



HAL
open science

ancrage et dynamique d'un réseau de vortex dans le cadre d'un ancrage de surface

Alain Pautrat

► **To cite this version:**

Alain Pautrat. ancrage et dynamique d'un réseau de vortex dans le cadre d'un ancrage de surface. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université de Caen, 2000. Français. NNT: . tel-00010046

HAL Id: tel-00010046

<https://theses.hal.science/tel-00010046>

Submitted on 6 Sep 2005

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

UFR Sciences

Ecole Doctorale SIMEM

THESE

présentée par

Mr Alain PAUTRAT

et soutenue

le 4 juillet 2000

en vue de l'obtention du

Doctorat de l'Université de Caen

Spécialité : Milieux Denses et Matériaux

(Arrêté du 30 mars 1992)

**STRUCTURE ET DYNAMIQUE DU RESEAU DE VORTEX
D'UN SUPRACONDUCTEUR
DANS LE CADRE D'UN ANCRAGE DE SURFACE**

JURY

Directeur de thèse : Charles SIMON, Directeur de Recherches, CRISMAT, Caen

Rapporteurs : Jacques FLOUQUET Directeur de Recherches CENG, Grenoble
Thierry GIAMARCHI Directeur de Recherches LPS, Orsay

Examineurs : Annie BRULET Docteur-Ingénieur LLB, Saclay
Bernard PLACAIS Chargé de Recherches ENS, Paris
Bernard RAVEAU Professeur Institut Universitaire de France

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire CRISMAT. Je remercie son directeur le Professeur Bernard Raveau de m'y avoir accueilli.

Je remercie sincèrement Jacques Flouquet et Thierry Giamarchi qui me font l'honneur d'être rapporteurs de cette thèse, ainsi que Annie Brûlet, Bernard Plaçais et Bernard Raveau qui ont accepté de faire partie de mon Jury.

Mes recherches ont été dirigées par Charles Simon. Sa volonté d'ouverture m'a permis de faire un travail expérimental varié, et de nouer des contacts scientifiques enrichissants. Je lui en suis sincèrement reconnaissant.

Christophe Goupil nous a rapidement rejoint dans ce travail. Son aide, son enthousiasme et les nombreuses discussions ont été des plus précieux. Il a toute ma reconnaissance.

A.I. Rykov nous a fourni les échantillons d'YBCO non maclés. Sans cela, certaines expériences auraient été simplement irréalisables.

Ce fut un réel plaisir de travailler avec Norbert Lütke-Entrup et Bernard Plaçais de l'Ecole Normale Supérieure de Paris. Je tiens également à associer les autres membres de cette équipe, Patrice Mathieu et Yvan Simon dont les travaux sont pour beaucoup dans notre contribution, ainsi que Gilles Lazard. Leurs connaissances du réseau de vortex et les discussions que nous avons eu m'ont toujours été très bénéfiques. J'espère que cette collaboration continuera encore.

Les mesures de diffraction de neutrons m'ont permis de travailler avec l'équipe du professeur E.M. (Ted) Forgan de l'université de Birmingham. Je ne peux tous les citer mais ces expériences faites avec Paul Kealey, Bob Cubitt, Steve Lee...ont été de vraies "expériences", scientifiques bien sûr mais aussi humaines. Leurs qualités d'expérimentateur m'ont impressionné, ainsi que leur humour typiquement anglais qui s'exprime pleinement pendant les heures les plus avancées de la nuit.

Je tiens à remercier Annie Brûlet du Laboratoire Leon Brillouin pour l'accueil amical qu'elle nous a toujours réservé et pour sa patience malgré des expériences un peu longues et incertaines. Gilles Poulain du CRISMAT s'est aussi beaucoup investi dans les mesures de diffraction de neutrons dans YBCO maclé. Je lui en suis très reconnaissant.

Merci à Jean Pierre du liquéfacteur pour tout l'hélium fourni...et encore désolé pour le mur.

Je tiens à remercier les membres de l'équipe "mesures physiques": D Thopart et A Daignère pour avoir supporté mes humeurs dans le bureau et m'avoir toujours aidé avec gentillesse en faisant fonctionner mon cryostat pendant mes expériences à l'extérieur. Merci à A. Maignan, V. Hardy, A. Wahl et J. Provost pour la bonne ambiance générale de l'équipe. Merci également à Isabelle M.L et Christelle L.H (équipe céramique) pour les échantillons qu'elles nous ont toujours fournis avec gentillesse.

Il serait difficile de faire un travail de plusieurs années dans un laboratoire sans nouer de nombreuses amitiés. Je tiens à remercier tous ceux et celles qui ont rendu ces années agréables, et je m'excuse envers ceux que ma mémoire aurait laissé de côté:

Nicolas F, Yohann B, Alain-Christophe M, Sébastien L, et Olivier P pour les soirées et les parties de belote, même si leur niveau laisse encore à désirer. Je leur souhaite bonne chance pour la fin de leur thèse, particulièrement à Olivier.

Pascal R, Antoine B, le docteur Pérez et Olivier T pour les "quelques" restaurants que nous avons visité. Leur joie de vivre a toujours été très communicative, même si l'humour d'Antoine reste toujours un mystère pour moi. On se reverra sûrement pendant quelques congrès....

Paul Salvador, TD Doan (et Christine (Mme TD)) m'ont permis de m'introduire dans l'équipe "couches minces" en tant que membre toléré. Merci surtout pour votre amitié et les longues soirées passées à discuter.

Jérôme W et Nicole, Gaëlle V, m'ont d'abord supporté dans l'équipe "mesures physiques", et surtout ont su garder contact malgré la distance. Merci pour les bons moments passés ensemble.

Je tiens aussi à remercier Philippe L, Myriam P, Negar N, que j'ai eu le réel plaisir de rencontrer.

Joran, Yann, Céline, Benoit, Samuel et Fanny ont, malgré la distance, toujours su me témoigner leur soutien et leur amitié malgré l'incompréhension flagrante de mon travail de thèse.

Mike, Anne et Caroline m'ont aidé à passer les mois de rédaction avec toute leur gentillesse. Je les remercie sincèrement, leur témoigne toute mon amitié, et leur promet de travailler mon accent américain dans les prochaines années.

Merci enfin à ma mère, mon jazzman de frère Jeff et mes sœurs Marie-Hélène et Isabelle pour leur présence, et un salut amical à Rémi et Javier. Merci pour le sourire de Manuel et de Marion.

"Les choses les plus importantes sont plus légères que l'air..."

PAUL AUSTER "SMOKE"

A la mémoire de mon père

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	6
I Généralités	9
<u>I-A- Les supraconducteurs de deuxième espèce</u>	10
I-A-1- <u>Généralités</u>	10
I-A-1a- <i>La description de Ginzburg Landau</i>	10
I-A-1b- <i>Les fluctuations thermiques</i>	14
I-A-1c- <i>La solution d'Abrikosov</i>	15
I-A-2- <u>L'ancrage du réseau de vortex et les propriétés de transport</u>	18
I-A-2a- <i>L'interaction entre deux vortex et la force de Lorentz</i>	18
I-A-2b- <i>Le flux-Flow</i>	19
I-A-2c- <i>Le courant critique</i>	20
I-A-3- <u>Le modèle de Mathieu-Simon</u>	23
I-A-3a- <i>L'équation de London macroscopique et le champ de vortex</i>	24
I-A-3b- <i>Le traitement thermodynamique de Mathieu et Simon</i>	25
I-A-3c- <i>L'ancrage de surface</i>	27
<u>I-B- Les supraconducteurs à haute température critique, le cas d'$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$</u>	30
I-B-1- <u>Quelques généralités structurales et leurs conséquences sur les propriétés physiques</u>	30
I-B-1a- <i>La structure d'$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$</i>	30
I-B-1b- <i>L'anisotropie électronique</i>	31
I-B-2- <u>Le diagramme de phase des supraconducteurs à haute température critique</u>	33
I-B-2a- <i>Le piégeage collectif de Larkin-Ovchinnikov</i>	34
I-B-2b- <i>Le solide de vortex</i>	37
I-B-2c- <i>Le liquide de vortex et la longueur de cohérence</i>	40

TABLE DES MATIERES

III- LE LIQUIDE DE VORTEX	42
<u>II-A- Présentation de l'expérience</u>	43
II-A-1- <u>Les échantillons utilisés</u>	43
II-A-2- <u>Le dispositif expérimental</u>	45
II-A-3- <u>Quelques expériences sur YBCO</u>	46
<u>II-B- Les résultats en transport continu dans le "liquide de vortex"</u>	51
II-B-1- <u>Le "pseudo transformateur de flux"</u>	51
II-B-2- <u>Introduction à l'expérience</u>	55
II-B-2a- <i>Le principe de la mesure de tension transverse</i>	55
II-B-2b- <i>La préparation de l'échantillon</i>	57
II-B-c- <u>Les résultats expérimentaux</u>	60
II-B-c1- <i>L'absence d'un état enchevêtré au dessus de la ligne d'irréversibilité</i>	60
II-B-c2- <i>Le régime de fluctuations</i>	69
<u>II-C- Conclusion des mesures de transport continu</u>	72
III- L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO	73
<u>III-A-La réponse alternative dans les supraconducteurs</u>	74
III-A-1- <u>L'intéret de la réponse alternative</u>	75
III-A-2- <u>Les modèles en présence</u>	75
II-A-2a- <i>La réponse alternative linéaire dans un conducteur classique</i>	76
III-A-2b- <i>La réponse idéale dans un supraconducteur</i>	77
III-A-c- <u>La prise en compte de l'ancrage des vortex dans la réponse linéaire alternative</u>	78
III-A-c1- <i>L'ancrage en volume</i>	78
III-A-c3- <i>Les deux modes de pénétration et l'ancrage de surface</i>	82
III-A-c4- <i>Les effets de taille</i>	86
III-A-c5- <i>La prise en compte de l'anisotropie</i>	87

TABLE DES MATIERES

<u>III-B- Les mesures de réponse alternative dans YBCO</u>	88
III-B-1- <u>La ligne d'irréversibilité des supraconducteurs à haute T_C sondée par des mesures de réponse alternative</u>	88
III-B-2- <u>Le dispositif expérimental</u>	90
III-B-3- <u>Les résultats</u>	92
III-B-3a- <i>La transition de dépiégeage ($B//a$)</i>	92
III-B-3b- <i>Les effets de taille</i>	98
III-B-3c- <i>La ligne d'irréversibilité et la réponse idéale ($B//c$)</i>	99
III-B-3d- <i>Pourquoi le courant critique de surface s'annule t-il pour un champ $B_{irr} < B_{c2}$?</i>	102
<u>III-C- Quelques remarques et conclusion</u>	107
IV- LA LIGNE D'IRREVERSIBILITE	110
<u>IV-A- La distribution du courant critique</u>	111
IV-A-1- <u>Le dispositif expérimental</u>	112
IV-A-2- <u>Les mesures</u>	113
IV-A-3- <u>Quelques remarques sur la distribution du courant dans les supraconducteurs à haute température critique</u>	116
<u>IV-B- Les mesures de courant critique et la ligne d'irréversibilité</u>	118
IV-B-1- <u>Le courant critique</u>	118
IV-B-2- <u>Les mesures d'aimantation</u>	121
<u>IV-C-Remarques générales sur le courant critique dans YBCO</u>	128
<u>IV-D- Conclusion des mesures dans YBCO non maclé et à propos de la transition du premier ordre</u>	132
V- VORTEX ET DIFFRACTION DE NEUTRONS	135
<u>V-A- L'intéret des mesures de diffraction de neutrons</u>	136
<u>V-B- L'écho de spin</u>	139

TABLE DES MATIERES

V-B-1 <u>Le principe de l'écho de spin</u>	139
V-B-2- <u>Les mesures d'écho de spin dans Nb-Ta</u>	145
V-B-2a- <i>La configuration expérimentale</i>	145
V-B-2b- <i>Préliminaires</i>	147
V-B-2c- <i>La vérification de la relation de Josephson</i>	150
V-B-2d- <i>A propos des distributions de vitesse</i>	151
V-B-3 <u>Conclusion des mesures d'écho de spin</u>	156
<u>V-C- Les mesures de Diffraction de Neutrons aux Petits Angles en dynamique</u>	158
V-C-1- <u>Quelques expériences</u>	158
V-C-2- <u>La géométrie expérimentale</u>	159
V-C-3- <u>Les résultats dans Nb-Ta</u>	161
V-C-3a- <i>Le réseau de vortex statique</i>	161
V-C-3b- <i>L'effet du courant</i>	163
V-C-3c- <i>La perte d'intensité diffractée</i>	172
V-C-4- <u>Les résultats dans Pb-In</u>	176
V-C-4a- <i>Un "liquide" de vortex dans Pb-In</i>	176
V-C-4b- <i>Le réarrangement du réseau de vortex</i>	178
V-C-4c- <i>Quelques prédictions sur la dynamique du réseau de vortex</i>	181
V-C-5- <u>Conclusion des mesures dynamiques de diffraction de neutrons aux petits angles</u>	187
<u>V-D- Les mesures de diffraction de neutrons dans YBCO maclé</u>	189
V-D-1- <u>Intoduction à l'interaction vortex-plans de macle</u>	189
V-D-1a- <i>Qu'est ce qu'un plan de macle</i>	189
V-D-1b- <i>Les vortex et les plans de macle</i>	190
V-D-2- <u>Principe expérimental</u>	191
V-D-3 <u>Les résultats</u>	194

TABLE DES MATIERES

V-D-3a- <i>Les clichés obtenus avec le champ magnétique parallèle au faisceau de neutrons</i>	194
V-D-3b- <i>Les clichés obtenus avec le faisceau de neutrons parallèle à l'axe c</i>	199
V-D-4- <u>Conclusion des mesures de DNPA dans YBCO maclé</u>	204
CONCLUSION GENERALE	205
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	208

INTRODUCTION GENERALE

Cette thèse s'inscrit dans la compréhension du vieux problème qu'est le comportement du réseau de vortex dans un supraconducteur. Nous parlons de "vieux" problème car il suscite beaucoup de travaux dans la communauté scientifique depuis les années soixante, mais est redevenu particulièrement étudié depuis la découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1987. En dehors du réel intérêt économique que représentent de tels matériaux, un tel engouement peut s'expliquer par la richesse de ce système, qui se trouve à la frontière entre de nombreux domaines de la physique. Cette richesse est à la fois expérimentale et théorique. C'est ce qui rend l'étude du comportement du réseau de vortex à la fois passionnante, mais en contrepartie trop de richesses peu parfois conduire à un peu de confusion. Nous dirons brièvement qu'un réseau de vortex est un système élastique et peut donc se déformer. La déformation est un point essentiel: un réseau de vortex idéal et soumis à un courant volumique se met en mouvement. Cela génère de la dissipation. L'existence d'un courant critique est généralement expliqué par un ancrage volumique du réseau de vortex s'accommodant avec des défauts du supraconducteur. Dans les supraconducteurs à haute température critique, l'ancrage n'est plus efficace avant la disparition de la supraconductivité en volume, c'est la ligne d'irréversibilité qui est interprétée comme une fusion du réseau de vortex.

Il existe une explication alternative à l'existence d'un courant critique. Si le réseau de vortex reste statique, c'est peut être simplement qu'il n'y a pas de courant volumique. Cette solution apparaît dans le cas d'un ancrage par la rugosité de surface. Quand on regarde la littérature qui a précédé les travaux sur les supraconducteurs à haute température critique, on s'aperçoit qu'un mécanisme d'ancrage de volume, même s'il est utilisé de manière systématique, n'a pas réussi à rendre compte de nombreux résultats expérimentaux. Le bruit de flux flow, l'impédance de surface, la distribution de courant, l'effet joule ou tout simplement la prédiction du courant critique mesuré expérimentalement ont été expliqués par un ancrage de surface. Il nous a alors semblé que la pertinence d'un ancrage volumique dans les supraconducteurs à haute température critique ne pouvait pas être pris comme un fait acquis par l'expérience des échantillons à basse température critique. Nous avons donc décidé de concentrer notre travail sur l'ancrage des

INTRODUCTION GENERALE

vortex afin de trouver le mécanisme qui explique le courant critique, et ce avant de travailler sur la ligne d'irréversibilité qui caractérise sa disparition. YBCO s'est assez naturellement imposé comme le bon échantillon à étudier, étant maintenant disponible non maclé, donc plus simple d'analyse, mais surtout dans des dimensions "agréables" pour un expérimentateur. Nous verrons en effet que la taille est un paramètre critique dans les expériences de pénétration alternative par exemple.

Notre premier chapitre est un chapitre général qui essaye de donner une vue d'ensemble sur le réseau de vortex dans les supraconducteurs de type II. Les chapitres suivants sont consacrés à l'étude de l'ancrage et de la dynamique du réseau de vortex.

Le chapitre II aborde le problème de la cohérence des vortex dans la phase "liquide" d'YBCO.

Le chapitre III se concentre sur le mécanisme d'ancrage des vortex dans la phase "solide".

Le chapitre IV est axé sur la disparition du courant critique et donc sur la ligne d'irréversibilité.

Le chapitre V de cette thèse se concentre sur la structure et la dynamique du réseau de vortex sondées par des méthode de diffraction de neutrons aux petits angles. Pour les mesures en dynamique, les échantillons étudiés sont des alliages classiques de supraconducteurs à basse T_c . Nous présentons des mesures d'écho de spin, une technique qui nous a permis de mesurer les distributions de vitesse du réseau de vortex. La technique un peu plus classique de diffraction aux petits angles est ensuite utilisée pour sonder la structure et l'ordre du réseau de vortex en présence de courant de transport. Nous finissons ce dernier chapitre par une étude de la déformation du réseau de vortex dans YBCO maclé.

Afin de conclure cette introduction, le lecteur s'apercevra que nous avons été confronté durant cette thèse à de nombreuses techniques expérimentales, qui ont été autant d'occasions de nouer des collaborations. Nous ne pouvons que remercier toutes les personnes avec qui nous avons eu le plaisir de travailler et de discuter du "fameux" réseau de vortex, et qui chacune, à sa manière, a contribué aux résultats que nous allons présenter:

INTRODUCTION GENERALE

L'équipe du professeur Ted Forgan (université de Birmingham) et Christophe Goupil (CRISMAT-Caen) pour les mesures de diffraction de neutrons sur les échantillons à basse T_c , Annie Brûlet (LLB-Saclay) et Gilles Poullain (CRISMAT-Caen) pour les mesures de diffraction de neutrons dans YBCO,

Norbert Lütke-Entrup et Bernard Plaçais (Ecole Normale Supérieure-Paris) pour les études de la réponse alternative linéaire dans YBCO.

Nous tenons particulièrement à remercier Bernard Plaçais, Patrice Mathieu, Yvan Simon (Ecole Normale Supérieure-Paris) dont le travail original depuis de nombreuses années a beaucoup éclairci notre vision du réseau de vortex.

CHAPITRE I
GENERALITES

CHAPITRE I GENERALITES

Le but de ce premier chapitre est d'introduire le formalisme qui sera utilisé pour l'analyse des résultats expérimentaux. On se limitera donc à la description proposée par Ginzburg et Landau [GINZBURG 50], sans aborder par exemple le modèle Bardeen Cooper Schrieffer (BCS) qui ne serait pas d'utilité dans cette thèse. On pourra se référer aux livres "introduction to superconductivity" de Tinkham [TINKHAM 96], et "superconductivity of metals and alloys" de De Gennes [DE GENNES 66].

I- A- Les supraconducteurs de deuxième espèce

I-A-1- Généralités

I-A-1a- *La description de Ginzburg Landau*

La description de la supraconductivité proposée par Ginzburg et Landau (GL) découle directement de la théorie de Landau des transitions de phase. Si cette description avait d'abord un caractère phénoménologique, Gor'kov [GOR'KOV 59] a montré que la théorie microscopique de BCS conduisait aux mêmes équations (tant que la température n'est pas trop loin de la température critique T_c). Le module du paramètre d'ordre complexe ψ qui caractérise la phase supraconductrice est relié à la densité locale d'électrons supraconducteurs:

$$n_s = |\psi(r)|^2$$

GL partent ensuite du postulat que ψ varie peu dans l'espace et qu'il reste suffisamment petit pour pouvoir effectuer un développement en série de la densité d'énergie libre f . En l'absence de champ et de gradient, f s'écrit

$$f = f_0 + \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4$$

CHAPITRE I GENERALITES

où l'on retrouve naturellement pour $\psi=0$ l'énergie de l'état normal f_0 . α et β sont deux paramètres dépendants du matériau avec $\alpha \approx A.(1 - \frac{T}{T_c})$. A est une constante négative, β positive.

Si l'on minimise la densité d'énergie libre, deux cas se présentent:

- Le cas $\alpha > 0$ correspond à la solution $\psi=0$ de l'état normal ($T > T_c$).
- Dans l'état supraconducteur ($T < T_c$), $\alpha < 0$ et $|\psi|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$. On en déduit immédiatement

$$f - f_0 = -\frac{\alpha^2}{2\beta}$$

Cette différence d'énergie s'identifie à l'énergie de condensation pour introduire le champ critique B_c défini par $\frac{B_c^2}{2\mu_0} = \frac{\alpha^2}{2\beta}$.

Si un champ extérieur B_0 est appliqué, il convient d'ajouter à la densité d'énergie libre deux termes. Le premier $\frac{\mathbf{b}^2}{2\mu_0}$ est l'énergie du champ magnétique. Le deuxième est le terme d'énergie cinétique $\frac{1}{8m} (-\frac{\hbar}{2\pi i} \nabla - 2e\mathbf{a})^2 |\psi|^2$.

$\mathbf{b} = \text{rot } \mathbf{a}$ est le champ "microscopique" local dans l'échantillon qui peut varier spatialement.

Pour trouver l'état d'équilibre, il convient de minimiser l'enthalpie libre G à T et B_0 constant

$$G = \int_{\text{vol}} f - \frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{B}_0}{\mu_0} d\tau$$

Cela conduit aux deux équations de Ginzburg et Landau

$$\alpha\psi - \beta |\psi|^2 \psi + \frac{1}{8m} \left(-i \frac{\hbar}{2\pi} \nabla - 2e\mathbf{a} \right)^2 \psi = 0$$

$$\mu_0 \mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{b} = i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\mu_0}{8m} 2e (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - 2\mu_0 \left(\frac{2e}{8m} \right)^2 |\psi|^2 \mathbf{a}$$

CHAPITRE I GENERALITES

En l'absence de champ, $\mathbf{a} = 0$ et la première équation de GL peut se linéariser (tant que ψ n'est pas trop grand). On trouve alors

$$\frac{1}{8m\alpha} \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2 \Delta\psi - \psi = 0$$

Le paramètre d'ordre peut donc varier sur une longueur caractéristique $\xi = \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right) \sqrt{\frac{1}{8m|\alpha|}}$ appelée *la longueur de cohérence*.

Considérons maintenant le cas particulier où ψ est constant, la deuxième équation de GL devient

$$\mu_0 \mathbf{j} = \mathbf{rot} \mathbf{b} = -2\mu_0 \left(\frac{2e}{8m}\right)^2 |\psi|^2 \mathbf{a}$$

On peut imaginer que l'on applique un champ B_0 , assez faible pour garder la densité d'électrons supraconducteurs constant, parallèle à la surface d'un demi espace supraconducteur ($x > 0$).

Cette équation se résoud alors en $b = B_0 \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)$.

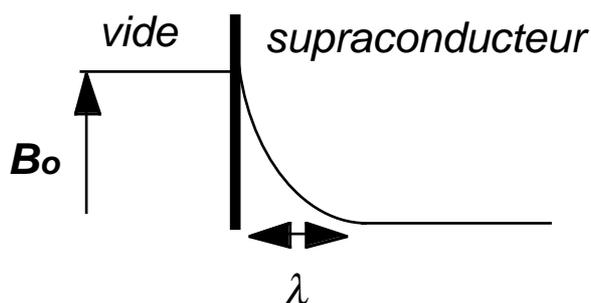


Figure I-1: Effet Meissner à l'interface d'un supraconducteur. Le champ magnétique est appliqué parallèle à la surface. Il est écranté dans le supraconducteur sur la longueur de London λ .

CHAPITRE I GENERALITES

On voit apparaître la longueur de pénétration $\lambda = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 e^2 |\psi|^2}}$ sur laquelle le champ magnétique pénètre dans le supraconducteur. Ce n'est rien d'autre que la longueur proposée bien avant par les frères London [LONDON 35] en remplaçant $|\psi|^2$ par le nombre d'électrons supraconducteurs, que l'on appelle donc généralement *longueur de London*. L'écrantage du champ magnétique (ou du courant) responsable de l'effet Meissner est ainsi expliqué (figure I-1).

Il y a donc deux longueurs importantes λ et ξ qui divergent en $\frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}}$ et $\frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}}$ près de la température critique.

Le rapport de ces deux longueurs donne le paramètre de Ginzburg Landau $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$, indépendant de la température dans le cadre de cette théorie. On peut néanmoins introduire des dépendances en température qui permettent d'étendre son domaine d'application.

On peut également montrer à l'aide des deux équations de GL qu'il existe une condition de bord $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{j})_{\text{surface}} = 0$ où \mathbf{n} est un vecteur normal à la surface du supraconducteur. L'interprétation de cette équation est assez simple: *près de la surface, le courant n'a pas de composante normale dans un supraconducteur*. Nous reviendrons par la suite sur cette équation simple mais qui s'avère en fait extrêmement importante dès que l'on s'intéresse à un supraconducteur réel.

Imaginons maintenant une interface entre une région normale N et une région supraconductrice S et un champ magnétique appliqué B_0 . Il y a deux contributions à l'enthalpie G: l'énergie d'écrantage du champ $\lambda \frac{B_0^2}{2 \mu_0}$ et l'énergie de condensation $\xi \frac{B_c^2}{2 \mu_0}$.

Cette tension de surface, dépendante de κ , permet de définir les deux grandes classes de supraconducteurs :

- $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, le supraconducteur est de type I (comme l'indium, le plomb...). La tension de surface est positive et la création d'interfaces normal-supraconducteur est défavorable (si il n'y a pas

CHAPITRE I GENERALITES

d'effets géométriques démagnétisants). La transition entre l'état supraconducteur (Meissner) et l'état normal est du premier ordre.

- $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$, le supraconducteur est de type II (comme la plupart des alliages, les supraconducteurs à haute température critique, les fermions lourds...). La tension de surface est négative ce qui favorise la création d'interfaces normal-supraconducteur. Même si $B_0 = B_c$, il existe donc une phase plus stable que la phase normale. C'est la phase mixte (ou de Shubnikov) qui existe à partir de $B_{c1} < B_c$ et se poursuit jusqu'à un champ $B_{c2} = \sqrt{2} \kappa B_c > B_c$. La configuration de ces zones normales fit l'objet du travail d'Abrikosov que nous développerons ultérieurement.

I-A-1b- *Les fluctuations thermiques*

Nous revenons à la définition du paramètre d'ordre de Ginzburg-Landau $\psi(r, t) = |\psi(r, t)| e^{i\varphi(r, t)}$. A cause de l'agitation thermique, celui-ci a une probabilité non nulle d'atteindre un état autre que son état d'équilibre donné strictement à température nulle (par une statistique de Boltzmann). Loin de la température critique, ce régime de fluctuation est faible, et le développement de l'énergie libre que nous avons écrit au quatrième ordre dans l'introduction peut être négligé. La probabilité d'écart à l'équilibre est donnée par une distribution gaussienne et les fluctuations sont dites "gaussiennes". Une telle description fait apparaître une divergence de $|\psi|^2$ près de la température critique.

$$|\psi|^2 = \frac{k_B T_c}{\alpha (T - T_c)}$$

En se rapprochant de T_c , cette approximation gaussienne cesse donc d'être valable et l'on doit rajouter les termes du quatrième ordre pour couper cette divergence. Quand ce terme cesse d'être négligeable, le système rentre dans le régime des fluctuations critiques.

L'amplitude de ces fluctuations en champ nul est estimée par le nombre de Ginzburg.

$$G_i = \frac{1}{2} \frac{(\mu_0 k_B T_c)^2}{(B_c^2(0) \xi^3)^2} \approx \frac{|T_c - T|}{T_c}$$

qui représente le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie de condensation d'un volume supraconducteur élémentaire. A cause des fluctuations d'amplitude, le paramètre d'ordre n'a pas toujours sa valeur d'équilibre et la ligne de transition normale supraconductrice n'est plus strictement définie. Il existe des gouttelettes supraconductrices pour $B > B_{c2}$ (et par symétrie de la région critique des gouttelettes normales pour $B < B_{c2}$). Cet effet est négligeable pour la plupart des supraconducteurs à basse température critique. Par contre, comme G_i est d'autant plus grand que la température critique est importante et que les longueurs de cohérence sont courtes, les supraconducteurs à haute température critique y sont plus sensibles.

I-A-1c- *La solution d'Abrikosov*

En 1957, A.A. Abrikosov [ABRIKOSOV 57] trouva une solution périodique aux équations de Ginzburg Landau. Au voisinage de B_{c2} , il calcula la forme de $b_z(x,y)$ et de $\psi(x,y)$ qui minimise l'énergie de l'état mixte. Le flux magnétique pénètre l'échantillon sous forme de vortex, qui portent chacun un quantum de flux $\phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.07 \cdot 10^{-15}$ Wb. Un vortex est une ligne sur laquelle le paramètre d'ordre est nul. Il revient à sa valeur maximale après la longueur ξ . Au centre du vortex, b est maximum et est écranté autour par des courants supraconducteurs s'étendant sur λ (figure I-2).

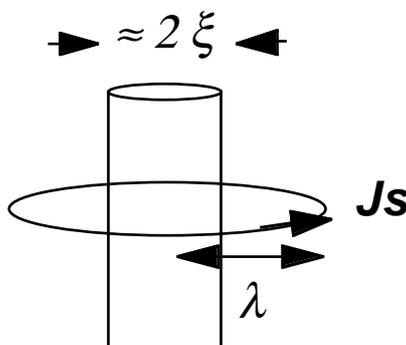


Figure I-2- Représentation schématique d'un vortex de cœur normal de rayon voisin de ξ . Les courants d'écrantage circulent sur λ .

CHAPITRE I GENERALITES

C'est essentiellement la symétrie de ce réseau de vortex (la forme de la maille) qui est importante dans l'énergie de l'état mixte. Si Abrikosov proposa d'abord un réseau carré, Kleiner et al [KLEINER 64] ont montré que le réseau triangulaire est en fait le plus stable (figure I-3). Les expériences de diffraction de neutrons de Cribier et al [CRIBIER 64] et de décoration avec des petites particules de fer de Essman et Träuble [ESSMAN 67] ont les premières validé ses calculs.

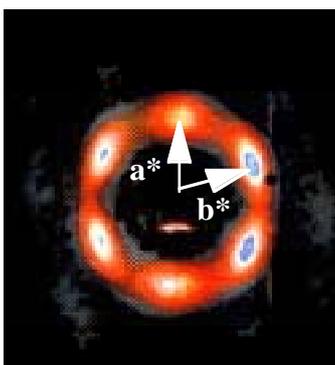


Figure I-3 Cliché de diffraction d'un réseau de vortex dans un échantillon de Nb-Ta (2.1 K, 0.2 T). Les vecteurs a^* et b^* du réseau réciproque révèlent une symétrie hexagonale.

Au champ critique B_{c2} , la distance intervortex $a_0 = 1.075 \sqrt{\frac{\Phi_0}{B_0}}$ devient de l'ordre de ξ . Les cœurs des vortex se recouvrent de sorte que $B_{c2} \approx \frac{\Phi_0}{\pi \xi^2}$. Un calcul exact montre en fait que

$$B_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi^2}.$$

Au champ critique B_{c1} , l'enthalpie de l'état Meissner est égale à l'enthalpie de l'état mixte. La pénétration du premier vortex, qui possède une énergie de ligne ϵ_1 et une longueur L , est responsable d'une variation $\epsilon_1 L - \frac{B_0}{\mu_0} \Phi_0 L$ de l'enthalpie. Ce terme est négatif dès que

$$B_0 > B_{c1} = \frac{\mu_0 \epsilon_1}{\Phi_0}.$$

L' énergie de ligne du vortex contient essentiellement l'énergie magnétique et cinétique du courant supraconducteur [ABRIKOSOV 57] [HU 72]

$$\epsilon_1 = \frac{\Phi_0^2}{4\pi \mu_0 \lambda^2} (\log \kappa + \alpha_c)$$

où le terme $\alpha_c = 0.48$ est une petite correction due à l'énergie de cœur car ψ n'y est constant que ponctuellement. Une approche "à la London" redonne cette énergie sans la correction de cœur (l'approximation de London ne tient pas compte des variations locales de ψ).

Dans l'état mixte, le champ macroscopique B est plus petit que le champ appliqué B_0 . On peut alors définir une aimantation moyenne $-M = \frac{B_0 - B}{\mu_0}$ comme pour un matériau magnétique.

Près de B_{c2} , le calcul d'Abrikosov donne

$$-M = \frac{B_{c2} - B_0}{\mu_0 (2 \kappa^2 - 1) \beta_a}$$

où $\beta_a = \frac{\langle \psi^4 \rangle}{\langle \psi^2 \rangle^2}$ caractérise la variation spatiale de ψ , donc la symétrie du réseau ($\beta_a=1.16$ pour

le réseau triangulaire).

Idéalement, les courbes d'aimantation sont réversibles. En fait, on observe un comportement hystérétique en champ ou température dans un matériau réel. Les vortex ne bougent donc pas librement. Ce piégeage (ou ancrage) des vortex est depuis les années soixante l'objet de nombreux travaux. C'est un des principal sujet abordé dans cette thèse, et fait l'objet des paragraphes suivants.

CHAPITRE I GENERALITES

I-A-2- L'ancrage du réseau de vortex et les propriétés de transport

I-A-2a- *L'interaction entre deux vortex et la force de Lorentz*

Si l'on considère deux vortex 1 et 2 séparés par une distance r , l'énergie d'interaction est de la forme $\varphi_0 \frac{b_1(r)}{\mu_0}$ par unité de longueur ($\frac{b_1(r)}{\mu_0}$ étant le champ créé par le premier vortex au cœur du second) [DE GENNES 64]. Cette énergie positive montre que les vortex ont tendance à se repousser. Les vortex ne rentrent dans un supraconducteur que par pression magnétique.

La force de répulsion par unité de longueur est

$$\mathbf{f} = - \mathbf{grad} \left(\varphi_0 \frac{b_1}{\mu_0} \right) = \mathbf{rot} \frac{b_1}{\mu_0} \wedge \varphi_0 = \mathbf{j}_1 \wedge \varphi_0$$

On généralise en écrivant $\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_s \wedge \varphi_0$, où \mathbf{J}_s est le supercourant de tous les vortex dans le cœur du vortex considéré. Un vortex est donc en équilibre statique si il est entouré symétriquement par ses voisins, ce qui justifie la notion de réseau.

Cette force a la forme d'une force de Lorentz. Dans \mathbf{J}_s , on peut inclure un courant de transport \mathbf{J}_{ext} imposé. Le réseau va sentir une force orthogonale à ce courant macroscopique provoquant un mouvement du flux à une vitesse \mathbf{v}_1 . Il y a alors dissipation d'énergie. On mesure aux bornes de l'échantillon une tension V , qui est la circulation du champ

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_1 \wedge \mathbf{B}$$

Cette relation est connue comme la relation de Josephson [JOSEPHSON 65]. Nous reviendrons sur la démonstration de cette relation dans nos résultats expérimentaux.

I-A-2b- Le flux-Flow

La manière la plus classique d'estimer la dissipation d'un réseau de vortex de vitesse \mathbf{v}_1 est d'introduire un terme de frottement visqueux - $\eta \mathbf{v}_1$ qui compense la force de Lorentz.

$$J_s \Phi_0 = \eta v_1$$

En combinant avec la relation de Josephson et la loi d'ohm, on trouve la résistivité dite de flux flow (figure I-4)

$$\rho_f = \frac{E}{J} = B \frac{\Phi_0}{\eta}$$

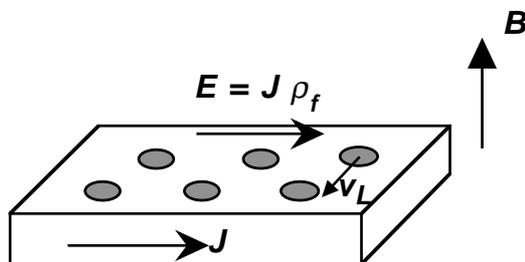


Figure I-4- Dissipation flux-flow dans un supraconducteur idéal .

Il s'agit ensuite d'estimer le paramètre de frottement η . Quand ξ est bien plus grand que le libre parcours moyen des électrons l_p , c'est à dire en limite "sale", Caroli et al [CAROLI 64] ont montré que la densité de quasi-particules au voisinage du cœur d'un vortex isolé à basse température était alors raisonnablement bien décrit par un cœur normal de rayon ξ . Dans cette approximation, $\frac{B}{B_{c2}} \approx \frac{\xi^2}{a_0^2}$ représente la fraction normale occupée par les cœurs. Pour les faibles valeurs du champ magnétique, la relation empirique $\frac{B}{B_{c2}(0)} \approx \frac{\rho_f}{\rho_n}$ s'explique alors qualitativement si toute la densité de courant normal passe dans les cœurs en se rebouclant à l'extérieur du vortex, ce qui est impossible dans le cas d'un réseau statique. Cette relation est connue comme celle de Bardeen Stephen [BARDEEN 65] qui ont traité ce problème dans le cadre de l'approximation de Caroli.

La simplicité apparente de ce résultat ne doit pas faire oublier que la dissipation flux flow est un problème difficile, qui, à notre connaissance, n'est pas encore résolu dans les supraconducteurs

CHAPITRE I GENERALITES

à haute température critique. La résistivité flux flow dépend beaucoup de la structure électronique des vortex et du régime (limite très propre $\xi \ll \lambda_p$, propre $\xi \sim \lambda_p$ ou sale $\xi \gg \lambda_p$) dans lequel le supraconducteur se trouve [LARKIN 98]. Un écart à la loi empirique $\frac{B}{B_{c2}(0)} \approx \frac{\rho_f}{\rho_n}$ ne signifie donc pas obligatoirement que le mécanisme de dissipation (le réseau de vortex cohérent en translation dans l'échantillon) est très différent. On peut citer par exemple les approches réalisées par Schmid [SCHMID 66], Hu et al [HU 72] en utilisant les équations de Ginzburg Landau dépendantes du temps. Un des résultats de Hu est d'estimer les pentes initiales et finales de $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ (0.33 et 5.2) dans le cas de supraconducteurs à grand κ avec des impuretés magnétiques, ce qui donne un aspect concave à ρ_f très différent de la simple relation linéaire de Bardeen Stephen.

I-A-2c- Le courant critique

Expérimentalement, on observe que ce régime dissipatif est atteint uniquement au dessus d'un certain courant critique I_c (figure I-5).

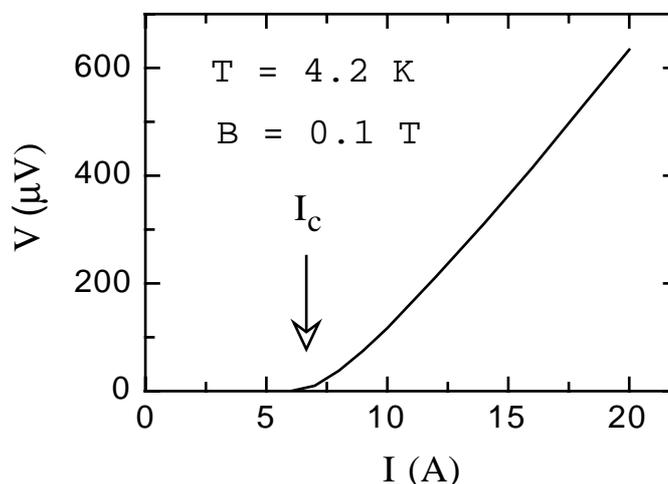


Figure I-5 Caractéristique courant-tension typique d'un supraconducteur de type II (ici, Nb-Ta) dans l'état mixte. L'existence du courant critique I_c donne un caractère non ohmique à la dissipation. Par contre, la caractéristique est linéaire dès que I est un peu plus grand que I_c . Le flux flow décrit ce régime linéaire.

CHAPITRE I GENERALITES

En dessous de ce courant critique, le réseau de vortex est ancré. Le plus souvent, ce phénomène est expliqué par l'existence d'une force de piégeage volumique F_p compensant la force de Lorentz F_L . Dans ce modèle, les défauts cristallographiques du matériau, où le paramètre d'ordre est localement affaibli, servent de centres d'ancrage pour le cœur du vortex. La manière la plus simple de considérer le problème est de considérer une petite sphère normale de rayon δ dans la matrice supraconductrice. Un vortex traversant cette sphère gagne une énergie de l'ordre de $\xi^2 \delta \mu_0 H_c^2$ et se trouve dans une cuvette de potentiel. De cette énergie dérive une force de piégeage F_p . Quand la force de Lorentz égale F_p , on atteint le courant critique exprimé comme une densité $J_c = \frac{F_p}{B}$. Du point de vue théorique, le problème est de calculer cette force de manière collective, en tenant compte des interactions à longue portée entre les vortex. Ce point sera détaillé ultérieurement. Si cette description de l'ancrage des vortex est extrêmement populaire, il faut garder à l'esprit qu'elle ne permet pas d'expliquer de nombreux résultats expérimentaux (nous parlons ici des supraconducteurs "doux", de faible courant critique, typiquement ceux étudiés par les expérimentateurs). Depuis les années soixantes, plusieurs auteurs ont d'ailleurs conclu que la surface jouait un rôle beaucoup plus important que le volume, tant qu'il est question de l'ancrage des vortex. Nous citons quelques exemples qui nous semblent suffisamment importants.

- La notion de piégeage de volume est fortement liée avec l'idée d'une densité de courant critique par définition indépendante de l'épaisseur. On observe en fait que des échantillons préparés de la même manière ont une densité de courant critique qui diminue avec l'épaisseur (soit un courant critique essentiellement indépendant de l'épaisseur) comme si uniquement la surface de l'échantillon contribuait à l'ancrage des vortex [JOINER 67].

- La résistivité flux flow, qui caractérise les propriétés volumiques d'un échantillon, n'est pas reliée au courant critique. On pourrait dire qu'un supraconducteur dissipe (en flux flow homogène) indépendamment de la valeur de la force de piégeage [KIM 69]. Néanmoins, la forme de la caractéristique courant tension impose que la force de piégeage volumique, si elle existe,

CHAPITRE I GENERALITES

agisse comme une force de frottement solide même à très fort courant. Nous en reparlerons au chapitre VI. Si l'on se met dans le régime de flux-flow et dans le cadre d'un ancrage volumique, le mouvement des vortex est décrit par l'équation dynamique

$$\mathbf{F}_p + \frac{B}{\phi_0} \eta \mathbf{v}_l = \mathbf{J} \wedge \mathbf{B}$$

que l'on peut réécrire $E = \rho_f (J - J_c)$ en divisant par B . L'effet Joule est dans tout les cas donné par $E.J$.

$$E.J = E.(J - J_c) + E.J_c$$

La partie $E.(J - J_c) = \frac{E^2}{\rho_f}$ est clairement due au flux-flow. Il reste une partie $E.J_c$, qui peut représenter presque tout l'effet joule si l'on se place juste au dessus de J_c où la vitesse de ligne est encore très faible. Or on observe que cette dissipation joule, reliée au courant critique, est localisée en surface [Hocquet 92].

- Le courant sous critique ne crée pas de champ magnétique dans le volume de l'échantillon en gardant une distribution superficielle [Thorel 72]. Il n'y a, dans ce cas, pas de force de Lorentz volumique à compenser.

- Les processus de dépiégeage en volume sont généralement non linéaires et caractérisés par une courbe $I(V)$ incurvée. Pour retrouver en flux flow le régime linéaire expérimentalement observé, l'effet de l'ancrage doit alors disparaître. Ceci impose qu'en flux flow, la caractéristique $I(V)$ s'extrapole en courant nul comme dans un régime ohmique, ce qui s'accorde difficilement avec l'existence d'un courant critique [PLACAIS 90] mesuré sur les courbes expérimentales comme celle présentée sur la figure I-5.

- Plus pratiquement mais tout aussi parlant, les traitements de surface ont de grandes influences sur la valeur du courant critique [HART 67] [GOOD 70] [GUPTA 72] .

CHAPITRE I GENERALITES

En 1988, P. Mathieu et Y. Simon ont proposé une théorie du piégeage des vortex, en se basant sur un modèle d'équilibre thermodynamique [MATHIEU 88], et ont réétudié ce problème récurrent de l'ancrage des vortex.

I-A-3- Le modèle de Mathieu-Simon

Ce modèle dérive de la méthode utilisée par Bekarevich et Khalatnikov [BEKAREVITCH 61] pour traiter les problèmes de dynamique dans l'Helium II. Notons qu'il existe effectivement de nombreuses analogies entre la manière de traiter un réseau de vortex dans un supraconducteur et dans un superfluide, particulièrement si le supraconducteur est de type II extrême ($\lambda \gg \xi$) comme les supraconducteurs à haute température critique. On pourra trouver une discussion sur ce sujet par E.B. Sonin [SONIN 94]. Le point peut-être le plus important est l'interaction à longue portée entre les vortex. Elle s'étend typiquement sur λ , qui est souvent la plus grande des longueurs caractéristiques du réseau comme la longueur intervortex. On ne peut pas traiter un vortex individuellement et les effets de dynamique ou de piégeage doivent être vus de manière collective. En ce sens, ces effets sont "non locaux". Il y a essentiellement deux manières de traiter cette "non-localité". La façon la plus utilisée est de traiter localement des petits déplacements des vortex, puis d'introduire dans les modules élastiques du réseau une dépendance en vecteur d'onde K (non localité spatiale) [BRANDT 91]. L'autre méthode est de moyennner les champs sur une distance grande devant la distance intervortex en travaillant avec un modèle de continuum. Le modèle de Mathieu-Simon (MS) utilise cette approche et se base essentiellement sur des lois de conservation.

La distinction entre ces deux méthodes n'est pas uniquement académique. Il apparaît des différences importantes dès que l'on s'intéresse aux mécanismes de transport et de piégeage du réseau de vortex, qui sont étudiés dans cette thèse. Dans un premier temps, nous présentons les bases du modèle de Mathieu-Simon.

CHAPITRE I GENERALITES

I-A-3a- L'équation de London macroscopique et le champ de vortex

On peut réécrire la deuxième équation de G.L sous une forme plus compacte et plus lisible, en reliant la phase du paramètre d'ordre au courant supraconducteur

$$\mathbf{j}_s = -e n_s \mathbf{v}_s \text{ avec } \mathbf{v}_s = \frac{\hbar \nabla \theta + 2e \mathbf{a}}{2m}$$

Le rotationnel de cette dernière équation donne $\mathbf{b} - \frac{m}{e} \text{rot } \mathbf{v}_s = 0$, sauf au cœur des vortex.

C'est l'équation de London. On tient compte de la singularité en introduisant une fonction Dirac à deux dimensions, piquée au cœur du vortex.

$$\mathbf{b} - \frac{m}{e} \text{rot } \mathbf{v}_s = \varphi_0 \delta(\mathbf{r})$$

Si l'on s'intéresse au continuum de vortex, la moyenne "macroscopique" de l'équation de London s'écrit

$$\mathbf{B} - \frac{m}{e} \text{rot } \mathbf{V}_s = \omega$$

Les grandeurs sont maintenant des grandeurs moyennes $\mathbf{B} = \langle \mathbf{b} \rangle$, $\mathbf{V}_s = \langle \mathbf{v}_s \rangle$. La variable $\omega = n \varphi_0 \nu$ donne l'orientation, par le vecteur unitaire ν , et la densité des vortex qui sont ici décrits comme les singularités du paramètre d'ordre. Cette équation est en fait fondamentale car elle fait clairement apparaître la différence entre \mathbf{B} et ω , en d'autre termes entre les lignes de champ magnétique et les lignes de vortex, dès que \mathbf{V}_s est irrotationnel.

Nous verrons que cela prend toute son importance quand on s'intéresse à l'ancrage du réseau de vortex.

I-A-3b- *Le traitement thermodynamique de Mathieu et Simon.*

Mathieu et Simon décrivent l'équilibre thermodynamique d'un supraconducteur en absence de perturbations extérieures. Il convient d'abord d'écrire la densité d'énergie libre

$$dF = -S dT + \mu dN - \frac{m}{e} \mathbf{j}_s \cdot d\mathbf{v}_s + \epsilon_0 \mathbf{e} \cdot d\mathbf{e} + \frac{\mathbf{b} \cdot d\mathbf{b}}{\mu_0}$$

qui est pour le moment une écriture avec des variables microscopiques. μ et N sont ici respectivement le potentiel chimique et la densité d'électrons supraconducteurs. Quand on moyenne les variables de cette expression, il est important d'introduire une correction car $\langle b^2 \rangle$ est supérieur à B^2 , de même pour j_s . La densité d'énergie libre déduite par Mathieu et Simon est alors

$$dF = -S dT + \mu dN - \frac{m}{e} \mathbf{J}_s \cdot d\mathbf{V}_s + \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{E} + \frac{\mathbf{B} \cdot d\mathbf{B}}{\mu_0} + \epsilon \cdot d\omega$$

Ainsi construite, la correction $\epsilon \cdot \phi_0$ apparait comme la tension de ligne d'un vortex, mais sans l'énergie magnétique due à B . Les équations d'équilibre du supraconducteur sont alors déduite de la minimisation de l'enthalpie libre.

$\mathbf{E} + \frac{\nabla \mu}{e} = 0$ redonne l'équilibre vis à vis du potentiel chimique comme pour un métal à l'équilibre. Les deux autres équations, quand à elles spécifiques au supraconducteur, sont

$$\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\epsilon} = 0$$

$$\mathbf{J}_s + \mathbf{rot} \boldsymbol{\epsilon} = 0$$

On retrouve la condition limite solution des équations G.L, \mathbf{n} étant le vecteur unitaire normal à la surface. Le courant supraconducteur ne peut pas sortir de la surface.

CHAPITRE I GENERALITES

La deuxième condition peut se comprendre de la manière suivante. Une courbure du réseau de vortex peut compenser un courant moyen \mathbf{J}_s non nul. L'état reste alors un état d'équilibre, en d'autres termes non dissipatif. Il suffit de multiplier cette équation par φ_0 pour voir apparaître l'équilibre entre la force de Lorentz $\mathbf{J}_s \wedge \varphi_0$ et la force de rappel $\text{rot } \varepsilon \wedge \varphi_0$ associée à une tension de ligne.

La manière la plus simple d'illustrer ces conditions d'équilibre, en tenant compte de l'équation de London, est de considérer une sphère supraconductrice idéale de type II (figure I-6).

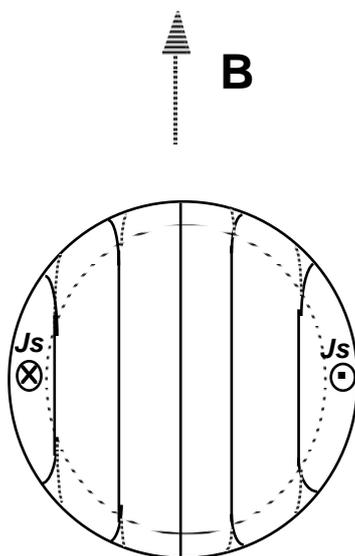


figure I-6- Sphère supraconductrice isotrope et idéale dans l'état mixte. Les courants diamagnétiques J_s circulent dans une couche superficielle λ_v . Dans cette couche, les lignes de vortex ω (traits pleins) sont courbées pour arriver perpendiculairement à la surface. Les lignes de champs B (traits pointillés) se courbent à l'opposé pour satisfaire l'équation de London. Les courants diamagnétique J_s associés à la courbure des vortex circulent dans une couche superficielle λ_v . Dans le volume, $\omega=B$, il n'y a pas de courant macroscopique.

Ce sont les courants circulant dans la couche superficielle qui assurent le diamagnétisme. L'équation de London permet de séparer les vortex des lignes de champ qui se courbent alors de

CHAPITRE I GENERALITES

manière opposée pour souscrire à la condition limite $\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\varepsilon} = 0$. Le calcul de cette longueur d'écrantage donne:

$$\lambda_v = \lambda \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon}{\omega + \mu_0 \varepsilon}}$$

Dans le volume, il n'y a pas de courant macroscopique et les lignes de champ et de vortex sont confondues. Ce sont les courants diamagnétiques superficiels qui sont responsables de l'aimantation moyenne accessible par la mesure. Littéralement, on a

$$\mathbf{M} = \int_{\text{vol}} \frac{\mathbf{r} \wedge \mathbf{J}_s}{2} d\tau, \quad d\tau \text{ étant un petit élément de volume.}$$

Ceci s'écrit encore $\mathbf{M} = - \int_{\text{vol}} \boldsymbol{\varepsilon} d\tau$, ce qui revient à donner à $\boldsymbol{\varepsilon}$ la dimension d'une densité d'aimantation par analogie avec les corps magnétiques. Il faut néanmoins faire attention avec cette notion de densité d'aimantation, qui est dans un supraconducteur à l'équilibre assurée par les courants superficiels et qui n'a pas vraiment de définition claire, contrairement à $\boldsymbol{\varepsilon}$ issu d'une équation d'équilibre. Cependant, de façon pratique, mesurer $\boldsymbol{\varepsilon}$ revient à mesurer l'aimantation réversible de la littérature.

I-A-3c- L'ancrage de surface

La théorie MS s'étend ensuite assez naturellement à l'ancrage des vortex, partant de l'idée qu'un état sera sous critique (c'est à dire non dissipatif pour un supraconducteur) s'il continue à vérifier ces équations d'équilibre. Si l'on regarde maintenant un échantillon réel, il peut y avoir plusieurs type de défauts. Les défauts étendus (inclusions normales, plans de macles, joints de grains...) caractérisent les supraconducteurs dits "durs" ("hard"), où les paramètres supraconducteurs peuvent varier brutalement par rapport à l'échelle intervortex. Les expérimentateurs travaillent essentiellement sur des supraconducteurs "doux" ("soft"), avec des

défauts de taille cristallographique, où les paramètres supraconducteurs varient lentement. Les supraconducteurs à haute température critique en sont un bon exemple, les défauts étant souvent les lacunes d'oxygène caractéristiques de la non stœchiométrie de ces composés.

Vu l'importance des conditions limites pour l'équilibre d'un supraconducteur, les défauts de surface, qui à priori sont présents dans tout échantillon, sont essentiels dans la détermination du courant critique. On se place dans le cas standard d'un échantillon plat de largeur W , le champ magnétique appliqué étant perpendiculaire à la surface supérieure. S'il existe des défauts espacés de l'ordre de la distance intervortex sur cette surface, de nombreuses solutions locales de raccordement sont accessibles pour les vortex. Dans le modèle de continuum, la direction moyenne des vortex est alors différente de la normale à la surface "lissée" (figure I-7). En particulier, on pourra faire passer un courant macroscopique J_s non dissipatif (qui peut être un courant extérieur imposé par un générateur) tant que les vortex se raccorderont à la surface avec un angle moyen $\alpha < \alpha_{cr}$. La courbure des vortex, distribuée aléatoirement en absence de courant extérieur, se "polarise".

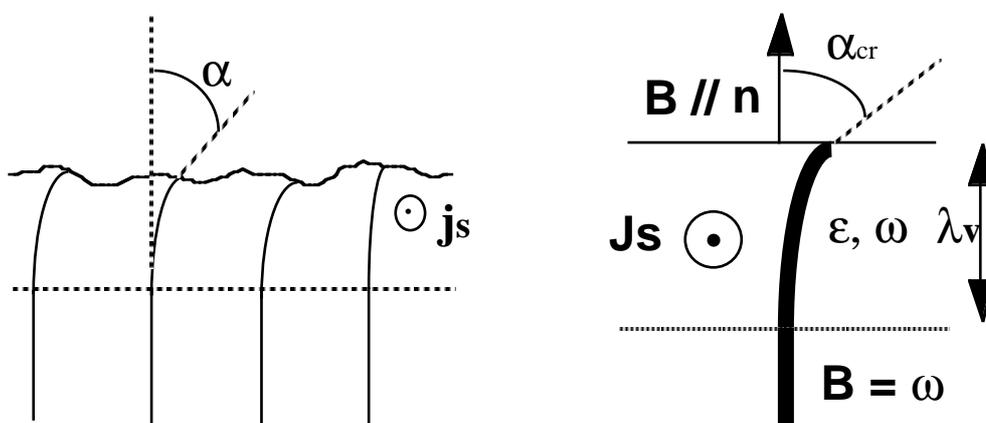


Figure I-7- A gauche, des lignes de vortex se raccordant localement à la surface. A droite, le modèle de continuum où les grandeurs sont moyennées sur plusieurs distances intervortex. Pour une surface rugueuse donnée, on peut définir un angle maximum de raccordement à la surface, correspondant à une courbure de vortex qui permet de faire passer le courant critique.

L'expression du courant critique est alors simplement

$$I_c = 2W i_c = 2W \epsilon \sin\alpha_{cr}$$

Le facteur $2W$ vient des deux surfaces. On voit rapidement que l'ordre de grandeur est effectivement le bon. I_c est de l'ordre de 10 A avec $\epsilon \approx 100$ A/cm dans des conditions expérimentales classiques, $\alpha_{cr} \approx 10$ deg et $W = 0.5$ cm, ce qui est cohérent avec un supraconducteur basse T_c ("doux"). Des mesures précises dans du Pb-In ont en fait vérifié que ce courant critique superficiel était précisément tout le courant critique mesuré [PLACAIS 89] avec la bonne variation en champ et température (contenue essentiellement dans ϵ).

Une des grande différence entre ce modèle et les modèles d'ancrage volumique vient du fait qu'il n'est pas question ici de profil d'énergie qui créerait des sites d'ancrage, mais de conditions d'équilibre que le réseau s'arrange à respecter. Ce modèle d'ancrage de surface est à notre connaissance le seul modèle qui soit compatible avec les expériences suivantes, réalisées dans des échantillons à basse température critique:

- Les mesures de bruit de flux-flow, initiées par Van Oijen et Van Gulp [Van Oijen 65] et d'abord interprétées comme résultant d'un mouvement désordonné de paquets de vortex, ont été réétudiées par Plaçais et al [PLACAIS 94]. Ces mesures plus récentes ont montré que ce bruit de flux-flow était dû aux turbulences du courant superficiel qui se répercutent dans le courant de volume.
- Les mesures de réponse linéaire alternative, extrêmement employées pour caractériser l'ancrage des vortex, qui confortent le piégeage de surface [LÜTKE-ENTRUP 98]. Nous reviendrons plus en détail sur cet aspect en commentant nos propres mesures.
- La localisation superficielle du courant critique dont nous avons déjà parlé.

I-B-Les supraconducteurs à haute température critique, le cas d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

I-B-1- Quelques généralités structurales et leurs conséquences sur les propriétés physiques

I-B-1a- *La structure d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$*

Avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique (HT_c) [BEDNORZ 86], les paramètres caractéristiques des supraconducteurs "conventionnels" se sont trouvés profondément modifiés. La température critique est maintenant de l'ordre de 100 K, le paramètre de Ginzburg Landau κ est grand (de 30 à 100), ξ est petit ($\approx 20\text{\AA}$) et il existe en plus l'anisotropie électronique qui peut atteindre plus de 200 (Bi-2212).

Les supraconducteurs à haute température critique (HT_c) sont principalement des oxydes de cuivre avec une structure lamellaire qui dérive de la structure pérovskite. Nous ne parlerons que du cas d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), peut-être le supraconducteur le plus étudié, et qui a été également l'échantillon "test" choisi pour nos propres expériences. Sa structure idéale peut être décrite comme l'empilement de deux plans CuO_2 séparés par un plan formé les ions Y^{3+} . Ce bloc est lui même séparé par deux plans BaO et CuO (figure I-8).

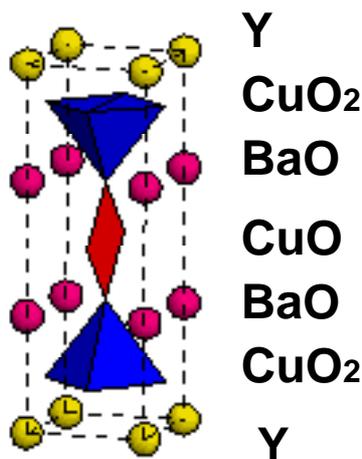


Figure I-8- Structure idéale d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

I-B-1b- L'anisotropie électronique

Cette anisotropie structurale se traduit par une anisotropie électronique. YBCO est assez peu anisotrope comparé à d'autres supraconducteurs à haute température critique comme Bi-2212. La description London ou Ginzburg-Landau reste appropriée. Il suffit alors d'introduire un tenseur pour décrire les masses effectives des paires de Cooper, avec comme valeurs principales $1/m_a$, $1/m_b$, $1/m_c$ le long des axes cristallographiques. Suivant la nomenclature habituelle, c est l'axe d'empilement des plans CuO_2 et est donc la direction la moins conductrice. L'anisotropie entre a et b est assez faible et bien souvent le tenseur se réduit à deux composantes $1/m_{ab}$ et $1/m_c$.

L'anisotropie se répercute sur la longueur de cohérence de Ginzburg-Landau

$$\xi_i^2 = \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{2 m_i |\alpha(T)|} \text{ où } i \text{ est un axe principal}$$

et sur les quantités λ_i , B_{c2i} , B_{c1i} .

Pratiquement, on utilise le paramètre sans dimension γ_{ij} défini par

$$\gamma_{ij} = \sqrt{\frac{m_j}{m_i}} = \frac{\lambda_j}{\lambda_i} = \frac{\xi_i}{\xi_j} = \frac{B_{c2 // i}}{B_{c2 // j}} \approx \frac{B_{c1 // j}}{B_{c1 // i}}$$

Dans YBCO maclé, les axes a et b sont par définition indiscernables. $\gamma_{ac} = \gamma_{bc} = \gamma_c$ est compris entre 5 et 10 dans la littérature [JANOSSY 91] [FARREL 94] [WARMONT 97]. Ces valeurs sont celles d'échantillons possédant des dopages en oxygène proche de l'optimum. Il faut remarquer que dès que l'échantillon est sous dopé, l'anisotropie augmente énormément [JANOSSY 92] avec des répercussions importantes sur les propriétés élastiques du réseau de vortex. Dans un bon échantillon démaclé, l'anisotropie entre a et b est notable même si elle reste faible. Pour la suite, nous nous réfèrerons aux valeurs obtenues par Ishida et al [ISHIDA 98]

CHAPITRE I GENERALITES

dans un échantillon synthétisé par A.I. Rykov de la même manière que les autres et possédant des dopages en oxygène équivalents.

$$\gamma_{ac} \approx 7.4 \quad \gamma_{bc} \approx 8.8 \quad \gamma_{ab} \approx 1.2$$

Dans le modèle de Ginzburg-Landau anisotrope, il est possible d'utiliser une interpolation pratique pour décrire la variation angulaire des différents paramètres supraconducteurs (pour simplifier les notations, nous prenons $\gamma_{ac} = \gamma_{bc} = \gamma_c$ et $\gamma_{ab} = 1$, ce qui reste une bonne approximation). Par exemple, le champ critique B_{c2} varie angulairement comme [TILLEY 65] [KOGAN 81] [FEINBERG 94]

$$B_{c2}(\theta_B) = B_{c2 // c} (\cos^2 \theta_B + \gamma_c^{-2} \sin^2 \theta_B)^{-1/2}$$

θ_B étant l'angle entre le champ magnétique et l'axe c.

Les composantes de l'aimantation réversible deviennent dans l'approximation d'Abrikosov (B proche de B_{c2}) [KOGAN 81]

$$-M_c = \frac{B_{c2}(\theta_B) - B}{2 \mu_0 \kappa^2 \beta_a} \cos \theta_B \quad \text{et} \quad -M_{ab} = \frac{B_{c2}(\theta_B) - B}{2 \mu_0 \gamma_c^2 \kappa^2 \beta_a} \sin \theta_B$$

Suivant l'usage, nous avons gardé comme notation $\kappa = \frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}} = \frac{1}{\gamma_c} \sqrt{\frac{\lambda_{ab} \lambda_c}{\xi_{ab} \xi_c}}$.

Dans l'approximation de London ($B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$), L.J. Campbell et al obtiennent [CAMPBELL 88]

$$-M_c \approx \frac{B_{c2}(\theta_B) - B}{4 \mu_0 \kappa^2} \ln \left(\frac{B_{c2}(\theta_B)}{B} \right) \cos \theta_B \quad \text{et} \quad -M_{ab} \approx \frac{B_{c2}(\theta_B) - B}{4 \mu_0 \gamma_c^2 \kappa^2} \ln \left(\frac{B_{c2}(\theta_B)}{B} \right) \sin \theta_B$$

On en déduit que $\frac{M_{ab}}{M_c} = \tan \alpha = \frac{\tan \theta_B}{\gamma_c^2}$ dans les deux modèles, c'est à dire que l'aimantation n'est plus alignée avec le champ magnétique (figure I-9) et reste très proche de l'alignement de l'axe c dans la plupart du domaine angulaire.

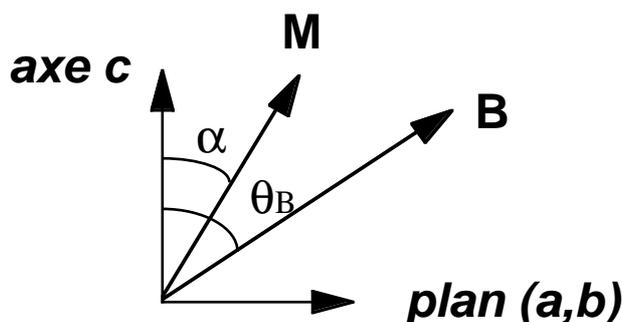


Figure I-9- Représentation schématique du vecteur aimantation et du vecteur champ magnétique dans un supraconducteur anisotrope.

I-B-2- Le diagramme de phase des supraconducteurs à haute température critique

Les supraconducteurs HT_c se sont vite avérés être des systèmes modèles pour tester les théories où les notions de compétition entre l'ordre d'un système élastique (ici, le réseau de vortex) et de désordre (induit par le matériau) étaient prépondérantes. On dispose avec ces matériaux de plusieurs paramètres ajustables, à savoir l'énergie de répulsion entre vortex avec le champ magnétique, l'énergie thermique avec la température, l'énergie de piégeage et l'anisotropie électronique. L'étude et la comparaison de toutes ces énergies donne un diagramme de phase riche et complexe, avec de nombreuses phases qui n'étaient pas présentes dans le diagramme "champ moyen" des supraconducteurs conventionnels. C'est ce qu'on appelle aujourd'hui la "matière vortex" [BLATTER 94]. Il est apparu assez rapidement que ces matériaux avaient effectivement un comportement sensiblement différent des supraconducteurs basse T_c . La différence la plus sensible est que l'hystérésis en champ (ainsi que le courant

CHAPITRE I GENERALITES

critique) s'annule avant le deuxième champ critique. Il existe donc une partie du diagramme de phase où les propriétés deviennent réversibles, alors que l'état normal n'est pas atteint. Le principal facteur principal qui gouverne la position de cette ligne d'irréversibilité semble être l'anisotropie [MAIGNAN 96] [VILLARD 98].

D'un point de vue pratique, il faut expliquer la disparition du courant critique pour pouvoir espérer augmenter sa valeur en vue d'applications pratiques. Il semble maintenant y avoir un consensus, tout du moins dans l'YBCO non maclé, sur la cause de cette irréversibilité. Le réseau de vortex fondrait, c'est à dire passerait d'un état solide (I_c non nul) à un état liquide (I_c nul). Dans la phase solide, le réseau serait piégé par des défauts répartis de manière statistique dans le volume de l'échantillon. Dans la phase liquide, les vortex seraient enchevêtrés, un peu comme dans un polymère, mais avec des coupures et recombinaisons aisées.

Nous allons d'abord décrire le réseau de vortex "solide" dans le cadre du modèle de piégeage collectif de Larkin-Ovchinnikov.

I-B-2a- Le piégeage collectif de Larkin-Ovchinnikov

Historiquement, ce modèle a d'abord été introduit pour les échantillons à basse T_c pour donner une base théorique et un moyen d'estimer le courant critique dans le cadre d'un piégeage en volume. Le premier article de Larkin [LARKIN 70] donne une description des effets d'inomogénéités volumiques sur la structure du réseau de vortex. Le principal résultat est de calculer un volume dans lequel l'ordre à courte distance du réseau est préservé. L'ordre à longue portée est lui détruit à cause de la compétition entre l'élasticité du réseau et le désordre du matériau. Le traitement plus complet de Larkin et Ovchinnikov (LO) date de 1979 [LARKIN 79]. Même si cette description a été faite pour les basses T_c , elle sert en général de base à toute discussion sur le piégeage volumique dans un échantillon comme YBCO. C'est ce qui est appelé le piégeage collectif faible ("weak collectif pinning"). Dans ce modèle, on considère une densité de défauts volumiques n , distribués de manière aléatoire. Les défauts sont considérés

CHAPITRE I GENERALITES

pertinents si leur portée est plus petite ou de l'ordre de grandeur de la longueur de variation ξ du paramètre d'ordre de Ginzburg Landau ψ . Dans YBCO, ξ_{ab} est de l'ordre de 20 Angströms, il faut donc chercher des défauts de taille cristallographique. On pense immédiatement aux lacunes d'oxygène de diamètre environ 4 Angströms. Chacun de ces défauts (de densité n) exerce sur les vortex une force f . La force moyenne F_c exercée sur l'ensemble de l'échantillon ne peut être que nulle. Pour pouvoir définir une force efficace, L.O s'intéressent aux fluctuations statistiques de cette force, soit

$$\delta F_c = (n V \langle f^2 \rangle)^{1/2}$$

On peut estimer ainsi la densité de courant critique, donnée simplement par

$$J_c B = \frac{\delta F_c}{V}$$

La taille du volume considéré est donc extrêmement importante. Le courant critique doit varier comme $V^{-1/2}$. Un réseau parfait sur le volume de l'échantillon devrait avoir un courant critique négligeable. Il faut donc que le réseau de vortex se déforme notablement, et donc tenir compte de son élasticité. Le volume macroscopique V est alors subdivisé en volumes corrélés V_c de longueur L_c dans la direction du champ magnétique appliqué et de largeur R_c , dans lesquels l'ordre est localement préservé. Ces longueurs sont calculées de manière à minimiser l'énergie mise en jeu. Typiquement, pour des petits volumes, les vortex se déformeront beaucoup, ce qui coûte en énergie de ligne car on augmente alors la longueur des vortex. Le gain en énergie de piégeage doit être du même ordre de grandeur. Il convient alors estimer les énergies mises en jeu dans les déformations élastiques. Le module de courbure C_{44} va contrôler la déformation longitudinale, le module de cisaillement C_{66} la déformation latérale. On néglige en général la compression définie en partie par le module C_{11} . Si r_p est la portée de la force de piégeage ($\xi \leq r_p \leq \frac{a_0}{2}$), [BRANDT 86]), la variation de densité d'énergie libre sera

CHAPITRE I GENERALITES

$$\delta F = \frac{1}{2} C_{44} \frac{r_p^2}{L_c^2} + \frac{1}{2} C_{66} \frac{r_p^2}{R_c^2} - f r_p \left(\frac{n}{V_c} \right)^{1/2}$$

En minimisant cette expression, L.O trouvent

$$R_c = \sqrt{2} \frac{(C_{44})^{1/2} (C_{66})^{3/2} r_p^2}{n f^2}$$

$$L_c = 2 \frac{C_{44} C_{66} r_p^2}{n f^2}$$

$$\text{soit } \frac{L_c}{R_c} = \sqrt{2} \left(\frac{C_{44}}{C_{66}} \right)^{1/2}$$

Dans la majeure partie du diagramme de phase d'un échantillon isotrope, $C_{44} \gg C_{66}$ et les volumes de Larkin sont étendus le long de la direction des vortex ($L_c \gg R_c$).

Le courant critique est alors

$$J_c = \frac{n^2 f^4}{2 B C_{44} C_{66}^2 r_p^3}$$

La difficulté est maintenant d'estimer le terme f . On peut toujours donner comme ordre de grandeur le gain en énergie de condensation $\frac{B_c^2}{2 \mu_0} \frac{4 \pi r^3}{3}$, en considérant comme piège un défaut

sphérique de rayon r . Un calcul plus avancé de cette force locale de piégeage a été fait par Thuneberg [THUNEBERG 82] qui tient compte, en plus du gain en énergie de condensation volumique, de l'effet non local d'un centre diffuseur sur les paires de Cooper. Il trouve $f = \frac{B_c^2}{\mu_0} \xi_0 \frac{4 \pi r^2}{3}$, ξ_0 étant la longueur de cohérence à 0K.

Il reste à estimer les coefficients élastiques. Les premiers calculs de Labush [LABUSH 69], d'élasticité linéaire locale, ont été étendu par Brandt [BRANDT 86] pour introduire la non localité en terme de coefficients dispersifs. Ils dépendent donc du vecteur d'onde K de la déformation. Nous donnons les coefficients isotropes

$$C_{44} \approx \frac{B^2}{\mu_0} \left(1 + \frac{K^2 \lambda^2}{\left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)} \right)^{-1}$$

$$C_{66} \approx \frac{B \phi_0}{16 \mu_0 \lambda^2} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2$$

On peut se rendre compte que pratiquement, il est difficile de calculer la valeur d'un courant critique par cette méthode. Il faut connaître entre autre la densité de pièges et la valeur de la force locale d'ancrage. Il faut également fixer la portée de la déformation. Le problème est encore plus délicat pour les supraconducteurs HT_c , car l'anisotropie intervient en plus et les paramètres supraconducteurs sont encore mal connus. Les études des expérimentateurs [PAN 99] sont alors faites en utilisant les anciennes lois d'échelle de Kramer [KRAMER 73] qui ne permettent pas de calculer un courant critique.

I-B-2b- *Le solide de vortex*

Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire le solide de vortex. Les premiers s'appuyaient soit sur un modèle d'état vitreux [FISHER 89] où le réseau d'Abrikosov est détruit, soit sur un modèle où la structure du réseau était préservée à courte échelle [FEIGELMAN 89], à la manière de la description de l'ancrage proposé par Larkin. L'idée de base est que les défauts qui ancrent les vortex favorisent toujours la présence de dislocations libres dans le réseau de vortex. Dans ces deux cas, la transition solide-liquide de vortex doit être continue, ce que semblait valider les premières expériences [KOCH 89]. Ce type de description est maintenant difficilement utilisable car, tout du moins dans l'YBCO non maclé, la transition a été identifiée comme étant du premier ordre [SCHILLING 96]. Si l'on garde l'idée que le réseau de vortex présente une fusion du premier ordre, la phase solide ne doit pas présenter de dislocations libres, et on doit revenir à un réseau du type Abrikosov. Une telle phase, appelée le verre de Bragg ("Bragg glass") a été théoriquement trouvée par Giamarchi et Le Doussal (GLD)

[GIAMARCHI 95]. Larkin et Ovchinnikov avaient conclu que les dislocations qui brisent l'ordre à longue distance sont favorisées par le désordre du matériau, quelque soit son intensité. GLD montrent que la périodicité du réseau de vortex permet à celui de résister à un désordre volumique assez faible [GIAMARCHI 94]. La théorie de Larkin et Ovchinnikov prévoit un ordre translationnel s'étendant sur L_c , celle de Giamarchi et Le Doussal un ordre translationnel quasi-cristallin (d'où le terme verre de Bragg) s'étendant sur une longueur L_a plus grande que L_c . Pour des échelles de l'ordre de L_c , donc pour ce qui concerne le calcul du courant critique, il n'y a pas de modifications notables.

Giamarchi et Le Doussal considèrent des petits déplacements de vortex $\mathbf{u}(\mathbf{R}_i, z)$, dans un plan perpendiculaire au champ magnétique, par rapport à leur position d'équilibre \mathbf{R}_i .

Le système est caractérisé par son énergie libre élastique

$$\Delta F = \frac{1}{2} \int_{\text{vol}} \left[(C_{11} - C_{66}) \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial \alpha} \right)^2 + C_{66} \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial \alpha} \right)^2 + C_{44} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial z} \right)^2 + 2 V(\mathbf{r}, z) \rho(\mathbf{r}, z) \right] dz d^2 \mathbf{r}$$

α et β sont les coordonnées dans le plan (x,y). La densité de vortex $\rho(\mathbf{r}, z) = \sum_i \delta_2(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i - \mathbf{u}(\mathbf{R}_i, z))$ est une somme de fonctions Dirac à deux dimensions. Il reste

à choisir la forme du potentiel de piégeage. Dans la limite d'un ancrage collectif faible, l'effet d'un défaut ponctuel est modélisé par un potentiel gaussien aléatoire qui agira avec une fonction de corrélation $\overline{V(\mathbf{x}) V(\mathbf{x}')} = \Delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(z - z')$.

$\Delta(\mathbf{r}) = d U_p^2 e^{-r^2/2\xi^2}$ contient les informations sur la portée du piège (limitée à ξ) et l'énergie de piégeage par unité de longueur U_p . d est la distance entre les plans supraconducteurs. Entre deux vortex, il y a un déplacement (ou une fonction de corrélation des déplacements) moyenné à la fois thermiquement et sur le désordre.

$$B(\mathbf{r}) = \overline{[u(0,0) - u(\mathbf{r},0)]^2}$$

CHAPITRE I GENERALITES

Les longueurs caractéristiques du réseau sont calculées en estimant les valeurs limites des déplacements. Dans le plan (x, y) , R_c et R_a sont définis par $B(R_c) = \max(\xi^2, \langle u^2 \rangle_T)$ et $B(R_a) = a^2$. R_c (et respectivement L_c dans la direction z du champ magnétique) est la longueur de Larkin, qui reste pertinente pour le courant critique, mais où l'on tient compte des fluctuations thermiques $\langle u^2 \rangle_T$. R_a (respectivement L_a) est une nouvelle longueur qui détermine la stabilité de la phase verre de Bragg et qui caractérise l'ordre périodique conservé. Aux échelles plus grandes que R_a , la structure élastique devient instable. La stabilité de la phase verre de Bragg dépend de la valeur du champ magnétique. A fort champ, le désordre effectif est augmenté et que des dislocations libres apparaissent dans le réseau de vortex. L'état devient vitreux (verre de vortex) ou liquide piégé.

Expérimentalement, mettre en évidence une phase comme le verre de Bragg est difficile. Pour tester la symétrie du réseau de vortex en volume, il n'existe guère que la diffraction de neutrons. La différence entre un réseau cristallin d'Abrikosov et quasi cristallin comme le verre de Bragg est faible. Il faut regarder la décroissance du facteur de structure (donc de l'intensité diffractée) en fonction du vecteur de diffraction q , qui en théorie doit renseigner sur la manière dont décroît l'ordre translationnel (en loi de puissance pour le verre de Bragg). Les quelques études faites sur des échantillons à haute température critique mettent en évidence des pics de Bragg [FORGAN 91] [FORGAN 96] à bas champ magnétique, sans permettre de distinguer entre les différentes approches. Quand on augmente le champ magnétique, l'intensité des pics de diffraction diminue très vite, rendant impossible toute analyse de la structure du réseau de vortex. Le verre de Bragg permet par contre de réconcilier l'existence de pics de diffraction aux neutrons, toujours observés aux basses températures et bas champs dans les supraconducteurs à haute T_c , et l'idée que le système posséderait également des caractéristiques vitreuses en transport (caractéristiques courant-tension, relaxation temporelle du courant...).

Si l'on reste à champ fixe relativement faible et que l'on souhaite expliquer la ligne d'irréversibilité, il faut que la phase verre de Bragg soit instable à une température inférieure à la température du champ critique moyen B_{c2} . Par analogie avec les mécanismes de fusion dans les

CHAPITRE I GENERALITES

solides cristallins, le critère de Lindemann est utilisé. Le critère de stabilité $B(R_a) = a^2$ est alors remplacé par $B(R_a) = c_L^2 a^2$ avec c_L de l'ordre de 10 à 20 %. Le déplacement des vortex est purement donné par les fluctuations thermiques, et l'on peut négliger le désordre effectif. Le calcul donne alors pour la température de fusion.

$$T_m \approx 4 a^3 \sqrt{C_{44} C_{66}} c_L^2$$

Il existe plusieurs expressions dans la littérature donnant la variation de T_m en fonction de B , mais le principe est toujours d'appliquer le critère de Lindemann [HOUGHTON 89].

I-B-2c- *Le liquide de vortex et la longueur de cohérence*

Dans le "liquide" de vortex, il n'y a pas d'ordre à grande distance dans un plan perpendiculaire au champ magnétique. L'ordre le long du vortex est caractérisé par une longueur de cohérence l_z . C'est la longueur sur laquelle il garde son intégrité. Un modèle simple pour estimer l_z consiste à partir d'une équation de diffusion où l'on ne garde que l'énergie de ligne mise en jeu dans la courbure du vortex et l'énergie thermique [CATES 92] [BLATTER 94] [CRABTREE 97] (Il faut souligner que cette équation n'est valide que si l'on considère des vortex individuels, sans interactions à longue portée entre eux). Il ne démontre pas que le réseau de vortex puisse perdre sa rigidité au dessus d'une certaine température.

$$\langle |\mathbf{r}(z) - \mathbf{r}(0)|^2 \rangle = \frac{2 k_B T}{\epsilon_1} |z|, \quad k_B \text{ est la constante de Boltzman}$$

Quand ce déplacement moyen latéral est de l'ordre de la distance intervortex a , on perd la cohérence le long du vortex. Le calcul donne

$$l_z = \frac{\epsilon_1}{2 k_B T} a^2$$

CHAPITRE I GENERALITES

$$\text{avec } \epsilon_1 = \frac{\Phi_0^2}{4 \pi \mu_0 \lambda_{ab}^2 \gamma_c^2} \ln \left(\frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}} \right)$$

l_z représente formellement la longueur sur laquelle le vortex diffuse le long de son axe avant de toucher un voisin. Dans un échantillon plus épais que l_z , les vortex sont "enchevêtrés".

Une estimation numérique donne des longueurs de quelques dixièmes à quelques centièmes de microns dans des conditions expérimentales classiques (quelques Teslas et vers les 80 Kelvins pour l'YBCO). Cela signifie que pour un échantillon réel, d'épaisseur supérieure à quelques dizaines de microns, et dans le cadre de cette description, le réseau de vortex est fortement désordonné au dessus de la transition de fusion. On ne peut plus parler de vortex comme des lignes continues. Une perte de cohérence des vortex sur l'épaisseur de l'échantillon signifie que l'on perd la relation de phase et la relation de Josephson. Comme un cœur de vortex continu (cohérent) est idéalement conducteur, cette perte de cohérence doit être visible par des mesures de résistivité. Théoriquement, une telle phase est plus proche de l'état normal métallique que de la phase mixte supraconductrice car l'ordre translationnel est brisé à grande distance (il n'y a plus de réseau de vortex) et les propriétés supraconductrices sont absentes dans la direction du champ magnétique [BLATTER 94].

CHAPITRE II
LE LIQUIDE DE VORTEX

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

II-A- Présentation de l'expérience

II-A-1- Les échantillons utilisés

Les échantillons utilisés pour les expériences sont deux échantillons d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ synthétisés par Alexandre Rykov à l'I.S.T.E.C [RYKOV 96]. La particularité de ces échantillons est leur dimension importante, surtout dans la direction de l'axe c où chacun atteint le millimètre. Plus qu'anecdotique, ceci s'est avéré être une condition importante pour réaliser les expériences qui seront décrites dans ce chapitre. Malgré leurs grandes dimensions, ces échantillons sont de très bonne qualité, comme en témoigne les hautes températures critiques et les faibles résistivités que nous avons mesurés. Ces paramètres sont récapitulés dans le tableau suivant. Le dopage en oxygène a été estimé d'après les températures de recuit et les températures critiques, en suivant les études de Rykov et al [RYKOV 99].

échantillon	dopage (δ)	T _c (K)	dimensions	résistivité à 100
			(L*I*e) en mm ³	K en $\mu\text{m.cm}$
A	0.05	92 K	4.5*0.58*1.17	30
B	0.07	93 K	3*0.5*1	50

Ces échantillons sont naturellement non maclés. Il n'y a pas eu de contrainte appliquée après synthèse. En observant ces échantillons en lumière polarisée, nous avons observé quelques rares plans de macle espacés de distance de l'ordre du micron. En utilisant la diffraction de neutrons, le pourcentage relatif domaines maclés/domaines non-maclés peut être estimé. On trouve typiquement 100 ± 5 % de domaines non maclés dans des échantillons synthétisés de la même manière [KEALEY 98].

De nombreuses études en aimantation ont été réalisées à l'I.S.T.E.C précédemment à nos mesures [RYKOV 99]. En particulier, les lignes de transition du premier ordre, repérées par

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

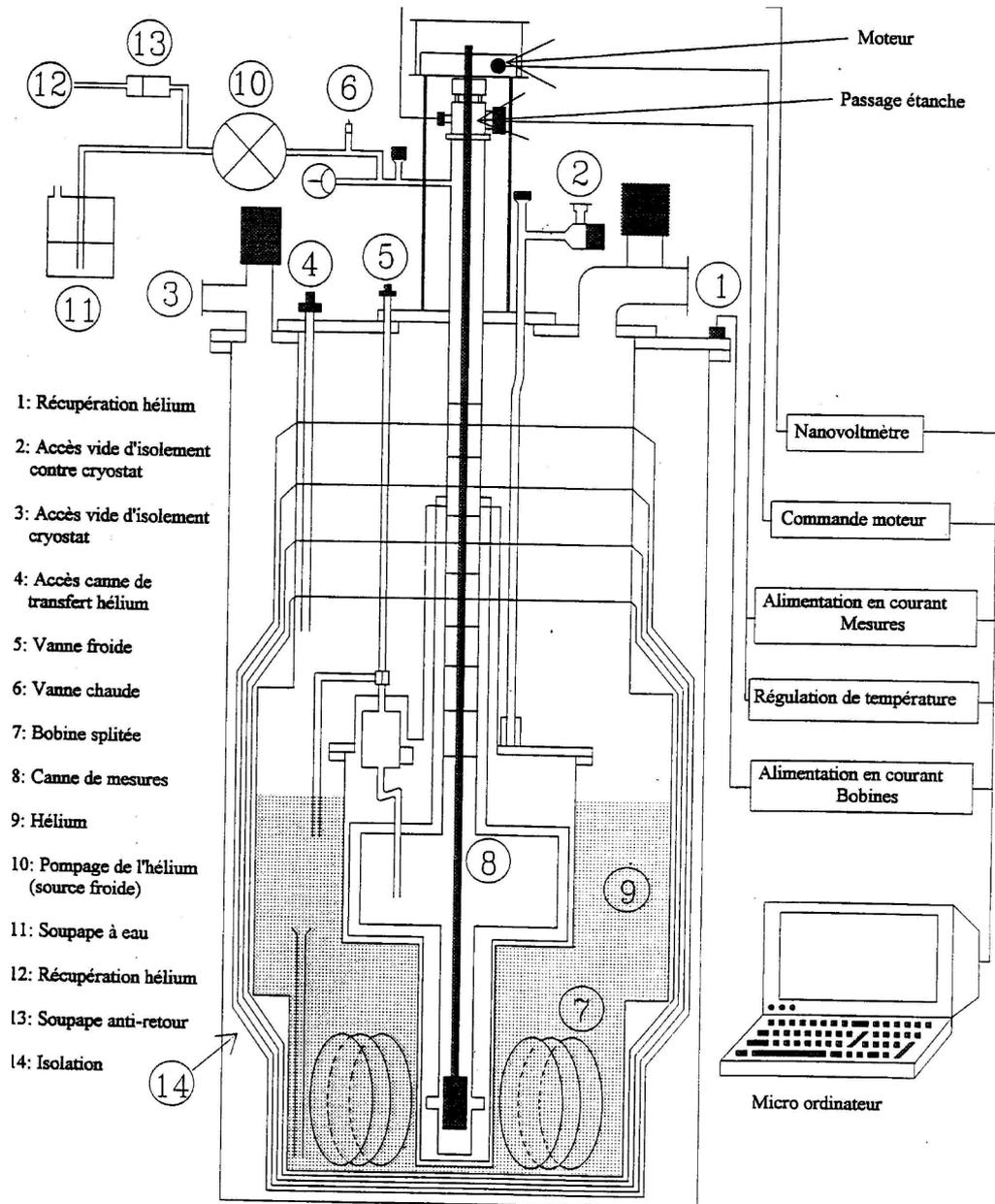


Figure II-1- Le dispositif expérimental (d'après [WARMONT 97])

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

une discontinuité en aimantation, ont été étudiées en fonction du dopage en oxygène et du champ magnétique.

II-A-2- Le dispositif expérimental

Nous présentons dans ce chapitre le dispositif expérimental qui a été utilisé pour toutes les mesures en transport continu. L'ensemble du dispositif est représenté sur la figure II-1.

Nous avons travaillé avec un cryostat "OXFORD instruments" permettant de travailler sous hélium liquide. Un champ magnétique de 0 à 6 Teslas (avec une résolution de quelques dizaines de Gauss) est créé par deux bobines supraconductrices en géométrie de "Helmholtz" immergées dans l'hélium liquide. Ce champ magnétique est horizontal. La canne porte-échantillon est fixée à un moteur qui permet une rotation de celle-ci autour de l'axe vertical. On peut ainsi orienter l'échantillon par rapport au champ magnétique. La précision de cette orientation est assurée par un codeur optique qui offre une résolution de 0.005 degrés. Cette extrême résolution est importante pour les mesures d'anisotropie électronique, mais ne sera pas exploitée dans notre travail.

La température peut être réglée avec une précision de 0.02 Kelvins dans nos conditions expérimentales (de 50 à 120 K), mais on peut étendre l'amplitude de régulation de 20 à 270 K si l'on n'est moins exigeant sur la précision de la température. La thermométrie est assurée par 3 sondes. Une sonde capacitive, insensible au champ magnétique, sert de régulation. Malheureusement, à cause de sa dilatation, elle est très peu reproductible en cycles thermiques. On mesure donc la température de l'échantillon avec une sonde verre de carbone. Une deuxième est placée près de la sonde capacitive pour mesurer le gradient de température entre la consigne et la température de l'échantillon. Un étalonnage des sondes carbone permet de s'affranchir de

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

leur légère magnétorésistance. Le chauffage est assuré par un thermocoax enroulé autour du porte échantillon. Le régulateur de température est un LakeShore DRC-91CA.

Les mesures en continu sont effectuées avec une alimentation en courant Adret 103A permettant l'injection d'un courant d'amplitude maximale 110 mA. Les tensions sont mesurées par deux nanovoltmètres Keithley 182, avec (suivant les méthodes de mesure) une résolution pouvant aller jusqu'à 10 nV.

L'ensemble du dispositif est piloté par un programme développé par Frank Warmont dans une thèse précédente au laboratoire CRISMAT [WARMONT 97].

II-A-3- Quelques expériences sur YBCO

YBCO a sûrement été le supraconducteur le plus étudié, on s'en rend compte en voyant le nombre impressionnant d'articles expérimentaux sortis ces dix dernières années. Il n'est donc pas question d'être exhaustif dans cette partie. Nous mettons en avant plutôt les articles qui semblent faire référence. Nous nous limitons de plus à la région bas champ et haute température que nous avons étudié expérimentalement, celle où la transition du premier ordre est observée et interprétée comme une fusion du réseau de vortex. La caractérisation de chacune des deux phases, liquide et solide, est expérimentalement assez délicate. C'est peut être pour cela qu'il y a eu pendant longtemps un grand débat sur la signification même de la ligne d'irréversibilité. Elle a longtemps été interprétée soit en terme de ligne de dépiégeage des vortex, soit en terme de ligne de fusion du réseau. La notion même de ligne d'irréversibilité (et de courant critique) est encore assez confuse dans les supraconducteurs à haute T_c . Un des arguments contre l'existence d'un vrai courant critique vient des expériences de susceptibilité alternative, où l'on observe que la température du pic de pertes dépend de la fréquence. En ce sens, la ligne d'irréversibilité serait plus une ligne dynamique dont l'existence dépendrait d'un critère de dissipation. La fusion du premier ordre elle doit être une transition thermodynamique se situant à une température bien définie.

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

Une des premières expériences montrant la possibilité d'une fusion du réseau de vortex a été faite par Gammel [GAMMEL 88]. Un échantillon d'YBCO (maclé) posé sur un petit oscillateur basse fréquence en silicium présente un pic de dissipation à une température dépendante du champ, interprétée comme la température de fusion. En fait, il a été rapidement montré que cet effet peut être du aussi bien au dépiégeage idéal du réseau de vortex [BRANDT 91] [BRANDT 92] [ZIESE 94]. C'est un effet qui ressemble au pic de dissipation de la partie imaginaire observé en susceptibilité alternative, qui apparaît quand la profondeur de peau devient de l'ordre de grandeur de la taille de l'échantillon. Comme le font remarquer par exemple Geshkenbein et al [GESHKENBEIN 91], un tel effet peut être décrit en considérant le comportement résistif d'un très bon conducteur. Nous reviendrons plus en détail sur ces mesures de susceptibilité alternative en commentant nos propres mesures dans le chapitre III.

Les expériences les plus nombreuses ont été faites par des mesures de résistivité. Sur les premiers échantillons mesurés, qui étaient maclés, la résistivité s'annulait de manière continue quand la température diminuait [IYE 88]. Ce comportement s'est avéré différent avec les premiers échantillons démaclés. Sur une courbe $T_m(B) < T(B_{c2})$, la résistivité chute brutalement à zéro [KWOK 92]. Ce changement a été attribué à la solidification du liquide de vortex. L'expérience qui semblait effectivement attester d'une fusion du réseau de vortex a été faite par Safar et al [SAFAR 92]. La sensibilité expérimentale a été poussée jusqu'au picovolt et au millikelvin pour mettre en évidence un hystérèse dans les courbes champ-tension ou température-tension. Une transition continue étant généralement réversible, cet hystérèse a été interprété comme une preuve de la fusion du premier ordre. La phase "liquide" semble persister à des températures inférieures à celles de la solidification, comme pour une surfusion. D'autres mesures sur ce phénomène hystérétique ont montré que l'interprétation en terme de fusion était très discutable, et que cet effet était plus vraisemblablement un effet dynamique (hors équilibre) du au courant [JIANG 95].

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

Tant que les mesures sont faites en résistivité, il est très difficile de conclure à une transition de fusion. Les propriétés que l'on teste en transport sont des propriétés dynamiques donc hors équilibre, et ne peuvent renseigner sur l'ordre de la transition. On a pour cela besoin de mesures "à l'équilibre", en aimantation ou en calorimétrie, pour vérifier qu'il existe une discontinuité d'aimantation et une discontinuité d'entropie. Crabtree et al ont nuancé ce point de vue en remarquant que [CRABTREE 99]:

- Les mesures de transport sont sensibles au piégeage, qui doit changer brutalement à la fusion.
- Le courant passant essentiellement dans les régions de l'échantillon les plus conductrices, on doit être très sensible à la solidification dès qu'il y a coexistence de régions liquide-solide.

On peut toutefois noter que ceci s'applique à toute transition du premier ordre qu'il y ait solidification ou ancrage du réseau.

Liang [LIANG 96], puis Welp [WELP 96] ont mesuré une discontinuité réversible en aimantation qui correspondait avec la ligne de transition mesurée en résistivité à faible courant. Plus précisément, Fendrich [FENDRICH 96] en effectuant des mesures simultanées de résistivité et d'aimantation a remarqué que cette transition se situait au moment de l'annulation du courant critique, qui par définition est la ligne d'irréversibilité. Des mesures de chaleur spécifique ont ensuite confirmé, en mesurant un pic de chaleur spécifique, que cette transition était du premier ordre [SCHILLING 96].

Il est important de noter que si l'irréversibilité a un caractère "universel" dans les supraconducteurs anisotropes à haute température critique, la transition du premier ordre n'est en fait pour le moment observée que dans quelques échantillons d'YBCO démaclés. Des échantillons qui a priori sont des bons candidats à une fusion du premier ordre et qui présentent un saut en résistivité ne présentent simplement aucune discontinuité d'aimantation. Il y a encore peu de résultats expérimentaux qui caractérisent soit l'état "solide", soit l'état "liquide", ce qui

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

-Y a t'il une évidence d'un enchevêtrement des lignes de vortex au dessus de la ligne de transition ?

- Quel est le mécanisme d'ancrage des vortex qui permet de décrire la phase piégée ?

Une question sous jacente est celle de l'importance de C_{66} quand on travaille sur les mécanismes d'ancrage des vortex, et particulièrement en transport. Dans un supraconducteur conventionnel, la résistance au cisaillement est généralement négligeable devant la résistance à la courbure ($C_{66} \ll C_{44}$). Le module de cisaillement est environ $\left(\frac{a_0}{\lambda}\right)^2$ plus faible que le module de courbure, ce qui donne un rapport de l'ordre de 0.01 dans la plupart du diagramme de phase ($B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$). Ne pas tenir compte du cisaillement revient à négliger la différence d'énergie très faible entre un réseau carré et un réseau triangulaire, et dans bien des cas cela influe peu sur les descriptions [DE GENNES 64]. En première approximation, le réseau de vortex peut être décrit comme un fluide incompressible et il n'est pas forcément justifié d'introduire un état solide. Dans les supraconducteurs à HT_c , C_{44} est plus affaibli que C_{66} à cause de la non localité et de l'anisotropie, mais cette remarque peut continuer à s'appliquer pour l'YBCO. Le rapport $\frac{C_{44}}{C_{66}}$ dépend de l'échelle sur laquelle on traite les déformations. Si l'on s'intéresse à des échelles supérieures à λ , le module de courbure tendra vers sa limite locale. Comme C_{66} n'est pas dispersif, on pourra toujours le négliger devant C_{44} . C'est d'ailleurs le choix fait par Mathieu-Simon [HOCQUET 92] et Sonin [SONIN 92] pour traiter la non localité du réseau, en traitant les déformations du réseau moyennées sur plusieurs distances inter vortex. Cela permet de séparer l'énergie magnétique moyenne du réseau, et l'énergie de ligne que l'on peut alors écrire séparément comme un module élastique local [PLACAIS 96]. On peut citer comme exemple le cas isotrope pour simplifier. Le module de courbure est écrit comme

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} + \frac{\phi_0 B}{4\pi \mu_0 \lambda^2} \ln(\kappa) = \frac{B^2}{\mu_0} + C_{44}^*$$

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

Le premier terme est dû à l'énergie moyenne du champ magnétique. Le deuxième fait apparaître la tension de ligne $\phi_0 \varepsilon$. L'énergie de la déformation est contenue dans ce terme. En séparant ces deux contributions, $C_{44}^* = \frac{B}{\phi_0} \varepsilon$ peut être traité avec une écriture locale.

Etudier un mécanisme comme la fusion du réseau de vortex, où le cisaillement est nécessaire à toute description, doit en outre permettre de discriminer entre ces deux approches. Notons que si le cisaillement n'est peut-être pas le bon paramètre pour rendre compte des mécanismes de piégeage du réseau de vortex, il est en revanche essentiel pour bien décrire son ordre orientationnel.

II-B- Les résultats en transport continu dans le "liquide de vortex"

II-B-1- Le "pseudo transformateur de flux"

La phase "liquide", donc dissipative dès le plus faible courant ($I_c=0$) a été essentiellement étudiée en transport continu. Les échantillons monocristallins se présentent généralement sous la forme de plaquettes très minces (quelques dizaines de microns) et de surface millimétrique. D'un point de vue pratique, il est difficile de mettre les contacts d'amenée de courant sur les tranches de l'échantillon et de forcer une distribution de courant homogène. La géométrie utilisée est alors plutôt celle du "pseudo transformateur de flux" où les contacts de courant et de prise de tension sont posés sur le dessus de l'échantillon. Une deuxième mesure de tension est prise simultanément sur le dessous de l'échantillon (figure.II-3). On simule ainsi les conditions expérimentales de l'ancienne expérience de Giaver [GIAVER 66], reprise ensuite plus en détail par Ekin [EKIN 74]. Giaver avait séparé deux films d'étain supraconducteurs de type II par une couche isolante de SiO_2 d'épaisseur inférieure à λ . Le courant est injecté dans la première couche supraconductrice et deux tensions V_1 et V_2 sont mesurées respectivement sur chaque couche. Dans l'état normal, V_2 est nul comme il se doit, mais une première tension est mesurée sous la température critique, signalant l'apparition d'un couplage entre les deux films.

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

A plus basse température, les tensions sont même strictement égales tant que le courant n'est pas trop fort tout en restant bien sur surcritique. Cela montre que les lignes de flux sont continues entre les deux supraconducteurs, avec un couplage Josephson à travers la couche isolante. Le mouvement imposé par la force de Lorentz se répercute dans le deuxième avec une même induction et une même vitesse, donc une même tension.

Pour définir un "liquide de vortex" dans YBCO, il faut tester la continuité des lignes de flux. Si il y a une fusion du réseau de vortex, on s'attend à un état essentiellement enchevêtré, avec des faibles longueurs de cohérence et donc des vortex non continus sur des grandes longueurs. Le "pseudo transformateur de flux" a été utilisé dans un monocristal d' YBCO démaclé par Lopez [LOPEZ 96]. Il observe deux tensions différentes dans toute la partie dissipative, comme dans l'état normal, et conclut que l'état liquide est effectivement caractérisé par un fort enchevêtrement des vortex, avec une dissipation s'effectuant par coupure et recombinaison des lignes (figure II-3). Les longueurs de cohérence sont estimées ensuite plus précisément à quelques dixièmes de microns [RIGHI 97].

Ces mêmes expériences avaient été également réalisées avec des échantillon maclés d'YBCO. Dans ce cas, on observe une petite région en température et en courant faible, juste au dessus de la ligne d'irréversibilité, où les deux tensions sont égales [SAFAR 92] [DE LA CRUZ 94]. La conclusion avancée est que les plans de macle jouent le rôle de "potentiel corrélateur" pour les vortex et changent ainsi la nature même du liquide de vortex.

En d'autres termes, les défauts étendus garderaient les vortex cohérents, mais le réseau serait naturellement enchevêtré quand il n' existe plus d'ancrage des vortex.

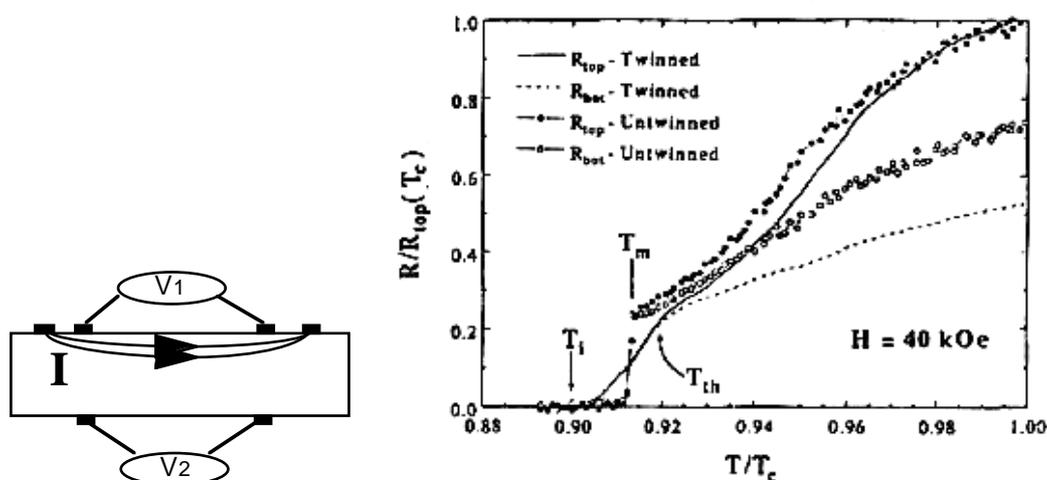


Figure II-3: A gauche, la géométrie utilisée dans le pseudo-transformateur de flux. La distribution de courant est supposée toujours inhomogène. A droite, les résultats obtenus par Lopez et al [LOPEZ 96] dans des échantillons d'YBCO démaclés et maclés. Au dessus de T_m , les deux tensions ($V_{top}=V_1$ et $V_{bot}=V_2$) sont différentes dans l'échantillon démaclé, ce qui est interprété comme une perte de cohérence des vortex.

L'interprétation de ces expériences ne fait pas l'unanimité comme le fait remarquer Brandt [BRANDT 95]. Safar et al expliquent leurs résultats par une résistivité "non locale": une tension $V(r')$ est mesurée en un point r' alors que le courant est appliqué en un point r . La distance caractéristique entre ces points, donc la distance caractéristique de cette non localité, est la longueur sur laquelle les vortex sont cohérents. Eltsev explique les mêmes résultats par une résistivité locale [ELTSEV 95], qui ne permet plus d'avoir des informations sur la cohérence des lignes.

On peut effectivement faire plusieurs remarques:

- La première est que l'on travaille avec une distribution de courant non homogène dans un milieu anisotrope. Pour pouvoir conclure que l'on teste véritablement le couplage des vortex, il faudrait s'assurer que le courant ne change pas de distribution entre l'état normal où il passe

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

essentiellement près de la surface supérieure de l'échantillon et l'état mixte où il peut interagir avec les vortex sur toute l'épaisseur. Giaver n'avait pas ce genre de problèmes car il séparait les deux films par une couche réellement isolante qui assurait que le courant ne passait pas dans le deuxième film. Dans un échantillon anisotrope, si le courant est injecté parallèlement aux plans (a,b) de manière non-uniforme, il circule essentiellement près de la surface sur une épaisseur [BUSCH 92]

$$\delta \approx \sqrt{\frac{\rho_{ab}}{\rho_c}} e \text{ où } e \text{ est la distance entre les contacts}$$

Si ρ_c s'annule avant ρ_{ab} , cette longueur diverge et le courant se distribue alors uniformément dans l'échantillon. On observe précisément dans les expériences de transformateur de flux que lorsque les tensions V_1 et V_2 sont égales, la dissipation le long de l'axe c est nulle. Elle démarre approximativement quand V_1 et V_2 commencent à différer. On peut tout à fait supposer que, plutôt que causé par un découplage des lignes de vortex, cet effet est dû au passage d'un courant homogène suivant l'épaisseur de l'échantillon vers une distribution inhomogène. Le courant de transport crée de plus un champ induit qui modifie la direction des lignes de flux, donc le comportement de la résistivité anisotrope, ce qui complique encore les interprétations.

- La deuxième remarque est au niveau de l'interprétation des résultats. Il est assez intéressant de regarder les caractéristiques courant-tension de l'échantillon maclé. On s'aperçoit que les deux tensions sont égales uniquement dans les régions non linéaires. Dès que la dissipation est du type flux-flow, on observe systématiquement l'inégalité entre les deux tensions. Dans la région non linéaire, la dissipation peut être gouvernée soit par un mouvement désordonné de paquets de vortex (flux-creep), soit par une dissipation de type flux-flow mais avec des domaines ayant un courant critique différent. Dans un cas comme dans l'autre, la vitesse des vortex n'est pas unique mais est distribuée dans l'échantillon. L'hypothèse du transformateur de flux est que si les tensions sont égales, donc si l'on mesure un même nombre de vortex par unité de temps traversant l'échantillon, cela implique une même vitesse des vortex en haut et en bas de

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

l'échantillon, donc une corrélation. Dans un cas où les vitesses ne sont pas uniques dans l'échantillon, on ne peut pas conclure strictement avec une mesure moyenne.

La conclusion de ces expériences est que le réseau de vortex n'est plus cohérent au dessus de la ligne d'irréversibilité. A notre avis, la présence d'un courant de cisaillement empêche une analyse simple des résultats. Même si l'on observe une discontinuité des lignes de flux, elle peut être induite par les conditions expérimentales. Ceci ne permet pas de conclure sur l'état "d'équilibre" du réseau.

Ces expériences, utilisant le transformateur de flux, sont à notre connaissance les seules à mettre en évidence une perte de cohérence des vortex au dessus de la ligne d'irréversibilité. Si il y a cette perte de cohérence, la fusion du réseau de vortex est à privilégier, mais les difficultés d'interprétation sont nombreuses. Nous nous sommes donc attachés à trouver une méthode alternative.

II-B-2- Introduction à l'expérience

II-B-2a- *Le principe de la mesure de tension transverse*

L'idée de cette expérience est basée sur la relation de Josephson $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_1 \wedge \mathbf{B}$, où \mathbf{B} est le champ interne de l'échantillon. On regarde la géométrie d'un échantillon orienté comme sur la figure II-4. Dans toutes les expériences, le repère cristallographique (\mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c}) est tel que $\mathbf{x} // \mathbf{a}$, $\mathbf{y} // \mathbf{b}$, $\mathbf{z} // \mathbf{c}$.

Le courant imposé par le générateur extérieur est $\mathbf{J} // \mathbf{y}$. Le champ magnétique fait un angle θ_B avec l'axe \mathbf{z} dans le plan (\mathbf{y} , \mathbf{z}). Dans l'état normal, le courant est aligné avec le champ électrique généré $\mathbf{E} = \rho_n \mathbf{J}$. Dans l'état mixte d'un supraconducteur conventionnel de type II et dans le volume de l'échantillon, si les lignes de vortex sont alignées avec le champ magnétique

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

$\mathbf{B} = n \phi_0 \mathbf{v}$ (\mathbf{v} donne la direction et n la densité des vortex), on mesure un champ électrique moyen donné par la relation de Josephson. En régime permanent, \mathbf{E} doit être uniforme dans l'échantillon et est donné par $\mathbf{E} = \rho_f \mathbf{J}_\perp$, où \mathbf{J}_\perp est la composante du courant dissipatif perpendiculaire aux vortex. L'état mixte se caractérise donc par une "anisotropie". Le champ électrique n'est plus aligné avec le courant, ce qui peut se vérifier expérimentalement en mesurant la composante transverse E_z . Elle doit être nulle dans l'état normal et valoir $E_z = -\frac{E_y}{\tan \theta_B}$ dans l'état mixte.

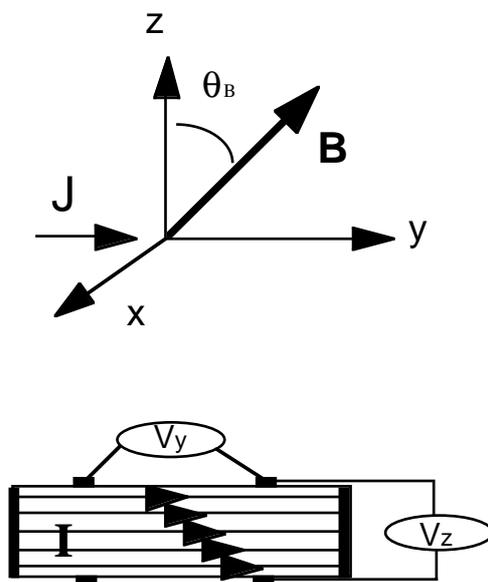


Figure II-4 Géométrie utilisée pour mesurer la direction du champ électrique. La distribution de courant est supposée homogène en volume dans l'état dissipatif.

Cette composante transverse a d'abord été observée par W.F. Druyvesteyn [DRUYVESTYEN 65]. Une étude plus complète a été réalisée par P. Mathieu dans des échantillons basse T_c de Pb-In [MATHIEU 93]. Le saut de E_y à B_{c2} est très brutal, donnant en pratique un moyen très précis de mesurer ce champ critique. On peut noter que plus récemment Hao a également proposé cette méthode comme un moyen de tester la cohérence des vortex [HAO 95]. Nous avons donc décidé de s'inspirer de cette méthode pour tester la continuité des lignes de vortex

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

dans l'état liquide de YBCO. On peut a priori s'attendre à plusieurs possibilités, si l'on raisonne sur un état liquide "enchevêtré" ou non.

1- La première hypothèse, et la plus simple, est celle d'un réseau qui conserverait sa structure (du type Abrikosov). Les vortex sont des lignes continues sur l'épaisseur de l'échantillon et la relation de Josephson est conservée.

2- Dans le cas de lignes de flux complètement découplées, les lignes de courant des vortex sont découplées entre les plans conducteurs (on parle de "pancakes"). Même si l'on garde un couplage électromagnétique entre les plans, la configuration énergétiquement la plus stable est celle de spires de vortex alignées selon l'axe z , quelque soit l'angle entre le champ magnétique et l'axe z [CLEM 91]. Dans ce cas, on s'attend à mesurer une composante E_z nulle comme dans l'état normal, chaque boucle dissipant dans le plan perpendiculaire à z .

3- Dans le cas de vortex enchevêtrés, le problème est plus délicat. On peut néanmoins raisonner sur les longueurs de cohérence trouvées par De La Cruz et al [DELACRUZ 94]. Pour des lignes de vortex corrélées sur quelques microns, c'est à dire avec 10^3 discontinuités sur une épaisseur d'un millimètre comme notre échantillon, les vortex ne peuvent dissiper que par coupure et recombinaison [SUBDO 91]. Nous avons vu dans l'introduction que dans un tel état, les vortex perdent la propriété de conduire parfaitement le courant le long de leur axe. Il apparaît alors une composante dissipative $\mathbf{E}_{//} = \rho_f \mathbf{J}_{//}$ le long de la direction du champ. La relation de Josephson doit être violée. C'est un cas "intermédiaire" entre les hypothèses 1 et 2.

II-B-2b- La préparation de l'échantillon :

Nous avons utilisé l'échantillon d'YBCO A. Le premier travail a été de réaliser les contacts de courant et de prise de tension. Ils ont été réalisés au moyen de laque d'argent. Nous

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

avons déposé manuellement deux plots sur le dessus et deux plots sur le dessous de l'échantillon. Ensuite, les deux tranches verticales ont été soigneusement et totalement recouvertes d'argent, pour essayer d'avoir une distribution de courant aussi homogène que possible. L'échantillon a été ensuite mis à recuire à 480° sous un flux d'oxygène pendant 48 heures. On fait ainsi diffuser l'argent pour diminuer les résistances de contact, et on contrôle en même temps le dopage en oxygène. Ce dernier est un paramètre critique pour la température critique, mais également pour la transition du premier ordre, comme l'a montré Rykov [RYKOV 99]. Nous avons choisi ce recuit pour assurer une assez haute température critique voisine de 92 K, tout en gardant la transition du premier ordre dans notre région de travail (quelques Teslas). De plus, cette température de recuit assez basse pour l'YBCO permet de ne pas introduire de plans de macles dans l'échantillon, la transition structurale associée se situant vers les 600° . Une fois l'échantillon recuit, des fils d'or ont été posés sur les plots avec une goutte de laque d'argent. Les résistances de contact ainsi obtenues étaient de l'ordre de 0.5 à 1 ohm. Il était difficile d'espérer des meilleures résistances de contact car la faible température de recuit ne permet pas une très bonne diffusion de l'argent. Ces valeurs se sont néanmoins avérées suffisamment bonnes pour nos mesures.

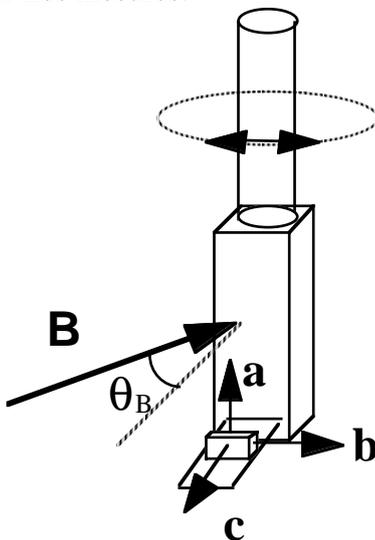


FIGURE II-5 Position de l'échantillon par rapport à la canne du cryostat. La rotation du champ magnétique se fait dans le plan (b, c).

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

L'échantillon est ensuite installé sur son porte échantillon. Sa forme un peu inhabituelle (la longueur suivant **c** plus grande que la longueur suivant **a**), et la géométrie que nous nous sommes imposé (le champ magnétique dans le plan (**c,b**)) a nécessité un petit aménagement (figure II-5). Une petite cale a été montée sur le porte échantillon, l'échantillon a été ensuite collé dessus au vernis Général Electric (GE).

Pour cette expérience, il est nécessaire de s'assurer que la distribution de courant est déjà bien homogène dans l'état normal. Nous avons d'abord vérifié que la tension V_{y1} mesurée au dessus de l'échantillon est la même que V_{y2} , mesurée en dessous de l'échantillon. Il y a en fait une petite différence entre V_{y1} et V_{y2} . V_z n'est pas nulle comme il devrait. L'écartement des contacts n'est pas strictement identique sur les deux faces. Il y a alors une petite contribution αV_y qui pollue V_z . Cela peut se corriger assez simplement en se servant de la symétrie de la composante E_z dans l'état mixte par rapport au courant injecté. Nos mesures de tension sont toutes faites en injectant un courant +I puis -I dans l'échantillon, pour s'affranchir des effets thermoélectriques. Pour éliminer la petite composante αV_y , on double donc chaque mesure effectuée en mesurant V_z pour $\theta_B = (z, B)$ et pour $\pi - \theta_B$. On mesure alors

$$\begin{aligned} V_{z, \theta_B}^{\text{mesuré}} &= V_{z, \theta_B} + \alpha V_y \\ V_{z, \pi - \theta_B}^{\text{mesuré}} &= V_{z, \theta_B} - \alpha V_y \end{aligned}$$

La somme de ces deux valeurs nous donne $2V_{z, \theta_B}$ qui est le double de la tension corrigée. On élimine ainsi la partie parasite, ce qui se vérifie très bien expérimentalement car on trouve alors V_{z, θ_B} nul dans l'état normal.

Nous avons également décidé de travailler à des valeurs de champ magnétique relativement fortes, à la fois pour avoir des transitions assez larges et séparer d'éventuels régimes dissipatifs, mais également pour pouvoir estimer que les vortex suivent dans le volume la direction moyenne du champ magnétique appliqué ($B \gg B_{c1}$).

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

La direction du champ électrique généré est donné par la variable

$$\theta_E = \arctan\left(\frac{E_z}{E_y}\right)$$

II-B-c- Les résultats expérimentaux

II-B-c1- *L'absence d'un état enchevêtré au dessus de la ligne d'irréversibilité*

La première mesure de résistivité en champ nul est effectuée pour s'assurer de la validité du recuit (figure II-6). Le courant est de 10 mA. On trouve une température critique de l'ordre de 92 K en bas de la transition. La largeur de celle ci est de 0.5 K. La résistivité est faible, de l'ordre de 30 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ à 100 K, une valeur que l'on trouve dans les échantillons très propres mais beaucoup plus petits d'YBCO [LOPEZ 99], ce qui rassure quand à la qualité de l'échantillon.

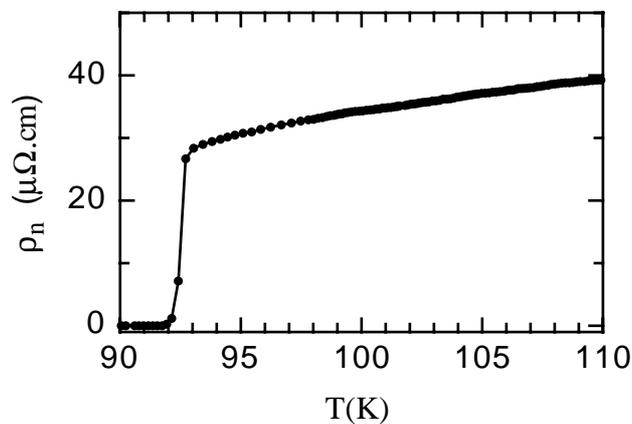


figure II-6 La résistivité de l'échantillon d'YBCO en champ nul. Le courant de transport est de 10 mA.

L'échantillon est ensuite orienté avec une précision de 0.1 degrés en cherchant le minimum de résistivité angulaire quand le champ magnétique \mathbf{B} est aligné avec l'axe \mathbf{b} du

crystal. Une première série de mesures de résistivité en fonction de la température et à différents champs est faite avec le champ magnétique parallèle à l'axe c (figure II-7).

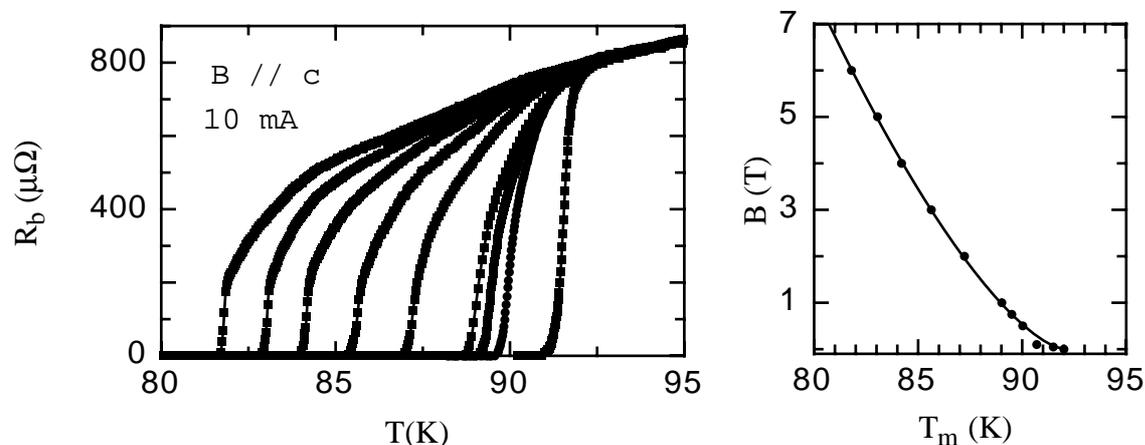


Figure II-7- A gauche, la résistance de l'échantillon en fonction de la température pour $B= 6, 5, 4, 3, 2, 1, 0.5, 0.1, 0.05 T$ (de gauche à droite). A droite, la position de ligne d'irréversibilité $B(T_m)$ (chute de la résistance à zéro) dans un diagramme champ magnétique-température.

On observe l'élargissement sous champ magnétique de la transition caractéristique des supraconducteurs HT_c . La résistivité chute brutalement à une température $T_m(B)$, ce que l'on observe sur les échantillons présentant une transition du premier ordre, même si les études préliminaires en aimantation de A. Rykov nous sont nécessaires pour consolider cet aspect.

Sur un diagramme (B,T) nous avons représenté ces points de transition ajustés par une expression purement phénoménologique $B \approx 156 \left(1 - \frac{T_m}{T_c}\right)^{1.48}$ (en Teslas) (figure II-7) pour comparer aux expressions trouvées par d'autres équipes. L'exposant a l'air d'être dépendant de l'échantillon, car on trouve une certaine dispersion de sa valeur dans la littérature. Nous donnons quelques exemples dans le tableau suivant.

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

auteur	Farrel 91	Roulin 96	Welp 96	Bracanovic 98
exposant	2	1.36	1.36	1.45
méthode expérimentale	oscillateur mécanique	calorimétrie	aimantation et transport	résistivité et susceptibilité alternative

Ishida 98	Langan 98	Schilling 97	Lopez 98
1.5	1.39	1.24	1.4
susceptibilité alternative	résistivité	calorimétrie et aimantation	résistivité

Il est donc difficile de caractériser la transition uniquement sur le comportement de la ligne $B_m(T)$, même si d'un point de vue théorique, on peut trouver diverses valeurs de l'exposant, à savoir 2 à bas champ [HOUGHTON 89] [GLAZMAN 91], 1.24 [DODGSON 98] et 1.5 [BLATTER 96]. Un exposant de l'ordre de 1.3 est très proche d'un modèle critique 3D XY ($2\nu = 4/3$), qui ne prévoit pas de transition du premier ordre [FISHER 91] [WELP 96]. Les études calorimétriques montrent que les lignes de transition du premier ordre et du second ordre (sur deux échantillons différents) peuvent posséder les mêmes exposants et être presque superposables [ROULIN 96] [ROULIN 98]. Ceci n'invalide bien sûr pas les modèles de fusion du réseau, mais montre qu'il faut rester prudent sur les interprétations si l'on se focalise sur la variation en température de B_m .

Pour $B=4$ Teslas, la transition est assez nette. Nous avons regardé la variation de θ_E en fonction de θ_B pour ce champ et à 85.5 K, dans l'état "liquide" de vortex (régime ohmique) (figure II-8).

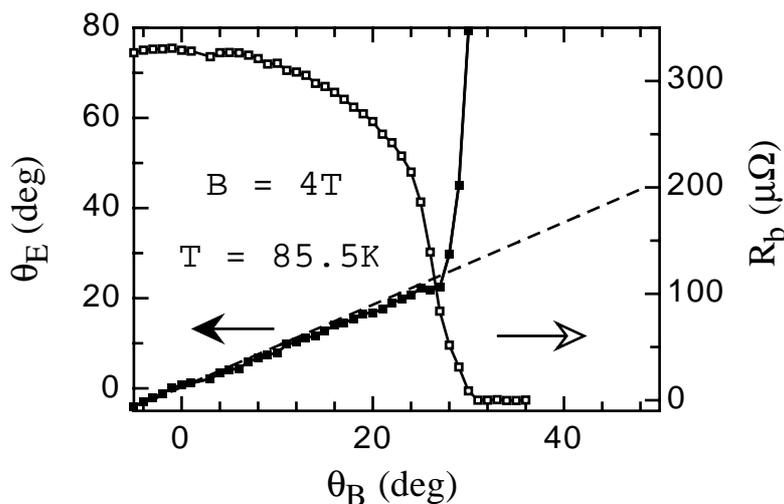


Figure II-8- Sur le même graphe, la variation de la résistivité et celle de l'angle du champ électrique en fonction de $\theta_B = (\mathbf{c}, \mathbf{B})$. Le courant appliqué est 10 mA. Le trait pointillé est un guide pour les yeux et correspond à $\theta_E \approx \theta_B$.

A cause de l'anisotropie des champs critiques, nous traversons la ligne d'irréversibilité, à champ et température fixes, uniquement par rotation du champ magnétique. La figure II-8 montre que $\theta_E \approx \theta_B$, à 5 %, dans toute la partie dissipative ce qui signifie que *la relation de Josephson est vérifiée au dessus de la ligne de transition..* Cette étude nous permet aussi de vérifier qu'il n'y a pas d'effet visible des rares plans de macles. Ceux ci se caractérisent par un effet angulaire marqué que nous n'observons pas dans cet échantillon [KWOK 92].

Nous fixons maintenant θ_B à 10 degrés pour regarder l'évolution de ce comportement en fonction de la température (figure.II-9).

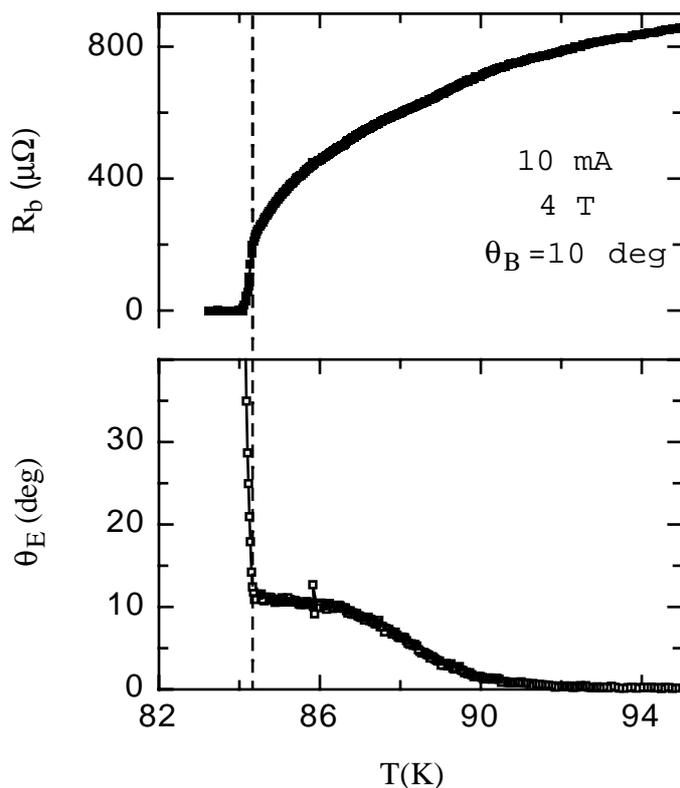


Figure II-9- En haut, la variation de la résistance en fonction de la température. En bas, la variation de l'angle du champ électrique mesurée simultanément. La température de "fusion" est repérée par le trait pointillé.

On distingue assez clairement 3 régimes. A haute température, le champ électrique est aligné avec le courant comme il se doit ($\theta_E=0$), l'effet hall étant très faible dans l'YBCO ($\frac{E_{xy}}{E_{xx}} \approx 10^{-3}$) [FREIMUTH 92]. A basse température et au dessus de la ligne de transition T_m , θ_E sature à 10 degrés. Entre ces deux régimes, il y a une progressive diminution de θ_E quand la température augmente. Il convient de vérifier que ce résultat existe aussi pour d'autres champs magnétiques, ce que nous avons fait en réitérant la même mesure à 6,3 et 1 T (figure II-10). On retrouve à chaque fois les mêmes 3 régimes caractéristiques.

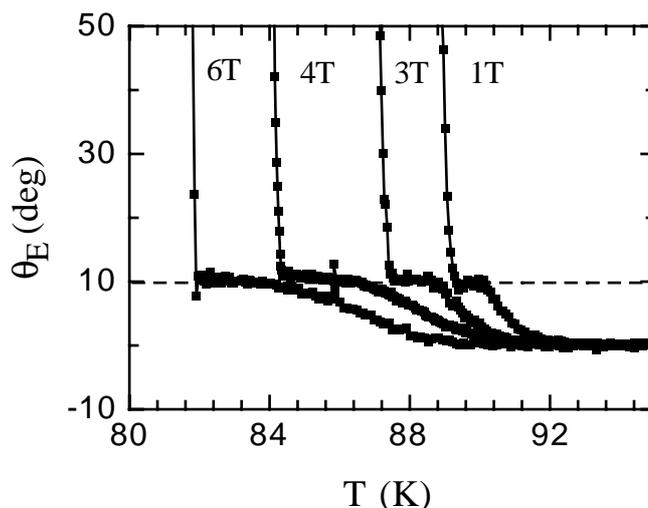


Figure II-10: Variation de l'angle du champ électrique en fonction de la température pour $\theta_B=10$ deg, $I=10$ mA et $B=6,4,3,1$ T. On retrouve toujours $\theta_B=\theta_E$ à basse température quelque soit la valeur du champ magnétique. Dans cette fenêtre expérimentale, les vortex restent continus au dessus de la transition.

Revenons plus en détail sur le régime basse température. Nous avons étudié les caractéristiques courant-tension au voisinage de la transition, c'est à dire à des températures proches mais inférieures à T_m ($I_c \neq 0$). Sur les courbes brutes $V_y = f(I)$, on observe typiquement trois régions, comme pour un supraconducteur conventionnel. Un exemple est présenté figure II-11. Il y a d'abord la région sous critique où la dissipation est nulle avec notre précision expérimentale. Juste au dessus du courant critique, le régime est non linéaire, la partie linéaire (mais non ohmique) caractéristique du flux-flow n'étant atteinte qu'à plus fort courant. Une rapide estimation de la valeur de cette résistivité flux-flow confirme que tout le réseau est en mouvement. En prenant le modèle le plus simple qui considère que les vortex de cœurs normaux ξ_{ab} dissipent tous

$$\rho_f \approx \rho_n \frac{B}{B_{c2}} \quad \text{avec} \quad B_{c2}(T) \approx \frac{\phi_0^2}{2\pi \xi_{ab}^2} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

En utilisant par exemple les valeurs à 84.08 K, on trouve $\xi_{ab} \approx 20 \text{ \AA}$, ce qui est raisonnable (nous négligeons la faible correction due à l'angle de 10 degrés entre le champ magnétique et l'axe c).

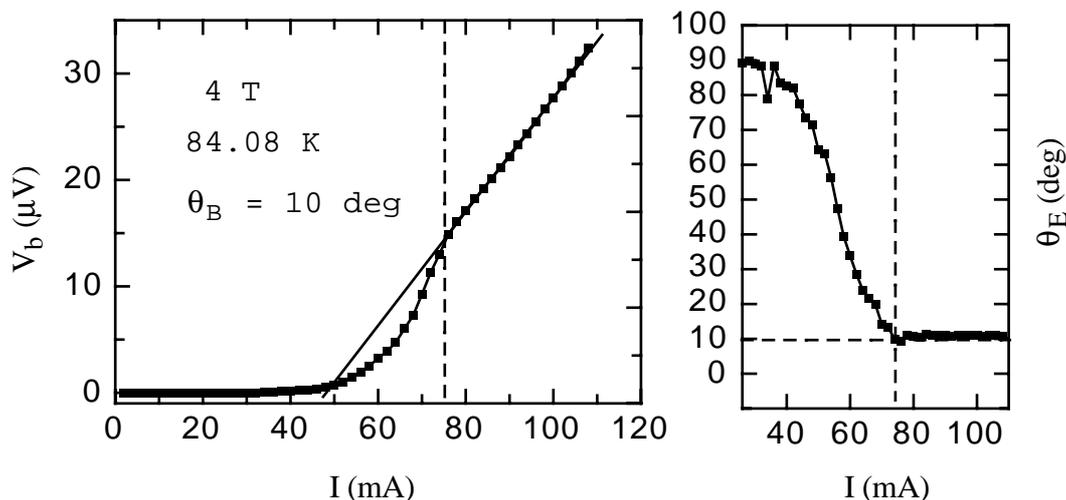


Figure II-11 A gauche, une caractéristique tension courant dans l'état "solide" ($T < T_m$). Le trait plein représente $V_b \approx R_f(I - I_c)$. En régime flux-flow, la relation de Josephson est vérifiée comme le montre la figure de droite.

La relation de Josephson est vérifiée dès que le régime flux-flow est atteint (figure II-11), ce qui est cohérent avec un réseau de lignes de vortex continues en translation dans l'échantillon.

A notre connaissance, les études expérimentales (par diffraction de neutrons [SIMON 71], par étude du bruit [PLACAIS 93]) ont montré que dans des supraconducteurs conventionnels, le régime flux-flow était caractérisé par un réseau de vortex ordonné en volume. Notre résultat va dans ce sens et est à l'opposé du résultat obtenu avec le transformateur de flux dans YBCO où un fort courant semble induire un état fortement désordonné du réseau. On peut raisonnablement penser que la distribution de courant inhomogène imposée dans le transformateur de flux en est la cause, sans que cela ne soit une propriété intrinsèque du réseau de vortex.

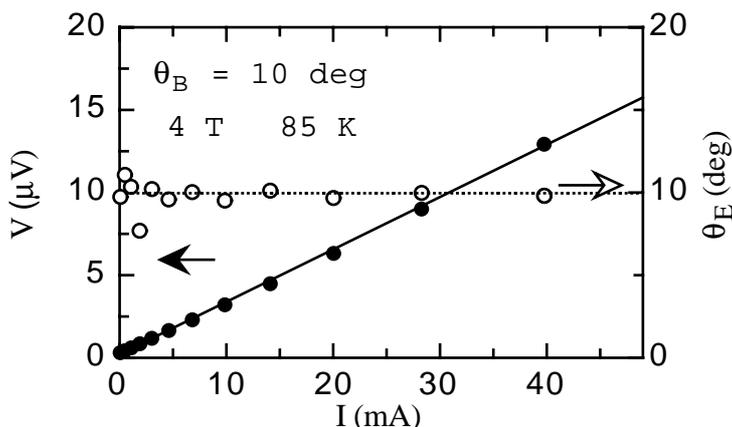


Figure II-12: Caractéristique tension-courant dans l'état "liquide" ($T > T_m$) et direction du champ électrique en fonction du courant. Le régime est ohmique mais la relation de Josephson est toujours vérifiée.

Si l'on regarde maintenant une caractéristique courant tension à plus haute température ($I_c=0$, régime ohmique), on constate que la valeur de l'angle θ_E est toujours fixée à 10 degrés, comme en flux-flow (figure II-12). La relation de Josephson est donc vérifiée en dessous et au dessus de T_m , cela signifie que celle ci n'est pas violée à la transition.

On ne voit aucune évidence d'un état "liquide" enchevêtré, contrairement aux résultats obtenus par la méthode du transformateur de flux.

Revenons sur les résultats obtenus par la méthode du transformateur de flux et essayons de voir l'influence que peut avoir un courant sur des vortex enchevêtrés. On se place près de la température de transition. L'idée qui prédomine est celle d'existence de la prolifération de boucles de vortex générées par les hautes températures [NGUYEN 96] [HAGENAARS 97]. Si un courant passe dans le supraconducteur, la force de Lorentz va faire grandir cette boucle de rayon r . L'énergie d'un tel processus est [BLATTER 94] [RIGHI 97]

$$U \approx -\pi r^2 J \varphi_0 + U(0) \approx -\pi r^2 J \varphi_0 + 2 \pi r \epsilon_1$$

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

Cette expression prédit une décroissance de cette énergie dès que $r > \frac{\epsilon_1}{J \phi_0}$. La boucle s'étend alors "à l'infini" ce qui entraîne la dissipation. Si l'on prend comme paramètre caractéristique $r \approx a_0$ (la distance intervortex), on trouve que la dissipation apparaît, ce qui est la définition du courant critique, pour

$$J > \frac{\epsilon_1}{a_0 \phi_0} \approx \frac{\phi_0}{a_0 4 \pi \mu_0 \lambda_{ab}^2 \gamma_c^2} \ln \frac{B_{c2}}{B}$$

Les densités de courant associées sont de l'ordre de 10^9 A/m² à 84 Kelvins et 4 Teslas. Dans un échantillon comme le nôtre, cela correspond à un courant de plusieurs centaines d'ampères à comparer avec les quelques 10^{-2} A que l'on mesure expérimentalement. Cette incompatibilité entre le modèle proposé et les résultats expérimentaux a d'ailleurs été déjà observée par d'autres auteurs [AOUAROUN 98]. L'énergie que coûte l'expansion de la boucle de vortex peut être remplacée par des expressions plus précises. Nelson a calculé l'énergie de coupure entre deux vortex [NELSON 93] [BARFORD 95]

$$U(0) = 2 (\sqrt{2} - 1) \frac{a_0}{\gamma} \frac{\phi_0^2}{4 \pi \mu_0 \lambda_{ab}^2} \ln \left(\frac{B_{c2}}{B} \right) = 2 (\sqrt{2} - 1) \gamma a_0 \epsilon_1 \approx 5.7 a_0 \epsilon_1$$

Carraro donne quand à lui [CARRARO 95]

$$U(0) \approx 1.2 \frac{a_0}{\gamma} \frac{\phi_0^2}{4 \pi \mu_0 \lambda_{ab}^2} = 1.2 \frac{\gamma a_0}{\ln \kappa_{ab}} \epsilon_1 \approx 1.7 a_0 \epsilon_1$$

Ces énergies restent de l'ordre de grandeur de quelques $a_0 \epsilon_1$ qui est juste l'énergie dépensée pour déformer un vortex sur une distance égale à un pas du réseau. Cela ne change pas les ordres de grandeur obtenus avec le modèle simple prenant comme énergie $2\pi a_0 \epsilon_1$.

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

Si l'on se met à température et champ fixe et que l'on monte le courant injecté dans l'échantillon, il paraît donc peu probable que la dissipation, dans nos conditions expérimentales, apparaisse par un mécanisme qui imposerait aux lignes de vortex d'être fortement désordonnées dans le volume. Cela nécessite un courant trop important. Ceci signifie que le courant critique (dans cette partie du diagramme de phase) n'est pas relié à un mécanisme d'enchevêtrement des vortex. On peut alors légitimement se demander pourquoi sa disparition le serait, et notre observation expérimentale va bien dans ce sens. Il faut donc chercher un mécanisme de dissipation (et de désancrage du réseau), qui soit au moins en accord avec les valeurs de courant critique observées.

II-B-c2-Le régime de fluctuations

Comme nous pouvons le voir sur la figure II-9, la relation de Josephson n'est plus respectée à haute température ($\theta_E \rightarrow 0$). Dans un échantillon à basse T_c , on observe ce phénomène dès que l'on atteint la température du deuxième champ critique $T(B_{c2})$, et θ_E chute alors brutalement pour un échantillon homogène. C'est un moyen pratique de caractériser la qualité de la transition. Ici, nous remarquons une décroissance très progressive sur plusieurs kelvins, sans discontinuité apparente à $T(B_{c2})$, comme si la transition était élargie. On peut interpréter ceci assez naturellement comme le régime de fluctuations thermiques. Dans l'introduction, nous avons introduit les notions de fluctuation du paramètre d'ordre et de nombre de Ginzburg.

$$G_i = \frac{1}{2} \frac{(\mu_0 k_B T_c)^2}{(B_c^2(0) \xi_{ab}^2 \xi_c)^2} \approx \frac{|T_c - T|}{T_c}$$

Si l'on estime la valeur du paramètre de Ginzburg avec les paramètres usuels utilisés pour l'YBCO, on trouve une valeur comprise entre 10^{-3} et 10^{-4} , c'est à dire un élargissement de la transition de l'ordre de 0.1 K en champ nul. Les fluctuations sont de plus notablement renforcées sous champ magnétique. En champ fort, les paires d'électrons supraconducteurs se

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

localisent sur leur plus bas niveau de quantification. Les fluctuations jouent essentiellement dans une direction, celle du champ magnétique où les paires de Cooper gardent un degré de liberté. Le volume fluctuant est plus faible et le domaine critique est donc élargi [LEE 90]. On a alors [BLATTER 94]

$$G_i(B) \approx G_i^{1/3} \left(\frac{B}{B_{c2}(0)} \right)^{2/3}$$

Nous avons extrait les points (B, T) qui limitent la région où θ_E passe de $0.95 \theta_B$ (la relation de Josephson commence à ne plus être vérifiée) à $0.05 \theta_B$ (le système arrive dans l'état normal). Ces points définissent notre région critique (figure II-13).

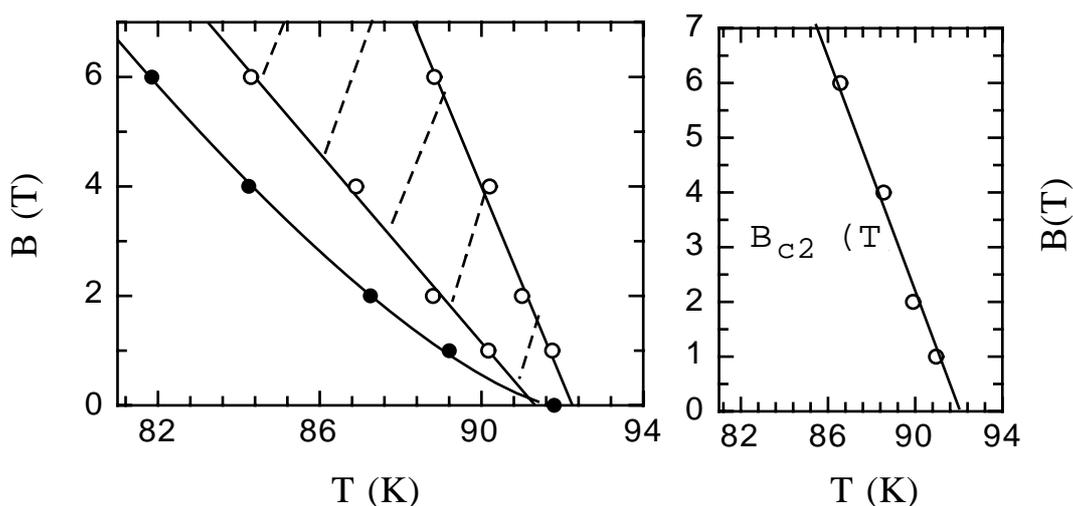


Figure II-13- A gauche, Le diagramme champ magnétique-température construit à partir des mesures de tension transverse pour $\theta_B=10$ deg. Les points noirs représentent la ligne d'irréversibilité. Les points blancs délimitent la région des fluctuations critiques. A droite, une estimation du champ critique pris comme ligne de symétrie de la région critique.

Afin d'être plus quantitatif, nous utilisons l'approximation linéaire pour le champ critique $B_{c2}(T)$.

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

$$B_{c2}(T) = B_{c2}(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$$

La région critique doit entourer ce champ symétriquement, ce qui nous permet d'estimer $B_{c2}(0) \approx 101$ T (figure II-13), ou encore $\xi_{ab}(0) \approx 18$ Å, en très bon accord avec la littérature.

L'élargissement de la région critique s'écrit comme

$$\frac{\Delta T_{cr}}{2 T_c} \approx G_i + G_i^{1/3} \left(\frac{B}{B_{c2}(0)}\right)^{2/3}$$

La figure II-14 montre un ajustement des données expérimentales par $\Delta T_{cr} \approx 0.5 + 1.2 (B)^{2/3}$. Nous avons pour cela fixé B_{c2} à 101 Teslas, la valeur précédemment trouvée, et laissé comme paramètre libre G_i que l'on obtient égal à $2.7 \cdot 10^{-3}$.

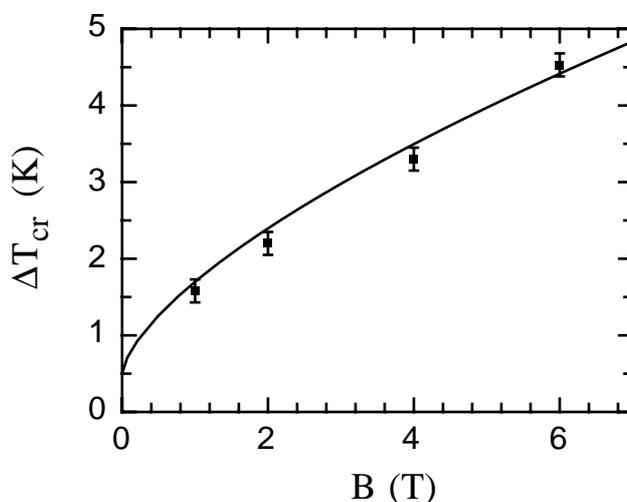


Figure II-14: La largeur en température de la région de fluctuations critiques en fonction du champ magnétique. Le trait plein est un ajustement par la loi $\Delta T_{cr} \approx 0.5 + 1.2 (B)^{2/3}$.

Même si l'accord est raisonnable, ainsi que les paramètres obtenus, il est évident qu'un ajustement avec une autre puissance, ou même linéaire en champ était aussi possible, vu le peu

CHAPITRE II LE LIQUIDE DE VORTEX

de points expérimentaux et la précision que nous avons sur l'élargissement de la transition (estimée à 0.3 K). En ce sens, il faut plutôt voir ce résultat comme une confortation de ce que nous supposions au début de cette partie, à savoir que notre expérience doit être sensible à B_{c2} si il y a une transition nette, et que l'élargissement peut assez normalement être attribué au régime de fluctuations.

Le domaine des fluctuations que nous mettons en évidence s'étend sur quelques degrés, en accord avec un critère de Ginzburg. On peut noter que d'autres prédictions théoriques proposent un domaine critique beaucoup plus large [FISHER 91] avec un modèle XY, en utilisant un critère différent pour trouver la frontière entre la région gaussienne et la région critique. Cette dernière recouvrerait dans ce cas la plupart du diagramme de phase, en désaccord avec nos mesures. Notons également que des études de ce régime critique par des méthodes de loi d'échelle ont également conduit à des largeurs de quelques Kelvins [WAHL 97], bien séparées de la ligne d'irréversibilité.

II-C- Conclusion des mesures de transport continu

Ces mesures montrent que les vortex continuent, même au dessus de la ligne de "fusion" à garder une cohérence, et ce, tant que le champ critique B_{c2} n'est pas trop proche. La relation de Josephson est une propriété forte du réseau de vortex. Sa conservation montre que celui ci est préservé lors de la transition, ce qui s'accorde plutôt mal avec les modèles de fusion du premier ordre. Si nous émettons alors l'hypothèse que le réseau ne fond pas, il faut chercher une explication alternative à la disparition du courant critique. Avant toute chose, il faut d'abord comprendre le mécanisme d'ancrage des vortex. C'est le but du chapitre suivant.

CHAPITRE III
L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

III-A-La réponse alternative dans les supraconducteurs

III-A-1- L'intérêt de la réponse alternative

Les mesures en transport continu testent la réponse du réseau de vortex à une excitation stationnaire. Un des seuls moyens d'avoir accès à des informations sur le mécanisme d'ancrage des vortex est de mesurer le courant critique et de les confronter aux différents modèles. Il est généralement difficile de conclure par cette méthode car plusieurs modèles peuvent donner des dépendances en champ et en température voisines. Cela nécessite également un (dans le meilleurs des cas) ou plusieurs paramètres ajustables. Plus pratiquement, il faut tout simplement mesurer ce courant critique, ce qui pose quelques problèmes quand il s'agit de passer plusieurs ampères dans un petit cristal. Une étude du régime dissipatif peut aussi apporter des enseignements, la réponse dynamique du réseau de vortex pouvant être liée avec la manière dont il est ancré. La mesure du champ électrique est effectuée à l'aide de deux contacts. Pour être représentatif de l'échantillon, il vaut mieux que ceux ci soient suffisamment écartés, mais en contrepartie on se retrouve confronté aux problèmes d'homogénéité de l'échantillon. L'exemple le plus frappant est celui mis en évidence par Jones [JONES 67]. Un courant critique distribué sur la longueur de l'échantillon fera conclure à un mécanisme de piégeage activé du type "flux-creep" si l'on mesure avec des prises de tension éloignées, alors que cette activation apparente disparaît quand on les rapproche. De manière générale, la géométrie des contacts peut fortement influencer l'allure de la tension mesurée [CAMPBELL 99].

On limite beaucoup ces problèmes quand on travaille en alternatif, en mesurant le signal avec une petite bobine. Le plus simple est de se mettre en régime linéaire, où les descriptions théoriques de la réponse alternative sont bien établies. Chaque modèle possède un spectre en fréquence caractéristique, pour son amplitude et sa phase, que l'on peut tester sans avoir à introduire les dépendances plus ou moins compliquées sur les paramètres supraconducteurs. La fréquence, contrôlée par l'expérimentateur, est alors la variable "test".

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

Ces avantages font qu'une mesure de la réponse alternative linéaire d'un réseau de vortex permet de tester l'ancrage d'une manière très fiable. Il reste néanmoins les problèmes d'effets de taille qui se posent dès que l'on travaille en alternatif avec un conducteur. Si l'on veut proprement tester un modèle, il faut s'assurer que la pénétration des courants que l'on mesure n'est pas gênée par la taille finie des échantillons. Inversement, si l'on mesure une résistivité complexe, il faut s'assurer que le courant est homogène, donc qu'il n'y a pas d'effet de peau. Cela devient particulièrement critique quand on travaille à basse fréquence et/ou près de l'irréversibilité où les pénétrations deviennent importantes. Ce problème est loin d'être évident expérimentalement et peut rapidement conduire à faire des conclusions erronées sur la validité d'un modèle. Nous finissons avec une petite remarque. Il peut paraître étonnant qu'une mesure de pénétration près de la surface puisse être une sonde de mécanismes qui peuvent être volumiques. Il ne faut pas oublier que le petit champ alternatif appliqué agite les vortex près de la surface, mais que la redistribution des courants se prolonge dans l'échantillon, et plus ou moins selon l'ancrage. Une nouvelle fois, on doit tenir compte des fortes interactions entre vortex pour bien décrire ce mécanisme.

Cette expérience a été faite en étroite collaboration avec Norbert Lütke-Entrup et Bernard Plaçais (Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, l'Ecole Normale Supérieure de Paris).

III-A-2-Les modèles en présence

Pour tous les modèles décrits, l'hypothèse est celle d'un demi espace infini perpendiculaire à l'axe z , l'excitation alternative $b_0 \exp(-i \Omega t)$ étant parallèle à la surface et à l'axe y (figure II-1). On se place toujours en régime linéaire.

Une discussion plus complète des différents modèles pourra être trouvée chez Lütke-Entrup [LÜTKE-ENTRUP 99].

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

III-A-2a- La réponse alternative linéaire dans un conducteur classique

Prenons un métal de résistivité ρ . Si l'on combine la loi d'Ohm $\mathbf{E} = \rho \mathbf{j}$ et les équations de Maxwell

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\Omega \frac{b_y}{\mu_0} \quad \frac{\partial b_y}{\partial z} = \mu_0 J_x = \mu_0 \frac{E_x}{\rho}$$

on trouve que le champ alternatif pénètre dans un conducteur suivant la loi $b_y = b_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda_n}\right)$ où

λ_n est une profondeur de pénétration complexe [voir par exemple PIPPARD 61] donnée par

$$\lambda_n = \delta \frac{(1+i)}{2} \quad \text{avec} \quad \delta = \sqrt{\frac{\rho}{2\mu_0\Omega}}$$

δ est la profondeur de peau qui diverge à basse fréquence et est limitée par la taille finie de l'échantillon (figure III-1).

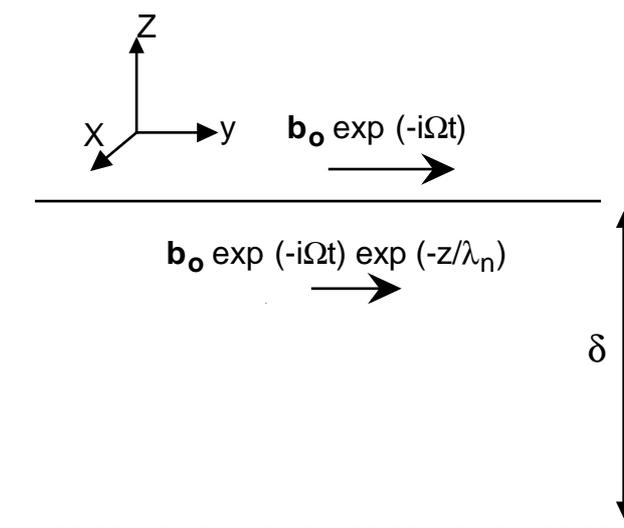


Figure III-1- Un faible champ magnétique $\mathbf{b}(\Omega, t)$ pénètre un conducteur sur une profondeur de peau δ .

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

Expérimentalement, on mesure cette pénétration par une impédance de surface que l'on relie à une profondeur "apparente" $\lambda_{ac} = \lambda' + i \lambda''$. Celle-ci peut s'écrire:

$$Z = \frac{E_0}{\int_0^{\infty} J_x dz} = -i \mu_0 \Omega \lambda_{ac}$$

III-A-2b- La réponse idéale dans un supraconducteur:

Revenons au cas d'un supraconducteur. Les lignes de vortex sont parallèles à l'axe z . Aux faibles champs (état Meissner), la pénétration est réduite à la longueur de London λ et les pertes sont nulles ($\lambda' \approx \lambda$ et $\lambda'' \approx 0$). Au dessus de B_{c2} , on retrouve l'effet de peau d'un métal normal régi par la profondeur de peau δ . Un supraconducteur dissipe dans l'état mixte avec une résistivité flux flow. S'il est exempt de tous défauts, la profondeur de peau dans ce cas est juste celle d'un métal de résistivité ρ_f , c'est à dire $\delta_f = \sqrt{\frac{\rho_f}{2 \mu \Omega}}$ où μ est la perméabilité de l'état mixte ($\mu \leq \mu_0$ mais $\mu \approx \mu_0$ dès que B est grand devant B_{c1}). Expérimentalement, on observe dans un échantillon réel cette réponse idéale à très haute fréquence [ROSENBLUM 64]. Par contre, la réponse basse fréquence est modifiée par rapport à celle du métal. C'est une conséquence directe de l'ancrage des vortex. La pénétration quasi-statique est réduite à des profondeurs de 1-100 microns au lieu de saturer à la dimension de l'échantillon, sans qu'il n'y ait de pertes ($\lambda'' \approx 0$). L'observation de ce régime linéaire à basse fréquence, observé d'abord par Alais et Simon [ALAIS 67], est incompatible avec un modèle d'état critique à la manière de Bean [BEAN 62], où la pénétration doit être proportionnelle à l'amplitude du champ b_{ac} . Campbell a donc proposé une explication alternative, basée sur des oscillations réversibles des vortex dans leur puits de potentiel [CAMPBELL 69] [CAMPBELL 71]. Ce modèle sera détaillé dans le paragraphe suivant.

Entre les deux régimes basse et haute fréquence, il y a toute une région de transition, dont l'étude doit théoriquement pouvoir renseigner sur le comportement dynamique et sur l'ancrage

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

des vortex. Nous allons d'abord nous intéresser aux différentes manières de décrire cette réponse linéaire alternative.

III-A-c- La prise en compte de l'ancrage des vortex dans la réponse linéaire alternative

III-A-c1- *L'ancrage en volume*

La dissipation des vortex est classiquement décrite par un bilan des forces du type "oscillateur harmonique" avec une force d'entraînement F_l (la force de Lorentz) et une force de frottement visqueux responsable de la dissipation. A vitesse nulle, il n'y a plus de frottement et on doit compenser la force de Lorentz par la force de piégeage F_p . La masse des vortex qui pourrait donner un terme d'inertie est négligeable. Cette équation, d'abord proposée par Gittleman et Rosenblum [GITTLEMAN 66] puis par Campbell [CAMPBELL 69], est à la base des descriptions dynamiques du réseau de vortex.

$$\mathbf{J} \wedge \mathbf{B} - n_v \eta \mathbf{v}_l = \mathbf{F}_p$$

En régime alternatif linéaire, on regarde des petits déplacements de vortex \mathbf{u} , autour de leur position d'équilibre, créés par un courant alternatif $\mathbf{J} \exp(-i\Omega t)$. La force de piégeage agit comme une force de rappel avec une constante $\alpha_1 = -\frac{\mathbf{F}_p}{\mathbf{u}}$. Ce paramètre, dit de Labush [LABUSH 69], à priori indépendant de la fréquence, caractérise la force du piègeage volumique.

L'équation dynamique se linéarise en $\mathbf{J} \wedge \mathbf{B} - i n_v \eta \Omega \mathbf{u} = -\alpha_1 \mathbf{u}$

De la relation de Josephson, on déduit ensuite $E = v_l \mathbf{B} = -i\Omega \mathbf{u} \wedge \mathbf{B} = i \Omega \mathbf{B} \frac{\mathbf{J} \wedge \mathbf{B}}{(\alpha_1 + i n_v \eta \Omega)}$

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

En écrivant $E = \sigma^* J$ qui n'est que la définition d'un milieu ohmique, il apparaît une conductivité complexe $\sigma^* = \sigma_f + i \frac{\alpha_1}{B^2 \Omega}$ ou encore une pénétration

$$\lambda_{ac} = \left(-i \mu_o \Omega \sigma^* \right)^{-1/2} = \left(\lambda_c^{-2} - 2i \delta_f^{-2} \right)^{-1/2}$$

Le terme $\lambda_c = \left(\frac{B^2}{\mu_o \alpha_1} \right)^{1/2}$ donne la pénétration à basse fréquence. C'est la longueur dite de "Campbell". A haute fréquence, la vitesse devient grande et la force de frottement visqueux l'emporte sur la force de rappel. Ceci est plus lisible en réécrivant

$$\lambda_{ac} = \lambda_c \left(1 - i \frac{\Omega}{\Omega_p} \right)^{-1/2} \quad (\text{spectre d'ancrage de volume})$$

avec $\Omega_p = \frac{\alpha_1 \phi_o}{\eta B}$ la fréquence de dépiégeage séparant les deux régimes (figure III-2)

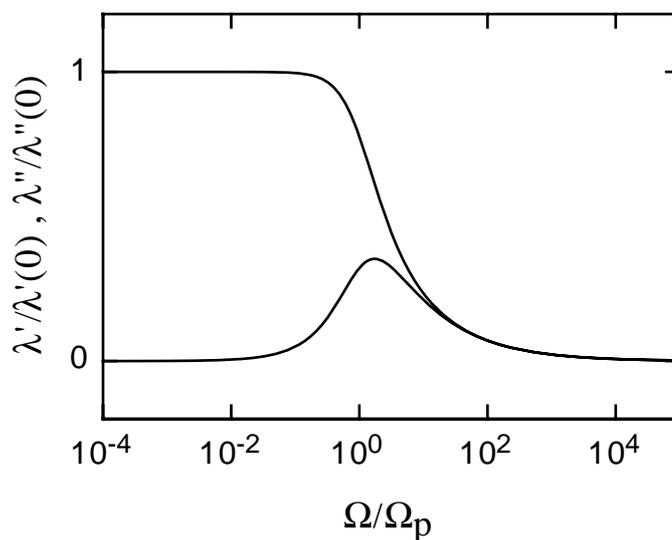


Figure III-2: Dépendance en fréquence de la profondeur de pénétration alternative dans le modèle d'ancrage de volume. On retrouve un spectre d'effet de peau d'un métal, si ce n'est la limite basse fréquence donnée non pas par la taille de l'échantillon mais par la longueur de Campbell.

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

Avec l'arrivée des supraconducteurs haute T_c , ce modèle a servi de base à de nombreuses extensions. Il a paru important de tenir compte de l'agitation thermique et d'introduire une activation au mécanisme de dépiégeage des vortex. Le premier modèle d'activation thermique des vortex (flux-creep) vient de Anderson [ANDERSON 62] [ANDERSON 64]. L'idée est qu'une température non nulle apporte une énergie $k_B T$ permettant le saut d'un paquet de vortex d'un piège à un autre avec une fréquence caractéristique $f = f_0 \exp(-U_0 / k_B T)$ estimée entre 10^5 à 10^{10} sec^{-1} [TINKHAM 96]. Ce mouvement désordonné ne donne lieu à une vitesse moyenne des vortex non nulle, donc à une dissipation, que s'il y existe un gradient de champ dans l'échantillon ou une force due à un courant imposé qui diminue l'énergie dans une direction. On en déduit ensuite assez rapidement l'existence d'un régime ohmique à bas courant, appelé TAFF ("Thermally Activated Flux Flow") [ALAIS 67] [KES 89], suivi d'un régime de flux creep vers le courant critique, le flux flow n'étant qu'atteint qu'à très fort courant. (on peut noter que le flux creep diverge à fort courant et ne se raccorde pas avec le flux flow). Le régime de TAFF est à la base de la majorité des descriptions de la dissipation dans les Hautes T_c et été introduit dans la réponse alternative par Coffey et Clem [COFFEY 91] [COFFEY 92]. Le traitement complet est assez lourd. Nous ne rapportons que les modifications introduites, sans décrire l'ensemble du calcul. Coffey et Clem introduisent plusieurs longueurs:

- La longueur de London λ .
- La longueur $\delta_{nf} = (2 / \mu_0 \sigma_{nf} \Omega)^{1/2}$ qui est une profondeur de peau associée à la résistivité du fluide normal $\sigma_{nf} = (\mathbf{J} - \mathbf{J}_s) / \mathbf{E}$. On tient ainsi compte de la dissipation due aux électrons normaux en généralisant le modèle à deux fluides.

Ces deux corrections sont en fait peu importantes, sauf très près de B_{c2} ou de B_{c1} , et peuvent être négligées dans la plupart des cas comme pour notre expérience. Sa résolution ne permet pas de toute façon de mesurer λ . Nous n'allons pas en tenir compte dans ce qui suit.

La véritable modification par rapport au spectre de Campbell vient de l'agitation thermique, que Coffey et Clem traitent par analogie avec le mouvement Brownien d'une particule dans un

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

potentiel périodique. Ils ajoutent alors un bruit blanc à l'équation de mouvement (en introduisant une force de Langevin) et adapte l'ancien résultat de Ambegaokar et al [AMBEGAOKAR 69].

Si $v = \frac{U_o}{2 k_B T}$ avec U_o la barrière du potentiel périodique, on peut réécrire l'équivalent de la longueur de Campbell comme

$$\lambda_v = \lambda'_c \left(\frac{I_0^2(v) - 1}{I_1(v) I_0(v)} \right)^{1/2} \text{ avec } \lambda'_c = \frac{B^2 \left(\frac{I_0(v)}{I_1(v)} + i \frac{\Omega_p}{\Omega} \frac{1}{(I_0^2(v) - 1)} \right)}{\mu_o \alpha_1(0)}$$

On voit que cela revient formellement à introduire des dépendances en fréquence et en température assez compliquées au paramètre de Labush. Dans les cas limites, les fonctions de Bessel I_0 et I_1 se simplifient.

- Pour $\frac{U_o}{2 k_B T}$ petit, donc à haute température, λ_v tends vers zéro et on retrouve un effet de peau régité par δ_f .

- Pour $\frac{U_o}{2 k_B T}$ grand, donc à basse température, on retrouve le résultat suivant

$$\alpha'_1 = \alpha_1(0) \frac{\Omega}{\Omega + i \Omega_p \exp(-U_o / k_B T)} \text{ et } \lambda_{ac} = \left(\left(\lambda_c^2 + i \frac{\delta_f^2}{2} \exp(-U_o / k_B T) \right)^{-1} - \frac{2i}{\delta_f^2} \right)^{-1/2}$$

Brandt [BRANDT 91] a obtenu le même résultat avec une approche un peu différente. Il a introduit un temps de relaxation (le temps caractéristique de dépiégeage thermique) $\tau = \tau_o \exp(U_o / k_B T)$ dans le paramètre de Labush. Pour les temps longs (où les basses fréquences.), les vortex ont le temps de sauter d'un piège à l'autre et la force de rappel $-\alpha'_1 u$ est très faible. On observe effectivement, en faisant tendre Ω vers les basses fréquences, que λ_{ac} tend vers $(1+i) \delta_f / 2 \exp(-U_o / 2k_B T)$. C'est la même expression que celle d'un effet de peau avec une résistivité activée $\rho_f \exp(-U_o / k_B T)$. La pénétration diverge à basse fréquence. Dans la limite du continu, il n'y a plus d'écrantage et donc plus de courant critique. On retrouve bien l'hypothèse du TAFF. Les vortex ne sont jamais tous piégés, donc la dissipation est strictement nulle qu'à $T = 0$ K où l'on retrouve le spectre de Campbell.

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

Néanmoins, et mis à part ces particularités à basse fréquence, ces spectres d'ancrage de volume possèdent une même largeur de transition et sont tout à fait semblables. Ils découlent du calcul d'une pénétration effective en $\lambda_{ac} = \frac{1}{ik^*}$ où k^* est le seul mode de pénétration comme pour un milieu ohmique. Sonin et al [SONIN 90] ont montré que si l'on traite l'élasticité du réseau dès l'écriture de l'équation de mouvement, il apparaît en plus un deuxième mode de pénétration qui modifie la réponse linéaire. Ce mode qui écrante la pénétration du mode flux flow existait déjà implicitement dans le modèle de Mathieu Simon [MATHIEU 88], sa longueur associée étant celle où circulent les courants critiques.

III-A-c3- Les deux modes de pénétration et l'ancrage de surface

Sonin et al [SONIN 90], comme Plaçais et al [PLACAIS 96] déduisent l'équation dynamique suivante

$$\mathbf{J}_s \wedge \boldsymbol{\omega} - n_v \eta \mathbf{v}_l = - \mathbf{rot} \boldsymbol{\varepsilon} \wedge \boldsymbol{\omega} + \mathbf{F}_p$$

Il faut noter que le terme $\mathbf{rot} \boldsymbol{\varepsilon} \wedge \boldsymbol{\omega}$, qui contient la tension de ligne des vortex, permet de retrouver la condition d'équilibre du réseau $\mathbf{J}_s \wedge \boldsymbol{\omega} = - \mathbf{rot} \boldsymbol{\varepsilon} \wedge \boldsymbol{\omega}$.

Ce terme est à notre connaissance omis dans les modèles d'ancrage volumique. Sans ce terme, un réseau statique et non piégé en volume ($v_l = 0$, $F_p = 0$) est laissé libre de se déformer librement comme si il n'y avait pas d'interactions entre vortex. Quand il n'y a pas de force d'ancrage volumique introduite, $F_p = 0$. On laisse alors les vortex libres de diffuser dans la masse. C'est l'hypothèse qui sera maintenant suivie pour le reste des calculs. L'équation se réduit alors à:

$$\mathbf{J}_s \wedge \boldsymbol{\omega} - n_v \eta \mathbf{v}_l = - \mathbf{rot} \boldsymbol{\varepsilon} \wedge \boldsymbol{\omega}$$

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

On rajoute l'équation de London macroscopique et les équations de Maxwell:

$$\begin{aligned}\mathbf{B} - \frac{m}{e} \mathbf{rot} \mathbf{V}_s &= \omega \\ \mathbf{rot} \mathbf{E} &= - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \mathbf{rot} \mathbf{B} &= \mu_o \mathbf{J}\end{aligned}$$

La perturbation est créée par ($\mathbf{b} = b_o \mathbf{y} \exp(-i\Omega t)$) et les solutions cherchées sont de la forme $\exp(-i\Omega t) \exp(ikz)$. On regarde des petits déplacements de vortex $\mathbf{u} = u(z,t) \mathbf{y}$ par rapport à leur équilibre. En prenant les solutions linéaires, Plaçais et al [PLACAIS 96] et Lütke-Entrup et al [LÜTKE-ENTRUP 98] trouvent la relation de dispersion

$$\left(k^2 \lambda_v^2 + 1 - i \Omega \tau_v\right) \left(k^2 - i \mu_o \sigma \Omega\right) - i \Omega (\mu \sigma_f - \mu_o \sigma) = 0$$

λ_v est la longueur d'écrantage des courants non dissipatifs de Mathieu-Simon (chapitre I), τ_v est un temps caractéristique de la relaxation du paramètre d'ordre ($\approx 10^{-12}$ sec), ce qui permet de négliger $\Omega \tau_v$ jusqu'au GHz.

Il y a deux solutions physiques, qui correspondent aux deux modes suivants:

$$k_1 = (i \lambda_1)^{-1} = (i \lambda_f)^{-1} = \frac{2i}{(1+i) \delta_f} \text{ qui est le mode d'effet de peau classique et}$$

$k_2 = (i \lambda_2)^{-1} = (i \lambda_v)^{-1}$ qui est le mode venant de la prise en compte de l'élasticité du réseau, et qui n'existe pas dans les modèles d'ancrage en volume.

Le champ $b(z,t)$ qui pénètre dans l'échantillon s'écrit alors $b_o \exp(-i\Omega t) (A_1 \exp(ik_1 z) + A_2 \exp(ik_2 z))$ où A_1 et A_2 représentent les poids de chaque mode. Ils sont déterminés par les deux conditions aux limites appropriées à la surface ($z = 0$).

La continuité du champ magnétique impose $A_1 + A_2 = 0$. Il ne manque plus qu'une condition qui est donnée par le raccordement des vortex à la surface. Pour une surface réelle (rugueuse), on peut définir $\alpha(0)$, comme l'angle moyen d'écartement des vortex par rapport à la normale à la surface définie comme la direction d'équilibre (figure III-3).

$$\frac{u(0)}{l} + \alpha(0) \approx 0$$

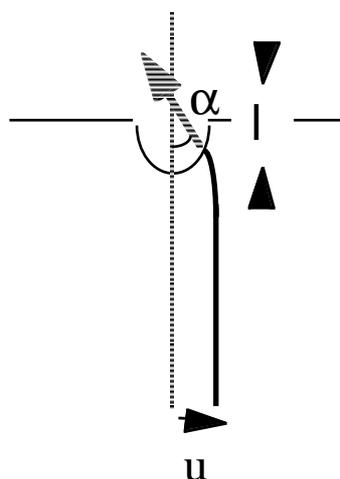


Figure III-3- raccordement d'un vortex sur une aspérité de surface. l est de l'ordre de grandeur du rayon de courbure de l'aspérité.

l est la longueur caractéristique de la rugosité que testent les vortex. Il faut remarquer que la rugosité de surface s'étend sur plusieurs échelles spatiales, donnant un caractère statistique à l'interaction vortex-défauts de surface. La détermination de l , qui a pour le moment un caractère phénoménologique, est un problème complexe qui sort du cadre de cette thèse. Il s'agit de traiter les interactions entre un système élastique 3D et un désordre 2D. Nous nous contenterons de dire qu'un réseau de vortex avec une faible tension de ligne pourra se tordre facilement pour profiter des grandes échelles spatiales. l peut donc dépendre du champ et de la température, mais n'a pas de raison de dépendre de la fréquence (tant que les temps de réponse des vortex, c'est à dire du paramètre d'ordre ne sont pas atteints. Nous travaillons à 10^6 Hz \ll 10^{12} Hz, ce qui justifie ce choix).

En insérant les deux conditions aux limites, on déduit

$$A_1 = \frac{L_s}{L_s + l + \lambda_f} \quad A_2 = \frac{L_s + l}{L_s + l + \lambda_f} \quad \text{avec } L_s = \omega \frac{l + \lambda_v}{\mu_o \epsilon}$$

$\lambda_v \approx a_o$ justifie l'approximation $\lambda_{ac} \approx A_1 \lambda_f$. La profondeur du deuxième mode est négligeable devant la profondeur "flux-flow" (dans nos conditions expérimentales), mais il intervient dans les conditions aux limites. Finalement, la profondeur de pénétration apparente est donnée par

$$\lambda_{ac}^{-1} = L_s^{-1} + \frac{1-i}{\delta_f} \quad (\text{spectre d'ancrage de surface})$$

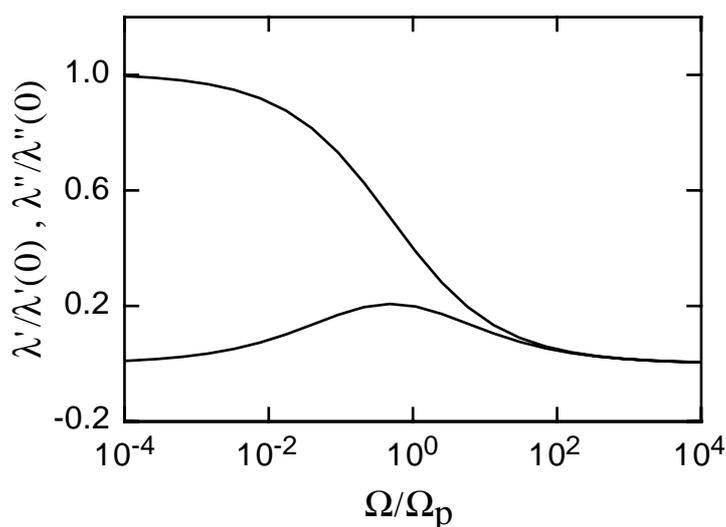


Figure III-4: Dépendance en fréquence de la profondeur de pénétration alternative dans le cadre d'un pur ancrage de surface.

Le spectre est représenté sur la figure III-4. On remarque les mêmes limites que pour le spectre Campbell. La réponse est quasi statique et sans perte à basse fréquence. La réponse haute fréquence est une réponse du type effet de peau. Cependant, la transition est beaucoup plus large que celle prédite par les modèles d'ancrage de volume, et le maximum de λ'' est plus faible. A première vue, on pourrait assimiler L_s et λ_c qui sont les limites basse fréquence des

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

deux modèles. L_s n'est pourtant pas une vraie longueur de pénétration comme il y existe deux modes. La pénétration de l'onde se fait sur λ_f , même à basse fréquence, mais le poids du deuxième mode diminue son amplitude et le rend non dissipatif. Ceci dit, L_s gouverne le courant critique dont on peut avoir un ordre de grandeur en écrivant $u(0) = -l \alpha_{cr} \approx a_0$, α_{cr} étant l'angle critique de raccordement des vortex à la surface (figure II-3).

$$i_c \approx \frac{\omega a_0}{\mu_0 L_s} \approx \varepsilon \frac{a_0}{l} \text{ avec } L_s = \omega \frac{l}{\mu_0 \varepsilon}$$

On retrouve la définition du courant critique de Mathieu-Simon (chapitre I). Une surface parfaite ($l = \infty$) ne fait passer aucun courant non dissipatif. Il est important de remarquer que le courant critique ainsi défini est indépendant de la fréquence, donc indépendant d'un critère de temps de réponse du système à l'opposé d'un modèle d'activation thermique.

III-A-c4- Les effets de taille

Nous avons considéré pour le moment la réponse d'une demi plaque infinie. Dans un supraconducteur réel, cette approximation est raisonnable tant que l'on peut considérer que les deux faces opposées, le long desquelles les courants pénètrent, sont suffisamment séparées pour qu'il n'y ait pas d'interférence entre les deux ondes.

Dans un modèle à un mode de pénétration, il n'y a qu'une longueur de pénétration. L'effet de taille ne peut jouer que sur la longueur que l'on mesure. A basse fréquence, c'est donc $\lambda'(0) = \lambda_c$ qu'il faut comparer avec $d/2$, d étant la distance entre les deux faces. Le seul effet attendu est la saturation de λ_c à $d/2$ quand l'ancrage diminue ($1/\lambda_c$ tend vers zéro).

Dans un modèle à deux modes, la pénétration se fait toujours sur deux profondeurs différentes. Les effets de taille jouent donc dès que la plus grande atteint les dimensions de l'échantillon, même si la longueur que l'on mesure expérimentalement, qui est un mélange des deux, est elle plus petite. Il faut donc particulièrement faire attention à la valeur de la résistivité de l'échantillon (mais pas plus que si l'on travaillait avec un métal), car le mode flux-flow est celui qui pénètre

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

profondément. L'effet de taille se produit quand $2 \delta_f \approx d$ et la réponse est alors [Lütke-Entrup 98]

$$\lambda_{ac}^{-1} = L_s^{-1} + \frac{1-i}{\delta_f} \coth \frac{(1-i)d}{2\delta_f} \quad (\text{spectre d'ancrage de surface corrigé des effets de taille})$$

Cet effet de taille sera illustré dans nos résultats expérimentaux. Nous remarquons que cette formule prédit un spectre voisin de celui d'un ancrage de volume (car c'est le mode résistif responsable de l'effet de peau qui domine maintenant la réponse). Ceci illustre la nécessité de travailler avec des grands échantillons et de faire attention à la pénétration du mode flux-flow si l'on veut discriminer entre les modèles d'ancrage. En résumé, avant de faire une mesure de pénétration alternative, il est préférable de connaître la taille de son échantillon et ainsi que sa résistivité.

III-A-c5- La prise en compte de l'anisotropie

Il y a deux termes pour lesquels l'anisotropie joue un rôle dans l'expression de λ_{ac} , la résistivité flux flow à travers le champ critique B_{c2} et L_s à travers de la tension de ligne $\epsilon \phi_0$.

Pour des vortex alignés le long de l'axe c , la tension de ligne devient $\frac{\epsilon \phi_0}{\gamma_c^2}$ et $\epsilon \phi_0 \gamma_c^2$ pour des

vortex alignés le long de l'axe a [BRANDT 95] [PLACAIS 94B], la courbure se faisant dans le plan (a, c) .

III-B- Les mesures de réponse alternative dans YBCO

III-B-1- La ligne d'irréversibilité des supraconducteurs à haute T_C sondée par des mesures de réponse alternative

Les premières mesures montrant la possibilité d'une ligne d'irréversibilité dans les supraconducteurs à haute T_C ont été faite en susceptibilité alternative [WORTHINGTON 87]. Un pic dans la partie imaginaire était observé à une température inférieure à celle du début du diamagnétisme de l'état mixte. Pour un conducteur ohmique, un tel pic signifie que le champ alternatif appliqué a pénétré totalement l'échantillon. C'est la profondeur de peau δ associée à la résistivité qui rentre ici en jeu.

Comme $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{2 \mu_0 \Omega}}$, si l'on choisit de faire des mesures à plusieurs fréquences, cette

pénétration complète se produira pour des valeurs différentes de résistivité. C'est effectivement ce qui est observé dans les supraconducteurs à haute T_C , et il a été conclu que ce pic n'était rien de plus qu'un effet de peau [CLEM 76] [GESHKENBEIN 91] [SUPPLE 95] comme si le supraconducteur était un conducteur banal. Plus la fréquence diminue, plus ce pic f_{\max} se rapproche des basses températures (δ devient grand). Le courant critique semble ne jouer aucun rôle. Plus précisément, soit celui ci est simplement nul, soit il ne gêne pas la pénétration associée à la résistivité du matériau. On retrouve la distinction entre un mode et deux modes de pénétration. Les raisonnements ont, à notre connaissance, toujours été fait avec un mode de pénétration [voir VAN DER BEEK 93 pour une revue]. Les courants associés à la résistivité ne peuvent pénétrer totalement l'échantillon, en régime linéaire, que si le courant critique est nul ($1/\lambda_c \rightarrow 0$). On en conclut qu'il n'y a pas "d'irréversibilité" au sens strict et que la position de cette ligne dépend uniquement d'un critère de temps (on peut toujours représenter une fréquence comme l'inverse d'un temps). En régime linéaire alternatif et si l'on raisonne avec un mode pénétration, le courant critique est trouvé nul quand les fréquences tendent vers zéro.

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

En dehors de toute analyse quantitative, nous comprendrons alors mal pourquoi un supraconducteur ne commence pas à dissiper dès que l'on injecte le plus petit courant dc, vu que rien ne semble gêner la pénétration des courants associés à la résistivité, même à faible excitation.

Pour travailler sur l'ancrage des vortex, l'habitude est donc plus de travailler en régime non linéaire, et à basse fréquence. Dans ce régime, on peut appliquer le modèle de Bean, qui relie la pénétration d'un champ b_o à la densité de courant critique par $\lambda_{\text{bean}} = \frac{b_o}{\mu_o J_c}$. Il est alors possible d'estimer une densité de courant critique $J_c \approx \frac{b_o}{\mu_o d}$. La ligne d'irréversibilité est ainsi définie (J_c plus petit qu'une certaine valeur, typiquement de 100 A/cm²). Par contre, l'information sur l'ancrage, et sur ce qui nous intéresse particulièrement, sa localisation, s'arrête là. Comme l'entrée dans un régime non linéaire s'accompagne de génération d'harmoniques dans la réponse alternative, il a été proposé [KONCZYKOWSKI 93] de travailler sur les harmoniques supérieures de λ_{ac} . Celles-ci apparaissent par définition quand λ_{ac} devient non linéaire par rapport à l'excitation b_o , et cela revient en fait à choisir un critère différent pour regarder la même chose. Maintenant, si l'on compare la position des lignes ainsi obtenues, on obtient le résultat, qui peut sembler étonnant, que la ligne définie pour une même fréquence par le pic de λ (associé à la résistivité) peut se situer à des températures et champs plus faibles que celle définie par les harmoniques supérieures (associée à l'ancrage) [SAMOILOV 95]. Cela signifie que la pénétration complète de la résistivité est possible même en présence d'ancrage, et pose quelques problèmes d'interprétation si l'on raisonne sur une seule longueur de pénétration, mais est à nouveau possible dans un modèle à deux modes.

Cette petite discussion permet de justifier notre choix expérimental. Nous allons travailler en régime linéaire, car c'est le seul régime où les descriptions théoriques sur l'ancrage des vortex sont bien posées. Plutôt que de travailler en fonction du champ magnétique ou de la température où séparer les effets de taille et les vrais effets du réseau de vortex est assez délicat, nous allons étudier les spectres en fréquence de la pénétration alternative. Dans une géométrie bien contrôlée

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

(libre pénétration des courants), ces spectres ont le grand avantage d'être universels, et ce en dehors de toute analyse quantitative des paramètres d'ajustements. Si l'on s'intéresse à l'ancrage, il est de plus important de regarder la phase du signal (ou la partie imaginaire), car c'est elle qui renseigne sur les pertes de l'échantillon.

III-B-2- Le dispositif expérimental

Cette expérience a été réalisée au CRISMAT, en collaboration avec Norbert Lütke-Entrup et Bernard Plaçais (Ecole Normale Supérieure).

La canne de mesure, ainsi que l'électronique de mesure provient de l'ENS. Le principe expérimental est volontairement assez simple (figure III-5), pour avoir une mesure directement reliée à la longueur de pénétration des courants. L'échantillon est placé à l'intérieur d'un bobinage de cuivre créant l'excitation. Sa longueur fait plus du double que l'échantillon, ce qui assure l'homogénéité du champ alternatif. La mesure du flux dans l'échantillon est réalisée avec un fil de bronze directement bobiné sur l'échantillon (une dizaine de tours), en isolant ce dernier par du téflon afin d'éviter d'éventuels court-circuits. Le bobinage est fait au milieu de la face pour éviter les effets de bord. L'ensemble est placé dans un capuchon en cuivre d'épaisseur 8 mm qui coupe les fréquences provenant de sources extérieures.

Un générateur (3325A de Hewlett Packard) alimente le signal d'entrée avec une gamme de fréquence 1 μ Hz- 20 MHz et d'amplitude 1 mV-10 V. La mesure se fait avec deux détections synchrones. Un modèle analogique EG&G PAR 5302 sert pour les fréquences supérieures au MHz. Les mesures à plus basse fréquence sont réalisées avec un modèle EG&G PAR 5303 qui offre une excellente résolution sur la phase (de l'ordre de 0.1 degré), ce qui est particulièrement critique quand on mesure les pertes de l'échantillon, spécialement à basse fréquence. Le découplage optique entre la référence du générateur et la détection synchrone permet de supprimer les boucles de masse.

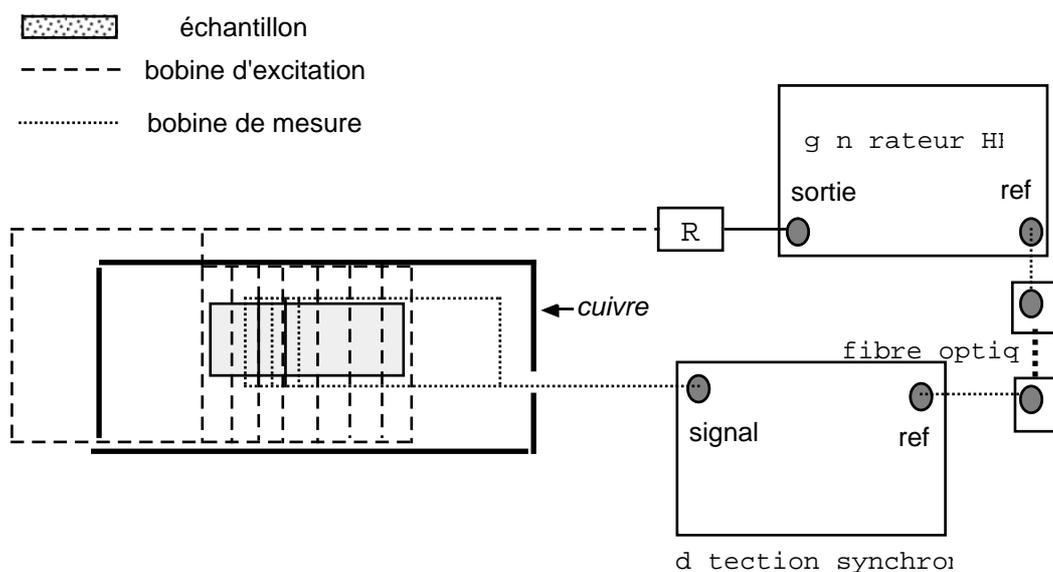


Figure III-5- Schéma du dispositif expérimental

On s'impose une gamme de fréquence assez large, dans le régime intermédiaire entre les très hautes et les très basses fréquences. Nous nous sommes trouvés confrontés à des problèmes de résonance qui ont limité les mesures à moins de 3 MHz. Beaucoup plus gênantes ont été les vibrations mécaniques, dues aux champs magnétiques de plusieurs Teslas, qui polluaient le signal pour des fréquences inférieures à 200 KHz. Tous les fils ont été collés au vernis GE, ce qui a énormément amélioré les choses. Ensuite, nous nous sommes servis de l'état normal pour repérer les vibrations résiduelles et éviter les fréquences incriminées. Pour plus de sécurité, toutes les mesures basses fréquences ont été moyennées sur une série de trois fréquences voisines.

Avec un tel dispositif, on mesure le flux passant dans la bobine de mesure qui contient deux contributions: le flux dans l'échantillon (celui que l'on veut mesurer) et le flux passant entre l'échantillon et la bobine de mesure qui est du même ordre de grandeur que le signal utile. Pour calibrer le signal, ce "parasite" est mesuré dans l'état Meissner ($B=0$). Strictement, nous mesurons le parasite et le flux pénétrant dans la longueur de London, mais ce dernier n'est pas appréciable avec la résolution expérimentale qui est de l'ordre du micron. Cela permet de se

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

donner la référence de phase (il n'y a pas de pertes dans l'état Meissner) et d'éliminer le parasite. On mesure ensuite la tension dans l'état mixte $V_m = V'_m + i V''_m$ (le signal utile), puis finalement dans l'état normal $V_n = V'_n + i V''_n$ qui donne la pénétration complète à basse fréquence.

Dans l'hypothèse d'une pénétration à une dimension, on mesure pratiquement avec la détection synchrone la tension associée au flux magnétique qui traverse la bobine $V \approx -i N \Omega \phi_{ac}$. La profondeur de pénétration est alors simplement $\lambda_{ac} = \frac{\phi_{ac}}{2 I b_0}$ (l =largeur de l'échantillon).

III-B-3- Les résultats

III-B-3a- *La transition de dépiégeage ($B//a$)*

Comme nous l'avons déjà signalé, il est important, avant de travailler sur la ligne d'irréversibilité, de comprendre quel est le mécanisme d'ancrage des vortex, et quel paramètre représente le courant critique.

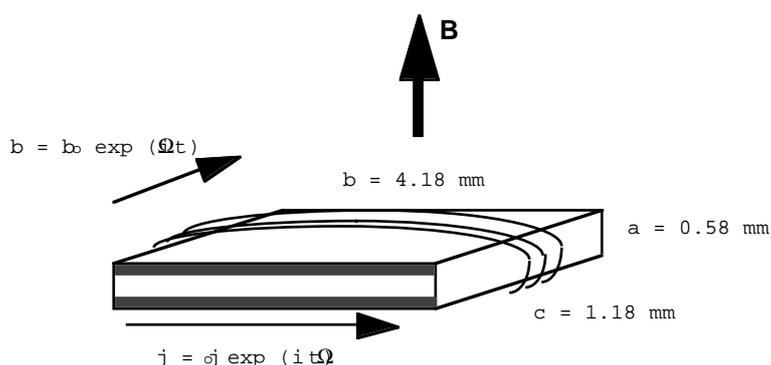


Figure III-6- La géométrie de l'échantillon ($B//a$) et la pénétration des courants dans une approximation à une dimension.

Nous avons choisi après plusieurs essais la géométrie de la figure III-6. Pour rester en effet de peau sur la plus grande gamme de fréquence utile, il faut une faible résistivité flux-flow, donc une faible résistivité dans l'état normal et un fort champ critique B_{c2} . Pour notre échantillon, la meilleure géométrie est bien \mathbf{B} parallèle à \mathbf{a} et \mathbf{b}_{ac} parallèle à \mathbf{c} . Le flux pénètre par les grandes faces perpendiculaires à \mathbf{a} et on peut raisonnablement négliger la pénétration par les petites faces parallèles. Même si les courants sont idéalement le long de l'axe \mathbf{b} , une contribution des courants suivant l'axe \mathbf{c} n'est pas à exclure. Une mesure de l'effet de peau dans l'état normal donne d'ailleurs une résistivité apparente de $60 \mu\Omega.cm$ au lieu des 30 mesurés en continu (comme grossièrement $\rho_{n,c} \approx \gamma_{bc}^2 \rho_{n,b} \approx 50 \rho_{n,b}$, une petite contribution des courants orientés parallèlement à \mathbf{c} se voit beaucoup). Ceci étant précisé, cela n'est pas gênant pour l'étude des spectres en fréquence, mais il faut être prudent avec les valeurs brutes des résistivités mesurées.

La température choisie est 87 K où le réseau est piégé sur la gamme de champ disponible ($T_{irr} \approx T$ ($B_{c2} \approx 15 \text{ T} > 6 \text{ T}$)). Un des 14 spectres mesurés dans cette géométrie est représenté sur la figure III-7. Les résultats pour tous ces spectres sont similaires.

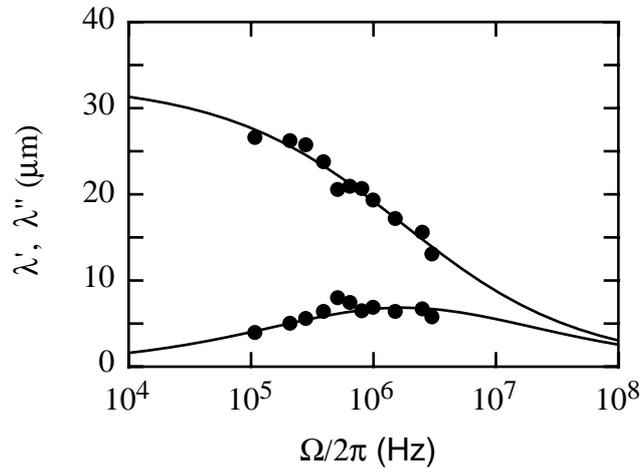


Figure III-7: Dépendance en fréquence de la profondeur de pénétration alternative ($B=4.8 \text{ T}$, $T=87 \text{ K}$). Les points expérimentaux sont ajustés par le modèle d'ancrage de surface avec $\rho_f = 1.6 \mu\Omega.cm$ et $L_s = 34 \mu\text{m}$ ($i_c \approx 23 \text{ A/cm}$).

L'accord avec le spectre d'ancrage de surface $\lambda_{ac}^{-1} = L_s^{-1} + \frac{1-i}{\delta_f}$ est excellent. L'ajustement est effectué sur la partie réelle λ' , la partie imaginaire λ'' est ensuite tracée avec les deux paramètres L_s et ρ_f obtenus.

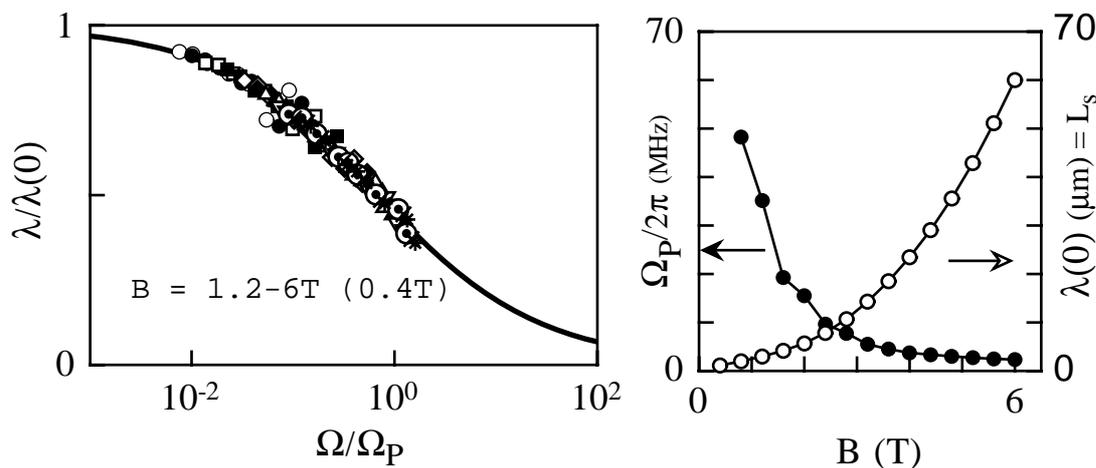
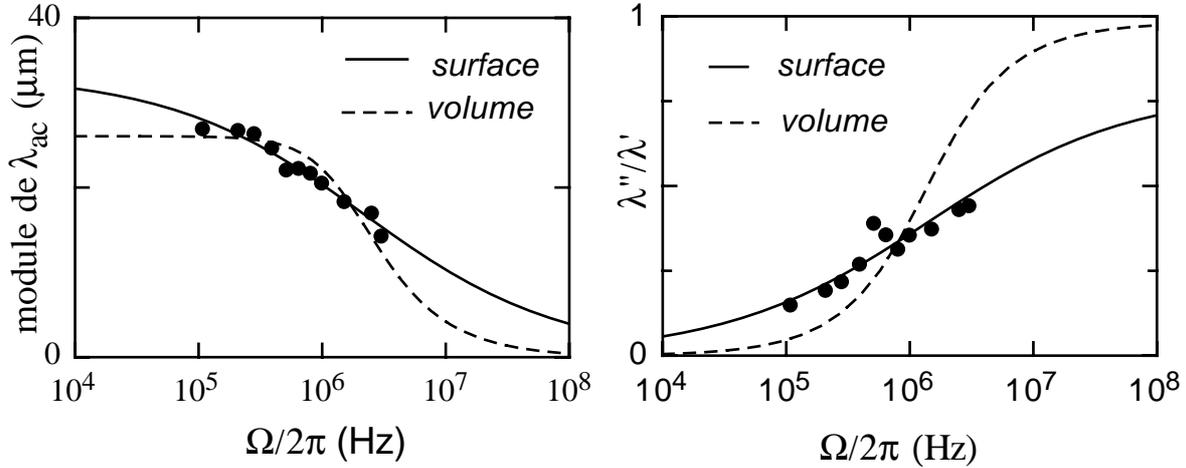


Figure II-8: A gauche, la profondeur de pénétration alternative normalisée en fonction de la fréquence normalisée à $T=87K$. $\frac{\Omega_p}{2\pi} = \frac{\Omega}{2\pi} \frac{\delta_f^2}{L_s^2}$ est la fréquence de "désancrage". A droite, la fréquence de désancrage et la longueur d'ancrage L_s déduites des ajustements en fonction du champ magnétique.

Parce que la géométrie a été contrôlée du mieux possible et que dans ces conditions, la variation en fréquence prédite est universelle, nous pensons que ce spectre est une preuve expérimentale de l'ancrage de surface dans l'YBCO non maclé, et de l'absence d'ancrage en volume. La validité du modèle sur la gamme de champs étudiée est confirmée sur la figure III-8 en variables réduites.

Il est important de remarquer que l'étude de l'amplitude seule (ou de la partie réelle) de la profondeur de pénétration n'aurait pas permis d'être complètement concluant. Sur la figure III-9, nous avons ajusté les points expérimentaux avec le modèle d'ancrage de volume (Campbell). L'accord est raisonnable même si la courbure paraît plus prononcée que prédite. Par contre, si l'on trace la tangente de la phase déduite (figure III-10), le désaccord est très marqué. C'est sur

donc bien sur les pertes de l'échantillon que l'on peut le plus nettement discriminer entre les différents modèles d'ancrage.



Figures III-9 et III-10: Module et tangente de la phase de la pénétration alternative en fonction de la fréquence ($T=87$ K, $B=4.8$ T). En trait pleins, les ajustements par le modèle d'ancrage de surface. En pointillés, les ajustements par le modèle d'ancrage de volume.

Dans tous les spectres mesurés, la réponse semble purement régie par la surface. Pour être plus quantitatif, il est possible de chiffrer une contribution, même faible, d'un ancrage de volume. Nous avons déjà signalé que l'on peut rajouter à l'équation dynamique une force d'ancrage $\mathbf{F}_p = -n_v \alpha_L \mathbf{u}$

$$\mathbf{J}_s \wedge \omega - n_v \eta \mathbf{v}_l = -\text{rot } \varepsilon \wedge \omega - n_v \alpha_L \mathbf{u}$$

qui correspond au spectre suivant (le terme d'ancrage de volume rentre dans le mode de volume)

$$\lambda_{ac}^{-1} = L_s^{-1} + \sqrt{\left(\frac{1-i}{\delta_f}\right)^2 + \frac{1}{\lambda_c^2}}$$

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

Toute valeur non nulle de $1/\lambda_c$ a pour effet de diminuer les pertes à basse fréquence et de resserrer le spectre en fréquence, ce qui est alors la signature (en dehors des régions où il y a un effet de taille) d'un ancrage volumique. Les ajustements pour *tous les spectres mesurés donnent* $1/\lambda_c = 0$ à la précision de l'ajustement, ce qui confirme son absence. La "longueur" d'ancrage à basse fréquence est donc bien L_s , mais pour le savoir, il faut faire une étude sur une gamme importante de fréquences. En se limitant à la région quasi-statique ($\lambda' \approx \lambda(0)$, $\lambda'' \approx 0$) à basse fréquence, nous n'aurions pas pu conclure quand à la nature de l'ancrage, voire faire des conclusions erronées.

L_s peut être comparé avec sa valeur théorique $L_s = \omega \frac{l}{\mu_o \epsilon}$. La gamme de champ couverte étant $B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$, on peut estimer ϵ par son expression London et $\omega \approx B$ dans le volume. On tient compte de l'anisotropie en remplaçant ϵ par $\epsilon \gamma_{ca}^2$

$$\mu_o \epsilon_a \gamma_{ca}^2 \approx \frac{B_{c2//a} - B}{4 \kappa^2} \ln \left(\frac{B_{c2//a}}{B} \right)$$

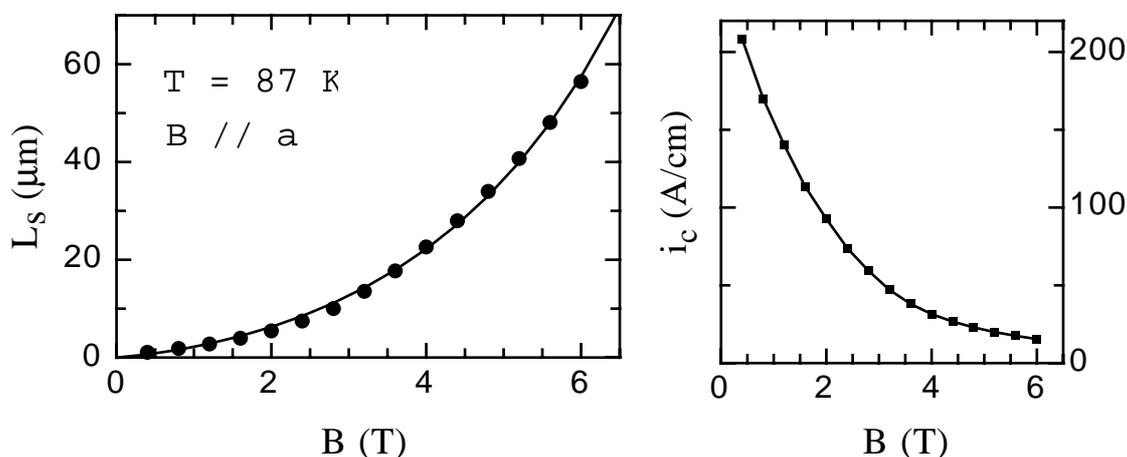


Figure III-11: La longueur d'ancrage L_s en fonction du champ magnétique. Le trait plein est un ajustement de $L_s = l \omega / \mu_o \epsilon$ en utilisant la formule de London pour ϵ . On en déduit $l \approx 0.02 \mu\text{m}$

Nous obtenons un excellent accord avec $B_{c2//a} = 15$ T et $4 \lambda \kappa^2 = 87 \mu\text{m}$, soit $\lambda \approx 0.02 \mu\text{m}$ pour $\kappa \approx 30$ (figure III-11). Ces valeurs sont tout à fait raisonnables et la longueur caractéristique de la rugosité est de l'ordre de grandeur de ce que l'on mesure dans les supraconducteurs conventionnels [LÜTKE ENTRUP 98]. Cela donne à fort champ un angle critique de raccordement $\alpha_{cr} \approx a_0/\lambda \approx 20$ deg. Comme les valeurs de L_s sont cohérentes avec le modèle, on peut en déduire une estimation du courant critique superficiel $i_c \approx \frac{\omega a_0}{\mu_0 L_s} \approx \epsilon_a \gamma_{ca}^2 \frac{a_0}{\lambda}$ (figure III-11).

Les valeurs de la résistivité flux-flow $\rho_f = \frac{\delta_f^2 \mu_0 \Omega}{2}$ déduites des ajustements sont représentées figure III-12.

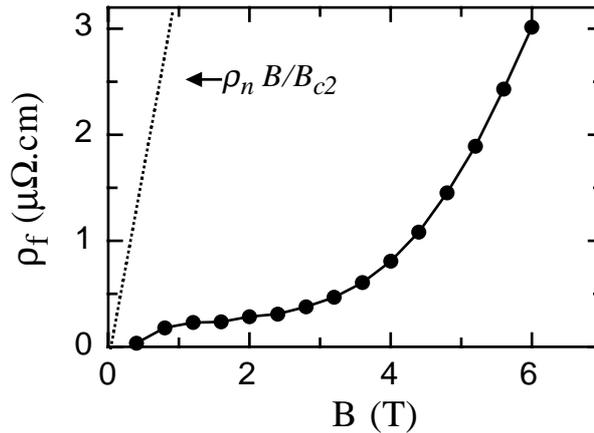


Figure III-12: Résistivité flux-flow déduite des ajustements à 87 K En pointillés, une estimation de la résistivité de Bardeen-Stephen.

Nous ne faisons pas de commentaires particuliers sur ces valeurs, car il n'existe, à notre connaissance, pas de prédiction réelle sur les valeurs de ρ_f dans les supraconducteurs à haute température critique. Nous ne connaissons pas non plus de mesures équivalentes (ρ_f dans la région ancrée) car elles sont généralement faites dans la phase "liquide". On peut néanmoins

remarquer que ces valeurs sont faibles. Par exemple, $\rho_f/\rho_n(6T) \approx 0.05$ alors que $B/B_{c2} \approx 0.4$, ce qui est assez loin du modèle de Bardeen-Stephen $\rho_f/\rho_n \approx B/B_{c2}$.

III-B-3b- Les effets de taille

Comme il existe deux modes, le dépouillement de la réponse basse fréquence peut être trompeur. Prenons l'exemple des mesures à 4.8T. On mesure une longueur de pénétration apparente L_s de 34 μm , alors que le mode flux flow pénètre déjà de 190 μm à 100 KHz. Si l'échantillon était plus mince, comme les plaquettes de monocristaux d'YBCO d'épaisseur typique 100 μm , on serait déjà limité par l'effet de taille et on ne pourrait pas conclure quand au piégeage, même si la longueur de pénétration mesurée, plus petite, semble assurer une libre pénétration des courants. Dans notre échantillon, cet effet de taille commence à apparaitre à 6 T (figure III-13) à basse fréquence ($L_s \approx 60 \mu\text{m}$ mais $\delta_f(100 \text{ KHz}) \approx 280 \mu\text{m} \approx \frac{d}{2}$), où les pertes diminuent un peu par rapport au spectre idéal. Nous avons choisit cette géométrie pour justement éviter au maximum cet effet. Il est peu visible ici et ne sert que d'illustration, mais nous y reviendrons pour les mesures en champ $B//c$.

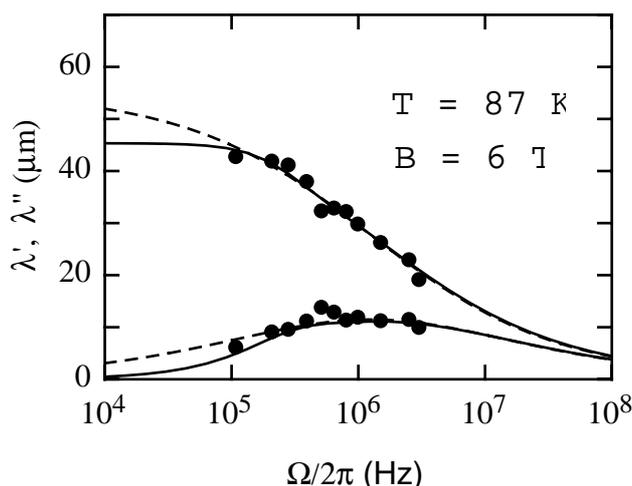


Figure III-13: Le début de l'effet de taille due à la forte pénétration flux-flow. En pointillés, l'ajustement par le modèle à deux modes ($L_s \approx 60 \mu\text{m}$, $\rho_f \approx 3 \mu\Omega \cdot \text{cm}$). En trait plein, l'ajustement par le modèle à deux modes corrigé de l'effet de taille.

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

L'inconvénient de cette géométrie est qu'il est difficile de passer la ligne d'irréversibilité qui est quasiment confondue avec la ligne du champ critique $B_{c2}(T)$. Nous avons donc orienté le champ magnétique continu \mathbf{B}_0 parallèlement à l'axe \mathbf{c} . Les mesure en continu présentées au chapitre précédent ont donné une ligne d'irréversibilité voisine de 4 T à 85 K, qui a été choisie comme température de travail. Une autre série de mesures a été réalisée à 83 K.

III-B-3c- La ligne d'irréversibilité et la réponse idéale ($B//c$)

Le champ magnétique principal B est maintenant orienté selon l'axe c de l'échantillon (fig III-14). Un spectre typique obtenu sous la ligne d'irréversibilité (mesurée en transport continu) est présenté sur cette même figure.

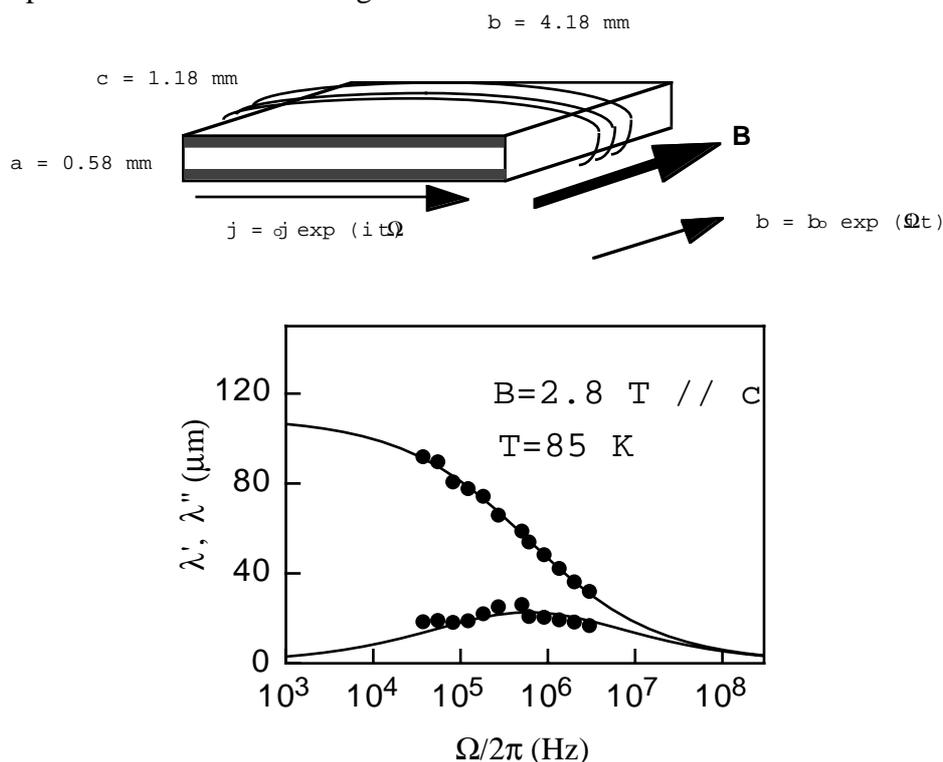


Figure III-14: En haut, la géométrie utilisée pour traverser la ligne d'irréversibilité ($B//c//b$). L'approximation à une dimension est moins bien réalisée. Des courants (non représentés) peuvent pénétrer par les faces perpendiculaires à c En bas, un spectre typique obtenu pour $B < B_{irr}$ ajusté par le modèle à deux modes ($L_s \approx 120 \mu m$, $\rho_f \approx 3 \mu\Omega.cm$).

Le modèle à deux modes d'ancrage de surface ajuste une nouvelle fois très bien les données. La pénétration n'est toutefois pas aussi bien contrôlée que précédemment et les points basses fréquences sont certainement entachés de petites erreurs (les pertes sont un peu plus importantes que prévues). Le champ magnétique est maintenant parallèle à l'axe **c**, on profite moins bien de l'anisotropie qui limite la pénétration par les faces **b**. Néanmoins, on voit clairement que l'ancrage de surface domine à nouveau complètement dans la phase "solide".

Vers les 3.6 T, c'est à dire au voisinage de l'irréversibilité, les pertes diminuent à basse fréquence et la transition se réduit (figure III-15). C'est une des conséquence de l'effet de taille car δ_f devient grand. Dans un même temps, la profondeur de pénétration réelle se rapproche de la taille finie de l'échantillon $L/2$ (la demi épaisseur), ce qui signifie que $1/L_s$ devient petit et que le courant critique diminue fortement. On rentre dans un régime purement effet de peau.

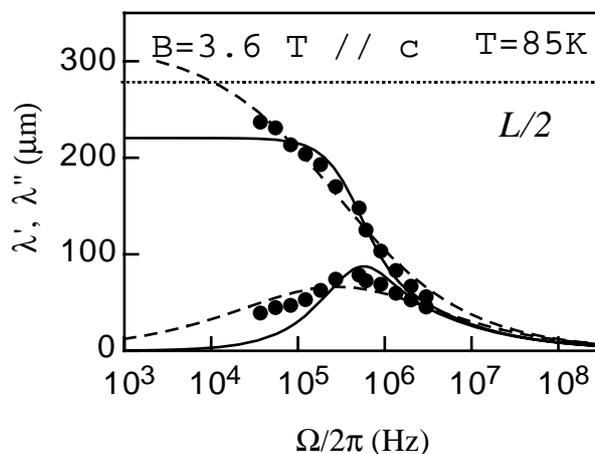


Figure III-15: Profondeur de pénétration alternative en fonction de la fréquence pour un champ magnétique juste inférieur à B_{irr} . L'ajustement en pointillé est fait par le modèle à deux modes pur, celui en trait plein en tenant compte de l'effet de taille ($L_s \approx 328 \mu\text{m}$, $\rho_f \approx 10 \mu\Omega\text{cm}$). Le trait horizontal en pointillé montre la limite de la complète pénétration.

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

A 4 T, la réponse est déjà quasi idéale (fig III-16). A 4.4 T, On se retrouve avec un spectre d'effet de peau classique, comme pour un métal avec une résistivité ρ_f . La pénétration basse fréquence est limitée par la taille finie de l'échantillon, ce qui signifie que cet échantillon d'YBCO est complètement transparent à la pénétration des courants. Il n'y a plus du tout d'ancrage et le courant critique est nul (poser $1/L_s = 0$ dans la formule avec l'effet de taille redonne bien un spectre d'effet de peau). Le mode flux flow est alors le seul à s'exprimer. Ceci confirme que la pénétration en volume est libre, et que seules les conditions de raccordement à la surface permettent l'existence d'un courant critique dans cet échantillon.

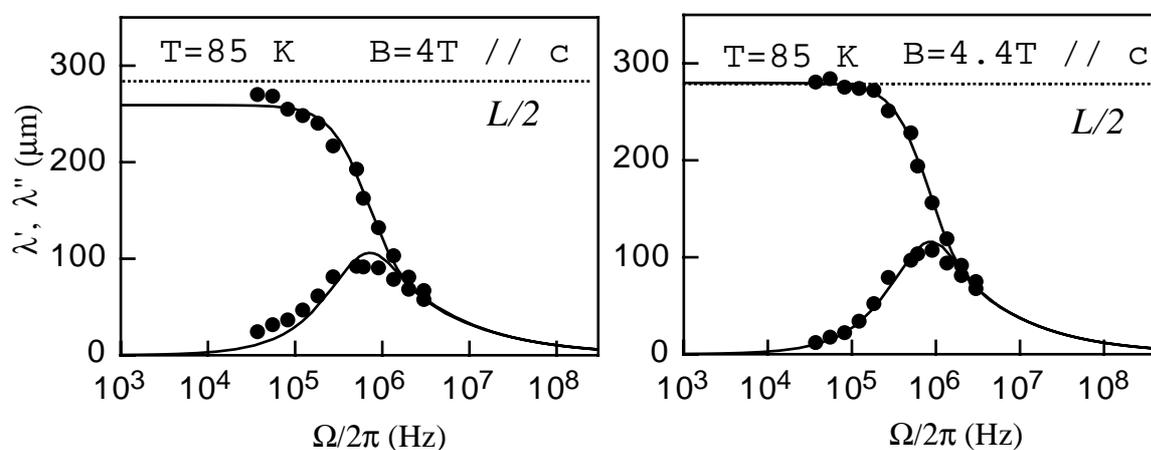


Figure III-15: Profondeur de pénétration alternative en fonction de la fréquence pour un champ magnétique voisin $B_{irr} \approx 4T$ (à gauche) et juste supérieur (à droite). Les ajustements sont faits en tenant compte de l'effet de taille. Les paramètres sont respectivement $\rho_f \approx 16$ et $21.5 \mu\Omega.cm$, $L_s \approx 995 \mu\text{m}$ et ∞ .

La variation de L_s extraite des ajustements est représentée en fonction du champ magnétique sur la figure III-17 à 85 et 83 K. Elle diverge au moment de l'irréversibilité mesurée en continu. (vers les 4 Teslas à 85 K et 5 Teslas à 83 K, cf chapitre II). La ligne d'irréversibilité correspond donc bien à la disparition de l'ancrage de surface. On peut remarquer que l'on n'observe pas de discontinuité au moment de la transition (avec notre précision) sur le courant critique qui varie comme $1/L_s$ et diminue de manière monotone.

Nous finissons par une remarque concernant la manière d'examiner les résultats. Si l'on se contente de regarder la variation de λ' et λ'' en fonction du champ magnétique à des fréquences différentes, on observe que le pic de pertes se déplace vers les hauts champs pour les hautes fréquences (figure III-16), en accord avec de nombreuses publications [par exemple SUPPLE 95]. Ce pic traverse la ligne d'irréversibilité, et est clairement associé au passage en effet de peau. Il peut apparaître même en présence de courant critique ($B < B_{irr}$), car le mode flux flow s'exprime toujours. Il n'est en rien directement relié à l'ancrage du réseau de vortex et ne peut donc pas être pris comme ligne d'irréversibilité. Ceci illustre la difficulté de travailler sur ce genre d'expérience avec un seul mode de pénétration qui ne peut distinguer ce qui a à voir avec l'ancrage du réseau et ce qui est purement résistif.

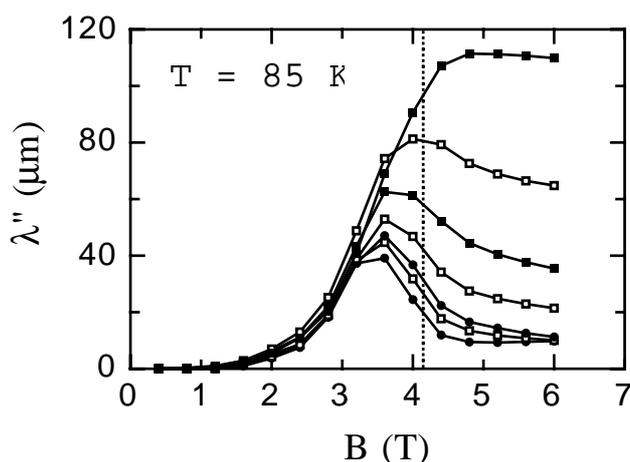


Figure III-16: Partie imaginaire de la pénétration alternative en fonction du champ magnétique pour les faibles fréquences $\Omega/2\pi = 37, 50, 82, 122, 182, 272, 505$ KHz. Le pic de pertes traverse la ligne d'irréversibilité représentée en pointillée.

III-B-3d- Pourquoi le courant critique de surface s'annule-t-il pour un champ $B_{irr} < B_{c2}$?

Si la pertinence de l'ancrage de surface a été démontré dans de nombreux échantillons à basse température critique (voir le chapitre I), c'est à notre connaissance la

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

première fois que son rôle est quantifié dans un échantillon à haute T_c . Néanmoins, le développement du modèle de Mathieu-Simon pour les supraconducteurs anisotropes a déjà montré que la ligne d'irréversibilité pouvait être un effet de surface. Le courant critique est donné par $i_c \approx \varepsilon \sin \alpha_{cr}$, où ε est l'aimantation réversible et α_{cr} l'angle critique de raccordement à la surface de ε . L'anisotropie a été introduite dans le calcul du courant critique par Matthieu-Simon et Plaçais [SIMON 94] [PLACAIS 94B]. Dans un anisotrope, l'orthogonalité n'est plus respectée entre les lignes de vortex (ω) et les supercourants $\mathbf{J}_s = -\mathbf{rot} \varepsilon$. dès que ε n'est plus aligné avec un axe cristallographique principal. Prenons le cas particulier d'une anisotropie uniaxiale γ_c où les vortex font un angle θ_ω avec l'axe c . $\tan \alpha = \frac{\tan \theta_\omega}{\gamma_c^2}$ donne alors la direction de ε (chapitre I et figure I-9).

Pour une surface parfaite en champ B parallèle à c , on aura $B = \omega // \varepsilon // c$. Si la rugosité de surface permet à ε de se courber en surface d'un angle α_{cr} , la courbure résultante $\theta_{\omega cr}$ sera plus importante. Néanmoins, la conservation du nombre de vortex ($\text{div} \omega = 0$) impose $\omega_{surf} \cos \theta_{\omega cr} = \omega = B$ (ω_{surf} est le champ qui rentre dans le calcul du courant critique). Intuitivement, on se rend compte que la surface expérimente une densité de vortex supérieure à B et que cela revient à introduire une annulation du courant critique avant B_{c2} . Pour faciliter les calculs, on peut utiliser l'expression de Ginzburg-Landau pour l'aimantation réversible. Un développement "à la London" ne change pas les conclusions:

$$i_c = \varepsilon_{ab}(\alpha_{cr}) = \frac{B_{c2}(\theta_{\omega cr}) - \frac{B}{\cos \theta_{\omega cr}}}{2.32 \mu_0 \gamma_c^2 \kappa^2} \sin \theta_{\omega cr} = \frac{B_{c2//c}(1 + \gamma_c^2 \tan^2 \theta_{\omega cr})^{-1/2} - B}{2.32 \mu_0 \gamma_c^2 \kappa^2} \tan \theta_{\omega cr}$$

Ceci se réexprime en fonction de $\alpha_{cr} = \arctan\left(\frac{\tan \theta_{\omega cr}}{\gamma_c^2}\right)$ qui est l'angle donné par la rugosité de

surface

$$i_c = \frac{B_{irr} - B}{2.32 \mu_0 \kappa^2} \tan \alpha_{cr} \text{ avec } B_{irr} = \frac{B_{c2//c}}{\sqrt{1 + \gamma_c^2 \tan^2 \alpha_{cr}}}$$

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

On en déduit
$$L_s \approx \frac{B a_0}{\mu_0 i_c} \approx l \gamma_c^2 \frac{2.32 \kappa^2 B}{B_{irr} - B}$$

Pour un angle donné, le courant critique peut alors s'annuler à $B_{irr} < B_{c2}$ (B_{irr} est d'autant plus faible que l'anisotropie est élevée), ce qui se traduit par une divergence de L_s .

Le même calcul dans un développement de type London donne :

$$L_s \approx l \gamma_c^2 \frac{4 \kappa^2 B}{(B_{irr} - B) \ln\left(\frac{B_{irr}}{B}\right)} \text{ (formule MS)}$$

Les ajustements avec cette expression pour les deux températures étudiées sont présentés sur la figure III-17 et sont très raisonnables.

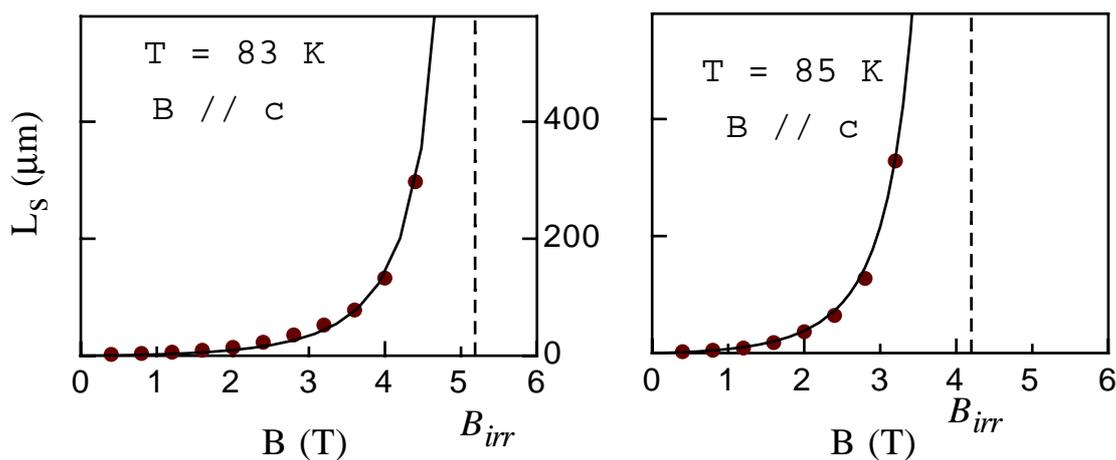


Figure III-17: La longueur d'ancrage en fonction du champ magnétique à 83K et 85 K. Les traits pleins représentent les ajustements par la formule MS. Les longueurs divergent respectivement à 5.2 T et 4.2 T, l'ancrage est alors nul.

Les paramètres choisis sont $\kappa \approx 30$, $\gamma_c = 7.4$. On obtient $l \approx 0.005$ et $0.007 \mu\text{m}$ à 83 et 85 K et $B_{irr} \approx 5.2$ et 4.2 T. Ceci correspond à des angles critiques de raccordement $\alpha_{cr} \approx a_0/\gamma_c^2 l \approx 3-4$ deg (figure III-18)

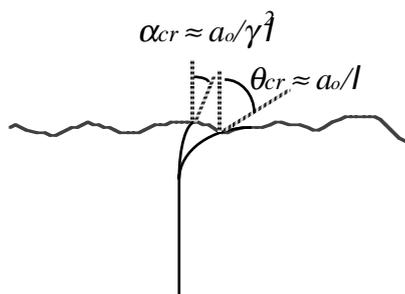


Figure III-18: Représentation schématique des lignes de vortex (angle θ) et des lignes de ϵ (angle α) près d'une surface rugueuse. Les angles sont lié par la relation d'anisotropie $\tan\alpha = \tan\theta/\gamma^2$.

On en déduit une estimation du courant critique qui s'annule à la ligne d'irréversibilité (fig III-19).

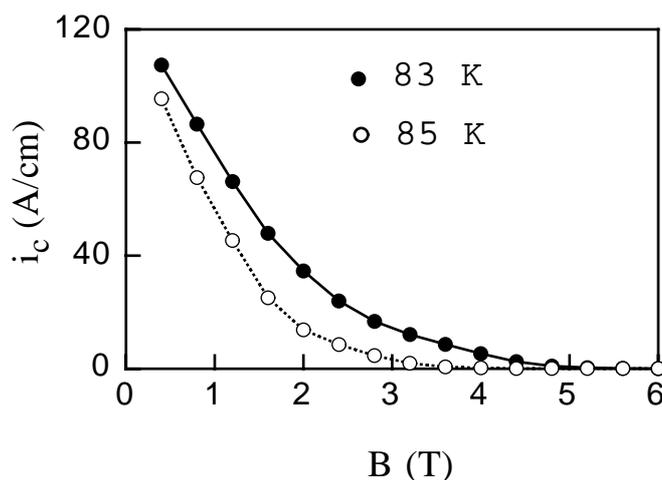


Figure III-19 Estimation du courant critique en fonction du champ magnétique.

Les valeurs de résistivités déduites des ajustements sont présentées sur la figure III-20. On remarque que au dessus de la ligne d'irréversibilité, la variation de $\rho_f(B)$ est raisonnablement bien décrite par une loi Bardeen-Stephen, avec $B_{c2}(85K) \approx 10T$. Par contre, sous la ligne d'irréversibilité, $\rho_f(B)$ est bien plus faible que $\rho_n B/B_{c2}$, ce que nous avons déjà remarqué dans la géométrie $B//a$. Cet échantillon possède une transition du premier ordre au moment de l'irréversibilité. Une telle transition est un effet de volume. La résistivité de flux-flow est très sensible à la structure électronique des vortex. Il serait alors tentant d'associer ce changement de

comportement de $\rho_f(B)$ à une transition dans la structure du réseau de vortex (changement de symétrie par exemple), qui est une explication possible à la transition du premier ordre [VOLOVIK 97]. Nous ne pouvons malheureusement pas être sûrs de la réalité de cet effet . Le fait que, dans cette géométrie, la pénétration sur la faces latérales puisse jouer un rôle ne permet pas de trancher sur cette transition, car dans ce cas nous pouvons mesurer un mélange de plusieurs résistivités qui dépendent différemment du champ magnétique. Ce point précis nécessitera d'autres mesures.

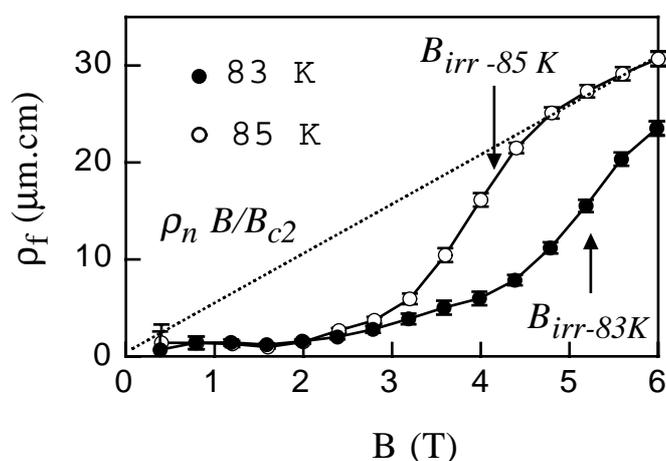


Figure III-20- Résistivité flux-flow en fonction du champ magnétique. En trait pointillé, une estimation de la résistivité de Bardeen-Stephen pour $B_{c2}(85K) \approx 10T$.

Nous n'avons que peu de points mesurés en continu directement comparables avec ces mesures (mis à part la position de la ligne d'irréversibilité). On estime par extrapolation le courant critique à 4 T et 83 K $i_c \geq 1-2$ A/cm à comparer avec approximativement 5 A/cm obtenu en alternatif. Pour la résistivité, nous avons en continu ρ_f / ρ_n (85 K, 4T) ≈ 0.3 à comparer avec les 0.28 de la mesure alternative. Les ordres de grandeur sont satisfaisants.

III-C- Quelques remarques et conclusion

En règle générale, quand on effectue une mesure de pénétration alternative (ou de résistivité alternative), il faut avant tout s'assurer que la résistivité du matériau et ses dimensions sont compatibles avec les hypothèses de départ (libre pénétration des courants pour une mesure de pénétration et au contraire courant homogène pour une mesure de résistivité), que l'on travaille avec un métal ordinaire ou bien avec un supraconducteur. Les passages en pur effet de peau, que l'on observe clairement dans notre expérience, peuvent masquer ou bien faire croire à une transition d'un paramètre du réseau de vortex. Cela est particulièrement vrai dans les supraconducteurs à haute température critique, généralement sous formes de plaquettes minces ($e \leq 1-100 \mu\text{m}$). Comme il peut y avoir un effet de peau sur l'épaisseur et sur la largeur de l'échantillon, il devient assez périlleux de travailler en alternatif sans un minimum de précautions et de contrôle de la géométrie expérimentale. Une discussion très détaillée des dangers de ce genre de mesures étant déjà faite ailleurs [Lütke Entrup 99], nous ne parlerons que d'une "famille" de mesures qui passent pour la preuve d'une transition vitreuse dans des échantillons d'YBCO.

De nombreux auteurs [WU 93] [RHEED 94] [KOTZLER 94] observent un changement de comportement de la résistivité ou de la susceptibilité alternative sur une ligne (B, T). Des lois d'échelles sont utilisées pour comparer les résultats avec les prédictions de la transition vitreuse. A titre d'exemple, nous citons les mesures de Wu et al [WU 93] dans un film mince maclé d'YBCO de taille $L \times l \times e \approx 9000 \times 1000 \times 0.2 \mu\text{m}^3$. Tous les dépouillements sont fait en supposant que la distribution de courant est homogène dans l'échantillon (résistivité alternative). Les fréquences d'études sont typiquement de 1 à 1000 MHz. Quand on calcule la profondeur de peau associée aux résistivités mesurées, on s'aperçoit que l'on passe en régime d'effet de peau sur l'épaisseur de l'échantillon ($e \approx 0.2 \mu\text{m}$) en plein milieu de la gamme de fréquence de travail (fig III-21) et au moment où le changement de courbure associé à la transition vitreuse apparaît. On peut donc l'interpréter comme un simple effet dimensionnel.

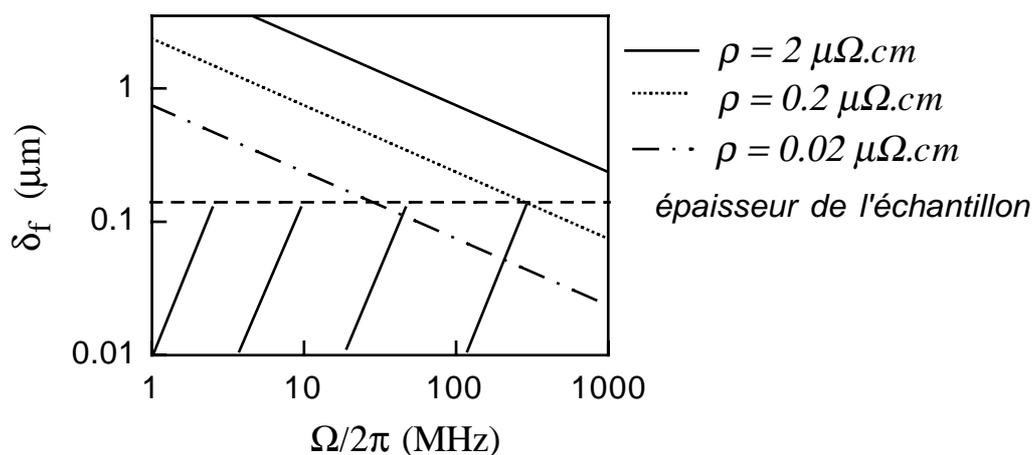


FIGURE III-21- Le passage en effet de peau dans un échantillon de la même dimension et de mêmes résistivités que celui de Wu et al. Pour $\rho \approx 2 \mu\Omega.cm$, la pénétration est complète (si l'on néglige l'effet de peau sur la largeur qui peut aussi arriver) entre 1 et 1000 MHz, mais quand la résistivité diminue, on passe en effet de peau par exemple à 50 MHz et $\rho \approx 0.1 \mu\Omega.cm$. La "transition verre de vortex-liquide de vortex" est observée au même moment. Dans l'état "verre de vortex", le courant n'est pas homogène dans l'échantillon (partie hachurée). Cela invalide toute analyse en terme de résistivité complexe.

Nous revenons à nos résultats pour conclure ce chapitre. Ces mesures de profondeur de pénétration alternative montrent que, dans cet échantillon d'YBCO non maclé, l'ancrage des vortex est gouverné par la surface et que les défauts cristallins volumiques n'empêchent pas leur mouvement. La ligne d'irréversibilité est définie par l'annulation du courant critique de surface. Au dessus de cette ligne, le réseau de vortex est idéalement dépiégé et son mouvement décrit par une résistivité du type flux-flow. Les valeurs de cette résistivité, qui ont à voir avec les excitations de cœur des vortex, semblent particulièrement faibles (ce qui n'est en rien incompatible avec un mécanisme flux-flow [KOPNIN 97]). Cet aspect nécessite clairement d'autres mesures.

Maintenant que nous savons que le courant critique dans cet échantillon vient de la surface, nous avons décider de l'étudier plus en détail en mesurant précisément son annulation près de la

CHAPITRE III L'ANCRAGE DES VORTEX DANS YBCO

ligne d'irréversibilité, avec des mesures de transport continu. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE IV
LA LIGNE D'IRREVERSIBILITE

Cette dernière partie sur YBCO non maclé se concentre sur l'étude du courant critique. L'échantillon utilisé lors des expériences précédentes aillant malheureusement un peu "souffert" lors du décollage de son support, nous avons utilisé le deuxième échantillon (B). Sa température critique après recuit est de 93.5 K, ce qui est proche de l'optimum pour l'YBCO. La résistivité de $50 \mu\Omega.cm$ à 100 K atteste de sa bonne qualité (figure IV-1).

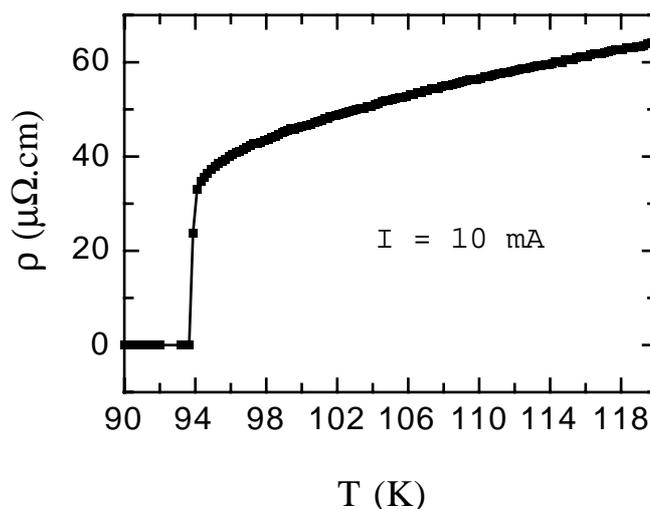


Figure IV-1- La résistivité ρ_b de l'échantillon YBCO B en fonction de la température.

IV-A- La distribution du courant critique

Les contacts électriques de l'échantillon ont été préparés par la même méthode que celle décrite au chapitre II (des contacts au moyen de laque d'argent puis un recuit sous oxygène). Le champ magnétique \mathbf{B} est appliqué le long de l'axe \mathbf{c} . Le courant est injecté parallèlement aux plans (\mathbf{a}, \mathbf{b}) . Dans cette géométrie, tout à fait courante pour effectuer des mesures de transport, nous avons décidé de regarder la répartition du courant, pour simplement voir si il existe du courant volumique quand $I < I_c$. D'après la relation de Maxwell-Ampère, toute densité de courant volumique J_y crée une composante de champ $b_x \approx \mu_0 J_y e$ (e =épaisseur de l'échantillon). Cette composante tangentielle du champ, induite par le courant dans l'échantillon est mesurable au

moyen d'une ou plusieurs petites bobines placées sur l'une des faces. Cette méthode a d'abord été utilisée par Thorel dans des échantillons de Pb-In et de Nb [THOREL 72].

IV-A-1- Le dispositif expérimental

Le flux est mesuré par une petite bobine de cuivre, d'environ 30 tours et de diamètre environ 0.5 mm, que nous avons collée directement au vernis GE sur le milieu de la surface supérieure de l'échantillon. Nous avons pris soin de ne mettre qu'une très fine couche de colle pour ne pas perdre de signal. Cette bobine est reliée à une détection synchrone Stanford SR850. Les prises de tension placées sur la face inférieure de l'échantillon permettent une mesure simultanée de la dissipation dans l'échantillon. Le courant est injecté à travers les deux tranches latérales. La composante continue est fournie par le générateur de courant ADRET. Le dispositif est schématisé sur la figure IV-2.

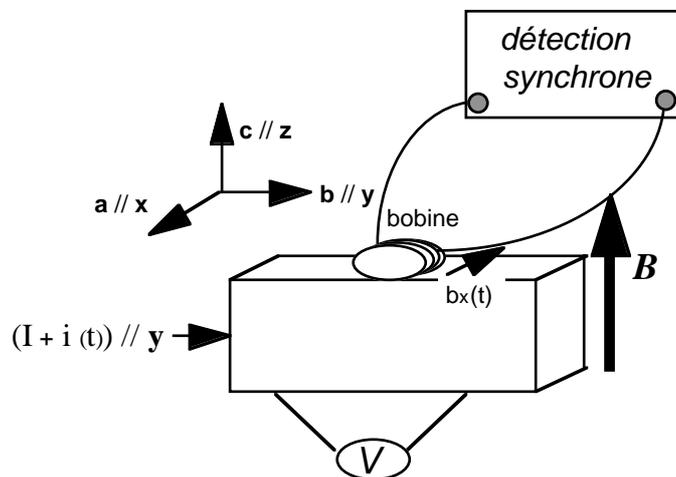


Figure IV-2- Le dispositif expérimental

Pour mesurer un flux avec la petite bobine, il faut injecter une composante de courant variable dans le temps. Thorel créait cette variation uniquement par le temps d'application du courant

continu. Nous avons choisit par commodité de travailler en courant alternatif superposé à la composante continue. La composante alternative possède une amplitude du même ordre de grandeur que la composante continue, afin de tester l'état critique de l'échantillon et de ne pas se trouver dans le régime linéaire de "Campbell" où les courants ne pénètrent pas, à basse fréquence, quelque soit le mécanisme d'ancrage. C'est le régime que nous avons discuté en détail au chapitre précédent. Nous y reviendrons plus tard. Par contre, la fréquence imposée f est basse pour ne pas se trouver en régime d'effet de peau qui bien sûr invaliderait les conclusions sur la distribution du courant. Nous avons choisit 970 Hz comme compromis entre la stabilité du signal et ce régime basse fréquence. Tous les fils ont été collés au vernis GE afin de limiter les vibrations mécaniques.

IV-A-2- Les mesures

On espère mesurer avec un tel procédé le flux $\frac{b}{\mu_0} \cdot S$ où b est le champ crée par le courant modulé dans l'échantillon et S la surface de la micro-bobine. En toute rigueur, on mesure en plus le flux crée par les courants diamagnétiques de l'état Meissner. On ne peut pas non plus être totalement certain qu'il n'y ait pas de contribution due au mouvement de la bobine dans le champ principal appliqué B . Il suffit que l'échantillon bouge à la fréquence d'excitation pour créer un flux parasite. Néanmoins, nous n'avons pas noté d'effet (après le collage de l'échantillon) dans l'état normal. A 100 K, le signal mesuré reste indépendant du champ. On peut donc estimer que l'échantillon est suffisamment bien fixé pour que cet effet, même s'il existe, ne perturbe pas nos mesures. L'état normal nous a également permis de vérifier l'absence d'effet de peau dans notre gamme de fréquence en mesurant le signal à plusieurs fréquences voisine du KHz.

Le courant continu est de 10 mA, la composante alternative 1 mA. Nous avons effectué la mesure à 87 K, où des mesures de résistivité ont donné une ligne d'irréversibilité au milieu de

notre gamme expérimentale de champs ($B_{irr} \approx 3T$). Le champ \mathbf{B} appliqué parallèlement à l'axe \mathbf{c} varie par pas de $0.5T$. Chaque point est mesuré après une attente de 2 minutes, pour s'assurer d'une bonne stabilisation du signal. La tension aux bornes de l'échantillon et le signal e mesuré par la microbobine, sont pris simultanément. Le résultat est présenté sur la figure IV-3.

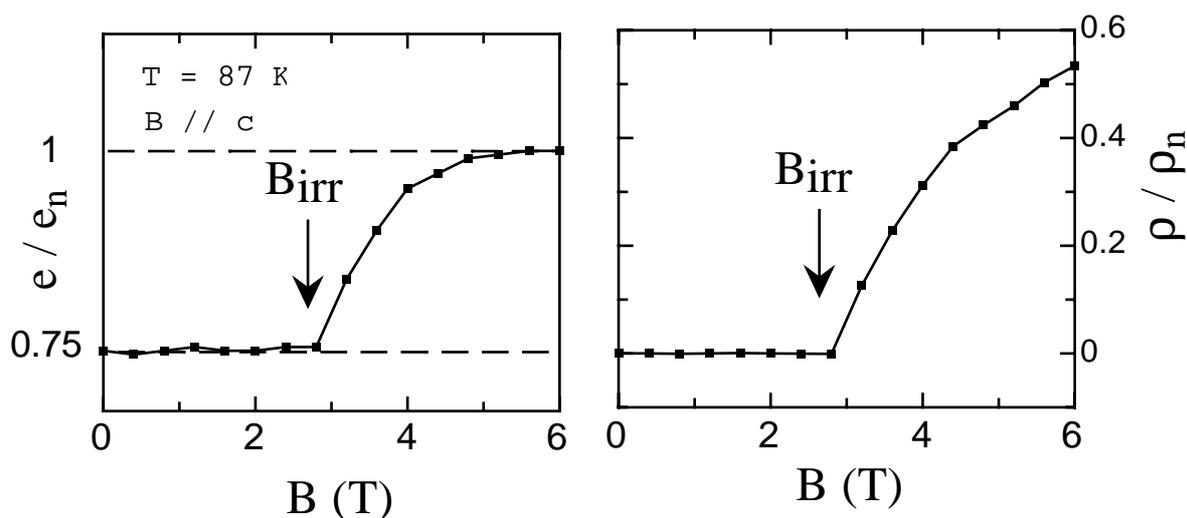


Figure IV-3- A gauche, l'amplitude du signal mesuré par la détection synchrone, normalisée à sa valeur dans l'état normal, en fonction du champ magnétique. A droite, la résistivité de l'échantillon normalisée à sa valeur à 100 K et mesurée simultanément.

Nous décrivons cette figure en champ croissant. Le signal e mesuré en champ nul est, par définition de l'état Meissner, celui créé par la distribution London, où les courants ne circulent qu'en surface. Jusqu'à $B=3T$, ce signal reste constant, et on ne mesure aucune dissipation dans l'échantillon. Tant que l'échantillon ne dissipe pas, le courant garde une distribution superficielle.

Le premier écart à cette distribution est mesuré à 3.5 T. C'est également pour cette valeur de champ que l'on mesure la première tension aux bornes de l'échantillon. A fort champ ($B \approx 4.5T$), e va saturer à la même valeur que celle mesurée dans l'état normal, c'est à dire celle qui correspond à la distribution uniforme en volume, alors que la résistivité mesurée est environ

0.4 ρ_n . Il faut signaler que pendant la durée de ces mesures (environ 45 minutes), la température a dérivé de 0.2 K, ce qui n'affecte cependant pas nos résultats.

Nous n'avons pas par cette méthode une résolution permettant d'estimer si il y a une variation de la profondeur de pénétration des courants avec le champ magnétique pour $B < B_{irr}$. Nous nous contenterons de dire que cette profondeur reste très faible devant l'épaisseur de l'échantillon, de l'ordre de grandeur de la longueur de London ($\approx 1000-2000$ Angströms). Tant que le courant ne pénètre pas l'échantillon, il n'y a pas dissipation. Cette absence de densité de courant critique de volume J_c suggère qu'il n'y a pas de force de piégeage volumique $F_p = J_c B$. Il faut aussi souligner la coïncidence de la pénétration du courant et du début de la dissipation, ce qu'avait déjà remarqué Thorel [THOREL 72]. Cela signifie que dès qu'il existe une force de Lorentz significative dans le volume, il y a dissipation, donc que le mouvement des vortex n'est pas significativement gêné par les défauts dans la masse de l'échantillon.

Il est légitime de se demander en quoi un mécanisme d'ancrage de volume donnerait des résultats différents. Nous avons vu au chapitre précédent que même dans ce cas, un très faible champ alternatif ne pénètre pas complètement l'échantillon tant qu'il existe un ancrage des vortex: c'est le régime dit de "Campbell". Il s'agit dans ce cas de linéariser des équations qui régissent de petits mouvements de vortex. Nous pensons qu'un tel raisonnement ne peut plus s'appliquer pour cette nouvelle expérience et ce, pour deux raisons principales.

- La plus grande force appliquée sur les vortex est créée par la composante continue. Elle est environ 100 fois plus importante que celle utilisée pour les mesures de pénétration alternative du chapitre précédent. Ceci doit assurer la pénétration volumique du courant si il existe un ancrage de volume.

- Si l'écrantage du courant sous la ligne d'irréversibilité était dû à un effet "Campbell", la pénétration devrait augmenter progressivement avec le champ magnétique. Ce n'est pas le cas ici. Nous avons par exemple mesuré à $B=2T$ un courant critique de 100 mA, c'est à dire une densité faible de $J_c \approx 20$ A/cm². Suivant nos mesures du chapitre précédent, la pénétration dans

un régime "Campbell" devrait être déjà de 200-300 microns (un tiers de l'épaisseur), donc mesurable. La figure IV-4 montre, en comparaison, la pénétration mesurée à basse fréquence au chapitre III et celle mesurée dans cette nouvelle expérience. Nous avons normalisé à la fois les longueurs de pénétration et les champs d'irréversibilité pour comparer directement les deux courbes. Cette figure montre que les deux expériences sondent deux régimes différents même si le mécanisme d'ancrage est le même. Quand l'excitation est forte comme quand on fait une mesure tension-courant en continu, le mode flux flow est éteint et les courants ne pénètrent que sur λ_v .

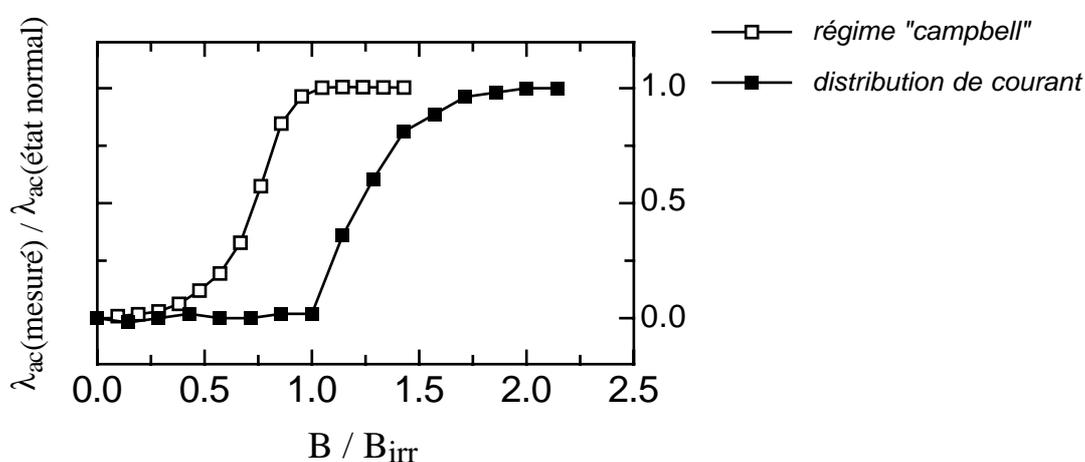


Figure IV-4- Comparaison des résultats des deux expériences mesurant la pénétration des courants dans YBCO. En carrés blancs, le module de la profondeur de pénétration en fonction du champ magnétique ($f=37$ KHz, régime linéaire) obtenu au chapitre III. Nous mesurons dans ce cas $L_s \alpha I_c$. En carré noir, les mesures présentées dans ce chapitre.

IV-A-3- Quelques remarques sur la distribution du courant dans les supraconducteurs à haute température critique

Dans la littérature, il existe quelques expériences qui semblent attester de la présence d'un courant volumique sous la ligne d'irréversibilité, ce qui paraît contradictoire avec nos

résultats. Ces expériences sont faites avec des petites sondes de Hall posées sur la surface d'un échantillon [ABULAFIA 95] [ZELDOV 95]. Cette méthode permet de regarder le profil de la composante perpendiculaire du champ alternatif par rapport à la surface de l'échantillon, mais n'a pas de résolution axiale. On mesure $b_z(x)$. Si l'on peut rendre compte d'effets intéressants comme les effets de bord et de barrière de surface, on ne peut pas connaître la distribution de courant le long de l'épaisseur de l'échantillon. Ce qui permet aux auteurs de conclure à un piégeage de volume est l'observation d'une distribution $b_z(x)$ qui suit le modèle de Bean [BEAN 62] (figure IV-5) mis à part des effets démagnétisants qui résultent en une induction négative près des bords.

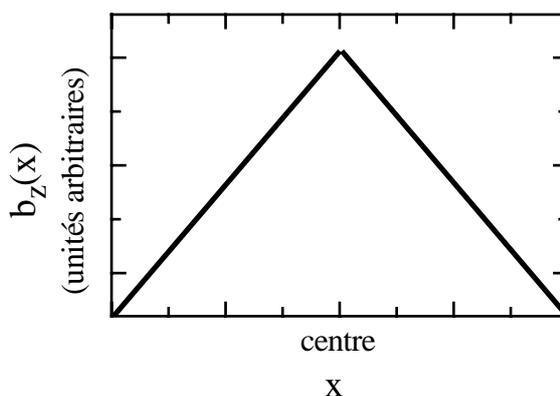


Figure IV-5- Profil de champ ("le tas de sable") typique de l'état critique d'un supraconducteur

Nous rappelons que l'idée de Bean, qui est antérieure aux modèles d'ancrage des vortex, repose sur l'existence d'un courant critique J_c dont l'origine n'est pas définie. Prenons le cas simple d'un film infiniment long dans la direction Oz du champ appliqué, et de largeur d suivant Ox. Une variation de champ dans l'échantillon s'accompagne par des courants induits qui écrantent celui-ci le plus possible. Le profil de champ est alors relié au courant critique par $\frac{dB_z}{dx} = \mu_0 J_c(x)$ (Maxwell), ce qui est applicable quelque soit l'origine du courant critique.

Dans un échantillon d'épaisseur finie e, $\frac{dB_z}{dx} - \frac{dB_x}{dz} = \mu_0 J_c(x)$. On ne peut donc pas passer directement du profil $\frac{dB_z}{dx}$, mesuré expérimentalement par les sondes de Hall, au courant. Il faut utiliser des méthodes d'inversion [BRANDT 94]. A ce niveau, il est supposé que le courant

circule dans N tranches verticales, et qu'il est homogène dans chaque tranche. Cela revient à assumer une distribution homogène selon l'épaisseur, ce qui à la vue de notre expérience n'est forcément pas justifié. Le courant critique $J_c(x)$ peut tout à fait être $J_c(x) = \int_0^e j_c(x) dz$, où j_c est superficiel, sans contradiction avec les mesures de sondes de Hall. Le modèle de Bean teste l'état critique, mais ne donne pas de renseignements quand à la nature de l'ancrage des vortex.

IV-B- Les mesures de courant critique et la ligne d'irréversibilité

Nos expériences ont montré que la réversibilité dans l'état mixte apparaît en même tant que la disparition de l'ancrage de surface.

Il reste à vérifier si la valeur du courant critique invoqué dans un tel mécanisme est compatible avec nos mesures. Le calcul du courant critique de surface dans un supraconducteur anisotrope a été rappelé au chapitre précédent. Nous redonnons son expression:

$$i_c = \frac{B_{irr} - B}{2.32 \mu_0 \kappa^2} \tan \alpha_{cr} \text{ avec } B_{irr} = \frac{B_{c2 // c}}{\sqrt{1 + \gamma_c^2 \tan^2 \alpha_{cr}}} \text{ (formule du courant critique)}$$

Les seules mesures faites avec ce modèle l'ont été dans des échantillon à basse T_c où bien évidemment les paramètres supraconducteurs sont sensiblement différents. α_{cr} par contre dépend essentiellement de la rugosité de surface et n'a pas de raison d'être très différent. On s'attend donc à des valeurs de 1 à 30 degrés.

IV-B-1- Le courant critique

La méthode expérimentale est assez simple. Nous avons mesuré les caractéristiques courant-tension dans notre échantillon d'YBCO (B) à différents champs et différentes températures. Chaque série de mesures est faite à une température fixée, après être remonté au

dessus de la température critique et être redescendu en champ appliqué ("Field Cooled"). Le champ est appliqué parallèlement à l'axe c. Les tensions sont mesurées sur le dessus de l'échantillon et le courant dc injecté par les tranches latérales. C'est la géométrie la plus classique de ce genre de mesures. L'alimentation en courant nous limite à 110 mA, celle en champ magnétique à 6 Teslas, nous ne pouvons donc explorer qu'un intervalle (B,T) restreint. Néanmoins, nous travaillons près de la ligne d'irréversibilité qui reste le but de notre étude.

La figure IV-6 montre quelques caractéristiques courant-tension à 86.4 K pour une gamme de champ 3.2T-2T. Les caractéristiques sont relativement bien linéaires à bas champ, mais s'incurvent au fur et à mesure que le champ augmente (et que le courant critique diminue).

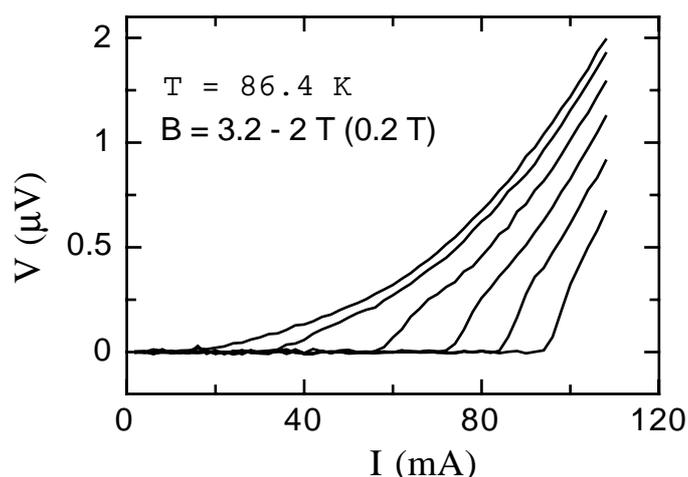


Figure IV-6- Caractéristiques courant-tension de l'échantillon d'YBCO B.

Cela nous empêche d'extrapoler la partie linéaire flux-flow de la caractéristique pour trouver I_c . Nous avons donc choisi de prendre comme courant critique le courant correspondant à la première tension mesurable. Nos mesures devenant bruitées sous 20 nV, cette valeur a servi de critère (figure IV-7).

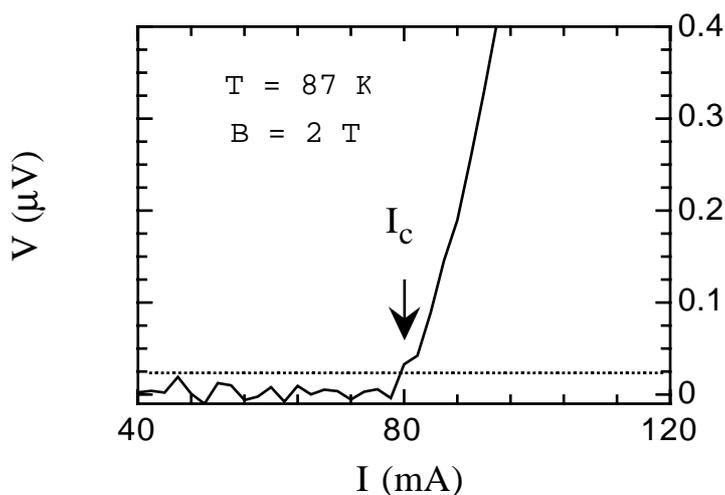


Figure IV-7- Caractéristique courant tension près du courant critique. Le trait pointillé montre le critère de dissipation utilisé pour repérer celui-ci.

On peut objecter que la valeur mesurée n'est pas le vrai courant critique, et qu'un voltmètre plus précis nous donnerait une valeur plus faible, ce qui est effectivement possible, et qu'à la limite, il pourrait ne pas y avoir de courant critique. Néanmoins, nous avons vu au chapitre précédent que I_c est parfaitement défini. Le démarrage de la caractéristique courant tension est souvent brusque (figure IV-7) ce qui est cohérent avec un véritable état critique.

Les variations du courant critique en fonction du champ pour différentes températures sont présentées sur la figure IV-8

On peut déjà remarquer que $I_c(B)$ est linéaire pour les fortes valeurs de champ magnétique, ce qui signifie alors que α_{cr} est constant. Nous reviendrons par la suite sur la partie des courbes qui s'écarte de ce comportement. Pour ajuster les points expérimentaux avec la formule du courant critique, nous devons estimer B_{C2} , γ_c , κ_c , α_{cr} . Pratiquement, la pente des droites nous donne $\frac{\tan \alpha_{cr}}{\kappa_c^2}$. En extrapolant celles-ci à $I_c=0$, on obtient directement B_{irr} , et donc B_{C2} à chaque

température. Il faut néanmoins connaître κ_c et γ_c . Si ce dernier est bien connu pour notre échantillon ($\gamma_c = 7.4$), la valeur du paramètre de Ginzburg Landau est beaucoup plus sujette à caution. On trouve dans la littérature des valeurs allant de 10 [GALLAGHER 87] à 60 [HAO

91B]. Pour $\kappa_c = 30$, les angles critiques α_{cr} sont voisins de 20 degrés ce qui semble tout à fait raisonnable. Nous avons néanmoins décidé de mesurer l'aimantation réversible de cet échantillon pour en extraire κ_c , et par la même occasion B_{c2} . Le nombre de paramètres ajustables devient alors très limité.

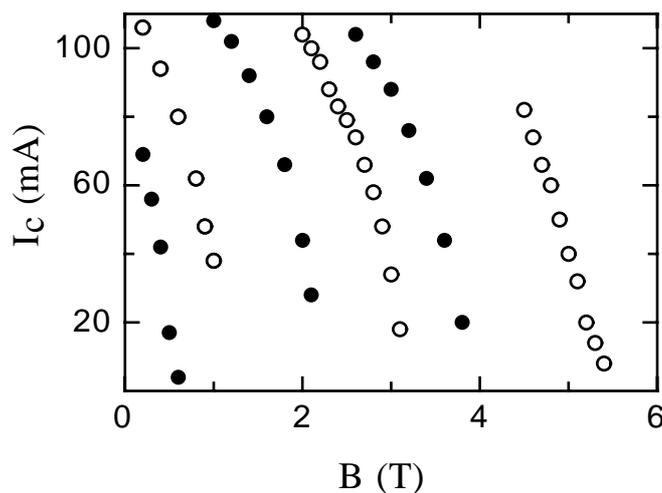


Figure IV-8- Variation du courant critique en fonction du champ magnétique. De gauche à droite, les point expérimentaux sont mesurés aux températures respectives $T = 83, 85, 86.4, 88, 90$ et 91.5 K.

IV-B-2- Les mesures d'aimantation

Ces mesures ont été réalisées au laboratoire CRISMAT dans un magnétomètre à SQUID. Un tel appareil mesure m , le moment magnétique global de l'échantillon. La résolution du SQUID est de l'ordre de 10^{-8} emu. Nous avons orienté l'échantillon avec son axe c parallèle au champ magnétique B appliqué, afin de pouvoir faire une comparaison directe avec les mesures de courant critique. L'aimantation M est simplement donnée par $M = \frac{m}{V}$, où V est le volume de l'échantillon ($V = 0.06 \cdot 0.1 \cdot 0.3$ cm³). La résolution nous permet donc d'espérer une

mesure d'aimantation absolue de $5 \cdot 10^{-3}$ A/m. Cette résolution est par contre beaucoup moins bonne en relatif.

Les mesures ont été faite à 85, 86.4, 88, 90 et 91.5 K. Ce sont bien entendu les mêmes températures que celles réalisées en continu, exceptée 83 K où la partie réversible de l'aimantation n'est pas accessible avec la gamme de champs magnétiques (0 à 5 T) que propose le SQUID. Une mesure a été également effectuée à 95 K, au dessus de la température critique, où il y a un léger paramagnétisme que l'on corrige des mesures diamagnétiques faites sous la température critique (on estime que la variation de 10 K en température est suffisamment faible pour considérer cette correction constante). Les résultats sont présentés sur la figure IV-9.

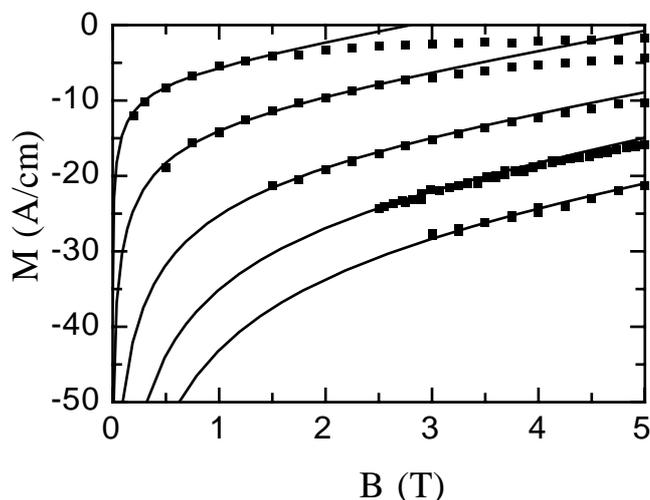


FIGURE IV-9- Aimantation réversible en fonction du champ magnétique appliqué. Les traits pleins sont les ajustements avec la formule d'interpolation). De bas en haut, les températures sont $T = 85, 86.4, 88, 90, 91.5$ K. A haute température, on voit apparaître les fluctuations d'aimantation, dont nous n'avons pas tenu compte.

On s'aperçoit que les fluctuations sont assez gênantes pour dépouiller nos mesures. Il reste à fort champ et (ou) à forte température un excès de diamagnétisme, quasiment constant avec le champ, qui empêche une détermination directe de B_{c2} (défini par $M = M_{\text{normal}} \approx 0$). Il serait possible de traiter ces fluctuations par des lois d'échelle et d'en extraire le champ critique, mais

cela nécessiterait d'autres mesures qui ne sont pas nécessairement utiles pour ce que l'on cherche à mesurer. Nous nous intéressons uniquement à l'aimantation réversible vue par la surface de l'échantillon à une densité magnétique plus élevée que celle du volume (typiquement, la surface voit l'aimantation près de B_{c2} quand le champ magnétique appliqué est proche de B_{irr}). De plus, un effet de fluctuations est typiquement un effet volumique, nous n'avons aucune indication de son bien fondé pour les effets de surface. Nous avons plutôt "contourné" le problème en traitant uniquement la partie hors des fluctuations. Comme les résultats se sont avérés convaincants, le résultat de l'expérience, en absence de véritable justification théorique, justifie nos hypothèses.

Une des difficultés dans le dépouillement des mesures d'aimantation est de correctement choisir le modèle utilisé suivant la gamme de champ où les points expérimentaux sont disponibles (surtout dans l'YBCO où la partie réversible est petite (quelques Kelvins)).

Suivant les gammes de champs, les auteurs utilisent généralement les approximations suivantes:

- Pour les champs forts $B \approx B_{c2}$, on utilise l'expression d'Abrikosov.
- Pour les champs intermédiaires $B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$, celle de London.
- Pour les bas champs $B \rightarrow 0$, $M \approx B_{c1} / \mu_0$.

L'approche de London ne tient pas compte de la variation du paramètre d'ordre $|\psi|$ dans le cœur du vortex. Dans le modèle de London, le champ magnétique d'un supraconducteur de type II est donné par la superposition linéaire des champs locaux des vortex individuels (voir par exemple [DE GENNES 66]). Cette approximation est utilisée quand κ est grand et la distance intervortex grande devant ξ . Comme la densité de vortex est faible, les cœurs sont éloignés. L'approximation consiste alors à prendre $|\psi| \approx \text{constante}$ et à traiter le cœur comme une singularité (par une fonction de Dirac). Il s'avère néanmoins que si l'on traite la variation de $|\psi|$, le calcul de l'aimantation donne des résultats sensiblement différents du modèle de London

[CLEM 75] [HAO 91] [HAO 91B]. Par contre, Hao et Clem montrent que l'expression d'Abrikosov est quantitativement correcte jusqu'à approximativement $0.4 B_{c2}$, ce qui couvre une grande partie du diagramme de phase. Pour traiter nos données de manière pratique, nous avons utilisé une interpolation qui lie l'expression d'Abrikosov et l'expression bas champs [PLACAIS 94B]. Nous avons vérifié que cette expression donne des résultats tout à fait voisins de ceux obtenus par le calcul de Hao et Clem, tout en étant plus simple à manipuler.

$$M_c = -\epsilon_c \approx \frac{B_{c2} - B}{2 \mu_0 \kappa_c^2} \left(\ln(1.68 \kappa_c) + 0.5 \ln \left(\frac{B_{c2} + 7 B}{B_{c2} + 4 \kappa_c^2 B} \right) \right) \text{ (formule d'interpolation)}$$

L'ajustement des données donne $\kappa_c = 37 \pm 2$, et $B_{c2} \approx 153 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$ en Teslas (figure V-9). Dans la gamme de champ qui nous intéresse (celle où nous avons effectué les mesures de courant critique), l'aimantation apparaît réversible sur les courbes, ce qui paraît contradictoire avec l'existence d'un courant critique. En fait, cette contradiction se lève si l'on remarque que le SQUID ne mesure pas un hystérèse ΔM de moins de 50 A/m, ce qui correspond pour notre échantillon à un courant critique de l'ordre de 100 mA, ce que l'on a effectivement mesuré en continu. La faiblesse des courants critiques dans cette région fait donc apparaître l'aimantation comme réversible. Prenons comme exemple la courbe à 85 K entre 3 et 4 T. Le cycle semble se fermer à 3 T. Le courant critique est alors de l'ordre de 100 mA. Comme $\frac{\Delta M}{M_{\text{réversible}}} \approx 2-3 \%$, c'est une bonne approximation de dire que l'aimantation réversible est celle mesurée, même si ce n'est pas strictement vrai. Toujours dans cette région, M est linéaire en champ ce qui justifie le choix de l'expression d'Abrikosov pour le calcul du courant critique (figure IV-10).

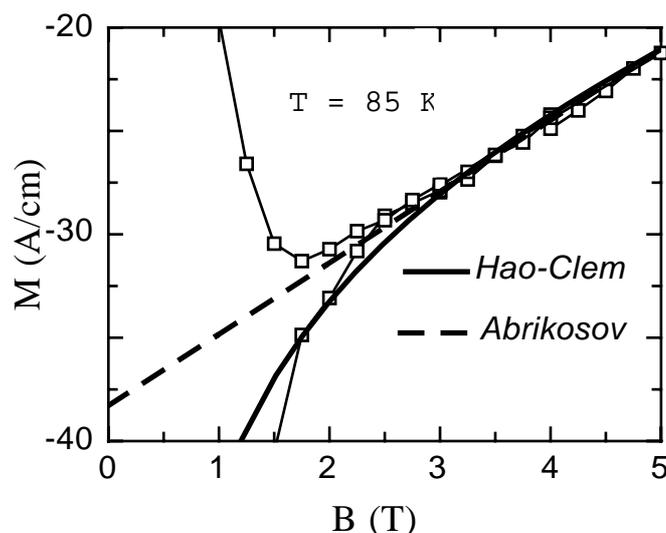


FIGURE IV-10- Aimantation en fonction du champ magnétique (B/c , $T=85$ K). Le trait plein représente le modèle de Hao-Clem et le trait pointillé celui d'Abrikosov.

Si l'on accorde confiance au paramètre d'anisotropie $\gamma \approx 7.4$, nous n'avons maintenant plus que α_{cr} comme seul paramètre ajustable. Il n'en est en fait pas vraiment un. Les points expérimentaux $I_c(B)$ varient linéairement avec le champ magnétique près de B_{irr} , dont la valeur est obtenue précisément en extrapolant les droites à $I_c=0$. Cela signifie que α_{cr} reste constant dans cette gamme de champ magnétique et est alors donné par

$$\alpha_{cr} = \arctan \left(\frac{1}{\gamma_c} \sqrt{\left(\frac{B_{c2}}{B_{irr}} \right)^2 - 1} \right)$$

Nous n'avons alors plus de paramètre ajustable et la pente de $I_c(B)$ est alors fixée tant que α_{cr} garde une même valeur. Si l'on trouve des valeurs raisonnables (10-30 degrés), la confrontation expérimentale sera concluante.

Les ajustements sont présentés sur la figure IV-11.

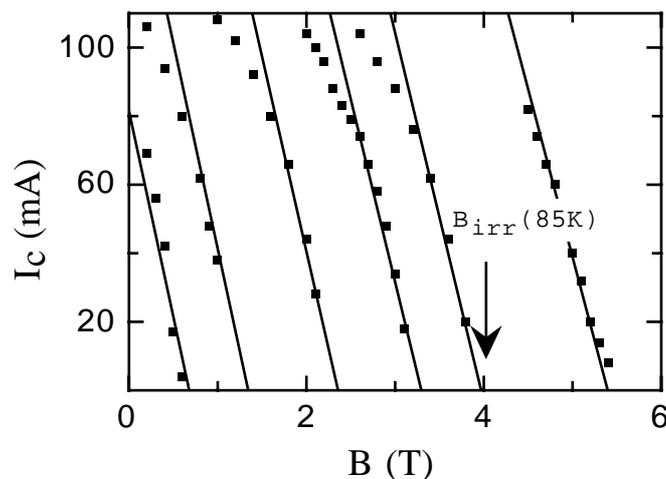


Figure IV-11- Variation du courant critique en fonction du champ magnétique. De gauche à droite, les point expérimentaux sont mesurés aux températures respectives $T = 83, 85, 86.4, 88, 90$ et 91.5 K. Les droites en trait plein sont tracées avec la formule du courant critique en utilisant B_{c2} et κ mesurés en aimantation, et α_{cr} fixé par B_{irr} .

La variation de α_{cr} en fonction de la température est représentée figure IV-12

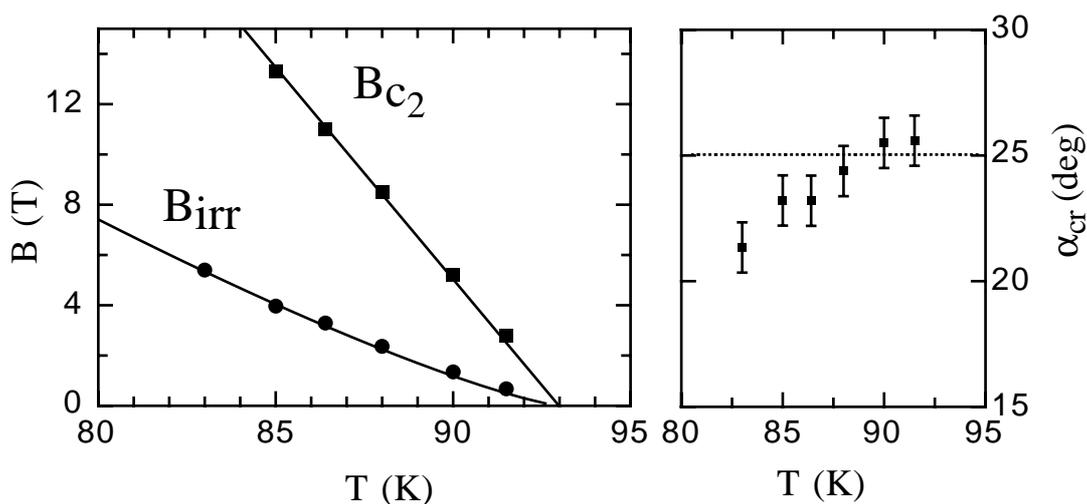


Figure IV-12- A gauche, la ligne d'irréversibilité obtenue par les mesures de transport, et le champ critique B_{c2} mesuré par aimantation. A droite, la variation de l'angle de rugosité de surface α_{cr} en fonction de la température.

A 83 K, α_{cr} vaut 21 degrés et monte légèrement pour atteindre une valeur de 25 degrés à 90 K et 91.5 K. On trouve les ordres de grandeur attendus pour l'angle critique α_{cr} , à savoir les mêmes que pour des supraconducteurs à basse température critique. La légère montée de α_{cr} avec la température nécessite d'approfondir le modèle pour sortir α_{cr} de son caractère phénoménologique. On peut néanmoins essayer de donner une description "avec les mains". Dans le calcul du courant critique, il a été supposé que le réseau de vortex peut se raccorder à la surface quelque soit l'angle. Il est clair que, comme il existe une tension de ligne finie, donc une résistance à la courbure, le réseau ne pourra pas toujours profiter des conditions de raccordement qui lui permettraient de passer le maximum de courant non dissipatif. Les conditions de raccordement des vortex se font sur différentes échelles spatiales qu'il faut comparer en gros à la distance intervortex. Il faudrait donc tenir compte du spectre de rugosité de la surface (tout modèle de courant critique doit posséder au moins un paramètre qui caractérise les défauts de l'échantillon) qui peut offrir, ou non, des solutions de raccordement pour une valeur de champ magnétique où de température.

On s'attend plutôt à ce que α_{cr} soit maximum à fort champ ou à forte température, là où la tension de ligne $\phi_0 \epsilon$ est la plus faible (courbure facile). C'est effectivement ce que l'on observe. La gamme de températures ou de champs explorée est faible, la variation observée de α_{cr} est donc faible (quelques degrés), mais nous pensons que si l'allure générale des courbes $I_c(B)$ et l'ordre de grandeur des courants critiques sont bien décrits par l'aimantation réversible, les variations un peu atypiques peuvent être dues à la dépendance de $\alpha_{cr}(T,B)$.

De la même manière, on s'aperçoit que la courbure apparente de $B_{irr}(T)$ vient de la dépendance en température de α_{cr} (figure IV-12).

On trouve pour cet échantillon YBCO B:

$$B_{irr} \approx 100 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1.3}$$

L'échantillon YBCO A donnait un exposant plus près de 1.5. Ceci vient à notre avis, non pas d'un changement fondamental dans le mécanisme de transition, mais d'états de surface un peu différents qui résultent en une dépendance en température un peu différente de α_{cr} .

IV-C- Remarques générales sur le courant critique dans YBCO

Quelque soit le supraconducteur concerné, les études ont généralement comme but de comprendre l'origine du courant critique, afin d'augmenter au maximum sa valeur en vue d'applications industrielles. La température de liquéfaction de l'azote (77.6 K) est prise comme température de référence pour comparer les capacités de transport sans perte de différents échantillons. Jusqu'à aujourd'hui, les plus grandes densités de courant critique ont toujours été observées dans des films minces d'YBCO. Par exemple, nous citons quelques valeurs trouvées dans la littérature [PAN 99] [SOLOVJOV 94] [SANFILIPPO 97] [NEUHAUS 94] ($B//c$, $B \approx 1$ T, $T = 77$ K)

matériaux	film mince	monocristal	texturé monodomaine
épaisseur	0.1 μm , 0.45 μm	20 μm	200 μm
J_c (A/ cm^2)	9 10^5 , 1.5 10^5	5.6 10^4	1 10^4

(Nous rajoutons également la valeur de J_c de notre échantillon, que nous calculons avec les paramètres mesurés pour obtenir environ 5000 A/ cm^2 à 77 K).

Si l'on considère la densité de courant critique comme le paramètre pertinent, il faut en conclure qu'un film mince possède beaucoup plus de centres d'ancrage qu'un monocristal, et encore plus qu'une céramique texturée. Ceci est généralement attribué à la méthode de croissance même des films minces (épaisseur typique < 1 μm) déposé à basse température (vers les 750°) (fortes

containtes imposées par le substrat, dislocations...). Quand on cherche à faire croître des films beaucoup plus épais à température plus haute, on observe que la densité de courant critique diminue ce qui est attribué à l'expulsion de quelques uns de ces défauts [SUENAGA 99]. En comparaison des films minces, la relative faible densité de courant critique des texturés est assez difficile à comprendre. Une céramique texturée même de bonne qualité contient également des dislocations, des impuretés. Les défauts cristallographiques sont comparables, alors que la densité de courant critique diffère de un ou deux ordres de grandeur. Un bon monocristal possède par contre en général beaucoup moins de dislocations qu'une céramique texturée [PAN 99]. Le comportement de J_c apparaît alors assez illogique.

Ces contradictions se simplifient grandement en remarquant qu'un film mince possède une épaisseur typique de $0.1 \mu\text{m}$ à comparer avec $20 \mu\text{m}$ pour un monocristal et $500 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$ pour les céramiques mesurées. En prenant les valeurs des épaisseurs des échantillons données par les auteurs, on obtient la courbe suivante (figure IV-14)

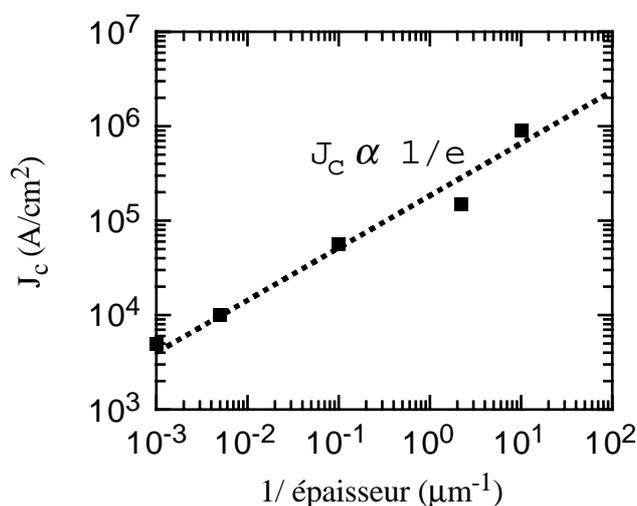


Figure IV-14- Densité de courant critique de différents échantillons d'YBCO en fonction de leur épaisseur e ($B=1T$, $T=77 \text{ K}$). J_c varie en $1/e$.

Cela signifie simplement que J_c varie approximativement inversement avec l'épaisseur, où en d'autres termes, que si l'on réexprime en courant critique de surface i_c (A/cm), tous ces matériaux possèdent un i_c constant comme l'a remarqué Y. Simon et al [SIMON 94]. Si la surface transporte la grande majorité du courant critique, il n'y a pas de raison d'invoquer qu'un film mince piège "plus les vortex" qu'un monocristal. La différence apparente vient juste de l'épaisseur différente des matériaux, et de la mauvaise définition du courant critique exprimé comme une densité.

La densité de courant critique de films minces d'YBCO a été mesurée en fonction de leur épaisseur e par Sherif et al [SHERIFF 97]. Ils observent nettement que J_c diminue avec l'épaisseur de la couche dans des grands intervalles champ-température ($B=0-5T$, $T=10-70K$), et dès que celle-ci est supérieure à 800-1000 Å. Cette longueur est de l'ordre de grandeur de celle de Mathieu-Simon, celle dans laquelle les vortex se courbent pour rejoindre la surface. Il est donc assez naturel que pour des échantillons plus minces que cette longueur, on observe une déviation de la loi $J_c \propto 1/e$. Sherif et al observe effectivement que J_c augmente avec l'épaisseur pour $e < 800$ Å.

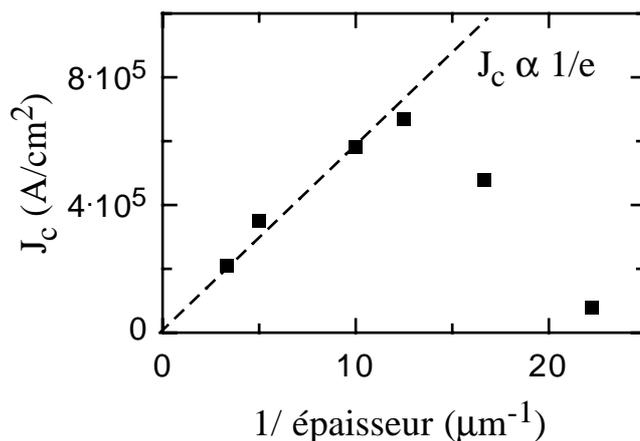


Figure IV-15- Densité de courant critique de films minces d'YBCO en fonction de $1/e$ (e =épaisseur) d'après [SHERIFF 97].

Dans la plupart des travaux, ce changement de comportement de J_c en fonction de l'épaisseur du film est attribué à un changement de régime dans le modèle d'ancrage volumique [CIVALE 91] [KES 87]. Il apparaîtrait quand la longueur de Larkin L_c serait de l'ordre de $e/2$ ($e < 2L_c$, ancrage bidimensionnel et $e > 2L_c$, ancrage tridimensionnel). Une telle description, en dehors de toute analyse quantitative, devrait donner une variation de J_c en $1/e$ pour les faibles épaisseurs, et indépendante de l'épaisseur dès que $e > 2L$. L'observation expérimentale est totalement différente.

En conclusion, même si nous sommes bien conscients que dans certains cas (défauts étendus dans l'échantillon par exemple, polycristaux, joints de grains importants, phase verte dans les céramiques...), une contribution de la structure volumique de l'échantillon au courant critique n'est certainement pas à exclure, nous pensons que la surface peut jouer un important rôle dans beaucoup d'échantillons, et qu'il faut en tenir compte pour toute interprétation qui a à voir avec l'ancrage des vortex. Nous avons par exemple mesuré le courant critique d'un échantillon d'YBCO texturé du laboratoire qui possède une très forte densité de courant critique ($J_c \approx 5 \cdot 10^4$ A/cm² à bas champ pour une épaisseur de 2 mm). Cette forte densité de courant critique pour une si grande épaisseur le place clairement dans la famille des échantillons "durs". De nombreux défauts en volume sont présents (macles, phase verte non supraconductrice...) se présentant pour les vortex comme de véritables interfaces. Ce sont des défauts étendus. Nous avons effectivement vérifié que diminuer l'épaisseur de l'échantillon par trois n'a aucun effet sur J_c ce qui est un signe fort d'un courant sous critique volumique. Pour une telle densité de courant critique, on s'attendrait dans le cadre d'un ancrage de surface à une épaisseur de l'ordre de $(20 / 50000)$ cm, c'est à dire 4 microns (approximatifs). Or la microstructure de ces échantillons révèle de nombreuses fissures orientées parallèlement aux plan (a,b) espacées en moyenne de 5 microns [MONOT 00]. Un ancrage de surface "interne" est alors une explication attirante aux fortes valeurs du courant critique, l'échantillon total pouvant être représenté comme un empilement de plusieurs échantillons minces. Il serait sûrement intéressant de diminuer les épaisseurs sous ces 5 microns pour voir l'effet sur J_c .

IV-D- Conclusion des mesures dans YBCO non maclé et à propos de la transition du premier ordre

Nos résultats montrent que dans ces échantillons d'YBCO, les vortex sont ancrés uniquement par la surface. La disparition de cet ancrage, qui correspond à la disparition du courant critique mesuré, définit la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T) < B_{c2}(T)$. Au dessus de $B_{irr}(T)$, il n'y plus d'ancrage résiduel. Cependant, le réseau de vortex garde une structure suffisamment ordonnée pour vérifier la relation de Josephson.

Cette ligne est en général interprétée comme une fusion du premier ordre du réseau de vortex, donc comme une transition thermodynamique qui affecte le volume de l'échantillon. Nous observons effectivement dans nos échantillons la coincidence entre une discontinuité dans l'aimantation d'équilibre et le désancrage du réseau (figure IV-13). Il est légitime de se demander quel rapport pourrait exister entre un ancrage de surface et une transition volumique. Nous notons d'abord qu'il n'y a d'abord pas d'incompatibilité entre ces deux phénomènes car l'ancrage de surface met en jeu des termes d'élasticité volumique.

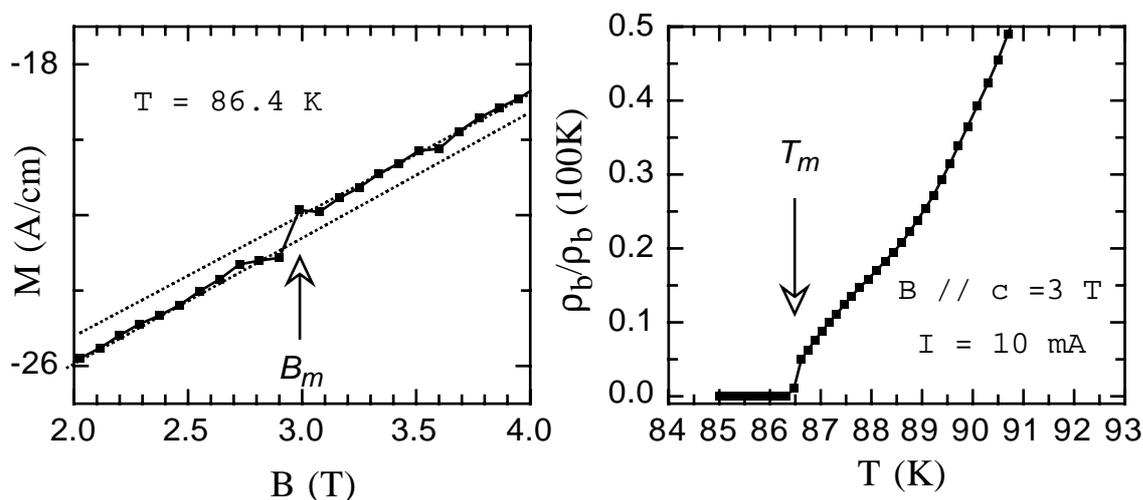


Figure IV-13. La transition du premier ordre dans l'échantillon YBCO B repérée par une discontinuité d'aimantation (à gauche) et par un saut de résistivité (à droite).

Cependant, les descriptions de la transition du premier ordre en terme de fusion du réseau concluent sur l'existence d'un état liquide extrêmement "enchevêtré" [NORDBORG 97][VINOKUR 98][DOGSON 98]. Une discussion de ces modèles sort du cadre de cette thèse. Nous rappelons juste (et en simplifiant) l'idée développée. Il s'agit de calculer l'entropie de configuration de N vortex dans un volume $V \approx l_z a_0^2$ (N est le nombre de vortex et l_z la longueur du système considéré dans la direction des vortex, $a_0 < l_z < \text{épaisseur de l'échantillon}$). Pour retrouver les sauts d'entropie expérimentalement mesurés ($\Delta S \approx \text{plusieurs } k_B$ par vortex et par plan supraconducteur), l'état "liquide" doit être formé de très nombreux petits morceaux de vortex décorellés. Nous n'observons rien de tel dans notre expérience de champ incliné (chapitre II).

Nous rajoutons quelques commentaires sur la "fusion" du réseau de vortex. La valeur des sauts d'entropie observés dépend énormément des conditions expérimentales ($0.6 k_B$ à $25 k_B$ [WELP 96] [NISHIZAKI 96]). Farrel et al ont alors étudié ces sauts d'aimantation de manière très précise et ont conclu que l'amplitude de ces sauts est directement reliée avec l'existence de l'irréversibilité: Il n'y a pas de saut d'aimantation sans courant critique [FARREL 96]. Ceci s'inscrit pour le moins difficilement dans le cadre d'une transition de fusion. Il est donc tentant de suggérer que la transition du premier ordre existe parce que le réseau se dépiège, et non le contraire. Il faut alors chercher des explications alternatives qui pourraient expliquer soit un changement de pente dans l'aimantation d'équilibre, soit un saut d'entropie (les deux sont équivalents d'après la relation de Clapeyron). Dans le premier cas, il faut admettre qu'un réseau ancré n'a pas la même aimantation d'équilibre qu'un réseau désancré. Le calcul de l'aimantation d'équilibre, par exemple celui d'Abrikosov, est fait pour un réseau idéal. Si à cause de l'ancrage, les vortex s'arrangent différemment, l'aimantation d'équilibre sera différente, résultant en une discontinuité d'aimantation au moment de l'irréversibilité si le dépiégeage est suffisamment homogène. Les sauts d'entropie peuvent également avoir une origine purement électronique [VOLOVIK 97] si il y existe une transition dans la symétrie du réseau de vortex.

CHAPITRE IV LA LIGNE D'IRREVERSIBILITE

Pour finir, une réponse plus claire à la question "fusion du réseau de vortex ou non" passe par l'étude du rapport entre l'ordre du réseau et son ancrage. Ceci fait l'objet du chapitre suivant de cette thèse.

CHAPITRE V
VORTEX ET DIFFRACTION DE NEUTRONS

V-A- L'intérêt des mesures de diffraction de neutrons.

Abrikosov avait calculé que les vortex devaient avoir un arrangement périodique dans l'espace [ABRIKOSOV 57]. Plus précisément et dans le cas $\mathbf{B} // \mathbf{c}$, le résultat donnait chaque vortex au nœud d'une maille dont les vecteurs de base \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 font un angle de 60 degrés entre eux dans un supraconducteur isotrope. Il existait alors essentiellement deux moyens de vérifier cette périodicité, la décoration qui visualise dans l'espace direct la surface des échantillons et la diffraction de neutrons. Même si ces deux méthodes sont encore utilisées de nos jours, la première pose à notre avis quelques problèmes qui la rendent assez difficile à interpréter. Dans les expériences de décoration, on dépose des très petites particules magnétiques (en général de fer) sur la surface de l'échantillon qui vont se fixer sur les zones de champ magnétique intense. L'observation est faite ensuite par microscopie électronique après être remonté à haute température. La résolution est faible, ce qui impose de travailler à très faible champ, typiquement quelques centaines de Gauss, donc près de B_{c1} où les effets géométriques (barrières de surface, barrières géométriques...) sont souvent très importants. On voit uniquement la répartition des vortex sur la surface de l'échantillon, il faut alors supposer qu'elle est représentative du volume de l'échantillon. Pour finir, cette méthode est perturbative, en ce sens que la sonde utilisée (les particules magnétiques) peut jouer le rôle de centre d'ancrage pour les vortex et modifier par leur présence même l'état du réseau. Nous pouvons également citer des techniques plus récentes de visualisation, comme la spectroscopie à effet tunnel ou les méthodes tomographiques (microscopie à force de Lorentz [BOERCH 74] [MATSUDA 91]...). La diffraction de neutrons de son côté offre à notre avis plus d'avantages, même si la reconstruction de l'espace direct est souvent peu évidente (comme pour toute technique de diffraction).

Le principal intérêt est peut être que les neutrons diffractent en traversant tout l'échantillon. Les clichés obtenus sont donc représentatifs du réseau de vortex en volume. La gamme de champs utilisables est assez étendue, même si les problèmes d'intensité diffractée rendent les mesures près de B_{c2} très difficiles.

Les premières expériences de diffraction de neutrons sur un réseau de vortex sont dues à Cribier et al [CRIBIER 64], qui ont observé le premier pic de diffraction du réseau en utilisant des neutrons lents ($\lambda = 4 \text{ \AA}$). Les lois classiques de diffraction permettent ensuite, en mesurant la position angulaire du pic ($\sin \theta = \frac{\lambda}{2d}$), de retrouver le pas du réseau dans l'espace direct $a_0 = d \frac{2}{\sqrt{3}}$. C'est ainsi que les deux principaux résultats du calcul d'Abrikosov, à savoir l'existence d'un réseau et la symétrie hexagonale ont été expérimentalement vérifiés. Depuis, la diffraction de neutrons aux petits angles (DNPA) a été principalement utilisée pour étudier la symétrie du réseau de vortex. Ces mesures sont faites sur un réseau à l'équilibre (sans courant extérieur imposé). Avec l'arrivée des supraconducteurs à haute T_c , de nombreux travaux théoriques se sont focalisés sur le diagramme de phase statique ou dynamique du réseau de vortex. Plusieurs phases ou régimes ont été prédits, mais peu ont été observés expérimentalement. Les mesures de transport sont généralement insuffisantes pour pouvoir conclure de manière non ambiguë sur un changement d'ordre du réseau, une transition structurale, un changement de phase car le réseau n'est pas observé directement. L'idéal est de pouvoir combiner ces mesures avec des mesures de DNPA, même si, comme dans toute expérience, la résolution expérimentale impose des contraintes difficiles à résoudre. Nous y reviendrons assez souvent en commentant nos résultats. Avec les mesures de DNPA, nous espérons obtenir des informations sur l'influence du mouvement du réseau sur sa structure. Les expériences de Simon et Thorel [SIMON 71] ont déjà rapporté d'importants effets que nous rappellerons plus tard. Par contre, de telles mesures ne donnent pas directement de preuves du mouvement. On peut espérer voir une rotation des plans de Bragg quand le réseau est en mouvement (par effet Doppler), mais ce faible effet est souvent masqué par un net élargissement du pic de diffraction en présence de courant de volume. La raison est simplement qu'un courant \mathbf{J} crée un rotationnel d'un champ magnétique \mathbf{b} d'après la relation de Maxwell-Ampère. Cela empêche de mettre proprement en évidence le mouvement du réseau (de mesurer sa vitesse moyenne) [SCHELTEN 75].

Les modèles de mouvement du réseau de vortex s'accordent en général sur un mouvement d'ensemble et cohérent à forte vitesse (le flux-flow). Par contre, à plus faible vitesse, c'est à

dire juste au dessus du courant critique, on peut s'attendre à une dispersion des vitesses si par exemple le dépiégeage est celui de paquets de vortex (flux-creep ou taff). L'idéal serait donc de pouvoir non seulement mesurer la vitesse moyenne des vortex, mais aussi cette dispersion. Remarquons par exemple qu'une mesure de transport donne accès un champ électrique moyen E dans l'échantillon. On passe ensuite à la vitesse moyenne des vortex par $v_L = \frac{E}{B}$ en supposant que la relation de Josephson s'applique, mais l'information (sur la vitesse) s'arrête là. Nous ne connaissons pas d'expériences ayant mesuré plus qu'une vitesse moyenne du réseau, et souvent avec de nombreuses réserves, les vitesses déduites étant très éloignées de celles attendues par la relation de Josephson (voir [THOREL 72] pour une discussion critique). L'idéal serait donc une méthode de diffraction avec une résolution temporelle en plus de la résolution en vecteurs de diffraction \mathbf{q} . Il faudrait pouvoir mesurer le changement d'impulsion des neutrons pendant leur interaction avec le réseau de vortex en mouvement. L'un des problèmes vient de la résolution nécessaire pour voir un changement d'énergie de neutrons allant à plusieurs centaines de m/sec diffractant sur un réseau allant à quelques dixièmes de m/sec.

La technique de l'écho de spin (ou spin-écho) offre une telle résolution de 10^{-5} , et, même si elle est en général utilisée pour étudier des phénomènes de relaxation (dans les polymères par exemple...), paraît appropriée. Un premier essai encourageant sur un supraconducteur de type II (Nb-Ta) ayant été réalisé, nous avons, en collaboration avec l'équipe du professeur E.M (Ted) Forgan, essayé de mesurer par cette technique la vitesse du réseau de vortex, et son éventuelle distribution.

Avant de présenter les résultats, il est nécessaire de faire une rapide introduction à la technique de l'écho de spin. L'essentiel de cette introduction, la partie non propre aux supraconducteurs, est inspirée du livre de F. Mezei [MEZEI 79] [MEZEI 82].

V-B- L'écho de spin

V-B-1 Le principe de l'écho de spin

Un spectromètre à écho de spin permet de mesurer la variation de vitesse des neutrons pendant leur processus inélastique dans un échantillon. Pour permettre cela, on leur fait effectuer des précessions de Larmor dans un champ magnétique avant l'échantillon et après l'échantillon en inversant le sens de la précession. La différence d'angle de précession est directement reliée à leur changement de vitesse.

Nous allons décrire le spectromètre à écho de spin IN15 de l'Institut Laue Langevin (Grenoble) sur lequel nous avons travaillé (figure V-1), sachant que (mis à part des différences de résolution, de flux (...) caractéristiques de chaque instrument), le principe est général.

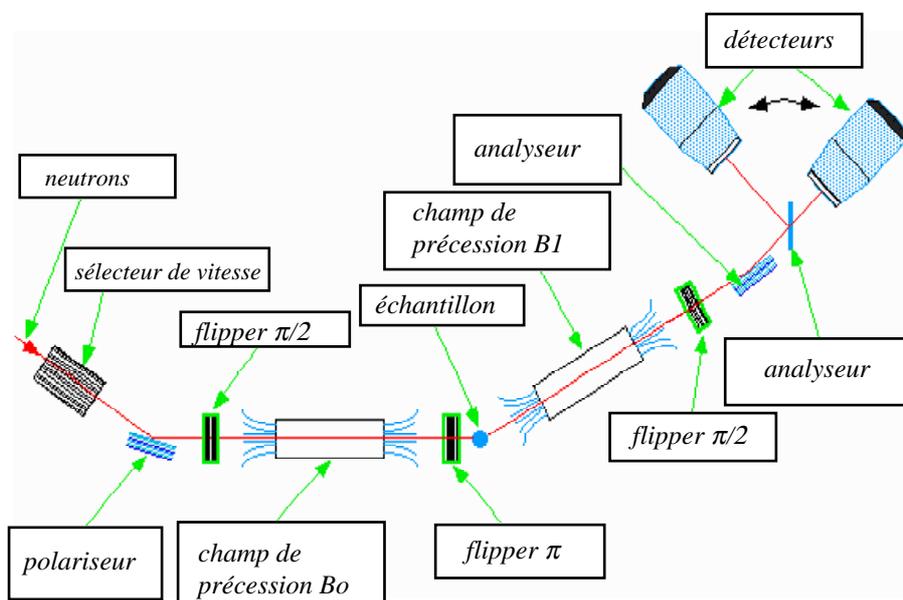


Figure V-1- Le spectromètre In-15 de l'ILL permettant les mesures d'écho de spin. Nous avons travaillé en configuration ferromagnétique (un flipper $\pi/2$ avant et après l'échantillon au lieu du flipper π).

Le plus simple est de suivre les neutrons depuis le cœur du réacteur jusqu'au détecteur, d'abord sans mettre d'échantillon sur leur trajet.

1. Le faisceau de neutrons ($\lambda = 8-25 \text{ \AA}$) arrive jusqu'à un sélecteur de vitesse qui permet la sélection de λ avec une résolution $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 15 \%$. L'intérêt de travailler sur IN15 est de profiter de ces grandes longueurs d'ondes qui offrent à la fois une grande résolution en énergie (en λ^{-3}) et permettent de travailler à des petits vecteurs de diffractions ($q \propto \lambda^{-1}$).

2. Les neutrons sont polarisés par un "super miroir" ferromagnétique qui réfléchit les neutrons ayant leur spin aligné avec le champ magnétique (horizontal) du miroir. Ils arrivent alors dans la première aire de précession.

3. Le premier flipper fait tourner la polarisation des neutrons de $\frac{\pi}{2}$. Ils rentrent ensuite dans la première bobine de précession avec une polarisation P_x perpendiculaire à un champ magnétique B_0 . Il y a donc précession (de Larmor) des neutrons autour de B_0 sur toute la longueur des bobines. L'angle de précession de Larmor pour un neutron de vitesse v , par rapport à la polarisation d'entrée dans la bobine est donnée par $\varphi(v) = \gamma_L \frac{L_0 B_0}{v \mu_0}$ où γ_L est le facteur gyromagnétique, L_0 la distance par rapport au point d'entrée et B_0 le champ de précession. Si les neutrons ont une distribution de vitesse $f(v)$, la composante de polarisation P_x est alors donnée par:

$$P_x = \langle \cos \varphi(v) \rangle = \int f(v) \cos \varphi(v) dv = \int f(v) \cos \left(\gamma_L \frac{L B_0}{v \mu_0} \right) dv$$

On se rend compte que lorsque L (ou B_0) augmente pendant le trajet dans l'aire de précession, le déphasage augmente entre les précessions des neutrons qui ont des vitesses différentes ($\langle \cos \varphi(v) \rangle$ tend vers zéro). Ceci pose un réel problème car le faisceau est loin d'être parfaitement monocromatique. Pour ne pas être gêné par cette dépolarisation, "l'astuce" est la

suivante. La configuration est symétrisée en mettant une deuxième aire de précession après avoir tourné la polarisation de π . On inverse alors tous les déphasages. A la sortie de cette deuxième aire (Champ B_1 , longueur L_1), et si $B_0 L_0 = B_1 L_1$, alors $\varphi(v) = \gamma_L \frac{(L_0 B_0 - L_1 B_1)}{v \mu_0}$ est nul pour tout les neutrons, c'est à dire $P_x = \langle \cos \varphi(v) \rangle = 1$ (figure V-2).

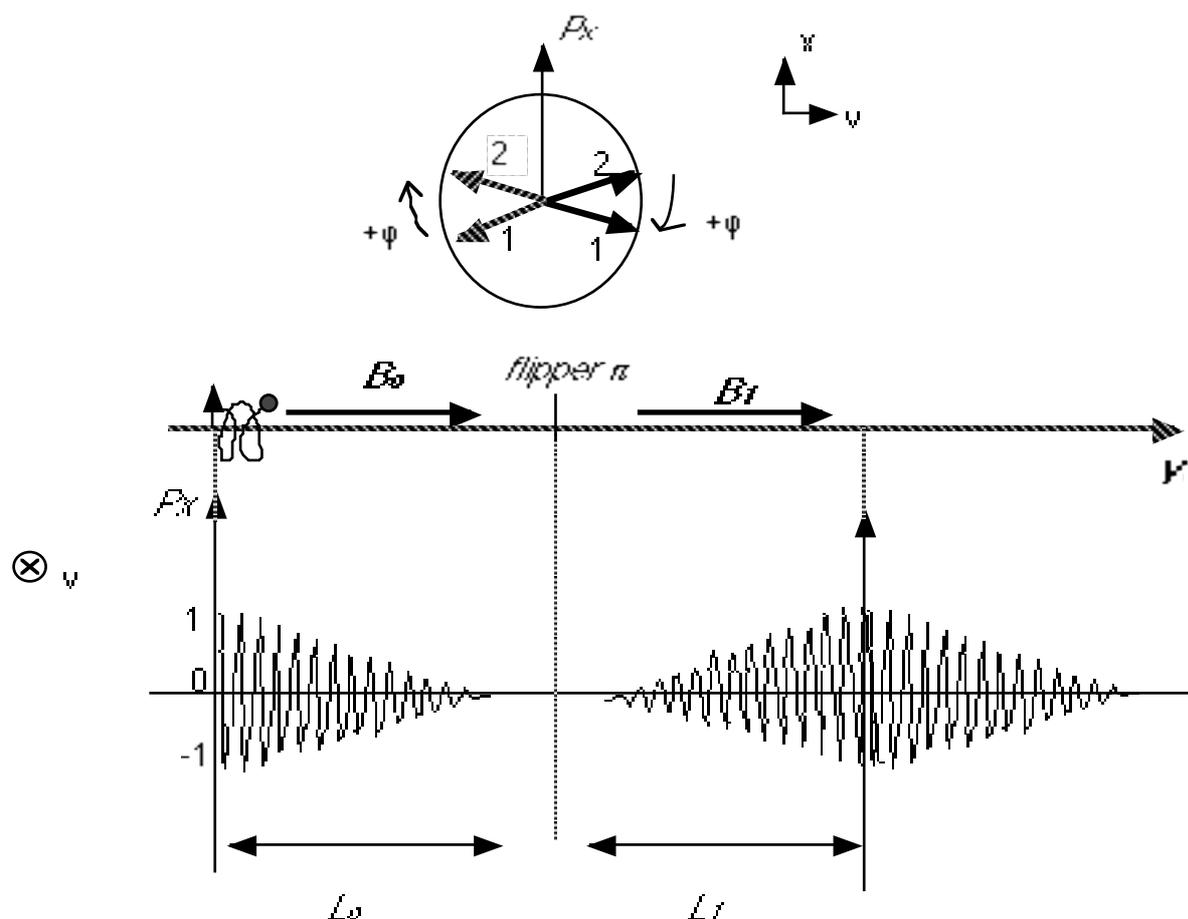


Figure V-2- En bas, la composante de polarisation utile du faisceau de neutrons. Après la deuxième bobine et en condition d'écho, son amplitude est maximale. En haut, l'action schématique d'un flipper π . Avant le flipper, le neutron 1 est en avance de φ sur le neutron 2. Après le flipper, $(P_x, P_y, 0)$ devient $(P_x, -P_y, 0)$ et le neutron 2 est maintenant en avance.

En symétrisant ainsi la configuration, on récupère une amplitude de polarisation maximale, et ce, quelque soit λ . La résolution en énergie est alors excellente malgré un $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 15\%$. A cette

position, P_x est appelée le signal d'écho de spin. L'ensemble $P_x(v)$ est le groupe d'écho de spin. Ce groupe d'écho de spin est directement la transformée de Fourier de la fonction de distribution des vitesses. En pratique, pour faire une mesure d'un groupe d'écho de spin (que nous appellerons maintenant un écho par commodité), on fait varier la valeur du champ magnétique B_1 et on mesure $P_x = f(B_1)$.

4. Pour mesurer cette polarisation, un flipper de $\frac{\pi}{2}$ remet les spins dans la direction horizontale pour qu'ils soient analysés par un autre supermirroir. Finalement, un détecteur mesure la composante de polarisation parallèle à cet analyseur.

On place maintenant un échantillon entre les deux bobines de précession. Après la première précession, la vitesse des neutrons est v_0 . Si les neutrons interagissent de manière inélastique dans l'échantillon, il va y avoir un changement d'énergie classiquement donné par

$$h \nu = \frac{1}{2} m (v_0^2 - v_1^2) = \Delta E (v_0, v_1)$$

De même, l'angle de précession de Larmor s'écrit

$$\varphi (v_0, v_1) = \frac{\gamma L}{\mu_0} \left(\frac{L_0 B_0}{v_0} - \frac{L_1 B_1}{v_1} \right)$$

v_1 est la vitesse des neutrons après l'échantillon. L'essence de l'écho de spin est de mesurer la variation d'énergie $\Delta E (v_0, v_1)$ en utilisant $\varphi (v_0, v_1)$. Ces deux fonctions sont à priori différentes, mais il est possible de trouver une valeur $\Delta E_0 = \Delta E (\langle v_0 \rangle, \langle v_1 \rangle)$ qui offre une relation simple de proportionnalité entre elles. En d'autres termes, on cherche à satisfaire

$$\varphi (v_0, v_1) - \varphi (\langle v_0 \rangle, \langle v_1 \rangle) = \frac{2\pi t}{h} \left[\Delta E (v_0, v_1) - \Delta E (\langle v_0 \rangle, \langle v_1 \rangle) \right]$$

t est pour le moment une simple constante de proportionnalité. Cette équation postule qu'autour de valeurs moyennes des vitesses, le déphasage dans la précession de Larmor mesure le changement d'énergie dans l'échantillon. On cherche maintenant à la résoudre au premier ordre (petites variations de vitesse $\delta v_i = v_i - \langle v_i \rangle$). Le calcul ne présente pas de difficulté et donne comme conditions, qui sont appelées les conditions de l'écho de spin :

$$\frac{L_0 B_0}{L_1 B_1} = \frac{\langle v_0 \rangle^3}{\langle v_1 \rangle^3} \quad \text{et} \quad t = \frac{h \langle \phi_i \rangle}{2 \pi \langle E_i \rangle}$$

De manière pratique, si les neutrons ont subit un processus avec une variation d'énergie ΔE ($\langle v_0 \rangle$, $\langle v_1 \rangle$), l'écho sera le même que s'il n'y avait pas d'échantillon, mais avec un décentrage dû à la condition $\frac{L_0 B_0}{L_1 B_1} \neq 1$.

Un processus inélastique est caractérisé par sa fonction de diffusion $S(\mathbf{q}, \Delta E)$ où \mathbf{q} est le vecteur de diffusion. C'est la probabilité qu'il y ait à un \mathbf{q} donné un changement d'énergie ΔE pour les neutrons. On en déduit le signal de l'écho

$$P = \langle \cos(\varphi - \bar{\varphi}) \rangle = \frac{\int S(\mathbf{q}, \Delta E) \cos(\varphi - \bar{\varphi}) d\Delta E}{\int S(\mathbf{q}, \Delta E) d\Delta E}$$

En condition d'écho de spin, $\varphi - \bar{\varphi} = \frac{2\pi}{h} t (\Delta E - \Delta \bar{E})$. Le signal d'écho de spin correspond donc à la transformée de Fourier de la fonction de diffusion. La constante de proportionnalité t est le temps de Fourier. Une des forces du spin écho est que ce temps de Fourier est directement contrôlable par l'expérimentateur. On règle ce temps de Fourier avec la première bobine (il est donné par le nombre de précession des neutrons). Ensuite, il suffit de faire varier B_1 dans la deuxième bobine de précession et de travailler à B_0 / B_1 constant pour rester en condition d'écho.

En résumé, un changement d'énergie des neutrons est équivalent à un changement de phase dans l'écho de spin, avec un facteur de proportionnalité t contrôlé par l'expérimentateur. Plus intéressant encore, si le processus inélastique conduit à une distribution de changement d'énergie, l'amplitude de l'écho sera diminuée car la compensation de la deuxième bobine sera imparfaite.

Revenons au cas particulier du réseau de vortex. Dans le cas simple d'un réseau en flux flow, on translate la carte du champ magnétique de manière périodique dans l'échantillon. Les plans de Bragg formés par les rangées de vortex, même s'ils se déplacent, gardent leur périodicité (\mathbf{q} est constant). Les neutrons incidents vont alors subir un effet Doppler. avec un changement d'énergie $\Delta E = \frac{\hbar}{2\pi} \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_L$, où v_L est la vitesse du réseau. Comme en condition d'écho, $\varphi = \frac{2\pi}{\hbar} \Delta E t$, on trouve le résultat simple

$$\varphi = \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_L t$$

Une mesure du déphasage de l'écho à \mathbf{q} constant revient donc à une mesure de la vitesse du réseau de vortex. En comparant avec des mesures de champ électrique, il est alors possible de valider (ou non) la relation de Josephson qui prévoit $v_L = \frac{E}{B}$.

L'écho de spin offre de plus la possibilité de mesurer la distribution des vitesses dans l'échantillon (rapellons qu'une mesure de tension donne uniquement des valeurs moyennes). Près du courant critique (les vortex commencent juste à bouger), on peut espérer voir cette distribution.

En dehors de l'aspect "technique" qu'offre cette expérience, il y a donc un réel intérêt au niveau de la compréhension de l'ancrage et de la dynamique du réseau de vortex.

V-B-2- Les mesures d'écho de spin dans Nb-Ta

V-B-2a- *La configuration expérimentale*

Précisons d'abord nos conditions expérimentales. On mesure d'autant plus facilement la vitesse du réseau que celle-ci est importante. Si $v_L = \frac{E}{B}$, on obtient $v_L = \frac{\rho_n}{B c^2} \frac{I - I_c}{S B}$.

Il faut donc chercher un échantillon avec une assez grande résistivité normale et un faible courant critique. Un échantillon de Nb_{0.87}Ta_{0.13} (type II basse T_c) a été choisi comme remplissant au mieux ces conditions. Cet échantillon a comme section $S = 12 \times 0.35 \text{ mm}^2$ et comme longueur 30 mm. Il a été recuit pendant deux jours à 1500°C pour une bonne homogénéisation des propriétés du matériau. Il est important de noter qu'il a été également laminé dans le sens de sa longueur avant recuit. Les contacts de prise de tension sont faits avec deux points de laque d'argent et des fils d'or. Les amenées de courant sont en fil supraconducteur. Les tensions aux bornes de l'échantillon sont mesurées pour chaque mesure d'écho.

Le cryostat utilisé a été spécialement construit pour ce type d'expériences (neutrons, champs intenses, transport) par le groupe du professeur Forgan. Comme les champs qui créent le réseau de vortex sont intenses (quelques 0.1T), le spectromètre a été placé en configuration ferromagnétique (figureV-3), pour que les neutrons incidents ne soient pas dépolarisés (sinon les neutrons se remettraient à précesser dans l'entrefer de l'électro-aimant et on perdrait toute l'information souhaitée).

Dans le cryostat, le champ magnétique est appliqué horizontalement, le long de la direction des neutrons. Le courant est lui appliqué verticalement suivant la longueur de l'échantillon (figureV-4). La force de Lorentz doit ainsi être horizontale.

$(P_x, P_y, 0) \xrightarrow{\text{flipper } \pi/2} (0, -P_y, P_x) \xrightarrow{B // z} (0, 0, P_x) \xrightarrow{\text{flipper } \pi/2} (P_x, 0, 0)$

Figure V-3 Exemple de séquence en configuration ferromagnétique. L'information souhaitée P_x est obtenue malgré le champ intense B/z présent dans le cryostat.

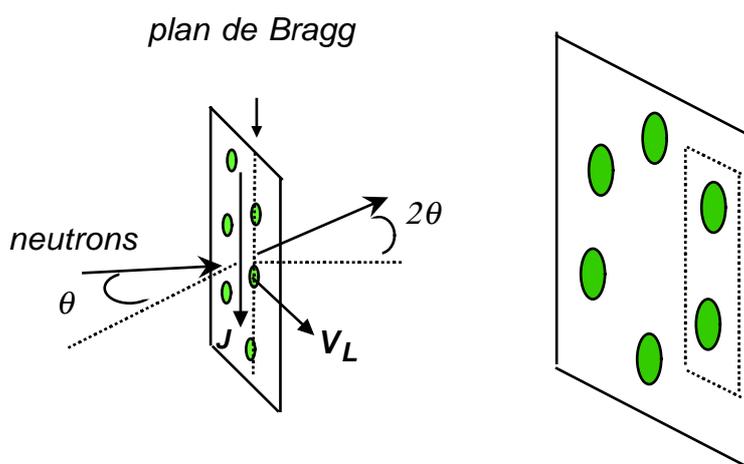


Figure V-4- La géométrie expérimentale. Les deux pics de diffraction entourés en pointillés sont ceux sur lesquels nous avons travaillé.

Evidemment, si le réseau bouge, il y a dissipation. Une des principales difficultés vient de l'échauffement provoqué essentiellement sur les contacts en Argent qui empêche une bonne stabilisation de température. Nous avons donc travaillé sous Helium superfluide (2.1 K) (nous n'avons pas été gêné par l'absorption des neutrons par l'Hélium). La longueur d'onde a été choisie à 15 et 19 Å avec une dispersion $\Delta\lambda/\lambda \approx 10\%$. La diffraction des neutrons est faite à petits angles (q est petit pour le réseau de vortex, typiquement 10^{-3} \AA^{-1}).

Pour les mesures, le réglage de l'écho a été fait d'abord sans courant appliqué dans l'échantillon. Il n'y a alors pas d'interaction inélastique entre les neutrons et le réseau de vortex. Cela donne l'amplitude maximum et le réglage de phase de l'écho en réglant les bobines en configuration. Les champs choisis ont été 0.2 T et 0.3T, où les courants critiques sont de

quelques Ampères. Nous avons obtenu, avec cette valeur de champ, un bon compromis entre la résolution, l'intensité du signal et la valeur de q . Avant toute mesure, il faut se mettre sur une tache de Bragg. Un multidétecteur permet une analyse en q . Nous avons d'abord observé que le réseau de vortex était, même en absence de courant, aligné sur la largeur de l'échantillon, avec des taches à 60 degrés (réseau hexagonal). Nous pensons que cette orientation préférentielle peut être due au laminage de l'échantillon. En effectuant un balayage en ω , le centre de la tache de Bragg est précisément obtenue et l'on peut travailler à q constant. Quand le réseau se translate en flux-flow, il faut faire attention à l'effet Doppler, qui est responsable d'une rotation apparente de l'angle de Bragg (voir par exemple [SCHELLEN 75]). Cet effet, observé, reste faible (de l'ordre de 0.1 degrés aux vitesses observées) et peut raisonnablement être ignoré pour cette expérience. Pour faire une mesure d'écho, nous procédons alors de la manière suivante:

- On choisit un temps de Fourier en réglant la précession des neutrons dans la première bobine. Un écho est fait en courant nul.
- Le réseau est mis en mouvement en appliquant un courant surcritique.
- Les conditions d'écho sont retrouvées en jouant sur le champ de la deuxième bobine.
- On mesure le déphasage de l'écho ainsi compensé et son amplitude. Ce déphasage sera noté ϕ par la suite et l'amplitude normalisée S .

V-B-2b- Préliminaires

Les résultats bruts (0.3T, 7.5 A) sont donnés sur la figure V-5. La phase devrait varier selon la formule $\phi = (\mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_L) t$, c'est à dire linéairement avec le temps de Fourier. Cela est effectivement observé quand ϕ est assez faible. Par contre, quand ϕ devient grand, on observe une chute de la valeur des points expérimentaux, également observable sur l'amplitude. Cet effet est expérimental. Nous n'avons simplement pas tenu compte du signal élastique qui joue le rôle d'un bruit de fond.

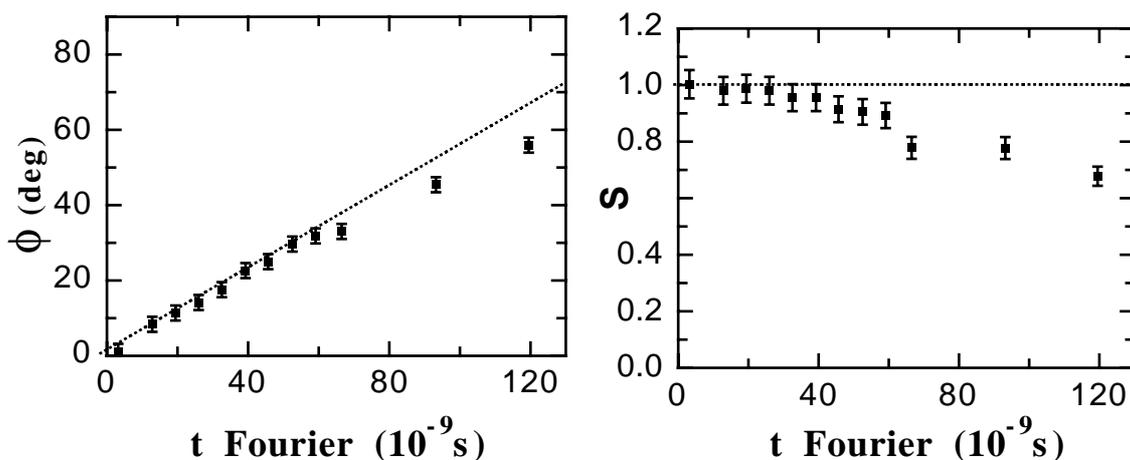


Figure V-5- A gauche, la phase de l'écho et à droite, l'amplitude normalisée de l'écho pour $B=0.3 T$ et $I = 7.5 A$.

Il est difficile de distinguer toutes les contributions qui composent le bruit de fond (diffraction incohérente dans l'échantillon, cryostat...). Par contre, on peut s'assurer qu'il ne vient pas des vortex en effectuant par exemple un balayage en ϖ dans l'état normal (10 K) et dans l'état mixte (2K). On retrouve bien le même bruit de fond dans les deux cas (figureV-6).

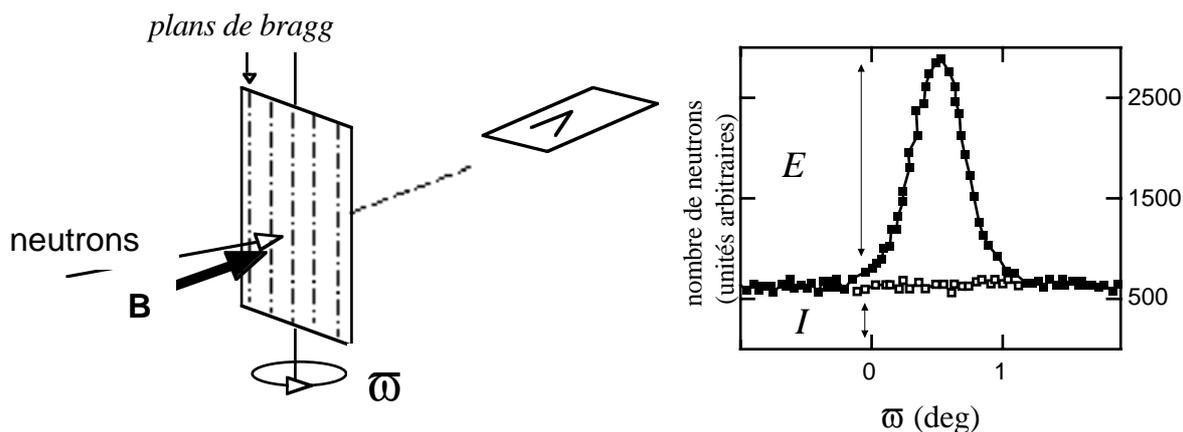


Figure V-6- A gauche, la définition de l'angle ϖ (rotation du champ magnétique+échantillon par rapport au faisceau de neutrons). A droite, la courbe obtenue avec un tel balayage dans l'état normal (points blancs) et dans l'état mixte (point noir). Le "bruit de fond" est le même.

Par la suite, le bruit de fond sera toujours mesuré à basse température, dans les mêmes conditions (B, T, I) que celle de l'écho.

La correction de ce bruit de fond se fait par des considérations géométriques. Une construction vectorielle donne les différentes contributions (figure V-7):

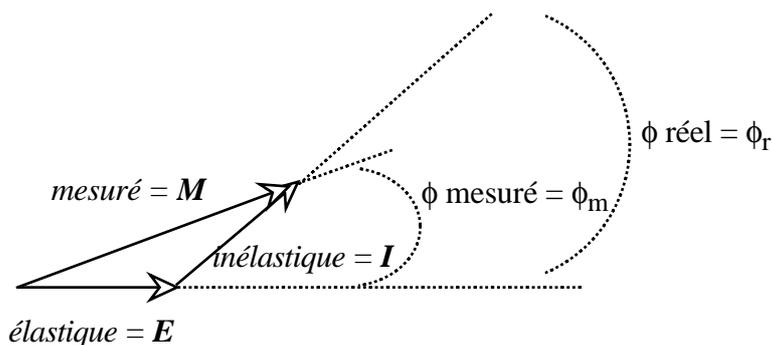


Figure V-7- La contribution de l'amplitude et de la phase des différents signaux .

On cherche à extraire la partie uniquement inélastique (amplitude I, phase ϕ_r). Le signal élastique E est le bruit de fond mesuré. Le signal expérimental (amplitude M, phase ϕ_m) est la somme des deux.

Le lien entre ces différentes contribution est donné par :

$$\cotan \phi_r = \cotan \phi_m - \frac{E}{M \sin \phi_m}$$

$$I = \sqrt{E^2 + M^2 - 2 E M \cos \phi_m}$$

Après cette correction, on obtient les résultats présentés sur la figure V-8. La correction esst efficace et restitue la proportionnalité entre la phase de l'écho et le temps de Fourier.

Ceci montre que les décroissances observées étaient bien dues à une contribution élastique. Cette correction a été systématiquement effectuée pour toutes les mesures présentées maintenant.

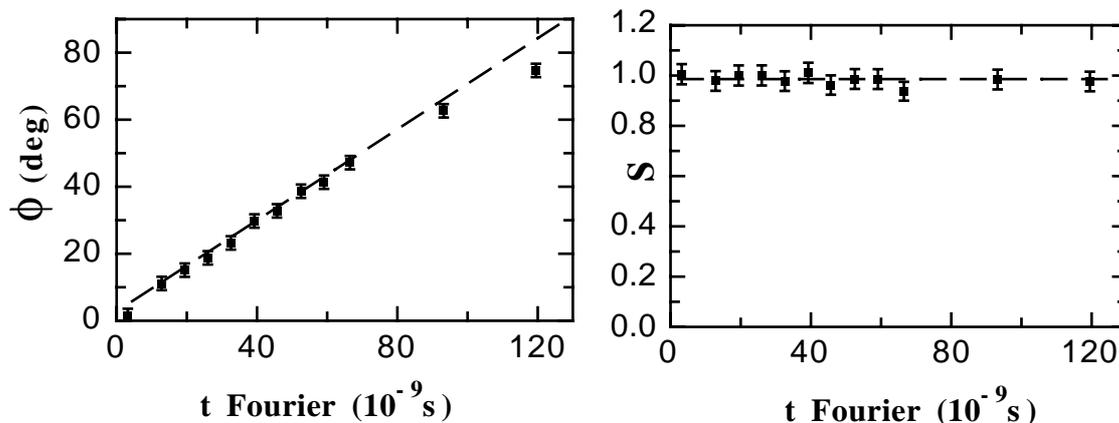


Figure V-8- La phase et l'amplitude de l'écho à 0.3T et I=7.5 A après correction du bruit de fond. On peut comparer avec la figure V-5.

V-B-2c- La vérification de la relation de Josephson

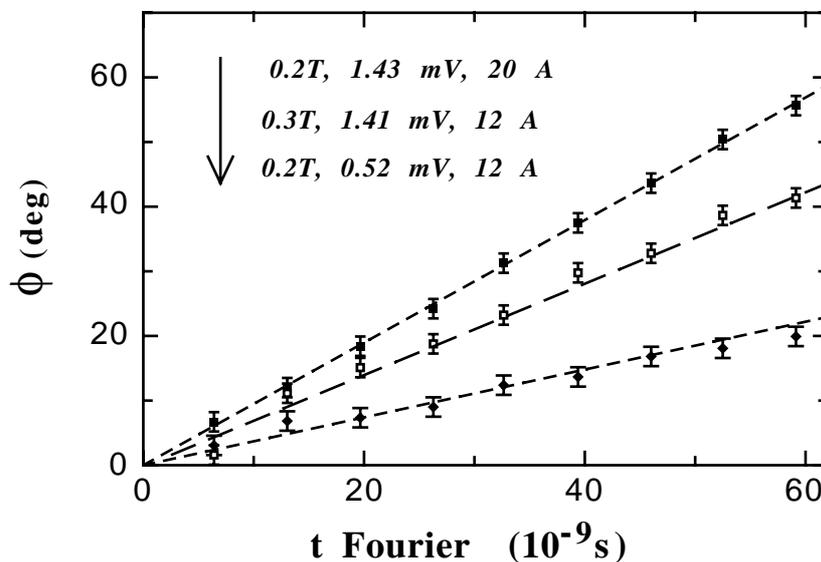


Figure V-9- Vérification expérimentale de la loi $\phi = (q.v_L) t = \frac{2\pi}{a_0} \frac{E}{B} \frac{\sqrt{3}}{2} t$ (pointillés) par la mesure de la phase de l'écho en fonction de t (points expérimentaux). La vitesse du réseau de vortex est donc bien $v_L = E/B$.

Le premier résultat est la vérification de la relation de Josephson $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_L \wedge \mathbf{B}$. Sur la figure V-9, nous avons représenté la phase de l'écho, mesurée par la technique du spin écho, et également celle que l'on devrait obtenir si la vitesse du réseau de vortex était effectivement donnée par $v_L = \frac{E}{B}$, E étant donné simultanément par une mesure de tension. L'accord est excellent. Nous avons également vérifié que cet accord reste même dès les plus faibles vitesses du réseau de vortex, c'est à dire juste au dessus du courant critique.

Dans cet échantillon, la dissipation est donnée par $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_L \wedge \mathbf{B}$ dans toute la région surcritique étudiée.

Il est également intéressant de s'intéresser à l'amplitude de l'écho. On peut très bien imaginer que juste au dessus du courant critique, même si la relation entre les champs est donnée par celle de Josephson, il existe des distributions de vitesse dans l'échantillon. Dans ce cas, et si celles ci sont dans notre fenêtre expérimentale (10^{-10} sec $< t < 10^{-7}$ sec), nous devrions les mesurer.

V-B-2d- *A propos des distributions de vitesse*

Le résultat est présenté figure V-10, les mesures sont présentées pour plusieurs vitesses du réseau.

La conclusion est immédiate:

Il n'y a pas de dispersion des vitesses dans réseau de vortex, que ce soit à forte vitesse ou à faible vitesse pour nos temps expérimentaux. Dès le dépiégeage, tout le réseau se translate dans l'échantillon.

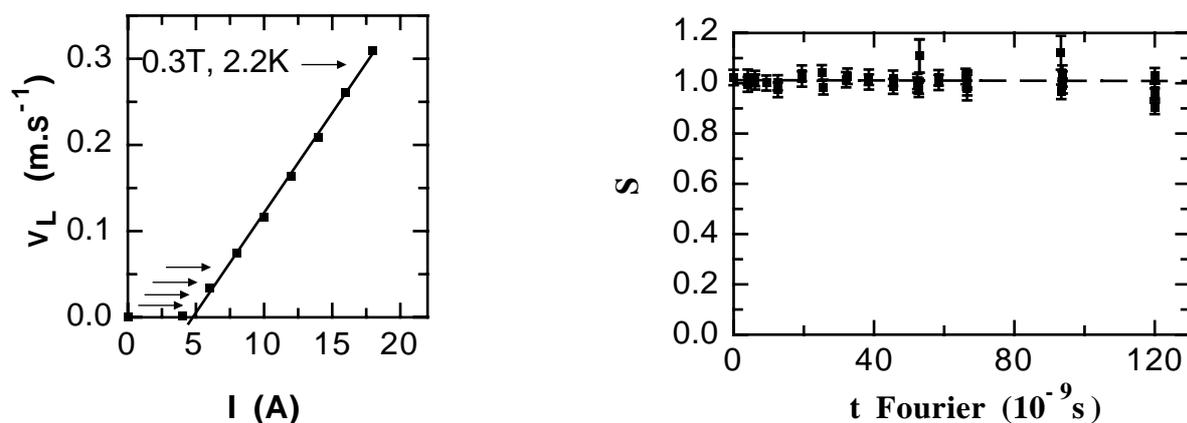


Figure V-10- A gauche la vitesse moyenne du réseau de vortex en fonction du courant ($I_c \approx 5\text{A}$). A droite, l'amplitude de l'écho, mesurée pour les valeurs de courant marquées par les flèches, est constante.

A notre connaissance, les modèles basés sur un désordre volumique du matériau ont des difficultés à expliquer ce résultat. Une caractéristique courant-tension peut être vue comme une mesure de la vitesse E/B en fonction de la force appliquée f . Dans une description élastique volumique et à une température finie ($T \neq 0$), le réseau de vortex est en mouvement, l'énergie thermique lui assurant de passer les barrières énergétiques qui ancrent le réseau à température nulle (notons que les propriétés statiques du réseau peuvent être responsables d'une divergence de ces barrières à faible force imposée [Natterman 90], et donc d'un déplacement très faible des vortex conduisant à une dissipation trop petite pour être mesurable expérimentalement).

L'allure de la caractéristique théorique est la suivante (figure V-11):

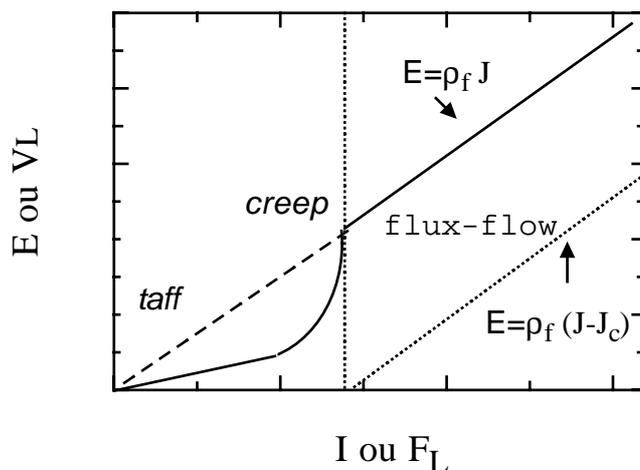


Figure V-11- caractéristique vitesse-force appliquée dans un modèle élastique volumique en traits pleins et l'observation expérimentale en petits pointillés.

Dans le cadre de cette description et à fort courant, le réseau ne voit plus les effets du désordre et l'on retrouve le pur flux-flow [KOSHELEV 94]. Nous rediscuterons des mécanismes mis en jeu plus en détail dans le chapitre suivant. C'est bien ce que l'on observe avec l'écho de spin, à savoir une seule vitesse dans l'échantillon. Par contre, une telle description amène à la conclusion que dans ce régime, $E = \rho_f J$ alors que l'on observe expérimentalement $E = \rho_f (J - J_c)$. Le flux-flow est, en présence de courant critique, un régime linéaire mais ce n'est pas un régime ohmique, ce qui a été remarqué depuis longtemps [YAMAFUJI 67]. Il est à notre avis assez ambigu de décrire un régime où les vortex se déplacent sans être gênés par les défauts mais où la force d'ancrage doit être toujours active [voir CAMPBELL 72 pour une revue].

Dans les supraconducteurs à haute T_c , on admet alors souvent que le flux flow n'est atteint que dans la phase "liquide" où le courant critique est nul [BLATTER 94, page 1138 et page 1254]. Expérimentalement, on peut pourtant tout à fait observer une caractéristique $V(I)$ linéaire à fort courant en présence de courant critique (voir nos mesures dans YBCO au chapitre II). Cette discussion est donc toujours d'actualité.

Une autre manière de dire les choses est qu' en flux flow, la vitesse du réseau de vortex *dépend de la valeur du courant critique*, donc qu'il y a une certaine mémoire de l'ancrage, même si celui ci n'est plus effectif. Dans un ancrage de surface, l'explication est naturelle car il est prédit que seul le courant surcritique ($I-I_c$) pénètre le volume de l'échantillon.

En conclusion de ce paragraphe, un échantillon avec une caractéristique tension-courant linéaire ne présente donc pas de dispersion de vitesses. Par contre, on peut s'attendre au résultat contraire si la caractéristique courant-tension est courbée.

Pourquoi y aurait-il des vitesses différentes dans l'échantillon à un point de dissipation donné ?

- Il y a une distribution de courant critique I_{ci} . Des domaines sont désancrés les un après les autres le long de la caractéristique tension-courant et dissipent avec une vitesse $v_{Li} = \frac{\rho_n}{B_c^2} \frac{I - I_{ci}}{S B}$. Celle ci est alors non linéaire même si le mécanisme de dissipation reste linéaire (flux-flow).

- Il y a un dépiégeage du réseau par paquets de vortex plus ou moins grand ("Flux-Creep"). Il est généralement admis que juste au dessus du courant critique, on se trouve dans un régime où les vortex bougent de manière quasi-individuelle [DUARTE 96] [PARDO 97]. Il y a des fortes variations locales de vitesse [Giamarchi 96]. Un tel processus est par essence non linéaire.

Pour obtenir une telle caractéristique courant tension non linéaire, nous avons donc découpé un échantillon Nb-Ta en dents de scie, de manière à imposer une force de Lorentz inhomogène sur la largeur de l'échantillon. Le résultat est effectivement l'apparition nette d'une non linéarité (figure V-12). Il n'est pas exclu, comme le traitement imposé à l'échantillon a été un peu "brutal", que quelques contraintes (métallurgiques) ou dislocations aient pénétré le volume. L'aspect de la surface a aussi été modifié.

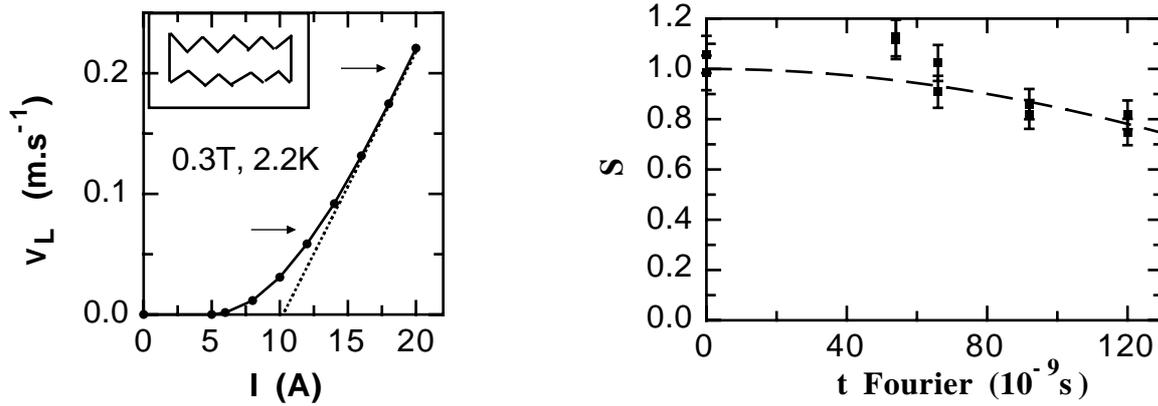


Figure V-12- A gauche la vitesse moyenne du réseau de vortex en fonction du courant ($I_c = 6\text{A}$) (en insert, le schéma de l'échantillon découpé). A droite, l'amplitude de l'écho, mesurée pour les valeurs de courant marquées par les flèches, décroît avec le temps de Fourier.

On observe maintenant une décroissance de l'amplitude de l'écho, synonyme d'une dispersion des vitesses dans l'échantillon. Cette décroissance, aux barres d'erreur près, est indépendante du point où nous avons fait l'écho. En particulier, il y a toujours une dispersion des vitesses en flux-flow. Le fait que l'on observe un régime linéaire en flux-flow est alors simplement dû à l'écart relatif entre la vitesse moyenne du réseau v_L et la dispersion Δv_L ($\Delta v_L/v_L$ devient négligeable à grande vitesse) [LAZARD 99]. Par contre, on ne peut pas l'expliquer par un modèle qui explique la linéarité en flux flow par une disparition de l'effet de l'ancrage. On s'attendrait alors à $\Delta v_L \approx 0$ en flux-flow.

Il y a une manière assez simple de comprendre pourquoi la distribution des vitesses est la même pour ces deux points. Imaginons l'existence de deux domaines avec des courants critiques respectifs I_{c1} et I_{c2} dans l'échantillon. Comme $v_{Li} = R_{ff} \frac{I - I_{ci}}{B}$, dans chaque domaine il y a flux flow si $I > I_{c1} > I_{c2}$ mais il y aura deux vitesses dans l'échantillon.

On mesure alors une vitesse "moyenne" $v_{L1} + v_{L2}$ mais une dispersion $v_{L1} - v_{L2} = R_{ff} \frac{I_{c2} - I_{c1}}{B}$ qui est indépendante de I , donc de la vitesse moyenne (figure V-13).

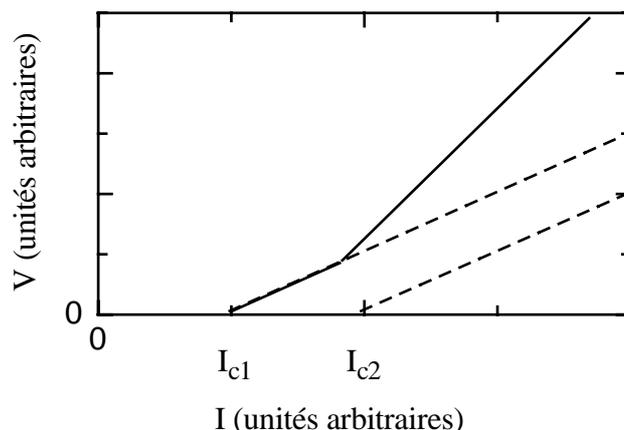


Figure V-13- Caractéristique tension-courant schématique si il existe deux courants critiques dans l'échantillon. En trait plein, la tension totale aux bornes de l'échantillon.

On généralise ensuite facilement avec plusieurs domaines possédant des courants critiques différents. La caractéristique courant-tension est une somme de droites avec des abscisses à l'origine différentes. Elle est alors non linéaire (avec une allure parabolique) tant que le courant de transport est plus faible que le plus grand des courants critiques [JONES 67].

On conclut que la courbure de la $V(I)$ peut venir simplement d'une distribution de courant critique et alors garder un mécanisme de dissipation linéaire avec le courant (comme le flux flow). Il n'y a alors plus à introduire d'activation où l'énergie est une fonction du courant, ce qui est une des base des processus de dépiégeage de volume.

C'est en tout cas cohérent avec ce que l'on observe expérimentalement. On observerait sinon une forte distribution de vitesses dans la région non linéaire et une vitesse homogène en flux-flow.

En faisant la transformée de Fourier sur l'amplitude de l'écho, on remonte directement à la valeur numérique de la distribution des vitesses $P(v_L)$ dans l'échantillon.

$$P(v_L) = \int_0^{\infty} S e^{-i q v_L t} dt \text{ avec } S \approx e^{-t/\delta}$$

On mesure ainsi une distribution de 0.027 m/sec, en bon accord avec la courbure apparente de la caractéristique courant-tension.

V-B-3 Conclusion des mesures d'écho de spin

Ces mesures d'écho de spin vérifient la relation de Josephson. Elles nous apprennent que quand la caractéristique tension-courant est linéaire, il n'y a pas de dispersion de vitesses dans l'échantillon entre 10^{-7} et 10^{-10} sec. Le réseau de vortex bouge comme un bloc cohérent même pour ses plus faibles vitesses (Il n'y a qu'un "paquet" de vortex). Quand la caractéristique tension-courant est non-linéaire, nous avons mesuré une dispersion de vitesse dans l'échantillon, qui reste présente même à forte vitesse. Ce résultat n'est, à notre avis, pas réconciliable avec un modèle de moyennage du potentiel d'ancrage à forte vitesse mais est expliqué par une distribution de courant critique dans l'échantillon.

Quelques remarques sur l'évolution de la forme des pics de bragg avec le courant :

Toutes ces mesures d'écho de spin sont faites en condition de diffraction $\theta=2\theta$. Nous avons donc avant chaque mesure vérifié la position du pic de Bragg en effectuant un balayage en ϖ (voir figure V-7), ce qui permet également de faire la correction de bruit de fond. L'étude de ces courbes est en elle même intéressante. Si en courant nul (réseau au repos), on observe une Lorentzienne bien définie et étroite, celle ci s'élargit notablement en présence du courant. De même, l'intensité diffractée diminue mais plus rapidement que ce que l'on pourrait espérer si l'intensité était redistribuée dans le pic de Bragg (l'aire du pic n'est pas constante). Quelque soit

la cause de ces effets, ils ont certainement à voir avec la dynamique du réseau. On pourrait "a priori" aussi invoquer un changement dans la perfection du réseau (ordre orientationnel et/ou translationnel). Travailler sur un seul pic est clairement insuffisant pour discriminer entre tous ces effets. En particulier, il faut pouvoir discerner ce qui vient du courant lui même, et ce qui vient du mouvement du réseau. Nous avons donc décidé de retravailler avec l'échantillon de Nb-Ta sur un diffractomètre plus classique de Diffraction de Neutrons aux Petits Angles.

V-C- Les mesures de Diffraction de Neutrons aux Petits Angles en dynamique

Ces mesures ont été effectuées à l'Institut Laue Langevin de Grenoble sur le diffractomètre D11, toujours en collaboration avec le groupe du professeur Ted Forgan.

V-C-1- Quelques expériences

On trouve dans la littérature assez peu d'expériences similaires, sûrement à cause des conditions expérimentales qui sont peu habituelles. Les premières expériences de diffraction de neutrons sur le réseau de vortex en présence d'un courant de transport sont dues à Y. Simon et P. Thorel [SIMON 71] [THOREL 72]. Les échantillons étaient des monocristaux de Nobium. La géométrie utilisée était différente de celle que nous avons choisit (respectivement $B \perp$ neutrons et $B //$ neutrons). Si le réseau de vortex est très bien arrangé ("monocristal de vortex"), les deux géométries ont sensiblement le même intérêt. Par contre, si le réseau est désordonné ("polycristal de vortex"), il est préférable de travailler avec le faisceau de neutrons parallèle au champ magnétique. On peut dans ce cas trouver les conditions de diffraction des différentes familles de plans de Bragg en tournant un peu l'ensemble champ magnétique-échantillon par rapport au faisceau de neutrons (angle ϖ pour une rotation autour de l'axe vertical et φ pour une rotation autour de l'axe horizontal). Dans l'autre géométrie ($B \perp$ neutrons), pour beaucoup d'orientations des plans de Bragg, on ne pourra simplement pas trouver de conditions de

diffraction, l'information sera alors incomplète. Mis à part ces réserves, des résultats importants sont rapportés par Thorel et Simon :

- En montant le courant sur la caractéristique courant-tension, ils n'observent d'abord aucun changement tant qu'il n'y a pas dissipation, mais ensuite un élargissement en ϖ du pic de bragg dans la région non linéaire, puis un net affinement en flux-flow. L'interprétation la plus naturelle est celle d'un réarrangement du réseau de vortex en flux-flow, mais nous allons voir que ce type de mesures permet d'obtenir de plus amples informations.

Il faut également citer les mesures de Schelten et al [SCHELTEN 75] sur la mesure de la vitesse du réseau en se servant de l'effet Doppler.

Plus récemment, Yaron et al ont étudié en détail la structure du réseau de vortex dans 2H-NbSe₂ en présence de courant de transport [YARON 94] [YARON 95]. Nous reviendrons sur ces mesures en discutant de nos propres résultats.

V-C-2- La géométrie expérimentale

Nous avons travaillé avec faisceau de neutrons de longueur d'onde $\lambda_n \approx 10 \text{ \AA}$. Le faisceau est monocromatisé avec un $\Delta\lambda_n/\lambda_n$ de 10 %. Les neutrons diffractés par l'échantillon sont détectés par un multi-détecteur de 64*64 cm². La géométrie choisie est la même que pour l'écho de spin, à savoir le champ magnétique parallèle au faisceau de neutrons.

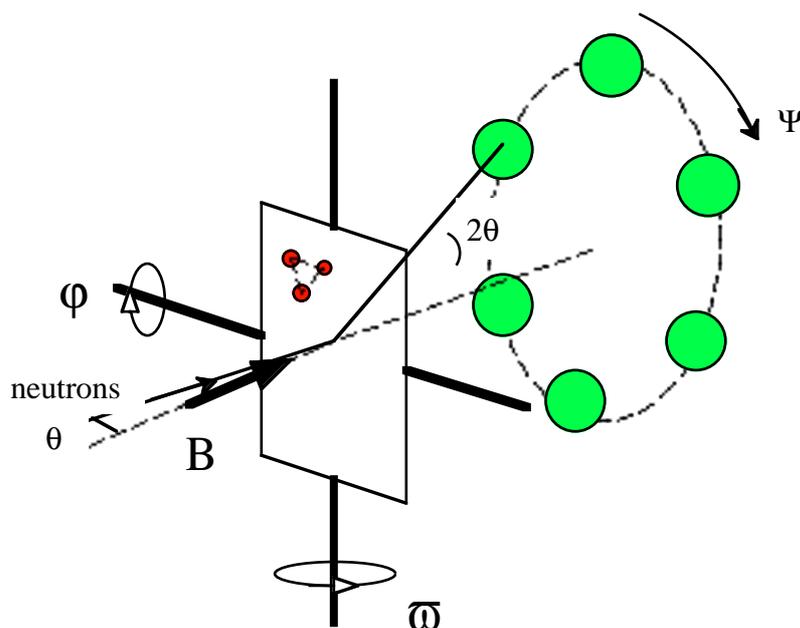


Figure V-15- La géométrie expérimentale.

Pour réaliser les clichés qui vont être discutés, il faut se mettre en condition de diffraction sur toutes les taches (celles du premier ordre). Pour cela, l'échantillon solidaire du champ magnétique subit une rotation autour de l'axe vertical (rotation ω) et de l'axe horizontal (rotation φ). A chaque position angulaire, le multi-détecteur compte les neutrons. Tous ces clichés (environ une trentaine) sont ensuite sommés pour obtenir la figure de diffraction du réseau.

Les discussions autour des balayages en ω et en φ sont faites sur des clichés où les deux rotations complètes ont été effectuées. Il y a aussi des clichés, ceux où nous ne discuterons que l'orientation du réseau, qui ont été réalisés en se mettant sur chaque tache en condition de Bragg en calculant les bonnes valeurs de (ω, φ) . Comme pour l'expérience d'écho de spin, pour éviter les problèmes d'échauffement de l'échantillon, nous avons travaillé sous hélium superfluide à 2.1 K. Le courant de transport est également appliqué dans la direction verticale. Les clichés ont été pris après être descendu sous la température critique avec le champ magnétique appliqué ("field cooled"), pour éviter les inhomogénéités de champ.

Pour traiter un cliché, nous allons travailler sur la répartition de l'intensité diffractée en fonction des différents angles. ϖ et φ sont les angles de balayage qui permettent de connaître la "perfection" de la famille des plans de Bragg que l'on regarde. L'angle θ est l'angle de Bragg qui est relié à la distance entre les plans de Bragg et donc à la densité de vortex. Il est donné par la distance radiale X entre le centre du cliché et le pic dans le plan du détecteur ($\tan 2\theta = X / D$, avec D la distance échantillon détecteur). On peut également définir l'angle azimuthal Ψ dans le plan du détecteur (voir figure V-15), qui est relié à la mosaïcité du réseau.

V-C-3- Les résultats dans Nb-Ta

V-C-3a- *Le réseau de vortex statique*

Le premier résultat est la mise en évidence d'un "monocristal" de vortex dans le Nb-Ta. A près une descente sous champ magnétique à 0.3T, on observe 6 spots de diffraction bien résolus (figure V-16 et V-17).

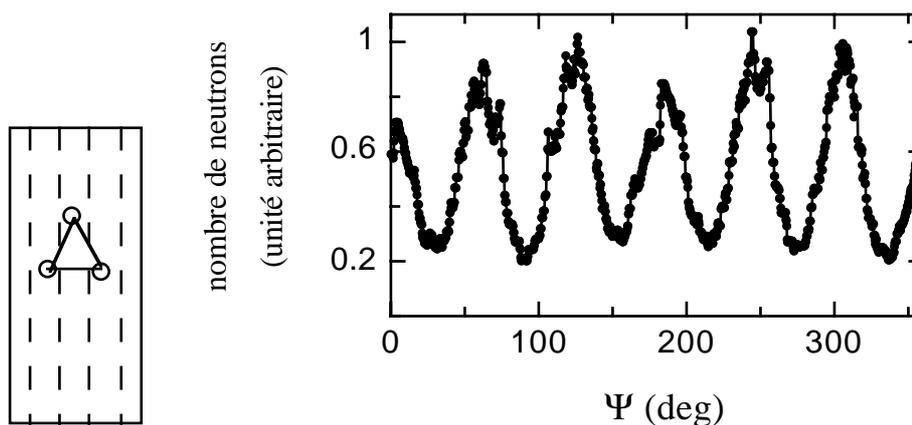


Figure.V-17- A gauche, l'orientation du réseau de vortex ainsi que la direction du laminage dessinée en pointillés. A droite, la variation de l'intensité diffractée pour l'échantillon Nb-Ta (2.1K, 0.3T) en fonction de l'angle azimuthal.

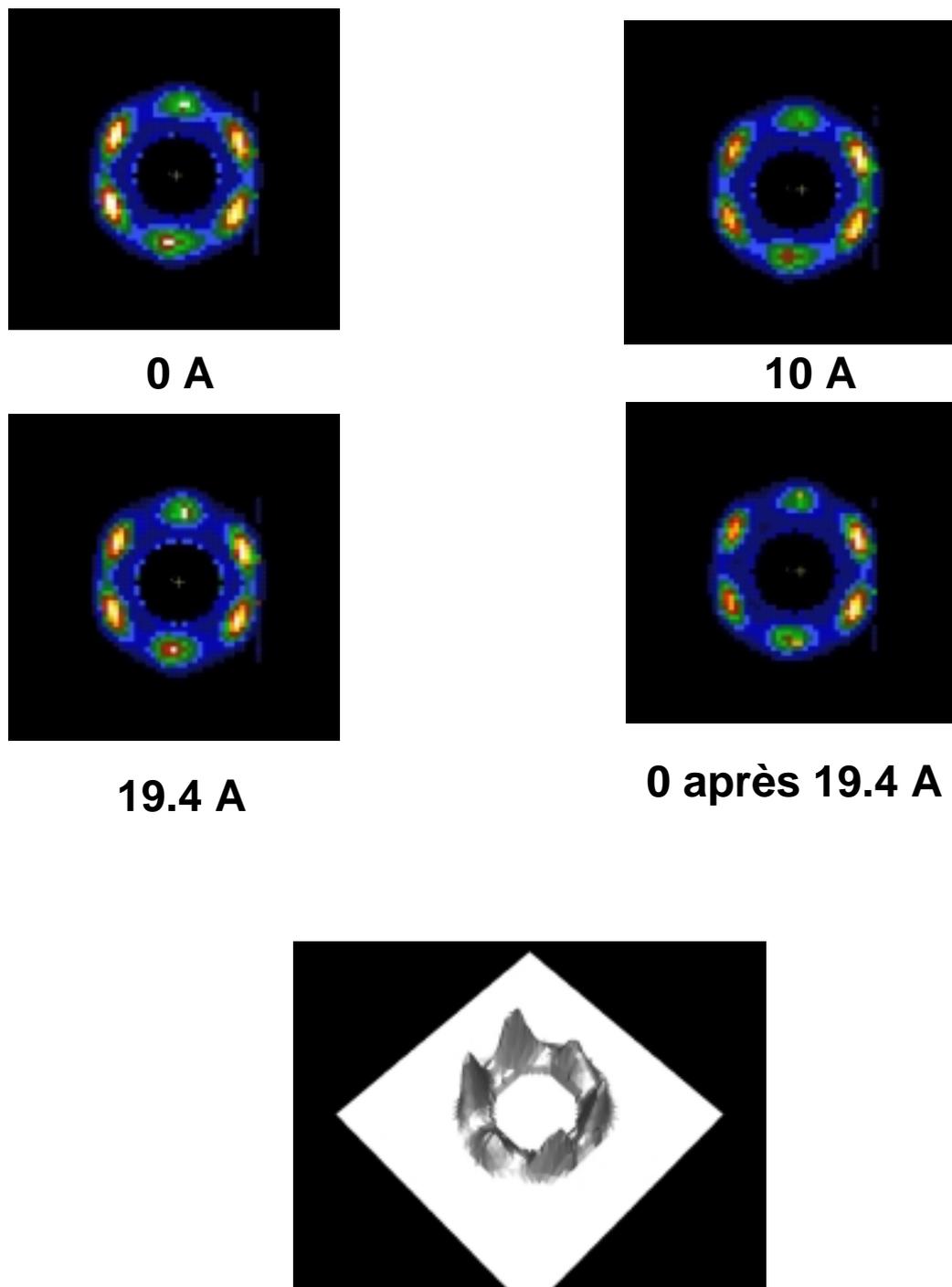


Figure V-16: Clichés de diffraction du réseau de vortex dans Nb-Ta soumis à un courant de transport ($B=0.3T$, $T = 2.1 K$)

La symétrie est hexagonale. L'orientation du réseau est donnée par celle du laminage. Il est tout à fait plausible que cette direction préférentielle en soit sa conséquence directe.

V-C-3b- *L'effet du courant*

Nous allons nous intéresser à l'ordre du réseau de vortex en présence de courant de transport. Pour cela, un cliché a été effectué pour plusieurs valeurs de courant imposé, correspondant à autant de niveaux de dissipation. Quelques clichés sont présentés sur la figure V-16. A première vue, ils ont l'air tout à fait semblable. L'orientation du réseau de vortex ne change pas. Les pics sur les développés en Ψ ont une même largeur (Figure V-18), ce qui est un signe d'une même qualité orientationnelle du réseau de vortex. On observe par contre une décroissance de l'intensité à fort courant, c'est à dire à forte vitesse du réseau de vortex. Nous reviendrons sur ce point plus tard.

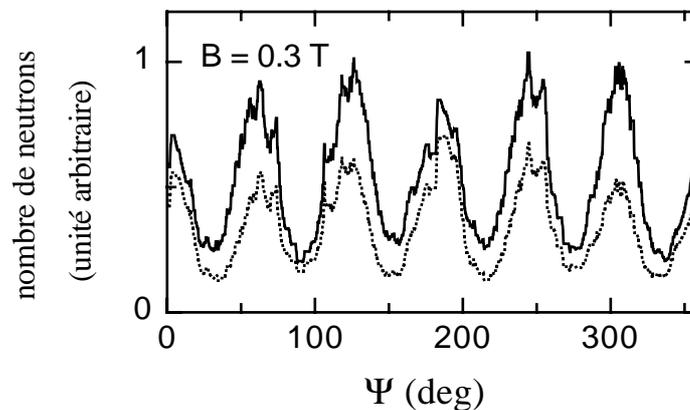


Figure V-18 La variation de l'intensité diffractée en fonction de l'angle Ψ (en trait plein, sans courant injecté et en trait pointillé, pour un courant de 19.4 A). On remarque la diminution de l'intensité intégrée.

Selon notre géométrie expérimentale, si un effet du courant sur l'ordre ou la perfection du réseau de vortex existe, on peut s'attendre à ce qu'il soit anisotrope par rapport à l'orientation du réseau. Il faut donc regarder les balayages en ϖ et φ séparément .

Précisons d'abord ce que nous regardons. Notre réseau est quasiment mono-cristallin. Cela signifie que les plans de Bragg ont une orientation bien définie dans l'échantillon. Par contre, et contrairement à une expérience de diffraction dans un cristal par exemple, on regarde des objets étendus dans la direction du champ magnétique. Si les vortex (donc les plans de Bragg) sont parfaitement droits quelque soit le courant, les pics en ϖ et φ seront limités à la résolution expérimentale. De la même manière, un écart à cette perfection se traduira par un élargissement des pics.

C'est dans cet esprit que Yaron et al ont extrait des longueurs caractéristiques du réseau de vortex dans NbSe₂, en s'intéressant surtout à ξ_L , la longueur de corrélation des vortex le long de leur axe [YARON 94]. Ils étudient la largeur $\Delta\varpi$ en fonction du courant pour en déduire $\xi_L \approx 1/(q\Delta\varpi)$. Le principal résultat est l'observation d'une augmentation de ξ_L quand le courant est monté en surcritique ($\xi_L \approx 40 a_0$ quand $I < I_c$ puis $80 a_0$ quand $I > I_c$). Quand le courant est redescendu à zéro, ξ_L reste à sa valeur maximale. Cette expérience semble valider la théorie de Larkin-Ovchinnikov car, étant donné que ξ_L varie fortement au courant critique, il est tentant de lui donner le sens de la longueur d'ancrage L_c (chapitre I). L'application d'un courant reviendrait à augmenter ξ_L jusqu'à $L_c \propto J_c^{-1/2}$. Il y aurait alors désancrage du réseau. Le réseau mis en mouvement ne voit plus le potentiel d'ancrage, résultant en une plus grande longueur de corrélation. Quand on regarde les données, il est assez clair que ξ_L reste constant tant que le courant est sous critique, alors que l'on pourrait s'attendre à une augmentation progressive si le courant avait pour effet d'améliorer le réseau jusqu'à ce que ξ_L atteigne L_c . On ne comprend pas alors ce qui crée le dépiégeage, car le réseau à J_c n'est ni plus, ni moins désordonné qu'à courant nul. Il y a un autre problème important qui est d'ailleurs souligné par Yaron et al. Le courant critique ne change pas après un cycle en courant alors que ξ_L varie d'un facteur deux,

ce qui pose clairement le problème de la cohérence de ξ_L comme longueur ayant à voir avec l'ancrage.

Une réponse est proposée par Giamarchi et Le Doussal (GLD) dans un commentaire [GIAMARCHI 95]. Ils analysent la longueur extraite non pas comme la longueur de Larkin ξ_L , mais comme L_a qui donne l'ordre translationnel dans la théorie du verre de Bragg (chapitre I). Quand le courant est sous critique, il peut exister des dislocations libres dans le réseau et L_a est limité à ξ_L (les dislocations hors équilibre apparaissent à l'échelle des longueurs de Larkin où les barrières énergétiques sont faibles). En courant surcritique, ces dislocations sont expulsées et $L_a \gg \xi_L$. L'état plus ordonné est restauré et préservé même si le courant est redescendu. GLD considèrent qu'il ne peut y avoir réapparition de dislocations dans le réseau après avoir atteint l'état verre de Bragg, qui est l'état le plus ordonné du système, et ce même si le premier état non dissipatif (à courant nul) se présente avec des dislocations.

Regardons maintenant nos propres résultats dans Nb-Ta, en commençant par les balayages en ϖ . Nous nous plaçons sur un pic de Bragg latéral du cliché. En courant nul, l'allure de la courbe est plutôt Lorentzienne avec une largeur à mi hauteur faible (0.4 degrés), signe de plans de bragg bien droits dans l'échantillon. Cette largeur contient la contribution de la résolution instrumentale, nous n'accorderons donc pas de signification particulière à l'allure Lorentzienne de la courbe. Maintenant la même courbe quand l'échantillon est soumis à un courant surcritique montre une allure totalement différente (fig V-19). On observe un très net élargissement, ainsi qu'un petit décalage du centre du "pic".

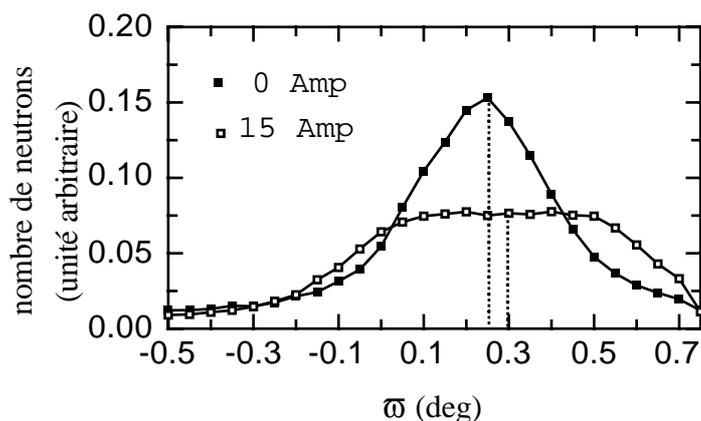


Figure V-19- La variation de l'intensité diffractée en fonction de l'angle ω , pour un courant nul (points noirs) et pour un courant de 15 A (points blancs) ($B=0.3 T$)

Le décalage du pic est dû à l'effet Doppler des neutrons sur le réseau de vortex [SCHELLEN 75], le même effet qui nous a permis de mesurer la vitesse du réseau avec l'écho de spin.

Les neutrons arrivent avec un angle ω en condition de diffraction sur le réseau immobile. Si le réseau est en mouvement avec une vitesse V_L , il sera en condition de diffraction pour un angle ω' donné par la construction géométrique suivante (figure V-20):

ω' : angle de diffraction du laboratoire ω : angle de diffraction du réseau de vortex
 plans de Bragg

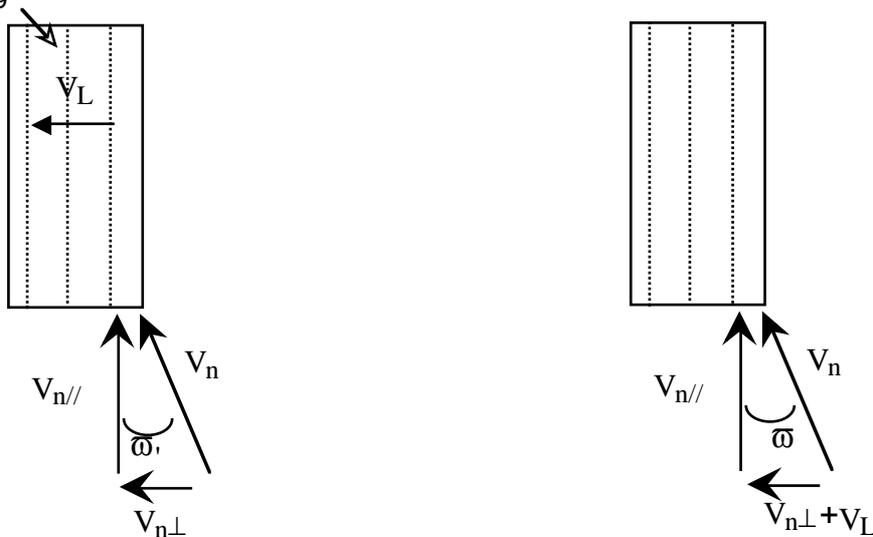


Figure V-20- La rotation apparente des plans de Bragg par effet Doppler. V_n est la vitesse moyenne des neutrons, V_L celle du réseau de vortex.

On en déduit

$$\bar{\omega} - \bar{\omega}' = \frac{V_{n\perp} + V_L}{V_{n//}} - \frac{V_{n\perp}}{V_{n//}} = \frac{V_L}{V_{n//}} \text{ aux petits angles}$$

Pour des neutrons de 10 \AA , $V_{n//} = 395.6 \text{ m.sec}^{-1}$. La vitesse du réseau de vortex pour $I=15 \text{ A}$ est de 0.21 m.sec^{-1} . On en déduit une rotation apparente de l'angle de bragg de 0.03 degrés à comparer avec les 0.025 (approximatifs) mesurés sur nos courbes (fig VI-19). L'accord est aussi satisfaisant que le permet la précision des mesures et se confirme pour les autres valeurs de vitesse du réseau de vortex.

L'élargissement des courbes est un effet beaucoup plus spectaculaire, ainsi que la forme que celles ci prennent. Elles sont pratiquement plates sur presque un degré, ce qui signifie que les plans de bragg gardent des conditions identiques pendant la rotation en $\bar{\omega}$. Si l'on trace la largeur à mi-hauteur des courbes $\Delta\bar{\omega}$ en fonction du courant appliqué dans l'échantillon (figure V-21), on observe que celle ci est proportionnelle au courant, mais uniquement quand ce dernier est surcritique.

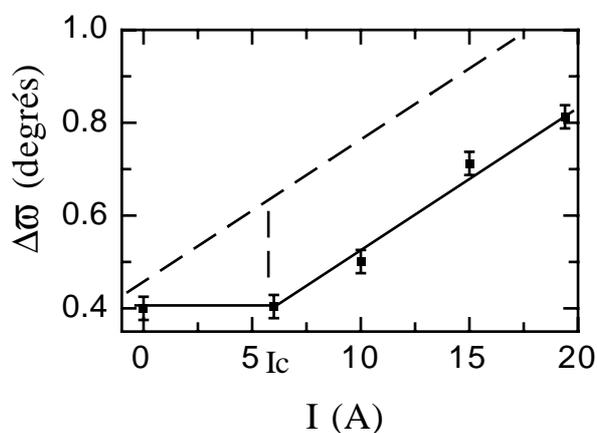


Figure V-21- La largeur à mi hauteur des pics de diffraction balayés en $\bar{\omega}$ en fonction du courant de transport ($B=0.3T$) Le trait pointillé est l'application de la relation de Maxwell pour un ancrage de volume, le trait plein pour un ancrage de surface.

Suivant Schelten et al [SCHELTEN 75], on trouve l'explication la plus naturelle en appliquant les relations de Maxwell-Ampère. Quand on injecte un courant de densité J dans un conducteur, il se crée une composante de champ associée à $\text{rot } \mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{J}$. Physiquement, le terme dB_y/dz sur la figure V-22 représente une courbure des lignes de champ magnétique.

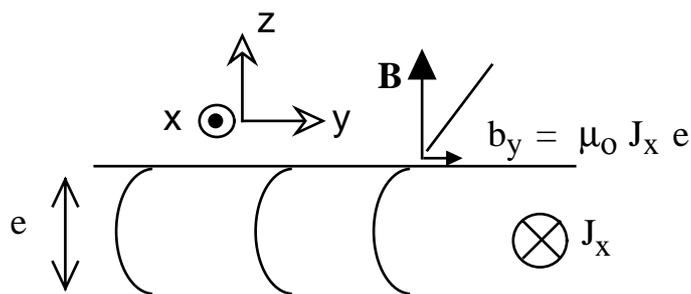


Figure V-22- Courbure des lignes de champ magnétique dans un échantillon d'épaisseur e soumis à une densité de courant J_x .

Nous retenons que des lignes de champ magnétique courbes dans le volume sont reliées à un courant volumique J . Si la courbure est constante, J est uniforme. Un balayage en ϖ est sensible à cette courbure comme le montre la figure V-23.

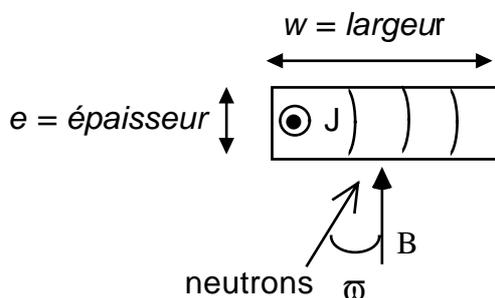


Figure V-23- La géométrie expérimentale montrant les plans de Bragg courbés ainsi que la direction du faisceau de neutron.

Suivant cette hypothèse, on s'attend à un élargissement $\Delta\varpi = 2 * b_y / B = 2 \mu_0 I / w B$ où $w = 1.2$ cm est la largeur de l'échantillon, c'est à dire pour $B = 0.3$ Teslas, $\Delta\varpi = 0.029 * I + \Delta\varpi_{I=0}$ (degrés). Le résultat est tracé en pointillés sur la figure V-21.

La pente est celle attendue avec une très bonne précision, mais l'équation de la droite est donnée par $\Delta\varpi = 0.029 * (I - I_c) + \Delta\varpi_{I=0}$. Nous en déduisons deux résultats importants :

- *Il n'y a pas de courant volumique sous le courant critique, donc I_c est superficiel.*
- *Le courant qui courbe les lignes de champ est $I - I_c$ et non pas le courant total I . une partie I_c reste donc en surface même dans l'état dissipatif.*

Ces deux résultats sont totalement cohérents avec ce que l'on a observé au spin écho, où nous avons fait quelques remarques sur la difficulté d'interpréter nos résultats avec un mécanisme d'ancrage volumique. Cette nouvelle expérience montre que, dans cet échantillon, il faut séparer le courant en deux contributions, une superficielle non dissipative, l'autre volumique dissipative. On retrouve une signature forte d'ancrage de surface [PLACAIS 96]. Dans le cadre d'un ancrage de volume, une déformation volumique des vortex est liée avec l'existence d'un courant macroscopique volumique. Si l'on n'observe pas celui ci, c'est que les vortex restent en moyenne droits dans l'échantillon et il n'y a pas de courant critique associé. Dans l'esprit de l'ancrage collectif de Larkin-Ovchinnikov, cela revient à dire que le volume corrélé V_c est très grand, donc que $J_c \propto 1/V_c$ tends vers zéro.

Il faut quand même préciser que les neutrons voient les lignes de champ magnétique, et non pas directement les vortex. Néanmoins, les deux sont liés par l'équation de London (chapitre I). L'allure des balayages en ϖ à fort courant (le plateau sur presque toute la largeur en ϖ) va dans le sens d'une courbure constante, donc d'une densité $(J - J_c)$ homogène dans l'échantillon. Comme en flux flow, dans des conditions stationnaires, le champ électrique E est par définition uniforme, $J - J_c = \sigma_f E$ qui est volumique l'est aussi. Dans ce cas ($\text{rot}(\mathbf{J} - \mathbf{J}_c) = 0$), on peut considérer que les lignes de vortex ω suivent les lignes de champs. En flux-flow et dans le

volume de l'échantillon, on retrouve $\mathbf{B} = \omega$. On voit donc bien dans ce cas la courbure des vortex.

Pour être totalement surs que l'élargissement des balayages en ϖ est du au courant, il faut vérifier que l'effet est anisotrope. Ce renseignement nous est donné par les balayages en φ (Figure V-23).

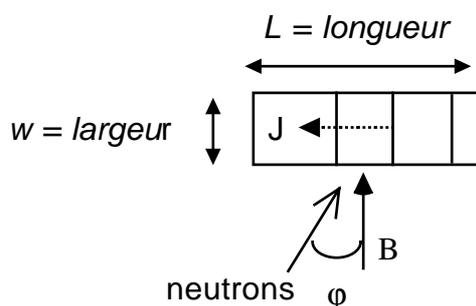


Figure V-23- Les plans de Bragg sont courbés dans le plan perpendiculaire au balayage en φ .

Le faisceau de neutrons tourne autour de plans de Bragg qui contiennent les vortex courbés. On ne s'attend alors à aucun élargissement $\Delta\varphi$ des pics de Bragg.

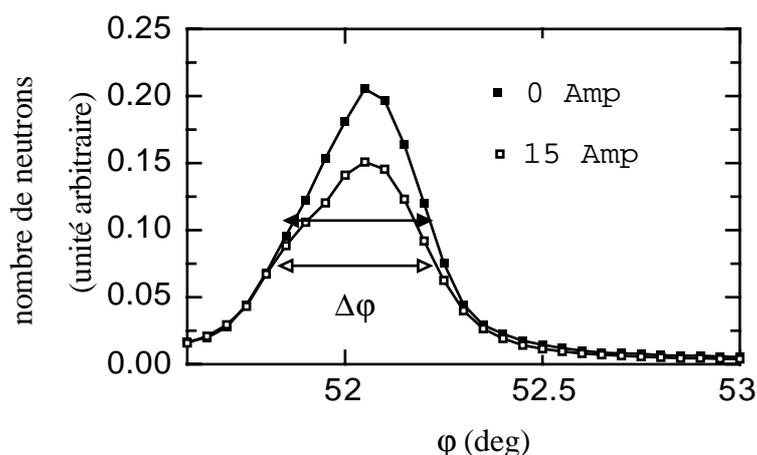


Figure V-25- Variation de l'intensité en fonction de l'angle φ . La largeur à mi hauteur $\Delta\varphi$ ne dépend presque pas de la valeur du courant ($B=0.3 T$)

A fort courant, $\Delta\phi$ reste du même ordre de grandeur que celui observé à courant nul (fig V-25). Ceci valide le modèle de courbure des vortex et montre que l'effet du courant est fortement anisotrope. Pour travailler sur un pic de diffraction, il faut donc connaître la direction du courant relative à la rotation effectuée. L'extraction plus précise de $\Delta\phi$ a été faite en ajustant les points expérimentaux par une gaussienne. On observe en fait un petit effet sur $\Delta\phi$, qui est de l'ordre du centième de degré. A 0 Ampère, $\Delta\phi = 0.38^\circ$ pour 0.36° à 19.4 A.

Il faut préciser que les barres d'erreurs des ajustements sont du même ordre de grandeur que l'écart entre ces deux valeurs. Il ne faut donc pas attacher une grande signification à ce point, et nous retiendrons que l'effet important du courant est de courber les vortex dans la direction de leur vitesse. Il est tout à fait vraisemblable que cette courbure, qui se fait dans les plans de bragg dont nous regardons la "perfection" en ϕ , permette d'aligner ceux ci mieux qu'ils ne l'étaient à courant nul. Le résultat serait alors un petit rétrécissement de la largeur $\Delta\phi$. C'est un mécanisme qui pourrait expliquer les résultats de Yaron et al dont nous avons déjà parlé. L'effet qu'ils observent est du même ordre de grandeur (quelques centièmes de degrés). L'explication que nous proposons permet de comprendre pourquoi la longueur ξ_L qu'ils extraient est constante sous le courant critique. Nous pensons que le courant n'a pas encore pénétré le volume sous I_c , et que sa pénétration à I_c a pour effet de courber les vortex dans la direction perpendiculaire au balayage en angle effectué par Yaron et al.

Ceci ne peut être qu'une hypothèse car nous ne connaissons malheureusement pas la direction du courant utilisée dans leur expérience.

Revenons à nos mesures pour conclure. Les mesures conduisent à l'image d'une dissipation décrite par la figure V-26 .

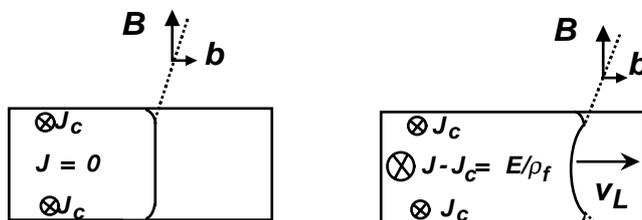


Figure V-26- L'échantillon de Nb-Ta pour $I < I_c$ à gauche et en régime dissipatif à droite ($I > I_c$). Le trait plein est une ligne de vortex qui se courbe juste en surface pour compenser le courant critique puis qui se courbe en volume en flux flow [HOCQUET 92].

V-C-3c- La perte d'intensité diffractée

Il reste à discuter un effet qui est assez visible sur toute les figures présentées, à savoir une perte d'intensité diffractée quand le réseau est en mouvement. Le meilleur moyen de s'en rendre compte est d'intégrer toute l'intensité diffractée sur une pellicule qui contient les 6 spots de diffraction. Le résultat est présenté sur la figure V-24.

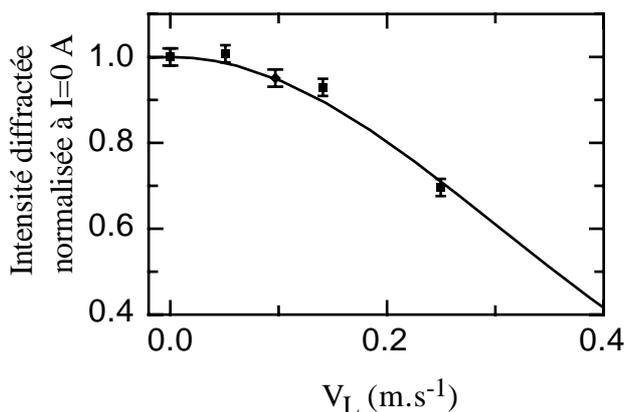


Figure V-24- Intensité diffractée intégrée sur toutes les taches en fonction de la vitesse du réseau de vortex. Le trait plein est un ajustement par la formule "Debye-Waller".

Cette perte d'intensité a à voir avec la dynamique du réseau, car l'intensité initiale est rétablie quand le courant est coupé. Elle est également plus importante à forte vitesse. Il n'y a aucun élargissement des courbes d'intensité diffractée $I = f(q)$. L'intensité perdue ne vient donc pas d'un étalement des conditions de diffraction. Plus précisément, si l'on regarde les courbes développées en Ψ , on s'aperçoit nettement que le bruit de fond diminue à fort courant (les pics sont mieux résolus certainement par l'élimination de quelques dislocations du réseau), mais que cette intensité n'est pas redistribuée dans les pics de diffraction. C'est donc l'ensemble signal+bruit de fond qui diminue, comme si un facteur de type "Debye Waller" était ajouté. Bien entendu, ce n'est pas la température mais la vitesse du réseau de vortex qui est ici notre terme d'agitation.

Avant de proposer une explication il nous faut éliminer plusieurs hypothèses. Il serait possible d'évoquer un échauffement de l'échantillon qui aurait pour effet d'augmenter la profondeur de pénétration de London λ_L , et donc de diminuer l'intensité diffractée (qui varie en λ_L^{-4}). Nous travaillons sous hélium superfluide, le bain est totalement isotherme et l'évacuation de chaleur n'est pas un problème. Si il y a une élévation de température dans l'échantillon, elle est due à la résistance de Kapitza ($R_K \approx 1 \text{ K cm}^2/\text{W}$). Une estimation rapide montre que que l'élévation maximale de température n'est que de 0.2 K, donc négligeable [PLACAIS 99]. De toute façon, aucun effet d'échauffement significatif n'a été observé pendant les mesures (les tensions mesurées sur l'échantillon en régime dissipatif sont restées très stables).

Nous pensons donc que cet effet n'est pas un "artefact" de l'expérience, et qu'il pourrait venir d'une diffraction incohérente des vortex quand ceux ci vont à une vitesse importante. Comme le spin écho nous a appris qu'il n'y a pas d'instabilité dans le réseau entre des temps de 10^{-7} - 10^{-10} sec, il faut chercher un mécanisme en dehors de cet intervalle. Nous gardons à l'esprit que le réseau se translate de manière cohérente en flux-flow. Néanmoins, cette image n'est en rien incompatible avec l'existence d'instabilités locales des vortex pendant leur déplacement. Ces instabilités ont d'ailleurs été mesurées et sont responsables du bruit de flux-flow dans ces

échantillons [PLACAIS 94]. En flux-flow, les vortex défilent rapidement près d'une surface rugueuse et sautent d'une position à une autre à une fréquence caractéristique f_c . Il peut y avoir des déformations locales résultant en des fluctuations de δI_c .

C'est un phénomène de surface mais comme $I = \text{cte}$ impose $\delta I_c = -\delta(I - I_c)$, il se répercute nécessairement dans le volume de l'échantillon. L'échelle spatiale typique qui caractérise ce phénomène est a_0 et la vitesse moyenne de défilement v_L . Appelons $\langle u^2 \rangle$ le déplacement local d'un vortex autour de sa position d'équilibre. La fréquence de défilement entre deux positions d'équilibres est donc $f_c \approx v_L / a_0$. L'intensité diffractée s'écrit alors, en tenant compte du terme "Debye-Waller"

$$I = I_0 \exp(-\langle u^2 \rangle / a_0^2)$$

Comme $\langle u^2 \rangle \approx v_L^2 / f_c^2$, on trouve

$$I \approx I_0 \exp(-v_L^2 / f_c^2 a_0^2) \quad (\text{formule "Debye-Waller"})$$

L'ajustement, présenté sur la figure V-24, rend très bien compte des points expérimentaux avec $f_c \approx 4.10^6$ Hz, ce qui peut expliquer que l'on ne voyait pas cet effet à l'écho de spin dont la résolution temporelle était limitée à 10^7 Hz.

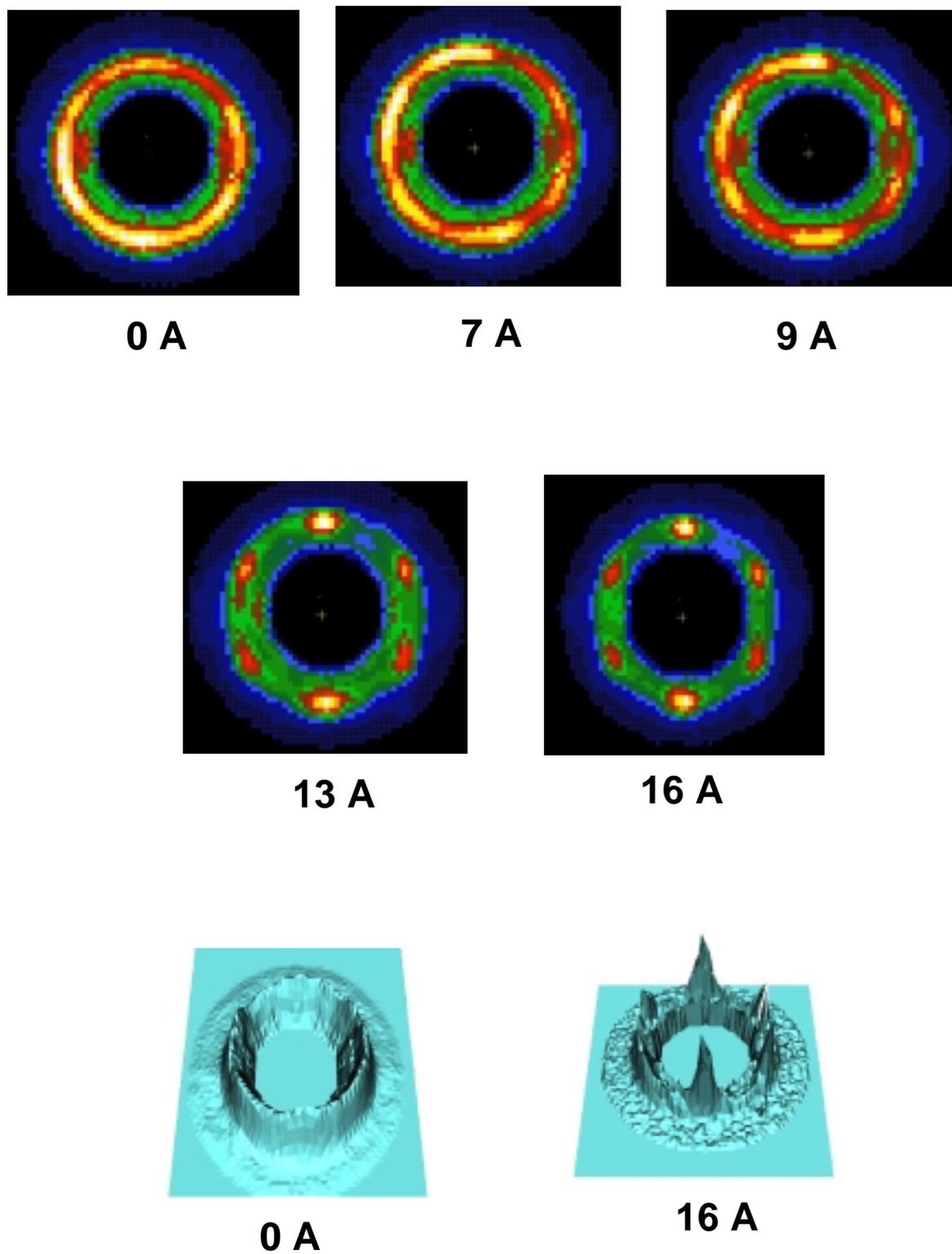


Figure V-25- Le réseau de vortex dans Pb-In (0.1 T, 2.1 K)

V-C-4- Les résultats dans Pb-In

Nous avons également travaillé avec des échantillons de $\text{Pb}_{0.82}\text{-In}_{0.18}$ fournis par Gilles Lazard (LPMC, ENS). Le Pb-In est comme le Nb-Ta un alliage métallique et un supraconducteur de type II isotrope à basse T_c . Après synthèse, les échantillons sont pressés entre deux lames de verre pour obtenir des épaisseurs assez fines et améliorer l'état de surface à l'échelle optique. Ses caractéristiques sont bien connues ($T_c = 6.9$ K, $H_{c2}(0) = 5410$ G, $\kappa = 3.5$). La géométrie de mesure et les conditions expérimentales sont exactement semblables à celles utilisées pour le Nb-Ta. Avant de commenter nos résultats expérimentaux, nous précisons que l'ancrage de surface est totalement dominant dans le Pb-In (c'est peut être l'échantillon où cet aspect est le plus indiscutable). Nous le prenons comme un fait expérimental acquis.

On pourrait ne pas s'attendre à de grandes modifications de comportement entre le réseau de vortex dans Nb-Ta et dans Pb-In. Il en est autrement, et nous en avons été les premiers surpris. Nous allons voir que dans un échantillon dont l'ancrage est contrôlé par la surface, on observe des fortes contraintes sur la structure du réseau de vortex dans le volume.

V-C-4a- *Un "liquide" de vortex dans Pb-In*

Le premier cliché présenté a été obtenu à 0.1 T (figure V-25). De manière suprenante, on observe un anneau. Les 6 spots de diffraction que l'on voyait dans Nb-Ta ne sont pas distinguables. Par contre, la signature d'une distance moyenne entre les vortex est conservée (q constant). Le cliché ressemble beaucoup à celui d'un liquide, ou d'un "polycristal" de vortex avec de nombreuses dislocations. Ce que nous appelons signature d'un liquide est une intensité répartie de manière totalement isotrope dans l'anneau. La distance sur laquelle l'ordre de position décroît est en principe donnée par $1/\Delta q$ [BROK 89]. Malheureusement, la mauvaise monochromaticité du faisceau ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10\%$) ajoutée à la fonction de transfert de l'appareil

empêche toute analyse quantitative simple. Il faudrait au moins pouvoir déconvoluer le signal par cette fonction qui contient beaucoup de contributions mal définies. Nous allons donc nous intéresser à la variation de l'intensité diffractée en fonction de l'angle Ψ . Si il apparaît un ordre orientationnel dans le système, une modulation va se développer et briser l'isotropie (phase hexatique). Cette mise en ordre peut être décrite par une expulsion de dislocations [NELSON 83].

Il est souvent admis que ce genre de configuration désordonnée, avec beaucoup de dislocations dans le réseau de vortex, est plus attendue dans les supraconducteurs à haute T_c . Son observation dans un échantillon à basse température critique (fluctuations thermiques négligeables), isotrope à faible κ (forte tension de ligne), et de grande longueur de cohérence $\xi(0) \approx 250 \text{ \AA}$ est en elle même une surprise. La première idée qui vient à l'esprit est que le désordre du matériau impose au réseau de vortex cette structure. Nous sommes pourtant en présence d'ancrage de surface, donc d'un désordre bidimensionnel. Mais le réseau de vortex est un système "élastique" tridimensionnel. Une contrainte en surface se répercute en volume à cause de la tension de ligne.

Nous soulignons également que le Pb-In est un supraconducteur avec un courant critique assez modéré, tout à fait comparable avec celui du Nb-Ta (Par exemple, à 0.2 T et 2.1 K, J_c (Nb-Ta) = 100 A/cm² et J_c (Pb-In) = 50 A/cm² ou i_c (Nb-Ta) = 2.5 A/cm et i_c (Pb-In) = 1.25 A/cm. La légère différence de courant critique peut s'expliquer simplement en tenant compte du rapport des tensions de ligne qui vaut environ 1.8), alors que le réseau semble beaucoup plus désordonné. Ceci pose la question, qui est d'ailleurs soulevée dans de nombreux articles [YARON 94] [PARDO 97] [PARDO 97A], du rapport réel entre l'ancrage des vortex (le courant critique) et le désordre apparent du réseau, comme il est vu en diffraction de neutrons ou en décoration.

Marchetti et al [MARCHETTI 90] ont discuté en détail les propriétés des phases hexatiques attendues dans le réseau de vortex. Dans la phase que nous observons ("liquide isotrope"), les dislocations causent une renormalisation du module de cisaillement ($C_{66} = 0$). Une telle phase, dans un esprit ancrage de volume, ne peut pas être ancrée de façon collective car il n'y a plus de

résistance au cisaillement. C'est d'ailleurs une des idées qui est contenue dans la fusion du réseau de vortex dans les supraconducteurs à haute T_c .

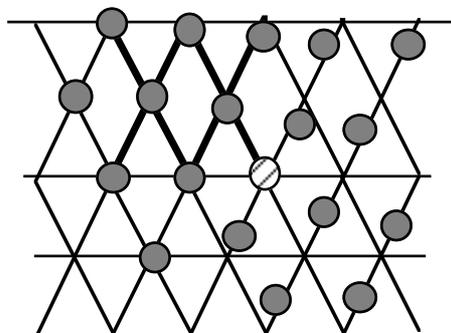


Figure V-27- Exemple schématique d'une dislocation dans le réseau de vortex. le vortex représenté en clair est manquant.

V-C-4b- Le réarrangement du réseau de vortex

Regardons maintenant comment se comporte le réseau de vortex quand on injecte un courant surcritique dans l'échantillon pour le mettre en mouvement. Le résultat est immédiatement visible sur les clichés de diffraction présentés sur la figure V-26. On observe très clairement *une mise en ordre orientationnelle du réseau de vortex*. On peut dire de manière équivalente que de nombreuses dislocations du réseau sont expulsées quand celui ci est en mouvement.

Afin d'être un peu quantitatif sur la manière dont l'ordre orientationnel est amélioré quand le réseau est en mouvement, nous avons étudié les courbes développées en Ψ . Une courbe plate signifie un liquide isotrope et un caractère plus ou moins hexatique se révèle par l'apparition de modulations de périodicité $\pi/3$ (figure V-29) [NELSON 83]. Pour chaque cliché, nous avons relevé la largeur à mi hauteur $\Delta\Psi$ et tracé sa variation en fonction de la vitesse du réseau de vortex (figure V-30).

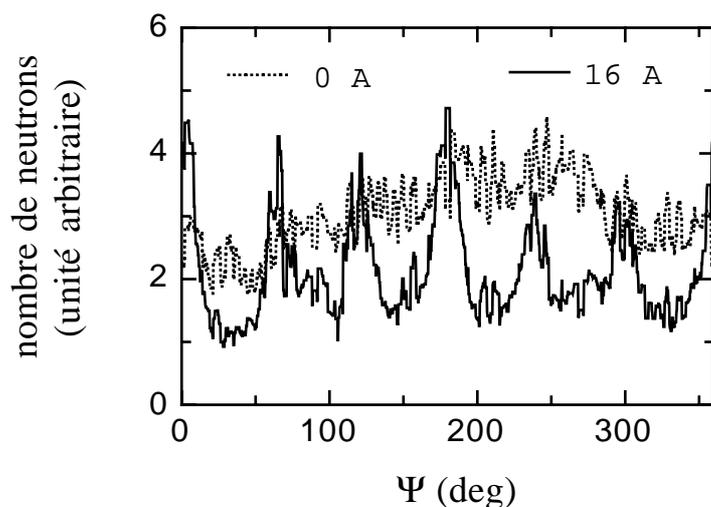


Figure V-28- Variation de l'intensité diffractée en fonction de l'angle Ψ ($B=0.1 T$). Les pics de diffraction apparaissent à fort courant .

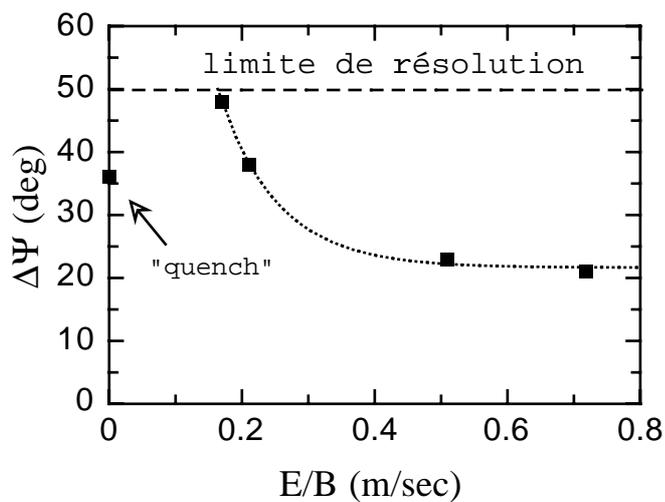


Figure V-30 La variation de la largeur à mi hauteur $\Delta\Psi$ en fonction de la vitesse du réseau de vortex ($B=0.1 T$). Le point "quench" est obtenu après une coupure brutale du courant quand le réseau est en flux flow. Le trait pointillé est un ajustement phénoménologique qui sera décrit à la fin du chapitre.

Le réseau passe d'un état liquide à un état quasi-cristallin quand la vitesse augmente ($\Delta\Psi \approx 20$ deg comme pour le Nb-Ta, ce qui correspond à la divergence $\Delta d = 0.15$ degrés du faisceau de neutrons, car $\tan \Delta\Psi \approx D/R \tan \Delta d$ avec $D = 13$ m la distance échantillon-détecteur et $R \approx 0.1$ m le diamètre de la tache dans le plan du détecteur). La mise en ordre du réseau est importante pour les faibles vitesses, et sature pour les grandes vitesses (Les points expérimentaux sont bien décrits par une exponentielle décroissante). En reportant ces mêmes points en fonction du courant, on se rend compte que la mise en ordre est importante dans la région non-linéaire de la caractéristique tension-courant, et que sa saturation correspond au régime flux-flow (figure V-31).

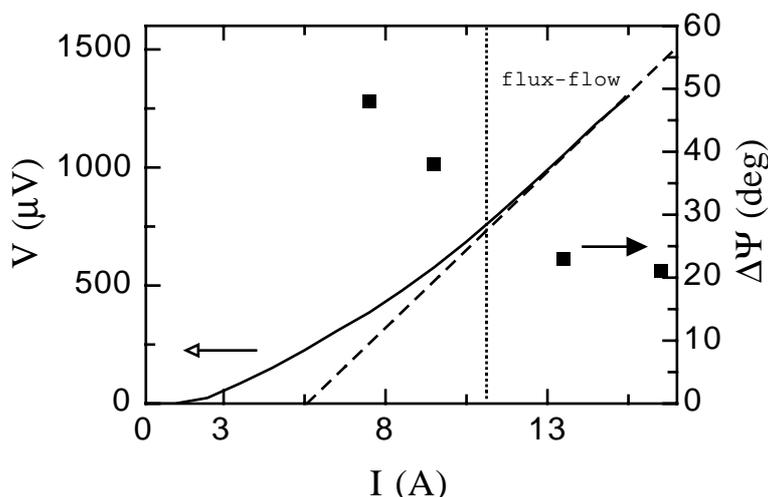


Figure V-31- Caractéristique tension courant de l'échantillon de Pb-In (0.1 T) et largeur à mi hauteur $\Delta\Psi$ en fonction du courant. Les dislocations sont expulsées dans la région non linéaire de la courbe.

On observe également les mêmes effets d'élargissement en ϖ que dans le Nb-Ta (la courbure des vortex dans le volume), alors que la largeur en φ reste quasiment constante. Les vortex restent bien organisés dans des canaux alignés avec la force de Lorentz. On ne voit aucune évidence d'une région près du courant critique, caractérisée par un désordre plus grand que dans la région ancrée. Nous n'excluons toutefois pas complètement son existence pour des

courants surcritiques faibles, mais comme nous sommes partis d'une intensité isotrope, un état encore plus désordonné est difficilement concevable. Nous observons aussi le même effet "Debye-Waller" que dans le Nb-Ta. L'orientation du réseau de vortex en flux flow est donné par la direction de la force de Lorentz, en accord avec les vieilles prédictions de Schmid et al [Schmid 73], prédictions basées sur la minimisation d'énergie dissipée.

Voyons maintenant quelques prédictions théoriques qui existent et pourraient expliquer ces observations expérimentales. Toutes les descriptions dont nous allons maintenant parler sont faites dans le cadre d'un ancrage de volume, et nous allons un peu abusivement essayer de les appliquer à notre cas. Il faut remarquer que beaucoup des articles qui sont cités sont des simulations numériques dont les résultats dépendent beaucoup des conditions initiales et du nombre de vortex utilisés [voir BRAS 89 et SPENCER 97 pour une discussion critique]. Les deux articles de référence restent les articles de Koshelev-Vinokur [KOSHELEV 94] et de Giamarchi-Le Doussal [GIAMARCHI 96]. Nous les discuterons un peu plus en détail.

V-C-4c- Quelques prédictions sur la dynamique du réseau de vortex comparées à nos résultats

- Koshelev et Vinokur [KOSHELEV 94]

Koshelev et Vinokur (KV) s'intéressent à un réseau ancré qui possède de nombreuses dislocations hors équilibre. Ils proposent une transition dynamique vers un réseau cristallin pour des forces d'entraînement élevées. L'effet du désordre statique vu par la structure dynamique (le réseau de vortex) est décrit par un bruit thermique. KV le représente phénoménologiquement par une température effective T_{sh} ("shaking temperature") inversement proportionnelle à la vitesse du réseau: $T_{sh} \propto 1/v_L$. Ils concluent que le réseau en mouvement à une température T , et au dessus d'une vitesse critique, cristallise comme s'il était à $T' = T +$

T_{sh} . L'image que l'on peut se faire est celle d'un désordre qui se moyenne pour des vitesses importantes. Pour des vitesses faibles ($J \approx J_c$), KV prédisent un régime plastique où le réseau est plus fortement désordonné qu'en statique. Il est intéressant de voir que cette cristallisation du réseau de vortex est directement liée à l'idée qu'il existe une transition de fusion (ici de solidification) à une température T_m . La condition utilisée par KV pour estimer la force appliquée F_t à laquelle le réseau cristallise est d'ailleurs $T' (F_{ext} = F_t) = T_m$. Quand la température se rapproche de T_m , $F_t \propto 1/T_m$ diverge, le système ne peut plus cristalliser et reste dans un régime plastique quelque soit la force appliquée.

Quand la vitesse du réseau augmente, la prédiction est donc celle d'une température d'agitation thermique, donc d'une agitation des vortex $\langle u^2 \rangle$ qui diminue jusqu'à la cristallisation. Ceci est contraire à ce que l'on observe. Notre terme "d'agitation des vortex" que nous traitons par un facteur Debye-Waller augmente avec la vitesse du réseau.

- Giamarchi et Le Doussal [GIAMARCHI 96]

Giamarchi et Le Doussal (GLD) redéveloppent l'idée du verre de Bragg (chapitre I) en s'intéressant à la phase dynamique. Ils trouvent que certains modes du désordre ne sont pas affectés par le mouvement du réseau (les modes $K.v_L=0$). En particulier, il reste une force statique perpendiculaire à la direction du mouvement, et le système garde une caractéristique vitreuse (verre de Bragg en mouvement ou "moving Bragg glass"). Le mouvement des vortex se fait dans des canaux élastiquement couplés le long de la force appliquée, avec une faible fluctuation transverse. On retrouve (à $d=3$), le même ordre translationnel que le verre de Bragg (avec la décroissance algébrique qui donne un aspect quasiment cristallin au réseau). Il y a deux prédictions fortes faites par GLD :

-Le verre de Bragg en mouvement possède une structure anisotrope. Il existe des barrières énergétiques aux mouvements perpendiculaires aux canaux. Ceci qui implique l'existence d'un véritable courant critique en réponse à une petite perturbation transverse et à $T=0$.

-Si le réseau de vortex statique possède des dislocations et qu'elles sont expulsées à forte vitesse pour former un verre de Bragg, ces dislocations sont hors équilibre (par exemple dues à un gradient de champ dans l'échantillon). Le réseau passe ensuite d'une structure "verre de Bragg en mouvement" à "verre de Bragg statique" quand sa vitesse diminue jusqu'à zéro.

La première question que nous nous sommes posés est de savoir si les dislocations que l'on observe dans le réseau sont des dislocations hors équilibre. Nous avons effectué deux cycles en courant. Le premier cycle est une montée en flux flow suivant d'une redescente progressive en s'arrêtant quelques secondes à chaque ampère. Arrivé à $I=0$ A, le cliché de diffraction est effectué et l'on retrouve un anneau. Des dislocations ont donc été réinjectées dans le réseau. Le deuxième cycle est une montée en flux-flow suivie d'une coupure brutale du courant quand le réseau est en mouvement. Pratiquement, nous avons simplement tiré le fil d'alimentation du générateur. Un cliché est ensuite effectué. On observe dans ce cas un réseau dont l'ordre orientationnel a été bien préservé. Durant le temps de la mesure (environ 45 minutes), cette configuration est restée suffisamment stable pour obtenir un cliché symétrique.

Nous en déduisons que:

- L'état du réseau à courant nul est un état métastable. On peut avoir un état ordonné ou désordonné selon l'histoire dynamique.

- Les dislocations ne peuvent pas être définies comme étant hors équilibre, car après leur expulsion, elles peuvent réapparaître. La description en terme de verre de Bragg semble ne pas s'appliquer ici. N'oublions pas que le calcul du verre de Bragg est fait dans le cadre d'un

ancrage volumique qui n'est pas relevant dans cet échantillon. Il serait certainement intéressant d'avoir un calcul similaire dans le cadre d'un ancrage de surface. Une autre possibilité est que la phase que nous observons soit la phase prédite plus désordonnée que le verre de Bragg à fort champ magnétique (cependant d'autres mesures à $B=0.05$ T montre un réseau avec encore beaucoup de dislocations).

Il faut noter que nous avons mesuré que le courant critique ne dépend pas de l'ordre orientationnel du réseau (à une précision de 10 % environ). *Le réseau "liquide" ou "solide" garde le même courant critique.*

- Ryu [RYU 96]

Ryu et al effectuent des simulations numériques à deux dimensions. Ils s'intéressent surtout à l'ordre orientationnel du réseau qu'ils représentent par Ψ_6 ($\Psi_6=0$, liquide isotrope et $\Psi_6\approx 1$, cristal est choisit comme paramètre d'ordre). Trois régimes apparaissent qu'ils identifient sur une caractéristique dV/dI :

- $J < J_c$, $\Psi_6\approx 0.1$, le réseau est ancré avec des dislocations libres.
- $J \approx J_c$, $\Psi_6\approx 0$, le réseau est totalement désordonné (région plastique).
- $J > J_c$, $\Psi_6\approx 0.6$, l'ordre orientationnel est amélioré et reste constant en flux flow. La phase est hexatique.

- Spencer [SPENCER 97]

Pour être plus proche de conditions expérimentales "réelles", Spencer et al simulent une descente en température sous champ magnétique et partent d'une configuration désordonnée du réseau de vortex. Les simulations sont faites en deux dimensions. Ils retrouvent le régime plastique décrit précédemment. Il y a alors une forte expulsion de dislocations et une grande

dispersion de vitesse dans le réseau. A plus forte force d'entraînement, la densité de dislocations sature à une valeur finie. Par contre, la distribution de vitesse Δv_L devenant faible devant la vitesse moyenne, cela implique que les dislocations résiduelles bougent de manière cohérentes avec le réseau. Contrairement à Koshelev-Vinokur qui prédisaient une cristallisation du réseau, Spencer et al prévoient donc un caractère hexatique conservé à grande vitesse (ces différences viennent, d'après Spencer et al, d'effets de taille finies dans les simulations de KV et du choix du potentiel d'ancrage), ce qui signifie que le régime plastique est toujours conservé.

- Olson [OLSON 98]

Le diagramme de phase dynamique proposé par Olson et al est également issu de simulations numériques, mais en essayant de tenir compte de l'élasticité du réseau. La force appliquée sur chaque vortex est une somme de 3 termes: la force de répulsion entre vortex donnée par une fonction de Bessel multipliée par un préfacteur A contenant uniquement C_{66} (c'est un calcul bidimensionnel, sans effet de courbure), la force d'ancrage volumique avec une distribution Gaussienne, la force de Lorentz. Les calculs numériques donnent une description des régimes dynamiques en termes de canaux plus ou moins couplés. Pour un cisaillement difficile (A grand), les canaux parallèles à la force de Lorentz sont couplés (ordre quasi-cristallin). Pour un cisaillement facile (A faible), les canaux sont découplés (phase smectique) et il reste même à forte vitesse un nombre important de dislocations. Un régime intermédiaire plastique avec de très nombreuses dislocations est prédit entre la phase ancrée et ces deux phases dynamiques.

A fort courant, tous ces modèles prévoient le réarrangement orientationnel du réseau de vortex effectivement observé. Les différences viennent surtout dans les détails de la structure de ce réseau en mouvement. Les vortex sont dans des canaux plus ou moins couplés, selon que le réseau garde un caractère cristallin ou vitreux. Nous mesurons des balayages $I=f(\varphi)$ qui gardent

une même largeur quelque soit le courant. Ceci signifie que comme dans le Nb-Ta, les vortex dans des "canaux" alignés avec la force de Lorentz sont bien ordonnés. Dans la direction perpendiculaire, celle qui permettrait de trancher sur le couplage des canaux, la réponse est dominée par la courbure des vortex due au courant de transport. C'est d'ailleurs un terme qui n'est pas pris en compte dans les calculs théoriques, qui pourrait s'avérer très important pour l'orientation dynamique du réseau de vortex, et dont nous reparlerons dans quelques lignes;

Des différences entre les prédictions et nos résultats sont notables dans la région non linéaire de la caractéristique $V(I)$. Olson et al, comme Ryu et al, prédisent que l'arrivée en régime flux-flow coïncide avec le minimum d'ordre orientationnel du réseau. Ce sont des modèles proposant un réarrangement des dislocations dans la région plastique. Nous observons au contraire que l'ordre orientationnel s'améliore bien avant l'arrivée en flux flow et que la région non linéaire n'est pas celle d'un réseau plus désordonné qu'au repos (figure V-31). L'expulsion des dislocations se fait au fur et à mesure que la vitesse augmente.

Un peu dans l'esprit de Nelson pour caractériser les transitions avec des proliférations de dislocation [NELSON 83], nous avons alors ajusté les points expérimentaux $\Delta\Psi=f(v_L)$ de la figure V-30 par l'expression qui est dans notre cas purement phénoménologique

$$\Delta\Psi = \Delta\Psi_{\min} + A e^{B(v_{Lc} - v_L)}$$

A et B sont des constantes positives (A tient compte de la taille finie du système). $\Delta\Psi$ est notre paramètre d'ordre qui varie très faiblement au dessus de v_{Lc} . $\Delta\Psi_{\min} \approx 20$ deg contient la résolution expérimentale et les dislocations qui resteraient en flux flow. On trouve numériquement $v_{Lc} \approx 0.3$ m/sec qui est la vitesse moyenne du réseau ou la caractéristique $V(I)$ devient linéaire, donc physiquement v_{Lc} représente la vitesse où tous les vortex sont désancrés. Il n'y a alors presque plus d'expulsion de dislocations quand tout le réseau est en mouvement.

Nous pensons que l'expulsion des dislocations, c'est à dire la mise en ordre du réseau, peut être expliquée par la courbure des vortex dans le volume, due au courant surcritique. Au fur et à mesure que l'intensité du courant est augmentée, des domaines de vortex sont désancrés et le courant pénètre le volume correspondant. Tous les domaines sont orientés par la direction de la force de Lorentz résultant en l'amélioration progressive de l'ordre orientationnel dans la région non linéaire, et ce jusqu'au régime de flux-flow.

V-C-5- Conclusion des mesures dynamiques de diffraction de neutrons aux petits angles

Ces mesures nous ont permis de préciser les mécanismes mis en jeu dans la mise en ordre du réseau de vortex quand celui ci est en mouvement. Dans les échantillons utilisés, les vortex sont ancrés par la surface, ce que nous avons découverts pendant l'expérience (Nb-Ta), ou ce que nous savions antérieurement (Pb-In). Il est évident que nos conclusions pourraient ne pas s'appliquer dans le cadre d'un ancrage de volume. Les généralités comme le rôle de la courbure des vortex induite par le courant de transport, donnée par des lois d'électromagnétisme, n'ont cependant pas de raison d'être différente.

Le NbTa présente un réseau de vortex bien orienté et ordonné, que nous pensons du au laminage de l'échantillon. Le Pb-In présente un réseau avec un ordre orientationnel très faible. Nous pensons que ceci est du à la texture de la surface qui est juste pressée sous verre et n'a pas d'orientation préférentielle. Quand le réseau est en mouvement, les dislocations sont expulsées dans la région non linéaire de la caractéristique tension-courant jusqu'à l'obtention d'un réseau quasi-cristallin en flux-flow. En redescendant le courant doucement, ces dislocations sont réinjectées contrairement à ce qui se passe pour une coupure brutale du courant. Nous interprétons ceci comme le réaccrochage de domaines de vortex sur des morceaux de surface avec des courants critiques différents. Les dislocations sont expulsées parce qu'il y a désancrage du réseau et non l'inverse. Nous avons discuté nos résultats en comparant à quelques prédictions théoriques qui se sont avérées peu compatibles. En particulier, le modèle populaire de moyennage d'un potentiel d'ancrage par la vitesse du réseau est invalidé par

l'observation d'un effet "Debye-Waller" de plus en plus important quand la vitesse augmente. Nous pensons que la mise en ordre du réseau peut être au moins partiellement due à la courbure des vortex soumis au un courant volumique surcritique, quand celui ci pénètre l'échantillon. L'observation d'un état "liquide" ou "solide" de vortex qui possède le même courant critique s'interprète assez naturellement dans le cadre d'un ancrage de surface où seule la tension de ligne peut permet de faire passer un courant critique significatif, le cisaillement intervenant pour décrire l'ordre orientationnel. Ceci permet d'éclaircir un peu le problème quand au rapport ancrage et ordre du réseau de vortex [PARDO 97]. Pour finir, on notera qu'un ancrage de surface peut imposer la structure du réseau de vortex dans le volume, ce qui est un résultat important, prévu théoriquement [LÜTKE-ENTRUP 99B] et en accord avec cette expérience.

Il reste de nombreux points à éclaircir. Comme le Pb-In possède une caractéristique courant tension non linéaire ainsi qu'un effet de mise en ordre du réseau de vortex, son étude à l'écho de spin devient particulièrement intéressante. Reste t il une distribution de vitesse en flux flow quand le réseau est ordonné? Qu'en est il dans la région non linéaire?

Nous espérons répondre à ces questions après une prochaine série d'expériences prévue cette année. En diffraction de neutrons aux petits angles, un moyen de confirmer le rôle de la surface sur l'orientation du réseau est d'incliner le champ magnétique par rapport aux surfaces de raccordement. Une première expérience déjà réalisée, mais à confirmer, nous laisse optimiste quant à la réponse. L'étude en dynamique est loin d'être complète et doit être poursuivie. La réflectivité de neutrons peut aussi être utilisée pour sonder les domaines de vortex corrélés en surface. En collaboration avec Claude Fermon et Frédéric Ott du LLB (SACLAY) et Gilles Lazard (ENS), une telle étude est en cours, (même si les difficultés expérimentales sont pour le moment assez critiques...). Il est dommage de ne pas pouvoir, pour le moment, appliquer ces techniques aux supraconducteurs à haute T_c , essentiellement à cause de la faiblesse de l'intensité diffractée et de l'impossibilité de faire passer un courant surcritique à basse température. Nous avons tout de même fait l'étude d'un échantillon d'YBCO maclé par DNPA, en essayant d'étudier la structure du réseau de vortex statique. Cette dernière partie cloturera cette thèse.

V-D- Les mesures de diffraction de neutrons dans YBCO maclé

Ces expériences ont été réalisées sur le spectromètre PAXY (Laboratoire Léon Brillouin) en collaboration avec Annie Brûlet (LLB) et Gilles Poullain (CRISMAT-Caen). Avant toute chose, nous présentons rapidement quelques généralités sur le réseau de vortex et les plans de macle.

V-D-1- Introduction à l'interaction vortex-plans de macle

V-D-1a- Qu'est ce qu'un plan de macle

Les échantillons que nous avons étudié dans les chapitres II, III et IV possèdent une densité de macles très faible, mais un échantillon d'YBCO peut posséder naturellement une structure cristalline fortement maclée. Il y a dans ce cas une inversion des axes cristallins, ici **a** et **b**, facilitée dans YBCO par leurs longueurs très voisines (respectivement 3.821 Å et 3.885 Å). Le plan de macle est ce plan de symétrie miroir qui peut se former lors de la synthèse d'YBCO.

La phase YBCO supraconductrice est orthorombique avec les chaînes CuO dans la direction **b**. Pour synthétiser un échantillon, il est nécessaire de monter à haute température ($T_p > 1010^\circ\text{C}$) pour faire réagir les différents constituants. La température est ensuite redescendue à environ 500°C pour un long recuit sous oxygène afin de doper la phase 123 en oxygène. Pendant cette descente en température, le composé subit une transition de phase quadratique ($T > 600^\circ\text{C}$) - orthorombique ($T < 600^\circ\text{C}$). Lors de cette transition et selon les conditions expérimentales, des plans de macle se créent pour s'arranger des contraintes dues au changement de la maille cristalline. Ces plans de macle sont orientés (110) et (1-10) et s'étendent le long de la direction **c** [HERVIEU 87] [VAN TENDELOO 87].

La densité et la qualité des plans de macles sont très sensibles aux conditions de synthèse de l'échantillon (température, contrainte mécanique...). Un plan de macle est un plan de symétrie et donc n'a pas d'épaisseur. Cependant, et selon cette qualité, des défauts cristallographiques comme des lacunes d'oxygènes peuvent se concentrer près de lui sur une épaisseur de 2 à 50 Å [ZHU 89]. Si la distance moyenne entre deux plans de macles est de l'ordre de $d = 300 - 4000$ Å [MULLER 96], elle peut être beaucoup plus grande avec les nouvelles méthodes de synthèse.

V-D-1b- Les vortex et les plans de macles

Expérimentalement, l'influence des plans de macle sur le réseau de vortex est bien mise en évidence.

- Le courant critique est renforcé quand l'angle entre le champ magnétique appliqué et la direction des macles est inférieur à un angle critique θ_p et tant que la valeur du champ magnétique et de la température n'est pas trop élevée. Corrélativement, la dissipation diminue [KWOK 90] [FLESHER 93] dans cette même plage angulaire.

- Plusieurs études ont été faites en magnéto-optique pour observer la pénétration du flux magnétique dans la région avoisinant un plan de macles [VLASKO 94] [DURAN 95]. Une des études les plus récentes est due à Winjgaardeen et al [WINJGAARDEEN 97]. Le flux magnétique rentre facilement dans les plans de macle quand $B \ll c$. Ce flux pénètre ensuite difficilement près de cette région de forte densité. De belles mesures de spectroscopie à effet tunnel ont été réalisées par Maggio Aprile et al [MAGGIO 97]. La résolution de cette technique permet de séparer les vortex même à un champ magnétique intense. On observe dans le plan de macle une forte densité de flux. On peut supposer les vortex sont tellement tassés à l'intérieur que la résolution ne permet pas de les séparer, où bien que le flux pénètre le plan de macle de manière non quantifié. Il y a à nouveau une région sans vortex près de cette zone, avec des très fortes densité de courant qui circulent près des macles, de l'ordre de 10^8 A/cm² à 4K. Un tel effet ressemble fortement à un effet de barrière pour les vortex près d'une interface normale.

- Les mesures de diffraction de neutrons aux petits angles montrent que les plans de macle peuvent influencer sur la symétrie du réseau de vortex [FORGAN 91] [[KEIMER 94] et le commentaire de FORGAN 95][DELAMARE 98] . Le mécanisme exact est encore assez flou.

Ces diverses expériences sont généralement interprétées par les modèles théoriques de Blatter ou de Sonin [BLATTER 90] [BLATTER 94][SONIN 93] [SONIN 93B]. Nous ne détaillons pas ces modèles, et retenons uniquement que pour minimiser son énergie, le réseau de vortex peut se déformer en s'alignant partiellement avec les plans de macle (figure V-32).

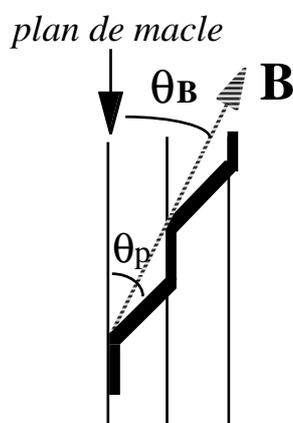


Figure V-32- Déformation d'un vortex (en trait gras) près d'un plan de macle. L'angle θ_B est appelé l'angle "d'accomodation".

VI-D-2- Principe expérimental

Dans cette étude, La technique de diffraction de neutrons aux petits angles est appliquée à un supraconducteur à haute température critique. C'est un gros échantillon d'YBCO maclé fournis par S. Sanfilippo et X. Chaud (MATFORMAG-GRENOBLE). Sa distance moyenne entre plans de macle, estimée en microscopie électronique par M. Hervieu (CRISMAT), est de 600 Å.

La technique de Diffraction de Neutrons Aux Petits Angles (DNPA) appliquée aux supraconducteurs à haute température critique possède des limites expérimentales bien gênantes. Le rapport signal/bruit n'est pas en notre faveur. Si typiquement, un cliché de diffraction est tout à fait exploitable sans soustraction du bruit de fond dans un échantillon comme ceux que nous avons étudiés dans les chapitres précédents, ceci n'est pas envisageable avec YBCO. La diffusion nucléaire dans l'état normal, due aux nombreux défauts des échantillons, donne un signal dont l'intensité est nettement plus importante que le signal diffracté par le réseau de vortex. Il faut donc pour chaque cliché soustraire un bruit de fond obtenu en champ nul ou bien pour une température supérieure à la température critique. Ces deux techniques ont été utilisées, avec de meilleurs résultats pour la première. Elle présente le grand avantage de travailler à température constante et ainsi de ne pas être gêné par les problèmes de dilatation thermique qui affectent la qualité de la soustraction du bruit de fond. Il y a aussi un problème d'intensité absolue diffractée. La mesure donne $I(q) = i(q).V$ où V est le volume de l'échantillon qui participe à la diffraction et

$$i(q) \propto q^{-1} \lambda^{-4} \quad (q=\text{vecteur de diffraction, } \lambda=\text{longueur de London})$$

L'intensité chute donc très rapidement quand la longueur de London augmente avec la température. De plus, l'intensité mesurée dépend du volume diffractant. Ces deux faits nous amènent aux remarques suivantes.

- Pour obtenir des clichés avec une intensité significative pour des temps de comptage raisonnables, il faut travailler à basse température (ici, 4.2 K). Il n'est pas possible de faire ce genre d'expérience dans les mêmes gammes de température que celles qui sont utilisées pour faire des mesures de transport ($T > 80$ K).
- Il faut être très prudent quant à l'interprétation de la disparition d'intensité diffractée en tant que transition du réseau de vortex. L'intensité mesurée est proportionnelle au volume diffractant

.Elle passe sous la résolution expérimentale pour deux échantillons semblables, mais de volumes différents, à deux températures distinctes.

Nous travaillons typiquement avec des champs magnétiques de quelques milliers de Gauss, soit des distances intervortex de l'ordre de mille Angströms. Les neutrons utilisés ont une longueur d'onde $\lambda_n \approx 10 \pm 1 \text{ \AA}$, la diffraction se fait comme d'habitude aux petits angles ($q=2\pi\theta/\lambda$ donc $\theta < 1 \text{ deg}$). Le multidétecteur ($64*64 \text{ cm}^2$), peut être placé entre 1 et 7 mètres du cryostat. La divergence du faisceau est de l'ordre de 0.15 degrés donc du même ordre de grandeur que l'angle de Bragg.

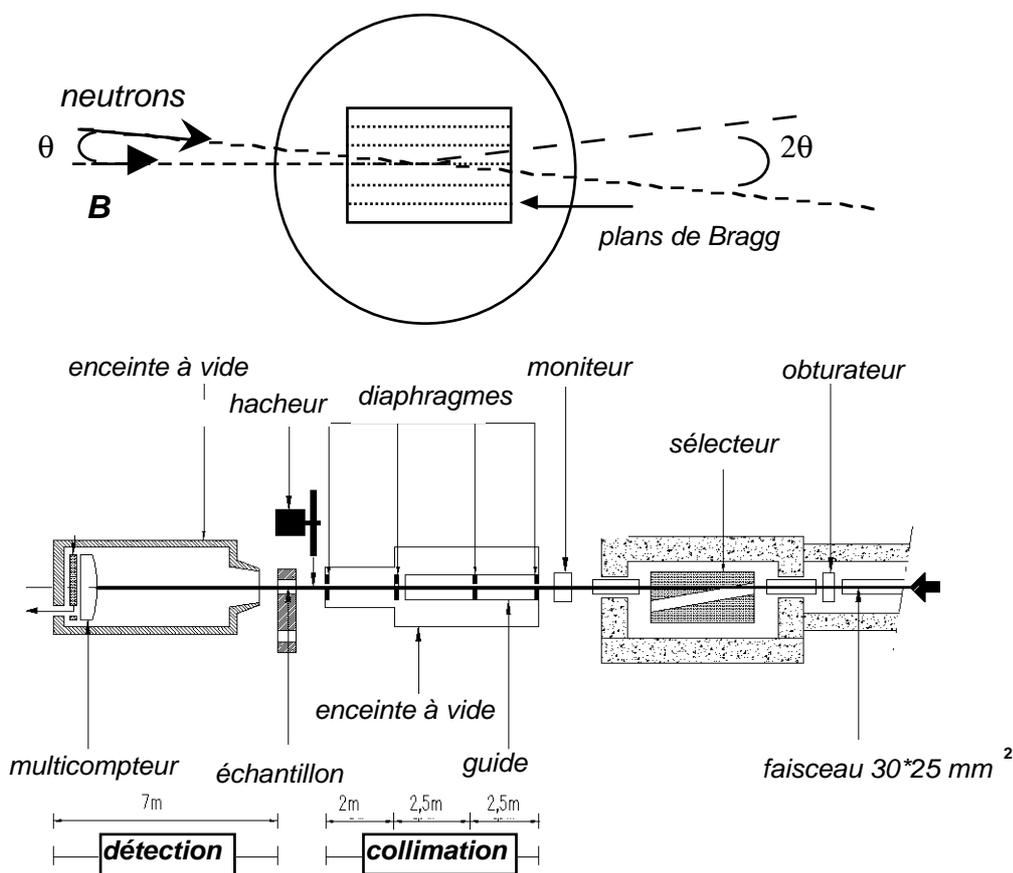


Figure V-33- En haut, la géométrie expérimentale et en bas, le diffractomètre PAXY du Laboratoire Léon Brillouin (Saclay).

En comparaison avec les mesures dans Pb-In et Nb-Ta, il n'a pas été nécessaire ici d'effectuer des balayages en ω et φ pour obtenir les clichés. Le réseau de vortex est de moins bonne qualité, les pics sont alors larges et les conditions de Bragg sont assurées sans rotation de l'échantillon (figure V-33).

V-D-3- Les résultats

V-D-3a- *Les clichés obtenus avec le champ magnétique parallèle au faisceau de neutrons*

Nous regardons ici la périodicité dans le plan perpendiculaire au champ magnétique (figure V-34). Il convient de définir un repère $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$. Le plan de diffraction est ici le plan (\mathbf{i}, \mathbf{j}) . Le champ magnétique tourne dans le plan (\mathbf{i}, \mathbf{k}) qui contient l'axe c du cristal.

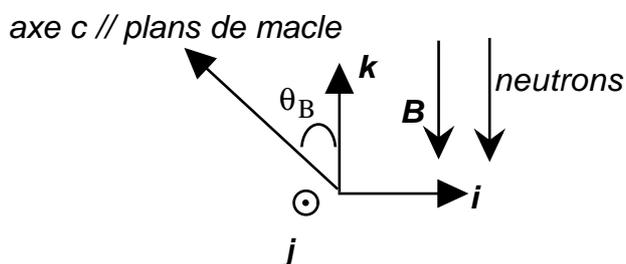


Figure V-34- *La géométrie utilisée pour les clichés dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.*

Les clichés de diffraction obtenus sont présentés sur la figure V-35. Nous observons des figures hexagonales distordues, ce qui est attendu dans le cas d'un supraconducteur anisotrope.

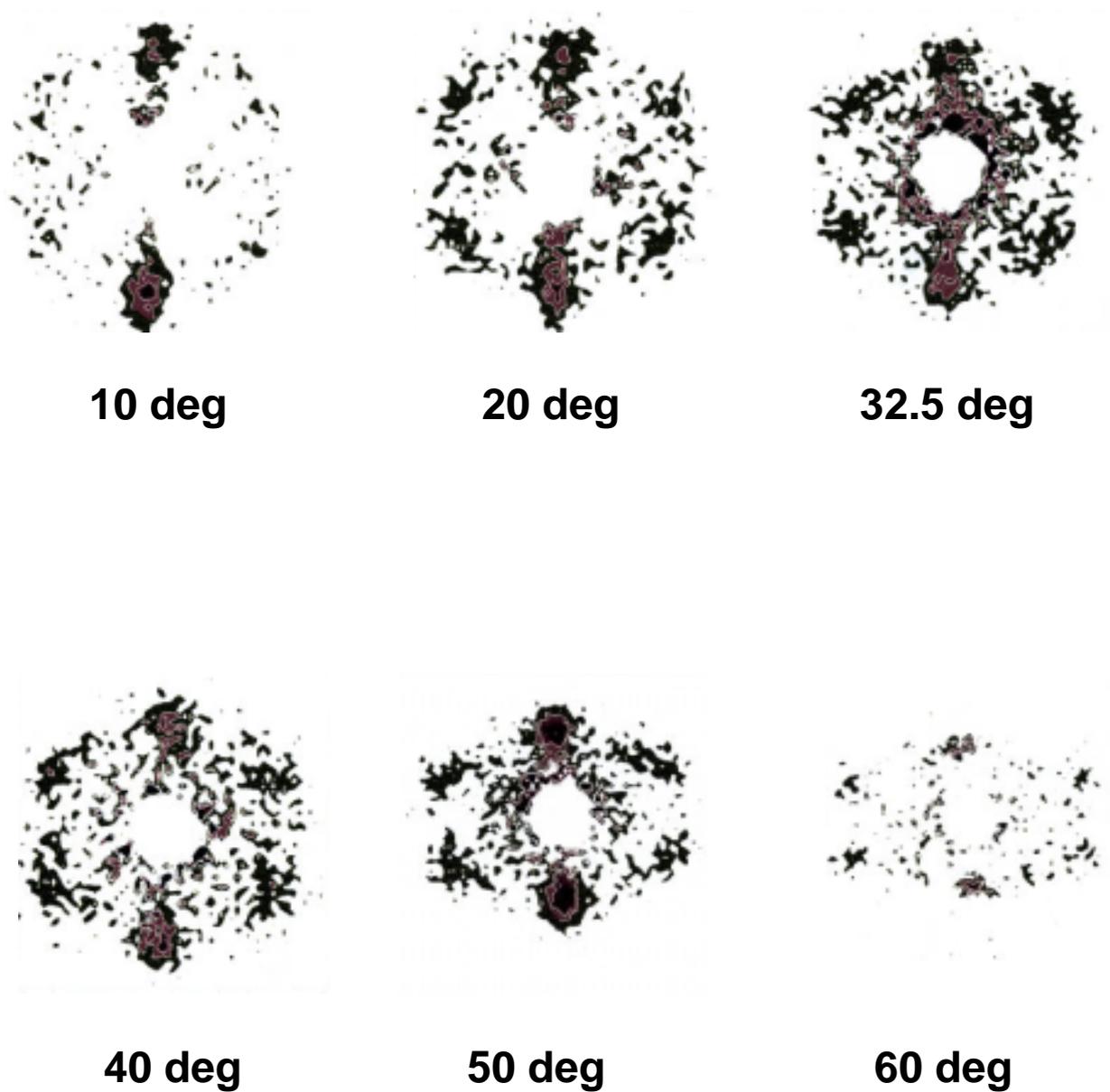


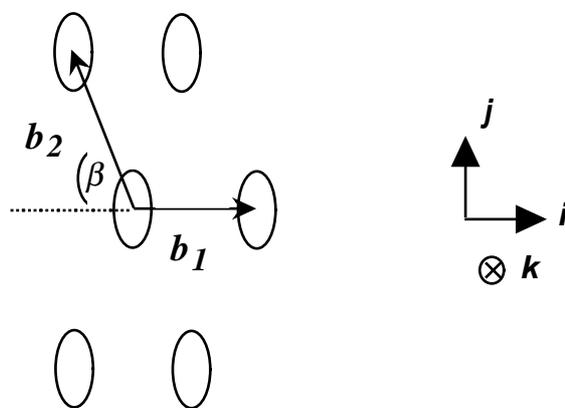
Figure V-37- Clichés de diffraction dans le plan perpendiculaire au champ magnétique ($B=0.5T$, $T=4.2K$) pour différents angles θ_B

Quel est le rôle de l'anisotropie ?

Les principaux travaux sur l'anisotropie du réseau de vortex sont dus à Kogan et al [KOGAN 81B] [CAMPBELL 88]. L'anisotropie entre les axes a et b est négligée et le calcul se ramène à un cas uniaxial. Kogan et al calculent l'équilibre du réseau de vortex pour un angle arbitraire θ_B entre le champ magnétique et l'axe c. Ils partent de l'équation de London qui relie la direction des vortex et celle du champ magnétique. Dans le cas $B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$, un réseau de vortex distordu par l'anisotropie et parallèle au champ magnétique appliqué est mis en évidence. Appelons \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 les vecteurs de base de la maille élémentaire dans le plan perpendiculaire aux vortex.

Kogan et al trouvent:

$$\frac{b_2}{b_1} = (2 \cos\beta)^{-1} \quad \text{et} \quad \tan\beta = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\cos^2\theta_B + \gamma^2 \sin^2\theta_B}}$$

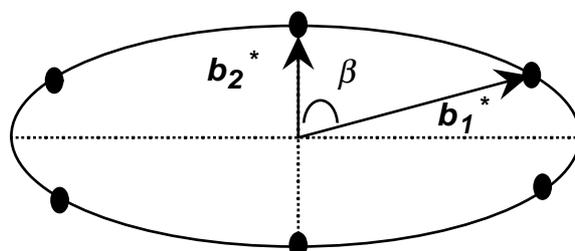


Dans le cas $B \parallel c$ ($\theta_B=0$), ou même pour $\theta_B \ll \arctan \gamma$ ($\arctan \gamma \approx 80$ deg pour YBCO), on retrouve un réseau hexagonal isotrope ($\beta \approx 60$ degrés). Ce sont alors les interactions dans les plans supraconducteurs qui dominent et stabilisent le réseau de vortex.

Dans un repère direct $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$, $\mathbf{b}_1 = b_1 \mathbf{i}$, $\mathbf{b}_2 = -b_2 \cos\beta \mathbf{i} + b_2 \sin\beta \mathbf{j}$ et $\mathbf{b}_3 = b_3 \mathbf{k}$.

Les vecteurs de base du réseau réciproque sont alors

$$\mathbf{b}_1^* = (2\pi/b_1 \sin\beta) (\sin\beta \mathbf{i} + \cos\beta \mathbf{j}), \mathbf{b}_2^* = (2\pi/b_2 \sin\beta) \mathbf{j} \text{ et } \mathbf{b}_3 = (2\pi/b_3) \mathbf{k}$$



Les six pics de diffractions sont donc dans un cas idéal sur une ellipse. Nous présentons les valeurs de l'angle β obtenues sur la figure V-36.

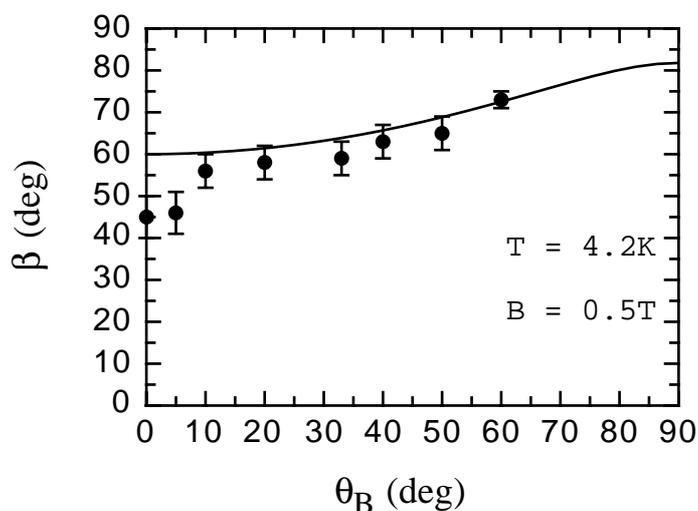


Figure V-36- La variation de l'angle β en fonction de l'angle $\theta_B = (\mathbf{B}, \mathbf{c})$. En trait plein, le cas d'un réseau hexagonal distordu par l'anisotropie.

L'ajustement des données est raisonnable (avec $\gamma=5$) jusqu'à $\theta_B \approx 10$ degrés quand l'angle θ_B décroît. Pour les petites rotations du champ magnétique, nous pouvons observer $\beta \approx 45$ deg alors qu'un réseau purement hexagonal donnerait $\beta \approx 60$ deg. La symétrie hexagonale n'est plus

respectée. Notons l'apparition de deux taches horizontales quand le champ magnétique est parfaitement aligné avec l'axe c ($\theta_B = 0 \pm 3$ degrés) (fig.V-35). Ces deux taches donnent l'impression d'une symétrie carrée pour le réseau de vortex. Si l'on regarde bien le cliché, on remarque l'existence de petites taches peu intenses et mal structurées à 45 degrés. Cette figure de diffraction peut en fait se construire en combinant deux réseaux hexagonaux légèrement distordus par l'anisotropie (\mathbf{a}, \mathbf{b}) et symétriques par rapport à la direction des plans de macle (figure V-37).

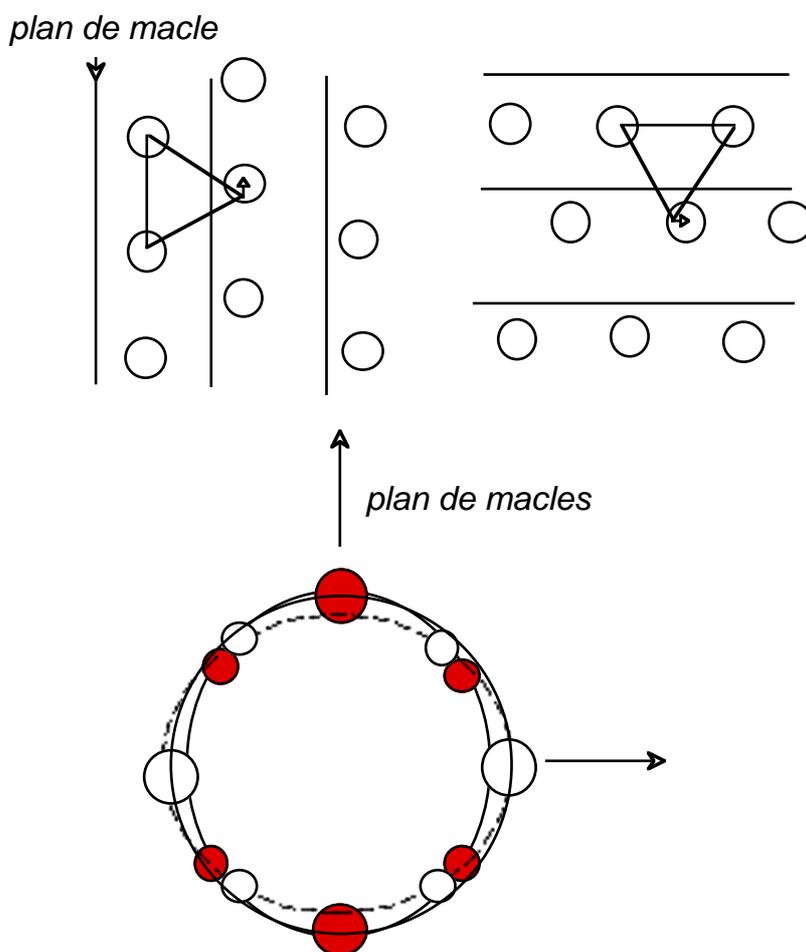
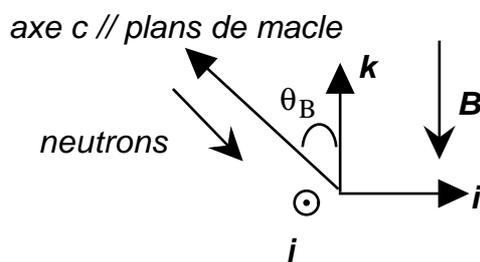


Figure V-37- En haut, les rangées de vortex sont alignées avec les deux directions de plans de macles. Entre deux rangées, on autorise une petite translation des vortex (les interactions sont affaiblies par les plans de macle). En bas, le cliché de diffraction résultant de la combinaison des deux réseaux réciproques dans le cas $\mathbf{B} // \mathbf{c}$.

Nous pensons, en accord avec Forgan et al [FORGAN 96] que cette interprétation est plus naturelle, vue l'importance des plans de macle pour l'orientation du réseau, que celle proposée par Keimer et al [KEIMER 93] [KEIMER 94]. Ces auteurs ont observé une telle symétrie "carrée" ($B//c$), interprétée comme venant d'effets de cœur des vortex (c'est la symétrie du paramètre d'ordre qui entre en jeu). Des récentes études dans un échantillon d'YBCO démaclé montrent que le réseau est naturellement hexagonal, et que donc que l'apparente symétrie carrée vient clairement des plans de macles [JOHNSON 99].

V-D-3b- Les clichés obtenus avec le faisceau de neutrons parallèle à l'axe c

Les clichés obtenus sont présentés sur la figure V-39. Nous regardons maintenant les figures de diffraction dans le plan (**a, b**) du cristal (fig V-38).



*Figure V-38- Géométrie utilisée pour effectué un cliché de diffraction dans le plan (**a, b**) perpendiculaire à la direction des plans de macle.*

Les taches verticales sont inchangées par rotation car nous tournons autour de leur axe. Deux taches de diffraction horizontales sont par contre présentes, ce qui est synonyme d'une périodicité dans le plan (**a, b**) non perpendiculaire au champ magnétique. Nous appelons \mathbf{m}^* le vecteur de cette périodicité dans l'espace réciproque (figure V-40).

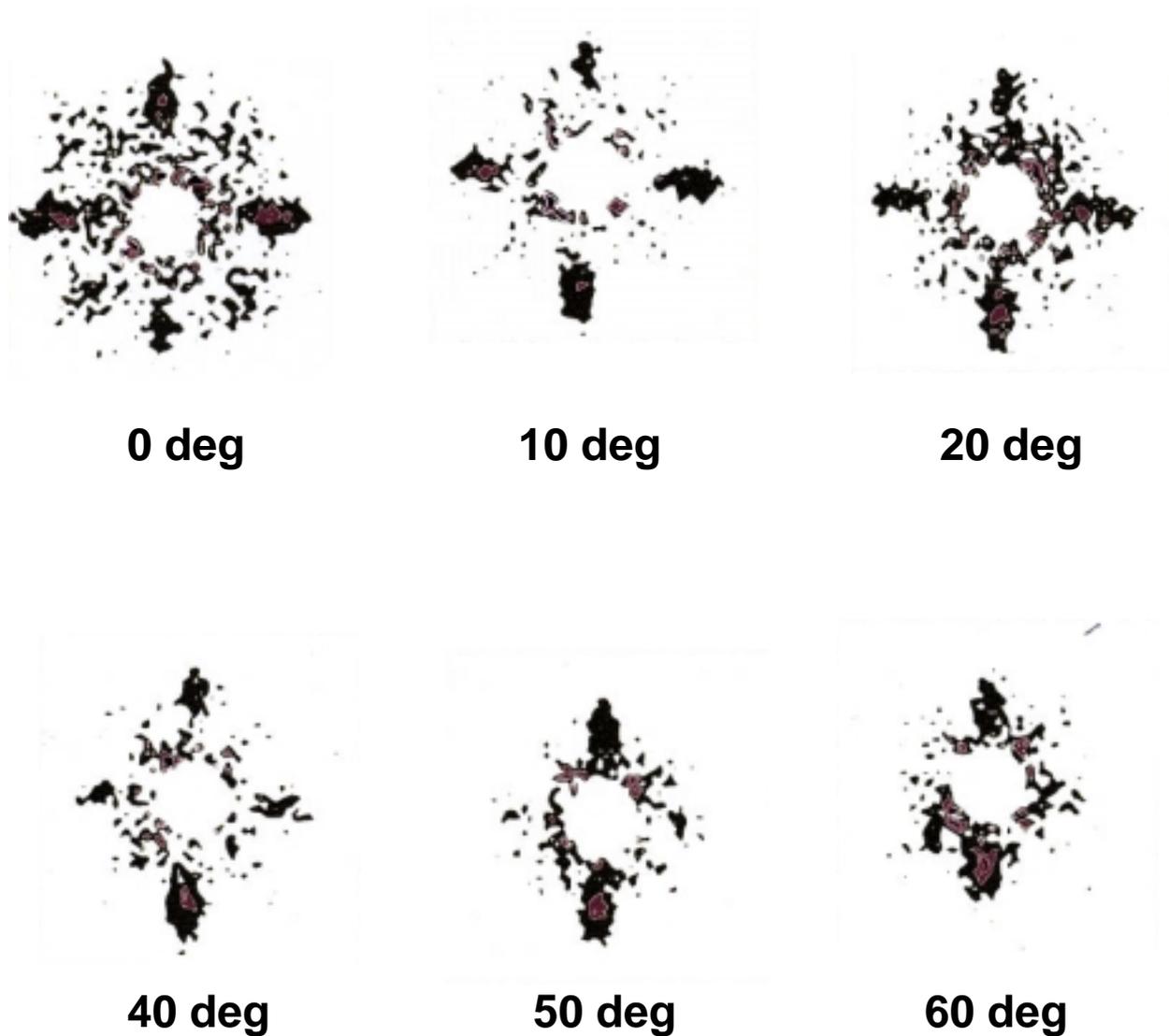


Figure V-37- Clichés de diffraction dans le plan (a,b) du cristal ($B=0.5T$, $T=4.2K$) pour différents angles θ_B

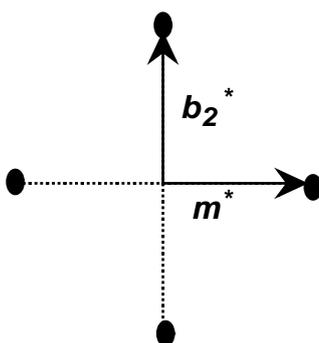


Figure V-40- Figure de diffraction typique dans le plan (\mathbf{a}, \mathbf{b}) .

Une solution possible est représentée figure V-41. Nous supposons que les vortex ondulent autour de la direction moyenne du champ magnétique afin de garder une partie alignée avec la direction des plans de macle, ce qui peut minimiser l'énergie du réseau [BLATTER 90] [SONIN 93] [SONIN 93B]. Il apparait un vecteur de modulation \mathbf{m} dans le plan perpendiculaire à la direction des plans de macle. Ce vecteur \mathbf{m} n'est pas commensurable avec la distance entre macles car sa longueur varie avec l'angle θ_B . Par construction géométrique, on trouve comme condition possible pour obtenir une tache de diffraction à la position \mathbf{m}^*

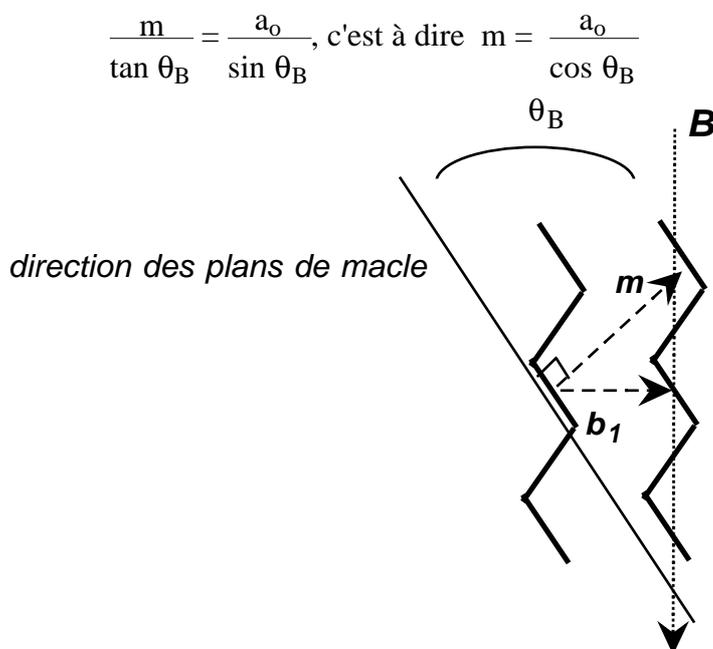


Figure V-41- Une déformation possible du réseau de vortex pouvant expliquer la tache de diffraction à la position \mathbf{m}^* .

Sur cette figure, les vortex s'arrangent pour mettre face à face tous les morceaux qui s'alignent dans la direction des plans de macles (ceci peut être attribué aux interactions répulsives qui dominant dans le réseau de vortex).

Dans ce cas et comme $\mathbf{b}_2^* = (2\pi/b_2 \sin\beta) \mathbf{j}$ pour un réseau hexagonal anisotrope, on déduit

$$\frac{b_2^*}{m^*} = \frac{b_2 \sin\beta \cos\theta_B}{a_0} = \frac{b_1 \cos\theta_B \sqrt{3}}{a_0 2 \sqrt{\cos^2\theta_B + \gamma^2 \sin^2\theta_B}} = \frac{\sqrt{3}/2}{\sqrt{1 + \gamma^2 \tan^2\theta_B}}$$

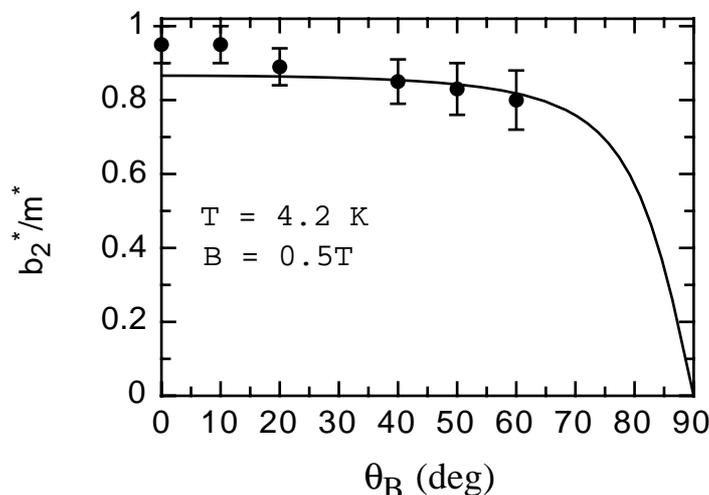


Figure V-42- La variation de $\frac{b_2^*}{m^*}$ en fonction de θ_B . En trait plein, la prédiction théorique dans le cadre d'un réseau hexagonal distordu par l'anisotropie.

Nous avons reporté sur la figure V-42 les points expérimentaux, mesurés sur les clichés de diffraction, en fonction de θ_B .

Ceux ci sont bien décrits par la formule sauf les points aux petits angles (0 et 10 degrés). Il n'y a rien d'étonnant car β vaut 45 degrés pour ces deux points (figure V-36) et non pas 60 degrés comme nous avons supposé. Dans ce cas ($\beta \approx \text{constante} \approx 45$ degrés), on s'attend à

$$\frac{b_2^*}{m^*} = \frac{b_2 \sqrt{3}/2 \cos\theta_B}{a_0} = \cos\theta_B$$

b_2^*/m^* doit donc tendre vers 1 quand θ_B tends vers zéro comme nous l'observons expérimentalement. Pour vérifier la validité du modèle, il faudrait essayer de faire varier l'interaction vortex-plans de macles dans le but de distordre le plus possible le réseau de vortex et d'obtenir un angle $\beta \approx 45$ degrés sur la plus grande plage angulaire possible. Dans ce cas, nous devrions obtenir $\frac{b_2^*}{m^*} = \cos \theta_B$. Le moyen le plus simple pour augmenter l'interaction entre les vortex et les plans de macles est de diminuer le champ magnétique. Nous donc avons refait quelques mesures pour $B=0.2T$.

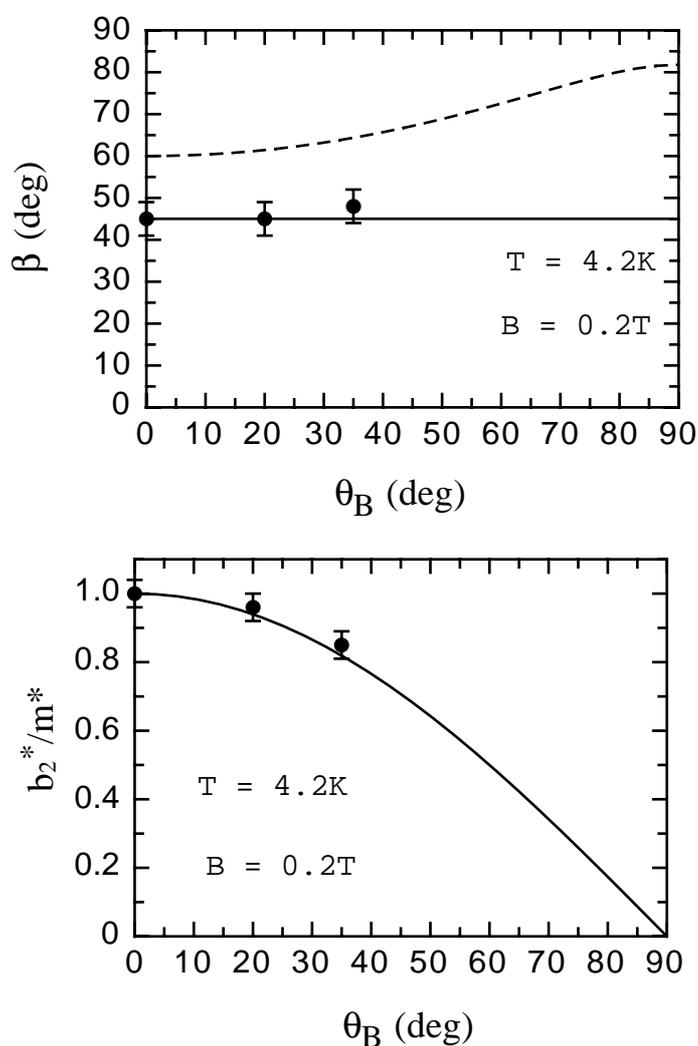


Figure V-43- En haut, la variation de β en fonction de θ_B avec en trait pointillé, le cas d'un réseau hexagonal. Le réseau est ici distordu à cause de l'interaction avec les plans de macles. En conséquence, $\frac{b_2^*}{m^*}$ varie en $\cos \theta_B$.

Les résultats sont présentés sur la figure V-43 et confirment bien le modèle de déformation des vortex. Plus de points expérimentaux auraient sûrement été souhaitables. Nous n'avons malheureusement pas eu la possibilité matérielle de les réaliser, d'abord à cause de problèmes expérimentaux puis de dégradation de l'échantillon.

V-D-4- Conclusion des mesures de DNPA dans YBCO maclé

Nous avons étudié dans cette dernière partie la structure du réseau de vortex dans un échantillon d'YBCO maclé. Celle-ci est fortement influencée par l'interaction entre les vortex et les plans de macle. En accord avec plusieurs auteurs [BLATTER 90] [SONIN 93] [SONIN 93B], nous proposons que les vortex gardent une partie alignée avec les plans de macle pour minimiser l'énergie du réseau. Ce modèle interprète qualitativement certains des clichés, en particulier l'existence d'une périodicité dans un plan qui n'est pas perpendiculaire au champ magnétique. Par contre, nous avons observé que le réseau hexagonal ($\beta \approx 60$ deg) peut être notablement déformé dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Nous n'avons pour le moment pas d'explication précise à proposer. Il faudrait pour cela minimiser l'énergie du réseau de vortex en tenant compte du potentiel créé par les plans de macle et ce dernier, qui dépend de la structure des plans de macle, n'est pas connu dans notre échantillon.

CONCLUSION GENERALE

Au cours de ce travail, nous avons étudié par plusieurs méthodes expérimentales l'ancrage et la dynamique du réseau de vortex dans des supraconducteurs à haute température critique comme YBCO, ainsi que dans des supraconducteurs plus conventionnels.

La première partie de ce mémoire est axée sur l'étude de l'ancrage et de la dynamique du réseau de vortex dans YBCO non maclé. Nous avons souhaité caractériser les phases "solide" et "liquide" qui doivent entourer la transition du premier ordre, dite de "fusion". Alliant des mesures de transport et d'aimantation en continu et en alternatif, nous avons mis en évidence que l'ancrage des vortex est dominé par les irrégularités de surface de l'échantillon, alors que le réseau de vortex répond librement dans la masse. Cela ne signifie pas qu'il n'y a aucun défaut volumique dans l'échantillon, mais simplement que ceux-ci ne gênent pas le mouvement du réseau de vortex de façon significative. La description de la dynamique des vortex est faite à l'aide de deux modes de pénétration, ce qui permet de séparer la contribution du courant critique et la contribution de la résistivité et lève certaines ambiguïtés quant à la détermination de la ligne d'irréversibilité par des mesures alternatives. Dans la phase "liquide", nous trouvons que le réseau de vortex garde une structure suffisamment cohérente pour continuer à vérifier la relation de Josephson, tant que la température n'est pas trop proche de celle de la région où les fluctuations critiques commencent à influencer sur le comportement dissipatif du supraconducteur. Nous avons observé que la ligne d'irréversibilité qui sépare l'état solide et liquide est clairement définie par l'annulation du courant critique de surface. Nous proposons alors de reconsidérer la validité de l'hypothèse d'une fusion du réseau de vortex, basée sur celle d'un ancrage volumique et d'un état liquide enchevêtré.

La deuxième partie de ce mémoire se concentre sur l'étude de la structure et du comportement dynamique du réseau de vortex par diffraction de neutrons aux petits angles (DNPA). Nous avons utilisé la technique de l'écho de spin pour mesurer la vitesse du réseau de vortex ainsi que sa distribution dans un échantillon de Nb-Ta. L'observation d'une distribution de vitesse en flux-flow quand la caractéristique tension-courant possède une région non-linéaire est interprétée par une distribution de courant critique dans l'échantillon, et n'est pas compatible

CONCLUSION GENERALE

avec les modèles de moyennage d'un potentiel d'ancrage. Les études en DNPA montrent que dans l'échantillon de Nb-Ta, les vortex sont ancrés par la surface car le courant ne pénètre pas le volume sous le courant critique. Le réseau de vortex dans cet échantillon possède toujours un ordre orientationnel important. Une même étude dans Pb-In montre un réseau dans un état métastable que nous avons décrit par la présence de dislocations dues aux contraintes à la surface qui se prolongent dans le volume. Ces dislocations sont clairement expulsées quand le réseau se déplace et quand il se courbe. Nous avons observé dans chaque échantillon une diminution de l'intensité diffractée fonction de la vitesse du réseau de vortex. Celle ci peut être due au défilement des vortex près de la surface rugueuse et prend la forme d'un facteur "Debye-Waller". Nous avons également étudié la structure du réseau de vortex dans un échantillon d'YBCO maclé par des mesures de DNPA et confirmé que celui se déforme à cause des plans de macle.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons montré que l'on pouvait relativement bien caractériser et comprendre le courant critique et ses causes dans YBCO, bien que la structure du réseau de vortex dans cet échantillon garde beaucoup de mystères. C'est bien ce que l'on voit en diffraction de neutrons. Dans Pb-In, l'ancrage des vortex est très bien caractérisé depuis des années, alors que le comportement dynamique de la structure du réseau de vortex révèle une richesse qui laisse encore beaucoup d'aspects à comprendre.

Pour finir, nous faisons quelques propositions d'expériences. Nous nous rendons bien compte que l'absence d'ancrage de volume dans YBCO n'est pas une notion très populaire. Il faudrait refaire encore des expériences afin de conforter notre point de vue. Les études expérimentales sur l'ancrage de volume se basent beaucoup sur des mesures en transport alternatif, que nous avons partiellement traitées dans cette thèse. Il serait nécessaire d'étendre le domaine d'étude à d'autres gammes de champ magnétique et de température. Nous pensons en particulier à l'effet papillon (ou "fishtail"). Les mesures de relaxation seraient également très intéressantes à traiter avec le modèle à deux modes de pénétration. Le modèle d'ancrage de surface pourrait

CONCLUSION GENERALE

s'appliquer à d'autres échantillons à haute T_c . Néanmoins, il faut se rendre compte que nos expériences n'ont été réalisables que grâce à la grande taille et la qualité des échantillons que A.I. Rykov nous a fournis. Il nous semble peut être prématuré de "s'attaquer" à un échantillon très fin et difficilement mesurable comme le Bi2212 dans l'état actuel de nos idées d'expériences. Peut être que pour ces échantillons une analyse en bruit de flux-flow par exemple, où la taille est moins un problème, serait envisageable. On peut par contre envisager dans cet échantillon très anisotrope une étude en tension transverse pour tester la cohérence des lignes de vortex. L'étude détaillée de l'aimantation réversible des supraconducteurs à haute T_c nous semble aussi très importante à effectuer, peut être plus que celle de l'aimantation irréversible, car c'est la première qui renseigne sur la capacité d'un échantillon à transporter un courant non dissipatif. En particulier, le rôle des fluctuations d'aimantation dans la détermination du courant critique serait peut être un sujet à développer.

Des mesures d'écho de spin sont déjà prévues dans le Pb-In, pour mieux comprendre le lien entre la distribution des vitesses et l'expulsion des dislocations du réseau de vortex. Des mesures de DNPA vont être continuées avec comme optique la compréhension du rôle des faces dans l'orientation du réseau, l'étude précise des régions non linéaires des caractéristiques tension-courant, la comparaison de la structure du réseau après des histoires en champ magnétique (...). De multiples configurations sont intéressantes. Nous avons également espoir de pouvoir mesurer par réflectivité de neutrons la courbure des vortex, ainsi que la taille des domaines corrélés en surface responsables des dislocations dans le réseau de vortex. Ces domaines corrélés doivent également être responsables de turbulence de courants, peut être visibles en imagerie magnéto-optique, qui serait alors une technique complémentaire.

REFERENCES

-
- ABRIKOSOV 57 A.A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP 5, 1174 (1957)
- ABULAFIA 95 Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, V.M. Vinokur, Phys Rev Lett 75, 2404 (1995)
- ALAIS 67 P. Alais and Y. Simon, Phys Rev 158, 426 (1968)
- AMBEGAOKAR 69 V. Ambegaokar and B.I. Halperin, Phys Rev Lett 22, 1364 (1969)
- ANDERSON 62 P.W. Anderson, Phys Rev Lett 9, 309 (1962)
- ANDERSON 64 P.W. Anderson and Y.B.Kim, Rev. Mod. Phys. 36, 39 (1964)
- AOUAROUN 98 T. Aouaroun, doctorat de l'université de Caen, page 141 (1998)
- BARDEEN 65 J. Bardeen and M.J. Stephen, Phys Rev 140, A 1197 (1965)
- BARFORD 95 W. Barford, Phys Rev B 51, 12908 (1995)
- BEAN 62 C.P. Bean, Phys Rev Lett 8, 250 (1962)
- BEAN 64 C.P. Bean, J.D. Livingston, Phys Rev Lett 12, 14 (1964)
- BLATTER 90 G. Blatter, J. Rhyner and V.M. Vinokur, Phys Rev B 43, 7826 (1990)
- BLATTER 91 G. Blatter, V.B. Geshkenbein and V. Vinokur, Phys Rev Lett 66, 3297 (1991)
- BLATTER 94 G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin and V.M. Vinokur, Rev of Mod Phys 66, 4 (1994)
- BLATTER 96 G. Blatter, Phys Rev B 59, 72 (1996)
- BOERCH 74 H. Boerch, Phys Status Solidi B 61, 215 (1974)
- BRAS 89 A. Brass, H.J. Jensen, A.J. Berlinsky, Phys Rev B 39, 102 (1989)
- BRANDT 91 E.H. Brandt, Phys Rev Lett 67, 2219 (1991)
- BRANDT 92 E.H. Brandt, Phys C 195, 1 (1992)
- BRANDT 92a E.H. Brandt, Europhys Lett 18, 7 635 (1992)
- BRANDT 94 E.H. Brandt, Phys Rev B 49, 9024 (1994)
- BRANDT 95 E.H. Brandt, Rep. Prog. Phys. 58, 1465 (1995)
- BROK 89 J.D. Brok, R.J. Birgeneau, J.D. Litster, A. Aharony, "liquids, crystals and liquid crystals", page 52, Physics today July 1989.
- CAMPBELL 69 A.M. Campbell, J. Phys.C 2, 1492 (1969)
- CAMPBELL 71 A.M. Campbell, J. Phys.C 4, 3186 (1971)
- CAMPBELL 72 A.M. Campbell, J.E. Evets, "Flux vortices and transport currents in type II superconductors", Advances in Physics 21, vol 90, 202 (1972)
- CAMPBELL 88 L.J. Campbell, M.M Doria and V.G. Kogan, Phys Rev B 38, 2439 (1988)
- CAMPBELL 99 A.M. Campbell, "the susceptibility of the vortex lattice", dans Physics and Material Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics, p 409 edité par R. Kossowsky, NATO science series (1999)
- CAROLI 64 C. Caroli, P.G. De Gennes, J. Matricon, Phys Lett 9, 307 (1964)

REFERENCES

- CARRARO 95 C. Carraro and D. Fisher, Phys Rev B 51, 534 (1995)
- CIVALE 91 L. Civale, T.K. Worthington, A. Gupta, Phys Rev B 43, 5425 (1991)
- CLEM 75 J.R. Clem, J. Low Temp. Phys. 18, 427 (1975)
- CLEM 76 J.R. Clem, Phys Rev B14, 1893 (1976)
- CLEM 91 J.R. Clem, Phys Rev B 43, 7837 (1991)
- COFFEY 91 M.K. Coffey and J.R. Clem, Phys Rev Lett 67, 386 (1991)
- COFFEY 92 M.K. Coffey and J.R. Clem, Phys Rev B 45, 10527 (1992)
- CRABTREE 99 G.W. Crabtree, W.K. Kwok, U. Welp, D. Lopez and J.A. Fendrich, dans Physics and materials science of vortex states, édité par R. Kossowsky, NATO Science Series (1999), page 357
- CRIBIER 64 D. Cribier, B. Jacrot, M.L. Rao and B. Farnoux, Phys Lett 9, 106 (1964)
- DE GENNES 64 P.G. De Gennes and J. Matricon, Rev of Mod Phys 36, 45 (1964)
- DE GENNES 66 P.G. De Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys, published by W.A. Benjamin, New York, (1966)
- DE LA CRUZ 94 F. de la Cruz, D. Lopez, G. Nieva, Philos. MAG. B 70, 773 (1994)
- DELAMARE 98 M.P. Delamare, G. Poullain, Ch. Simon, S. Sanfilippo, X. Chaud and A. Brûlet, Eur Phys J B 6, 33 (1998)
- DEUTSCHER 87 G. Deutscher, K.A. Müller, Phys Rev Lett 59, 1745 (1987)
- DODGSON 98 M.J.W. Dodgson, V.B. Geshkenbein, H. Nordborg, G. Blatter, Phys Rev B 57, 14498 (1998)
- DUARTE 96 A. Duarte, Phys Rev B 53, 11336 (1996)
- DURAN 95, C.A. Duran, P.L. Gammel, R. Wolfe, V.J. Fratello, D.J. Bishop, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, Nature 357, 474 (1996)
- EKIN 74, J.W. Ekin, B. Serin and J.R. Clem, Phys Rev B 9, 912 (1974)
- ELTSEV 95 Yu. Eltsev, Ö. Rapp, Phys Rev B 51, 9419 (1995)
- ESSMANN 67, U. Essmann and H. Träuble, Phys Lett 24A, 526 (1967)
- FARREL 91 D.E. Farrel, J.P. Rice and D.M. Ginzberg, Phys Rev Lett 67, 1165 (1991)
- FARREL 96 D.E. Farrel, E. Johnston-Halperin, L. Klein, P. Fournier, A. Kapitulnik, E.M. Forgan, A.I.M. Rae, M.L. Trawick, R. Sasik, J.C. Garland, Phys Rev B 53, 11807 (1996)
- FEINBERG 94 D. Feinberg, J. Phys. III France 4, 169 (1994)
- FENDRICH 96 J.A. Fendrich, U. Welp, W.K. Kwok, A.E. Koshelev, G.W. Crabtree and B.W. Veal, Phys Rev Lett 77, 2073 (1996)
- FISHER 91 D. Fisher, M. Fisher and D. Huse, Phys Rev B 43, 130 (1991)
- FLESHER 93 S. Flesher, W.K. Kwok, U. Welp, V.M. Vinokur, M.K. Smith, J. Downey, G.W. Crabtree, Phys Rev B 47, 14448 (1993)
- FLIPPEN 95 R.B. Flippen, T.R. Askew, J.A. Fendrich and C.J. van der Beek, Phys Rev B 52, 9882 (1995)

REFERENCES

- FORGAN 91 E.M. Forgan, DMcK. Paul, H.A. Hook, S.L. Lee, R. Cubitt, J.S. Abell, F. Gencer and P. Timmins, Phys C 185, 247 (1991)
- FORGAN 95 E.M. Forgan, S.L. Lee, Phys Rev Lett 75, 1422 (1995)
- FORGAN 96 E.M. Forgan, M.T. Wylie, S. Lloyd, S.L. Lee and R. Cubitt, Czech J of Phys 46, 1571 (1996)
- FREIMUTH 92 A. Freimuth in Superconductivity, edited by L.C. Gupta, World Scientific, Singapore (1992)
- GALLAGHER 87 W.J. Gallagher, Physica 148B, 228 (1987)
- GAMMEL 88 P.L. Gammel, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak and D.J. Bishop, Phys Rev Lett 61, 1666 (1988)
- GIAMARCHI 95 T. Giamarchi et P. Le Doussal, Phys Rev Lett 75, 3372 (1995)
- GIAMARCHI 96 T. Giamarchi et P. Le Doussal, Phys Rev Lett 76, 2408 (1996)
- GIAVER 66 I. Giaver, Phys Rev Lett 15, 825 (1966)
- GITTLEMAN 66 J.I. Gittleman, B. Rosenblum, Phys Rev Lett 16, 734 (1966)
- GESHKENBEIN 91 V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur, R. Fehrenbacher, Phys Rev B 43, 3748 (1991).
- GINZBURG 50 V.L. Ginzburg and L.D. Landau, Sov. Phys. JETP 20, 1064 (1950)
- GLAZMAN 91 L.I. Glazman and A.E. Koshelev, Phys Rev B43, 2835 (1991)
- GOOD 70 J.A. Good and E.J. Kramer, Phil Mag 22, 329 (1970)
- GOR'KOV 59 L.P. Gor'kov, Sov. Phys. JETP 9, 1364 (1959)
- GOUPIL 97 C. Goupil, thèse de l'université de Caen, (1997)
- GRIER 91 D. Grier, Phys Rev Lett 66, 2270 (1991)
- GUPTA 72 A.D. Gupta and E.J. Kramer, Phil Mag , 779 (1972)
- HAGENAARS 96 T.J. Hangenaars, E.H. Brandt, R.E. Hetzel, W. Hanke, M. Leghissa and G. Saemann-Ischenko, Phys Rev B 55, 11706 (1997)
- HAO 95 Z. Hao, C.R. Hu, C.S. Ting, Phys Rev B 52, 13138 (1995)
- HAO 91, Z. Hao, J.R. Clem, M.W. McElfresh, L. Civale, A.P. Malozemoff and F. Holtzberg, Phys Rev B 43, 2844 (1991)
- HAO 91B, Z. Hao and J.R. Clem, Phys Rev Lett 67, 2371 (1991)
- HART 67 H.R. Hart and P.S. Schwartz, Phys Rev 156, 403 (1967)
- HERVIEU 87 M. Hervieu, B. Domenges, C. Michel, G. Heger, J. Provost, B. Raveau, Phys Rev B 36, 3920 (1987)
- HOCQUET 92 T. Hocquet, P. Mathieu and Y. Simon, Phys Rev B 46, 1061 (1992)
- HOUGHTON 89 A. Houghton, Phys Rev B40, 6763 (1989)
- HU 72 C.R. Hu and R.S. Thompson, Phys Rev B 6, 1756 (1972)
- ISHIDA 98 T. Ishida, K. Okuda, A.I. Rykov, S. Tajima and I. Terasaki, Phys Rev B 58, 5222 (1998)
- IVLEV 90 B.I. Ivlev and N.B. Kopnin, Phys Rev B 42, 10052 (1990)

REFERENCES

-
- IYE 88 Y. Iye, T. Tamegai and H. Takei, *Jpn J Appl Phys* 26, L1057 (1988)
- JANOSSY 91 B. Janossy, D. Prost, S. Pekkeer et L. Fruchter, *Physica C* 181, 51 (1991)
- JANOSSY 92 B. Janossy, H. Gu, R. Cabanel and L. Fruchter, *Physica C* 193, 344 (1992)
- JIANG 95 W. Jiang, N-C. Yeh, D.S. Reed, U. Kriplani and F. Holtzberg, *Phys Rev Lett* 74, 1438 (1995)
- JOHNSON 99 S. T. Johnson, E. M. Forgan, S. H. Lloyd, C. M. Aegerter, S. L. Lee, R. Cubitt, P. G. Kealey, C. Agerter, S. Tajima, A. Rykov, and D. McK. Paul, *Phys Rev Lett* 82, 13 (1999)
- JONES 67 R.G. Jones, E.H. Rhoderick, A.C. Rose-Innes, *Phys Lett* 24A, 318 (1967)
- JOSEPHSON 65 B.D. Josephson, *Phys Lett* 16, 242 (1965)
- KEALEY 98 P.G. Kealey, E.M. Forgan, A.I. Rykov, rapport d'expérience du Superconductivity Research Group de l'université de Birmingham et communication privée, (1998)
- KEIMER 93 B. Keimer, W.Y. Shih, R.W. Erwin, J.W. Lynn, F. Dogan, I.A. Aksay, *Science* 262, 83 (1993)
- KEIMER 94 B. Keimer, W.Y. Shih, R.W. Erwin, J.W. Lynn, F. Dogan, I.A. Aksay, *Phys Rev Lett* 73, 3459 (1994)
- KES 87 P. Kes, R. Wordenweber, *J. Low Temp Phys* 67, 1 (1987)
- KES 89 P. Kes, J. Aarts, J. Van der Berg, C.J. Van der Beek, J.A. Mydosh, *Supercond. Sci. Technol.* 1, 242 (1989)
- KIM 69 Y.B. Kim and M.J. Stephen in *Superconductivity vol 2* edited by Parks, 1110 (1969)
- KIM 99 P. Kim, Z. Yao, C.H. Bolle, C.M. Lieber, *cond-mat/9910184v2* (1998)
- KLEINER 64 W.H. Kleiner, L.M. Roth and S.H. Autler, *Phys Rev* 133, 1226 (1964)
- KOGAN 81 V.G. Kogan and J.R. Clem, *Phys Rev B* 24, 2497 (1981)
- KOGAN 81B V.G. Kogan, *Phys Rev Lett* 85A, 299 (1981)
- KONCZYKOWSKI 93 M. Konczykowski et al, *Physica (Amsterdam)* 200A, 305 (1993)
- KOSHELEV 94 A.E. Koshelev, V.M. Vinokur, *Phys Rev Lett* 73, 3580 (1994)
- KOTZLER 94 J. Kötzler, M. Kaufmann, G. Nakielski, R. Behr, *Phys Rev Lett* 72, 2081 (1994)
- KRAMER 73 E.J. Kramer, *J. Appl. Phys* 44, 1360 (1973)
- KWOK 90 W.K. Kwok, U. Welp, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, R. Hulscher, J.Z. Liu, *Phys Rev Lett* 64, 966 (1990)
- KWOK 92 W.K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V.M. Vinokur, J. Downey, G.W. Crabtree and B.W. Veal, *Phys Rev Lett* 76, 4809 (1992)
- KWOK 96 W.K. Kwok, J.A. Fendrich, V.M. Vinokur, A.E. Koshelev and G.W. Crabtree, *Phys Rev Lett* 76, 4596 (1996)
- LABUSH 69 R. Labush, *Phys Stat Sol* 32, 439 (1969)
- LARKIN 70 A.I. Larkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz* 58, 1466 (1970)
- LARKIN 79 A.I. Larkin and Y.V. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* 34, 409 (1979)

REFERENCES

-
- LARKIN 98 A.I. Larkin and Y.V. Ovchinnikov, *Phys Rev B* 57, 5457 (1998).
- LAZARD 99 nous souhaitons remercier Gilles Lazard (Ecole Normale Supérieure) pour la discussion sur ce sujet.
- LI 93 J.N. Li, A. Menovsky, J.J.M. Franse, *Phys Rev B* 48, 6612 (1993)
- LIANG 96 R. Liang, D.A. Bonn and W. Hardy, *Phys Rev Lett* 76, 835 (1996)
- LOPEZ 96 D. Løpez, E.F. Righi, G. Nieva, F. de la Cruz, *Phys Rev Lett* 76, 4034 (1996)
- LOPEZ 98 D. Løpez, L. Krusin-Elbaum, H. Safar, E. Righi, F. de la Cruz, S. Grigera, C. Feild, W.K. Kwok, L. Paulius and G.W. Crabtree, *Phys Rev Lett* 80, 1070 (1998)
- LÜTKE-ENTRUP 98 N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, P. Mathieu and Y. Simon, *Phys B* 255, 75 (1998)
- LÜTKE-ENTRUP 99 N. Lütke-Entrup, Doctorat de l'université de Paris VI, département de physique de l'Ecole Normale Supérieure (1999)
- LÜTKE-ENTRUP 99B N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, J. Bellesa, G. Lazard, P. Mathieu, Y. Simon, E.B. Sonin, communication privée.
- MAGGIO 97 I. Maggio-Aprile, C. Renner, A. Erb, E. Walker, O. Fisher, *Nature* 390, 487 (1997)
- MAIGNAN 96 A. Maignan, V. Hardy, C. Martin, D. Pelloquin, G. Villard, A. Wahl, *J. Low Temp Phys* 105, 1005 (1996). Nous tenons de plus à remercier Antoine Maignan pour ces remarques au sujet de la ligne d'irréversibilité et du dopage
- MARCHETTI 90 M.C. Marchetti, D.R. Nelson, *Phys Rev B* 41, 1910 (1990)
- MATHIEU 88 P. Mathieu and Y. Simon, *Europhys Lett* 5, 67 (1988)
- MATSUDA 91 T. Matsuda et al, *Phys Rev Lett* 66, 457 (1991)
- MEZEI 79 F. Mezei (ed), *Neutron Spin Echo, Lectures Notes in Physics*, Springer-Verlag (1979)
- MEZEI 82 F.Mezei, "International conference on the impact of polarised neutrons on solid-state chemistry and physics", *Journal de physique C7* 43, 9 (1982)
- MONOT 00 Nous tenons a remercier Isabelle Monot-Laffez, Christelle Leblond-Harnois (CRISMAT-Caen) pour nous avoir fournit cet échantillon d'YBCO, également pour leurs informations sur les courants critiques et la structure de leurs échantillons texturés.
- MORRE 97 E. Morre, S.A. Grigera, E. Osquiguil, G. Nieva, F. de la Cruz, *Phys Lett A* 233, 130 (1997)
- MULLER 96 D. Müller, H.C. Freyhardt, *Philos Mag Lett* 73, 63 (1996)
- NATTEMAN 90 T. Natterman, Y. Shapir, I. Vilfan, *Phys Rev B* 42, 8577 (1990)
- NELSON 83 D.R. Nelson, Defect-mediated phase transitions, *Phase transitions vol 7*, page 1, edité par academic press London (1983)
- NELSON 93 D.R.Nelson, Phases transition and relaxation in systems with competing energy scales, édité par T. Riste, vol 415 of NATO Advanced study institute (1993)
- NEUHAUS 94, W. Neuhaus, M. Damaske, A.I. Usoskin, H.C. Freyhardt, "critical current in superconductors", édité par H. Weber (World Scientific), p 647 (1994)
- NGUYEN 96 A.K. Nguyen, A. Subdø and R.E. Hetzel, *Phys Rev* 77, 1592 (1996)
- NISHIZAKI 96 T. Nishizaki, Y. Onodera, N. Kobayashi, H. Hasoaka, H. Takei, *Phys Rev B* 53, 82 (1996).

REFERENCES

-
- NORDBORG 97 H. Nordborg, G. Blatter, Phys Rev Lett 79, 1925 (1997)
- OLSON 98 C.J. Olson, C. Reichhardt and F. Nori, Phys Rev Lett 81, 3757 (1998)
- PAN 99 V.M. Pan, "Physics and material science of vortex states, flux pinning and dynamics", édité par R. Kossowsky, NATO sciences serie, pages 1-55
- PARDO 97 F. Pardo, F. De la Cruz, P.L. Gammel, C.S. Oglesby, E. Busher, B. Battlog and D.J. Bishop, Phys Rev Lett 78, 4633 (1997)
- PARDO 97A F. Pardo, A.P. Mackenzie, F. De la Cruz, J. Guimpel, Phys Rev B 55, 14610 (1997)
- PIPPARD 61 A.B. Pippard, "the dynamic of conduction electrons", page 58, Physique des basses températures (1961), Presse Universitaires de France, édité par G. DeWitt
- PLACAIS 90 B. Plaçais, thèse de doctorat d'état, Ecole Normale Supérieure (1990)
- PLACAIS 93 B. Plaçais, P. Mathieu and Y. Simon, Phys Rev Lett 70, 1521 (1993)
- PLACAIS 94 B. Plaçais, P. Mathieu and Y. Simon, Phys Rev B 49, 15813 (1994)
- PLACAIS 94B B. Plaçais, P. Mathieu and Y. Simon, Phys C239-240, 3049 (1994)
- PLACAIS 96 B. Plaçais, P. Mathieu, Y. Simon, E.B. Sonin and K.B. Traito, Phys Rev B 54, 13083 (1996)
- PLACAIS 99 nous tenons a remercier B. Plaçais (ENS) pour ces renseignements sur la régulation de température sous Hélium superfluide
- RIGHI 97 E.H. Righi, S.A. Grigera, G. Nieva, D. Lopez, F. de la Cruz, Phys Rev B 55, 14156 (1997)
- RIGHI 98 E.H. Righi, S.A. Grigera, G. Nieva and F. de la Cruz, Sup Rev 2, 205 (1998)
- RHEED 94 D.S. Rheed, N.C. Yeh, W. Jiang, U. Kriplani, D.A. Beam, F. Hölzberg, Phys Rev B 94, 4384 (1994)
- ROSENBLUM 64 B. Rosenblum, M. Cardona and G. Fisher, RCA Rev. 25, 491 (1964)
- ROULIN 96 M. Roulin, A. Junod and E. Walker, J Low Temp Phys 105, 109 (1996)
- ROULIN 98 M. Roulin, A. Junod and E. Walker, Physica C 296, 137 (1998)
- RYKOV 96 A.I. Rykov, S. Tajima, Advances in Superconductivity VIII, édité par H. Hayakava et Y. Enomoto, Springer-Verlag, page 341 (1996)
- RYKOV 99 A.I. Rykov, S. Tajima, F.V. Kusmartsev, E.M. Forgan and Ch. Simon. Phys Rev B
- RYU 96 S. Ryu, M. Hellerqvist, S. Doniach, A. Kapitulnik and D. Stroud, Phys Rev Lett 77, 5114 (1996)
- SAFAR 92 H. Safar, P.L. Gammel, D.A. Huse, D.J. Bishop, J.P. Rice and D.M. Ginsberg, Phys Rev Lett 69, 824 (1992)
- SAMOILOV 95 A.V. Samoilov, M. Konczykowski, Phys Rev Lett 75, 186 (1995)
- SANFILIPPO 97 S. Sanfilippo, Thèse de l'université Joseph Fournier, Grenoble (1997)
- SCHELTEN 75 J. Schelten, H. Ullmaier and G. Lippman, Phys Rev B 12, 1772 (1975)
- SCHILLING 96 A. Schilling, R.A. Fischer, N.E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W.K. Kwok and G.W. Crabtree, Nature 382, 791 (1996)
- SCHILLING 97 A. Schilling, R.A. Fisher, N.E. Phillips, U. Welp, W.K. Kwok and G.W. Crabtree, Phys Rev Lett 78, 4833 (1997)

REFERENCES

- SCHMID 66 A. Schmid, Phys Kondens Mat 5, 302 (1966)
- SCHMID 73 A. Schmid and W. Hauger, J. Low Temp Phys 11, 667 (1973)
- SHERIFF 97 E. Sheriff, R. Prozoriv, Y. Yeshurun, A. Shaulov, G. Koren and C. Chabaud-Villard, J Appl Phys 82, 4417 (1999)
- SIMON 71 Y. Simon and P. Thorel, Phys Lett 35A, 450 (1971)
- SIMON 94 Y. Simon, B. Plaçais and P. Mathieu, Phys Rev B 50, 3503 (1994)
- SOLOVJOV 94 V.F. Solovjov, V.M. Pan, H.C. Freyhardt, Phys Rev B 50, 13724 (1994)
- SONIN 90 E.B. Sonin, A.K. Kagantsev, and K.B. Traito, Physica B 165-166, 1173 (1990)
- SONIN 92 E.B. Sonin, A.K. Tagantsev and K.B. Traito, Phys Rev B 46, 5830 (1992)
- SONIN 93 E.B. Sonin, Phys Rev B 48, 10487 (1993)
- SONIN 93B E.B. Sonin, M. Krusius "The vortex state" édité par N. Bontemps, proceedings of the NATO Advanced Study Institute on vortices in superfluid, P 193 (1993)
- SPENCER 97 S. Spencer, H.J. Jensen, Phys Rev B 55, 8473 (1997)
- SUBDO 91 A. Subdø and E. H. Brandt, Phys Rev Lett 67, 3176 (1991)
- SUENAGA 99 M. Suenaga, "Physics and material science of vortex states, flux pinning and dynamics", édité par R. Kossowsky, NATO sciences serie, pages 137-148
- SUPPLE 95 F. Supple, A.M. Campbell, J.R. Cooper, Phys C 242, 233 (1995)
- TILLEY 65 D.K. Tilley, Proc Phys Soc London 85, 1977 (1965)
- TINKHAM 96 A.M. Tinkham, Introduction to superconductivity, 2d edition, MC Graw Hill
- THOREL 72 P. Thorel, Thèse de doctorat, université de Paris VI, (1972)
- YARON 94 U. Yaron, P.L. Gammel, D.A. Huse, R.N. Kleiman, C.S. Oglesby, E. Bucher, B. Batlogg, D.J. Bishop, K. Mortensen, K. Clausen, C.A. Bolle and F. De la Cruz, Phys Rev Lett 73, 20 (1994)
- YARON 95 U. Yaron, P.L. Gammel, D.A. Huse, R.N. Kleiman, C.S. Oglesby, E. Bucher, B. Batlogg, D.J. Bishop, K. Mortensen, K. Clausen, Nature 376, 753 (1995)
- VAN DER BEEK 93 C.J. Van der Beek, V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur, Phys Rev B 48, 3393 (1993)
- VAN TENDELOO 87 G. Van Tendeloo, H.W. Zandbergen, S. Amelinclex, Solid State Commun 63, 389 (1987)
- VILLARD 98 G. Villard, Thèse de l'université de Caen, (1998)
- VINOKUR 98 V. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, P.H. Kes, Physica C 295, 209 (1998)
- VLASKO 94 V.K. Vlasko-Vlasov, L.A. Dorosinskii, A.A. Polyanskii, V.I. Nikitenko, U. Welp, B.W. Veal, G.W. Crabtree, Phys Rev Lett 72, 3246 (1994)
- VOLOVIK 97 G.E. Volovik, JETP Lett 65, 491 (1997)
- YAMAFUJI 67 K. Yamafuji and F. Irie, Phys Lett 25, 387 (1967)
- WAHL 97 A. Wahl, V. Hardy, F. Warmont, A. Maignan, M.P. Delamare and Ch Simon, Phys Rev B 55, 3929 (1997)

REFERENCES

WARMONT 97 F. Warmont, Thèse de l'université de Caen. 1997.

WELP 96 U. Welp, J.A. Frenndrich, W.H. Kwok, G.W. Crabtree, and B.W. Veal, Phys Rev Lett 76, 4809 (1996)

WINJGAARDEEN 97 R.J. Winjgaardeen, R. Griessen, J. Fendrich, K.W. Kwok, Phys Rev B 55, 3268 (1997)

WOLFUS 94 Y. Wolfus, Y. Abulafia, L. Klein, V.A. Larkin, A. Shaulov, Y. Yeshurun, M. Konczykowski, M. Feigel'man, Phys C 224, 213 (1994)

WORTHINGTON 87 T.K. Worthington, W.J. Gallagher and T.R. Dinger, Phys Rev Lett 59, 1160 (1987)

WU 93 H. Wu, N.P. Ong, Y.Q. Li, Phys Rev Lett 71, 2642 (1993)

WU 97 H. Wu, N.P. Ong, R. Gagnon, Phys Rev Lett 78, 334 (1997)

ZELDOV 95 E.Zeldov, Europhys Lett 30, 367 (1995)

ZHU 89 Y. Zhu, M. Suegana, Y. Xu, R.L. Sabatini, A.R. Moodenbaugh, Appl Phys Lett 54, 374 (1989)

ZIESE 94 M. Ziese, P. Esquinazi and H.F. Braun, Supercond. Sci. Technol. 7, 869 (1994)

Publications et contributions issues de ce travail

articles publiés

Ch. Simon, **A. Pautrat**, C Goupil, N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, A. Rykov, S. Tajima, "evidence for vortex pinning by surface irregularities in untwinned YBCO", Physica C 113, 61 (2000).

S. Lee, P.G. Kealey, E.M. Forgan, S.H. Lloyd, T.M. Riseman, D. McK Paul, S.T. Johnson, Ch. Simon, C. Goupil, **A. Pautrat**, R. Cubitt, C. Dewhurst, C.M. Aegerter, C. Ager, "small angle scattering from the vortex lattice in High Tc and others superconductors", Physica B 276, 752 (1999).

E.M. Forgan, P.G. Kealey, T.M. Riseman, S.L. Lee, D.McK. Paul, C.M. Aegerter, R. Cubitt, P. Schleger, **A. Pautrat**, Ch. Simon, S.T. Johnson, "fluxoids and neutrons polarisation effects", Physica B 267,115 (1999).

A. Pautrat, Ch. Simon, A.I. Rykov, S. Tajima, "experimental evidence for vortex lines in the vortex "liquid" phase of YBCO", Phys Rev B 59, 199 (1999).

E.M. Forgan, P.G. Kealey, T.M. Riseman, **A. Pautrat**, Ch. Simon, S.T. Johnson, S.L. Lee, C.M. Aegerter, R. Cubitt, P. Schleger, "investigation of flux lattices using IN15", Scientific Highlights of ILL (1998).

A. Pautrat, Ch. Simon, S. Sanfillipo, X. Chaud, "experimental evidence for a loss of correlation of vortex lines in twinned YBCO", Physica C 307, 12 (1998).

Articles acceptés à la publication

N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, **A. Pautrat**, C. Goupil, Ch Simon, A.I. Rykov, S. Tajima, "High frequency linear ac response of a pinned vortex lattice", à paraître dans Physica B.

C. Goupil, **A. Pautrat**, Ch. Simon, E.M. Forgan, P.G. Kealey, S.T. Johnson, G. Lazard, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, R. Cubitt, Ch. Dewhurst, "small angle neutron scattering and vortex lattice dynamical phase diagram", à paraître dans Physica C.

A. Pautrat, C Goupil, Ch. Simon, N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, A. Rykov, S. Tajima, "vortex pinning in untwinned YBCO", à paraître dans Physica C.

Articles soumis

A. Pautrat, C Goupil, Ch. Simon, N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, A. Rykov, S. Tajima, "evidence for vortex surface pinning in YBCO from the frequency dependence of the penetration depth", soumis à Phys Rev Lett.

A. Pautrat, C Goupil, Ch. Simon, A. Rykov, S. Tajima, "pinning by surface irregularities and irreversibility line in untwinned YBCO", soumis à Phys Rev B.

E.M. Forgan, P.G. Kealey, **A. Pautrat**, Ch. Simon, S.L. Lee, C.M. Aegerter, R. Cubitt, P. Schleger, B. Farrago, "measurement of vortex motion in type II superconductor: a novel use of the neutron spin echo technique", soumis à Phys Rev Lett.

posters et contributions orales dans des congrès (la personne soulignée présentait le travail)

C. Goupil, **A. Pautrat**, Ch. Simon, E.M. Forgan, P.G. Kealey, S.T. Johnson, G. Lazard, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, R. Cubitt, Ch. Dewhurst, "vortex lattice ordering studied by Small Angle Neutron Scattering", Cadiz (Espagne), juin 2000 (présentation orale invitée).

A. Pautrat, C.Goupil, Ch. Simon, E.M. Forgan, P.G. Kealey, S.L. Lee, R. Cubitt, "Etude de la mise en ordre dynamique du réseau de vortex", Journées de La Neutronique, Colleville sur mer (France), Mai 2000.

A. Pautrat, C Goupil, Ch. Simon, G. Lazard, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, "Vortex et courants critiques", journées d'études de cryogénie et supraconductivité, Aussois (France), Mai 2000 (présentation orale invitée).

A. Pautrat, C.Goupil, Ch. Simon, E.M. Forgan, P.G. Kealey, S.L. Lee, C.M. Aegerter, R. Cubitt, "réseau de vortex et diffraction de neutrons", présentation orale invitée dans le cadre des séminaires de l'Ecole Normale Supérieure, Paris, Mars 2000.

A. Pautrat, C Goupil, Ch. Simon, N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, A. Rykov, S. Tajima, "vortex pinning by surface irregularities in untwinned YBCO", M²S-HTSC-VI, Houston (USA), Février 2000.

C. Goupil, **A. Pautrat**, Ch. Simon, E.M. Forgan, P.G. Kealey, S.T. Johnson, G. Lazard, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, R. Cubitt, Ch. Dewhurst, "vortex lattice dynamical phase diagram", M²S-HTSC-VI, Houston (USA), Février 2000 (présentation orale invitée).

Ch. Simon, **A. Pautrat**, N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, Y. Simon, P. Mathieu, A. Rykov, S. Tajima, "the vortex "melting" in untwinned YBCO", chem HTSC-V, Tokyo (Japon) et first Euro conference in vortex matter in superconductors, Crête, Septembre 1999 et vortex physics in high T_c superconductors, Stanford (USA), Juin 1999 (présentations orales invitées).

S.L. Lee, C. Ager, F.Y. Ogrin, ..., **A. Pautrat**, "recent neutron and muon measurements on the vortex lattice", vortex physics in high T_c superconductors, Stanford (USA), Juin 1999 (présentation orale invitée).

A Pautrat, Ch Simon, A. Rykov, S. Tajima, S. Sanfillipo, X. Chaud, "Etude de la tension transverse en champ incliné dans YBCO maclé et non maclé", Groupement de Recherche sur les supraconducteurs, Anesle (France), Décembre 1998 (présentation orale).

A Pautrat, Ch Simon, A. Rykov, S. Tajima, S. Sanfillipo, X. Chaud, "experimental evidence for vortex lines in twinned and untwinned YBCO", 17th General Conference of the Condensed Matter Division, European Physical Society, Grenoble (France), Aout 1998.