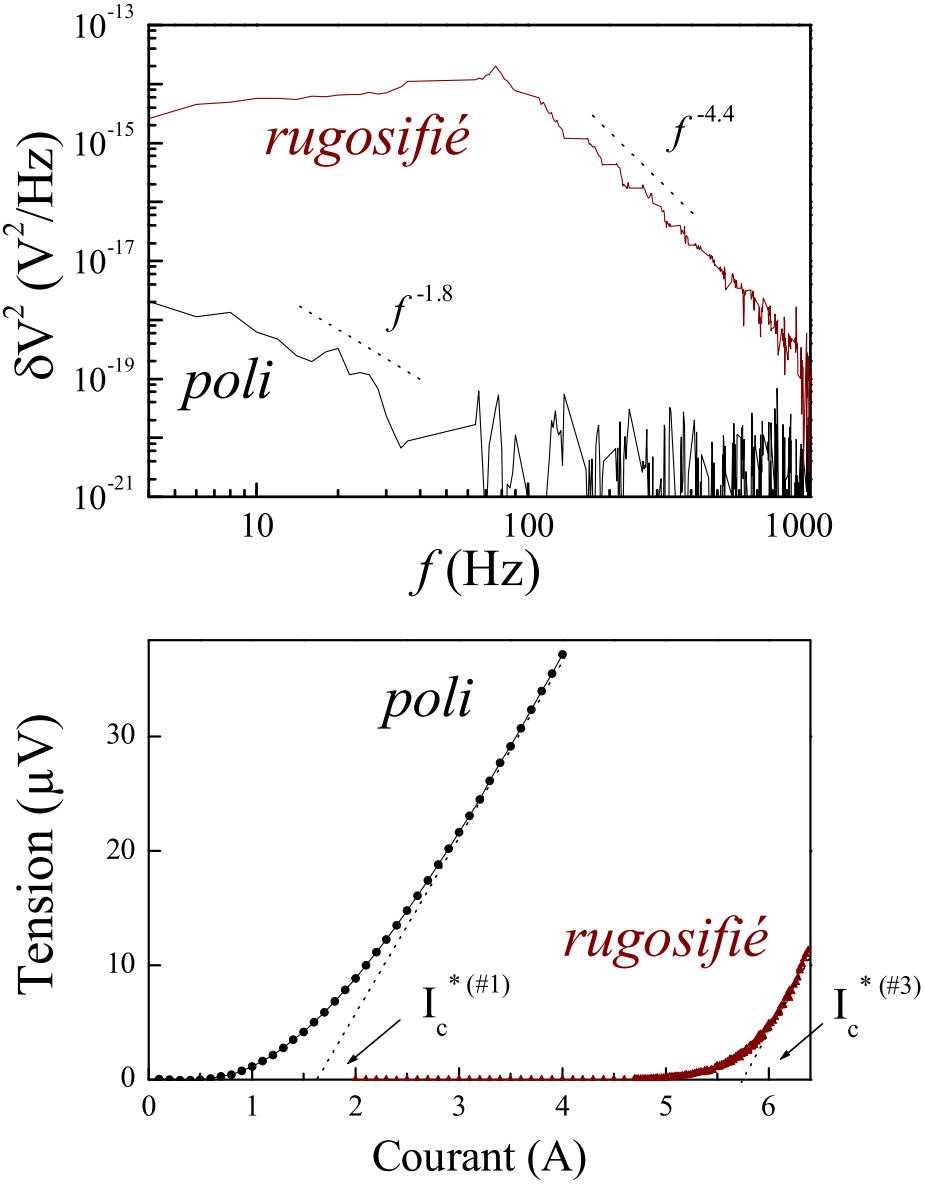


FIG. IV.23 – En haut : densité spectrale de puissance du bruit de tension mesurés à $I = I_c^*$ avant (#1) et après dégradation de la surface par irradiation (#3). Les coefficients des lois de puissance figurent à titre d'indication. En bas : caractéristiques Courant-Tension des échantillons #1 et #3. Les flèches désignent les valeurs de $I_c^{*(\#i)}$ $(i = 1, 3)$, l'extrapolation du flux-flow (traits pointillés) à tension nulle. $R_f = 15.0 \pm 0.1\,\mu\Omega \approx 0.8R_n$, $B = 0.97B_{c2}$, $T = 4.2K$.

l'origine du bruit dans l'échantillon #3 est identique à celle des lames non gravées. Comme dans les échantillon #1 et #2, ainsi que dans le PbIn, le bruit mesuré aux bornes de l'échantillon irradié provient essentiellement de fluctuations du courant critique. C'est pourquoi, nous appliquerons la même analyse statistique que précédemment, en adoptant la description du bruit de tension définie par l'équation (IV.10) : l'amplitude du bruit est paramétrée par le courant critique, et la taille des domaines corrélés c. Les valeurs de i_c mesurées et de c calculées par

$$c = \frac{\delta V_{rms}\sqrt{Wd}}{R_f I_c^*}$$

figurent aux colonnes 1 et 3 du tableau IV.5. L'augmentation de la taille des domaines corrélés est considérable : la variation de la valeur de c dans l'échantillon #3 atteint jusqu'à deux ordres de grandeur par rapport au témoin. Il est donc clair que *l'augmentation du courant critique causé par l'irradiation ne suffit pas à expliquer toute la puissance de bruit.* Ainsi, outre le renforcement quantitatif des propriétés d'ancrage que nous avons mis en évidence dans la partie précédente, l'irradiation a donné émergence à un nouveau mécanisme de bruit. Les propriétés « dynamiques » de l'ancrage semblent alors différentes de celles « statiques », comme si les vortex n'interagissaient pas de la même manière en flux-flow qu'en régime sous-critique. Pourtant, les faits expérimentaux indiquent au contraire que le courant critique (voir les caractéristiques $V(I)$ de la figure IV.23) n'a pas de dépendance dynamique. Il reste donc très vraisemblable que les propriétés d'ancrage « statiques » et « dynamiques », se confondent dans l'échantillon #3 comme dans les lames de Niobium non gravée et de PbIn : la nature et l'amplitude du potentiel de piégeage qui retient les vortex en régime sous-critique — par courbure de l'extrémité des vortex, près de la surface — reste la même en flux-flow. Le mécanisme des interactions semble en revanche avoir été modifié. Toutes choses étant égales par ailleurs, l'effet de l'irradiation sur les propriétés de la rugosité (amplitude et distribution spatiale) est responsable de cette modification.

En résumé, l'irradiation a

(i) augmenté la rugosité à toutes les échelles ;

(ii) triplé le courant critique, en accord avec l'augmentation de la rugosité ;

(iii) conduit à une augmentation de l'amplitude du bruit de tension d'un ordre de grandeur au moins, en plus de celle due au courant critique, qui s'attribue à un élargissement des domaines fluctuants élémentaires.

Interprétation

Le résultat (IV.12) nous permet de confondre l'extension spatiale d'une fluctuation élémentaire et la profondeur $\delta_\in$ de pénétration du champ électrique

produit la dynamique de l'extrémité des vortex. Dans les échantillons non-gravés, $\delta_\in$ se limite à environ $0.3\mu m$. Pour s'étendre sur des distances c plusieurs dizaines de fois plus grandes, le mécanisme des fluctuations dans l'échantillon irradié doit impliquer des temps caractéristiques

$$\tau_\in = \frac{\lambda_V W a_0 B}{\rho_f I_c}$$

beaucoup plus longs que dans les vierges. À champ fixé, et à l'exclusion du courant critique dont l'effet a été déduit, la seule quantité ayant pu avoir été affectée par l'irradiation est la distance caractéristique impliquée dans un événement bruyant élémentaire. La portée d'une fluctuation, et partant celle de l'ancrage, serait ainsi étendu au-delà de a_0.

Ensuite, les fluctuations présentent une dépendance en champ magnétique nettement plus prononcée que $\delta_\in$ qui varie en $B^{1/4}$. Cette dépendance présage fortement que l'élasticité du réseau intervient dans ce nouveau processus d'ancrage.

L'inspection du spectre de rugosité $S_{\hat{\theta}\hat{\theta}}(k)$ révèle l'existence d'angles très élevés, à des échelles $2\pi/k$ entre 300 et 400 nanomètres (figure IV.22). Ce n'était pas le cas de la lame vierge ni du PbIn pour lesquels la distribution de $\widehat{\theta}$ est *uniforme* à toutes les échelles. Des distances privilégiées sont ainsi introduites dans le potentiel de piégeage de l'échantillon #3.

Pour évaluer les temps caractéristiques associés à de telles échelles, on considère le mouvement du réseau au premier ordre, [11] en translation uniforme

$$dx = v_{Lx}\, dt. \tag{IV.15}$$

Une modulation du potentiel en $\sin(kx)$ engendre, dans l'approximation (IV.15), une modulation du flot en $\sin(\omega t)$, avec $\omega = 2\pi f = k v_{Lx}$. Dans le cas présent,

$$3\,10^{-7} \leq \frac{2\pi}{k} \leq 4\,10^{-7} \Rightarrow 25kHz \leq f \leq 33kHz.$$

Le processus se réalise à des temps nettement plus longs que ceux des instabilités (quelques GHz). À ces vitesses, la contrainte de l'effet de peau est complètement relâchée, la portée du champ électrique s'étend sur des distances de l'ordre de :

$$91\mu m \lesssim \delta_\in^{(cage)} = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_0}} \lesssim 101\mu m. \tag{IV.16}$$

[11] Cette approximation, raisonnable lorsque les fluctuations du flot ne dépassaient pas 0.1% des quantités moyennes, est remise en cause dans l'échantillons #3 où l'amplitude rms du bruit atteint 10%. Mais il suffit de remarquer que le processus du flot est toujours stationnaire (la tension affichée par le voltmètre ne dérive pas) pour déduire qu'il est assez robuste pour ne pas dégénérer sous l'action de ses fluctuations intrinsèques.

Pour se produire sur de telles distances, une instabilité doit impliquer un très grand nombre de vortex simultanément. Sa portée est donc tributaire de l'élasticité du réseau : à bas champ, le réseau s'individualise et l'effet du voisinage n'intervient que peu. Inversement, à forts champs, le réseau répond de manière collective, et la portée de la fluctuation tend vers $\delta_{\in}$. En vertu de l'identité des interactions dynamiques et statiques que nous avons pu toujours vérifier, il va de même pour la portée de l'ancrage que pour celle des fluctuations. Ainsi, non seulement l'état de surface détermine-t-il l'intensité de l'ancrage, mais il conditionne également sa portée.

Échantillon	W (mm)	L (mm)	e_p (mm)	T_c (K)	B_{c2} (T)	$\widehat{\theta_c}$	θ_c	B/B_{c2}	R_f $(\mu\Omega)$	I_c^* (A)	δV_{rms} (nV)	c (μm)
#1	1.23	1.20	0.22	9.17	0.288	2.3°	2.15°	0.86	9.1	2.00	x	x
								0.90	10.4	1.89	≤ 2	≤ 0.24
								0.93	11.6	1.76	2 ± 0.8	0.24 ± 0.10
								0.97	15.1	1.61	4 ± 0.5	0.29 ± 0.03
#2	0.25							0.86	62.7	0.42	x	x
								0.90	71.8	0.50	x	x
								0.93	80.0	0.49	6 ± 0.5	0.29 ± 0.05
								0.97	105.0	0.29	10 ± 0.5	0.36 ± 0.03
#3	1.50					4.0°	6.10°	0.86	8.9	6.83	x	x
								0.90	10.2	6.60	115	4.30 ± 0.40
								0.93	11.4	6.23	418	15.0 ± 1.00
								0.97	14.9	5.68	850	25.0 ± 1.00

TAB. IV.6 – Récapitulatif des dimensions, température critique, champ magnétique de transition du second ordre, et l'estimation topographique de l'angle moyen de rugosité ($\widehat{\theta_c}$) pour les trois lames de Niobium mesurées, ainsi que l'angle critique de courbure des têtes de vortex (θ), la résistance flux-flow, le courant critique global, l'amplitude du bruit de tension entre 10 et 1000 Hz, et la taille d'un domaine bruyant cohèrent pour différents champs magnétiques.

Conclusion

Dans ce chapitre, est abordée la question générale du rapport entre le courant critique et le bruit de tension. Le matériau utilisé, le Niobium, passe pour l'archétype du supraconducteur de type II, dans lequel l'ancrage de volume est censé être dominant. Nos résultats indiquent au contraire que dans une couche (épaisse devant λ), comme dans des échantillons massifs, le courant critique est *intégralement* déterminé par l'état de la surface. L'état de la surface joue donc un rôle dominant dans les propriétés de l'ancrage « statique » qui détermine le régime sous-critique. En revanche, aucun effet des bords n'a pu être identifié.

Les mesures de bruit nous ont permis d'analyser l'ancrage « dynamique », défini par les interactions du réseau de vortex en mouvement avec son potentiel de piégeage. Nous avons étudié en premier lieu l'amplitude du bruit de tension pour différentes tailles d'échantillons. Il est apparu que comme dans le PbIn que le bruit total peut se décrire comme la somme des contributions d'un grand nombre de petits domaines fluctuants (typiquement $0.3\mu m \times 0.3\mu m$), indépendants et identiquement distribués, localisés près des surfaces de l'échantillon perpendiculaires au champ magnétique. De plus, nous avons pu montrer que l'amplitude du bruit est proportionnée au courant critique. L'observation dans du Niobium, de ces deux propriétés communes au PbIn, qui constitue pourtant un système très différent, est un argument fort en faveur de la généralisation d'une description du bruit de flux-flow en termes de fluctuations du courant critique.

Nous apportons également une preuve expérimentale de l'hypothèse (énoncée au chapitre II) selon laquelle l'extension d'une fluctuation est associée à la profondeur de pénétration du champ électrique créé par la dynamique de l'extrémité de vortex.

Nous avons étendu notre analyse de l'influence de l'état de surface, aux propriétés « dynamiques » de l'ancrage, en mesurant le bruit de tension dans deux échantillons de rugosité différente : l'un est poli (de rugosité rms typique de $1nm$ sur $10^{-10}m^2$), et le second est irradié par des ions à basse énergie, de manière à ce que sa rugosité s'en trouve nettement augmentée, y compris aux échelles de quelques ξ. Cette modification de l'état de surface a eu pour effet d'accroître l'amplitude du bruit de tension de deux ordres de grandeur, soit bien plus que l'augmentation du courant critique. Nous attribuons cet excès à un allongement de la portée des fluctuations dû à l'état de surface particulier créé par l'irradiation : le renforcement de la rugosité à grande échelle introduit des régions d'ancrage très fort dont l'effet est transmis à longue portée par l'élasticité du réseau.

Au terme de l'analyse, il apparaît que le potentiel d'ancrage du réseau en mouvement est le même que celui qui retient le réseau en-deça du courant critique : c'est l'état de la surface qui détermine l'ancrage en général. La dichotomie « dynamique - statique » est donc purement rhétorique.

Chapitre V

Bruit de tension en supraconductivité de surface

Un échantillon en supraconductivité de surface (SDS) est dans l'état normal sauf dans une fine pellicule superficielle. De nombreuses propriétés caractéristiques de l'état mixte, comme la présence d'un courant critique, sont conservées. Expérimentalement, la distinction entre la supraconductivité de surface et l'état mixte est malaisée, au point que nos résultats nous avaient conduits, dans un premier temps, à sur-estimer le champ de transition H_{c2}. La supraconductivité de surface offre donc des conditions idéales pour dissocier les contributions de la surface et du volume dans le bruit de tension dans un supraconducteur, les sources volumiques étant assurément inexistantes.

Dans un premier temps, nous nous appuyerons sur nos résultats expérimentaux pour illustrer les propriétés de la supraconductivité de surface. Nous rapporterons ensuite une étude du bruit de tension en supraconductivité de surface qui est observé pour la première fois. Nous procèderons à la comparaison de chacun des attributs du bruit de tension en supraconductivité de surface avec ceux de l'état mixte que nous avons rapportés dans les chapitres précédents. Les ressemblances nous permettrons d'obtenir des informations générales sur l'origine et la nature des fluctuations de tension. Enfin, des informations nouvelles concernant la nature des interactions mise en œuvre dans l'ancrage émergeront de la comparaison.

V.1 Vortex et ancrage

V.1.1 Caractérisation de la supraconductivité de surface

La supraconductivité s'établit dans un échantillon pour des champs inférieurs à H_{c2}. Soumise à des champs plus intenses, la phase supraconductrice est annihilée du volume du matériau mais se maintient jusqu'à $H_{c3} \approx 1.69 H_{c2}$

dans une pellicule superficielle d'une épaisseur de l'ordre de ξ [7]. Pour y être le plus contrasté, ce phénomène est le plus fréquement observé dans des métaux supraconducteurs à faible κ.

Expérimentalement, nous avons mesuré dans nos échantillons le saut de la chaleur spécifique C_p à H_{c2} (figure V.1-a) : la phase supraconductrice disparaît, et la valeur de la chaleur spécifique est celle de l'état normal, qui occupe le volume de l'échantillon — nous avons utilisé cette technique pour mesurer le deuxième champ critique au chapitre précédent.

De plus, on observe qu'au-dessus de B_{c2} que la resistance différentielle prend sa valeur de l'état normal :

$$dV/dI = R_n, \qquad \text{pour } I \gg I_c^*$$

et ne dépend plus du champ magnétique comme la résistance flux-flow R_f, sous H_{c2} (figure V.1-b).

Le matériau n'est pourtant pas complètement dans l'état normal. Il persiste un courant critique, comme le montre la persistance de l'ouverture d'un cycle d'hystéresis au-delà de H_{c2} (figure V.1-c). Les propriétés de transport confirment que l'échantillon n'est pas dans l'état normal (figure V.2) :

$$V/I \neq R_n, \qquad \text{(V.1)}$$
$$V = R_n(I - I_c). \qquad \text{(V.2)}$$

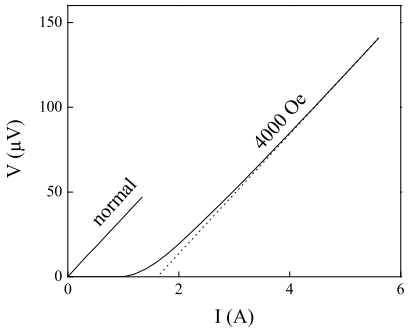


FIG. V.2 – Caractéristiques $I - V$ dans une lame de Niobium en SDS sous un champ perpendiculaire. $T = 4.2K$.

Le courant critique peut être vu comme un courant non dissipatif transporté par la couche supraconductrice en surface. Pourtant, les courants critiques observés sont très nettement inférieurs aux courants nécessaires à détruire la supraconductivité de surface (SDS) qu'ont calculés Abrikosov [84] et Parks [85]. Comme dans l'état mixte, le courant critique mesuré est plus petit que le courant qui désapparierait les paires de Cooper, en annihilant la supraconductivité. Au-dessus de B_{c2}, la supraconductivité persiste encore au-delà du courant critique (figure V.2). Par analogie avec l'état mixte, l'explication couramment admise consiste à supposer l'existence de vortex traversant la pellicule supraconductrice.

Cette hypothèse s'appuie principalement sur le calcul de I. O. Kulik, qui a calculé une solution des équations de Ginzburg-Landau (GL) dans laquelle la couche supraconductrice est traversée de lignes de flux quantifiées (« flux spots » ou « vortex de Kulik ») [88].

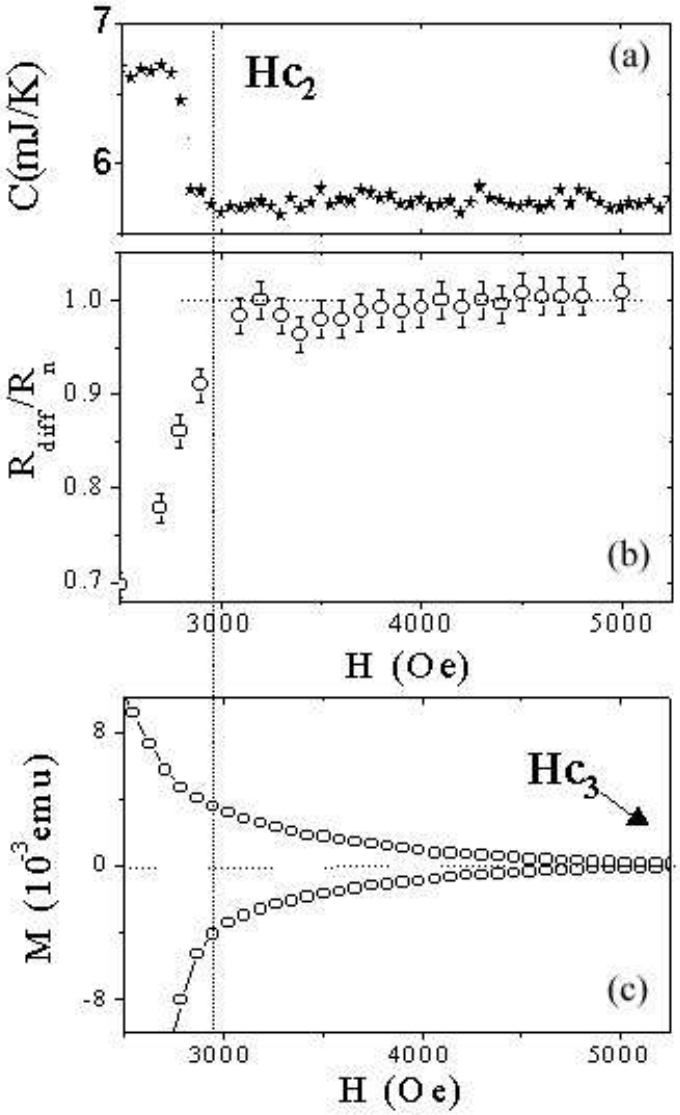


FIG. V.1 – Caractérisation de la supraconductivité de surface. Les données sont mesurées dans des échantillons massifs de Niobium pur ($T_c = 9.17K$, $\kappa \approx 1$, $\xi \approx 30nm$) à $T = 4.2K$. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement aux grandes faces des lames. (a) Chaleur spécifique à pression constante C_p mesurée par la technique de relaxation. (b) Résistance différentielle $R_{diff} = dV/dI$ normalisée par la résistance normale R_n. (c) Portion d'un cycle d'aimantation complet mesuré au SQUID. La ligne pointillée dénote le second champ critique $H_{c2} = 2850 \pm 20Oe$.

L'existence de vortex permet d'expliquer de plus la propriété (V.2) illustrée dans la figure V.2 : *le régime dissipatif conserve la mémoire du courant critique.* Le courant critique correspond au seuil de désancrage des vortex de Kulik ; au-delà, ces derniers sont mis en mouvement tandis que l'excès de courant pénètre le volume de l'échantillon, et génère la tension mesurée au voltmètre. Cette analogie avec les propriétés de transport de l'état mixte ($H < H_{c2}$), c'est-à-dire en présence de vortex, justifie — mais ne prouve pas — à elle seule l'existence des flux spots. Le courant critique mesuré s'apparente au seuil de dépiégeage des lignes de flux qui sont ancrées comme sous H_{c2}. P. Mathieu *et al.* [89] soulignent que la description MS de l'ancrage des vortex (voir I.3.4 p. 20) reste nécessairement valable pour l'ancrage des spots : dans sa résolution des équations GL, Kulik utilise la condition limite usuelle

$$(i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\psi|_n = 0, \tag{V.3}$$

qui impose aux singularités du paramètre d'ordre aussi courtes soient-elles de se raccorder perpendiculairement à la surface. En découlent toutes les conclusions du modèle MS qui s'applique à un réseau de singularités dans un milieu supraconducteur près d'une surface rugueuse. En particulier que les lignes de vortex possèdent une composante oblique (suivant $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$, $\mathbf{H}$ étant appliqué suivant z) et qu'elles se distinguent des lignes de champ magnétique. Les auteurs suggèrent de surcroît que la petite taille des vortex de Kulik, comme ils s'évanouissent rapidement dans le volume normal, les empêche de changer de direction dans la couche supraconductrice. La conséquence n'en est pas triviale puisqu'alors, l'état de surface du matériau détermine la forme du réseau de Kulik. Nous apporterons dans la suite une preuve expérimentale de l'influence de la rugosité de surface.

Toujours par analogie avec l'ancrage dans l'état mixte, le modèle MS offre une interprétation de la dissipation particulière en supraconductivité de surface. Même si P. Mathieu *et al.* relève une petite particularité dans ce régime [89], on peut la décomposer simplement de la façon suivante :

$$\begin{aligned} VI &= VI_c + V(I - I_c) \\ &= VI_c + R_n(I - I_c)^2. \end{aligned}$$

Le second terme est dû aux électrons normaux, et a lieu dans le volume (normal) de l'échantillon ; le premier résulte du flot des vortex de Kulik. À la différence du flux-flow, ce flot ne fait pas intervenir le mouvement moyen du réseau de vortex dans le volume mais uniquement le comportement de ses extrémités. Le flot des spots peut ainsi se décrire par le mécanisme d'instabilités conduisant localement à la dissipation ultra rapide, que nous avons présenté (voir II.2, p. 44). Le champ électrique impliqué n'a pas le temps de pénétrer dans le volume de l'échantillon et n'apparaît pas sur la caractéristique $I - V$. Un tel régime d'instabilité joue un rôle crucial dans la génération du bruit de

tension dans l'état mixte, et nous verrons que les choses ne sont pas différentes en supraconductivité de surface.

V.1.2 Supraconductivité de surface en champ perpendiculaire

La plupart du temps, il est fait mention que la supraconductivité de surface se forme sur les bords de l'échantillon parallèle au champ magnétique, où :

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{z} = 0, \qquad \mathbf{n} \text{ : le vecteur normal à la surface.} \tag{V.4}$$

Les expérimentateurs s'accordent toutefois à estimer que l'existence de la supraconductivité de surface dans des échantillons réels, avec des bords rugueux indique qu'une simple composante de surface parallèle au champ est suffisante [62, 89]. La condition (V.4) devient

$$n_x \neq 0. \tag{V.5}$$

En effet, dès que la condition (V.4) est vérifiée, il existe une composante A_x dans la condition limite GL (Eq. V.3), et en choisissant une jauge telle que $A_x = 0$, et on peut écrire

$$i\hbar\nabla\psi|_n = 0 \Rightarrow \left.\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|_n = 0, \tag{V.6}$$

qui est la condition limite associée à la solution de Kulik. Près des bords le paramètre ψ donc toujours s'écrire comme la combinaison linéaire de la phase formée sous H_{c2} et de celle qui se forme sous H_{c3}. Au-dessus de H_{c2}, seule la seconde se maintient. Cette situation est schématisée dans la figure V.3.

La supraconductivité de surface peut donc *a priori* se généraliser à tous les bords d'un échantillon, parrallèles ou non au champ magnétique. La SDS a d'ailleurs été observée en champ perpendiculaire à deux reprises dans des échantillons de $NbSe_2$ [90] et de MgB_2 [91]. Nous avons également mesuré un courant critique au-dessus de H_{c2} en champ perpendiculaire (figure V.2). La géométrie lamellaire des échantillons utilisés ($W \gg e_p$) suggère que l'essentiel du courant critique est transporté par les faces perpendiculaires au champ magnétique. Les données sont présentées dans les figures V.1 et V.2. Enfin, en faisant varier l'angle d'incidence du champ magnétique, nous n'avons pas constater de dépendance déterminante du courant critique avec l'inclinaison du champ.

Nous apportons encore une preuve supplémentaire de l'influence de la rugosité des *faces perpendiculaires au champ magnétique* dans le courant critique

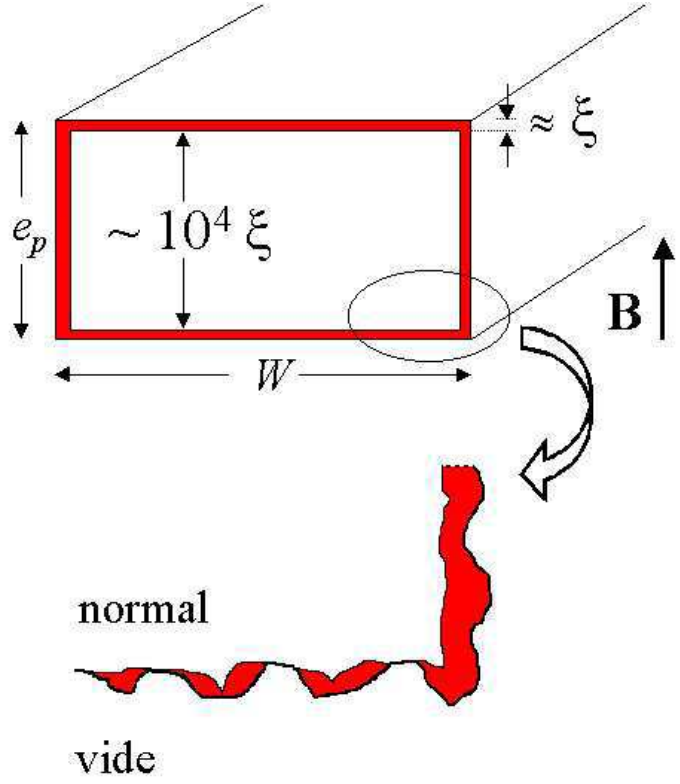


FIG. V.3 – Schéma de la distribution de la SDS dans une lame réelle (rugueuse) en champ perpendiculaire ($\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$, $B_{c2} < B_z < B_{c3}$). La phase supra est dénotée par les zones colorées.

en supraconductivité de surface. La figure V.4 rapporte les courants critiques enregistrés dans des échantillons dont la surface de l'un d'eux a été rendu plus rugueux par irradiation d'ions basses énergie (la procédure de traitement est décrite dans le chapitre 4). Le courant critique a ainsi été renforcé dans des proportions considérables. Les deux échantillons ayant par ailleurs des propriétés tout à fait identiques (ρ_n, B_{c2}, T_c), il est naturel de conclure que *comme dans l'état mixte, le courant critique en supraconductivité de surface varie avec la rugosité des faces perpendiculaires au champ magnétique.* La rugosité renforce certes l'ancrage des vortex de Kulik, mais accroît par ailleurs les composantes de surface parallèles au champ magnétique, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'extension de la phase de SDS. Enfin, on ne peut pas négliger complètement l'implantation d'ions Argon qui affecte une épaisseur négligeable devant celle de l'échantillon, mais qui va modifier les propriétés supraconductrices de la zone de nucléation de la SDS. L'implantation (principalement l'introduction de défauts structurels [92]) réduit le libre parcours moyen des électrons, et partant, la longueur de cohérence ξ, ce qui conduit à une élévation des champs critiques H_{c2} et H_{c3}.

À ce stade, il convient de faire quelques remarques sur l'existence des vortex de Kulik, en guise de préambule aux mesures de bruit.

V.1.3 Sur l'existence des vortex de Kulik

La mise en évidence directe d'un réseau de vortex de Kulik n'est envisageable que par un petit nombre de techniques expérimentales, et dans chaque cas, la résolution instrumentale n'est pas suffisante.

Un montage de magnéto-optique ne peut résoudre individuellement que des vortex suffisamment éloignés les uns des autres. Or en SDS, à fort champ donc, les spots de flux sont au contraire aussi proches que possible, et le contraste en est drastiquement réduit.

L'impossibilité actuelle d'apporter de démonstration expérimentale directe rend cruciale l'accumulation des analogies avec les vortex de l'état mixte.

Nous venons de voir qu'une partie des propriétés de transport sont communes aux deux régimes. P. Mathieu *et al.* ont exprimé que la présence de vortex de Kulik permet d'expliquer la totalité des propriétés de transport entre H_{c2} et H_{c3}.

L'étude du régime bruyant (éventuel) de la supraconductivité de surface est un moyen supplémentaire de confirmer l'existence des vortex de Kulik. Dans ce qui suit, nous rapportons nos observations du bruit de tension en SDS. Nous comparerons chacun des attributs du bruit (amplitude, spectre, dépendance avec le courant critique) avec ceux que nous avons observés dans l'état mixte. Puis, nous en tirerons des conclusions sur le bruit produit par les vortex en général.

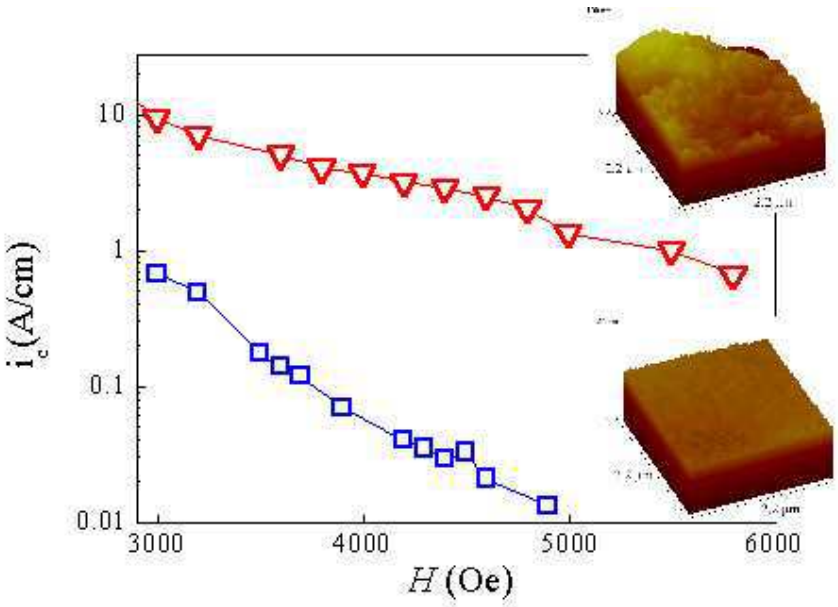


FIG. V.4 – Courant critique par unité de largeur de lames de Niobium en champ perpendiculaire au-dessus de H_{c2}. (□) : surface polie ; (▽) : surface rugosifiée par irradiation d'ions à basse énergie. $T = 4.2K$. Inserts : reproduction d'un relevé topographique réalisé à l'AFM (voir le chapitre 4) des surfaces des lames de Niobium avant (en bas) et après (en haut) irradiation.

V.2 Comparaison avec le bruit dans l'état mixte

Comme dans l'état mixte, la mesure de bruit de tension consiste à appliquer un courant de polarisation et d'enregistrer le spectre des fluctuations de tension aux bornes de l'échantillon. Un exemple de spectre ainsi collecté est donné dans la figure V.5. Le bruit persiste jusqu'à H_{c3} (environ $5kOe$), où il disparaît ainsi que le courant critique, et l'échantillon devient normal. C'est donc la couche supraconductrice qui est en cause dans la production du bruit, la contribution du bruit de courant usuellement présent dans un conducteur n'est pas détectable.

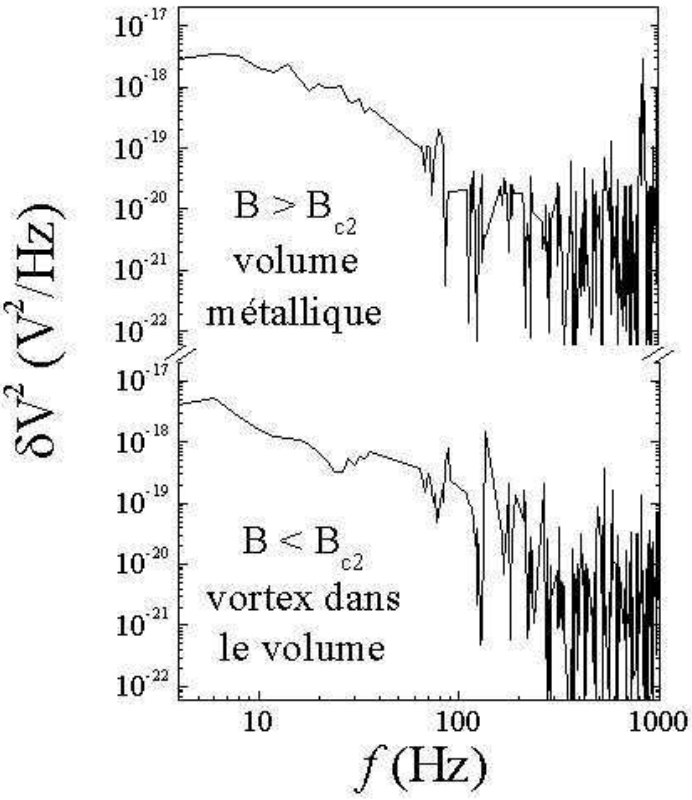


FIG. V.5 – En haut : spectre de bruit de tension en SDS ($B = 0.93B_{c2}$, $I = 0.8A$). En bas : spectre de bruit de tension dans l'état mixte ($B = 1.12B_{c2}$, $I = 1A$). Les spectres ont été enregistrés dans la lame de Niobium #2. $T = 4.2K$.

La simple présence de fluctuations de tension justifie l'existence de vortex de Kulik ; l'hypothèse est cohérente avec la production de bruit, par analogie avec les propriétés de transport de l'état mixte. Par la suite, nous maintiendrons

cette hypothèse pour interpréter nos résultats.

La forme des spectres Ensuite, la figure V.5 indique que les distributions en fréquences $S_{VV}(f)$ du bruit en SDS et dans l'état mixte sont identiques :

$$S_{VV}^{(H<H_{c2})}(f) \propto S_{VV}^{(H_{c2}<H<H_{c2})}(f). \tag{V.7}$$

Une représentation en puissance est équivoque et ne permet pas à elle seule de conclure sur l'identité des phénomènes responsables de la production de bruit au-dessus et au-dessous de H_{c2}. Cela dit, la forme commune des spectres est bien particulière : il ne s'agit pas d'une simple loi de puissance. Aussi le résultat V.7 peut-il être vu comme un argument expérimental supplémentaire qui renforce l'hypothèse de la présence de vortex en SDS. Par suite, il renforce également l'hypothèse due à P. Mathieu *et al.* selon laquelle les propriétés d'ancrage des vortex de Kulik sont les mêmes que celles des vortex de l'état mixte.

Dépendance avec le courant critique Nous avons mis en évidence dans les chapitres qui précèdent, que l'amplitude du bruit de tension dans l'état mixte est proportionnelle au produit $R_f I_c^*$. Il est naturel chercher à vérifier s'il en est de même en SDS, état dans lequel la résistance ne dépend pas du champ magnétique et prend la valeur de l'état normal (figure V.1). On observe donc directement le lien entre le niveau de bruit et le courant critique. Dans la figure V.6 sont reproduits l'amplitude rms du bruit ($\delta V_{rms} = \sqrt{\int S_{VV}(f)df}$) ainsi que le courant critique en fonction du champ magnétique appliqué ($H_{c2} \leq H < H_{c3}$). Comme dans l'état mixte, à résistivité constante, *l'amplitude du bruit en SDS varie avec H comme le courant critique*. Ce lien permet d'associer le mécanisme responsable du bruit en SDS à celui de l'ancrage des « flux-spots ». En particulier le bruit fournit des informations sur l'intensité de l'ancrage en régime dissipatif, et sur sa portée.

Par ailleurs, la rugosité de surface se trouve être un paramètre déterminant pour le courant critique sous H_{c2} aussi bien que sous H_{c3} (figure V.4 et chapitre IV). Qualitativement, le comportement du bruit suit celui du courant critique, comme l'illustre la figure V.7. L'amplitude du bruit mesuré dans l'échantillon possèdant une surface rugueuse est plus élevée que celle de la lame polie. En revanche, les spectres sont identiques pour autant que permette d'en juger notre résolution expérimentale.

Extension spatiale Pour estimer les proportions de l'augmentation due à la rugosité, nous utiliserons la même approche que dans l'état mixte. De fait, tout porte à croire que le bruit de tension en SDS provient de fluctuations

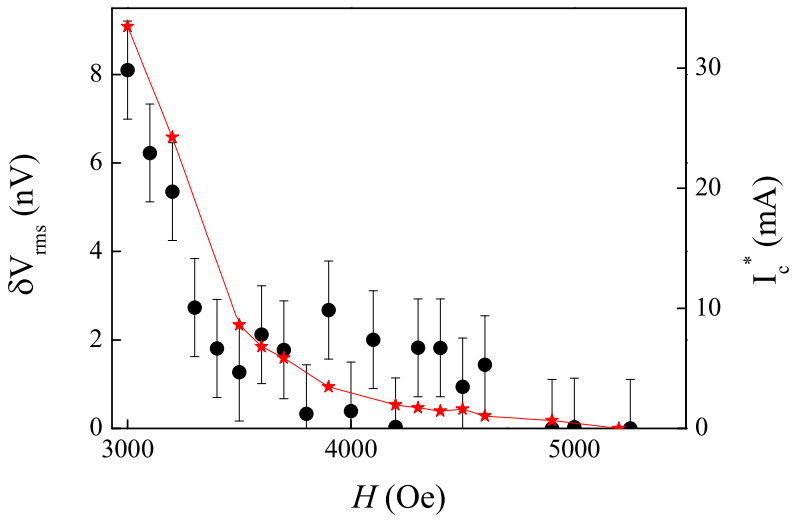


FIG. V.6 – Amplitude du bruit de tension entre 10 et $1000Hz$ (•), et le courant critique (★) tracés en fonction du champ magnétique ($H_{c2} \leq H \leq H_{c3}$), en SDS. $T = 4.2K$.

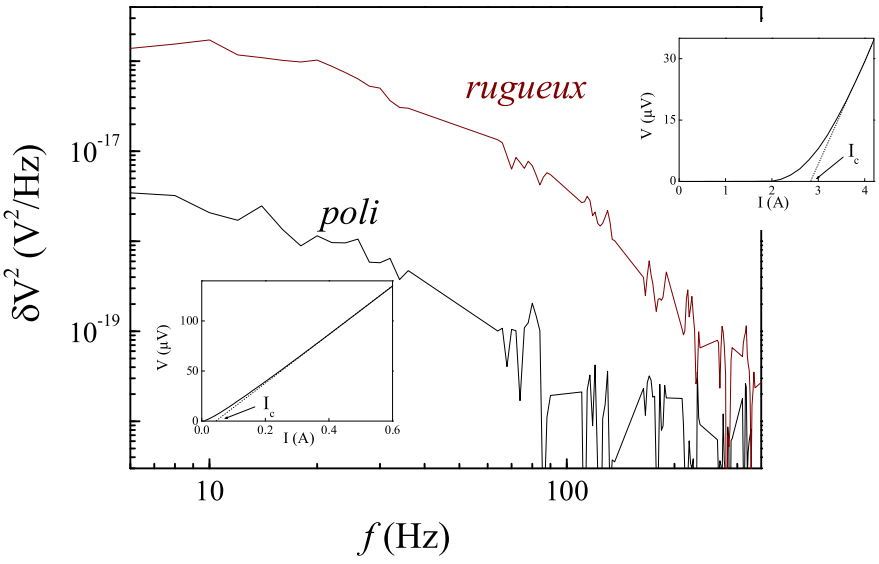


FIG. V.7 – Spectres de bruit de tensions en SDS ($B = 1.12B_{c2}$) mesurés dans deux échantillons de Niobium, dans la partie linéaire en $I-I_c$ de la $I-V$. L'un possède une surface polie (#2, $I = 1A$), l'autre une surface rugueuse (#3, $I = 4A$). En insert : caractéristiques $I-V$ de l'échantillon polie (à gauche) et rugueux (à droite). Les flèches signalent l'extrapolation linéaire à l'ordonnée nulle I_c. $T = 4.2K$.

du courant critique, et il semble raisonnable d'appliquer le MBP qui décrit de telles fluctuations :

$$\delta V_{rms} = R_n I_c \sqrt{\frac{c^2}{S}}, \qquad R = R_n, \forall H \geq H_{c2}. \tag{V.8}$$

δV_{rms} est mesuré au point de fonctionnement $I = I_c$.

L'équation (VII.4) permet d'évaluer l'extension spatiale c d'une fluctuation de courant élémentaire. La figure V.8 présente les valeurs de c ainsi calculées, en utilisant les données dans l'état mixte du chapitre IV.

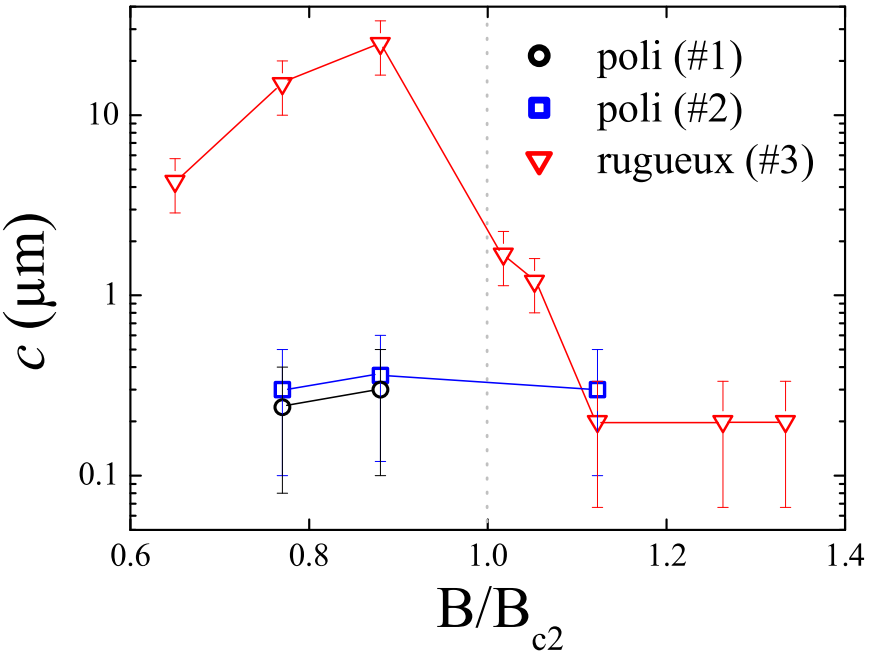


FIG. V.8 – Taille des domaines corrélés en fonction du champ dans les lames de Niobium polies #1 (○) et #2 (□), et rugueuse #3 (▽) dans l'état mixte et en SDS. La transition état mixte-SDS est marquée par le trait pointillé.

Tout d'abord, le paramètre c en SDS est le même quelle que soit l'état de la surface. À la différence de l'état mixte, l'amplitude du bruit de tension est donc *toujours* proportionnelle au courant critique Nous reviendrons sur ce point dans la partie V.3, page 126.

Ensuite, la taille des domaines corrélés c prend la même valeur en SDS que dans l'état mixte dans les échantillons polis. Cela signifie que dans ces échantillons, la portée des fluctuations est conservée, de part et d'autre de B_{c2}, et il

en va de même de la portée des centres d'ancrage.

Au terme de cette comparaison, il apparaît clairement que *tous les attributs du bruit de tension dans l'état mixte que nous avons analysés (l'amplitude et sa dépendance avec le courant critique, la forme du spectre, l'extension spatiale de la fluctuation) se retrouvent en SDS.* La continuité des propriétés des fluctuations à H_{c2} indique que le mécanisme responsable du bruit est le même en SDS et dans l'état mixte, alors qu'il s'agit de systèmes très différents. Ce résultat est important car il permet d'étendre une partie des conclusions tirées à propos de la SDS à l'état mixte.

Au-dessus de H_{c2}, le volume de l'échantillon est métallique, sa réponse en courant est linéaire, et la résistance est constante. À la différence de l'état mixte, il n'y a pas d'ambiguïté quant à l'origine du bruit, dans la mesure où le volume métallique de l'échantillon ne produit pas de bruit. Le bruit mesuré provient uniquement de fluctuations de courant, soit :

$$\begin{aligned} \delta V(t) &= R_n \delta I_{vol}(t), \qquad I_{vol} = I - I_c, \qquad I = \text{cte}, \\ &= -R_n \delta I_c(t). \end{aligned}$$

Le courant critique — fluctuations comprises — est transporté dans la couche supraconductrice, qui ne représente pas plus de 0.01 % du volume total de l'échantillon. Néanmoins, ses fluctuations sont intégralement transmises au courant dans le volume, par conservation du courant. Il apparaît donc que *de pures fluctuations du courant critique, localisées en surface, conduisent au même bruit de tension que dans l'état mixte.* En conséquence, aucune source volumique de bruit n'est nécessaire à expliquer le bruit de tension dans l'état mixte. Sous H_{c2}, le réseau se comporte comme un milieu idéal : il répond linéairement à l'excitation en courant sur-critique, et en répercute la composante bruyante. Nous avons à plusieurs reprises au cours des analyses précédentes, remarqué que le régime bruyant était indépendant de la vitesse moyenne du réseau de vortex. Le bruit semble même « découplé » de l'excitation sur-critique en général, qu'elle soit continue ou harmonique (voir le chapitre III). La distribution spatiale des courants dans l'état mixte apporte un élément de réponse : une excitation sur-critique traverse un échantillon par son volume, tandis que les sources de bruits sont localisées près des surfaces.

Le mécanisme bruyant en SDS peut se déduire intégralement de celui de l'état mixte, en vertu de l'identité de ses propriétés. Il se résume de la façon suivante : au-delà d'un courant de désancrage, les flux-spots sont mis en mouvement, et dissipe une puissance VI_c. Ce terme de dissipation est produit à très hautes fréquences par un processus de courtes instabilités successives, et n'apparaît pas dans la tension mesurée avec un voltmètre (voir §II.2 p. 44). L'amplitude de ces instabilités n'est pas constante mais varie suivant les conditions locales de raccordement des lignes de flux, c'est-à-dire suivant le courant

critique local. À l'échelle de l'échantillon, la quantité de courant transportée par la couche supraconductrice fluctue. Cette fluctuation se transmet au volume par conservation du courant, et entraîne le bruit à basses fréquences qui est observé.

V.3 Sur le piégeage à longue portée

Au chapitre précédent, nous avons fait une hypothèse sur le mécanisme qui contribuait à étendre les domaines cohérents dans l'échantillon rendu rugueux. Nous avons supposé que des zones d'ancrage fort agissaient sur le réseau au-delà de la distance inter-vortex, par l'intermédiaire des interactions en volume des lignes de flux (voir le chapitre IV). L'étude du bruit en SDS apporte un élément de vérification que de première importance puisque cet effet devrait disparaître avec les vortex dans le volume, compte tenu du comportement complètement individuel des flux-spots [62, 89].

La figure V.8 rassemble la taille de cohérence des fluctuations dans nos différents échantillons en fonction du rapport H/H_{c2}. Dans les échantillons dont la rugosité de surface est homogène, les domaines c sont du même ordre de grandeur ($\approx 0.3\mu m$) dans l'état mixte et en SDS. L'échantillon dont la surface a été artificiellement dégradée (variations intenses à quelques 100 a_0) se distingue des autres par des fluctuations plus étendues dans l'état mixte. Il est tout à fait remarquable *qu'au-delà de H_{c2}, l'extension des fluctuations se réduise brutalement à celle des échantillons polis*. De plus, la figure V.7 indique que *la distribution en fréquence du bruit est la même pour les deux états de surface*, ce qui n'était pas le cas dans l'état mixte.

Le rôle des interactions magnétiques entre lignes de flux dans le cas de la rugosité particulière de l'échantillon #3 ne fait donc pas de doute. Ce résultat confirme le mécanisme que nous proposons pour interpréter le régime bruyant dans cet échantillon. En l'absence d'interaction magnétiques dans le volume, au-dessus de H_{c2}, le mécanisme d'ancrage dans l'échantillon rugueux se réduit à l'ancrage à petite échelle, commun aux deux types de surface, et les spectres sont identiques.

Conclusions

Nous avons observé des fluctuations autour de la tension moyenne en régime dissipatif, dont les propriétés sont identiques à celles du bruit de tension en flux-flow, en termes d'amplitude, de spectre, de dépendance avec le courant critique, et d'extension spatiale. Notre expérience montre que de pures fluctuations de courant critique, contenues dans un très petit volume localisé près des surfaces, suffit à rendre compte du bruit de tension mesuré dans l'état mixte. Les sources volumiques de bruit sont alors relayées à un rôle contingent.

Enfin, nos mesures nous ont permis de vérifier que le mécanisme proposé pour expliquer le bruit dans l'échantillon dont la surface a été artificiellement modifiée, fait intervenir les interactions magnétiques en volume entre vortex.

Chapitre VI

Allure des spectres de bruit

L'un des propos de ce chapitre est de présenter les observations faites sur la distribution en fréquences du bruit de tension dans des lames de Niobium et de PbIn. En elle-même, la distribution en fréquences de la puissance d'un signal est une représentation équivoque qui ne suffit pas à interpréter le phénomène décrit. Citons par exemple le cas du bruit en $1/f$, commun à un grand nombre de systèmes et résultant de mécanismes très différents les uns des autres [61, 93]. Plus important, l'expérience ne donne qu'une vision tronquée, cantonnée dans une gamme de fréquences réduite, des phénomènes. De nouveau, le bruit en $1/f$ est exemplaire dans la mesure où cette dénomination ne qualifie non pas le phénomène lui-même, mais seulement ses attributs expérimentalement accessibles : de fait, un véritable processus de puissance infinie n'aurait pas de sens. Aussi garderons-nous à l'esprit cette limitation, bien connue du reste, au cours de cette analyse des spectres de bruit qui complétera celle réalisée jusqu'à présent sur l'amplitude des fluctuations.

Par ailleurs, nous avons vu que les propriétés de la puissance totale de bruit dissipée pouvait se décrire indépendamment de la distribution spectrale. Celle-ci fait intervenir un paramètre supplémentaire, différent de ceux habituellement étudiés dans la littérature comme le champ magnétique, la température, ou les dimensions de l'échantillon. Dans la section précédente, nous avons introduit la rugosité de la surface de l'échantillon comme paramètre pertinent supplémentaire. La rugosité moyenne est trouvée liée au courant critique ainsi qu'à plusieurs attributs du bruit (amplitude, enveloppe spectrale). Une hypothèse réaliste consiste à considérer que la distribution spatiale de la rugosité influe sur la forme du spectre de bruit. Nous nous efforcerons dans ce chapitre d'apporter des arguments dans ce sens.

Néanmoins, une vérification rigoureuse nécessiterait la connaissance précise de l'ancrage à l'intérieur du domaine c^2 où les fluctuations sont cohérentes. Sans en développer de modélisation complète, nous utilisons nos résultats pour apporter quelques enseignements supplémentaires.

Nous nous appuyerons dans un premier temps sur la revue des spectres de la littérature pour mettre en évidence que leur forme n'est pas un paramètre thermodynamique. Dans une deuxième partie, nous introduirons le rôle de l'état de la surface en discutant des spectres que nous avons mesurés. Enfin, seront exposées nos observations sur une singularité spectrale, le bruit sur bande étroite, qui apparaît dans certaines conditions.

VI.1 Allure des spectres de la littérature

VI.1.1 Pertinence du critère

La forme des spectres a, depuis les premières expériences de Van Gurp *et al.* [19], souvent occupé une place importante dans l'interprétation du bruit de flux-flow. Historiquement, cette idée provient de la fréquence de coupure, avec une décroissance à hautes fréquences en $1/f^2$, des premiers spectres mesurés qui cadrait avec un processus de Poisson (série d'implusions d'égale amplitude apparaissant aléatoirement avec une fréquence moyenne constante). Il est tentant en effet de rattacher la fréquence caractéristique avec l'inverse du temps de transit d'un vortex à travers l'échantillon, d'autant plus que les ordres de grandeur sont réalistes. Toutefois, Van Gurp *et al.* ne sont parvenus à faire correspondre f_c avec $\tau_{transit}$ qu'en faisant intervenir une fraction piégée, immobile, de réseau. Or, si tel est le cas, le courant de transport est confiné dans la région en flux-flow de l'échantillon, de sorte qu'il convient d'ajuster la densité de courant, et donc, la vitesse du réseau, ce que les auteurs ne font pas. Leur fréquence caractéristique correspond donc à un temps de transit erroné.

Seuls Habbal et Joiner [22] sont parvenus à faire coïncider le temps caractéristique calculé à partir de leur modèle avec $\tau_{transit} = W/\langle v_L \rangle$ dans un échantillon de PbIn. Mais leur modélistation, quoique très fidèle aux données expérimentales, n'explique en rien la spécificité qui a conduit à ce que la loi de puissance à hautes fréquences soit en $1/f$ et non plus en $1/f^2$ comme dans le Vanadium de Van Gurp par exemple.

Plus généralement, la valeur α des exposants des lois de puissance $1/f^\alpha$ à hautes fréquences de la littérature présente une variété surprenante. Ils coïncident même parfois avec des exposants caractéristiques de certaines grandes classes de régimes dynamiques (turbulences, avalanches, régime plastique ...). Il ne peut s'agir que d'indications, car la référence à ces régimes nécessite d'autres arguments que le comportment en fréquences du bruit, qui n'est suffisant dans aucun cas. L'interprétation fine de la forme de l'enveloppe des spectres de bruit semble néanmoins hasardeuse : la construction *a priori* de la distribution en fréquences repose nécessairement sur une modélisation du mécanisme responsable du bruit de flux-flow. Or il n'en n'existe pas à l'heure actuelle qui rende compte de la *totalité* des faits expérimentaux (notamment

la variété des coefficients de décroissance à hautes fréquences). On peut donc s'interroger sur la portée de conclusions tirées d'un modèle qui ne s'applique qu'à certains cas particuliers.

D'un point de vue pratique, la bande de fréquences sur laquelle sont observés les signaux, d'amplitude faible, n'excède presque jamais une décade et demi. Aussi fidèle que soit la modélisation d'un spectre, elle ne sera jamais un outil suffisant pour valider tel ou tel modèle de mécanisme bruyant.

VI.1.2 Variété des résultats

Des expériences récentes mettent en évidence une dépendance croissante de α avec le champ magnétique dans des échantillons de $NbSe_2$ ([34, 48, 31]) et de MgB_2 [36]. Nos propres expériences dans des échantillons de Nb conduisent aux mêmes conclusions (tableau VI.1). Malgré leur accord qualitatif, ces expériences révèlent des valeurs de α différentes. Marley observe dans l'effet de pic du $NbSe_2$ un exposant qui varie entre 0 et 2, Bassler entre 0 et 1,8 [31], tandis que dans les spectres mesurés par Paltiel *et al.*, les valeurs α vont de 0,5 jusqu'à 2,5 [48]. Hors de l'effet de pic, Paltiel *et al.* observent même des exposants allant jusqu'à 4, alors que ceux de Eggenhöffner *et al.* ne varient qu'entre 1 et 2 [36]. D'une façon générale, les exposants des lois de puissance mesurées tournent autour de 2 [48, 33, 35, 36, 34, 31, 37].

L'apparition d'un épaulement séparant deux lois de puissance (α_1 et α_2) soulève également de nombreuses interrogations. Ce phénomène est généralement piqué à une fréquence, dont l'ordre de grandeur est souvent celui de l'inverse du temps de vol. Or si la fréquence de coupure à 3dB (ou demi largeur à mi-hauteur) a un sens physique dans le cas d'une lorentzienne ($\alpha_1 = 0$ et $\alpha_2 = 2$), il en va tout autrement pour n'importe quel type de distribution en fréquences.

Prenons l'exemple de la distribution $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 4)$ qui s'écrit comme le carré d'une lorentzienne :

$$S(f) = \left(\frac{1}{1 + f^2/f_{kink}^2} \right)^2 . \qquad \text{(VI.1)}$$

L'équation VI.1 définit un temps caractéristique $1/f_{kink}$ sans que f_{kink} ne coïncide avec la demi largeur à mi-hauteur de S, qui vaut en l'occurrence $3f_{kink}$. Il convient donc de déterminer un autre critère pour calculer f_{kink}.

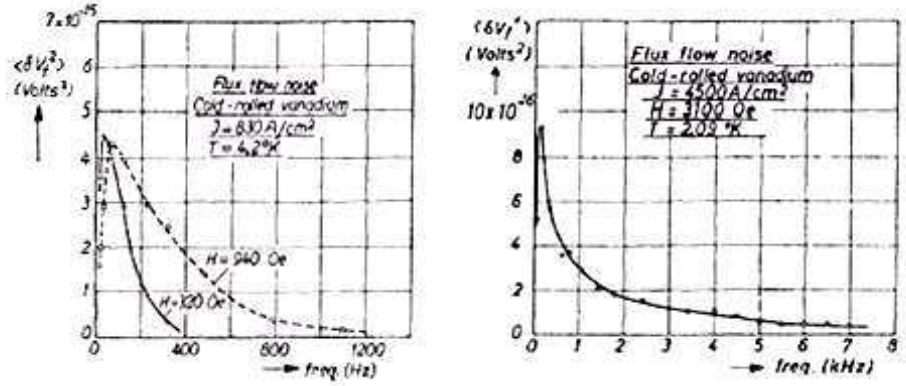
À notre connaissance, aucune mise en évidence expérimentale du temps de vol à partir des spectres de bruits ne prend cette précaution. Il est néanmoins très plausible que l'approximation faite soit suffisante. Or très peu d'expériences parviennent à établir une relation claire entre le temps de transit $\tau_{transit} = W/\langle v_L \rangle$ et $1/f_{kink}$. La première est celle de d'Anna dans YBCO qui affirme

observer une concordance de $1/f_{kink}$ avec $\tau_{transit}$ à 20% près [35]. De façon surprenante, les auteurs n'expliquent pas pourquoi ils ne choisissent pas la largeur à mi-hauteur comme fréquence caractéristique, alors que leur spectre est précisément lorentzien, cas dans lequel aucune ambiguïté n'existe quant au choix de la fréquence. La seconde est due à Paltiel *et al.*, et s'appuie sur la première [48]. Elle présente effectivement un accord sur une large gamme de champ entre la position de l'épaulement des spectres et l'inverse du temps de transit. Les mesures sont effectuées dans $NbSe_2$, en dehors de l'effet de pic. Les spectres ne sont pas lorentziens, $(\alpha_1, \alpha_2) = (0.5, 4)$, mais traités comme tels. Les auteurs proposent une interprétation convaincante de ce phénomène en utilisant le modèle qu'ils ont construit à partir des valeurs moyennes du bruit. Néanmoins, aucun élément de ce modèle ne permet de prédire *a priori* la forme des spectres.

Remarquons à propos de cette expérience l'excès de bruit autour de l'épaulement à fort courant. Il est écrasé par la représentation logarithmique, mais il doit constituer un maximum non négligeable une fois dans une représentation linaire. Plus généralement, la question de la dépendance en courant de la forme des spectres reste ouverte. En plus d'éventuels événements localisés à proximité de $1/\tau_{transit}$, différents effets sont observés. Dans l'effet de pic de $NbSe_2$ par exemple, Marley *et al.* énonce que l'exposant de décroissance à hautes fréquences α diminue jusqu'à s'annuler lorsque le courant augmente [34], alors que Paltiel *et al.* n'observent aucun effet dans les mêmes conditions [48].

D'autres aspects des spectres n'ont encore jamais été clairement élucidés comme la tendance croissante à basses fréquences qui n'apparaît dans la littérature que dans les mesures de Van Gurp [19] sur le Vanadium. Ce phénomène peut se décrire comme un épaulement tel que nous l'avons décrit plus haut, avec $\alpha_1 > 0$ (figure VI.1). Les auteurs proposent une explication qualitative (un mécanisme similaire à celui des charges d'espace dans des diodes, dans lequel le nombre de « bundles » fluctue autour d'une valeur moyenne [94]), mais ne l'approfondissent ni ne la justifient complètement. Dans la suite, nous présentons des spectres reproduisant de manière spectaculaire cet effet (figure VII.22).

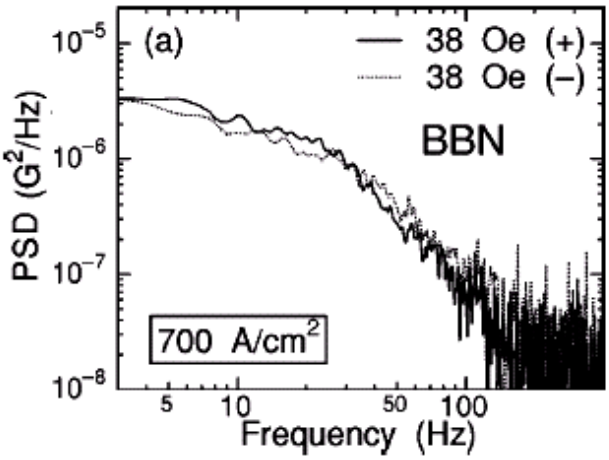
Même la simple description du comportement hautes fréquences par une loi de puissance n'est pas toujours valide. Maeda *et al.* mesurent dans BiSCCO des spectres de bruit de flux magnétique « arrondis » en représentation logarithmique. Nous entendons par « arrondi » un spectre dont l'exposant de puissance croîtrait avec la fréquence, comme illustré figure VI.2. Finalement, toutes les tentatives d'extension des modèles décrivant le bruit de flux-flow (sa puissance, sa dépendance en champ, en courant...) à la distribution en fréquences de la puissance se sont soldées par des échecs. La plupart des auteurs semble même s'en détourner au profit de la puissance contenue dans un intervalle de fréquences, reléguant la forme des spectres à un rôle contingent. L'exemple le



(a) (b)

Experimental flux-flow noise spectra. Cold-rolled vanadium. (a) $T=4.2°K$, (b) $T=2.09°K$.

FIG. VI.1 – Reproduction de la figure 2 de la référence [19].



Noise power spectral density of sample 72a1 at a site at 80 K, taken at current densities with the same magnitude and different directions. The signs + and − in the figure represent current directions which are reverse to each other.

FIG. VI.2 – Reproduction de la figure 6 de la référence [32]

plus édifiant de la littérature en est l'expérience de d'Anna *et al.* [35]. Y sont présentés deux spectres de bruit mesurés sur le même échantillon de YBCO, dans les mêmes conditions de champs, de températures. Seul le sens du courant est modifié, or les deux distributions sont totalement différentes (voir figure VI.3). Bien que les auteurs ne semblent pas le remarquer, la figure suggère en

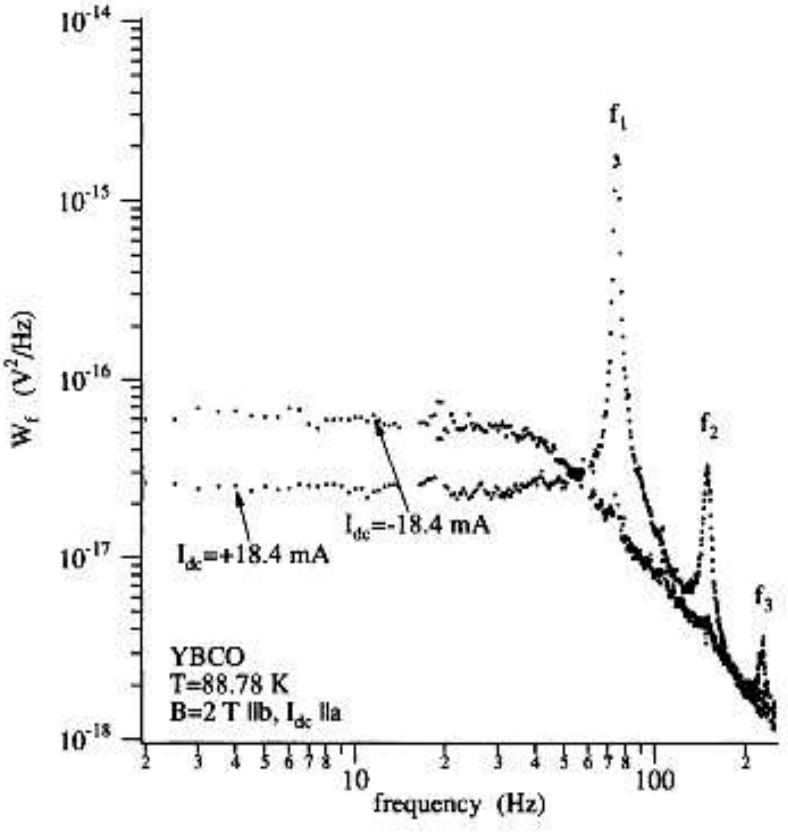


FIG. VI.3 – « Puissance spectrale pour les deux sens de polarisation DC à amplitude constante. La surface de nucléation change avec la polarisation. (...) Les pics du spectres indiquent un comportement périodique inattendu. »Reproduction de la figure 3 de la référence [35].

outre que la puissance dissipée autour des fréquences des pics est compensée par un rétrécissement de l'enveloppe lorentzienne. Une considération analogue peut être portée sur les spectres de la figure VI.2. Cela signifierait que c'est la puissance de bruit qui est conditionnée par les conditions de polarisation, et non la distribution temporelle des fluctuations. C'est l'hypothèse que nous défendons par le travail présent.

Il semble effectivement que la forme des spectres ne puisse pas être décrite *uniquement* à partir de quantités thermodynamiques (H, T, v_L, κ, l'espèce de l'échantillon...). Toutes les tentatives infructueuses auraient alors en commun de ne pas prendre en compte un ou plusieurs paramètres supplémentaires qui s'avèrent *a posteriori* essentiels dans la distribution en fréquences de la puissance du bruit de flux-flow. La mesure de d'Anna *et al.* (figure VI.3), suggère que l'état des bords en fait partie. De même, la distribution en échelles spatiales des centres d'ancrage, à puissance totale constante, est elle aussi susceptible de jouer un rôle. En l'absence d'une vérification expérimentale de ces hypothèses, il est préférable de se limiter en la matière à des considérations générales, et surtout indépendantes de tout modèle.

VI.2 Enveloppes spectrales

La discussion débutée sur les spectres de la littérature est ici étendue à ceux que nous avons enregistrés au cours de nos mesures au laboratoire. En s'appuyant de la connaissance précise des états de surface de nos échantillons, ce dernier paramètre est introduit dans l'interprétation des résultats.

VI.2.1 Cas de surfaces homogènes

Nous discutons ici des spectres de bruit mesurés dans les échantillons dans lesquelles la rugosité des échantillons est homogène spatialement. Nous traiterons de la lame de PbIn, dont l'étude du bruit est rapporté dans l'annexe A, et celles de Niobium (chapitre IV). Dans ce dernier cas, la rugosité forme précisément un bruit blanc.

En flux-flow L'évolution de la forme des spectres en fonction du courant (et donc de v_L) dans le PbIn est reproduite dans les figures VI.4 et VI.5.

On notera tout d'abord que le bruit de tension se distingue nettement (voir les pointillés sur la figure VI.4) d'un bruit en $1/f$. Cela distingue donc le réseau de vortex du grand nombre d'autres systèmes bruyants ayant cette dépendance en fréquences.

Représentés en échelles logarithmiques, les spectres ont une forme « arrondie », que l'on peut décrire comme une décroissance en $1/f^{\alpha(f)}$, où le coefficient α est une fonction croissante de la fréquence (ici, $0 < \alpha < 5.5$).

Il est important de noter que *les spectres en flux-flow sont homothétiques.* Cela justifie la représentation du bruit de flux-flow par sa puissance totale, sans tenir compte de la distribution spectrale, comme nous l'avons fait précédemment. Cette propriété se généralise aux autres champs mesurés, ainsi qu'au bruit mesuré dans les échantillons de Niobium, pour autant que le rapport Signal/Bruit de fond permette d'en juger dans ce dernier cas.

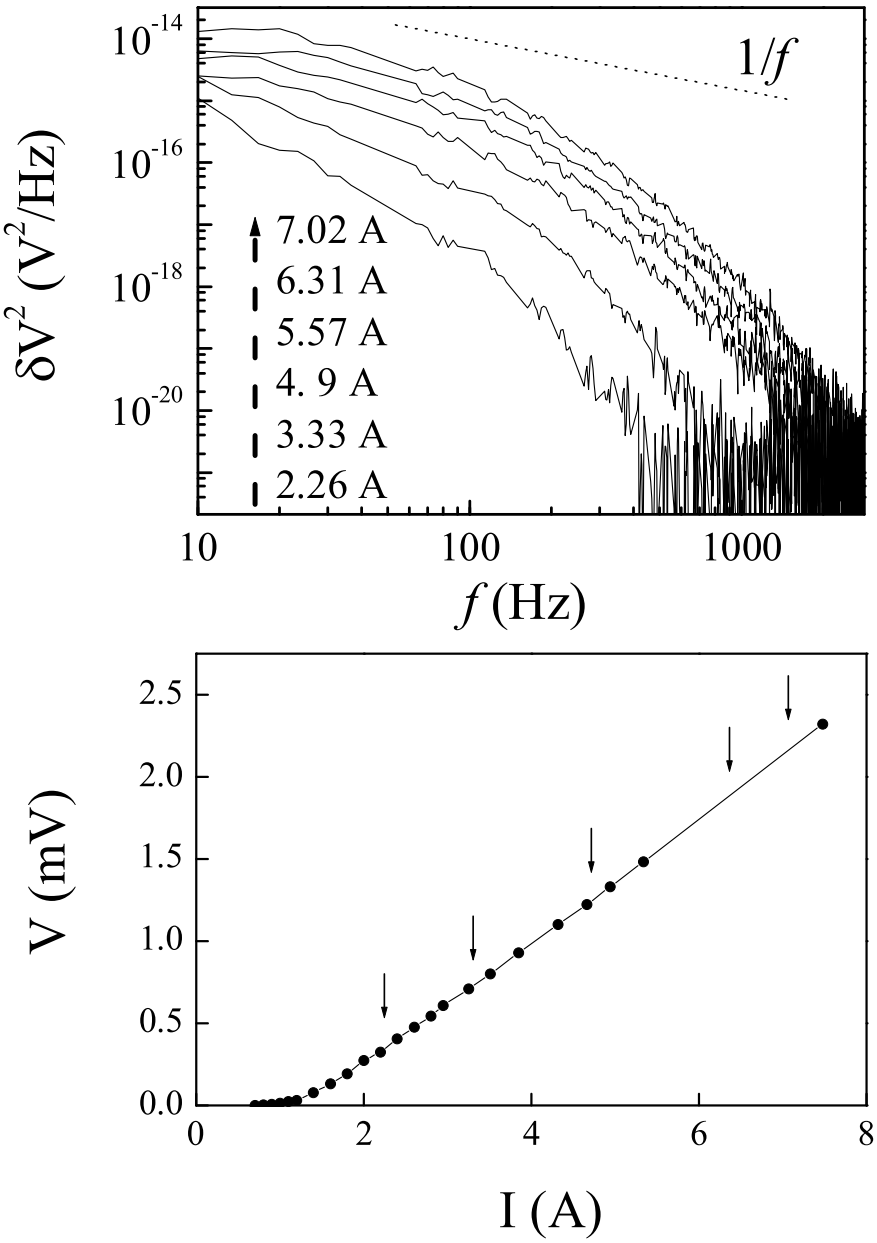


FIG. VI.4 – En haut : représentation logarithmique des spectres de flux-flow dans l'échantillon de PbIn, pour différents courants. En pointillés : une loi de puissance en $1/f$. En bas : valeurs moyennes de la tension aux bornes de la lame de PbIn en fonction du courant. Le flux-flow correspond à la partie linéaire en $I - I_c$. Les courants associés aux spectres de bruit reportés en haut sont indiqués par les petites flèches. $T = 4.2K$.

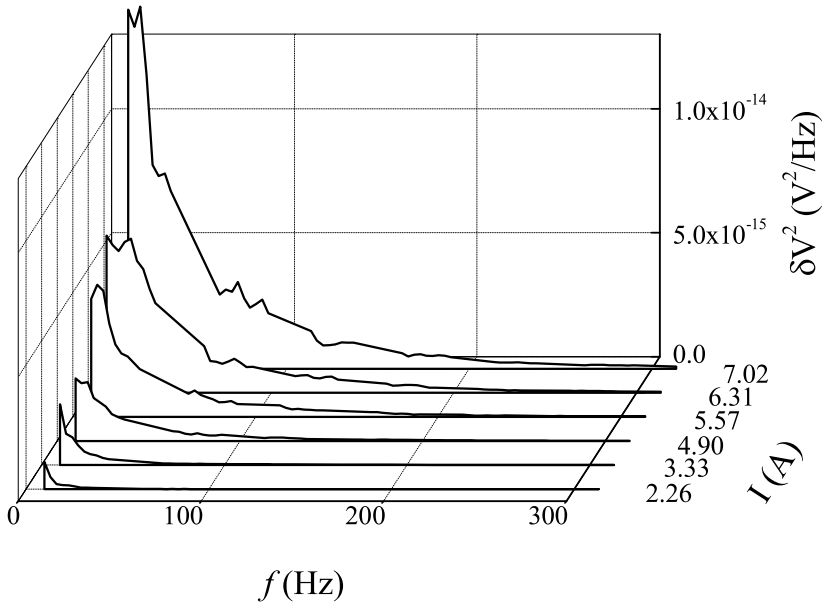


FIG. VI.5 – Représentation linéaire des spectres de la figure VI.4.

Les spectres de bruit dans les lames de Niobium dans nos conditions de mesures ($T = 4.2K$, $B = 0.1T$, $I < 10A$) présentent une allure similaire même si la faiblesse des signaux (R_f est presque cent fois plus petite) rend la comparaison difficile.

Cela dit, nous disposons de données ayant un rapport Signal/Bruit satisfaisant, montrant que l'enveloppe spectrale dans le Niobium est sensiblement le même que dans le PbIn (figure VI.6). Toutefois, ces données ont été enregistrées dans des conditions où la chaleur dissipée au niveau de contacts n'est plus totalement évacuées dans le bain d'Hélium liquide, mais transmise à l'échantillon. Par conséquent, la température interne n'est ni connue précisément, ni complétement homogène dans l'échantillon. [1] Toujours est-il que les spectres de bruit sont les mêmes dans le PbIn, et dans le Niobium, dans lesquelles, la rugosité de surface est homogène (il s'agit d'un bruit blanc dans le cas du Niobium).

Nous reviendrons à la fin de la section sur la forme particulière de ces spectres, pour en apporter une interprétation utilisant l'ensemble de nos observations.

[1] Pour une conductivité typique de $1W/K/cm$, et une puissance dissipée de 1mW au niveau des contacts, le gradient de température dans nos lames de Niobium peut atteindre $1mK$, soit $10^{-4}T_c$. La température est donc raisonnablement homogène.

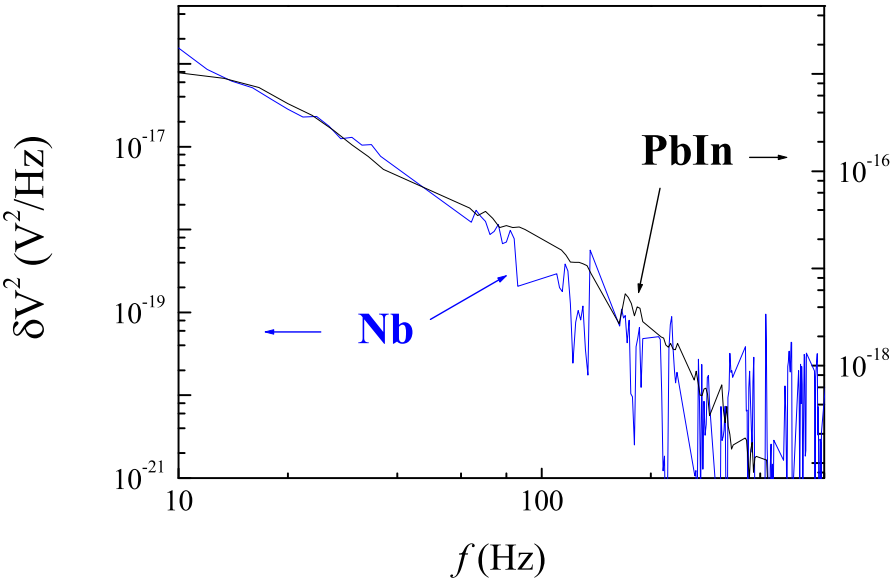


FIG. VI.6 – Spectres de tension mesurés dans l'échantillon de PbIn du chapitre III ($B/B_{c2} \approx 0.75$, $I = 3.06A$, $T = 4.2K$), et dans la lame de Niobium #2 du chapitre IV ($B/B_{c2} = 0.86$, $I = 0.9A$, $T \approx 4.2K$).

Avant le flux-flow On se place dans la gamme de courants comprise entre l'apparition de la tension et le flux-flow ($V = R_f(I - I_c)$). La réponse de l'échantillon n'y est donc pas linéaire avec $I - I_c$, et la vitesse du réseau v_L est mal définie. Plus généralement, le flot est susceptible d'être différent de celui du flux-flow.

La particularité de ce régime est visible dans l'irrégularité de l'évolution de l'amplitude moyenne du bruit avec le courant (figure VI.7, en haut). Les spectres quant à eux ne sont plus homothétiques et varient suivant les conditions de polarisation (figure VI.7, en bas) : la puissance de bruit n'est pas répartie de façon monotone sur toute la bande utile comme en flux-flow, mais se concentre dans des intervalles limités. En particulier, les pics de bruits qui apparaissent à certains courants sont dus à un excès de puissance des fluctuations localisé en fréquences. Ces altérations du spectre au fur et à mesure que le courant est augmenté révèlent que le processus responsable du bruit, c'est-à-dire la nature du flot évolue, et ne se stabilise qu'une fois le flux-flow atteint.

VI.2.2 Cas d'une rugosité forte à « grande » échelle

L'irradiation a eu pour effet principal de modifier la rugosité de la surface de l'échantillon #3. Avant le traitement, la rugosité définissait un bruit blanc, où toutes les échelles d'espace étaient équivalentes ; après, la rugosité a augmenté pour toutes les échelles, et dans des proportions plus grandes aux « grandes » échelles (quelques $10^{-6}m$) qu'aux « petites » échelles ($\lesssim 10^{-7}m$). Ces modifications n'ont pas affecté les propriétés supraconductrices du volume de l'échantillon (B_{c2}, T_c, R_n...) mais ont entraîné une augmentation du courant critique et de la puissance de bruit.

L'effet de l'irradiation sur la forme des spectres se résume brièvement par les deux aspects suivants : d'une part l'apparition d'une fréquence caractéristique au-delà de laquelle, le bruit se comporte en loi de puissance, et d'autre part, la grande valeur du coefficient de la loi de puissance.

En flux-flow La figure VI.8 offre une vue d'ensemble de l'évolution l'enveloppe spectrale en fonction du courant. Les spectres ont été enregistrés à $0.93B_{c2}$, et les remarques qui suivent valent pour les autres champs mesurés (entre $0.88B_{c2}$ et $0.97B_{c2}$). Comme dans le cas de la surface régulière, les spectres en flux-flow sont homothétiques. Le caractère général de cette propriété est donc une nouvelle fois vérifié.

Le second résultat important est qu'un changement de la forme du spectre de bruit a été entraîné par la seule modification de la rugosité. Cela signifie que *la distribution en fréquences du bruit ne dépend pas directement de grandeurs thermodynamiques du réseau de vortex*, et que les conditions limites du système

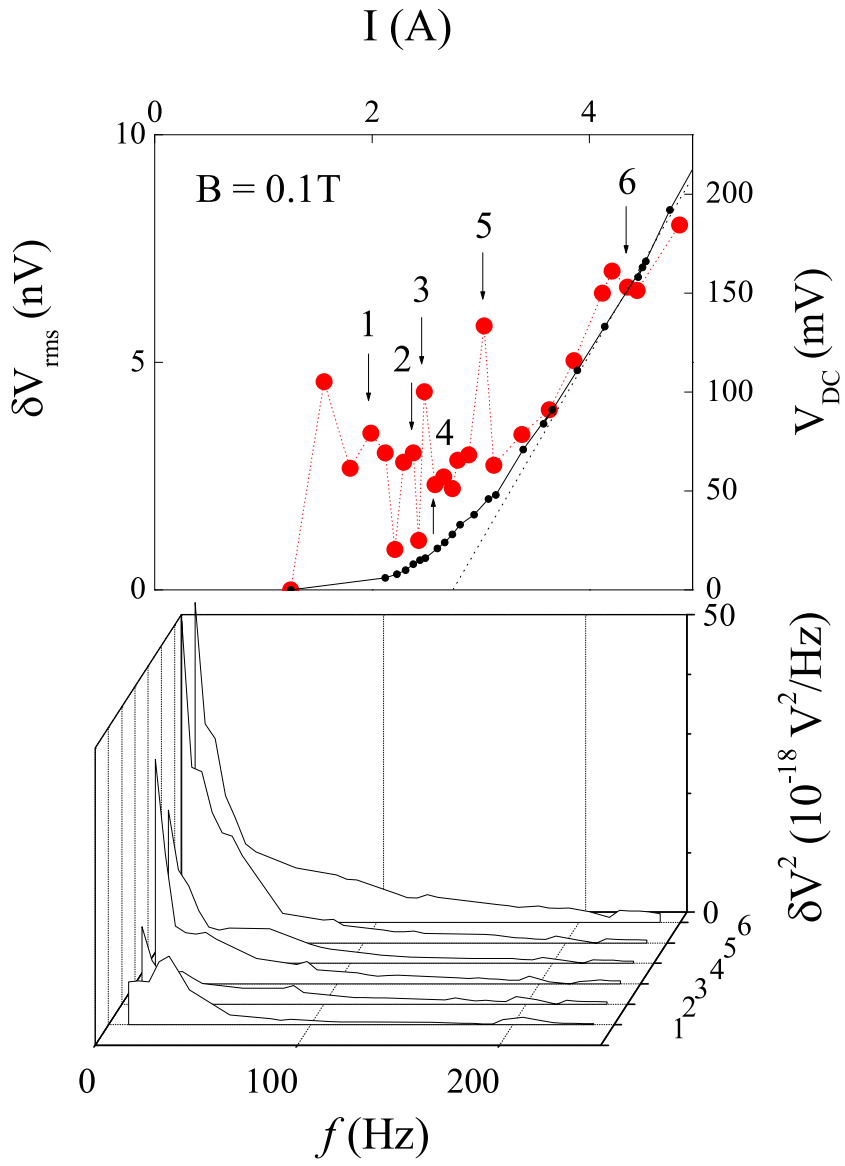


FIG. VI.7 – En haut : Tension continue et amplitude moyenne de ses fluctuations $\delta V_{rms} = \sqrt{\int_{10Hz}^{1000Hz} S_{VV}(f)df}$ en fonction du courant. En bas : les spectres de puissance des points désignés par les petites flèches : de 1 à 5, avant le flux-flow (1.99, 2.38, 2.48, 2.58 et $3.03A$ respectivement), et 6 en flux-flow ($4.35A$). Mesures de l'expérience de l'annexe A, $B = 0.1T$, $T = 4.2K$.

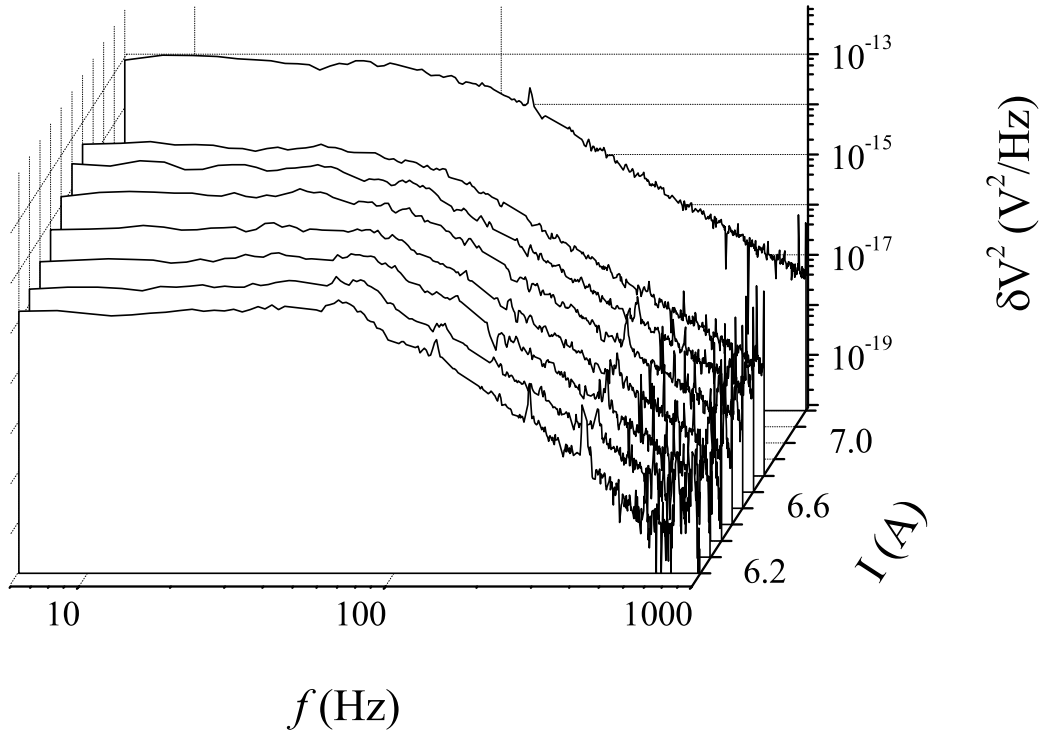


FIG. VI.8 – Évolution des spectres $S_{VV}(f)$ de bruit de tension en flux-flow avec le courant. Échantillon #3. $B = 0.93B_{c2}$. $T = 4.2K$.

interviennent.

Les spectres de la figure VI.8 se distinguent de ceux des échantillons précédents par leur décroissance à hautes fréquences suivant une loi de puissance de la forme

$$S_{VV}(f) \propto f^{-\alpha},$$

où le coefficient α augmente avec le champ magnétique. Les valeurs de α mesurées à partir de nos spectres de bruit sont reportés dans le tableau VI.1. Sans

B/B_{c2}	$\alpha^{(\#3)}$
0.90	3.4
0.93	3.6
0.97	4.4

TAB. VI.1 – Coefficient de la loi de puissance décrivant la décroissance hautes fréquences des spectres de bruit des échantillons irradiés pour différentes valeurs de champ magnétique.

interpréter les valeurs numériques, on peut souligner que la tendance croissante avec B/B_{c2}, commune aux deux types de surface, laisse présager du caractère général de cette propriété. Cette très nette dépendance en champ magnétique atteste une fois de plus du rôle que tient l'élasticité dans ce régime dynamique, tel que nous l'avons proposé au chapitre IV.

À basses fréquences, le régime en $1/f^{\alpha}$ est coupé, la puissance bruyante ne dépend plus de la fréquence, elle se comporte comme un bruit blanc. La transition plus ou moins nette entre les deux régimes définit une fréquence caractéristique f_c. Il apparaît clairement que si f_c varie avec v_L, c'est dans des proportions bien moindres : dans la gamme de courant utilisée, la vitesse du réseau fait plus que doubler, mais f_c varie de moins de 10%. Nos mesures ne permettent donc pas d'établir une quelconque dépendance de f_c avec le courant, et donc avec la vitesse du réseau.

Il est naturel de s'interroger sur les liens qui peuvent exister entre la fréquence caractéristique des spectres, et la taille de cohérence c que nous avons extraite de la puissance des fluctuations. Nous ferons à ce titre la remarque suivante : la vitesse définie par le simple produit cf_c est de l'ordre de la vitesse moyenne du réseau au début du flux-flow. La fréquence caractéristique coïncide avec la fréquence à laquelle le réseau explore la rugosité à grande échelle. Il convient toutefois de tempérer cette interprétation par l'observation que nous avons faite au cours de nos mesures, à savoir que le régime bruyant ne dépend pas de v_L en flux-flow. Plus exactement, de nombreux indices (non dépendance dynamique des fluctuateurs et délocalisation des sources de bruit sont détaillés dans l'annexe A) laisse entendre que le régime bruyant est *découplé* de la réponse sur-critique dans le volume du réseau. En étendant ce raisonnement, on

B/B_{c2}	f_c (Hz)	v_{eff} (mm/s)	v_L (mm/s)
0.65	60 ± 4	1.50 ± 0.08	1.94
0.76	70 ± 4	1.05 ± 0.05	1.10
0.88	76 ± 4	0.30 ± 0.02	0.87

TAB. VI.2 – Fréquences caractéristique, ainsi que la vitesse effective cf_c et la vitesse moyenne du réseau v_L à $I = I_c^*$.

peut définir une vitesse effective (v_{eff}) du régime bruyant, indépendante de v_L mais du même ordre de grandeur au début du flux-flow. Les valeurs de v_{eff} pour différents champs magnétiques sont rapportées dans le tableau VI.2.

L'existence d'une vitesse efficace propre au régime bruyant n'est pas nécessairement liée à la rugosité particulière de l'échantillon #3. Il est possible que la présence d'une échelle de rugosité caractéristique (en l'occurrence à quelques $10^{-6}m$) ne fasse que révéler dans le spectre de bruit une vitesse intrinsèque au mécanisme. L'existence de modulations de la surfaces à des échelles données peut se traduire par l'apparition d'une fréquence caractéristique si le mouvement est régulier. Ainsi, dans des cas où il n'existe pas d'échelles de rugosité caractéristiques, les lames #1 et #2 par exemple, il existerait un grand nombre de fréquences caractéristiques. Cela expliquerait l'allure des spectres dans les lames non irradiées de Niobium (et de PbIn), qui décroissent à hautes fréquences suivant une loi de puissance dont le coefficient augmenterait avec la fréquence.

Sans aller plus avant dans l'interprétation à partir de nos mesures, l'existence d'une relation entre la forme des spectres de bruit de l'échantillon irradié (α, f_c) et sa rugosité à grande échelle ne fait pas de doute.

Avant le flux-flow Dans le PbIn, nous avons vu que les spectres avant le flux-flow se distinguent de ceux du flux-flow par des excès de bruit localisés en fréquences. Dans la lame #3 de Niobium, la différence principale entre les deux régimes tient à ce qu'à basses fréquences, les spectres soient *croissants* (figure VII.22). La transition entre les comportements à basses et hautes fréquences définit comme en flux-flow une fréquence caractéristique qui ne dépend pas du courant, et dont la valeur est la même qu'en flux-flow.

La croissance à basses fréquences est très particulière, et n'est que rarement rencontrée dans la littérature (Van Ooijen et Van Gurp, dans des lames de Vanadium [19]). Toutefois, le comportement du réseau dans le régime qui précède le courant n'est pas bien défini, et versatile. Aussi, nous en tiendrons nous à la simple constatation des faits. Ils nous informent en l'occurrence de l'existence d'une modulation périodique de période $\tau_c = 1/f_c$ de la fonction de correla-

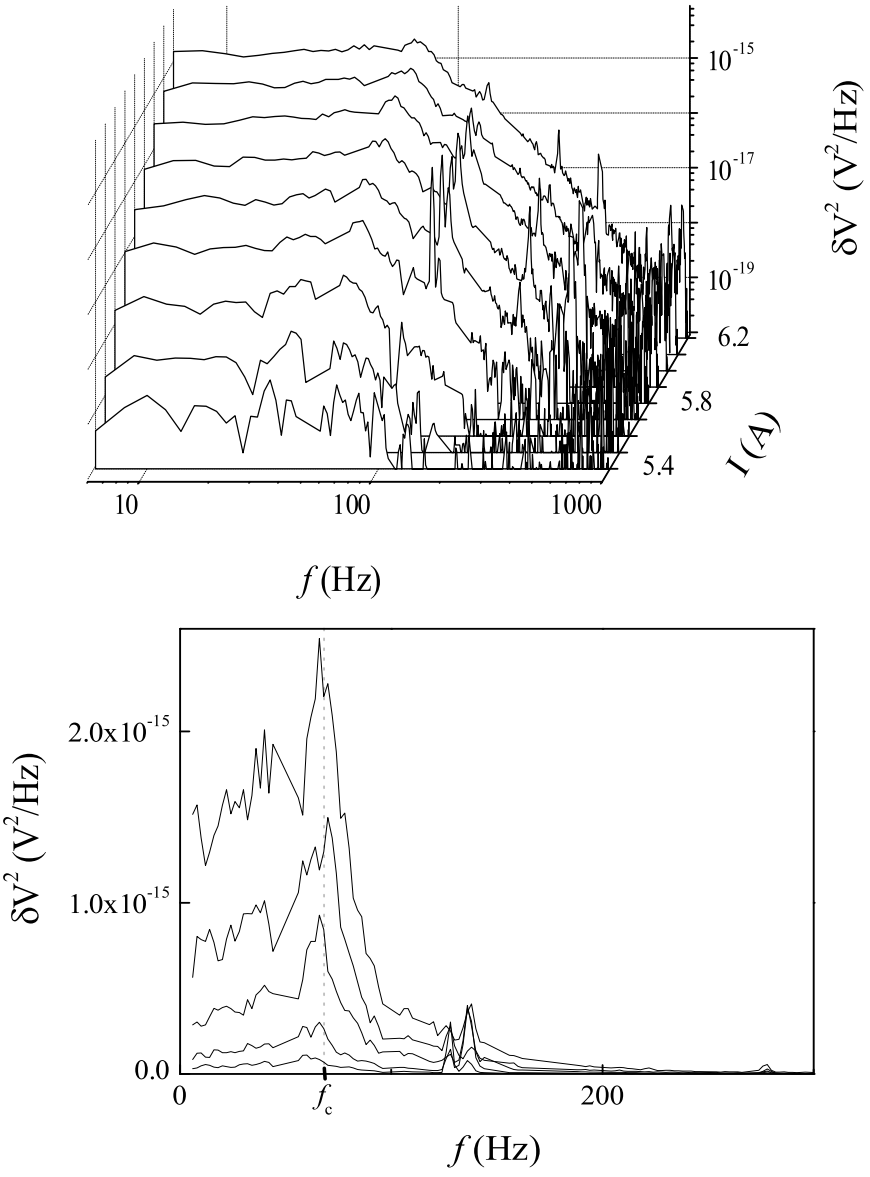


FIG. VI.9 – Représentation logarithmique (en haut) et linéaire (en bas) des spectres $S_{VV}(f)$ de bruit de tension, pour différents $I < I_c^*$. Échantillon #3. $B = 0.93B_{c2}$. $T = 4.2K$.

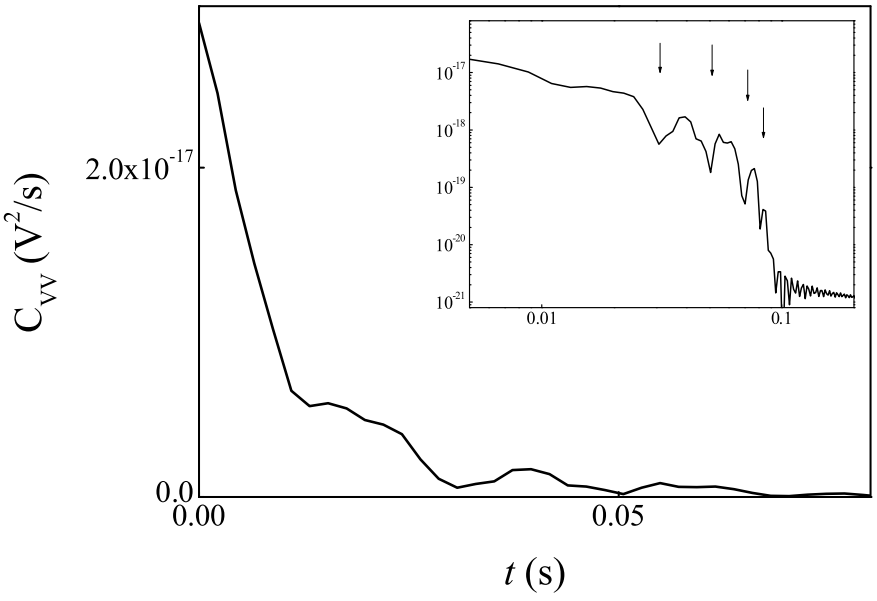


FIG. VI.10 – Fonction de corrélation calculée à partir d'un spectre de bruit de tension avant le flux-flow dans l'échantillon #3 ($B = 0.93B_{c2}$, $I = 6.2A$, $T = 4.2K$). En insert : représentation logarithmique de C_{VV}. Les minima sont indiqués par les petites flèches.

tion $C_{VV}(t)$ dont un exemple est donné par la figure VI.10. La modulation se traduit par l'apparition de minima locaux de la correlation près de τ_c et de ses multiples. Le processus du bruit tel qu'il aurait lieu en flux-flow est ici atténué à des échelles de temps précises. Cela constitue un argument établissant que la nature du flot dans ce régime est différente de celle du flux-flow.

Les altérations que subissent les spectres avant le flux-flow dans l'échantillon #3 n'ont rien de commun avec celles des spectres du PbIn. Suivant l'interprétation que nous avons donnée du mécanisme bruyant dans la lame irradiée, il est possible que des altérations des spectres similaires à celles du PbIn, prennent place dans l'échantillon #3 mais que, comme tout le mécanisme à courte portée, elles soient dominées par le mécanisme d'ancrage supplémentaire dû à l'irradiation.

VI.3 Bruit sur bande étroite (NBN)

Nous rapportons ici l'existence d'un excès de bruit durant le flux-flow qui semble se superposer à l'enveloppe spectrale du bruit. Cet excès de bruit possède deux particularités : d'une part il est contenu dans une bande de fréquences très étroite ($\lesssim 4Hz$), centrée autour d'une fréquence qui, d'autre part, dépend du courant. Ce phénomène s'apparente au « narrow band noise » (NBN), observé par A. Maeda *et al.* dans des petits cristaux de BiSCCO [32]. Nous conserverons par la suite cette dénomination pour distinguer l'excès de bruit (NBN) du reste de l'enveloppe spectrale (« broad band noise » ou BBN).

Le NBN est présent dans la totalité des spectres que nous avons pu enregistrer dans les lames non irradiées (échantillons #1 et #2) de Niobium.

Un exemple de ce phénomène est donné dans la figure VI.11, dans laquelle apparaissent clairement des pics de bruit, superposés au régime large bande (BBN) en flux-flow. L'évolution de la puissance du bruit contenue dans l'enveloppe spectrale, est expliquée dans les chapitres qui précèdent. La puissance de NBN représente une petite part du bruit total (entre 1 et 5%), et c'est la raison pour laquelle nous n'avons pas tenu compte de sa présence pour décrire le comportement global du bruit. La résolution expérimentale ne permet pas d'entrer dans le détail de la puissance dissipée dans les pics NBN, ni de l'interpréter.

L'absence de NBN dans les spectres de l'échantillon irradié peut s'expliquer par l'effet du mécanisme bruyant supplémentaire que nous avons introduit au chapitre précédent, dont l'amplitude dominerait celle du NBN. La vérification de cette interprétation requiert néanmoins de plus amples investigations.

La particularité principale du NBN est d'être localisé à une fréquence qui dépend de la vitesse moyenne du réseau. Le mouvement du réseau vu au premier

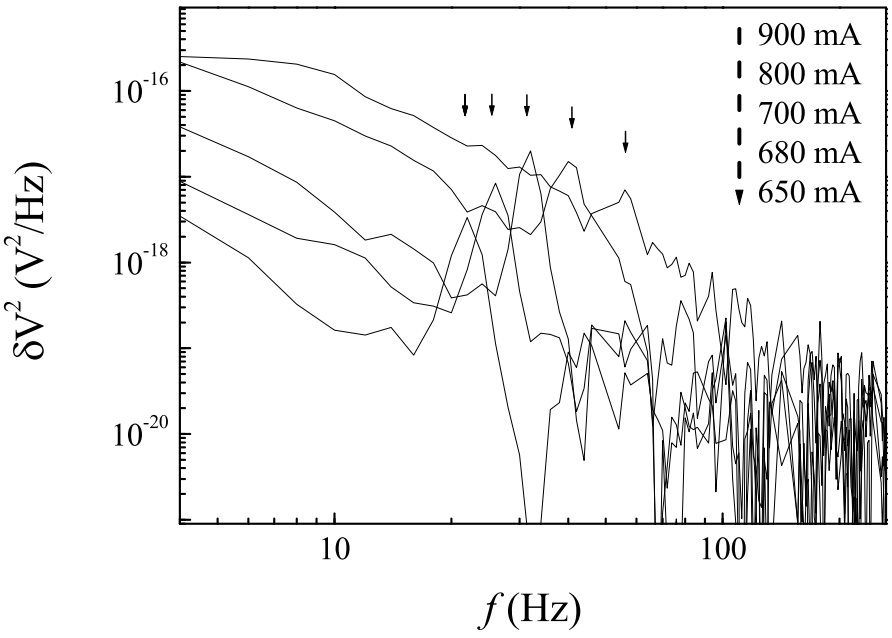


FIG. VI.11 – Spectres de puissance de bruit de tension $S_{VV}(f)$ mesurés en flux-flow ($B/B_{c2} = 0.76$, $I_c^* = 0.49A$) dans la lame non irradiée #2, pour différents courants de polarisation ($I = 650$, 680, 700, 800, et $900mA$). Le bruit sur bande étroite est désigné par les flèches. $T = 4.2K$.

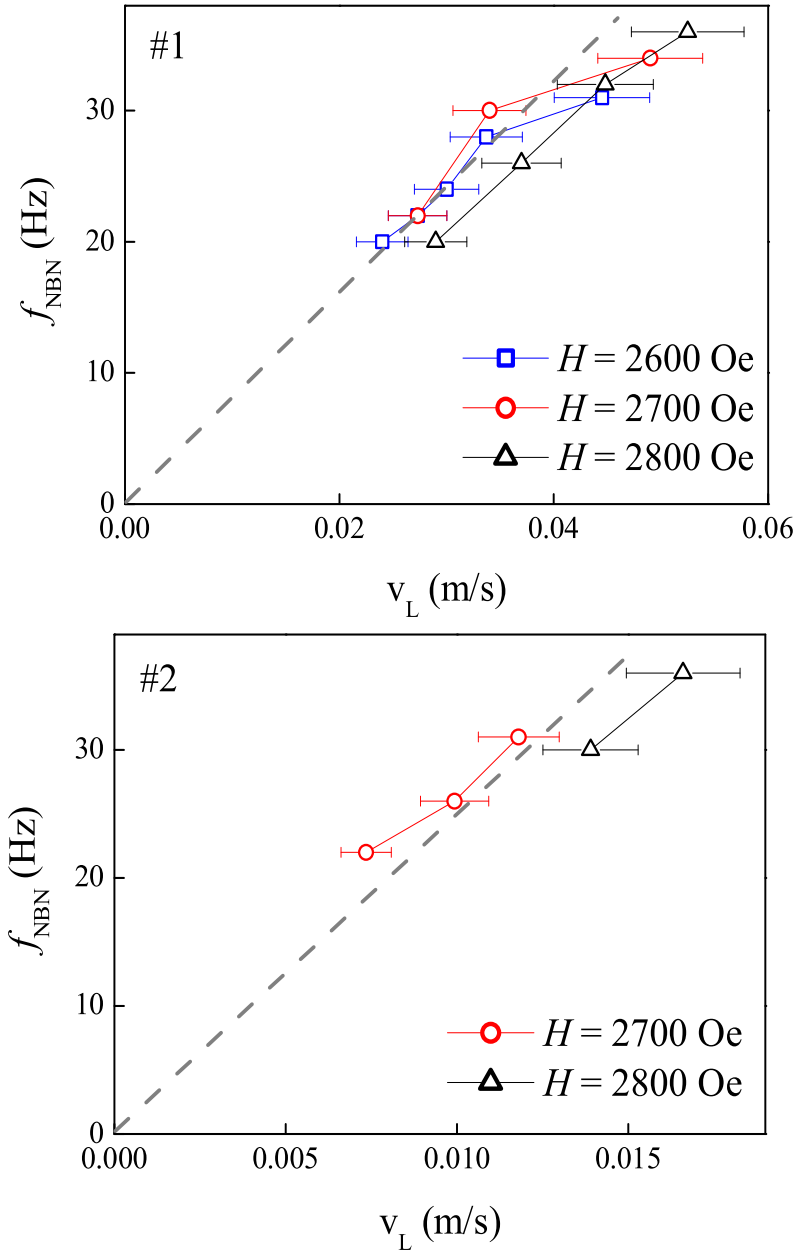


FIG. VI.12 – Tracés de la fréquence NBN en fonction de la vitesse moyenne du réseau. La droite discontinue représente v_L/W. En haut : l'échantillon #1 ($W = 1.24mm$). En bas : l'échantillon #2 ($W = 0.25mm$). $T = 4.2K$.

ordre est uniforme, et on écrit

$$dx = v_{Lx} dt,$$

de sorte que la fréquence du NBN f_{NBN} est associée à une taille $r_{NBN} = v_{Lx}/f_{NBN}$. En appliquant les données expérimentales, on trouve :

$$r_{NBN} = W. \tag{VI.2}$$

Cela signifie que *le bruit présente une singularité aux échelles de temps correspondant au* temps de vol *des vortex à travers l'échantillon.*

Les graphes de la figure VI.11 montrent que cette propriété est valable dans les deux lames de largeurs différentes, indépendamment du champ magnétique.

Aussi, le résultat (VI.2) est très important à plusieurs titres. Il montre :

- **(i)** que lorsqu'elle est visible, *la signature bruyante du* temps de vol *ne rend pas compte de l'intégralité du bruit*, comme le propose les modèles basés sur le bruit de grenaille. Au contraire, sa contribution est très modeste.
- **(ii)** que *le processus de nucléation et/ou d'annihilation des vortex peut conduire à de la dissipation.* L'hypothèse qui nous semble la plus réaliste est celle de l'existence de barrières de piégeage de type Bean-Livingston [76] : les courants d'écrantage diamagnétiques s'opposeraient alors à l'entrée des vortex dans le matériaux. Ce phénomène contriburait effectivement au courant critique mais dans les mêmes proportions que celles du NBN dans le bruit total (quelques pour cents). L'essentiel du courant critique est attribué à l'ancrage du continuum par la surface. Cette supposition est partiellement infirmée par les résultats obtenus dans un micro-pont, présentés au chapitre VII.
- **(iii)** que *la vitesse du réseau est homogène* : la dispersion de v_{L_x} peut se déduire de la largeur du pic de bruit à la fréquence f_{NBN}. En l'occurrence $\Delta f_{NBN}/f_{NBN} = \Delta v_{L_x}/v_{L_x} \approx 10\%$.

À notre connaissance, c'est la première fois que du NBN apparaît dans un échantillon à basse température critique. Le phénomène n'avait jusqu'à lors été observé à faible vitesse que dans des cuprates à haute température critique [40, 49], à ceci près qu'il disparaissait en flux-flow. Si l'origine du phénomène alors observé est la même que dans nos échantillons, l'inhomogénéité du flot avant que ne soit atteint le flux-flow (seule une fraction du réseau bouge) peut expliquer que le NBN ne soit visible que dans cette région. La vitesse est alors mal définie, de même que le parcours des vortex mobiles dans l'échantillon [95], et en flux-flow, la fréquence $f_{NBN} = v_L/W$ est en-dehors de la fenêtre expérimentale.

C'est d'ailleurs une des raisons possibles pour laquelle le NBN n'est pas fréquemment présent dans les spectres de bruit de la littérature. Il dépend très

fortement du rapport de la vitesse du réseau ($\propto R_f$, B, $I\ldots$) et des dimensions de l'échantillon. Ainsi, les conditions ne sont pas toujours réunies pour que le NBN apparaisse dans la fenêtre expérimentale. Dans le cas de nos lames de Niobium, on a typiquement $v_L \approx 1cm/s$, $W \approx 1mm$ et $f_{NBN} \approx 10Hz$. Les vortex sont particulièrement lents à cause de la faible résistivité, de sorte que la fréquence de temps de vol se place dans la fenêtre expérimentale, sans qu'il ne soit nécessaire d'étendre démesurément la largeur de l'échantillon.

Conclusions

La distribution en fréquences des spectres de bruit est une question ouverte. Aucune étude n'a permis de prédire précisément cet aspect du bruit de flux-flow. Du reste, dans beaucoup d'expériences, le bruit n'est acquis que dans une petite gamme de fréquences (quelques Hz typiquement), et la forme du spectre n'est pas discutée. Pourtant, eu égard aux nombreuses tentatives menées, on ne peut s'empêcher de constater que la variété des spectres observés n'a fait que rendre plus difficile la mise en évidence d'une loi universelle régissant l'enveloppe spectrale.

Nous avons joint à ces éléments bibliographiques plusieurs arguments expérimentaux indiquant que la distribution spectrale de la puissance de bruit ne dépend pas uniquement de variables thermodynamiques du réseau de vortex. Nos mesures ont permis d'établir que les conditions limites, et en particulier l'état de la surface de l'échantillon intervient dans la forme de l'enveloppe spectrale. La forme des spectres enregistrés dans deux espèces d'échantillons différentes, mais ayant une rugosité similaire — modérée et homogène — est trouvée identique. En revanche, une modification de l'état de surface a considérablement changé la distribution $S_{VV}(f)$, alors que les échantillons étaient en tout autre point identiques.

Nous rappportons également que les spectres de bruit en flux-flow pour différents courants sont homothétiques, ce qui confirme le résultat obtenu précédemment, selon lequel le régime bruyant en flux-flow ne dépendent pas de la vitesse.

Enfin, nos mesures attestent du fait que le régime bruyant au dépiégeage, avant le flux-flow, est différent de celui du flux-flow.

Chapitre VII

Bruit de tension dans un micro-pont

Jusqu'à présent, nos observations ont indiqué que le bruit pouvait se décrire comme la somme des contributions d'un grand nombre de domaines de courant critique bruyant, de taille c, indépendants les uns des autres. Aussi, dans de grands systèmes, on n'accède qu'à leur comportement moyen, dont la statistique est nécessairement gaussienne. Pour espérer observer la statistique individuelle des fluctuateurs et d'éventuels effets non-gaussiens, une solution consiste à réduire leur nombre et donc les dimensions du système.

Sont rapportées ici plusieurs expériences menées dans des micro-ponts sur couche mince de Niobium. Le choix de ce matériau présente l'avantage de la continuité avec les chapitres précédents, et les comparaisons avec les propriétés des échantillons massifs seront d'autant plus claires. Ensuite, la géométrie en micro-pont permet de travailler en transport sur des systèmes arbitrairement petits, typiquement quelques microns, qui se prêtent à l'investigation de la statistique des fluctuateurs.

La faiblesse des signaux bruyants mesurés nous a contraint à limiter la gamme de champs magnétiques pour ne pas trop s'éloigner de la région optimale. C'est la raison pour laquelle les mesures rapportées ici sont essentiellement réalisées à forts champs magnétiques.

Ce chapitre rend compte d'une série de mesures de bruit et de transport, destinées à sonder les propriétés d'ancrage du réseau de vortex dans les micro-ponts. Après quelques considérations sur le cadre expérimental, en particulier sur le principe d'une mesure de transport dans un micro-pont, nous montrerons que l'ancrage peut y être attribué au même mécanisme que dans des échantillons massifs. Nous procéderons ensuite à une analyse du bruit en deux parties : la première est consacrée aux propriétés globales, et fait écho aux précédentes faites dans des échantillons massifs (chapitre IV) et en supraconductivité de surface (chapitre V). La seconde, plus fine, est destinée à mettre en évidence des effets non gaussiens, et fera appel à des statistiques d'ordres

multiples.

VII.1 Expérience dans un micro-pont

VII.1.1 Réalisation des échantillons

Nous avons utilisé un film de Niobium d'une épaisseur $e_p = 450nm$ évaporé à 750 °C sous ultra-vide sur un substrat de saphir par un faisceau ionique. Leur résistivité est de l'ordre de $5\mu\Omega.cm$, à $T_c = 9.1K$. Les micro-ponts ($W \times L = 10\mu m \times 8\mu m$) ont été dessinés par un microscope électronique à balayage, puis réalisés par gravure ionique (reactive ion etching process).

Les couches de Niobium, ainsi que les micro-ponts ont été réalisés par Dr. C. Villard au laboratoire CRBT/CRETA à Grenoble. Les contacts de tension et de courants ont été réalisés par micro-soudure à l'$AlSi_{1\%}$ en collaboration avec A. Fouchet au laboratoire CRISMAT.

VII.1.2 Champ magnétique induit par un courant traversant le micro-pont

La constriction que forme le micro-pont sur la couche introduit une zone où la densité de courant est considérablement renforcée. Le champ magnétique appliqué par la bobine supraconductrice se trouve alors augmenté d'une composante induite par le courant de transport, principalement près des bords et des vortex supplémentaires peuvent être introduits. Ces derniers sont générés par paires magnétiquement neutres (vortex-antivortex) et sont mus par le courant de façon cohérente dans l'échantillon [96]. Il convient de s'assurer que le phénomène reste marginal afin d'éviter toute confusion entre les deux types de vortex. Pour cela, on estimera l'ordre de grandeur du champ magnétique créé par une nappe de courant, en représentant cette dernière par une série de $N = W/e_p$ fils de diamètre e_p, [1] chacun traversé par une fraction 1/N du courant total. La loi de Biot et Savart donne près des bords :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi N} \sum_{k=1}^{N} \frac{1}{(2k-1)e_p/2},$$

soit, dans notre cas où $N \approx 20$, avec $I \lesssim 10mA$

$$\begin{aligned} B &\approx \frac{\mu_0 I}{\pi N e_p} 2.5 \\ &\lesssim 10^{-3} T. \end{aligned} \tag{VII.1}$$

[1] pour l'estimation, nous ne tiendrons pas compte de la réduction d'épaisseur due aux couches superficielles dans lesquelles passent les courants de courbure des extrémités des vortex ; ces courants qui ne contribuent pas à l'induction

ce qui est tout à fait négligeable comparé à l'effet des $0.3T$ appliqués au cours de nos expériences. Par la suite, nous considérerons que dans ces conditions, les micro-ponts dans l'état mixte ne sont peuplés des mêmes vortex que dans des échantillons massifs.

VII.1.3 Mesures de transport dans un micro-pont

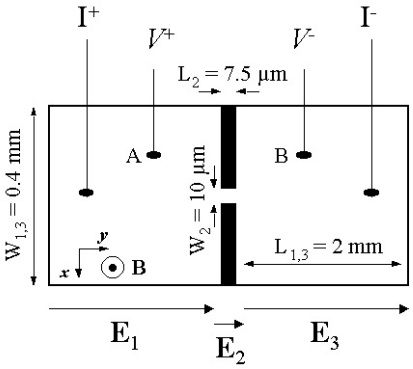


FIG. VII.1 – Schéma de la mesure de transport sur un micro-pont à quatre pointes.

Dans l'état normal, lorsqu'on applique un courant I à l'échantillon, le champ électrique intégré entre les contacts (la géométrie est illustrée dans la figure VII.1) se décompose de la façon suivante :

$$\begin{aligned} V &= \int_{\overset{\frown}{AB}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{dl} \\ &= \int_{\overset{\frown}{AB}} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3) \cdot \mathbf{dl} \\ &= \int_{\overset{\frown}{AB}} \frac{\rho_n}{e_p} \left(\frac{I}{W_1} + \frac{I}{W_2} + \frac{I}{W_3} \right) \mathbf{u}_y \cdot \mathbf{dl}. \end{aligned}$$

Le micro-pont est considérablement plus étroit que le reste de l'échantillon :

$$\frac{W_{1,3}}{W_2} = \frac{4\,10^{-4}}{1\,10^{-5}} = 40, \qquad \text{(VII.2)}$$

aussi la tension totale peut presque être assimilée à la tension aux bords du micro-pont, quelque soit l'écartement des contacts :

$$V \approx \int_{\overset{\frown}{AB}} \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{dl} = \int_{\overset{\frown}{AB}} \rho_n \frac{I}{e_p\, W_2} \mathbf{u}_y \cdot \mathbf{dl}. \qquad \text{(VII.3)}$$

Pour la suite, nous estimerons la tension aux bords du micro-pont par la tension totale.

Dans l'état mixte, la situation est légèrement différente à cause du courant critique. Nous avons montré au chapitre IV que celui-ci était proportionnel à la largeur de l'échantillon, dans des micro-ponts sur couche mince de Niobium, comme dans des échantillons massifs. I_c est donc d'autant plus petit que l'échantillon est étroit, les vortex du micro-pont se dépiègent pour un courant plus faible que ceux des sections plus larges ($I_{c1,3} < I_{c2}$). Il est raisonnable de considérer que ces derniers ne se mettrons en mouvement que pour un courant environ 40 fois supérieur (Eq. VII.2) à I_{c2}. Entre I_{c2} et $I_{c1,3}$, un champ électrique apparaît au niveau du micro-pont, tandis que le reste de l'échantillon

est en régime sous-critique ($\mathbf{E}_{1,3} \equiv 0$ partout dans les grandes sections), soit

$$\begin{aligned} V &= \int_{\overset{\frown}{AB}} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3) \cdot \mathbf{dl} \\ &= \int_{\overset{\frown}{AB}} \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{dl}. \end{aligned}$$

Dans l'état mixte, la tension mesurée par les contacts vaut *exactement* la tension aux bords du micro-pont. En pratique, cette propriété simplifie grandement la mesure puisque la position des contacts ne joue pas de rôle.

VII.1.4 Caractérisation des échantillons

Les expériences présentées dans ce chapitre ont été réalisées à $T = 4.2K$. La raison principale de ce choix est la qualité du contraste des signaux de bruits de tension. De plus, ce choix permettra une comparaison directe avec les résultats obtenus dans des échantillons massifs, rapportés précédemment.

Le rapport des résistivités vaut

$$\frac{\rho_n^{(300K)}}{\rho_n^{(4.2K)}} = \frac{2.91}{0.089} \approx 33 \pm 1.$$

La faiblesse de ce rapport, en comparaison avec des échantillons massifs ($\approx$ 400) résulte certainement des contraintes structurales imposées à la couche de Niobium par le substrat de saphir.

L'évolution de la résistance des échantillons en fonction du champ magnétique appliqué est illustrée dans la figure VII.2 par les valeurs du rapport V/I, pour différentes valeurs de courant. [2]

Une estimation plus fiable de ρ_f est donnée par la résistivité différentielle en flux-flow

$$\rho_f = \frac{dV}{dI}, \qquad I \gg I_c,$$

dont les valeurs dans l'échantillon vierge sont rapportées dans la figure VII.3. H_{c2} est le champ pour lequel $\rho_f = \rho_n$, soit

$$H_{c2} \approx 4200Oe.$$

[2] l'estimation qu'offre ce rapport n'est satisfaisante que pour $I \gg I_c$, mais il se trouve qu'elle constitue la caractérisation la plus courante de ce type d'échantillon.

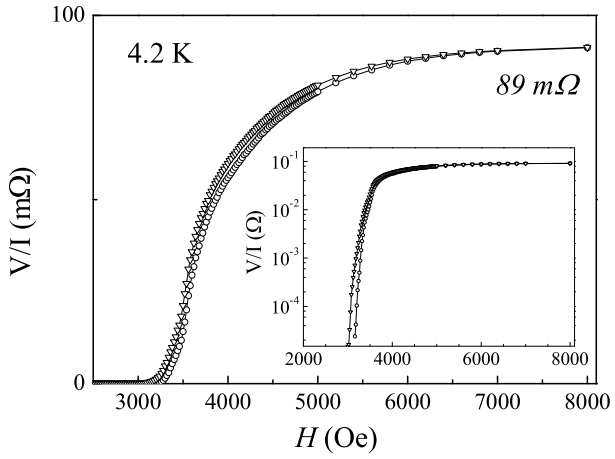


FIG. VII.2 – Évolution de la résistance du micro-pont vierge estimé par le rapport V/I en fontion du champ magnétique appliqué, pour $7mA$ ($\triangledown$) et $5mA$ ($\circ$). En insert, la représentation semi-logarithmique des données. $T = 4.2K$.

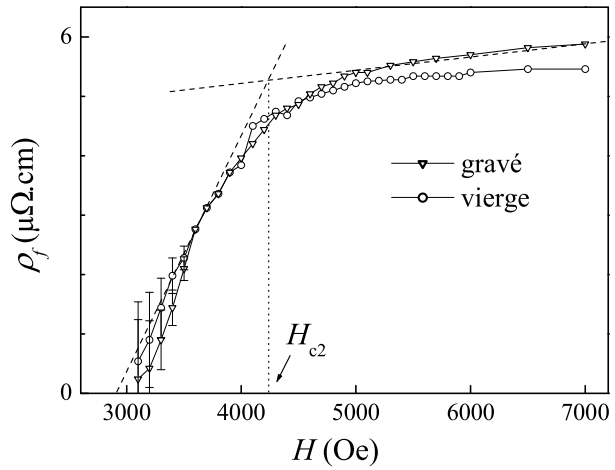


FIG. VII.3 – Caractéristiques $\rho_f - H$ des micro-ponts gravé ($\triangledown$) et vierge ($\circ$). $T = 4.2K$.

VII.2 Courant critique et ancrage dans un micro-pont sur couche mince

VII.2.1 Effet de la vitesse

Le champ électrique moyen mesuré dans un micro-pont est de l'ordre de $10V/m$, [3] ce qui correspond à une vitesse moyenne du réseau de vortex de quelques $10m/s$. Ces vitesses excèdent de 3 ordres de grandeur celles usuellement atteintes dans des matériaux massifs, et dans les nôtres en particulier (voir les chapitres précédents).

Ces vitesses considérables pourraient laisser présager d'un régime dynamique différent de celui que nous avons observé dans des échantillons massifs. Suivant les modèles de piégeage en volume qui représentent les sources d'ancrage diluées dans le volume [42, 97], le réseau de vortex devrait explorer son potentiel de piégeage beaucoup plus vite. Partant, les interactions vortex-pièges devraient faiblir en intensité, à mesure que la vitesse augmente. Sans même entrer d'ores et déjà dans des considérations concernant le régime bruyant associé à ces hautes vitesses, ces prédictions peuvent être vérifiées à l'aide de la caractéristique $I-V$. Un exemple du comportement dynamique typique attendu dans le cas de piègeage de volume est donné dans la figure VII.4. L'évanouissement dynamique des interactions s'accompagne nécessairement de celui du courant critique, c'est-à-dire qu'à fort courant, la $I-V$ devient ohmique, et la courbe s'extrapole à l'origine.

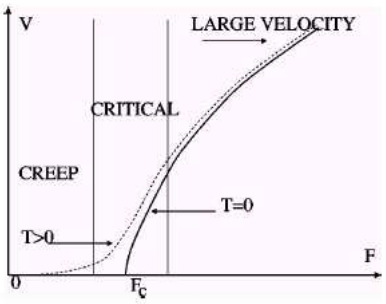


FIG. VII.4 – Caractéristique force appliquée-vitesse typique du réseau de vortex selon P. Le Doussal et T. Giamarchi à $T=0$ (trait plein), et à température finie (trait pointillé). Sont distingués 3 régimes dynamiques : le « creep » purement thermique, le régime de dépiégeage, et le régime à grande vitesse. Reproduction de la figure 4 de la référence [97]

Pourtant, nos résultats expérimentaux contredisent ces suppositions. Une caractéristique $I-v_L$ (typique) mesurée dans l'échantillon vierge, dans l'état mixte ($T=4.2K$, $H=3800Oe$), est donnée dans la figure VII.5. Il apparaît très clairement que le courant critique se maintient en régime dissipatif : comme dans un échantillon massif, *l'intensité des interactions dynamiques entre les vortex et leurs centres d'ancrage ne dépend pas de la vitesse du réseau*, en dépit même des grandes valeurs qu'elle prend.

Le résultat de la figure VII.5 est en revanche consistant avec le modèle d'ancrage que nous avons utilisé pour interpréter nos observations jusqu'à présent. Suivant cette approche, nous avons considéré qu'en flux-flow, les extrémités des

[3] $H=3500Oe$, $I-I_c \approx 1mA$, $R_f \approx 40m\Omega$

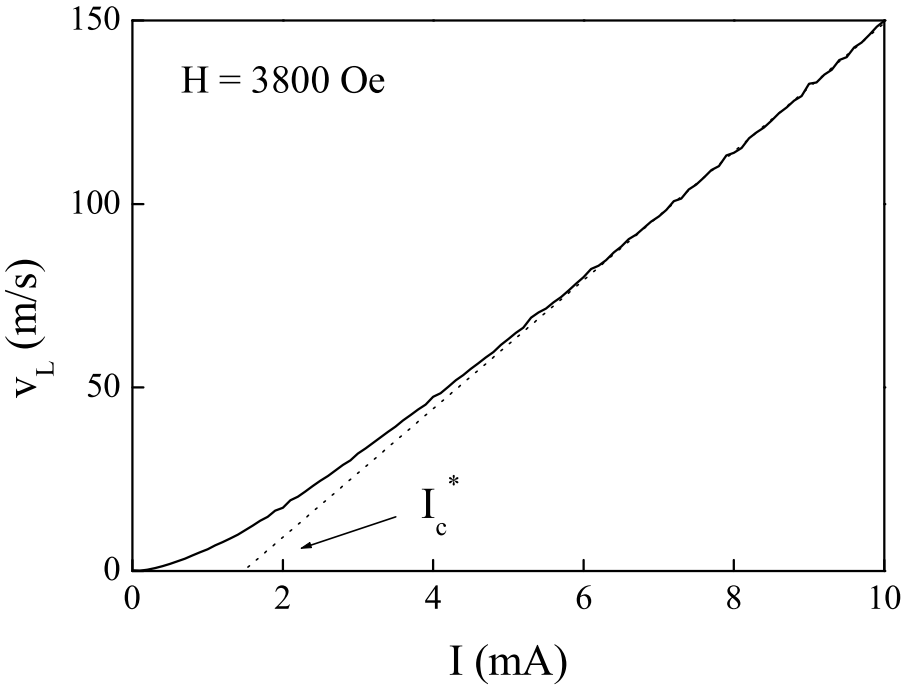


FIG. VII.5 – Caractéristique vitesse-courant mesurée dans le micro-pont vierge. La vitesse est calculée par la formule $v_L = \frac{V}{BL_2}$, avec $L_2 = 7.5\mu m$, la longueur de micro-pont. L'extrapolation linéaire du régime fort courant (trait pointillé) ne passe pas par l'origine. Au contraire, loin du seuil de désancrage, v_L devient proportionnelle à $I - I_c$, comme dans un échantillon massif. La flèche indique le courant critique global I_c^*, extrapolation à vitesse nulle. $H = 3800Oe$. $T = 4.2K$.

vortex conservent la même position tant que la surface leur offre une condition de raccordement d'équilibre (durant une « période flux-flow » T_0), puis qu'elles subissent une brutale instabilité (de durée τ) qui les emmène vers une nouvelle condition d'équilibre.

Rappelons les expressions des deux temps caractéristiques impliqués :

$$T_0 = \frac{a_0 B L_2}{V}$$
$$\tau = \frac{a_0 B \lambda_V W_2}{\rho_f I_c}.$$

Une application numérique [4] fournie les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} T_0 & \sim & 1ns \\ \tau & \sim & 0.1ns, \end{cases}$$

c'est-à-dire que la durée d'une instabilité est plus courte que la période flux-flow. Autant la distinction était nette dans les échantillons massifs ($T_0/\tau > 10^4$), autant dans le cas présent, la pérennité du processus n'est pas assurée *a priori*. À la limite $T_0/\tau \to 1$, les vortex n'auraient pas le temps d'explorer l'intégralité du potentiel de piègeage, de sorte que leurs courbures en surface n'atteindraient plus tout à fait leurs valeurs maximums. Le potentiel d'ancrage effectif θ_c serait alors « moyenné » — en partie au moins — par la vitesse du réseau. Or, nous avons montré au chapitre IV que dans un micro-pont sur une couche mince de Niobium, l'angle critique effectif

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{I_c}{W\varepsilon}$$

rendait compte de *l'intégralité* du potentiel d'angle physiquement présent à la surface de nos couches [16]. Nous concluons que *aucun argument expérimental ne permet de contredire que l'ensemble du mécanisme d'ancrage de surface, y compris le processus d'instabilités, reste valable et s'exprime complètement dans nos micro-ponts*. De même, nous considèrerons pour les mêmes raisons que la séparation du courant critique non-dissipatif (en surface) du reste du courant de transport (dans le volume) a toujours lieu ici, comme dans un matériau massif. L'épaisseur des couches de Niobium utilisées ($e_p = 450nm$) le justifie par ailleurs puisqu'elle est grande devant la profondeur de pénétration du flux magnétique $\lambda \approx 40nm$.

La série de micro-ponts qui nous intéresse ici a été synthétisée dans les mêmes conditions que celle dont nous avons caractérisé l'état de surface, et il est donc naturel de considérer qu'elle possède la même rugosité de surface. En

[4] application numérique : $B = 0.35T$, $a_0 \approx 8\,10^{-8}m$, $W = 10\mu m$, $\rho_f = 2.14\mu\Omega.cm$, $\lambda_V \approx 20nm$, $I_c \sim 1mA$.

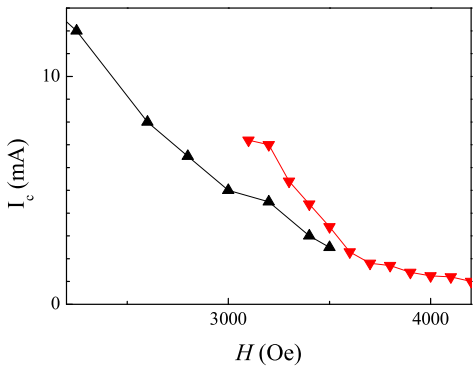


FIG. VII.6 – Courants critiques du micro-pont vierge du chapitre IV (▲), et du micro-pont vierge issu de la série présentement mesurée (▼), tracés en fonction du champ magnétique appliqué.

tenant compte de plus du fait que les deux séries de micro-ponts présentent des courants critiques tout à fait similaires (à un facteur près de l'ordre de 1.3 ; cf. figure VII.6), de même que le sont leurs températures critiques, ainsi que leur résistivité, [5] nous les estimerons équivalentes.

Dans ce contexte, une mesure de bruit sera de nature à vérifier l'analogie avec les échantillon massifs, en mesurant précisément l'intensité de l'interaction dynamique d'ancrage.

Mais avant cela, et malgré le très bon accord entre nos résultats et la prédiction du modèle MS, on pourrait objecter que le courant critique puisse être transporté par les bords parallèles au champ magnétique du micro-pont, de tels effets (à bas champ toutefois) ayant été rapporté dans le passé [80]. Les paragraphes suivants rapportent une expérience qui réfute cette objection.

VII.2.2 Effet des bords

Les petites dimensions de nos systèmes sont propices au renforcement de l'effet éventuel des bords — du moins, les bords étendus suivant **y**, les autres étant formés par le réseau de vortex immobile des grandes sections du micro-pont (voir la figure VII.7)

Notre étude d'échantillons massifs au chapitre IV a permis d'établir que des effets de type Bean-Livingston [76] ne pouvaient exister que dans des proportions négligeables par rappport à l'effet des surfaces perpendiculaires au champ magnétique, mais elle ne les avait pas exclu indubitablement. La présence de

[5] dans la série du chapitre IV, $T_c = 9.1K$ et $\rho_n^{(T_c)} = 5\mu\Omega.cm$.

courant critique transporté par les bords parallèles au champ magnétique reste donc plausible.

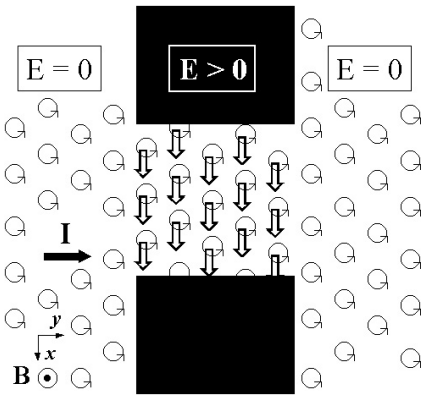


FIG. VII.7 – Dans les conditions d'expériences, en régime dissipatif, les vortex du micro-pont sont en mouvement, tandis que ceux des grandes sections sont immobiles.

L'observation expérimentale la plus claire de la présence de barrières de surface a été apportée par Paltiel *et al.* et Fuchs *et al.*, dans $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [103] et $NbSe_2$ [104]. Ils mesurent que la composante suivant **z** du champ magnétique induit par l'application suivant **y** d'un courant alternatif ne pénètre pas complètement dans l'échantillon. Ils en déduisent que le courant critique est principalement transporté par les bords de leurs échantillons. Or, en présence de piègeage, et dans des conditions comparables à celles de ces expériences, c'est-à-dire en régime linéaire (alternatif), un écrantage électromagnétique se produit, empêchant le champ magnétique de pénétrer tout à fait l'échantillon [98, 99]. Cet écrantage, ou « effet Campbell », est indépendant de tout modèle. Il a été largement débattu, et sa discussion n'est pas notre propos ici. Le doute persiste donc, car les auteurs n'élucident pas cette question dans leur géométrie.

Or, des barrières de surface dans nos micro-ponts conduiraient à une distribution inhomogène du champ magnétique, et donc des lignes de flux (« effet de dôme » [100]). Aussi est-il important de clarifier cette question avant d'étudier la nature du flot des vortex.

L'expérience la plus directe consiste à comparer le courant critique de deux micro-ponts ayant des bords différents. Dans ce but, nous avons mesuré un micro-pont aux bords parfaitement lisses, et un autre aux bords régulièrement dentelés.

Les images MEB des deux échantillons sont reproduites dans la figure VII.8. Les motifs des bords ont été réalisés à l'aide d'un faisceau d'ions Galium focalisé (ainsi que l'imagerie MEB) en collaboration avec Dr. B. Domenges du laboratoire LAMIP-Philips/ENSICAEN. Le traitement de l'échantillon dentelé a consisté en une gravure d'intensité $9pA$ à $30keV$, de deux séries de quarante carrés $200nm \times 200nm$, [6] sur une profondeur de $600nm$, soit bien plus que l'épaisseur de la couche ; celui de l'échantillon lisse, en deux rectangles $11.3\mu m \times 120nm$, sur une profondeur de $600nm$ également. [7]

La gravure a eu pour conséquence indésirable de modifier les propriétés su-

[6] dans nos conditions d'expérience ($3000 \leq H \leq 5000Oe$), cela correspond à 3 ou 4 vortex par dent, et la hauteur d'une dent équivaut à la distance inter-vortex.

[7] la rugosité des bords est quasiment inexistante à l'échelle de ξ, et on peut estimer que vus par les vortex, les bords sont parfaitement lisses.

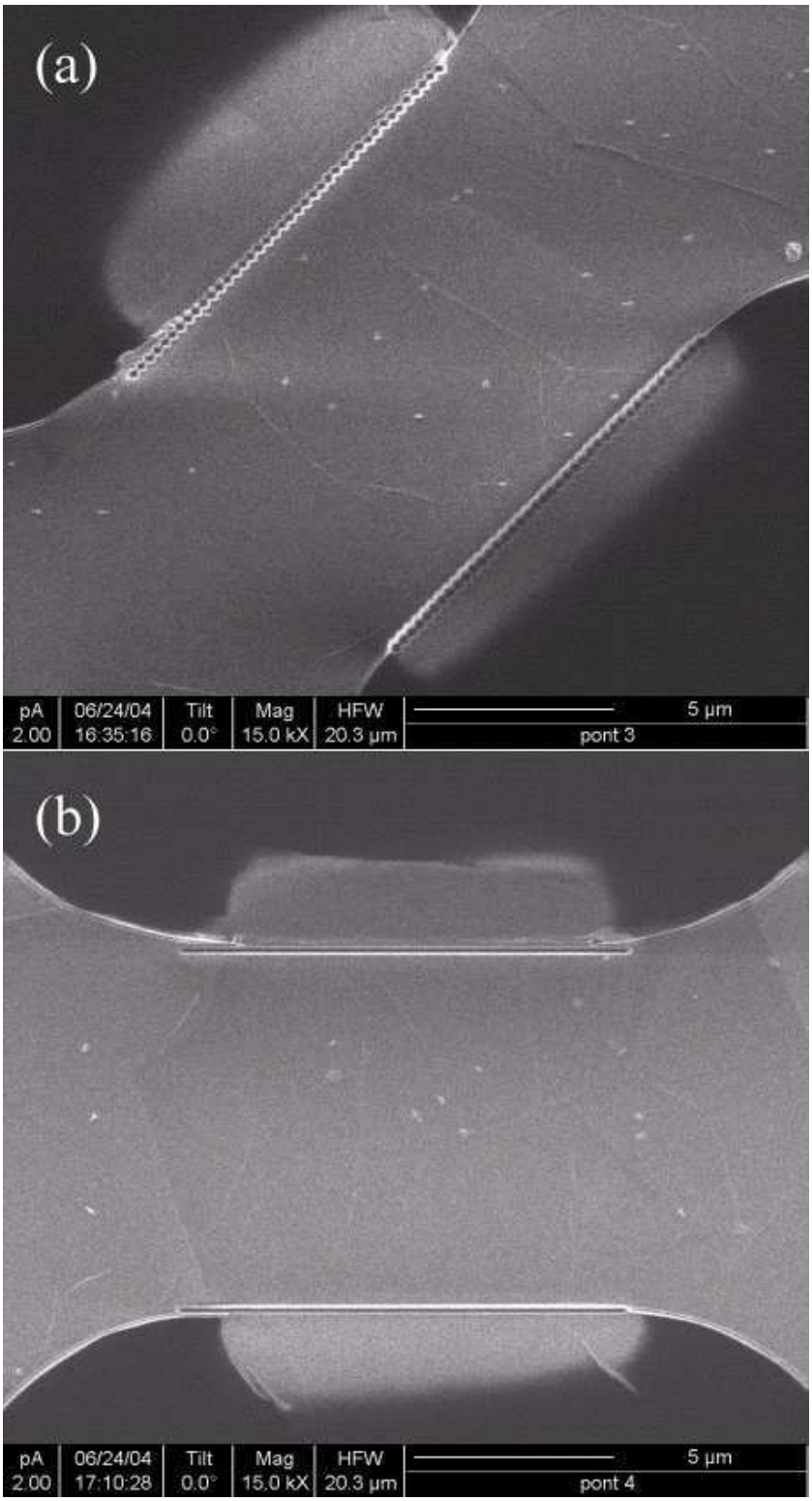


FIG. VII.8 – Images MEB des micro-ponts dentelé (a) et parfaitement lisse (b). Les zones claires de part et d'autre des micro-ponts correspondent à la redéposition d'une petite partie du Niobium extrait de la couche par la gravure. On estime l'épaisseur de cette couche résiduelle à quelques nanomètres.

praconductrices des micro-ponts traités, selon toute vraisemblance par implantation d'ions Ga^+. Celle-ci est très difficile à quantifier précisément, et nous n'évaluerons ses effets qu'à partir des mesures de résistivité, par comparaison avec l'échantillon vierge. Il est néanmoins possible d'estimer grossièrement qu'au plus, une fraction 10^{-6} de la dose initiale (10^{17} ions/cm^2) a pu s'implanter sur une profondeur de $2.5nm$, partout à la surface d'un micro-pont [101] [8] — une telle dispersion des ions peut s'expliquer par les collisions entre les ions focalisés et ceux pulverisés, issus du matériau dans la gravure et dont le nombre dépend de la qualité du vide pendant le traitement. L'altération des propriétés supraconductrices peut s'illustrer par la résistivité flux-flow (figure VII.9) qui indique une diminution de H_{c2}, ainsi que de la résistivité normale. Les deux échantillons modifiés ont en revanche des propriétés identiques et peuvent être comparés deux à deux, ce qui est le propos de l'expérience.

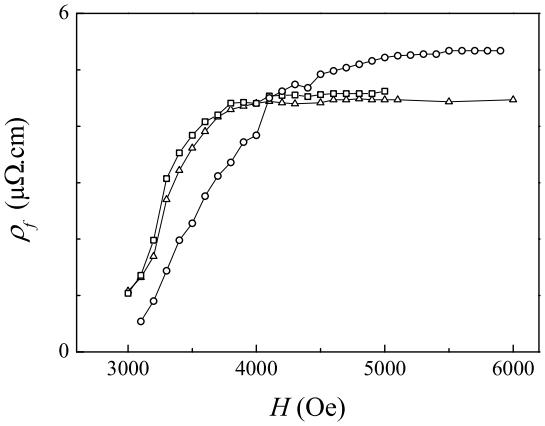


FIG. VII.9 – Évolution de la résistivité flux-flow ($\rho_f = \frac{W_2 e_p}{L_2} dV/dI$, $I \gg I_c^*$) en fonction de l'excitation magnétique des micro-ponts parfaitement lisse (□), dentelé (△) et vierge (○). $T = 4.2K$.

Dans le modèle de Bean-Livingston, on s'attend à ce que les aspérités des bords abaissent les barrières de surface : le courant critique du micro-pont dentelé devrait donc être plus faible. Le courant critique global I_c^*, défini dans la figure VII.5, a été mesuré pour différents champs ; les valeurs sont reportées dans la figure VII.10. Aucune influence de l'état des bords n'est observable dans nos micro-ponts, et nous considèrerons à présent que

- la totalité du courant critique passe par la face perpendiculaire au champ magnétique.

[8] les doses d'irradiation utilisées dans l'expérience que rapporte cette référence sont nettement plus élevées que les nôtres : $2.5\,10^{19} Ga^+/cm^2$, pendant 71 minutes sur une superficie de $10\mu m \times 10\mu m$, avec un courant de $1nA$, soit un faisceau huit fois plus large que le nôtre.

– la distribution du flux est homogène dans le micro-pont, dans le sens où elle n'est pas affectée par les bords du système.

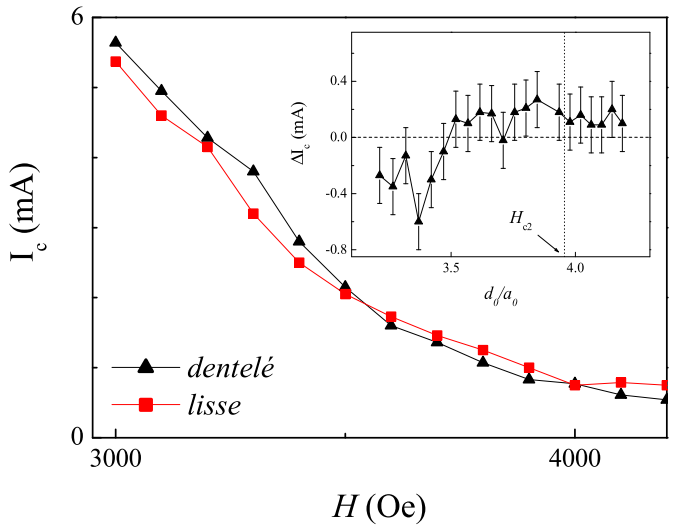


FIG. VII.10 – Comparaison du courant critique du micro-pont dentelé (▲), parfaitement lisse (■) en fonction du champ magnétique. En insert : la différence $\Delta I_c = I_c^{(lisse)} - I_c^{(dents)}$ tracée en fonction de d_0/a_0, le nombre de vortex par dents; la présence de barrières de surface la rend négative. $T = 4.2K$.

Nous venons de montrer que le réseau de vortex dans un micro-pont se comporte en moyenne comme dans un échantillon massif aux dimensions réduites. Les mesures qui suivent ont pour but de vérifier si il en va de même du régime bruyant.

VII.3 Bruit de flux-flow dans un micro-pont

VII.3.1 Préambule : caractérisation du micro-pont gravé

Nous avons approfondi notre étude du bruit de tension en observant l'effet sur le bruit qu'engendrent des altérations controlées introduites sur les bords (dentelure décrite dans la partie précédente), et sur la surface (voir figure VII.11). Ce dernier traitement a consisté en la gravure de tranchées parallèles, orientées dans le sens du courant, comme dans l'expérience menée sur des micro-ponts, rapportée dans le chapitre IV. La faible dose utilisée pour la gravure (à $30keV$ toujours, mais d'intensité réduite à $2pA$, pour une dose de $1.3\,10^{17}\text{ions}/cm^2$) n'a pratiquement pas altéré les propriétés du micro-pont

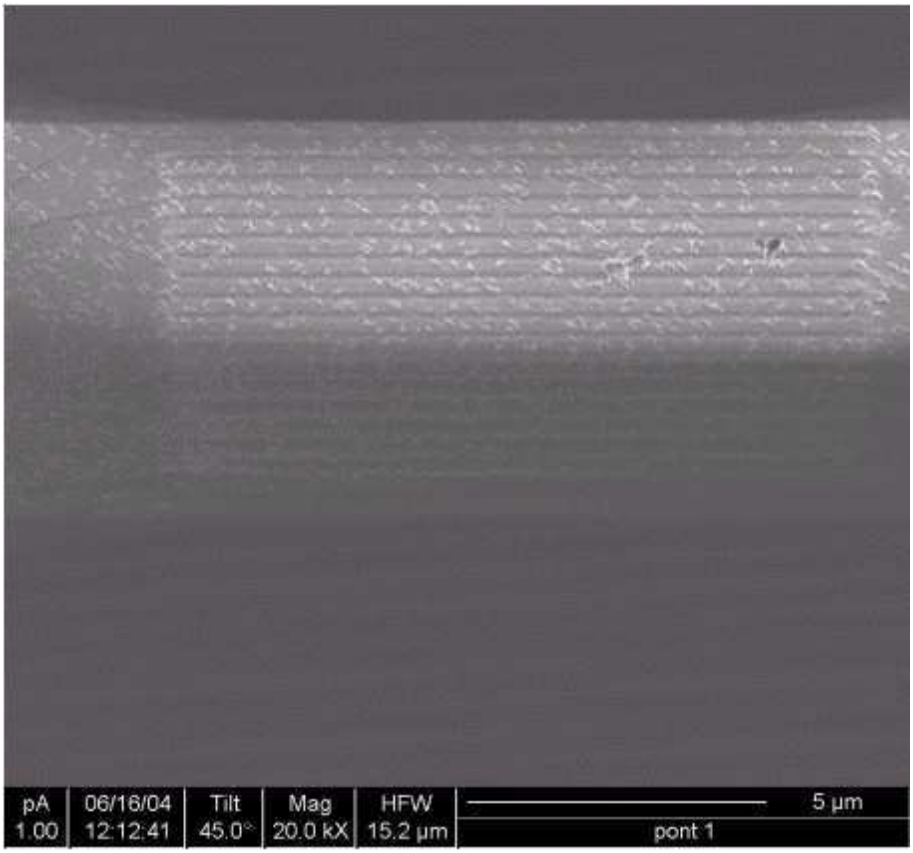


FIG. VII.11 – Image MEB de l'état de surface modifié par irradiation basse énergie d'ions Ga^+. Le traitement a consisté en la gravure de 18 rectangles parallèles $12\mu m \times 30nm$ sur une épaisseur de $30nm$, espacés de $d_0 = 0.3\mu m$. Dans les conditions de gravures ($2pA$), on estime par une simulation de Monte-Carlo que l'implantation des ions est limitée à une épaisseur d'environ 10nm [102].

gravé comme le montre la similitude des résistivités avant et après traitement (figure VII.3). Les différences sont suffisament faibles pour ne pas gêner la comparaison. Enfin, les tranchées creusées à la surface du micro-pont gravé ont renforcé le courant critique (figure VII.12). L'excès de courant critique n'est pas monotone avec le champ magnétique, mais présente un maximum au champ pour lequel le pas du réseau est commensurable avec la périodicité des gravures ($d_0/a_0 = 4$). Un effet équivalent a été observé par O. Daldini *et al.* [79] dans une couche de Plomb, et s'apparente à celui de plots magnétiques [106, 107].

Il est regrettable que la faiblesse des signaux de bruit à ce champ de commensurabilité ne nous ait pas permis d'étudier en détail ce régime dynamique particulier. Nous avons dû nous contenter de sonder un champ intermédiaire ($H = 3500Oe$, soit $d_0/a_0 = 3.7$) qui offrait un bien meilleur contraste. Quant aux autres champs de commensurabilité ($d_0/a_0 = 1, 2, 3$), les courants critiques associés sont beaucoup trop grands pour qu'il soit possible de sonder le régime de flux-flow, sans que la chaleur dissipée ne détruise le micro-pont.

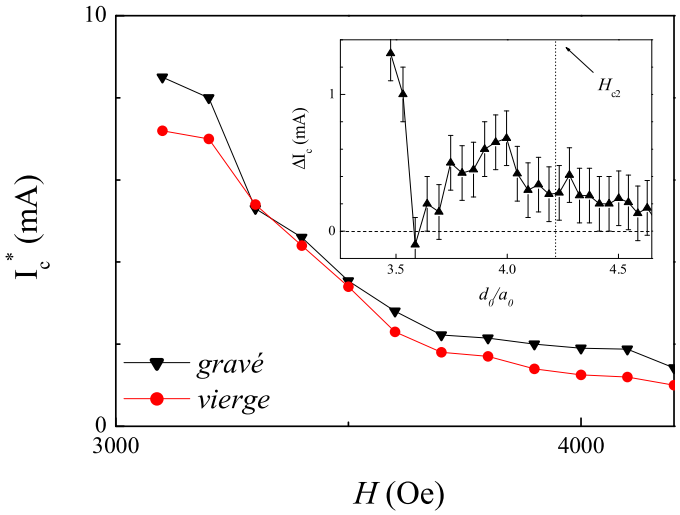


FIG. VII.12 – Courants critiques I_c^* en fonction de H des micro-ponts gravé (▼) et vierge (●). En insert : la différence $\Delta I_c = I_c^{(gravure)} - I_c^{(vierge)}$ tracée en fonction de d_0/a_0, le nombre de vortex contenus entre deux gravures. L'excès de courant critique correspond au champ pour lequel le réseau de vortex est commensurable avec la périodicité du motif gravé.

VII.3.2 Étude en puissance du bruit de flux-flow

Micro-ponts et échantillons massifs

Pour commencer, nous adopterons la même approche que dans les chapitres précédents, en raisonnant sur la puissance totale de bruit. La question qui se pose alors est de savoir si la *nature* du mécanisme est conservée à hautes vitesses, c'est-à-dire, si le bruit résulte encore de fluctuations du courant critique, comme nous l'avons mis en évidence dans du Niobium massif.

La figure VII.13 présente l'évolution de la puissance de bruit en fonction du courant, conjointement avec la tension moyenne en fonction du courant dans le micro-pont vierge. Le comportement du bruit se décompose en deux régimes où se distinguent très nettement le flux-flow ($V = R_f(I - I_c)$) de la gamme de courant qui précède (ici, $I < 6.5mA$), à partir de l'apparition de la résistance. À faible courant, le bruit exhibe des pics qui disparaissent subitement au début du flux-flow ; l'amplitude du bruit suit alors un régime plus régulier. Ce comportement ressemble beaucoup à celui que nous avons observé dans un échantillon de PbIn massif (voir annexe A), et s'accorde avec les observations expérimentales de pics de désancrage [105, 50]. Nous reviendrons par la suite sur le régime de désancrage, après avoir exposé le détail du bruit en flux-flow.

Tout d'abord, l'amplitude des fluctuations se maintient en flux-flow. En dépit de sa vitesse considérable, le réseau continue d'explorer le même potentiel d'ancrage. Ce résultat confirme celui que nous avons énoncé à propos de la persistence du courant critique à forts courants à partir de la caractéristique $v_L - I$ de la figure VII.5 : ni les mesures de transport traditionnelles, ni les mesures de bruit ne font état d'une quelconque dépendance avec la vitesse des interactions d'ancrage. Au contraire, il semble que les fluctuations, tout comme le courant critique, restent constants en flux-flow — δV_{rms} laisse certes voir une légère tendance croissante avec le courant, mais elle reste faible par rapport à l'accroissement de la vitesse.

Pour aller un peu plus avant dans les liens entre le bruit de tension et le courant critique, nous avons enregistré le niveau de bruit pour différentes valeurs de courant critique, en faisant varier le champ magnétique (figure VII.14). Il apparaît très clairement qu'une fois le flux-flow atteint, l'amplitude du bruit est proportionnelle à $R_f I_c^*$. Ce rapport entre le bruit et le courant critique est une des prédictions fortes de la description en termes de fluctuations de courant critique. Cette propriété du bruit est partagée par des matériaux massifs de Niobium (voir le chapitre IV) et de PbIn (annexe A et réf. [50]).

Enfin, dans la figure VII.15 sont reproduites les distributions spectrales du bruit en flux-flow. Les données présentées correspondent aux points de la figure VII.13-a. La faiblesse des signaux ne permet pas d'entrer dans des considérations concernant la forme des spectres. L'information la plus ferme qu'il soit possible d'extraire des spectres est que *le bruit s'exprime dans la même gamme*

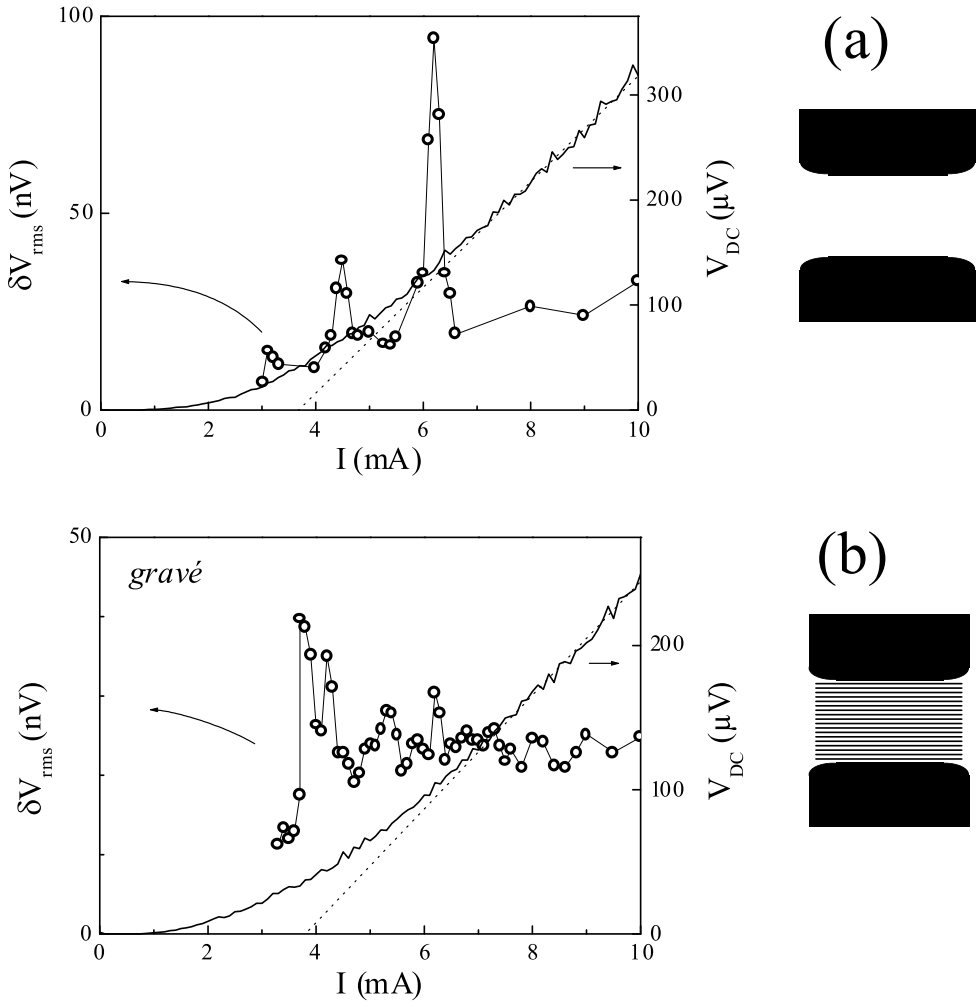


FIG. VII.13 – Évolution de l'amplitude de bruit rms $\delta V_{rms} = \sqrt{\int_{8Hz}^{1000Hz} S_{VV} df}$ ($\circ$) en fonction du courant, (a) dans les micro-ponts vierge, et (b) gravé. En trait plein : la tension moyenne V_{DC}. En pointillés, l'extrapolation à tension nulle du flux-flow. $B = 0.35T$, $T = 4.2K$.

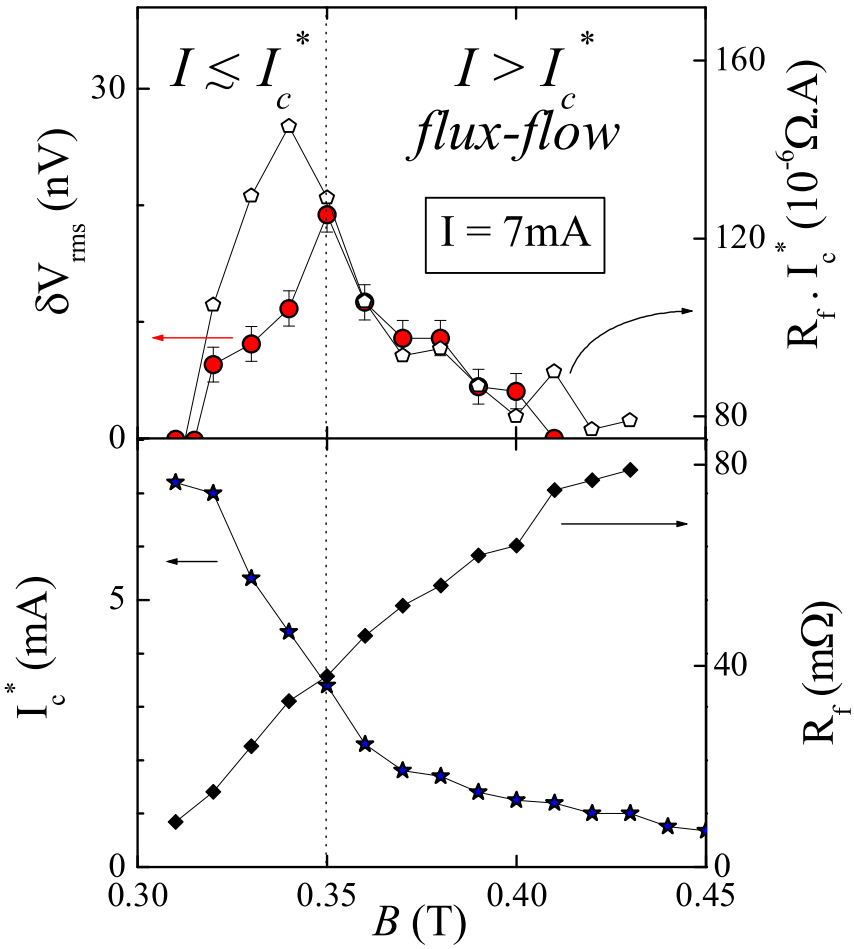


FIG. VII.14 – En haut : amplitude du bruit de tension (•) mesuré pour $I = 7mA$, et le produit $R_f I_c^*$. En bas : détail des quantités I_c^* (⋆) et $R_f = dV/dI$, $I \gg I_c^*$ (⧫). $T = 4.2K$.

de fréquences que dans un échantillon massif. Le bruit de tension n'est plus detectable au-dessus de quelques centaines de Hertz. L'absence de dépendance des fluctuations avec la vitesse moyenne du réseau sur une gamme aussi étendue (de $1cm/s$ à plus de $10m/s$) renforce l'hypothèse que nous avons soutenue jusqu'à présent selon laquelle le régime bruyant est complètement découplé de la vitesse.

Ces résultats sont très importants car ils permettent d'affirmer que la *nature* du mécanisme responsable du bruit à grandes vitesses dans les micro-ponts est la même qu'à basses vitesses, dans des échantillons massifs.

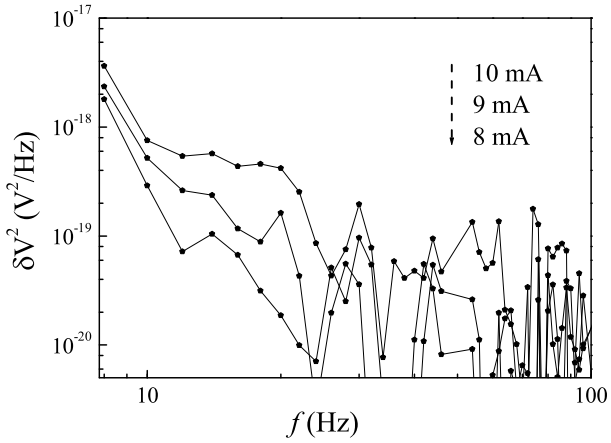


FIG. VII.15 – Spectres de bruit mesurés dansle micro-pont vierge, dans les conditions de la figure VII.13-a.

Influence des conditions limites

En flux-flow Cette courte partie est destinée à présenter l'effet des différentes conditions limites que nous avons données aux micro-ponts sur le niveau de bruit de flux-flow. Les figures VII.13 et VII.16 montrent l'évolution de δV_{rms} en fonction du courant appliqué aux micro-ponts sans et avec gravures, lisses et dentelés respectivement. Dans tous les cas, le bruit présente une faible dépendance avec la vitesse. Ni les gravures à la surface (figure VII.13), ni l'état des bords (figure VII.16) ne donnent à voir d'effet sur l'amplitude du bruit de flux-flow, ni sur son évolution avec la vitesse. Nous avons vu dans la partie précédente que les bords n'affectaient pas le courant critique : il en va de même du bruit de flux-flow. Notre expérience indique que *l'état des bords ne jouent pas de rôle dans le bruit de flux-flow.*

En ce qui concerne l'état de surface, une grande partie de ce document a été consacrée à en démontrer les effets sur le courant critique et sur le bruit de tension. On s'attend donc à observer une augmentation du second, proportionnée à celle du premier. Ceci étant, dans les conditions de mesures de la figure VII.13-b ($H = 3500Oe$), le courant critique est très peu différent avec ou sans les gravures ($\Delta I_c^*/I_c^* < 5\%$). De façon similaire, l'expérience précédente sur les micro-ponts de Niobium (chapitre IV) avait montré que l'excès de courant critique due aux gravures s'évanouissait à fort champ. Ce phénomène peut s'expliquer par la réduction du potentiel d'angles accessibles par les vortex quand leur densité augmente. De la sorte, la différence éventuelle des niveaux de bruit de tension associée n'est pas détectable, et de fait, non détectée.

Avant le flux-flow Tout d'abord, il convient de préciser que la localisation en courant de tous les pics de bruits est reproductible en courants montant et descendant, et même après un cycle de température au-delà de la température critique. Il ne s'agit donc pas d'un phénomène purement dynamique, mais plutôt de la manifestation de quelque transition d'un régime dynamique à un autre. Il peut s'agir par exemple d'une nouvelle part du réseau, préalablement immobile, qui prend part au flux-flow. Cette hypothèse permet d'interpréter également les pics successifs qui précèdent le flux-flow dans les différents échantillons. En supposant que le réseau se dépiège portion par portion, comme dans un échantillon de PbIn (voir la référence [29] et l'annexe A), chaque pic signalerait à la mise en mouvement d'une nouvelle partie du réseau. L'intensité du pic serait d'autant plus grande que la nouvelle portion est importante.

La comparaison des graphes VII.16-b et VII.16-c révèle la suppression spectaculaire du premier pic de désancrage dans l'échantillon aux bords lissés, toutes choses étant égales par ailleurs. Ce résultat soutient notre interprétation en terme de dépiégeage successif de « tranches » de réseau : ce comportement repose sur l'inhomogénéité du courant critique dans l'échantillon, pour justifier la mise en mouvement prématurée ou retardée de certaines portions du réseau, par rapport à d'autres. Or, les dentelures introduisent des variations de la largeur de l'échantillon d'environ 5%, ce qui correspond à quelques dixièmes de milli-ampères de courant critique, soit près d'un dixième de la gamme de courant pour laquelle la $V(I)$ est incurvée. À l'inverse, dans l'échantillon parfaitement lisse, le courant critique est plus homogène, et l'on n'observe presque pas d'irrégularités dans $\delta V_{rms}(I)$. Le contraste est particulièrement net.

Les micro-ponts vierge et gravé présentent également une succession de pics de désancrage (figure VII.13) que nous attribuerons avec les mêmes arguments aux aspérités naturelles de leurs bords (voir figure VII.11).

Amplitude du bruit

Jusqu'à présent, nous avons montré que le bruit de tension dans les microponts avait qualitativement les mêmes propriétés que dans un système macroscopique. Nous nous intéressons maintenant à l'amplitude des signaux enregistrés.

Dans des matériaux massifs, nous avons vu que l'amplitude du bruit pouvait se décrire par

$$\delta V_{rms} = R_f I_c^* \sqrt{\frac{c^2}{L_2 W_2}}, \tag{VII.4}$$

où c représente la taille d'un domaine bruyant. L'application numérique des valeurs expérimentales de la figure VII.13 donne

$$c = \frac{\delta V_{rms}\sqrt{L_2 W_2}}{R_f I_c^*} \approx 1nm,$$

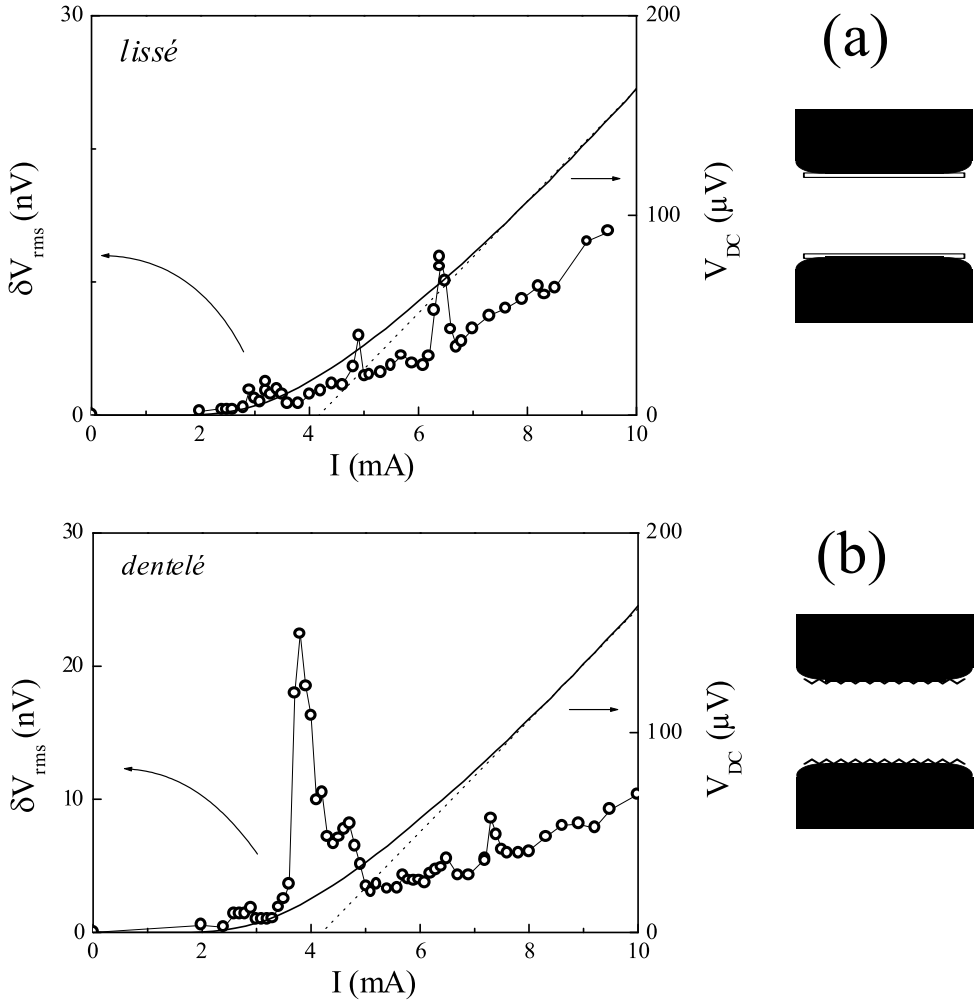


FIG. VII.16 – Amplitude moyenne du bruit de tension $\delta V_{rms} = \sqrt{\int_{8Hz}^{1000Hz} S_{VV} df}$ (○), et tension moyenne (trait plein) dans les micro-ponts (a) aux bords lissés et (b) dentelés. En pointillés, l'extrapolation linéaire à tension nulle du flux-flow. $B = 0.32$, $T = 4.2K$.

soit

$$c < \xi$$

ce qui n'a évidemment pas de sens. On ne peut donc pas décrire le bruit de flux-flow dans un micro-pont de la même façon que dans un échantillon massif. Ce phénomène est d'autant plus inattendu que nous n'avons eu de cesse au cours de nos expériences de mettre en évidence que l'ancrage sous-critique et les interactions dynamiques vortex-pièges sont fondamentalement de même nature (chapitres IV et V), et que l'ancrage sous-critique dans un micro-pont est identique à celui dans un échantillon massif (chapitre IV).

La seule différence du micro-pont par rapport à des lames massives qui nous semble pouvoir expliquer la faiblesse du bruit mesuré est la réduction de la taille du système, et plus particulièrement sa faible épaisseur ($e_p = 450nm$). L'expérience montre que celle-ci est suffisamment grande devant λ pour que la ségrégation des courants de surface-courants de volume — ou extrémités-corps des vortex — qui tient place dans des échantillons massifs, ait encore cours dans nos films. Par contre, compte tenu de la profondeur de pénétration du champ créé par des instabilités élémentaires des extrémités des vortex près des surfaces [9]

$$\begin{aligned} \delta_{\in} &= \sqrt{\frac{a_0 B}{\pi \mu_0 J_c}}, \\ &\approx 550nm, \end{aligned} \tag{VII.5}$$

on a donc dans les micro-ponts la situation particulière où

$$e_p < \delta_{\in}. \tag{VII.6}$$

Dans la situation que définit l'inégalité (VII.6), les instabilités ne peuvent s'exprimer complètement : si la quantité de courant critique reste la même, ses fluctuations ne peuvent plus se développer complètement et se trouvent partiellement étouffées. Sans entrer dans les détails du phénomène, cette interprétation sommaire permet d'expliquer qualitativement comment le bruit de flux-flow peut conserver dans les micro-ponts *toutes les propriétés* du bruit des échantillons massifs (proportionnalité avec le courant critique, dépendance en courant, gamme de fréquences), mais présenter une intensité plus faible. En supposant qu'une instabilité élémentaire conduit à une fluctuations complètement isotrope, la contrainte d'épaisseur va se répercuter suivant les directions longitudinale et transverse au flot. Ainsi, rien ne permet d'affirmer que la dynamique des fluctuations dans les micro-ponts est représentatif de celui qui a lieu dans un système macroscopique, bien qu'il en conserve une partie des propriétés.

[9] application numérique : $B = 0.35T$, $a_0 = 80nm$, $J_c \approx 2\,10^{10} A/m^2$.

VII.3.3 Statistique du bruit de flux-flow

Il est possible de mieux élucider l'effet de la contrainte (VII.6) imposée par la minceur de la couche, en examinant la statistique des fluctuations. Le reste de ce chapitre y sera consacré. Une brève analyse en est donnée, basée sur des considérations simples de statistique.

La réduction de la taille du système, et ainsi du nombre de fluctuateurs, est propice à révéler des effets non-gaussiens (en supposant que les fluctuations ont conservé leur caractère additif). La densité spectrale de puissance est le moyen d'investigation de la distribution en fréquences de la dispersion d'une quantité autour de sa valeur moyenne. Cet outil suffit à décrire complètement un processus stationnaire (dont aucun moment ne dépend du temps) et gaussien (dont tous les moments peuvent se réduire aux deux premiers). Pour caractériser d'éventuels phénomènes non gaussiens, nous avons enregistré des séries temporelles de spectres

$$\{S_{VV}(f,t)\}, \quad f_{min} \leq f \leq f_{max},\, t_{init} \leq t \leq t_{fin},$$

acquis à intervalle de temps réguliers ($T_1 = 300ms$), dans les différents régimes de bruit. Des précisions sur les outils statistiques utilisés sont données dans l'annexe B. À partir de maintenant, l'analyse ne portera plus sur la statistique de la tension $V(t)$ mais sur celle de l'amplitude des fluctuations $S_{VV}(f,t)$, c'est-à-dire sur le « bruit du bruit ».

Avant toute chose, la stationnarité du bruit de flux-flow est vérifiée (figure VII.26) ; c'était déjà le cas dans tous ce qui a précédé. Elle est par ailleurs essentielle dans l'hypothèse d'événements additifs indépendants les uns des autres.

L'information la plus simple fournie par la série temporelle des spectres est la distribution en amplitude du spectre. La construction des histogrammes est expliquée en annexe B.

Les histogrammes issus des mesures dans nos micro-ponts sont rapportés dans la figure VII.17. À titre de comparaison, un histogramme équivalent extrait d'une série temporelle de spectres de bruit de flux-flow dans du Niobium massif (l'échantillon #1 du chapitre 4) est montré à la figure VII.18.

L'allure gaussienne des histogrammes est nette, mais ne suffit pas à démontrer complètement que le processus des fluctuations de tension est gaussien lui-même. La méthode de démonstration la plus directe consisterait à calculer la matrice de covariance des $\{S(f,t)\}_{f,f'}$ qui est diagonale si le processus est gaussien, mais elle est ici quasiment inopérante en raison de la faiblesse du contraste des signaux. Une alternative consiste à tester un second attribut du caractère gaussien en employant la méthode du second spectre, inspirée de l'analyse du bruit en $1/f$ dans les semi-conducteurs [108, 109]. Son principal

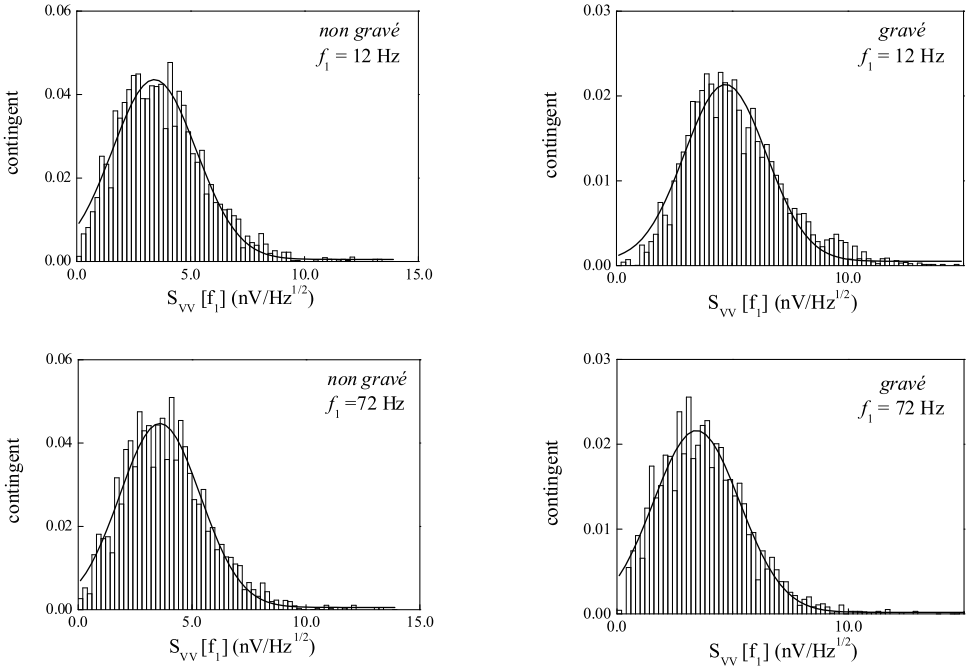


FIG. VII.17 – Histogrammes de la dispersion de l'amplitude des fluctuations de tension aux fréquences 12 et $72Hz$ réalisés à partir d'une série temporelle de 7000 spectres ($1/\Delta f_2 = 300ms$) mesurés dans deux micro-ponts gravé ($I = 7mA \gg I_c^*$) et non-gravé ($I = 7.5mA \gg I_c^*$). En trait plein : la modélisation gaussienne. $B = 0.35T$, $T = 4.2K$.

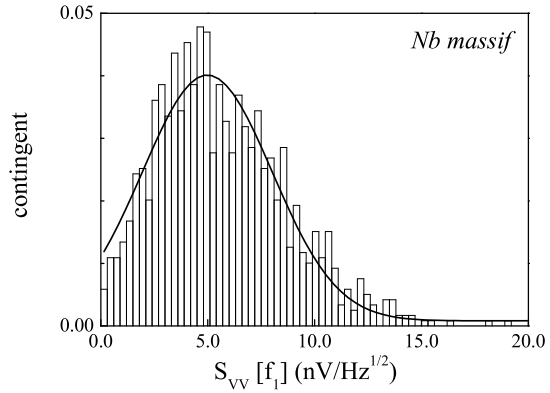


FIG. VII.18 – Histogrammes de l'amplitude des fluctuations de tension à $12Hz$ réalisés à partir d'une série temporelle de 1200 spectres ($T_1 = 1s$) mesurés dans un échantillon massif ($12.10 \times 1.23 \times 0.22mm^3$) de Niobium pour $I = 4.4A \gg I_c^*$. En trait plein : la modélisation gaussienne. $H = 2800Oe$, $T = 4.2K$.

avantage dans le cas présent, est d'offrir une approche plus qualitative, ce qui permet d'extraire plus facilement la contribution du bruit de fond. Le détail du calcul des seconds spectres est donné en annexe B. Le second spectre d'un processus gaussien est blanc, il ne dépend pas de la fréquence. [10] Comme c'est le cas du bruit de fond expérimental (figure VII.19), une éventuelle « coloration » des seconds spectres de flux-flow serait alors le témoin d'effets non-gaussiens.

Nos résultats indiquent que le processus du bruit de flux-flow est gaussien dans des échantillons massifs (figure VII.19). Ce résultat était en partie prévisible, dans la mesure où nous avons montré que le bruit peut y être décrit comme la somme d'un grand nombre de fluctuateurs *indépendants*. Le théorème central limite (TCL) s'y applique alors, et le processus global est naturellement gaussien, quelque soit la loi des processus individuels. Il en est de même dans les micro-ponts en flux-flow (figure VII.19), mais cette fois, ni le nombre de domaines, ni leur taille n'y sont connus, ce qui confère beaucoup d'intérêt au résultat. Du reste, la statistique dans les micro-ponts n'est pas toujours gaussienne comme nous le verrons par la suite.

VII.3.4 Statistiques au depiégeage

Cas des surfaces homogènes

La statistique des fluctuations dans les pics de bruits est spectaculairement différente. À l'œil nu, on observe de très grandes variations de l'amplitude

[10] La réciproque n'est pas nécessairement vraie, mais joints aux histogrammes, les second spectres offrent un moyen de caractérisation supplémentaire de la statistique.

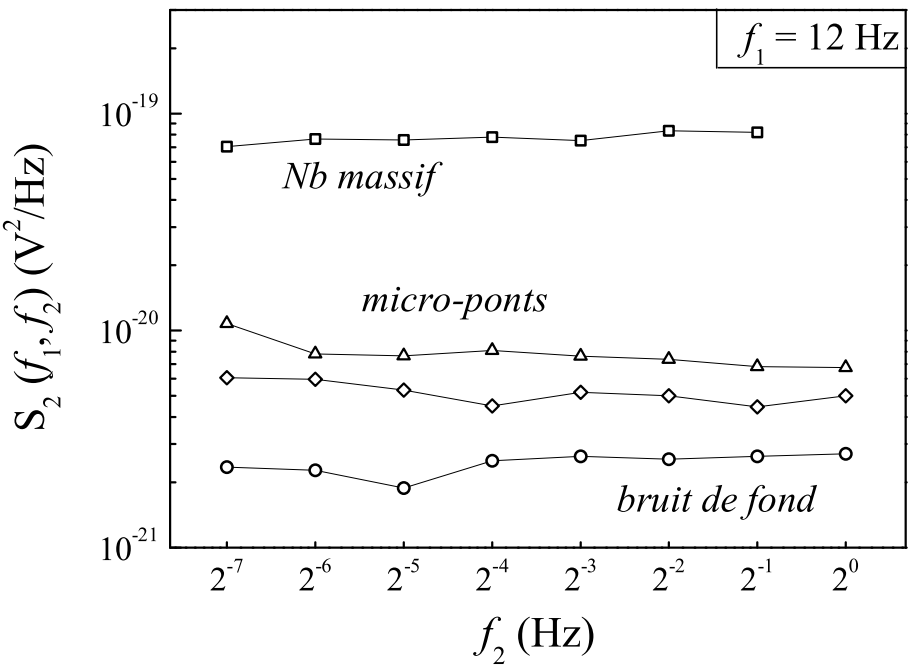


FIG. VII.19 – Représentation en octaves des seconds spectres $S_2(f_1, f_2)$ pour $f_1 = 12 \pm 2Hz$ et $1/\Delta f_2 = 300ms$ du bruit de flux-flow dans du Niobium massif (□), dans des micro-ponts gravé (◇) et non-gravé (△), et du bruit de fond expérimental (○). $T = 4.2K$.

du spectres, sous la forme d'impulsions sporadiques. À l'extérieur des pics, la distribution en amplitude des fluctuations est plus régulière, comme en flux-flow.

Dans les pics Une inspection plus détaillée de la loi de distribution du bruit dans les pics indique qu'il résulte d'un processus non-gaussien. Dans la figure VII.20 sont réunis les histogrammes du bruit dans le micro-pont vierge pour $I = 4.5$ et $6.2mA$, c'est-à-dire aux maxima des deux pics de bruit visibles dans la figure VII.13. Le processus responsable du bruit dans le premier pic (figure VII.20 à gauche) est clairement non-gaussien. L'asymétrie de sa distribution à $12Hz$ y est considérable, tandis qu'elle est légèrement moins prononcée dans le second pic (figure VII.20 à droite). Dans les deux cas, les fluctuations sont distribuées sur une gamme d'intensités très large en comparaison au flux-flow, pour une puissance totale comparable, et la valeur la plus probable est faible : nous dirons qu'elles arborent un caractère *erratique* et *intermittent*. Les seconds spectres (figure VII.21) révèlent une distinction entre le premier et le second pic. À $I = 4.5mA$ ($\diamond$) dans la figure VII.21), le second spectre est blanc : les fluctuations sont décorrélées sur des temps allant jusqu'à la dizaine de secondes. Ce n'est pas le cas du flot dans le second pic où S_2 est « coloré » ($\star$) dans la figure VII.21). Ainsi, les statistiques des fluctuations dans les pics à $I = 4.5$ et $6.2mA$ semblent très différentes l'une de l'autre, n'ayant pour point commun que de n'être pas gaussiennes. Une indication supplémentaire en est la différence d'allure de leurs spectres, montrés dans la figure VII.22 — la forme du spectre dans le premier pic est représentative de celle des autres spectres avant le flux-flow, tous micro-ponts confondus.

En revanche, à l'extérieur des pics, le régime bruyant ressemble à celui du flux-flow, sans présenter un caractère gaussien aussi net. Les histogrammes du bruit à $5mA$ dans l'échantillon lisse par exemple (voir figure VII.16-b) ne sont pas complètement symétriques (figure VII.23), mais son second spectre est pratiquement blanc ($\square$) dans la figure VII.25). La principale différence avec la statistique du flux-flow réside dans la légère asymétrie qui indique l'existence d'impulsions sporadiques et intenses, analogues à celles des pics mais moins fréquentes.

La présence d'effets non-gaussiens avant le flux-flow est une preuve directe que la nature du *flot* n'est alors pas la même qu'en flux-flow, bien que la nature de *l'ancrage* ne change pas. Le comportement différencié dans les pics de bruits accrédite l'hypothèse d'un changement de la nature du flot au moment des mises en mouvement progressives de « tranches » du réseau. Le réseau subit une contrainte supplémentaire qui lui permet d'accéder à des régimes dynamiques différents de ceux du flux-flow.

Des attributs non-gaussiens du bruit de vortex ont déjà été observés dans

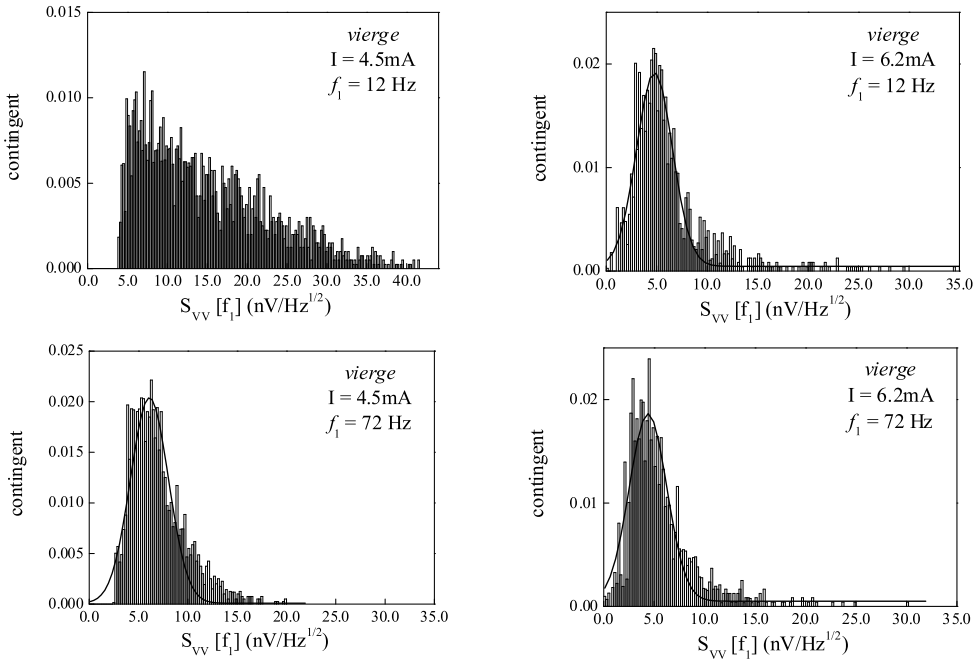


FIG. VII.20 – Histogrammes de l'amplitude des fluctuations de tension à 12 et $72Hz$, réalisés à partir d'une série de 4000 spectres ($1/\Delta f_2 = 300ms$) mesurés dans le micro-pont vierge, dans les deux pics de bruit (figure VII.13-a). En trait plein : la modélisation gaussienne. $B = 0.35T$, $T = 4.2K$.

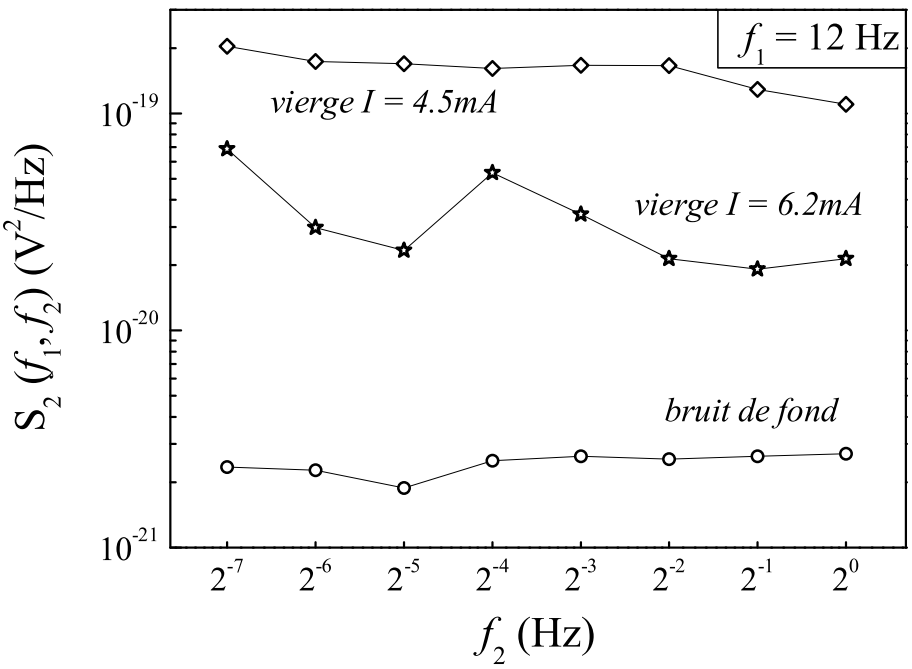


FIG. VII.21 – Représentation en octaves des seconds spectres $S_2(f_1, f_2)$ pour $f_1 = 12 \pm 2Hz$ et $1/\Delta f_2 = 300ms$ du bruit dans les pics dans le micro-pont vierge, à $I = 4.5mA$ ($\diamond$), à $I = 6.2mA$ ($\star$), et du bruit de fond expérimental ($\circ$). $B = 0.35T$, $T = 4.2K$.

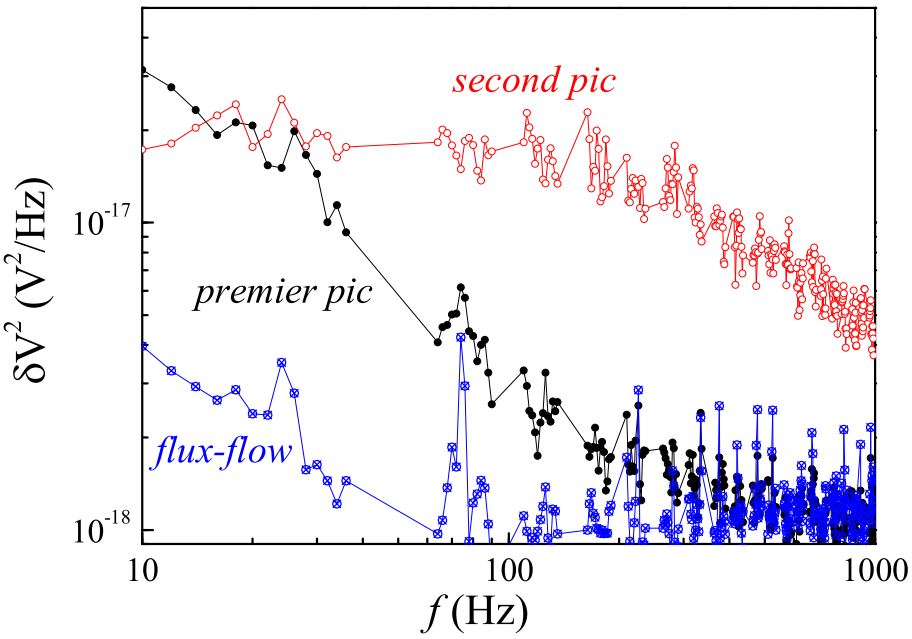


FIG. VII.22 – Spectres de bruit de tensions mesurés dans le micro-pont vierge en flux-flow à $I = 10mA$ ($\otimes$), et dans les pics de bruit (voir figure VII.13) à $I = 4.5mA$ ($\bullet$), et $I = 6.2mA$ ($\circ$). $B = 0.35T$, $T = 4.2K$

des échantillons de $NbSe_2$, dans l'effet de pic, par Merithew *et al.* [110]. Les fluctuations de tension sont alors considérables [11] et résultent principalement de la coexistence de deux « phases » métastables du réseau de vortex, ayant deux courants critiques différents [111]. Dans nos échantillons de Niobium, le courant critique présente une dépendance monotone avec le champ magnétique (pas d'effet de pic), et aucun indice de ségrégation de phase n'a jamais été rapporté. Par contre, si le réseau est homogène dans nos micro-ponts, le courant critique ne l'est pas parfaitement, suivant l'argumentation que nous avons développée à ce sujet au paragraphe VII.3.2. Si l'on généralise le résultat de ces deux expériences, on dira que *des effets non-gaussiens sont caractéristiques d'inhomogénéités du courant critique*. La nature de ces effets dépend en second lieu de l'origine des inhomogénéités.

Sans que l'analyse des fluctuations au dépiégeage dans des échantillons massifs n'ait été approfondie, leur statistique avant le flux-flow n'a jamais donné à voir de caractères non-gaussiens. Leur appparition dans les micro-ponts peut s'attribuer à l'effet « d'étouffement » dû à la faible épaisseur du film. Cette contrainte géométrique permet au réseau de s'écarter de son régime dynamique en flux-flow, sous certaines conditions, comme la présence d'inhomogénéités du courant critique. De plus, on remarquera que la taille réduite du système limite le nombre d'inhomogénéités, et par suite, les sources d'effets non-gaussiens : en grand nombre dans des échantillons massifs, leur expression globale peut se trouver moyennée.

L'effet des gravures sur le régime des fluctuations dans les pics va apporter des éléments nouveaux sur la nature du flot dans les micro-ponts.

En présence des gravures

Le caractère non-gaussien se retrouve dans les pics de bruits du micro-pont gravé, comme le montre l'asymétrie de la distribution en amplitude à $12Hz$ (figure VII.24 en haut à droite). En cela, la situation est analogue à celle dans les micro-ponts aux surfaces intactes : les fluctuations sont erratiques (les histogrammes sont nettement asymétriques (figure VII.24 à gauche)), et décorrélées (le second spectre, ($\triangle$) dans la figure VII.25, est pratiquement blanc).

La statistique des fluctuations avant le flux-flow dans le micro-pont gravé se distingue pourtant fondamentalement de celle des autres échantillons par sa non-stationnarité. Pour illustrer cette propriété, nous avons tracé la moyenne de la densité spectrale de puissance autour de $f_1 = 12$ et $72Hz$ en fonction de

[11] Nous avons directement constaté au cours de l'expérience de diffraction de neutrons sur un échantillon de $NbSe_2$ [17], que les fluctuations étaient visibles au moyen d'un simple voltmètre !

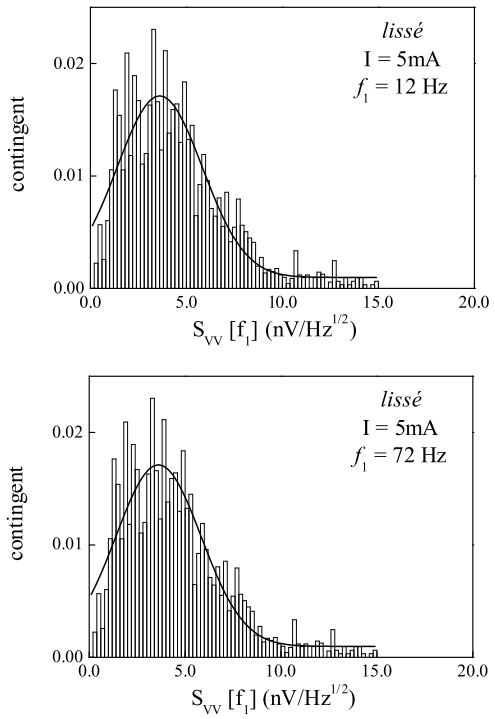


FIG. VII.23 – Histogrammes de l'amplitude des fluctuations de tension à 12 et $72Hz$, réalisés à partir d'une série de 4000 spectres mesurés ($1/\Delta f_2 = 300ms$) dans le micro-pont lisse, pour $I = 5mA$ (figure VII.16-a). En trait plein : la modélisation gaussienne. $B = 0.32T$, $T = 4.2K$.

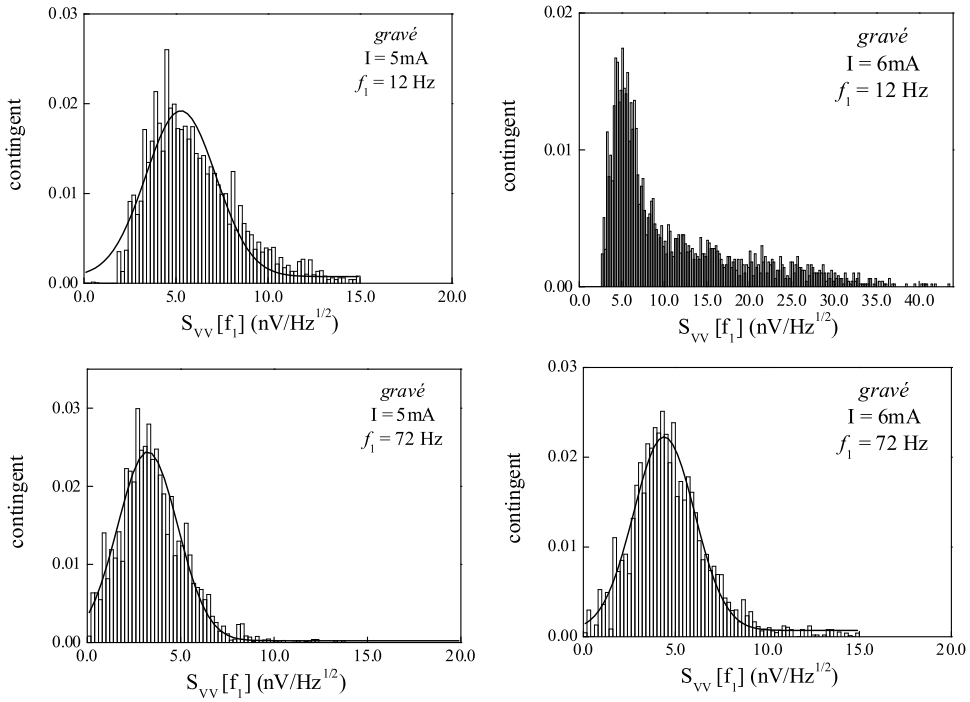


FIG. VII.24 – Histogrammes de l'amplitude des fluctuations de tension à 12 et $72Hz$, réalisés à partir d'une série de 4000 spectres ($1/\Delta f_2 = 300ms$) mesurés dans le micro-pont gravé, dans les deux pics de bruit ($I = 5$ et $6mA$; voir figure VII.13-b). En trait plein : la modélisation gaussienne. $B = 0.35T$, $T = 4.2K$.

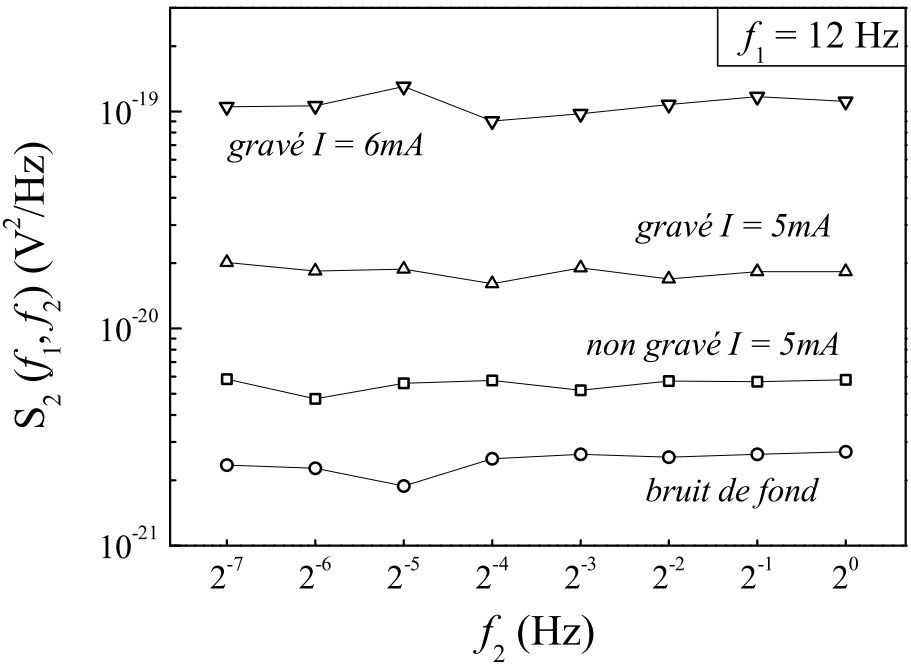


FIG. VII.25 – Représentation en octaves des seconds spectres $S_2(f_1, f_2)$ pour $f_1 = 12 \pm 2Hz$ et $1/\Delta f_2 = 300ms$ dans les pics de bruit dans les micro-ponts gravé avant le flux-flow (voir figure VII.13-b) ($\triangle$ et $\triangledown$), et dans le micro-pont lisse ($\square$) (figure VII.16-a). Le bruit de fond expérimental ($\circ$). $T = 4.2K$

la durée d'acquisition T_2, soit

$$S_V(f_1, T_2) = \sqrt{\frac{1}{T_2} \sum_{t=0}^{T_2} S_{VV}(f_1, t)}.$$

Si $V[t]$ est un processus stationnaire, $S_V(f_1, T_2)$ doit être indépendant de T_2. C'est le cas des fluctuations dans un échantillon massif, et dans les micro-ponts en flux-flow, y compris dans le gravé. C'est aussi le cas dans les micro-ponts non gravés avant le flux-flow (figure VII.26). En revanche, $S_V(f_1, T_2)$ dérive de manière considérable dans le micro-pont gravé, durant le dépiègeage. Cette simple dérive rend caduque toute analyse statistique classique qui ne décrit que des processus stationnaires. Les spectres, ou l'amplitude rms, n'ont pas de sens dans ces conditions puisqu'ils dépendent des conditions de mesure. Aussi, toutes les points de δV_{rms} qui précèdent le flux-flow dans la figure VII.16-a (à gauche du trait pointillé) ne sont pas représentatifs de l'amplitude des fluctuations.

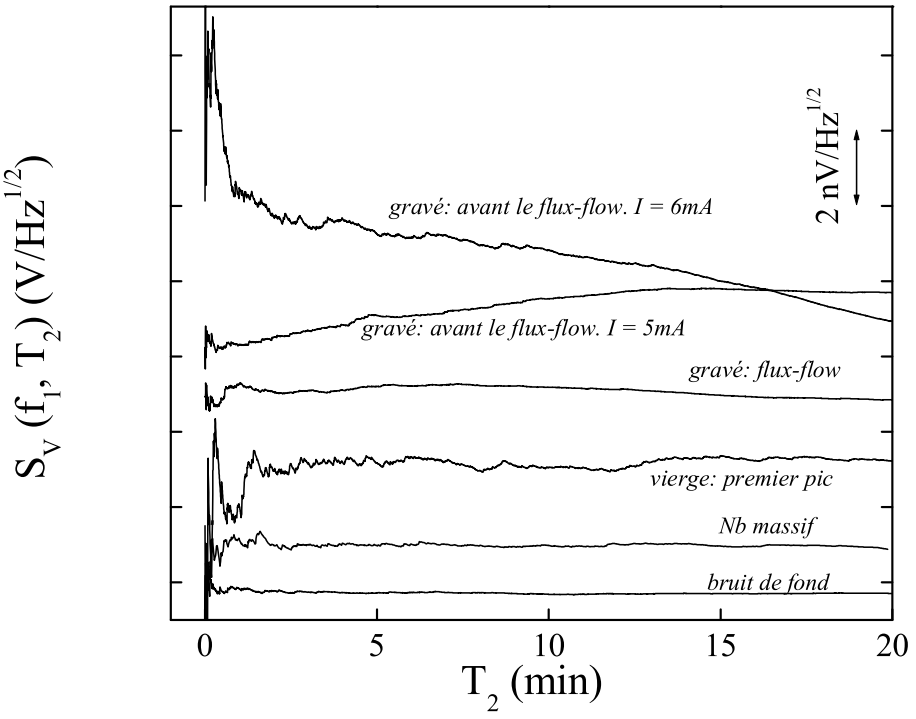


FIG. VII.26 – Amplitude moyenne des fluctuations $S_V(f_1 = 12Hz, T_2)$ en fonction de la durée d'acquisition T_2, dans les différents micro-ponts.

Une telle dérive des fluctuations d'un réseau de vortex n'a, à notre connaissance, encore jamais été observée. La moyenne temporelle diverge : le TCL ne s'applique plus. Ce comportement appelle un rapprochement avec une statistique de Levy qui généralise le TCL à ce type de situation [113].

La loi de Levy vise à généraliser le théorème central limite dans les cas pour lesquels la moyenne d'une variable X dépend du temps (ou du nombre de ses réalisations). La situation correspond à une distribution de X qui présente une queue en loi de puissance *comme c'est le cas dans le micro-pont gravé au dépiégeage* (figure VII.27). Ce comportement peut se décrire par une loi de

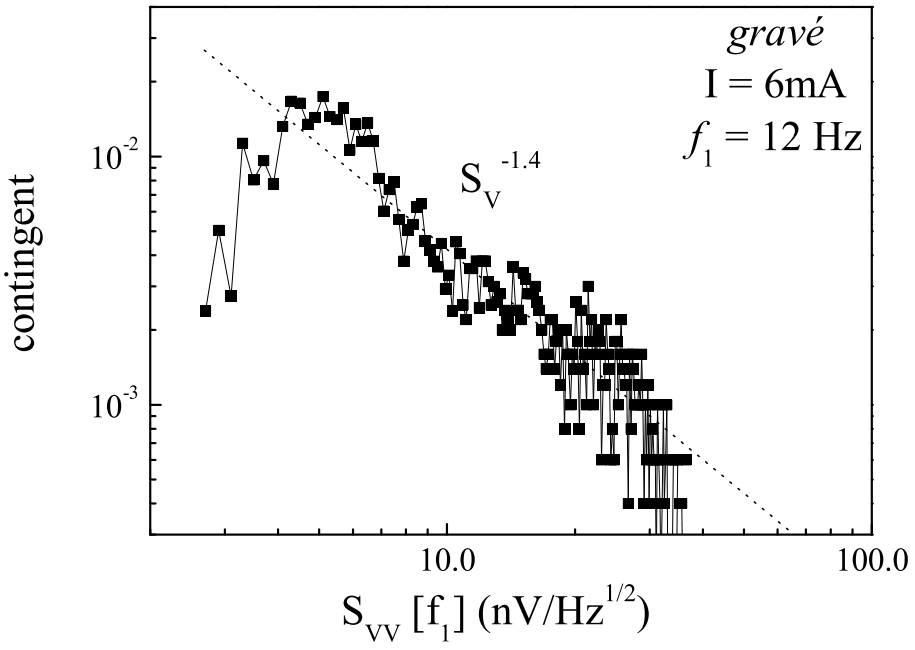


FIG. VII.27 – Représentation logarithmique de l'histogramme du bruit à $12Hz$ mesuré dans le micro-pont gravé à $I = 6mA$. $B = 0.35T$, $T = 4.2K$.

Pareto (avec ici $\alpha = 0.4$) :

$$P(X) \rightarrow_{X\rightarrow\infty} \frac{\alpha X_0^\alpha}{X^{1+\alpha}}, \tag{VII.7}$$

où X_0 définit l'échelle du phénomène. Le moment d'ordre n est défini par la relation suivante :

$$\overline{X^n} = \int_0^\infty X^n P(X) dX \tag{VII.8}$$

Les relations (VII.7) et (VII.8) montrent clairement que $\overline{X}$ diverge pour $\alpha < 1$, ce qui est notre cas. La somme de N réalisations de X

$$\Sigma_X = \sum_i^N X_i$$

ne suit plus la loi normale de moyenne $\overline{X}$ et d'écart-type $\overline{X^2} - \overline{X}^2$, mais s'écrit

$$\Sigma_X = Y X_0 N^{1/\alpha}, \tag{VII.9}$$

avec Y suivant la loi de Lévy $D_\alpha(y)$ [113] dont l'allure est donnée à la figure VII.28 pour $\alpha = 1/2$. Des simulations de telles variables confirment la divergence de Σ_X/N ; une illustration est donnée dans la figure VII.28-b extraite de la référence [113].

Une loi de Levy modélise un système physique soumis à des fluctuations (thermiques par exemple) et placé sur une surface (inclinée) de potentiel à une dimension qui présente m minima locaux, séparés les uns des autres par une barrière d'énergie E_i (i variant de 1 à m). On parle généralement d'une « cascade d'Arrhénius » (figure VII.28-c). Si les E_i suivent une loi exponentielle, on peut écrire :

$$P(E) = \frac{1}{E_0} e^{-E/E_0}, \tag{VII.10}$$

où E_0 est la hauteur moyenne des barrières.

Cette situation correspond fort bien, *a priori* à celle des tranchées gravées à la surface du micro-pont : elles constituent des puits de potentiels pour les vortex. Dans ce qui suit, nous nous efforcerons de démontrer que cette comparaison est réaliste.

Pour cela, nous supposerons que les instabilités élémentaires à hautes fréquences tiennent lieu d'agitation thermique : on définira par analogie une pseudo énergie d'activation $k'_B T'$, via laquelle les vortex passent d'un puit à un autre.

Expérimentalement, nous avons accès à l'amplitude des sauts $\delta V_{rms}(t)$, que nous représenterons pour simplifier, par sa composante à une seule fréquence

$$S_{VV}(f = 12Hz, t) \triangleq S_t^{12Hz},$$

qui devient la variable aléatoire observable. Compte tenu de la conservation du courant dans l'échantillon, le débit moyen des vortex est constant. Ainsi, on peut considérer qu'un saut sera d'autant plus intense qu'il a été retardé longtemps. En pratique, nous dirons que l'amplitude d'un saut est proportionnelle au temps de piégeage de la partie du réseau concernée. L'amplitude des sauts

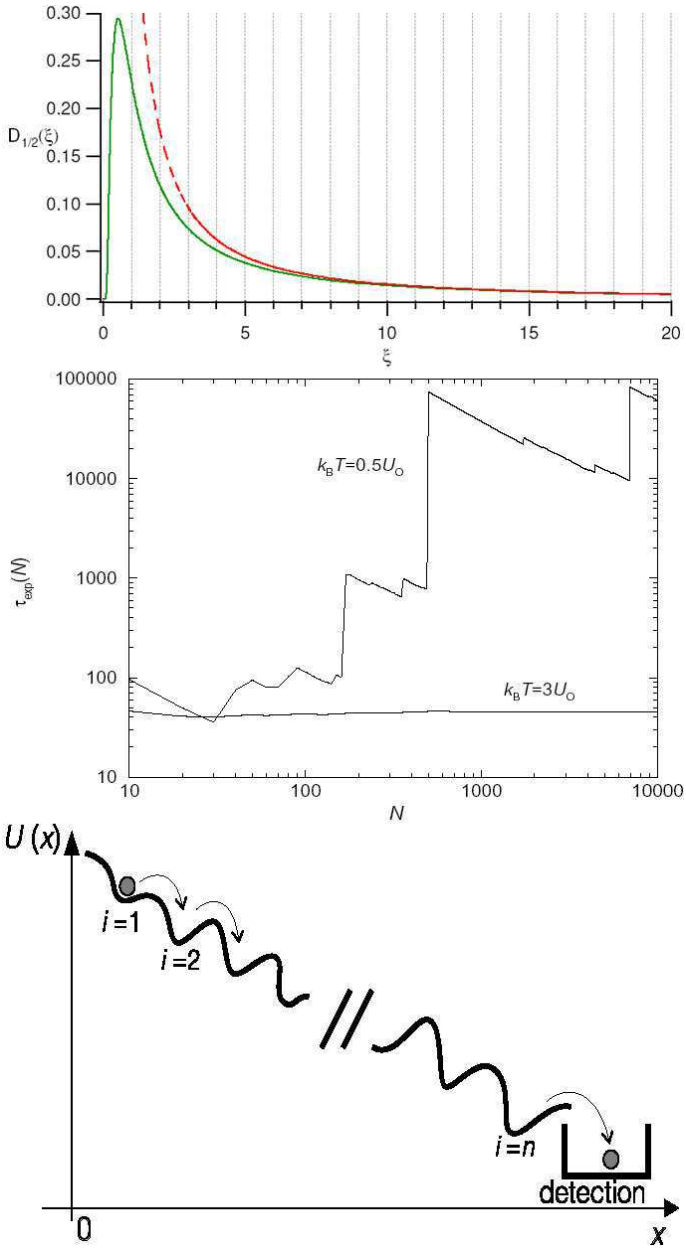


FIG. VII.28 – (a) Fonction de Levy $D_{1/2}(\xi)$. Reproduction de la figure 4.1 de la référence [112]. (b) simulation de la mesure expérimentale du paramètre Σ_X/N, avec la loi de Σ_X définie par l'équation (VII.9) en fonction du nombre de réalisations pour $\alpha = 0.5$. Reproduction de la figure 2 de la référence [113]. (c) cascade d'Arrhénius. Reproduction de la figure 1 de la référence [113].

suit alors la même loi (à un facteur près) que le temps d'attente dans un puit, qui est donnée par la loi d'Arrhénius :

$$\tau_i = \tau_0 e^{\frac{E_i}{k'_B T'}} \tag{VII.11}$$

À partir des expressions (VII.10) et (VII.11), on peut exprimer la densité de probabilité $P(S_t^{12Hz})$ de l'amplitude des sauts en utilisant le fait que

$$P(S_t^{12Hz}) dS_t^{12Hz} = P(\tau)d\tau = P(E)dE.$$

il vient alors

$$P(S_t^{12Hz}) = \alpha \frac{\tau_0^\alpha}{\tau^{1+\alpha}}, \qquad \alpha = \frac{k'_B T'}{E_0} \overset{expe.}{=} 0.4. \tag{VII.12}$$

On retrouve une loi de Pareto qui conduit à une statistique non-stationnaire. Le comportement des vortex dans le micro-pont gravé peut donc se représenter par une cascade d'Arrhénius. Cela démontre que la non-stationnarité des fluctuations dans le micro-pont gravé peut être interprétée comme une preuve que les gravures de surface se comportent comme des puits de potentiels pour les vortex.

Le flux-flow marque le retour à la dynamique stationnaire : la dynamique du réseau se développe sur toute l'étendue du système, et peut alors adopter sa configuration stable.

Conclusion

Nous avons pu mettre en évidence dans le chapitre IV que le courant critique d'une couche mince pouvait être attribué intégralement au même mécanisme, que dans un matériau massif : en particulier, la représentation d'un courant critique transporté sur une épaisseur de l'ordre de λ près des surfaces perpendiculaires au champ magnétique reste valable dans un film, au moins tant que son épaisseur reste grande devant λ.

Les propriétés du régime bruyant dans du Niobium massif ayant été rapportée dans les chapitres qui précèdent, il est naturel de s'intéresser à celui d'une couche mince. Comme dans la partie IV.1.2, p. 73, les mesures ont été menées dans des micro-ponts réalisés sur une couche mince de Niobium de $450nm$ ($> \lambda$).

L'expérience montre que la plupart des propriétés du bruit de tension que nous avons relevées dans les micro-ponts sont communes aux échantillons massifs de Niobium (ou de PbIn). En premier lieu, l'amplitude des fluctuations est proportionnelle au produit $R_f I_c$: cette propriété met clairement en évidence la relation entre l'amplitude des fluctuations de tension δV_{rms} et I_c, sur laquelle repose la modélisation du bruit en termes de fluctuations du courant critique. Ce modèle est décrit dans le chapitre II, et a été plusieurs fois vérifié dans des

lames massives. Ensuite, il est tout à fait remarquable que le bruit de tension se produise dans la même gamme de fréquences (typiquement : $< 1000Hz$) que dans des échantillons massifs, alors que la vitesse du réseau a augmenté de plus de deux ordres de grandeur. Nous proposons à ce titre une brève discussion sur la quasi-absence d'effets de la vitesse en général sur le courant critique et le bruit de tension : elle constitue un argument fort en faveur de la représentation du mécanisme bruyant donnée au §II.2 (p.II.2), qui introduit une dynamique sous-jacente, se produisant à des vitesses supérieures à celles du réseau en moyenne.

Par ailleurs, la géométrie du micro-pont offre la possibilité de contrôler finement l'état de la surface (en gravant des tranchées périodiques) et des bords (en introduisant des dentelures périodiques ou au contraire en les lissant), au moyen d'un faisceau d'ion focalisé. Nous avons ainsi pu mettre en évidence que l'état des bords n'avait d'effet ni sur le courant critique total, ni sur les propriétés du bruit de flux-flow, au moins près de B_{c2}. En revanche, nos mesures indiquent une claire influence des bords sur la dynamique des vortex au dépiégeage, avant le flux-flow. Ces résultats confirment l'importance des inhomogénéités spatiales du courant critique dans ce régime dynamique.

Le bruit dans les micro-ponts se distingue essentiellement de celui dans des échantillons massifs par sa faible amplitude : la description par un grand nombre de domaines fluctants n'est plus valide dans la mesure où les tailles de domaine associées sont trouvées démesurément petites. Cette diminution du bruit est d'autant plus curieuse que nous avons montré que ni le courant critique, qui détermine pourtant l'amplitude de l'ancrage, ni la *nature* du mécanisme de bruit qui n'a pas changé, ne peuvent la justifier. Selon nous, ce phénomène s'attribue aux dimensions réduites du système, et en particulier à la minceur du film, qui est certes plus grande que λ mais plus petite que $\delta_{\in}$ la portée maximale d'une fluctuation. Ne pouvant se développer complétement dans la couche mince, les fluctuations y sont « étouffées ».

Nous présentons pour finir des mesures originales de la statistique des fluctuations dans les micro-ponts. Le processus de bruit est trouvé gaussien en flux-flow. Ce n'est pas le cas au dépiégeage au cours duquel des pics de bruis apparaissent à certaines valeurs de courant. La nature du flot est alors différente : la statistique des fluctuations n'est plus gaussienne, et exhibe un comportement intermittent et erratique.

De plus, nous rapportons pour la première fois un processus bruyant nonstationnaire dans le micro-pont gravé en surface : jusqu'à présent, la stationnarité du bruit a toujours été vérifiée, et ce, pour n'importe quel régime dynamique. Nous montrons qu'il est possible d'attribuer ce phénomène au fait que les gravures de surface tiennent lieu de puits de potentiel pour les vortex, ce qui assimile le système à une cascade d'Arrhénius.

Conclusion générale

Les travaux de thèse présentés dans ce document abordent le problème de l'ancrage et de la dynamique du réseau de vortex d'un point de vue expérimental, par des mesures de bruit.

La première étape a consisté en la mise en œuvre du dispositif expérimental de mesure. Sont détaillées toutes les précautions techniques prises pour atteindre la résolution suffisante pour la détection des faibles signaux de bruit de tension ($5\,10^{-19}V^2/Hz$) et de flux magnétique ($10mG$ entre 10 et $1000Hz$) dans un matériau supraconducteur, à basse température, sous champ magnétique, et dans des conditions de forte dissipation.

Avant de sonder le potentiel d'ancrage « dynamique » par les mesures de bruit dans nos échantillons massifs de Niobium, nous avons dans un premier temps caractérisé le potentiel « statique » en mesurant le courant critique en transport. Les résultats vérifient le modèle d'ancrage de surface développé par P. Mathieu et Y. Simon : le courant critique est intégralement déterminé par l'état de la surface qui est identifié comme étant le potentiel de piégeage « statique » pertinent. Nous proposons à ce titre une quantification de la rugosité au moyen de relevé topographique par microscopie à champ proche.

Les mesures de bruit nous ont permis de sonder l'ancrage « dynamique ». En premier lieu, nous avons vérifié dans le Niobium que comme dans le PbIn, l'amplitude des fluctuations est proportionnelle au produit du courant critique et de la résistance flux-flow, d'une part, et d'autre part que le bruit de tension peut se décrire comme la somme d'un grand nombre de domaines fluctuants indépendants et identiquement distribués. La taille de ces domaines s'accorde très bien avec l'effet de peau qui limite la dynamique des extrémités des vortex près de la surface, suivant la modélisation que nous avons utilisée : cette taille caractériserait alors la portée de l'ancrage « dynamique ».

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence du potentiel d'ancrage « statique » (l'état de surface) sur le régime bruyant en renforçant la rugosité d'une de nos lames par irradiation ionique à basse énergie : l'amplitude des fluctuations augmente, de même que le courant critique, mais dans des proportions supérieures. Le mécanisme de piégeage ayant été trouvé indépendant de la rugosité, ce comportement résulte de l'élargissement des domaine fluctuants,

et partant, de la portée de l'ancrage « dynamique » : nous montrons que c'est le renforcement de la rugosité à grande échelle qui a déterminé cet élargissement. Il apparaît finalement que le potentiel qui retient les vortex immobiles sous le courant est le même que celui avec lequel le réseau intéragit durant le flux-flow : les potentiels « statique » et « dynamique » s'assimilent l'un à l'autre et sont identifiés à l'état de la surface.

L'étude du bruit de tension dans des échantillons massifs est complétée par des mesures en supraconductivité de surface. Le volume de l'échantillon est dans l'état normal (et non bruyant en pratique) sauf sur une fine épaisseur de l'ordre de ξ dans laquelle la supraconductivité persiste. Le bruit de tension dans ce régime est rapporté pour la première fois. Il présente exactement les mêmes attributs (mêmes spectre, amplitude proportionnelle au courant critique, et extension spatiale) : cela signifie que de pures fluctuations de surface conduisent, malgré l'absence de vortex, au bruit de tension couramment observé dans l'état mixte. Ce résultat apporte une preuve supplémentaire que le bruit de tension en flux-flow a pour origine des fluctuations du courant critique en surface, converties par conservation, en fluctuation de courant en volume.

Cette description est confirmée par une mesure des composantes longitudinales et transverses du bruit dans un échantillon de PbIn, montre que le régime bruyant est indépendant de la partie sur-critique du courant de transport. Par ailleurs, la mesure des fluctuations transverse a permis d'exclure l'hypothèse d'une transition de phase de l'ordre du réseau induite par la vitesse.

Au contraire, tous nos résultats ont indiqué que le réseau de vortex ne subit pas de déformations en volume, mais qu'il reste rigide et quasiment incompressible.

Tout au long de notre analyse du bruit de vortex, nous avons pris le contrepied des approches traditionnelles en dissociant l'allure du spectre du reste des attributs du bruit. Nous justifions cette démarche par des arguments bibliographiques, ainsi que par nos propres expériences, qui ensemble, montrent que les paramètres usuels comme la température, le champ magnétique ou le courant, ne suffisent pas à déterminer la distribution spectrale du bruit. Sans apporter d'interprétation quantitative, nous mettons en évidence que l'état de la surface intervient également dans l'allure du spectre de bruit.

Nous avons procédé à une étude analogue de l'ancrage dans des micro-ponts réalisés sur une couche mince de Niobium. Comme dans les échantillons massifs, le potentiel d'ancrage est quantitativement décrit par la formulation Mathieu-Simon : l'épaisseur du film est suffisante ($\sim 10\lambda$) pour que la ségrégation des courants critiques (en surface) et sur-critiques (en volume) ait lieu. Ce résultat est très important car la validité du modèle dans des systèmes aussi différents qu'une couche mince et un échantillon massif, confère à ce modèle un carac-

tère de généralité très fort. Nous retrouvons également dans les micro-ponts les principales propriétés du bruit de tension relevé dans les lames (amplitude proportionnelle au courant critique multiplié et à la résistance et même gamme de fréquences), et ce, en dépit des vitesses plus de mille fois plus élevées que dans un échantillon massif. L'hypothèse selon laquelle le bruit à basses fréquences résulte d'une dynamique sous-jacente ultra rapide (plus rapide encore que le réseau), s'en trouve fermement confirmée. Par contre, l'amplitude du bruit est beaucoup plus petite que dans les lames, malgré la conservation du mécanisme d'ancrage. Nous attribuons ce phénomène à la minceur du film qui empêche les fluctuations de se développer sur leur portée maximale, celle-ci excèdant l'épaisseur. Le régime dynamique s'en trouve vraisemblablement perturbé, notamment au moment du dépiégeage. Des pics de bruit apparaissent à des courants bien définis et reproductibles : nous mettons en évidence que ces pics se trouvent liés à des inhomogénéités du courant critique dans les micro-ponts. Les fluctuations sont alors non-gaussiennes, erratiques et intermittentes, et même parfois corrélées sur des temps allant jusqu'à 10 secondes.

Nos travaux ont apporté de nombreuses caractéristiques du régime bruyant associé à l'ancrage de surface qui sont autant d'éléments de comparaison dans la perspective de l'étude équivalente dans des supraconducteurs à haute température critique. Ces matériaux ont donné lieu à une intense activité de recherche au sein de notre équipe au laboratoire CRISMAT, et des arguments en faveur de l'ancrage de surface ont déjà été mis en évidence par impédance de surface dans $YB_2C_3O_{7-\delta}$ ou par des mesures de transport dans du Bi-2212.

D'un point de vue complétement différent, la dynamique particulière des vortex dans les micro-ponts ouvre un grand nombre de questions. Nous avons pu mettre en évidence la responsabilité de la contrainte géométrique, mais son effet exact reste à préciser. Se pose la question de la taille à partir de laquelle les fluctuations sont perturbées par exemple, et si cette taille coïncide avec la portée des fluctuations. Plus généralement, une étude systématique de l'effet de la réduction de taille des échantillons permettrait de mieux préciser encore les tailles caractéristiques impliquées dans l'ancrage. Par ailleurs, on peut se demander combien l'amplitude apparente du bruit de tension peut se réduire indépendamment du courant critique. Une éventuelle annulation du bruit de flux-flow par de simples effets géométriques présenterait un grand intérêt d'un point de vue applicatif.

Enfin, l'amélioration de la compréhension du potentiel d'ancrage, ouvre la perspective d'utiliser le réseau de vortex comme un système modèle. Nous avons vu qu'il donnait à voir des comportements parfois très exotiques, et présente l'avantage de pouvoir se réduire à deux, voire une seule dimension. En particulier, il serait intéressant de poursuivre l'analyse des fluctuations non stationnaires, et d'approfondir l'interprétation que nous avons proposée, en

modulant pour cela l'intensité des puits de potentiels.

Annexe A

Bruit longitudinal et transverse d'un réseau de vortex en mouvement

Dans cette annexe est reproduit un article publié dans Physical Review B, rapportant la première étape de ce travail de thèse. Nous avons évoqué au chapitre III qu'une partie de l'étude du PbIn que nous avons réalisée nous a servi de validation du montage expérimental : nous avons retrouvé tous les attributs du bruit de tension de cet échantillon observés dans la littérature.

Le détail de cette vérification forme la partie préliminaire de l'article. Dans un second temps, y est rapportée une expérience originale qui concerne les fluctuations de vitesse dans la direction transverse au flot. Cette composante fait l'objet d'un grand nombre de spéculations théoriques, et n'avait encore jamais été directement mesurée. Les principaux résultats des expériences publiées par B. Plaçais *et al.* étant préalablement reproduits, cette étude peut être interprétée dans le cadre de leur modèle, et s'inscrit dans la continuité de leur travaux.

PHYSICAL REVIEW B **71**, 104507 (2005)

Longitudinal and transverse noise in a moving vortex lattice

J. Scola, A. Pautrat, C. Goupil, and Ch. Simon
CRISMAT/ENSI-Caen, UMR 6508 du CNRS, 6 Boulevard Marechal Juin, 14050 Caen, France
(Received 19 March 2004; revised manuscript received 22 July 2004; published 14 March 2005)

We have studied the longitudinal and the transverse velocity fluctuations of a moving vortex lattice (VL) driven by a transport current. They exhibit both the same broad spectrum and the same order of magnitude. These two components are insensitive to the velocity and to a small bulk perturbation. This means that no bulk averaging over the disorder and no VL crystallization are observed. This is consistently explained referring to a previously proposed noisy flow of surface current whose elementary fluctuator is measured isotropic.

DOI: 10.1103/PhysRevB.71.104507 PACS number(s): 74.25.Qt, 72.70.+m, 74.70.Ad, 74.40.+k

INTRODUCTION

Recent theoretical studies have pointed out that the vortex lattice (VL), as an example of driven disordered system, could exhibit different topological order during its motion.[1] The experimental problem is to have access to a signature of disorder in the VL. Voltage and magnetic-field fluctuation measurements appear to be a quite natural tool. Indeed, it has been established for years that such noise measurements turned out to be very efficient to collect information on the dynamical behavior of a moving VL and on the way it can be associated to its pinning properties.[2] In order to analyze the fluctuating part of the VL submitted to the driving force, the most direct experiment consists in a measure of the noisy electromagnetic fields for different points of a voltage versus current $[V(I)]$ characteristic. The dissipative part of this curve usually presents two regimes. Just above the depinning threshold (critical current I_c), in the low-current regime (LCR), the average voltage response does not scale as $(I-I_c)$. This implies inhomogeneous depinning, i.e., different onset of motion, coming either from intrinsic reasons ("plastic phase") (Ref. 3) or from extrinsic reasons (simple dispersion of critical current),[4] or eventually from both of them. Nevertheless, in each case this can be formalized as a plasticlike flow with VL chunks moving at different velocities. When increasing the current, the linear regime (the flux-flow where dV/dI is a constant) is reached. This flux-flow regime corresponds to the whole VL in motion. Its long time averaged movement is coherent, which justifies the description in terms of an elastic response of an ordered media. If one supposes that the pinned state is disordered, one can realize that the VL should average its pinning efficiency through disorder to finally order at a threshold current. This crossover between two dynamical states can be formalized in terms of a dynamical crystallization.[5] Including the periodicity of the VL, the formation of elastic channels with transverse barriers at high velocities is predicted.[6] Numerical simulations support this picture of flowing channels[7] and some give rise to a growth of the transverse order driven by the current, leading to a transverse freezing.[8] A common point between those predictions is that a high drive implies a healing of defects present in the VL. This is expressed in a dynamical averaging at least in one of the directions in the plane of the flow. A loss of noise, i.e., a loss of interaction with the pinning centers, is thus expected. We note that in contrast with the very active field of theoretical work and numerical simulations, only very few experiments have been devoted to the verifications of the preceding points. There are even opposite results. For example, Plaçais *et al.* investigated the high-current regime without finding any decrease of the voltage longitudinal noise.[9] In view of the above cited theories, it appears that the fluctuations in the direction perpendicular to the flow should also contain pertinent signatures. Maeda *et al.* measured the correlation of the fluctuations in the flux density along this direction,[10] but did not extend into analyzing the transverse noise itself when the driving force is increased.

More precisely, most of the interest resides in the VL correlation functions for the theories or in the positions of vortices for the simulations. The associated fluctuating quantities are essentially the velocities. As the vortex flow is associated to dissipation, theoretical predictions can be checked by measuring the voltage noise. A first important issue is to collect what really corresponds to velocity fluctuations when measuring the voltage noise along a path that connects the two voltage contacts. Indeed, irrespective of any precise noise model, a look at the Josephson equation $\mathbf{E}=-\mathbf{v_L}\times\mathbf{B}$ evidences that both velocity fluctuations $\delta\mathbf{v_L}$ and magnetic-field fluctuations $\delta\mathbf{B}$ can play a role. This discrimination between $\delta\mathbf{v_L}$ and $\delta\mathbf{B}$ has been a central point for the understanding of the origin of the VL noise. Historically, first experiments which gave evidence that the voltage noise was coming from vortex motion were performed by Van Ooijen and Van Gurp.[11] They interpreted their results as shot-noise implying strong $\delta\mathbf{B}$. The central idea is that flux bundles with short-range correlation are generating pulse voltages with finite lifetime. It could have clearly demonstrated the existence of flux bundles, but in spite of numerous developments,[12] this model has not been confirmed by experiments.[2,9,13] Discriminating tests which invalidate this "flux bundle" approach are the absence of correlation between magnetic-field noise and voltage noise in the flux-flow regime and the smallness of the magnetic-field noise,[14] whereas the shot-noise analogy predicts strong correlations and large field noise.[9] This leads to the conclusion that the moving VL noise is not generated through local-density fluctuations, which is not consistent with flux bundles as independent entities.[9] If the magnetic-field noise is not at the origin of the moving VL noise, the other scenario is pure

 ©2005 The American Physical Society

vortex velocity fluctuations $\delta \mathbf{v_L}$.[14] Unfortunately, the simple picture of a quasiperfect two-dimensional (2D) moving lattice cannot describe the field noise, and consequently cannot explain the absence of correlation between field noise and voltage noise. In order to answer to this latter question, it is necessary to know and to locate the fluctuators. Cross-correlation experiments in the flux-flow regime in low T_c alloys and metal strongly suggest that there are surface current fluctuations.[9] Now in the region close to the peak effect, additional large voltage fluctuations are present and are associated with non-Gaussian averaging of the noise.[15,16] A model of this excess noise proposes a dynamical mixture of two VL phases.[17]

Our present study deals with a more conventional case, i.e., the study of the VL noise when a unique VL phase is present. First we propose to isolate the velocity fluctuations with a special care to the component perpendicular to the direction of the flow. As far as we know, the response of this component to the driving force has never been experimentally investigated and compared to the predictions. To fulfill this gap would bring precious hints on how the vortex order is determined by the velocity. In particular, we show that the fluctuations stand without averaging, meaning that no crystallization is observed. Furthermore, this noise regime is not affected by an artificial bulk perturbation, but turns out to be dominated by surface effects.

I. SAMPLE AND EXPERIMENTAL RESOLUTION

All data presented here are measured using a sample of Pb-In (10.5% of In by weight, size $12.4\times4.1\times0.15$ mm^3). All basic parameters are in agreement with tabulated values [$\rho(T_c)=6.15$ $\mu\Omega$ cm, $T_c=7$ K, $B_{c2}(4.2\text{ K})=0.29$ T].[18] This ensures the good bulk homogeneity of the sample. As usual for a metallic alloy, the sample exhibits a mirrorlike shape at the optical scale and atomic force microscopy (AFM) inspection evidences a moderate surface roughness at the scale $0.1-1$ μm (mostly self-similar surface with a corrugation of about 10 nm over 100 nm in this scale). Our experimental setup is drawn in Fig. 1. The space between the longitudinal and transverse contacts is, respectively, $d=4$ mm and 1 mm. The sample was supplied by noise-free current made by car batteries and thermalized power resistances. Noisy voltages were recorded and amplified by ultralow noise preamplifier (SA-400*F*3) with a resolution of 0.7 nv/$\sqrt{\text{Hz}}$. Magnetic-flux noise δB_z was picked up by a ten-turn coil largely surrounding the sample, so as to avoid a nonperfect coupling.[9] The signal was then amplified by an original setup consisting of a highly linear transformer (Vitrovac) with turns ratio (1/1000), coupled with a low-current noise amplifier (INA114). Taking care of external electromagnetic perturbations, it was possible to measure field fluctuations less than one $\mu G/\sqrt{\text{Hz}}$.

Velocity noise measurement procedure

1. Numerical representation

The analog signals $u_i(t)$ at the input of the acquisition card of the computer are converted into digital signals and then numerically processed. Since vortex noise is a random signal, power spectra are not relevant and one must consider the autocorrelation function of the noise instead:

$$A_{ii}(\tau)=\lim_{T\to\infty}\int_{-T/2}^{T/2}u_i(t)u_i(t+\tau)dt. \quad (1)$$

According to the Wiener-Kintchine theorem, the Fourier transform of the autocorrelation function is the power spectral density (PSD):

$$\delta U(f)=\int_{-\infty}^{\infty}A_{ii}(t)e^{-2j\pi ft}dt\equiv\lim_{T\to\infty}\left\langle\frac{U_i(f)U_i^*(f)}{T}\right\rangle. \quad (2)$$

We did not focus on the shape of the power density spectra because it does not vary much with magnetic field or current in our experimental conditions. In this paper, we represent noise either by the PSD $[\delta U(f)]$ or by the PSD integrated over the frequency bandwidth $[\delta U*=\sqrt{\int_{10}^{1000}\delta U(f)df}]$, which corresponds to the rms noise value. The detail of the spectra envelop will be discussed in later works.

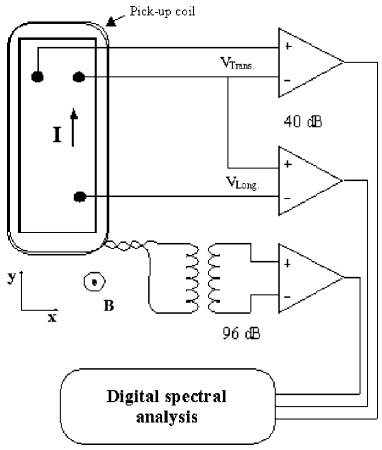


FIG. 1. Electric-field and magnetic-field noise experimental setup. The current is supplied by batteries and yields noise-free currents. All amplifying equipments are electromagnetically shielded.

2. The Josephson equation

As stated in the Introduction, as we are interested in velocity fluctuations, it is necessary to isolate the different noisy fields. In our experiments, we measure physical quantities averaged over large length scales (the sample is relatively large and the distance between the voltage pads is about few millimeters). Such mean quantities are properly described by the Josephson equation:

$$\mathbf{E}=-\mathbf{v_L}\times\mathbf{B}. \quad (3)$$

In our geometry (see Fig. 1), Eq. (3) can be differentiated as follows:

$$\delta E_{long} = \delta E_y = \delta v_{Lx} B_z + v_{Lx} \delta B_z, \tag{4}$$

$$\delta E_{trans} = \delta E_x = \delta v_{Ly} B_z + v_{Ly} \delta B_z. \tag{5}$$

In flux flow, the Hall voltage is negligibly small so that $v_{Ly} \approx 0$, and the mean electric field can be written as

$$\langle E \rangle \approx E_{long} = v_{Lx} B_z = R_{FF}(I - I_c)/d, \tag{6}$$

where R_{FF} stands for the flux-flow resistance and d is the distance between the voltage pads.

Substituting Eq. (6) into Eq. (4), one obtains

$$\delta E_{long} = \delta v_{Lx} B_z + \frac{R_{FF}(I - I_c)}{B_z d} \delta B_z, \tag{7}$$

$$\delta E_{trans} = \delta v_{Ly} B_z. \tag{8}$$

This relation between the voltage noise and the velocity fluctuations is *a priori* valid for any noise model, simply assuming that Josephson relation applies at our experimental length scale (millimeter scale). This does not depend on the source of $\delta \mathbf{v_L}$ versus $\delta \mathbf{B}$. Looking at Eq. (8), one can realize that the transverse voltage noise gives a direct measurement of the velocity fluctuations in the y direction. Yet, the longitudinal voltage noise has an extra contribution involving the magnetic-field fluctuations. In order to collect the velocity fluctuations in the x direction, one should measure simultaneously the longitudinal voltage noise and the magnetic-field noise, and then subtract the magnetic-field component.

II. EXPERIMENTAL RESULTS

In this study, we report on the influence of the driving force on the in-plane fluctuations of the VL velocity (δv_{Lx} and δv_{Ly}) at 4.2 K for several magnetic fields. To begin with, we check the experimental validity of the above-described procedure. The study is then divided into two parts. In the first part, we present experiments with a dc driving force: the velocity fluctuations are measured for different points of the I-V characteristics. Second, we discuss the noisy response of a moving lattice driven by a small perturbation force.

A. Velocity fluctuation measurement

As a preliminary step, we check the experimental validity of Eqs. (7) and (8). The longitudinal electric-field rms noise (δE^*) is collected for different currents in the flux-flow regime, and reported in Fig. 2(a). The results are similar if the noise is considered at a given frequency rather than integrated over the whole frequency bandwidth. In order to determine the flux-flow regime where the Josephson equation applies at the measurement scale, the $V(I)$ curve is also drawn in Fig. 2(b). This corresponds to the regime where the differential resistance is a constant. It can be realized from the experimental data that δE^* can be divided into two terms: a constant term and a term which varies linearly with $(I - I_c)$. This observation stands for all the magnetic fields we have investigated (from $0.32H_{c2}$ to $0.93H_{c2}$). An identification with the Josephson equation (7) suggests that the two fluctuating components δv_{Lx} and δB_z are constant with respect to $(I - I_c)$. This result is confirmed by a direct measurement of the magnetic-field noise δB_z by the pick-up coil. The obtained value is then compared to the estimation of δB_z calculated from the slope of the δE_y versus $(I - I_c)$ curve, using Eq.(7). The agreement was very satisfactory for all the magnetic fields at which we made measurements; the result reported in Fig. 2(a) corresponds, for example, to $0.23T = 0.7H_{c2}$. In the rest of the paper, δB_z will refer either to the directly measured value or to the estimation from the slope. On the other hand, the transverse component of the noisy electric field is measured constant in flux flow, as predicted by Eq. (8). This shows an interesting property: a measure of pure velocity fluctuations. It will be analyzed in more detail below.

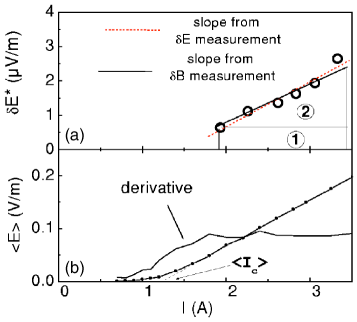


FIG. 2. (a) Electric-field noise integrated over two frequency decades (10–1000 Hz) δE^*, plotted against the current (∘) (4.2 K, 0.23 T). The dashed line represents the linear fit of the FF noise, yielding $\delta B_z^* = 32$ mG using Eq. (7). The solid line represents the slope calculated from the direct δB_z measurement. The background noise integrated over two decades has been subtracted. (1) represents the amount of excess noise independent of the current and (2) the amount of noise dependent of the current as explained in the text. (b) Solid line and ∘: mean electric field $\langle E_y \rangle$ against the current. The thin line represents dE/dI against the current. The main critical current is defined by the extrapolation of the linear part of the $E(I)$ curve.

B. Noise in dc biasing

Figures 3(a) and 3(b) show the detailed results in both directions for different dc currents ($B = 0.1$ T). The fluctuations appear at the first dissipative current, i.e, when the VL starts to move. In the nonlinear part of the $E(I)$ curve [Fig. 3(c)], the longitudinal fluctuations exhibit a fuzzy behavior. In this range of driving forces the whole VL is not in flux flow yet, and the Josephson equation is not valid at the sample scale. Neutron experiments have pointed out that inhomogeneity of the critical current can lead to the following depinning:[4] slices of VL along which the critical conditions are similar depin in sequence, until the whole VL is in flux flow. Therefore, the longitudinal noise signature in this range of currents can be seen as a succession of depinning peaks. This mimics plastic deformations such as those observed through fingerprints in the differential resistance in $NbSe_2$.[1]

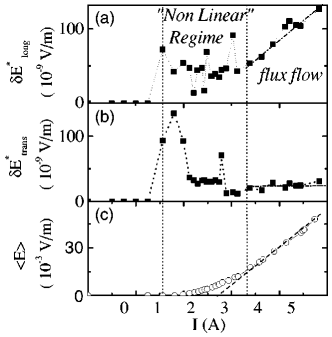


FIG. 3. Electric-field noise power spectral density integrated over two decades (10–1000 Hz) and plotted against the current for the different dynamical regimes (T=4.2 K, B=0.1 T): (a) in the y direction (E^*_{long}) and (b) in the x direction (E^*_{trans})). Dashed lines are guides for the eyes. The mean electric field $\langle E \rangle$ is represented against the current in (c). $\langle E \rangle$ is measured in the y direction; $\langle E_x \rangle$ =0 within our experimental resolution.

The fact that the longitudinal noise exhibits a more jagged behavior than the transverse one can be explained by an excess of magnetic-field noise due to fluctuations in the number of (moving) vortices. The velocity, even if spatially inhomogeneous, would not fluctuate much more than in flux flow.

As soon as the flux flow is reached, Eqs. (7) and (8) apply, and δv_{Lx} and δv_{Ly} can be extracted from the electric-field noise (Fig. 4). We observe that the velocity fluctuations in the longitudinal direction do not depend on the current. δv_{Ly} reveals the same behavior in the transverse direction. In addition the ratio $\alpha = \delta v_{Ly} / \delta v_{Lx}$ is constant and equals 0.5 ± 0.1. This means that the velocity fluctuations are large in the two directions. More importantly, they are not averaged by the motion. It must be emphasized that neutron-scattering experiments carried out in a similar sample give the evidence of a well ordered VL (crystallinelike) in the same

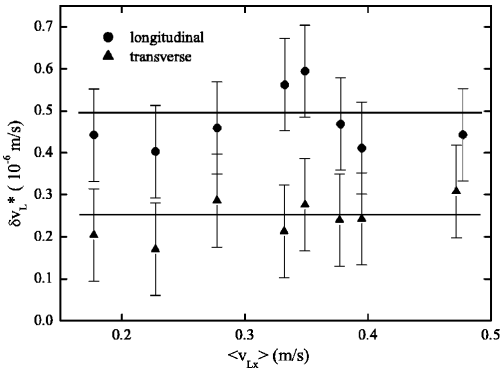


FIG. 4. Velocity fluctuations in the longitudinal (•) and transverse (▲) directions plotted against the mean velocity of the lattice $\langle v_{Lx} \rangle$ (T=4.2 K, B=0.1 T). This range of velocities corresponds to the flux-flow regime. Dotted lines are guides for the eyes.

conditions.[19] Thus we study the noise signature of a moving crystal of vortices or a moving Bragg glass of vortices, i.e., the high velocity ordered state seen in simulations. Nevertheless, it is important to realize that large velocity fluctuations in the two directions (both longitudinal and transverse to the motion) are present in this regime. The velocity independence of these fluctuations shows that the disorder responsible for these velocity fluctuations is not averaged to zero. This contrasts with the disappearance of the fluctuating part of the pinning component as predicted in the dynamic crystallization developed in Ref. 5. For a VL propagation through channels at high driving force, large transverse barriers are expected to keep the channels rigid. If the large transverse noise in the LCR with $\alpha > 1$ is in a qualitative agreement with the simulations of Kolton *et al.*, no transverse velocity fluctuations are expected in flux flow (*transverse freezing*) whereas we observe substantial ones. The persistence of an equivalent transverse noise power over the whole range of current, outside the depinning peaks (Fig. 3), tends to prove that the nature of flow is not fundamentally different in the LCR and in FF. We conclude that the measured noise signatures are not consistent with a dynamically induced phenomenon with a healing of defects in the VL. This has to be brought close to the simple fact that the mean dc response of the sample is strongly non-Ohmic and the critical current does not disappear at high drive. The system keeps the memory of its pinned configuration, i.e., the pinning force does not disappear with the increase of the velocity. Even in motion, the VL still interacts with the pinning sites: the critical current remains and noise is generated. As a result, vortex noise can be fundamentally decomposed into a static part (the "memory" of the system) and possibly a dynamical part which expresses the dependence of the interactions on the mean velocity of the lattice. But as no velocity dependence is observed here, both velocity fluctuation components originate from fluctuations of the pinning force which are not influenced by the mean velocity of the lattice.

C. Static noise versus dynamical noise

The question of the origin of both transverse and velocity fluctuations is thus linked to the very nature of the pinning. We recall that in Pb-In the pinning properties are dominated by the (quite standard) surface roughness.[4] A consistent noise model has been proposed and the surface origin of the fluctuations evidenced.[9] While in motion, the VL experiments the roughness of the surface and, consequently, the boundary conditions are modified in time and space. The VL explores randomly the different metastable pinning configurations, and the critical current (or surface current) fluctuates locally and temporarily, in absolute value and in direction. Such surface current fluctuations are compensated by opposite bulk current fluctuations in order to keep constant the total transport current inside the sample. Velocity fluctuations are then generated along with the noisy component of the driving force. Besides, the noisy bulk current induces a (possibly substantial) magnetic-field noise on behalf of Maxwell law. The surface current fluctuations behave like a noise generator of vortex velocity and density. As a consequence, $\delta v_{Lx,y}$ and

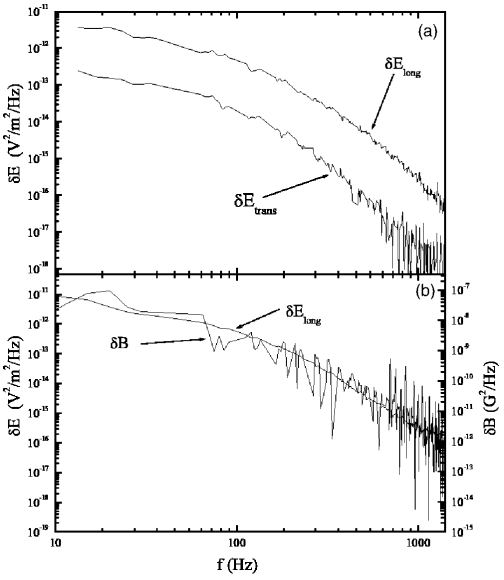


FIG. 5. Up: Longitudinal and transverse electric fields noise spectra. Down: Longitudinal electric-field noise and magnetic-field noise spectra. Both are taken in flux flow (B=0.23 T, T=4.2 K, I =6.9 A). Note the similarity of the shape for all the spectra.

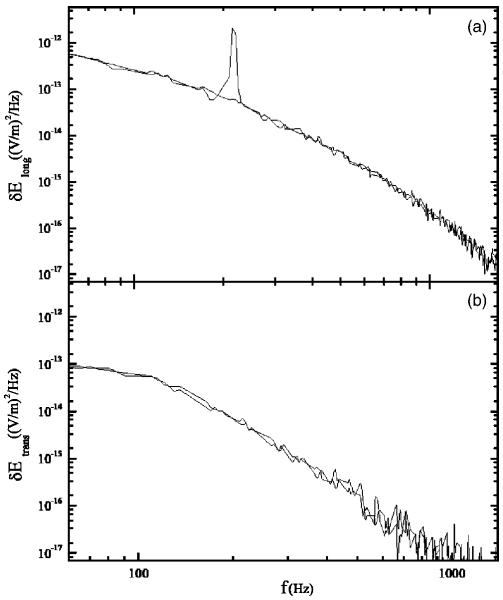


FIG. 6. (a) Flux-flow longitudinal noise with and without a superposing ac component. (b) The corresponding transverse noise, no ac component is observed and the noise is fully preserved.

δB_z have the same spectra.[9] This prediction is verified in our sample (Fig. 5).

From a quantitative point of view, it is also predicted that the amount of noise is determined by the correlation length C of the surface supercurrent. More precisely, with $\delta V_L = R_{FF}\delta I_c / dB$, and in the simplest case of 2D homogeneous and stationary fluctuations, one can write $\delta I_c \approx I_c\sqrt{C_x C_y}/S$ with S being the surface of the sample limited by the voltage pads and $C_{x,y}$ the correlation length. $C_{x,y}$ is the unique adjustable parameter. We verified the stability of the fluctuations by measuring the second-order spectrum $S^{(2)}(f_2)$, the spectrum of noise spectra.[20] The voltage signal was acquired during a very long time, (about an hour) then segmented, and finally each segment was Fourier-transformed. Time series of noise power was taken for different ranges of frequencies (a few hertz wide), and Fourier-transformed over a 2 mHz–1 Hz spectral bandwidth. We observe essentially a white spectral density, confirming the stability of the process. We obtain $\sqrt{C_x C_y} \approx 4-0.5$ μm for applied field ranging from $0.23H_{c2}$ to $0.93H_{c2}$. This range of values is realistic since it lies between the intervortex distance and the sample size. The order of magnitude of the size of the correlation length is also in very good agreement with the values found in Ref. 9 at lower temperature. As we measure here the two components of the velocity fluctuations, we find one has access to the vectorial form of the fluctuators. With a two-dimensional form for the spatial correlation length and using the experimental result $\delta v_{Ly}/\delta v_{Lx} = 0.5 \pm 0.1$, one finds that $C_x = 1(\pm 0.3)C_y$. The correlated domain of the surface current is finally found isotropic, what fits well with the idea that the surface is randomly explored and offers equivalent boundary conditions in all direction.

It appears that the transverse and low-frequency broadband noise (BBN) can be understood as a part of a global noise mechanism driven by a noisy surface current. It remains that the bulk of the sample is obviously not free from defects. As soon as the current penetrates the bulk, i.e., for $I > I_c$, the VL flow can interact with bulk defects. The reason why dynamically induced phenomena such as disorder averaged by the velocity, typical of a bulk process, are not observed has to be discussed. One can propose that the surface driven noise intensity strongly dominates a possible bulk driven noise, or that bulk signatures are at much higher frequencies (about megahertz for Washboard-like signature under similar experimental situations). To go deeper inside this question, one can superimpose low-frequency bulk perturbations in order to see if the noise is influenced. This experimental configuration originally comes from a technical hitch. Car batteries and connections turned out to require long thermalization time before being completely noise-free. Otherwise, one observes an excess of current noise ΔI in the longitudinal spectrum, which is simply due to the linear superposition of this noisy supply current ΔI on the noisy current due to the vortices. It is striking to realize that no trace of this spurious noise is observed in the transverse spectrum. This experiment shows that superimposing a noisy Lorentz force on the motion does not change the underlying velocity fluctuations. Furthermore, we applied a controlled sinusoidal force to the VL in flux flow. The ac current applied is denoted $i_{ac}\,sin(2\pi f_d t)$ with i_{ac} such as $v_{ac} = R_{FF} i_{ac}$ is

of the order of magnitude of the voltage noise at the frequency f_d. Low-frequency values ($f<2017$ Hz) are employed to avoid skin effect in order to be sure to perturb the bulk of the sample. Figure 6 represents an example of the longitudinal and transverse velocity spectra with and without a low-frequency sinusoidal component. For $i_{ac}>0$, all the low-frequency BBN is preserved and v_{ac} is *entirely* dissipated in the y direction. The ac contribution to the velocity fluctuations simply stacks linearly to the noise regime but the broadband spectra are nonsensitive to this bulk perturbation. The bulk response of the sample is thus decoupled from the "static" and apparently robust noise regime. Compared to the surface, the bulk seems to be a quiet host for the VL as far as low-frequency BBN in flux flow is involved.

III. CONCLUSION

In conclusion, we have investigated the longitudinal and transverse components of the electric-field noise generated by a moving vortex lattice in a low-T_c sample. The transverse component was shown to contain only velocity fluctuations, whereas the longitudinal one contains also the noisy magnetic-field contribution and depends on the mean vortex velocity. The velocity fluctuations do not show any averaging effect in both directions when increasing the lattice velocity far inside the flux flow regime. In addition, they are not affected by a noisy bulk force or by a small ac bulk perturbation. This agrees with fluctuations originating from the surface and shows the small sensitivity of these fluctuations to bulk perturbations. A quantitative analysis provides a picture of isotropic noisy superficial current, in agreement with the model proposed in Ref. 9. We notice also that the study of the fluctuations perpendicular to the motion seems to be particularly appropriate to probe the intrinsic fluctuations sources in superconductors (and possibly other dynamical systems).

ACKNOWLEDGMENTS

We wish to acknowledge Bernard Plaçais (ENS Paris, France) for his advices during the adjustment of this experiment. This experiment was supported by "la région basse Normandie."

[1] T. Giamarchi and S. Bhattacharya, in *High Magnetic Fields: Applications in Condensed Matter Physics and Spectroscopy*, edited by C. Berthier *et al.*, Vortex Phases Vol. 592 (Springer-Verlag, Berlin, 2002), p. 314.
[2] J. R. Clem, Phys. Rep. **75**, 1 (1981).
[3] S. Bhattacharya and M. J. Higgins, Phys. Rev. B **52**, 64 (1995).
[4] A. Pautrat, C. Goupil, Ch. Simon, D. Charalambous, E. M. Forgan, G. Lazard, P. Mathieu, and A. Brûlet, Phys. Rev. Lett. **90**, 087002 (2003).
[5] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994).
[6] T. Giamarchi and P. LeDoussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996); Phys. Rev. B **55**, 6577 (1997).
[7] C. J. Olson and C. Reichhardt, Phys. Rev. B **61**, R3811 (2000).
[8] A. B. Kolton, D. Dominguez, and N. Grønbech-Jensen, Phys. Rev. Lett. **83**, 3061 (1999).
[9] B. Plaçais, P. Mathieu, and Y. Simon, Phys. Rev. B **49**, 15 813 (1994).
[10] A. Maeda *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 054506 (2002).
[11] D. J. Van Oijen and G. J. Van Gurp, Phys. Lett. **17**, 230 (1965); G. J. Van Gurp, Phys. Rev. **166**, 436 (1968).
[12] K. E. Gray, Phys. Rev. B **57**, 5524 (1998).
[13] R. D. Merithew, M. W. Rabin, M. B. Weissman, M. J. Higgins, and S. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **77**, 3197 (1996).
[14] C. Heiden, D. Kohake, W. Krings, and L. Ratke, J. Low Temp. Phys. **27**, 1 (1977).
[15] A. C. Marley, M. J. Higgins, and S. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3029 (1995).
[16] M. W. Rabin, R. D. Merithew, M. B. Weissman, M. J. Higgins, and S. Bhattacharya, Phys. Rev. B **57**, R720 (1998).
[17] Y. Paltiel, G. Jung, Y. Myasoedov, M. L. Rappaport, E. Zeldov, S. Bhattacharya, and M. J. Higgins, Fluct. Noise Lett. **2**, 31 (2002).
[18] D. E. Farrel, B. S. Chandrasekhar, and H. V. Culbert, Phys. Rev. **177**, 694 (1969).
[19] C. Goupil, A. Pautrat, Ch. Simon, P. G. Kealey, E. M. Forgan, S. L. Lee, S. T. Johnson, G. Lazard, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, R. Cubitt, and Ch. Dewhurst, Physica C **341**, 999 (2000); A. Pautrat, Ph.D. thesis, Universite de Caen, 2000.
[20] M. B. Weissman, Physica D **107**, 421 (1997).

Annexe B

Outils statistiques

B.1 Signaux aléatoires

B.1.1 Généralités

On considère le bruit de tension instantané $V(t) = V_{total}(t) - \overline{V}$ aux bornes d'un échantillon en régime dynamique comme un signal aléatoire. Cette quantité est réelle et peut s'écrire sous la forme d'une fonction de deux variables t et ω. La première représente le temps et prend en pratique ses valeurs entre le début (t_0) et la fin (t_{fin}) de la mesure. La seconde se réalise aléatoirement dans un espace d'épreuves ; en d'autres termes, ω formalise le rôle du hasard et distingue V d'un signal déterministe. Par commodité, nous sous-entendrons le ω dans la notation de V :

$$V(t, \omega) \equiv V(t). \tag{B.1}$$

Remarque : la moyenne de V(t) est nulle par définition.

B.1.2 Echantillonnage d'un signal aléatoire

Soit $V[t]$ la version échantillonnée à la fréquence f_e pendant un temps T_1 d'un segment du signal $V(t)$. Le nombre d'échantillons acquis vaut :

$$N_1 = T_1 f_e.$$

La transformée de Fourier du signal s'écrit

$$TF[V](f) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) e^{-2i\pi ft} dt,$$

et numériquement, on calcule la transformée de Fourier discrète de $V[t]$ comme suit :

$$\begin{aligned} TFD[V](k\Delta f) &= \sum_{n=0}^{N_1-1} V(nT_1)e^{-2i\pi k\Delta f T_1} \\ &= TFD[V](f). \end{aligned}$$

Cette transformée comporte N_1 canaux. Le premier, centré sur la fréquence Δf représente la *résolution fréquencielle* de la représentation spectrale du segment $V[t]$; elle dépend de la fréquence d'échantillonnage et du nombre d'échantillons N_1 utilisé pour la transformée :

$$\Delta f = \frac{f_e}{N_1}.$$

Le dernier canal correspond à la fréquence maximale observable dans les conditions d'acquisition :

$$f_{max} = \frac{f_e}{2},$$

c'est la fréquence de Shannon.

Dans notre dispositif expérimental, le signal d'entrée subit un pré-filtrage analogique destiné à supprimer la contribution erronée des fréquences supérieures à f_{max} dans $TFD[x]$ (anti-aliasing).

B.2 Statistiques du premier ordre

Par définition un signal aléatoire n'a pas de représentation temporelle. Le fondement de cette limite réside dans l'impossibilité de joindre continument deux points aussi proches soient-ils puisque théoriquement, le processus prend des valeurs aléatoires à toutes les échelles de temps aussi petites soient-elles. Pour palier à cette contrainte fondamentale, on considère la fonction d'autocorrélation du signal :

$$A_V(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V(t)V(t-\tau)dt. \tag{B.2}$$

Cette fonction contient toutes les informations du signal, et en offre une représentation « pseudo-temporelle » pourvue de sens.

D'une façon générale, l'autocorrélation s'écrit :

$$\begin{aligned} A_V(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} V(t)V^*(t+\tau)dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \big[\int_{-\infty}^{+\infty} V(f)e^{-2i\pi f\tau}df\big]\big[\int_{-\infty}^{+\infty} V^*(f)e^{2i\pi f(t+\tau)}df\big]dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} V(f)V^*(f)e^{-2i\pi ft}df. \end{aligned}$$

La fonction d'autocorrélation de $V(t)$ équivaut donc simplement à la transformée de Fourier de la *densité spectrale de puissance* (DSP) qui est définie comme suit :

$$S_{VV}(f) = \lim_{T\to\infty} \frac{2}{T}|\int_{-T/2}^{T/2} V(t)e^{-2i\pi ft}dt|^2. \tag{B.3}$$

C'est le résultat énoncé par le théorème de Wiener-Khinchin. La DSP s'exprime en V^2/Hz dans le cas de signaux de tension. En pratique S_{VV} n'est connu que dans un intervalle de fréquence limité $[0; f_e/2]$.

Il est important de noter que $V(t)$ étant aléatoire, $S_{VV}(f)$ est elle-même une *variable aléatoire*. On procède à N_{ergo} acquisitions de ce type à différents instants t. Si V est ergodique, alors l'espérance de la variable aléatoire $S_{VV}(f)$ converge vers la densité spectrale de V, soit

$$\widetilde{S}_{VV}(f) = \lim_{N_{ergo}\to\infty} \sum_i^{N_{ergo}} \langle \frac{1}{N_{ergo}} \frac{|TF[V](f)|^2}{T_1} \rangle = \lim_{T\to\infty} \langle \frac{|TF[V](f)|^2}{T} \rangle. \tag{B.4}$$

Nous avons supposé l'hypothèse d'ergodicité vraie à l'ordre 1 au moins. Dans l'échelle des temps expérimentaux (plusieurs minutes), nous avons observé, à une exception notable près, une coïncidence satisfaisante entre la moyenne statistique (membre de gauche de l'Eq. B.4) et la moyenne temporelle (membre de droite).

Cette estimation est entachée d'une erreur statistique qui est de l'ordre de $(N_{ergo}\Delta f_1 T_1)^{-1}$. Pour une acquisition typique à 200kHz, avec une résolution en fréquence $\Delta f_1 = 1Hz$, il faudrait mesurer une centaine de portions de signal pour atteindre une erreur inférieure au pourcent. En pratique, les moyennes convergent plus vite et nous avons pu restreindre N_{ergo} à quelques dizaines (entre 30 et 60).

L'intégrale de $S_{VV}(f)$ vaut l'écart-type du processus V :

$$A_V(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{VV}(f)df = \sigma_V^2. \tag{B.5}$$

Il est donc possible d'estimer l'écart-type de V par

$$\widetilde{\sigma}_V^2 = \int_{t_0}^{t_0+T_1} \widetilde{S}_{VV}(f)df. \tag{B.6}$$

Remarque : σ_V représente la valeur rms (δV_{rms}) du signal.

Par la suite, et sauf mention particulière, $\widetilde{S}_{VV}$ sera désigné par S_{VV}, de même que tous les estimateurs statistiques seront dénotés par la variable qu'ils approximent.

B.3 Statistiques d'ordres supérieurs

On appelle statistique d'ordre supérieur à 1 toute statistique portant non plus sur le signal temporel direct mais incluant la dépendance en temps des composantes en fréquence de sa DSP (qui constitue une statistique d'ordre 1). Autrement dit, chaque composante en fréquence du signal est elle-même traitée comme une variable aléatoire. Cela permet d'accéder à des informations supplémentaires sur les mécanismes responsables du bruit. L'intérêt majeur de telles statistiques est qu'elles rendent possibles la mise en évidence d'éventuels effets non-gaussiens.

La variable aléatoire observée $S_{VV}(f,t)$ est paramètrée par l'indice t, et son moment d'ordre r est évalué par

$$\overline{S_{VV}^r} = \frac{1}{N_2}\sum_{t=0}^{T_2} \left[S_{VV}(f,t)\right]^r,$$

où $N_2 = T_2/T_1$ représente le nombre de spectres S_{VV} acquis. Pour éviter toute confusion, on remplacera f par f_1 pour désigner la variable fréquence au premier ordre lorsque cela sera nécessaire.

B.3.1 Stationnarité

La stationnarité est une propriété fondamentale : c'est sur elle que repose toute analyse statistique classique.

Définition

La stationnarité d'un processus est caractérisée par l'invariance de tous les moments de celui-ci par rapport à l'origine des temps :

$$\Big(\int_{-\infty}^{+\infty} V^k(t_1-t)V^k(t)dt\Big)^{1/k} = \Big(\int_{-\infty}^{+\infty} V^k(t_2-t)V^k(t)dt\Big)^{1/k}$$
$$\forall k \in \mathbb{N}, \forall t_1, t_2 \in \mathbb{R}$$

En pratique, on affaiblit cette notion en limitant cette invariance aux n premiers moments ($k \leq n$).

Caractérisation expérimentale

La vérification expérimentale de la stationnarité implique l'existence d'un paramètre supplémentaire lié à la finitude du processus étudié : ce dernier peut décrire un phénomène exprimant de lentes variations qui, quoique stationnaires dans l'absolu, peuvent imiter l'effet d'une tendance à l'échelle de temps de la mesure. Nous nous situons donc dans une fenêtre expérimentale tronquée à très basse et très haute fréquence (respectivement quelques 0.01 Hz et quelques 1 kHz) à l'intérieur de laquelle, nous appliquerons, le cas échéant, toutes les propriétés de la stationnarité.

Le critère de validation expérimentale de la stationnarité est la conservation de la loi de distribution de $S_{VV}(f)$ durant le temps de mesure le plus long T_2. [1] En l'occurrence nous avons enregistré une série temporelle de DSP $S_{VV}(t,f)$ en conservant le système dans des conditions constantes. Une stationnarité restreinte du processus $V(t)$ est alors définie par la condition suivante :

$$\frac{1}{T}\sum_{t=0}^{T} S_{VV}(f_1,t) = \frac{1}{T'}\sum_{t=0}^{T'} S_{VV}(f_1,t) \qquad \forall T, T' > 0,\ \forall f_1 < f_{max}.$$

B.3.2 Histogrammes

Construction

L'histogramme est le plus simple des outils statistiques d'ordre supérieur à 1. Il consiste à observer l'évolution au cours du temps des composantes en fréquences de $S_{VV}(f)$ et d'en réaliser un histogramme. Cette fonction peut servir d'approximation de la densité de probabilité $f_V(f,V)$ lorsqu'elle est construite de manière appropriée. Il n'en existe toutefois pas de méthode de construction

[1] dans notre cas, toute analyse des signaux temporels est rendue impossible par la modulation parasite à 50Hz et ses harmoniques qui domine le bruit de tension. Aussi, il est indispensable de travailler sur la représentation spectrale dont l'extraction des composantes parasite est beaucoup plus simple, et n'endommage pas le reste du signal.

complètement exacte et on utilise généralement la formule dite de SICARD-MAX pour calculer le meilleur nombre de classes N_H :

$$N_H = 1 + 3.3 log_{10}(N_2), \tag{B.7}$$

dans laquelle N_2 représente le nombre de spectres S_{VV} acquis ($N_2 = T_2/T_1$). En pratique, nous avons pris un nombre de classes environ cinq fois plus grand que N_H

La faiblesse du constraste des signaux utiles rend nécessaire de prendre en compte le bruit de fond. Le signal en sortie de la chaîne d'amplification s'écrit comme la somme des deux processus aléatoires que forment le bruit de flux-flow et le bruit de fond ambiant :

$$\widehat{V}[t] \triangleq V[t] + b[t].$$

Les processus V et b étant indépendants, la DSP vaut

$$\begin{aligned} S_{\hat{V}\hat{V}}(f) &= TF\left[V * V + b * b + 2\, V * b\right](f) \\ &= S_{VV}(f) + S_{bb}(f). \end{aligned}$$

L'acquisition successive de plusieurs spectres donne accès aux processus aléatoires des $S_{\hat{V}\hat{V}}(f)[t]$. Par commodité, nous noterons

$$S_{\hat{V}\hat{V}}(f)[t] = \widehat{S}_{VV}(f,t).$$

Pour chaque t, $\widehat{S}_{VV}(f,t)$ est la réalisation d'une variable aléatoire que nous noterons $\widehat{V}_f$, de loi de probabilité (ou de distribution) $f_{\hat{V}_f}(V)$. $f_{\hat{V}_f}(V)$ est la loi de la somme de deux variables aléatoires *indépendantes* V_f et b_f, de lois $f_{V_f}(V)$ et $f_{b_f}(V)$, d'où

$$f_{\hat{V}_f}(V) = \frac{f_{V_f}(V) + f_{b_f}(V)}{2} \tag{B.8}$$

En première approximation, et s'il est convenablement construit, l'histogramme $\hat{f}_{\hat{V}_f}(V)$ offre une estimation expérimentale de $f_{\hat{V}_f}(V)$. En supposant que le bruit de fond b reste le même au cours du temps, on estime à partir de l'équation (B.8) la loi de V_f par

$$f_{V_f}(V) = 2\, f_{\hat{V}_f}(V) - f_{b_f}(V).$$

B.3.3 Second spectre

Définitions On appelle « second spectre » le transformée de Fourier de la série temporelle de la densité puissance contenue dans une gamme de fréquence $f_1 \pm \Delta f/2$. On note

$$S_2(f_1, f_2) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{VV}(f_1, t) e^{-2i\pi f_2 t} dt, \tag{B.9}$$

où f_2 dénote la composante en fréquence au deuxième ordre.

Informations $S_2(f_1, f_2)$ blanc implique que les $S_{VV}(t, f_1)$ constituent une suite de variables aléatoires indépendantes de même loi. L'indépendance signifie qu'à la fréquence f_1, la fluctuation n'est pas corrélée avec elle même : il n'existe pas de mécanismes plus lents que T_1. Cette propriété accrédite l'hypothèse selon laquelle le *cut-off* haute fréquence exprime l'affaiblissement de la puissance des composantes HF du bruit. Un affaiblissement de la probabilité que se réalise une fluctuation de durée $1/f_1$ à l'échelle de T_1 et à puissance constante aurait nécessairement coloré le $S_2(f_1, f_2)$. En effet, la suite $S_{VV}(t, f_1)$ aurait certes encore la même loi mais celle-ci ferait intervenir une constante de temps plus longue que T_1. En conséquence, deux variables successives de la suite ne seraient plus indépendantes. Dans le cas extrême d'un seul type d'événement aussi rare qu'intense, si l'on observe le processus dans une gamme de temps trop courte, la probabilité d'obtenir deux évènements à l'intérieur de deux mesures successives tend vers zéro :

$$P(S_{VV}(t_0, f_1) > 0 | S_{VV}(t_0 + T_1, f_1) > 0) \overset{T_1 \to 0}{\longrightarrow} 0, \tag{B.10}$$

alors que dans le cas de variables indépendantes, c'est-à-dire pour une durée T_1 suffisamment grande :

$$P(S_{VV}(t_0, f_1) > 0 | S_{VV}(t_0 + T_1, f_1) > 0) = P(S_{VV}(t_0, f_1)). \tag{B.11}$$

Annexe C

Polissages chimiques

Nous avons utilisé le polissage chimique pour obtenir des états de surface similaires d'un échantillon à l'autre. De plus, ce traitement permet d'éliminer la couche d'oxyde Nb_2O_5 recouvrant naturellement un échantillon de Niobium métallique. Plusieurs possibilités sont proposées dans la littérature. N. Lütke-Entrup préconise polissage chimique tamponé (PCT) : une trempe d'une heure dans un mélange équivolumique de H_3PO_4 (85%), HF (40%) et HNO_3 (69%) [73]. Ce type de traitement enlève entre 10 et $20\mu m$ de l'échantillon.

Lilje *et al.* [72] proposent le même mélange, et conseillent de conserver la solution à moins de 15 °C pour minimiser l'implantation d'hydrogène. De plus, ils préconisent un premier bain de HF (dissolution de l'oxyde) suivi d'une oxydation par un acide fort, comme étapes préalables à la trempe dans le bain d'acides principal. En suivant cette méthode, il est conseillé de retirer jusqu'à $0.15mm$ de Nb pour abaisser la rugosité en-deça du micromètre. Ce qui est évidemment incompatible pour nos échantillons de $0.22mm$.

Une alternative répandue au PCT est le polissage par électrolyse (PE). La solution utilisée est un mélange H_3PO_4 (85%) et HF (40%) dans un rapport 1 : 9, et le traitement dure vingt minutes.

Le critère d'évaluation d'une méthode de polissage est dans notre cas la rugosité rms σ_{rms} obtenue. On la définit en fonction de l'écart de hauteur à la moyenne $h - \langle h \rangle$:

$$\sigma_{rms} = \left(\frac{1}{NM} \sum_{n,m}^{N,M} [h(x + n\Delta x, y + m\Delta y) - \langle h \rangle]^2 \right)^{-1/2} \tag{C.1}$$

où $\Delta x \Delta y$ correspond à l'échelle spatiale à laquelle la rugosité est observée.

Les rugosités rms σ_{rms} obtenues par ces deux méthodes sont comparables (entre 10^{-9} et $10^{-8}m$) et tout à fait satisfaisantes à l'échelle micrométrique ($\Delta x \Delta y \lesssim 1\mu m$). La rugosité issue du PCT s'accroît toutefois au-delà de $10\mu m$ [74]. La réaction (électro-) chimique est favorisée dans les zones « faibles » de la surface. Le polissage a donc pour conséquence de révéler les joints de grains de

l'échantillon. Un exemple en est présenté dans l'image prise au microscope électronique à balayage par Pr. B. Mercey, figure C.1, où apparaissent clairement des irrégularités à quelques micromètres.

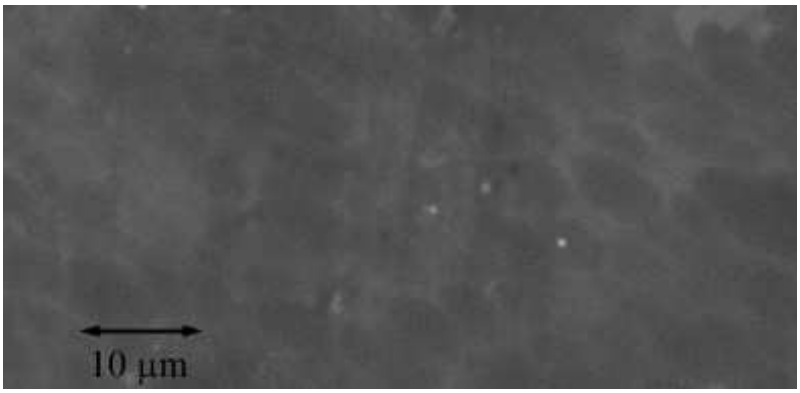


FIG. C.1 – Image de microscopie électronique à balayage de la surface d'un échantillon de Niobium après polissage mécanique et polissage chimique tamponné (PCT).

La différence entre ces deux types de polissage réside essentiellement dans la qualité de la pellicule de surface résultante. Les quelques études menées à ce sujet indiquent que la couche superficielle contient moins d'impuretés après un traitement PE qu'après un polissage chimique. Cet état de fait est attribué aux vitesses de dissolutions respectives du métal et de sa couche d'oxyde. Pour être complet, on notera que la surface traitée par PE s'oxyde plus vite qu'après un PCT. La fine couche d'oxyde qui entoure l'échantillon est très isolante, de sorte qu'elle ne modifie ni les propriétés supraconductrices, ni les conditions limites, à la différence d'une couche conductrice par exemple.

Pour nos échantillons, notre choix s'est porté sur le PCT. Certes, elle présente l'inconvénient de favoriser l'incorporation d'impuretés qui peuvent modifier la couche d'oxyde, qui risque de modifier légèrement à son tour les propriétés supraconductrices du réseau cristallin au voisinage de la surface. Par contre elle est plus robuste, ce qui permet d'assurer une meilleure égalité de traitement. Le PE aurait fait courir le risque de ne pas reproduire exactement le même traitement d'un échantillon à l'autre en cas de variations de la température du bain (qui peut conduire à des variations de vitesse sensibles) et de la polarisation des électrodes. La vitesse de réaction d'un traitement chimique est plus lente, de sorte que la méthode est moins sensible aux variations de température (du reste très peu élevées). La reproductibilité du polissage est donc quasi-parfaite et plus facile à mettre en œuvre.

Chaque échantillon a été plongé 8 minutes dans une solution de H_3PO_4

(85%), HF (40%) et HNO_3 (69%) équivolumique [1]. La durée choisie est suffisante pour affecter la surface en lui donnant un aspect de miroir, et la réduction d'épaisseur est limitée à des proportions non détectables ($< 10\mu m$ au total). Enfin, pour éviter tout risque de surgravure, et d'inhomogénéité de surface, l'échantillon doit être placé verticalement dans la solution pour faciliter l'évacuation des gaz résultants de la réaction.

Finalement, nous avons obtenu une série d'échantillons possèdant des surfaces équivalentes, d'une rugosité rms d'environ $1nm$ à l'échelle de 1 μm.

[1] les traitements complémentaires présentés ci-avant n'ont pas été retenu dans le but de limiter les étapes la reproductibilité étant notre soucis principal.

Annexe D

Notations

a_0	:	pas du réseau de vortex ($\equiv (4/3)^{1/4}(\phi_0/B)^{1/2}$ pour un réseau hexagonal)
B	:	champ magnétique
c	:	extension spatiale d'une fluctuation
e_p	:	épaisseur de l'échantillon
d	:	distance entre les contacts de tension
E	:	champ électrique (tension : $V = \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{dl}$)
ε	:	correction de cellule (MS)
ϕ_0	:	quantum de flux magnétique ($2.0510^{-15} Wb$)
I	:	courant de transport total ($J \equiv i/e_p \equiv I/We_p$)
I_c	:	courant responsable de la plus petite tension détectable
I_c^*	:	extrapolation à tension nulle d'une courbe courant-tension
I_1	:	courants non-dissipatifs de surface (MS)
I_2	:	courants dissipatifs de volume (MS)
L	:	longueur de l'échantillon
λ	:	profondeur de pénétration du champ magnétique
λ_V	:	profondeur sur laquelle se produit la courbure superficielle (MS)
M	:	aimantation globale
ρ_f	:	résistivité flux-flow (résistance : $R_f = \rho_f \frac{L}{We_p}$)
T_0	:	« période flux-flow » ($\stackrel{\Delta}{=} a_0/v_L$) (MBP)
τ	:	durée d'une instabilité (MBP)
θ_c	:	angle critique global expliquant le courant critique
$\widehat{\theta_c}$	:	angle topographique moyen
v_L	:	vitesse des lignes de flux
W	:	largeur de l'échantillon
ω	:	« vorticité » (MS)
ξ	:	longueur de cohérence du paramètre supraconducteur
$\langle X \rangle$	:	moyenne spatiale de $X(\mathbf{r}, t)$
$\overline{X}$	:	moyenne temporelle de $X(\mathbf{r}, t)$

La relation « $\stackrel{\Delta}{=}$ » définie une déclaration terminologique originale.

Bibliographie

[1] J. Bardeen, L.N. Cooper et J.R. Schriffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).

[2] V.L. Ginzburg and L.D. Landau, Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).

[3] L.P. Gor'kov, Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. **36**, 1918 (1959).

[4] A.A. Abrikosov, Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. **32**, 1442 (1957).

[5] D. Cribier, Y. Simon, P. Thorel, Phys. Rev. Lett.**28**, 1370 (1972).

[6] U. Essman et H. Träuble, Phys. Lett. **24A**, 526 (1967).

[7] D. Saint James et P. G. De Gennes, Phys. Lett. **7**, 306 (1963).

[8] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, 2^{e} édition, Mc-Graw Hill Inc.

[9] A. I. Larkin et Y. N. Ovchinnikov, J. Low Temp Phys. **34**, 409 (1979).

[10] H. R. Hart, Jr. et P. S. Swartz, Phys. Rev. **156**, 403 (1967).

[11] W. C. H. Joiner et G. E. Kuhl, Phys. Rev. **163**, 362 (1967).

[12] T. Hocquet, P. Mathieu et Y. Simon, Phys. Rev. B **46**, 1061 (1992).

[13] I. L. Bekarevitch et I. M. Khalatnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz **40**, 920 (1961) [Sov. Phys. JETP **13**, 643 (1961)] ; I. M. Khalatnikov, Introduction to the Theory of Superfluidity (Benjamin, New York, 1965), Chap. 16.

[14] J. A. Good et E. J. Kramer, Phil. Mag. **22**, 329 (1970).

[15] A. D. Gupta et E. J. Kramer, Phil. Mag. , 779 (1972).

[16] A. Pautrat, J. Scola, C. Goupil, Ch. Simon, C. Villard, B. Domengès, Y. Simon, C. Guilpin, et L. Méchin, Phys. Rev. B **69**, 224504 (2004).

[17] A. Pautrat, J. Scola, Ch. Simon, P. Mathieu, A. Brûlet, C. Goupil, M. J. Higgins et S. Bhattacharya, Phys. Rev. B **71**, 064517 (2005).

[18] U. Yaron, P. L. Gammel, D. A. Huse, R. N. Kleiman, C. S. Oglesby, E. Bucher, B. Batlogg, D. Bishop, K. Mortensen, K. Clausen, C. A. Bolle et F. De La Cruz, Phys. Rev. Lett. 73, 2748 (1994).

[19] D. J. van Ooijen and G.J. van Gurp, Phys. Letters **17**, 230 (1965). D. J. van Ooijen and G.J. van Gurp, Philips Res. Repts. **21**, 343 (1966).

[20] G. J. van Gurp, Phys. Rev. **166**, 436 (1968). G. J. van Gurp, Rev. Phys. Appl. **5**, 83 (1970).

[21] J. D. Thompson and W. C. H. Joiner, Solid State Commun. **16**, 849 (1975).

[22] F. Habbal and W. C. H. Joiner, J. Physique **39**, C6-641 (1978).

[23] B. Plaçais, Thèse d'État : Phys. : Paris VI (1990).

[24] C. Heiden, D. Kohake, W. Krings and L. Ratke, J. Low Temp. Phys. **27**, 1 (1977).

[25] J.R. Clem, Physics Reports, **75**, 1 (1981).

[26] A.M. Campbell, Phil. Mag., **B37**, 149 (1978).

[27] D. Babić *et al.* Phys. Rev. B **66**, 014567 (2002)

[28] P. Thorel, R. Kahn, Y. Simon et D. Cribier, J. Physique **34**, 447 (1973).

[29] A. Pautrat, C. Goupil, Ch. Simon, D. Charalambous, E. M. Forgan, G. Lazard, P. Mathieu et A. Brûlet, Phys. Rev. Lett. 90, 087002 (2003).

[30] G. Jung *et al.*, Proc. of SPIE Vol. 5112 (2003).
Y. Paltiel *et al.*, Fluct. and Noise Letters **1**, L31 (2002).

[31] K.E. Bassler, J. Davidsen, M. Paczuski, cond-mat 0110641 v1 (2001)

[32] A. maeda *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 054506 (2002).

[33] G. Jung *et al.*, Phys. Rev. B **62**, 6674 (2000).

[34] Phys. Rev. Lett. **74**, 3029 (1995).

[35] G. D'Anna *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3521 (1995).

[36] Eggenhöffner *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 022504 (2005).

[37] D. Doenitz, R. Straub, R. Kleiner, D. Koeller, cond-mat 0407733 v1 (2004).

[38] D.H. Kim *et al.*, Phys. Rev. B **60** 3551 (1999).

[39] P. Dutta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43**, 646 (1979).

[40] A. Maeda, Y. Togawa et H. Kitano, Physica C **369**, 177 (2002).

[41] T. Giamarchi et P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3409 (1995) ; T. Giamarchi et P. Le Doussal, Phys. Rev. B **55**, 6577 (1996) ; P. Le Doussal et T. Giamarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1998).

[42] A. E. Koshelev et V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994).

[43] C.J. Olson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3757 (1998).

[44] S. Ryu, M. Hellerqvist, S. Doniah, et D. Stroud, Phys. Rev. Lett. **77**, 5114 (1996).

[45] K. Moon, R. T. Scalettar, et G. T. Zimànyi, Phys. Rev. Lett. **77**, 2778 (1996).

[46] Y. Togawa *et al.*, Phys. Rev. Lett., **85**, 3716 (2000).

[47] W.J. Yeh et Y.H. Kao, Phys. Rev. B, **53**, 1590 (1984).

[48] Y. Paltiel *et al.*, Europhys. Lett. **66**, 412 (2004).

[49] A. Maeda *et al.*, Phys. Rev. B **65** 054506 (2002).

[50] B. Plaçais, P. Mathieu et Y. Simon, Phys. Rev. Lett. **70**, 1521 (1993) ; B. Plaçais, P. Mathieu et Y. Simon, Phys. Rev. B **49**, 15813 (1994).

[51] P. Jarvis et J.G. Park, J. Phys. F **4**, 1238 (1974).

[52] A. Maeda *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 1912 (1985).

[53] R.D. Merithew, M.W. Rabin, M.B. Weissman, M.J. Higgins, et S. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **77**, 3197, (1996).

[54] B. Plaçais et Y. Simon, Phys. Rev. B **39**, 2151 (1989).

[55] E. M. Forgan, P. G. Kealey, S. T. Johnson, A. Pautrat, Ch. Simon, S. L. Lee, C. M. Aegerter, R. Cubitt, B. Farago et P. Schleger, Phys. Rev. Lett. **85**, 3488 (2000).

[56] B. Plaçais, P. Mathieu et Y. Simon, Solid State Commun. **71**, 177 (1989).

[57] Ö. Festin, P. Svedlindh, B. J. Kim, P. Minnhagen, R. Chakalov et Z. Ivanov, Phys. Rev. Lett. **83**, 5567 (1999).

[58] C. D. Motchenbacher et J. A. Connelley, « Low-noise electronic system design », Wiley-Interscience, John Wiley & sons, Inc., ISBN 0 - 471 - 57742 - 1 (1993).

[59] A. Charoy, *Parasites et perturbations électromagnétiques*, tomes 2 et 3, Éd. Dunod.

[60] Per Bak, Chao Tang et Kurt Wiesenfeld, Phys. Rev. A, **38**, 364 (1988).

[61] J. Davidsen et H. G. Schuster, Phys. Rev. E, **62** 6111 (2000).

[62] H.R. Hart,Jr. et P.S. Swartz, Phys. Rev. **156**, 403 (1966).

[63] D.G. Schweitzer and M. Garber, Phys. Rev. **160**, 348 (1967).

[64] W.C.H. Joiner and G.E. Kuhl, Phys. Rev. **163**, 362 (1967).

[65] H.J. Fink and W.C.H. Joiner, Phys. Rev. Lett. **23**, 120 (1969).

[66] H.R. Jones et A.C. Rose-Innes, Phys. Lett. **22**, 271 (1966).

[67] D.G. Schweitzer et B. Bertman, Phys. Rev. **152**, 293 (1966).

[68] D.D. Morrison et R.M. Rose, Phys. Rev. Lett. **25**, 356 (1970).

[69] E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **78** 2208 (1997).

[70] D. K. Finnemore, T. F. Stromberg et C. A. Swenson, Phys. Rev. **149**, 231 (1966).

[71] C. C. Koch, J. O. Scarbrough et D. M. Kroeger, Phys. Rev. B **9** 888 (1974).

[72] L. Lilje *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **516**, 213 (2004).

[73] N. Lütke-Entrup, Thèse de physique de l'université Paris VI, p.101 (1999).

[74] C.Z. Antoine, A. Aspart, J.P. Charrier, H. Safa, B. Visentin, publication DAPNIA-Service d'Étude des Accélerateurs 99-33 (1999).

[75] C. P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).

[76] C. P. Bean et J. D. Livingston, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1962).

[77] V. Hardy, Thèse de physique de l'Université de Caen (1992).

[78] A. L. Fetter et P. Hohenberg, Theory of type-II superconductors, Ed. R. D. Parks, vol. 2, p. 844 (1969).

[79] O. Daldini, P. Martinoli, J. L. Olsen et G. Berner, Phys. Rev. Lett. **32**n 218 (1974).

[80] C. Peroz, Thèse de physique de l'Université de Grenoble 1 (2003).

[81] D. Dew-Hughes, Rep. Prog. Phys. **34**, 821 (1971).

[82] V. M. Pan, Proceedings of the NATO Advanced study institute on Phys. and Mat. Sc. of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics (Kusadasi, Turquie), p. 1, (1998).

[83] E. Carrasco, O. Rodríguez de la Fuente, M. A. González et J. M. Rojo, Eur. Phys. J. B **40**, 420 (2004).

[84] A. A. Abrikosov, Zh. Ekxp. Teor. Fiz. **47**, 720 (1964). [Sov. Phys. JETP **20**, 480 (1964)].

[85] J. G. Park, Phys. Rev. Lett. **15**, 352 (1965).

[86] M. Tinkham, Phys. Rev. **129**, 2413 (1963) ; Rev. Mod. Phys. **36**, 268 (1964).

[87] I. Giaever, Phys. Rev. Lett. **15**, 825 (1965).

[88] I. O. Kulik, Sov. Phys. JETP **28**, 461 (1969).

[89] P. Mathieu, B. Plaçais et Y. Simon, Phys. Rev. B **48**, 7376 (1993).

[90] G. D'Anna, P. L. Gammel, A. P. Ramirez, U. Yaron, C. S. Oglsby, E. Bucher, D. J. Bishop, Phys. Rev. B **54**, 6583 (1996).

[91] A. Rydh, U. Welp, J. M. Hiller, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, K. H. P. Kim, K. H. Kim, C. U. Jung, H. -S. Lee, B. Kang, and S. -I. Lee, Phys. Rev. B **68**, 172502 (2003).

[92] P. Crozat, R. Adde, J. Chaumont, H. Bernas et D. Zenatti, *Application of ion beams in metals*, ed. S. T. Picraux, Plenum Press, 27 (1974).

[93] M. B. Weissman, Rev. Mod. Phys. **60**, 537 (1988).

[94] D. K. C. MacDonald, Noise and Fluctuations (John Wiley and Sons, New York, 1962).

[95] L. Ghenim, J. Y. Fortin, G. Wen, X. Zhang, C. Baraduc et J. C. Villegier, Pys. Rev. B **69**, 064513 (2004).

[96] P. Crozat, G. Vernet et R. Adde, Appl. Phys. Lett. **32**, 506 (1978).

[97] P. Le Doussal et T. Giamarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1996).

[98] A. M. Campbell, J. Phys. C **2**, 1492 (1969)

[99] A.Pautrat, C. Goupil, Ch. Simon, N. Lükte-Entrup, B. Plaçais, P. Mathieu, Y. Simon, A. Rykov, et S. Tajima, Phys. Rev. B 63, 054503 (2001).

[100] M. Benkraouda et J. R. Clem, Phys. Rev. B **58**, 15103 (1998).

[101] T. Sekine, K. Takahashi, T. Sakata et H. Maegawa, conférence du European Focuse ion beam Users Group, Dresde, Allemagne (2000).

[102] J. F. Ziegler, J. B. Biersack, and U. Littmarck, *The Stopping and Ranges of Ions in Solid* (Pergamon, New York, 1985).

[103] D. T. Fuchs, R. A. Doyle, E. Zeldov, S. F. W. R. Rycroft, T. Tamegai, S. Ooi, M. L. Rappaport et Y. Myasoedov, Phys. Rev. Lett. **81**, 3944 (1998).

[104] Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, Y. Paltiel, E. Zeldov, P. Shuk et M. Greenblatt, Phys. Rev. B **65**, 094511 (2002).

[105] W. J. Yeh et Y. H. Kao, Phys. Rev. Lett. **53**, 1590 (1984).

[106] M. Beart, V. V. Metlushko, R. Jonkheere, V. V. Moshchalkov et Y. Bruynesaede, Phys. Rev. Lett. **74**, 3269 (1995).

[107] V. V. Moshchalkov, M. Beart, V. V. Metlushko, E. Rosseel, M. J Van Bael, K. Temst et Y. Bruynesaede, Phys. Rev. B **57**, 3615 (1998).

[108] P. J. Restle, M. B. Weissman and R. D. Black, J. Appl. Phys. 54, 5844 (1983) P. J. Restle, R. J. Hamilton, M. B. Weissman and M. S. Love, Phys. Rev. B 31, 2254 (1985). P. J. Restle, M. B. Weissman, G. A. Garfunkel, P. Pearah and H. Morkoc, Phys. Rev. B 34, 4419 (1986).

[109] G. T. Seidler et S. A. Solin, Phys. Rev. B **53**, 9753 (1996).

[110] R. D. Merithew, M. W. Rabin, M. B. Weissman, M. J. Higgins et S. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett **77**, 3197 (1996).

[111] M. Marchevsky, M. J. Higgins et S. Bhattacharya, Nature **409**, 591 (2001).

[112] P. Didier, Thèse de Physique de l'Université de Strasbourg (2004).

[113] F. Bardou. Proceedings of Lévy processes : theory and applications, Aarhus, Danemark, Ed. O. Barndorff-Nielsen, S. E. Graversen, et T. Mikosch (1999). http ://arxiv.org/abs/physics/0012049.