



HAL
open science

Imagerie magnétique de nanostructures supraconducteurs et de supraconducteurs non-conventionnels

Voicu Octavian Dolocan

► **To cite this version:**

Voicu Octavian Dolocan. Imagerie magnétique de nanostructures supraconducteurs et de supraconducteurs non-conventionnels. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00110418

HAL Id: tel-00110418

<https://theses.hal.science/tel-00110418>

Submitted on 28 Oct 2006

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline: Physique

présentée et soutenue publiquement
par:

Voicu Octavian Dolocan

le 21 octobre 2005

Imagerie magnétique des supraconducteurs non conventionnels

Composition du jury:

D. Feinberg (Président)
O. Fischer (Rapporteur)
D. McK Paul (Rapporteur)
B. Pannetier (Directeur de Thèse)
K. Hasselbach (Responsable de Thèse)

Thèse préparée au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
CNRS - GRENOBLE

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Date: **Octobre 2005**

Auteur: **DOLOCAN VOICU OCTAVIAN**

Titre: **Imagerie magnétique des supraconducteurs non conventionnels**

Departement: **Matière condensée**

Degree: **Ph.D.** Convocation: **Octobre** Year: **2005**

Permission is herewith granted to Université Joseph Fourier to circulate and to have copied for non-commercial purposes, at its discretion, the above title upon the request of individuals or institutions.

Signature de l'Auteur

THE AUTHOR RESERVES OTHER PUBLICATION RIGHTS, AND NEITHER THE THESIS NOR EXTENSIVE EXTRACTS FROM IT MAY BE PRINTED OR OTHERWISE REPRODUCED WITHOUT THE AUTHOR'S WRITTEN PERMISSION.

THE AUTHOR ATTESTS THAT PERMISSION HAS BEEN OBTAINED FOR THE USE OF ANY COPYRIGHTED MATERIAL APPEARING IN THIS THESIS (OTHER THAN BRIEF EXCERPTS REQUIRING ONLY PROPER ACKNOWLEDGEMENT IN SCHOLARLY WRITING) AND THAT ALL SUCH USE IS CLEARLY ACKNOWLEDGED.

Bunicii si familiei mele

Table de Matières

Table de Matières	iv
Résumé	vii
Remerciements	viii
Introduction	1
1 Dispositif experimental	6
1.1 Introduction	6
1.2 Techniques expérimentales et choix du μ SQUID	6
1.3 Principe du SQUID	9
1.4 Le μ SQUID	10
1.5 Le capteur de force	11
1.6 Le scanner	13
1.7 Régulation d'approche bender z-diapason	14
1.8 Dispositif électronique	15
1.9 Le système de déplacement	17
1.10 Le réfrigérateur à dilution	19
1.11 Visualisation des images magnétiques	20
1.12 Conclusion	22
2 Imagerie magnétique dans NbSe₂	23
2.1 Introduction	23
2.2 Structure et propriétés	23
2.3 Visualisation des vortex par μ SQUID	26
2.3.1 Variation en température de la longueur de pénétration d'un vortex	27
2.3.2 Pénétration des vortex dans l'échantillon A	29
2.3.3 Observation d'un réseau hexagonal	30
2.3.4 Analyse quantitative des images	32
2.3.5 Observation des vortex pour des champs inclinés	36
2.4 Conclusion	38
3 Brisure de symétrie dans les supraconducteurs non conventionnels	39

4	Vortex dans Sr_2RuO_4	44
4.1	Introduction	44
4.2	Propriétés de l'état normal de Sr_2RuO_4	44
4.2.1	Structure cristalline et surface de Fermi	44
4.3	Propriétés de l'état supraconducteur	46
4.4	Description des échantillons	49
4.4.1	Mesures macroscopiques	50
4.4.2	Mesures de relaxation	54
4.5	Visualisation des vortex par microscopie à μSQUID	57
4.5.1	Vortex individuels dans Sr_2RuO_4	58
4.5.2	Coalescence de vortex	61
4.6	Conclusion	73
5	Anisotropie dans Sr_2RuO_4	74
5.1	Introduction	74
5.2	Anisotropie des matériaux en couches	74
5.2.1	La théorie de Ginzburg-Landau	75
5.2.2	Anisotropie dans la théorie GL	76
5.2.3	Formation des chaînes de vortex pour des champs inclinés	82
5.2.4	Le modèle Lawrence-Doniach	84
5.3	Imagerie des vortex sur la face ac	86
5.4	Expériences pour des champs inclinés dans Sr_2RuO_4	88
5.4.1	Application des bas champs magnétiques aux petits angles	88
5.4.2	Apparition des chaînes de vortex	88
5.4.3	Variation angulaire des chaînes de vortex	92
5.4.4	Variation en température des chaînes de vortex	93
5.4.5	Formation des chaînes de vortex. Deux types de vortex présents?	94
5.4.6	Rotation des chaînes de vortex dans le plan ab	99
5.5	Interaction entre anisotropie et non conventionalité en Sr_2RuO_4	100
5.6	Conclusion	103
6	Fermions lourds	104
6.1	Introduction	104
6.2	Propriétés générales des fermions lourds	104
6.2.1	Supraconducteurs ferromagnétiques	105
6.3	Le composé URhGe	106
6.3.1	Structure et propriétés magnétiques	106
6.4	Domaines magnétiques	108
6.5	Visualisation des domaines magnétiques	110
6.5.1	Caractérisation des échantillons	110
6.5.2	Imagerie par μSQUID	110
6.5.3	Imagerie avec un microscope magnéto-optique	112
6.6	Le composé UPt ₃	116
6.7	Conclusion	119

Conclusion et perspectives	120
A Inversion de l'équation London et calcul des transformées de Fourier	122
A.1 L'équation London dans l'espace Fourier	122
A.2 Détermination de la densité d'énergie libre dans l'espace Fourier . . .	123
A.3 Détermination des composantes Fourier du champ magnétique	125
B Calcul de la self énergie d'un vortex	128
C Calcul de l'énergie d'un vortex dans une chaîne	131
Bibliography	133

Résumé

Cette thèse porte sur l'étude, par microscopie à μ SQUID, des propriétés du réseau de vortex dans les supraconducteurs non conventionnels. La plus grande partie est dédiée au supraconducteur triplet Sr_2RuO_4 . Dans un premier temps, le supraconducteur conventionnel NbSe_2 est étudié. Il sert de référence pour les supraconducteurs non conventionnels imagés ensuite. Un réseau de vortex hexagonal est observé à bas champ, et une rotation du réseau de 30° par rapport aux axes cristallographiques a lieu en augmentant le champ. Dans un second temps, nous présentons l'étude de vortex dans Sr_2RuO_4 . On observe pour la première fois des vortex individuels à bas champ et en augmentant le champ une coalescence a lieu. En tenant compte du fait que le piégeage est faible et des expériences déjà effectuées, on explique cette coalescence par la présence des domaines de différente chiralité. Un rôle important joue aussi l'anisotropie, des chaînes de vortex sont observés pour des champs inclinés. Nous trouvons qu'à des angles d'inclinaison près de couches ab , une décoration des chaînes a lieu. Ces résultats démontrent que Sr_2RuO_4 est un supraconducteur non conventionnel fortement anisotrope. Dans une dernière partie, nous présentons les images des domaines magnétiques dans la phase normale du supraconducteur ferromagnétique URhGe. Nous observons aussi des vortex individuels et une formation des domaines dans le supraconducteur non conventionnel UPt_3 . Ces domaines ressemblent à ceux de Sr_2RuO_4 , une parallèle peut être faite entre les deux supraconducteurs triplet.

We study the properties of the vortex lattice in unconventional superconductors, using μ SQUID microscopy. The most important part is dedicated to the spin triplet superconductor Sr_2RuO_4 . First, we examine the conventional superconductor NbSe_2 . It is a reference point to the unconventional superconductors imaged afterwards. We observe a hexagonal vortex lattice at low fields, and a rotation of the vortex lattice in respect to the crystallographic axes at higher fields. Next, we present the behavior of vortices in Sr_2RuO_4 . We observe for the first time individual vortices at low fields and a vortex coalescence at higher fields. As the pinning is weak and considering the other experiments, we explain the coalescence of vortices by the presence of domains with different chirality. An important role plays the anisotropy, chains of vortices are observed for tilted fields. We find also that for tilting angles close to the layers, a decoration takes place. This results prove that Sr_2RuO_4 is an unconventional superconductor with strong anisotropy. In the last part, we present images of the magnetic domains taken in the normal phase of the ferromagnetic superconductor URhGe. We also imaged the individual vortices in the unconventional superconductor UPt_3 . We observe a domain formation, this domains being similar with those seen in Sr_2RuO_4 , a parallel between the two triplet superconductors could be established.

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Klaus Hasselbach, responsable de ma thèse, qui m'a donné l'opportunité de travailler dans la physique des supraconducteurs et qui m'a beaucoup soutenu et encouragé pendant les années de recherches. Je voudrais aussi remercier Bernard Pannetier qui a accepté d'être mon directeur de thèse et de faire partie de mon jury.

Je tiens à remercier le directeur du CRTBT, Henri Godfrin, et l'ensemble du personnel du CRTBT de m'avoir accueilli et aidé à réaliser ma thèse. Merci à Pascal Lejay et Florence Servant pour les échantillons de Sr_2RuO_4 , et à Joel Balay et Abdel Hadj-Azzem pour la préparation des échantillons, à Andrew Huxley pour les échantillons de URhGe et UPt_3 et à Dominique Mailly pour la fabrication des SQUIDS. Un grand merci aussi à Thierry Crozes et Thierry Fournier pour leur disponibilité et pour les interventions rapides à toute heure de Maurice Grollier, Gilbert Simiand et Jean-Louis Bret du service électronique. Merci au service de mécanique et particulièrement à Gregory Garde pour son travail sur le nouveau microscope. Un merci à Thomas Prouvé qui m'a aidé dans mes débuts sur la CAD 3D et à Sorin Perisanu pour l'initiation à Python.

Je tiens aussi à remercier les secrétaires et en particulier à Danièle Devillers pour le temps consacré à corriger mes (nombreuses) fautes de français.

Merci aussi à Ying Liu (Penn State University) qui a agi comme catalyseur pour notre travail sur Sr_2RuO_4 . Il a réussi à me transmettre sa bonne humeur et son enthousiasme pendant le court temps passé à Grenoble.

Je tiens à remercier les différents collaborateurs qui ont effectué des mesures pour moi. Particulièrement Carley Paulsen pour les mesures d'aimantation, Daniel Bourgault, Laureline Porcar et Alain Vuillaume pour les mesures magnéto-optiques et Olivier Fruchart pour les mesures AFM.

Merci aux professeurs Oystein Fischer de l'Université de Genève et Don McK Paul de l'Université de Warwick de m'avoir fait l'honneur de faire partie de mon jury de thèse et d'être rapporteurs de mon travail, ils ont pris sur eux de faire des voyages longs en dépit de leurs plannings chargés. Je remercie également Denis Feinberg d'avoir accepté d'être le président de ce jury.

J'ai bénéficié de nombreuses discussions intéressantes sur la physique avec Jean-Pascal Brison, Pierre Rodière, Andrew Huxley, Mike Zhitomirsky et Vladimir Mineev. Dialoguer avec eux m'a permis d'avancer dans mon travail.

Enfin un merci aux thésards avec qui j'ai partagé les joies et les soucis, Gabriel, Félicien, Aude, Thomas et Sorin...

Introduction

La supraconductivité apparaît dans beaucoup de matériaux à basse température, lorsqu'une partie des électrons de conduction s'apparie et forme des paires, appelées paires de Cooper. Ces paires d'électrons ont la propriété remarquable de pouvoir passer à travers un métal sans être diffusées par des défauts ou phonons, c.a.d. ils peuvent porter un courant sans résistance.

Les propriétés magnétiques des supraconducteurs sont aussi remarquables : un supraconducteur habituel présente un diamagnétisme presque parfait quand il se trouve dans l'état supraconducteur. Quand un champ magnétique est appliqué au supraconducteur, des courants circulent à la surface de façon à écranter l'intérieur du champ magnétique. Le champ magnétique est atténué à la surface dans une couche d'épaisseur λ (longueur de pénétration magnétique). De même, lorsque le matériau est refroidi en faible champ magnétique à travers la transition supraconductrice, il expulse le champ contenu dans son volume (effet Meissner-Ochsenfeld). Quand ils sont soumis à un champ suffisamment fort, une grande partie des supraconducteurs présentent une phase appelée phase mixte. Cette phase contient un réseau de petites régions de matériau qui sont dans un état non supraconducteur ou 'normal' appelé vortex. Chaque vortex (ou ligne de flux) enferme un quantum de flux magnétique $\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{Tm}^2$, dû aux supercourants circulant autour du coeur de vortex. En première approximation, le coeur du vortex se laisse comprendre comme un tube de flux magnétique dans lequel la supraconductivité est affaiblie. Pour des vortex isolés, le rayon du tube de flux magnétique est égal à la longueur de pénétration λ . Ces vortex s'arrangent dans une configuration favorable énergétiquement, dû à leur interaction répulsive.

La physique des vortex a été beaucoup étudiée depuis leur introduction théorique par Abrikosov[1]. Elle est devenue un axe majeur de recherche dans la physique des supraconducteurs. La première observation des vortex dans un supraconducteur a été réalisée par diffraction à petits angles de neutrons (SANS) par les vortex dans du niobium[42].

La supraconductivité dans la plupart des matériaux résulte d'un appariement entre des électrons via une interaction attractive à travers les phonons (BCS 1957[12]). Cette interaction domine la répulsion coulombienne à basse température. L'état fondamental est un état singlet de spin dans lequel des électrons de spin opposé et de moment opposé sont

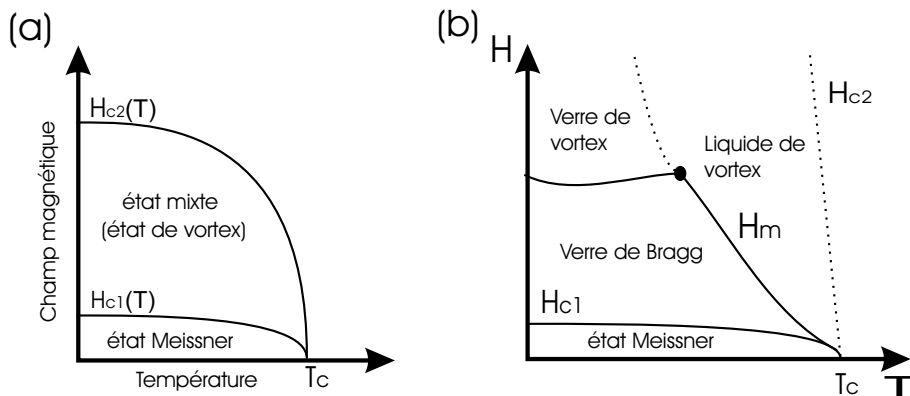


FIG. 1 – Diagramme de la phase magnétique dans un supraconducteur de type II (a) et dans les supraconducteurs HT_c (b). Pour le dernier cas, le réseau de vortex, dû au piégeage, subit une transformation en verre de Bragg à bas champ appliqué et en verre de vortex à haut champ. À cause des fluctuations thermiques, le verre de Bragg se fond en un liquide de vortex à haute température.

appariés, formant des bosons. Les paires de Cooper forment un condensat bosonique décrit par une seule phase quantique, conduisant à une cohérence de phase macroscopique à longue distance. Lors de la condensation, un gap d'énergie, $\Delta(k)$, s'ouvre entre le condensat et les électrons non appariés, appelés quasi-particules. Dans les supraconducteurs conventionnels, le gap d'énergie est presque isotrope dans l'espace k avec la même amplitude et phase dans toutes les directions.

Diagramme de phase magnétique

L'application d'un champ magnétique affecte fortement les propriétés des supraconducteurs. Dans la théorie phénoménologique Ginzburg-Landau (GL) il y a deux longueurs importantes pour la supraconductivité : la longueur de pénétration λ est la longueur typique sur laquelle le potentiel électromagnétique varie, et la longueur de cohérence ξ qui représente la longueur de corrélation des paires de Cooper et donne l'échelle de variation du paramètre d'ordre. La réponse supraconductrice à un champ magnétique externe est déterminée par le paramètre GL $\kappa = \lambda/\xi$ [80, 139, 32].

Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$ (type I), le diagramme de phase magnétique contient seulement 2 phases : Pour $H < H_c$ et $T < T_c$, le flux magnétique externe est complètement expulsé de l'échantillon, le comportement est diamagnétique (l'état Meissner) avec zéro résistivité électrique. Au-dessus de H_c , l'état normal revient, les propriétés diamagnétiques sont perdues et une résistivité finie apparaît.

Si $\kappa > 1/\sqrt{2}$ (type II), une phase additionnelle apparaît entre la phase Meissner (en dessous du premier champ critique H_{c1}) et la phase normale (au-dessus du deuxième champ critique H_{c2}). Dans cet état mixte, le champ magnétique peut pénétrer l'échantillon sous la

forme de lignes de flux (vortex), chacune portant un quantum de flux $\phi_0 = h/2e$. Ces vortex consistent d'un coeur normal de rayon ξ entouré par des courants supraconducteurs j_s qui créent une distribution magnétique sur une distance comparable à λ .

La différence entre les supraconducteurs de type I et type II est due à l'énergie de surface de la frontière entre l'état normal et l'état supraconducteur. Cette énergie est positive pour $\kappa < 1/\sqrt{2}$ et négative pour $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Ainsi, dans les supraconducteurs de type II, un maximum d'inclusions d'interfaces normales/supraconducteurs minimise l'énergie libre supraconductrice et conduit à la formation de vortex dans la phase supraconductrice.

Un réseau de vortex apparaît, dû à l'interaction répulsive entre vortex. Des réseaux ordonnés de vortex ont été observés expérimentalement dans un grand nombre de systèmes. Quoique la configuration de plus basse énergie soit hexagonale, dans beaucoup de composés des réseaux carrés de vortex ont été observés, attribués à différents types d'anisotropie (du gap, de la surface de Fermi). L'état mixte est un système très riche pour la recherche fondamentale et très important pour la recherche appliquée. Le réseau de vortex fournit un système unique pour l'étude des cristaux. La densité des vortex est changée simplement en variant le champ magnétique appliqué. Le réseau de vortex est soumis à des perturbations variées comme le désordre. Les vortex peuvent être piégés par des défauts cristallins ou des impuretés car le paramètre d'ordre ψ est réduit. En conséquence, les vortex apparaissent préférentiellement sur les défauts parce qu'ils perdent moins d'énergie de condensation.

Le réseau de vortex peut être aussi vu comme un système de cordes élastiques couplées par des forces élastiques[26, 21]. Le piégeage est décrit par la théorie du piégeage collectif Larkin-Ovchinnikov. L'ordre à longue distance est détruit par des centres de piégeage aléatoires, mais l'ordre à courte distance existe encore dans un volume fini $V_c = L_c R_c^2$, où L_c et R_c sont les longueurs de piégeage longitudinale et transversale. Le concept du piégeage collectif peut être appliqué dans le cas d'un piégeage faible quand le déplacement local des vortex est petit par rapport au paramètre du réseau de vortex a . Dans ce cas, les vortex sont piégés par un ensemble de centres de piégeage faible plutôt que par des centres individuels de piégeage fort. Une conséquence directe du piégeage est la perte de l'ordre à longue portée du réseau de vortex. Un état vitreux apparaît. Si les propriétés élastiques sont maintenues, le réseau de vortex reste quasi-ordonné[75, 76]. On parle alors d'un verre de Bragg (les pics de Bragg sont encore visibles par SANS)[128]. En tenant compte des fluctuations thermiques (importantes pour les HT_c), ce verre de Bragg subit une transition d'un solide vers un liquide de vortex (melting). Utilisant le critère de Lindemann, un cristal de vortex fond quand les déplacements thermiques u deviennent une fraction du paramètre a du réseau $\langle u^2 \rangle = c_L^2 a^2$, où c_L est de l'ordre 0,1-0,2.

Pour des supraconducteurs fortement anisotropes comme BSCCO, le vortex est constitué par un empilement de vortex bidimensionnels appelés 'pancake' qui sont connectés les uns aux autres par un couplage électromagnétique (Josephson). Une transition dimensionnelle de 2D vers 3D du système de vortex a été observée par une expérience de SANS[43].

Le vortex est un défaut linéaire dans la phase supraconductrice et peut être stabilisé par un champ magnétique externe. Dans les supraconducteurs conventionnels seuls des vortex avec un quantum de flux ϕ_0 peuvent exister, produits par un enroulement de 2π de la phase du paramètre d'ordre autour d'une ligne. Cette structure est la plus stable énergétiquement et c'est la seule forme qui permet la présence d'un champ magnétique dans le volume du supraconducteur. Comme les supraconducteurs non conventionnels avec des paramètres d'ordre multidimensionnels peuvent avoir plus d'un facteur de phase, plusieurs structures de vortex sont topologiquement stables. Ce cas a été étudié en grand détail pour l' ^3He dans sa phase superfluide. Des structures de vortex différents des vortex conventionnels apparaissent. Des vortex avec une fraction du quantum de flux deviennent des formes stables énergétiquement. Dans l'analyse des supraconducteurs non conventionnels, l'étude des vortex pourra apporter des nouveaux éléments à leur compréhension, car les propriétés physiques dans l'état mixte dépendent distinctement de la fonction d'appariement et des symétries. La microscopie à SQUID a déjà contribué à la détermination de la symétrie du paramètre d'ordre de YBaCuO et d'autres supraconducteurs à haute température critique. La découverte de quantum de flux fractionnaire ou du piégeage de vortex par les parois de domaines serait une mise en évidence expérimentale d'une supraconductivité non conventionnelle dans ces matériaux, qui ont longtemps éludés les efforts des chercheurs d'imager les arrangements de vortex.

But et organisation de la thèse

Durant cette thèse, j'ai utilisé un microscope à μSQUID fonctionnant dans un réfrigérateur à dilution pour l'imagerie de vortex. Le but était d'imager les vortex dans les supraconducteurs non conventionnels Sr_2RuO_4 , UPt_3 , URhGe et ainsi de trouver des indices pour la nature de leur supraconductivité.

Dans le Chapitre I, la technique expérimentale utilisée est décrite. Une petite partie est dédiée à l'interprétation des images prises avec le SQUID.

Dans le Chapitre II, je présente mes résultats d'imagerie de vortex dans le cas d'un supraconducteur conventionnel NbSe_2 . Il sert de référence pour l'imagerie des supraconducteurs non conventionnels.

Le Chapitre III constitue une introduction dans la théorie des brisures de symétries dans les supraconducteurs non conventionnels.

Le coeur de cette thèse est dédié à l'imagerie dans Sr_2RuO_4 . Dans le 4-ème chapitre, la non conventionalité de la supraconductivité est discutée avec les images des vortex individuels obtenues dans Sr_2RuO_4 . Le 5-ème chapitre est consacré aux manifestations de l'anisotropie de Sr_2RuO_4 .

Enfin, le dernier chapitre expose l'état normal dans le supraconducteur ferromagnétique URhGe et l'état des vortex dans le supraconducteur non conventionnel UPt_3 .

Le résumé des résultats les plus importants obtenus est fait dans la conclusion générale.

Ce travail a été réalisé au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures du CNRS Grenoble.

Chapitre 1

Dispositif experimental

La microscopie à SQUID est une technique d'imagerie très puissante. Le développement continu des capteurs de force et de SQUIDS, ainsi que de l'électronique de mesure, fait qu'aujourd'hui cette technique réalise un des meilleurs compromis entre la sensibilité magnétique et spatiale.

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, après une présentation des plus importantes techniques d'imagerie magnétique, la motivation du choix de la microscopie à μ SQUID est faite. Ensuite, la présentation de l'ensemble du dispositif expérimental est donnée. L'instrument dont je disposais était développé[221, 222] en vue d'applications d'imagerie de vortex dans des supraconducteurs à basse température critique, fait qui a limité les choix techniques.

La microscopie à μ SQUID est utilisée dans cette thèse plutôt pour les basses températures (au-dessous de 1 K), mais la thermalisation de l'échantillon permet de réaliser des images à des températures assez élevées (10 K).

1.2 Techniques expérimentales et choix du μ SQUID

De nombreuses techniques expérimentales sont utilisées pour la visualisation des vortex. Une des techniques les plus anciennes et les plus utiles est la technique de décoration de Bitter qui consiste à évaporer des particules ferromagnétiques près de la surface d'un supraconducteur[59]. Ces particules décorent les endroits où le champ magnétique sort à la surface de l'échantillon. L'image résultante est observée par un microscope électronique. Les positions des vortex sont déterminées avec une très bonne résolution spatiale, mais la sensibilité magnétique reste assez faible. Cette technique ne permet ni de changer la configuration magnétique de l'échantillon in situ, ni d'étudier les effets de température, c'est une technique statique.

L'effet Kerr est une méthode optique en réflexion qui permet de visualiser le flux magnétique. Le vecteur de polarisation d'un rayon de lumière polarisée linéairement subit une rotation Faraday. La rotation Faraday est directement proportionnelle à l'aimantation parallèle à la direction du rayon incident [116]. Parce que l'effet Kerr est faible dans les supraconducteurs, des cristaux transparents à fort pouvoir magnéto-optique (par exemple les grenats) sont déposés sur la surface du supraconducteur. La résolution spatiale dépend fortement de la proximité entre grenat et supraconducteur, les surfaces doivent être parfaitement plates. Les expériences modernes sont équipées d'un microscope optique avec des analyseurs de lumière polarisée, un cryostat optique et une caméra CCD. Récemment, des images en temps réel de vortex ont été obtenues par une telle mesure [78].

La microscopie Lorentz est une technique de microscopie électronique en transmission. Elle est basée sur la diffusion d'électrons par le champ magnétique des vortex dans un échantillon mince [214]. Les électrons transmis sont recueillis sur un écran, l'image est formée par l'interférence entre le faisceau transmis et un faisceau de référence. Ce type de microscopie a permis d'obtenir des images en temps réel. L'amincissement des échantillons à quelques nanomètres d'épaisseur est difficile et peut induire des défauts. À la différence des techniques mentionnées jusque là, les méthodes suivantes sont adaptées à l'imagerie de vortex à très basse température.

Une technique donnant une information indirecte sur la structure du réseau de vortex est la diffraction des neutrons (SANS). Les neutrons peuvent facilement pénétrer la matière (donc fournir une information de volume) et, dû à leur moment magnétique, ils sont sensibles à toute distribution de champ magnétique [42]. Les neutrons sont diffusés par les vortex dans des directions préférentielles déterminées par le critère de Bragg, et la structure du réseau de vortex peut être déduite à partir des angles de diffraction. En principe, l'intensité de diffusion donne des informations sur les longueurs caractéristiques du supraconducteur λ et ξ . L'intensité du signal dû aux vortex dépend de la longueur de pénétration $I \sim \lambda^{-4}$, et la largeur intrinsèque des réflexions de Bragg peut être reliée à la longueur de corrélation $\xi \sim 1/\Delta q$, où Δq est la largeur d'ajustement (width at half maximum) de type lorentzien.

Les microscopes de champ proche (SPM) sont sensibles à des propriétés physiques de la surface d'un matériau [98, 16]. La technique avec la meilleure résolution spatiale est la microscopie à effet tunnel (STM). Le STM utilise une pointe métallique pour sonder la surface d'un échantillon grâce au courant qui passe par l'effet tunnel entre les deux [20]. L'avantage du STM est qu'il donne une information locale de la densité d'états, c.a.d. une information directe sur le coeur du vortex et sur le gap supraconducteur. La résolution est de l'ordre de la longueur de cohérence. La mise en place de tels microscopes est très difficile exigeant une grande rigidité mécanique du montage et un faible bruit électronique. Un travail important est accompli par les groupes étudiant les propriétés spectrales des supraconducteurs [136, 149] à haute température critique. Pour l'étude de ces matériaux, il s'est avéré nécessaire de cliver les échantillons dans l'environnement cryogénique (UHV), préparant ainsi un état de surface propre.

Le microscope à force magnétique est un microscope à force atomique (AFM) équipé d'une pointe faiblement ferromagnétique rendant le microscope sensible à des forces magnéto-statiques[103]. Les pointes sont généralement réalisées par gravure électrochimique des fils ferromagnétiques ou par dépôt des couches minces sur des pointes habituelles d'AFM[223]. La résolution spatiale est très bonne (~ 20 nm), sous condition que la sonde soit en grande proximité avec la surface, risquant une altération de la configuration magnétique par la sonde elle-même. La résolution magnétique reste assez faible.

Le microscope à sonde à effet Hall est aussi sensible au champ des vortex, il détecte la variation du champ magnétique par une mesure de la tension de Hall. La pointe est gravée à partir d'une hétérostructure semiconductrice contenant une couche d'électrons 2D[188]. Une résolution spatiale de (~ 200 nm) est annoncée, la résolution spatiale magnétique rencontrée est de l'ordre du μm . La résolution magnétique est inférieure à celle d'un SQUID.

La microscopie à SQUID a la meilleure résolution magnétique, mais la résolution spatiale est limitée par la taille de la boucle qui capte le flux[125] et par la distance entre la boucle et le vortex. Le premier microscope qui balayait mécaniquement l'échantillon a été construit dans le groupe de Van Harlingen. Le SQUID avait une boucle supraconductrice (pickup loop) intégré en contact direct avec l'échantillon. Des vortex piégés dans un réseau de trous ont été imagés ainsi[226].

La plus importante contribution à la microscopie à SQUID a été fait par J. R. Kirtley à IBM[125]. Le SQUID est monté sur un ressort et il est en contact avec la surface de l'échantillon. Pour l'acquisition d'une image, le SQUID est déplacé mécaniquement par rapport à l'échantillon par un moteur pas à pas. La distance totale balayée est de $400 \mu\text{m}$. La partie sonde est composée d'une boucle supraconductrice (pickup loop) intégrée dans la boucle du SQUID. Cette boucle peut être aussi petite que $4 \mu\text{m}$. Ce microscope a servi à la première observation du demi-quantum de flux dans des supraconducteurs HT_c [127]. Ensuite, plusieurs microscopes ont été développés, avec des SQUIDS à bas ou haut T_c , et avec l'échantillon refroidi ou à température ambiante. Un microscope commercial a été produit par Seiko[162] et Neocera[100], avec un échantillon à température variable entre 10 K et 300 K. A. Benoit et D. Mailly au CRTBT et au LMM ont développé le μSQUID pour la mesure d'aimantation à l'échelle mésoscopique. Leur approche était d'intégrer le SQUID sur l'échantillon pendant sa fabrication par des techniques de lithographie électronique. En comparaison avec les SQUIDS conventionnels, le μSQUID est d'une grande simplicité car il est fabriqué par une seule étape de lithographie électronique contre neuf étapes de lithographie dans le cas des SQUIDS d'IBM. Ayant la maîtrise totale du μSQUID , nous avons pu réduire la taille de la boucle du SQUID captant le flux, pour pousser la limite spatiale qui atteint actuellement une résolution $\sim 1 \mu\text{m}$. Un développement futur des μSQUIDS améliorera cette résolution.

À ce jour, la microscopie à μSQUID permet d'imager des vortex dans des échantillons ayant une température comprise entre 0,45 K et 10 K. Dans la suite de ce chapitre, le fonctionnement du microscope est détaillé : la sonde μSQUID , ensuite le microscope à force

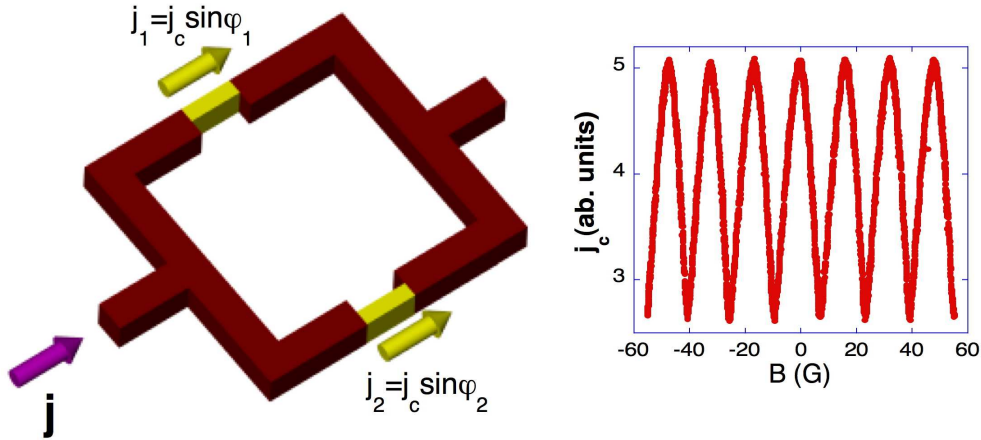


FIG. 1.1 – Schéma d'un SQUID DC avec 2 jonctions Josephson (gauche), et variation du courant critique d'un μ SQUID avec le champ magnétique extérieur appliqué perpendiculairement à la boucle du SQUID (droite).

et le réfrigérateur à dilution.

1.3 Principe du SQUID

Le SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) est basé sur le concept de quantification du flux dans un anneau supraconducteur et sur l'effet tunnel Josephson à travers un lien faible. Utilisé comme capteur de flux magnétique, sa sensibilité peut approcher 10^{-21} Wb/Hz $^{-1/2}$.

La différence de phase entre deux supraconducteurs faiblement connectés, $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$, affecte les propriétés électrique de la jonction. L'effet Josephson-DC relie le courant appliqué à la jonction, à la phase relative et au courant critique de la jonction I_c , $I = I_c \sin \delta$. L'effet Josephson-AC relie la différence de potentiel de la jonction à la dérivée temporelle de δ , $V = \frac{\hbar}{2e} \left(\frac{d\delta}{dt} \right)$. Pour former un SQUID, les supraconducteurs de deux cotés de la jonction doivent être reliés, soit par une boucle avec une deuxième jonction (SQUID DC mesuré en courant continu) soit par une boucle continue (le SQUID RF).

Le type de jonction le plus courant est la jonction tunnel, formée par une fine barrière d'oxyde séparant deux électrodes. La jonction à micro-pont consiste à connecter deux supraconducteurs par une connexion étroite appelée micro-pont. Pour observer l'effet Josephson, il faut que les dimensions du micro-pont soient inférieures à la longueur de cohérence du matériau utilisé. Pour être reproductible, la jonction à micro-pont nécessite une fabrication par lithographie électronique, son avantage est sa petite taille pour un courant critique important (de 25 μ A pour des ponts en Al de 20 nm de large à 120 μ A pour ceux de 40 nm de largeur, l'épaisseur étant de 40 nm).

Quand un courant j passe dans le SQUID-DC, il se partage en 2 courants j_1 et j_2 au niveau des jonctions (Fig. 1.1). Le courant total est la somme de j_1 et j_2 et du courant dû

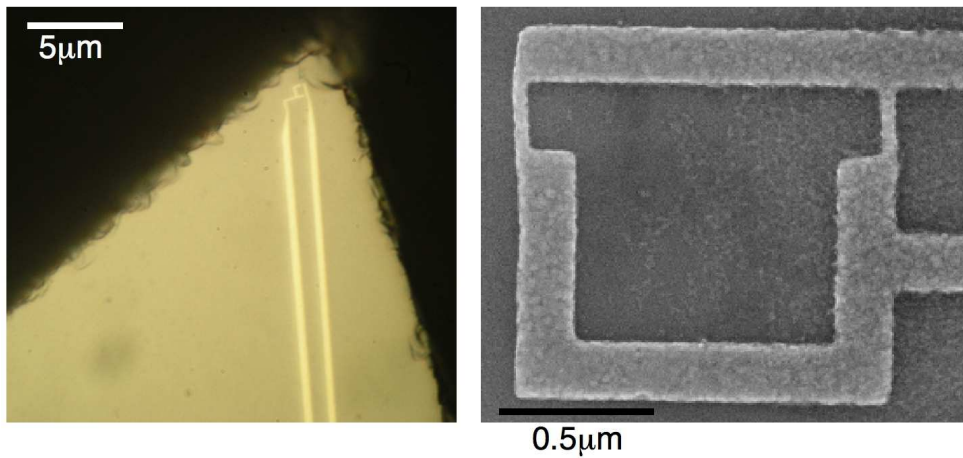


FIG. 1.2 – La géométrie du μ SQUID avec une boucle de diamètre $1.2\mu\text{m}$ (à droite). Le μ SQUID lithographié sur une barrette de Si (à gauche) est situé près de la pointe.

à la quantification du flux. Ce courant total qui traverse le SQUID s'exprime en fonction des différences de phase des deux jonctions. Le courant critique est obtenu en maximisant le courant total, j . Si les deux jonctions sont identiques et si des effets d'inductance sont négligés $j_{c1} = j_{c2} = j_{c0}$, et le courant critique du SQUID devient :

$$j_c = 2j_{c0} \left| \cos\left(\frac{\pi\phi_{ext}}{\phi_0}\right) \right| \quad (1.1)$$

Cette variation du courant critique du SQUID est identique avec les franges d'interférences des ondes de lumière qui passent à travers deux fentes étroites identiques. Si les courants critiques de deux jonctions ne sont pas égaux, le courant critique minimum n'est pas zéro. Il y a deux motifs pour que le $(j_c)_{min}$ ne s'annule pas : l'asymétrie et le flux induit dans le SQUID.

1.4 Le μ SQUID

La figure 1.1 montre la variation du courant critique pour un μ SQUID[88] en fonction du champ magnétique externe. Ce courant est périodique en flux avec une période égale à ϕ_0 , et sa mesure permet de connaître le flux traversant l'anneau avec une résolution largement supérieure à ϕ_0 , ce qui fait du SQUID un détecteur de flux très sensible. Si l'aire fermée par la boucle du SQUID est de $1,2 \mu\text{m}^2$, le courant est périodique pour 17 G.

Les dimensions typiques du μ SQUID sont : un diamètre de boucle de $1,2 \mu\text{m}$, largeur de bras de 200 nm, longueur et largeur du micropont de 200 nm et 50 nm respectivement. Les SQUIDs sont fabriqués au LPN (à Marcoussis) par D. Mailly.

Le μ SQUID présente un hystérésis dans la caractéristique $I(V)$, due à l'échauffement du μ SQUID lorsqu'il transite dans l'état normal. Cet échauffement se propage le long de la boucle du SQUID et nous empêche de polariser le SQUID à courant constant, ceci aurait

permis d'utiliser des électroniques de SQUID traditionnelles. À cause de cela, un système spécifique de détection a été conçu au CRTBT par A. Benoit : l'ordinateur déclenche en même temps une rampe de courant et un compteur à 40 MHz. À travers une capacitance, un amplificateur de tension détecte la variation de tension à la borne du fil de mesure. Quand le μ SQUID transite dans l'état normal, une impulsion de tension apparaît à l'amplificateur. Si le signal de tension dépasse le niveau choisi de discrimination, le compteur est arrêté et le courant est remis à zéro en un temps inférieur à 40 ns. Le résultat du comptage est transféré à l'ordinateur et la rampe suivante est déclenchée. Pour augmenter la précision de la mesure, la pente de la rampe est diminuée et un palier de courant est créé. Chaque fois que le courant critique est détecté, le flux traversant la boucle du μ SQUID est mesuré. Un histogramme du courant critique est établi en répétant les mesures de courants critiques à flux constant. Chaque mesure du flux est une moyenne de 10 mesures du courant critique du SQUID. Le bruit de mesure est donné par la largeur de l'histogramme du courant critique. Pour des SQUIDS ayant une sensibilité de $20 \mu\text{A}/\phi_0$, l'écart type de l'histogramme est de 200 nA. Le bruit en flux de courant critique pour la résolution en flux du SQUID est alors $\sim 10^{-2}\phi_0$. Comme la fréquence maximale d'échantillonnage du courant critique du SQUID est de 10 kHz, $S_\phi^{1/2} = 10^{-4}\phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ pour le μ SQUID.

Le choix de la taille du μ SQUID est un compromis entre la résolution spatiale, on a tendance à vouloir réduire la taille de la boucle pour l'augmenter, et la sensibilité au champ magnétique engendré par un vortex. La taille du vortex est donnée essentiellement par la longueur de pénétration.

Les μ SQUID sont lithographiés sur un wafer entier de silicium. Le wafer est découpé, par une scie diamantée, en barrette en forme de losange. Les μ SQUID se trouvent près de la pointe de chaque losange. La Fig. 1.2 montre la position d'un μ SQUID sur une pointe de silicium.

Pour obtenir le meilleur couplage magnétique entre l'échantillon et le SQUID, il est nécessaire de minimiser la distance entre eux, le SQUID doit être situé le plus près possible de l'extrémité de la pointe. La distance minimale entre le μ SQUID et les bords de la pointe est de $2 \mu\text{m}$. En mode de fonctionnement normal, la pointe est inclinée d'un angle plus faible que 5° par rapport à la surface de l'échantillon. Un capteur de force est employé pour maintenir la distance constante entre le SQUID et l'échantillon pendant le balayage de la surface.

1.5 Le capteur de force

L'emploi d'un diapason piézo-électrique en quartz comme capteur de force est récent. Cette utilisation d'un diapason a été mise au point par K. Karrai et R. Grober dans le cadre de la microscopie optique en champ proche (NSOM)[120]. Le diapason est excité à sa fréquence de résonance et un asservissement maintient l'amplitude constante et la fréquence à la résonance lorsque la sonde, étant solidaire avec le diapason, balaye la surface.

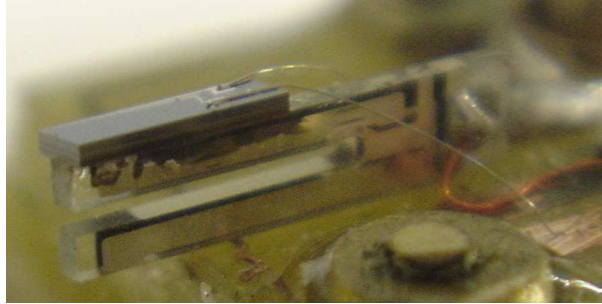


FIG. 1.3 – Dispositif expérimental de la tête sonde : le SQUID se trouve sur la barrette en silicium placée sur le diapason en quartz. Les dimensions d'un bras du diapason sont $3.7\text{mm} \times 0.34\text{mm} \times 0.57\text{mm}$.

Le diapason utilisé est un résonateur en quartz, couramment utilisé, et donc disponible dans le commerce. Ceci nous assure une bonne reproductibilité de ses caractéristiques et une grande stabilité : le diapason choisi résonne à 32768 Hz (2^{15} Hz) avec un très bon facteur de qualité (entre $2 \cdot 10^4$ et 10^5). La longueur d'un bras est $L=3,65$ mm, la largeur $W=0,34$ mm et l'épaisseur $T=0,57$ mm. La constante de raideur théorique k est donnée par les dimensions géométriques du bras et le module d'Young ($E_{\text{quartz}} = 7,87 \cdot 10^{10} \text{ Nm}^2$) : $k=(E/4)W(T/L)^3$. Dans notre cas, $k=25500 \text{ Nm}^{-1}$.

Le μ SQUID est collé sur un bras du diapason (Fig. 1.3). Le montage de la sonde est une opération délicate. D'abord, le diapason est enlevé de son boîtier hermétique et ses fils magnétiques sont dessoudés, ensuite un de ses bras est collé avec de l'Araldite standard sur une plaquette en fibre de verre sur laquelle sont implémentés par photolithographie des contacts cuivrés. Les électrodes du diapason sont alors connectées par des fils de cuivre. La barrette en silicium, contenant le μ SQUID, est collée sur le bras libre du diapason. Le μ SQUID est connecté par la soudure à ultrason avec des fils Al (Fig. 1.3). Le poids additionnel Δm fixé sur le bras du diapason est de l'ordre de $700 \mu\text{g}$. Après cette modification, la résonance du diapason se déplace vers les plus basses fréquences (24000-26000 Hz) et le facteur de qualité diminue pour atteindre des valeurs entre 50 et 500 à température ambiante. La baisse du facteur de qualité de la résonance du diapason s'explique par des pertes mécaniques dans la colle et dans le substrat en fibre de verre. À basse température, lorsque les colles durcissent, le facteur de qualité augmente d'un facteur 100. Les courbes de résonance du diapason en amplitude et en phase obtenues en réponse à une excitation mécanique sont montrées sur la Fig. 1.4. La mesure a été faite à une température de 4 K. La fréquence de résonance est de 25018 Hz et le facteur de qualité est de 15636. La valeur du facteur de qualité pour nos diapasons avec des SQUIDs montés varie beaucoup, elle dépend du collage du bras du diapason sur la plaquette et du collage du SQUID sur le bras libre du diapason.

Le diapason peut être excité mécaniquement ou électriquement. Dans notre cas, une excitation mécanique est utilisée : le diapason est monté sur une plaque piézoélectrique qui

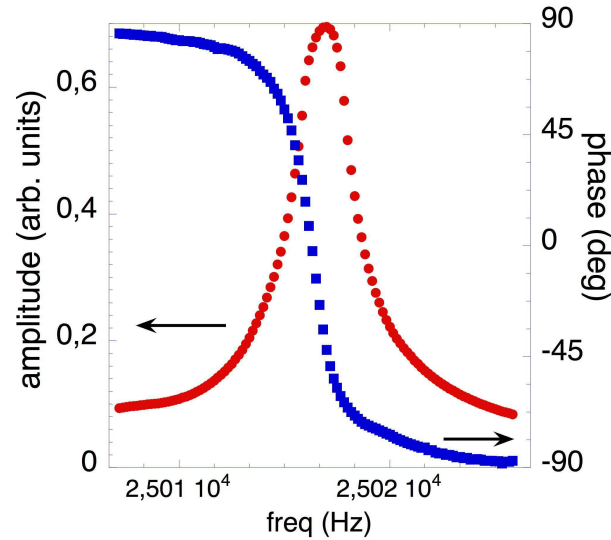


FIG. 1.4 – Courbes de résonance (amplitude et phase) du diapason avec un SQUID à une température de 4 K.

vibre sous l'action d'une tension sinusoïdale, et le courant généré aux bornes du diapason piézo-électrique est mesuré. Le diapason délivre un courant de 0,4 nA en oscillant à sa fréquence de résonance avec une amplitude de 1 nm. La puissance dissipée par le diapason est de ~ 1 pW, ce qui fait du diapason un outil très adapté pour les mesures cryogéniques.

1.6 Le scanner

Pour imager les vortex dans un l'échantillon supraconducteur, on utilise un scanner[195] qui peut déplacer l'échantillon sur une distance de 62 μ m pour une tension appliquée de ± 210 V. Le scanner consiste en cinq bilames piézo-électriques connectées par trois pièces en céramique Macor (Fig. 1.5). Le Macor est une céramique usinable et elle a un coefficient de contraction thermique similaire à celui du matériau piézo-électrique. Les plaques piézo-électriques sont directement collées aux pièces en Macor.

Sur la partie fixe du scanner, un trou rectangulaire suffisamment large permet à la tête de balayage de bouger dans les deux directions x et y. Les extrémités des deux des lames sont collées sur des côtés opposés à l'intérieur de ce trou, et les autres extrémités sont collées sur une petite pièce en Macor (derrière). Avec ce montage, l'extrémité se déplace dans une direction (par exemple x), quand une tension est appliquée à ces lames. De la même façon, les deux autres lames se déplacent orthogonalement.

Les lames piézo-électriques doivent avoir leurs électrodes sectionnées à la moitié. Ainsi, la moitié inférieure de la lame se courbe dans une direction lors de la mise sous tension, tandis que l'autre moitié se courbe dans la direction opposée (mouvement en S). De cette façon, les deux extrémités de chaque lame restent toujours perpendiculaires à la direction de déplacement, comme requis par les conditions aux limites imposées par les pièces en

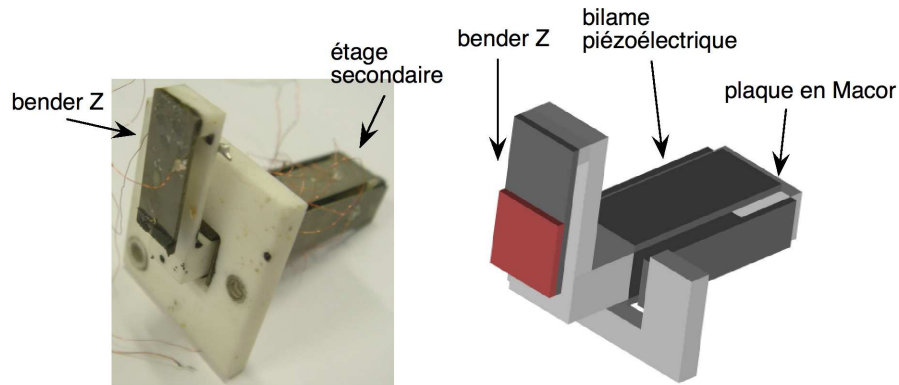


FIG. 1.5 – Image du scanner x-y avec le bilame z (bender z) à gauche et schéma du scanner à droite. Les corps en Macor sont en blanc dans les images. La dimension du bender z est de 12.5mm.

Macor, et le porte échantillon se déplace sur un plan xy. Les déplacements fins dans la direction z sont assurés par une autre plaque collée sur la tête de balayage. Ainsi, les mouvements en z sont totalement découplés des déplacements x-y. L'amplitude de balayage du scanner est donnée par : $x=d_{31}V(L^2/T^2)$ où V est la tension appliquée sur les électrodes, d_{31} le coefficient piézo-électrique, et L et T respectivement la longueur et l'épaisseur de la lame piézoélectrique. Les sensibilités calculées, en tenant compte que $d_{31} = 1,73 \text{ \AA}/V$ à température ambiante et $d_{31} = 0,31 \text{ \AA}/V$ à 4,2 K, sont $\Delta X/\Delta V = 770 \text{ nm}/V$ à température ambiante. Les sensibilités mesurées sont de $\Delta Z/\Delta V = 350 \text{ nm}/V$ à 300 K.

À basse température, la taille maximale des images est de $62 \mu\text{m} \times 62 \mu\text{m}$ pour une tension de $\pm 210 \text{ V}$ sur les lames du scanner. La plupart des images dans cette thèse ont une forme rectangulaire, due à une dépolarisation des éléments piézoélectriques. Le scanner a été changé et les images dans le dernier chapitre (sur UPt_3) sont carrées. Pour maintenir la proximité entre la sonde et l'échantillon pendant le balayage, il faut mettre en place une boucle de régulation.

1.7 Régulation d'approche bender z-diapason

La distance entre le SQUID et l'échantillon est importante pour l'imagerie des vortex. À partir de cette distance, on peut déterminer la longueur de pénétration d'un vortex en ajustant le flux magnétique capté par le SQUID avec une fonction théorique. Cette distance doit être conservée pendant le balayage. Il y intervient l'angle d'inclinaison et la distance entre le SQUID et la pointe physique de la barrette. Nous utilisons un bilame piézoélectrique pour approcher ou éloigner l'échantillon par rapport à la pointe (bender z). Le bilame se tord en fonction de la tension appliquée sur ses électrodes extérieures. Le déplacement est donné par : $x = 2L^2Vd_{31}/T^2$ où L est la longueur, T l'épaisseur, V la tension appliquée et d_{31} le coefficient (constant pour un type de matériau) piézoélectrique.

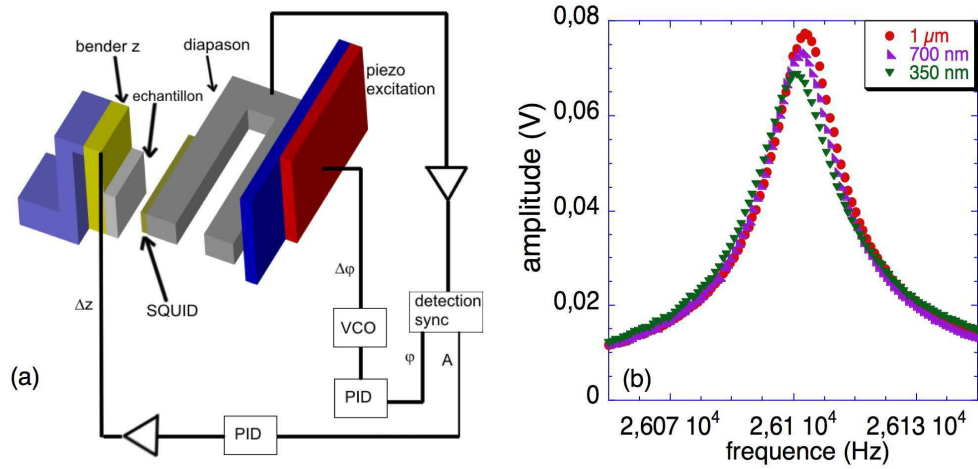


FIG. 1.6 – (a)Schéma de l'électronique de contrôle de la régulation bender z - diapason. (b)Déplacement de la fréquence de résonance du diapason en fonction de la distance par rapport à l'échantillon sans la régulation à 300K à l'air.

Le bilame utilisé a une longueur de 12.5 mm et à température ambiante son déplacement est de 350 nm/V. Le changement de la fréquence de résonance lors d'un approche est mesuré en utilisant un dispositif mécanique de déplacement et sans régulation. On observe la fréquence de résonance du diapason en approchant le bender z. À partir de $1 \mu\text{m}$, le diapason commence à 'sentir' le bender (la fréquence et l'amplitude changent) et vers 350 nm la fréquence de résonance est décalée de 2 Hz (Fig. 1.6b).

À basse température, le déplacement est beaucoup réduit. Le bilame a besoin de 8 fois plus de tension pour se déplacer autant qu'à 300 K. Pour un déplacement de $4 \mu\text{m}$, une tension de 100 V est nécessaire. On utilise comme tension de régulation maximale 60 V pour le déplacement du bilame z. En général, on régule pour maintenir le SQUID entre $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$ par rapport à l'échantillon.

L'électronique d'asservissement du diapason est un facteur essentiel pour l'optimisation de la résolution spatiale. Les variations en amplitude ou en phase du signal du diapason sont introduites comme signal d'erreur dans une boucle de rétro-action. L'électronique de mesure fournit une tension au bilame z pour maintenir la distance pointe-échantillon constante (Fig. 1.6a).

1.8 Dispositif électronique

Le dispositif électronique se compose de quatre parties indépendantes : la boucle d'asservissement du signal du diapason, l'électronique de commande des déplacements piézo-électriques, la mesure capacitive du déplacement du chariot (Fig. 1.7) et l'électronique du SQUID (n'est pas montrée sur la schéma de la Fig. 1.7). Le dispositif de base est la boucle

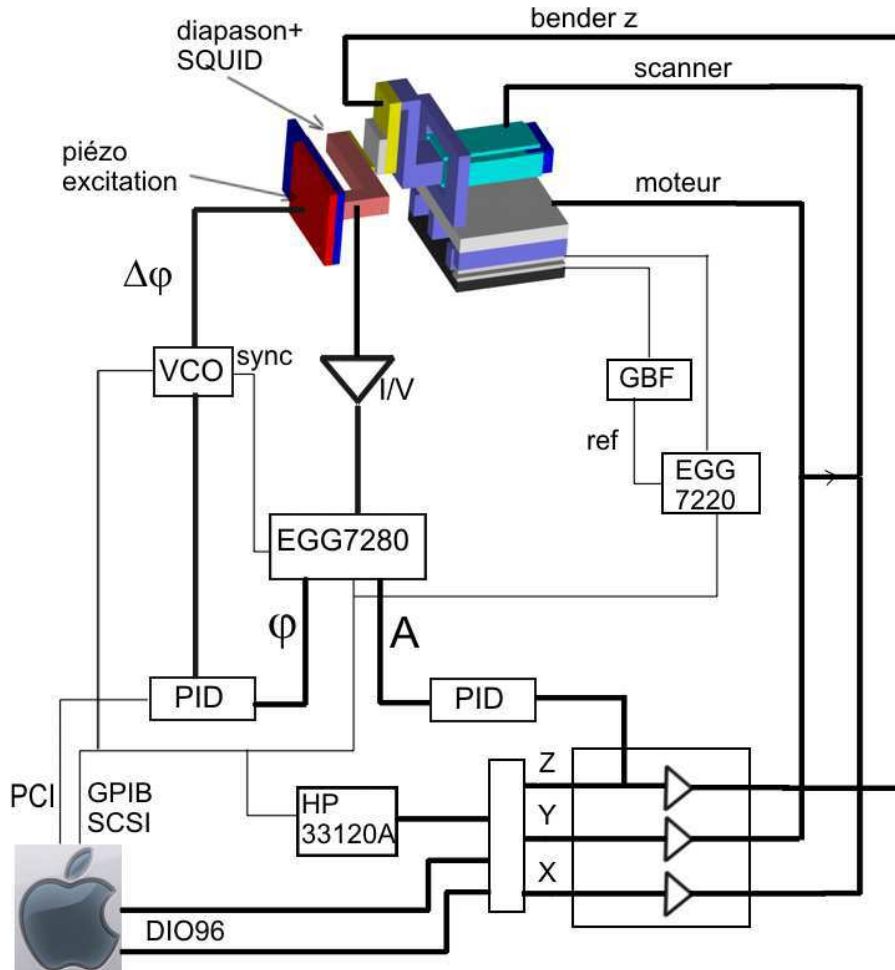


FIG. 1.7 – Schema du dispositif électronique du microscope.

de régulation de la distance pointe-échantillon. Il contient un amplificateur et un convertisseur courant-tension pour détecter le courant du diapason, une détection synchrone, deux régulateurs Proportionnel Intégral pour l'asservissement de la fréquence de résonance et de l'amplitude, et un "Voltage Controlled Oscillator". Un amplificateur haute tension alimente les éléments piézo-électriques. Un générateur de fonctions arbitraires permet de réaliser les signaux de tension nécessaires au moteur pour l'approche.

Le diapason est excité mécaniquement par une plaque piézo-électrique. Le courant aux bornes du diapason, caractéristique de son oscillation, est amplifié et converti en tension. Un amplificateur 'lock-in' EGG 7280 mesure l'amplitude et la phase. Le signal de phase est maintenu par une boucle PI à sa valeur caractéristique de sa fréquence de résonance. Au début le diapason est donc à sa fréquence de résonance et la phase est à 0° . Si le diapason change de fréquence de résonance, la valeur de la phase varie, alors la boucle de rétroaction

déplace la fréquence d'excitation pour ramener la phase à 0° et le diapason est excité à sa nouvelle fréquence de résonance. On utilise le deuxième régulateur PI pour asservir l'amplitude d'oscillation en approchant ou retirant la pointe grâce au bilame z à la tête du scanner et ainsi ramener la fréquence de résonance à sa valeur initiale. Les régulateurs PI communiquent avec l'ordinateur via une carte PCI, qui permet de stocker un grand nombre de valeurs numériques des tensions de correction en sortie des deux régulateurs.

Les appareils commerciaux (les détections synchrones EGG, le générateur de fonctions HP, le VCO Yokogawa) sont commandés par GPIB. La lecture et l'écriture de tension des convertisseurs (analogique-numérique et numérique-analogique) sont contrôlées par une carte DIO 96 voies de National Instruments. La régulation de fréquence du diapason et l'électronique du SQUID ont été développées au laboratoire. Le logiciel de contrôle est écrit en langage C avec une librairie d'interfaces graphiques développée au laboratoire et appelée Manip .

1.9 Le système de déplacement

L'effet piézo-électrique est à la base des systèmes de déplacement à basse température sur des distances de plusieurs millimètres sans intervention externe et sans champ magnétique perturbant l'imagerie. Le déplacement est composé de deux parties : le moteur piézo-électrique qui assure le mouvement grossier et le scanner piézo-électrique qui permet le balayage bidimensionnel pour l'imagerie. La distance pointe-échantillon est ajustée par un bilame piézo-électrique (bender z) sur laquelle est fixé l'échantillon.

Le moteur piézo-électrique repose sur le concept du glissement inertiel, un processus qui exploite la différence entre le frottement statique et dynamique. Le moteur est composé de deux parties : la base et le plateau. La base est composée de quatre tubes piézo-électriques, avec une bille collée au bout des tubes, et elle est fixe. Le plateau, qui constitue la partie mobile, se glisse entre ces billes et c'est le mouvement de billes qui fait avancer le plateau. L'ensemble des pièces constitutives est en titane car c'est un matériau non magnétique et son coefficient de dilatation thermique est très proche de celui des éléments piézo-électriques.

Pour générer les tensions nécessaires pour le déplacement, nous disposons d'un coffret contenant cinq amplificateurs de type PA15 avec une tension de sortie limitée à ± 210 V. Des thyristors permettent une remise à la masse des rampes de tension en 200 ns, à la sortie des amplificateurs.

Les tubes piézo-électriques sont assemblés pour se déformer tous dans le même sens. Un pas du moteur est obtenu en appliquant une rampe de tension lente, jusqu'à un niveau de tension choisie, aux tubes. Le plateau suit leur mouvement. Lorsque les thyristors coupent la haute tension, les tubes piézo-électriques reviennent rapidement, mais le plateau reste sur place. La direction du déplacement est inversée en appliquant une tension de signe opposée sur les tubes piézo-électriques. La rampe de tension est fournie par un générateur de tension programmable HP 33120A. La fréquence de répétition d'un pas du déplacement est de 12,5

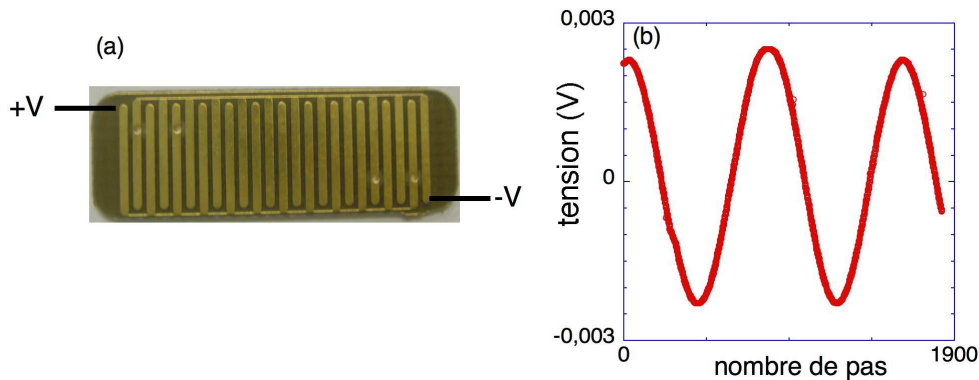


FIG. 1.8 – (a) Double peigne lithographié collé sur la partie fixe du moteur. (b) Mesures des oscillations sur le peigne supérieur qui reflète le déplacement du moteur.

Hz avec une durée de rampe de 40 ms.

On utilise un système de lecture de déplacement in situ qui permet de contrôler l'approche et le retrait de l'échantillon. Ce dispositif est basé sur une mesure capacitive. Deux peignes sont couplés par induction, un montage en pont est utilisé. Un double peigne lithographié est collé sur la partie fixe du moteur (Fig. 1.8a). Un générateur de fonction Thandar TG503, associé à un transformateur OEP, fournit à chacun de ces deux peignes une tension sinusoïdale de valeur crête à crête 10 V et de fréquence 45 kHz déphasée de π l'une par rapport à l'autre. Sur la partie mobile (chariot) est installé un autre peigne cuivré au-dessus du précédent double peigne. La tension aux bornes du peigne mobile est mesurée par une détection synchrone EGG 7220. Cette tension reflète, par effet capacitif, le champ électrostatique créé par le double peigne fixe. Lors d'un déplacement, les dents du peigne supérieur passent alternativement au-dessus des électrodes du double peigne alimentées en opposition de phase. Cette mesure capacitive est principalement sensible aux déplacements latéraux. La mesure des oscillations sur le peigne supérieur représente le déplacement du chariot (Fig. 1.8b). La tension aux bornes de la capacité étant mesurée avec une précision de $2 \text{ nV/Hz}^{-1/2}$, le déplacement est donné avec une résolution meilleure que 10 nm. La période des dents de ce peigne est de $1500 \mu\text{m}$ et la distance entre les 2 peignes est de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. La capacité entre ces deux peignes est alors de l'ordre de 1 pF. Nous observons aussi des variations du signal capacitif lorsque les peignes s'éloignent verticalement, dû aux contractions thermiques. L'efficacité du déplacement du chariot dépend de la température à cause de la dépendance en température des coefficients piézo-électriques. À basse température, l'efficacité baisse d'un facteur 7.

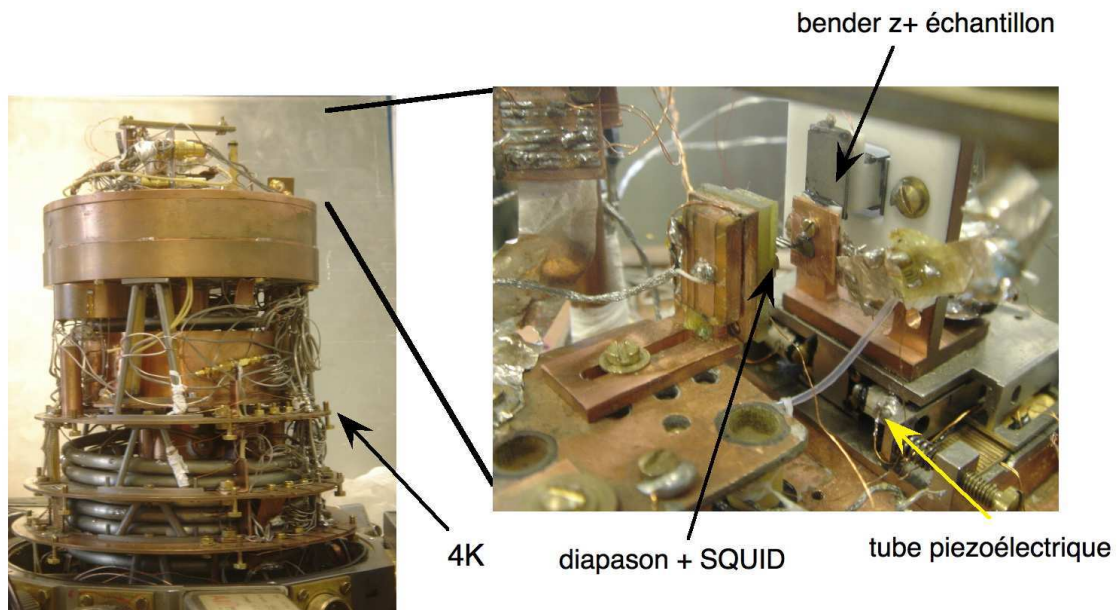


FIG. 1.9 – Image du Sionludi avec un zoom de la partie supérieure qui contient le microscope. Le diapason avec le SQUID est placé en face de l'échantillon qui se trouve sur le bilame z collé à un scanner piézo-électrique.

1.10 Le réfrigérateur à dilution

L'ensemble du microscope à micro-SQUID est placé à l'intérieur d'un réfrigérateur à dilution. L'utilisation de ce type de cryostat implique des contraintes comme la limitation de l'espace expérimental, la réduction maximale de la masse à refroidir et la nécessité d'avoir le moins de bruit vibrationnel possible.

Le nom du cryostat, Sionludi, vient de sa disposition renversée par rapport à l'étagement habituel d'un réfrigérateur à dilution : la partie froide se trouve au sommet du réfrigérateur. Il a été développé au laboratoire par A. Benoit et M. Caussignac.

Il est composé de quatre étages de thermalisation avec des températures décroissantes de bas en haut (Fig. 1.9). Quatre écrans sont vissés en poupées russes sur chacun de ces étages pour protéger le réfrigérateur du rayonnement thermique. Entre les parties les plus chaudes et les plus froides le vide est commun. L'écran à 4,2 K est refroidi par une boîte à 4,2 K, alimentée par une bouteille d' ^4He liquide pendue sous la table antivibratoire. Dans l'impossibilité d'utiliser du gaz d'échange pour refroidir la dilution à 4,2 K, un flux de mélange ^3He - ^4He , thermalisé à l'étage de 4,2 K, circule à fort débit à travers deux bouilleurs et la boîte à mélange, permettant de refroidir les éléments du cryostat de température ambiante à 4,2 K en moins de 4 heures.

Ensuite par un autre circuit, le mélange sous pression est injecté, se liquéfiant après une détente Joule Thompson, et une température de 1.2 K est atteinte. Lorsque le bouilleur 1

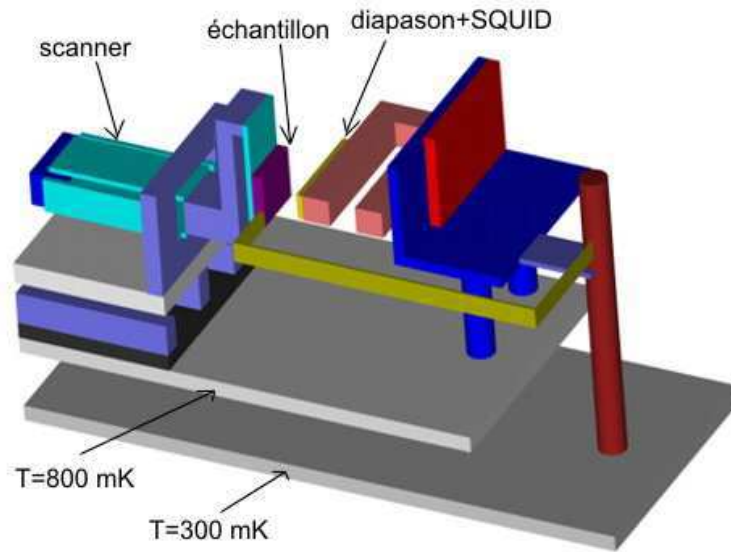


FIG. 1.10 – Thermalisation du microscope à SQUID à l’intérieur du réfrigérateur à dilution.

se remplit du mélange liquide, le système de dilution devient opérationnel et la température de la boîte à mélange descend à 150 mK. La tête sonde et l’échantillon sont thermalisés sur la boîte à mélange et le reste du microscope est fixé sur le bouilleur 1 (0,8 K). Sans le microscope, le réfrigérateur descend jusqu’à la température de 25 mK, mais lorsque le microscope est mis en place, les fuites thermiques entre la boîte à mélange et l’étage du bouilleur 1 limitent la température à 150 mK (Fig. 1.10).

Le réfrigérateur repose sur une table à suspension d’air qui isole le microscope des vibrations mécaniques extérieures. L’ensemble du microscope est thermalisé sur le bouilleur 1 à une température de 0,8 K car les puissances dissipées par les déplacements sont trop importantes pour être absorbées par la boîte à mélange. Le diapason et l’échantillon sont reliés par des fuites thermiques à la boîte à mélange. Ce découplage thermique permet de chauffer et refroidir la sonde et l’échantillon indépendamment l’un de l’autre. L’échantillon peut être chauffé à une température de 10 K sans perturber le SQUID.

Le champ magnétique nécessaire est produit par un ensemble des bobines de cuivre situées à l’extérieur du calorimètre. Un solénoïde génère un champ dans le plan de l’échantillon et des bobines Helmholtz rotatives produisent un champ dans le plan perpendiculaire à l’échantillon. Les champs maximaux qui peuvent être appliqués sont de l’ordre de 70 G.

1.11 Visualisation des images magnétiques

Les images magnétiques présentées dans cette thèse sont visualisées selon une échelle de couleurs correspondant aux valeurs de flux magnétique mesuré dans la boucle du SQUID. Normalement les images sont enregistrées sous la forme d’un fichier texte pendant la mesure, qui dure environ 20 minutes pour une image de $62 \mu\text{m} \times 62 \mu\text{m}$. Ensuite, ce fichier texte

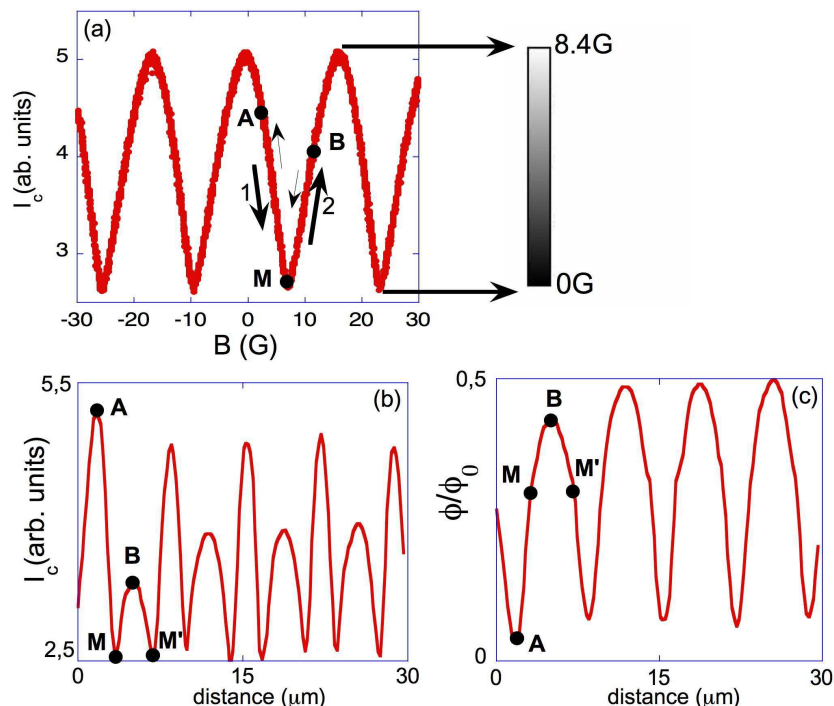


FIG. 1.11 – (a)Arches du SQUID à bas champ appliqué et la légende en couleurs qui est utilisée pour les images magnétiques. (b)Un plot des valeurs mesurées sur une image après ZFC. (c)Le plot du (b) avec les valeurs réelles, comme expliqué dans le texte.

(matrice) est visualisé sous la forme d'une image, chaque point se voit attribué une couleur dans une table. Les programmes utilisés (ImageJ, NIH Image, WSxM...) attribuent, par exemple, à la valeur minimale la couleur noire et à la valeur maximale la couleur blanche, et à toutes les autres valeurs un dégradé entre les deux (Fig. 1.11a). Chaque couleur dans l'image représente une valeur de courant critique mesuré du SQUID. Pour obtenir une image magnétique on doit transformer le courant critique en flux magnétique.

Si la variation du signal est faible et si le point de fonctionnement se trouve sur la partie linéaire de la caractéristique $I_c(B)$, la transformation se résume à une transformation linéaire. Parfois l'image magnétique peut être plus difficile à interpréter. Comme la caractéristique courant critique flux d'un SQUID est sinusoïdale, le courant critique peut avoir la même valeur pour des valeurs de flux différentes, si le SQUID passe un minimum ou un maximum d'une arche. Normalement, pour le cas des vortex, le flux d'un vortex capté par le SQUID est petit et on ne passe pas un extrême. Mais parfois, le flux qui est capté par le SQUID peut être plus grand que $\phi_0/2$ et alors un extremum d'une arche est passé. Par exemple, si le SQUID balaye une ligne de $30 \mu\text{m}$ (exemple de la Fig. 1.11) et que le flux capté est assez grand pour passer un minimum, la trace magnétique (une ligne de l'image) est comme dans l'image b. L'échelle de couleurs ne reflète pas alors la réalité. À la valeur du minimum du courant critique est attribuée la valeur minimale (noire) de la table de couleurs et à la valeur plus grande du courant la couleur blanche. Pour établir alors la vraie trace

magnétique, il faut soigneusement regarder chaque point du tracé. Si la valeur minimale du tracé correspond à la valeur minimale du champ critique, alors il est possible que le SQUID ait passé une arche.

Si on part du point A sur le tracé, Fig. 1.11b) on arrive au point B en passant par le point M. Ceci correspond sur la courbe $I_c(B)$ au passage par le minimum à M. Si on continue du point B dans l'image b, on arrive au point M'. Comme la valeur du courant dans le point B est plus petite que la valeur maximale de I_c , alors en effet on revient sur la courbe $I_c(B)$ vers le point $M = M'$. Après on remonte de nouveau vers le point A et le cycle continue en passant toujours par le minimum M. Si on attribue des couleurs à ce plot, le point A correspond à la couleur blanche (maximum), tandis que le point M correspond à la couleur noire (minimum). Donc cette image ne correspond pas aux vraies valeurs de flux magnétique captées par le SQUID. Les vraies valeurs sont montrées dans la figure Fig. 1.11c). Le point A correspond à la valeur minimale de flux magnétique, ensuite le flux augmente jusqu'au point B en passant par M, et ensuite le flux rediminue vers M'. Le plot en flux magnétique correspond en effet à la projection de la valeur du I_c sur l'axe de flux dans la caractéristique $I_c(B)$.

Ce cas de passage par un extremum est rencontré sous certaines conditions lors de l'imagerie de Sr_2RuO_4 et de $URhGe$. Quand le flux magnétique contenu dans les domaines présents est très important, le courant critique du SQUID peut passer plusieurs arches.

1.12 Conclusion

Durant cette thèse j'ai utilisé un microscope à SQUID pour l'imagerie des vortex dans le supraconducteurs. Dû à sa grande sensibilité magnétique, des vortex individuels, des réseau de vortex (en $NbSe_2$), des domaines de flux et des domaines ferromagnétiques ont été imagés. Le microscope à μ SQUID a une résolution spatiale $\sim 1 \mu m$, et il permet l'imagerie entre 0.35 K et 10 K avec une résolution magnétique de $10^{-4} \phi_0 / Hz^{1/2}$.

Chapitre 2

Imagerie magnétique dans NbSe₂

Dans la plupart des supraconducteurs conventionnels de type II, un réseau de vortex hexagonal apparaît au-dessus du premier champ critique H_{c1} . L'ordre du réseau de vortex et sa relation avec le piégeage produisent un système modèle à étudier. De nombreux états de vortex peuvent se former avec différentes transitions entre eux.

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, on va se focaliser sur le réseau de vortex du supraconducteur conventionnel faiblement anisotrope NbSe₂. Il sert de référence aux supraconducteurs non conventionnels étudiés comme Sr₂RuO₄ ou UPt₃.

Pour un champ magnétique appliqué le long de l'axe c de 4,5 Gauss, un réseau de vortex hexagonal est observé. Une rotation du réseau de vortex, par rapport aux axes cristallographiques, apparaît lorsqu'on augmente le champ appliqué. En inclinant le champ appliqué, des surstructures du réseau de vortex apparaissent. On n'observe pas de formation de chaînes de vortex comme dans les supraconducteurs plus anisotropes.

2.2 Structure et propriétés

Le métal de transition 2H-NbSe₂ a une structure en couches avec une symétrie hexagonale et appartient au groupe d'espace $P6_3/mmc$, avec les constantes du réseau cristallin $a=3.443 \text{ \AA}$ et $c=12,547 \text{ \AA}$ [52]. Les couches sont fortement corrélées (très ordonnées), mais perpendiculairement aux couches la structure est moins liée ayant comme résultat un comportement presque 2D. La structure est formée de plans compacts hexagonaux, avec des forces van der Waals entre les couches (comme montre la Fig. 2.1)[164].

NbSe₂ présente trois phases : une phase métallique pour des températures au dessus de 33 K, tandis qu'une phase onde de densité de charge (CDW) non commensurable se forme en dessous de 33 K[160]. À cause d'un couplage linéaire entre le réseau et l'onde de

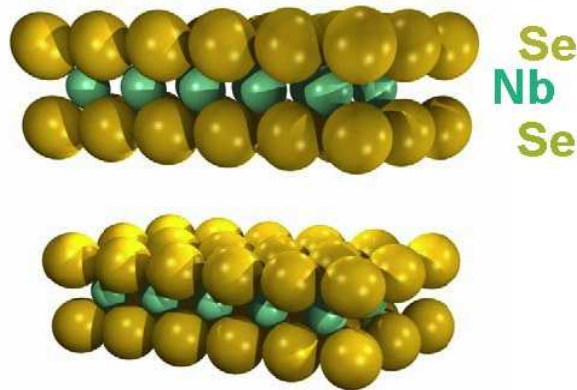


FIG. 2.1 – La structure en couche de NbSe_2 [164]. La distance entre 2 couches est de 6 \AA ($c/2$).

densité de charge, une distorsion du réseau apparaît avec une amplitude proportionnelle au paramètre d'ordre de la transition. La surface de Fermi a une forme hexagonale complexe, étant coupée par l'apparition de gaps CDW avec un vecteur d'onde non commensurable $q=(1/3)(1-\delta)a^*$ en dessous de 33 K. En refroidissant la CDW reste non commensurable au moins jusqu'à 5 K. La CDW ne met en jeu qu'une toute petite partie de la surface de Fermi. L'état est toujours métallique en dessous de 33 K.

NbSe_2 devient supraconducteur à une température de 7,2 K. Les champs critiques sont $H_{c2}^c=13 \text{ T}$ et $H_{c2}^{ab}=3,2 \text{ T}$ et la longueur de pénétration dans les plans ab est de $0,1-0,2 \mu\text{m}$ [52, 210]. L'état supraconducteur dans NbSe_2 présente un réseau de vortex[94] et des oscillations de Haas-van Alphen[40].

Il y a toujours une polémique sur l'origine de l'état CDW dans NbSe_2 . Certains argumentent que l'état CDW est créé par un 'nesting' de la surface de Fermi[229], c.a.d. la superposition des parties de la surface de Fermi à la suite d'une translation avec $2k_F$, dans laquelle les éléments de la matrice électron-phonon jouent un rôle. Dans ce cas, le vecteur CDW est donné par le vecteur de nesting. Une alternative a été proposée : une bande de conduction bidimensionnelle qui contient des points intermédiaires ('saddle points'), près du niveau de Fermi, est instable à l'encontre d'une distorsion CDW[179]. Dans ce cas, le vecteur CDW va être déterminé par la séparation entre les points intermédiaires. Les résultats obtenus par spectroscopie des photoélectrons (ARPES) favorisent le mécanisme de nesting de la surface de Fermi[202].

Il existe aussi des spéculations sur la nature de l'interaction entre le condensât CDW et la supraconductivité dans ce matériau. Des changements importants de la densité d'état autour de la surface de Fermi sont provoqués par les deux transitions vers un état CDW et un état supraconducteur. La température critique supraconductrice T_c augmente sous pression, tandis que T_{CDW} décroît[19]. Après l'ordre CDW disparaît, T_c reste approximativement constant. Ce comportement suggère que les deux paramètres d'ordre (CDW et supraconducteur) représentent des états fondamentaux en concurrence.

Même si de nombreuses anomalies ont été observées[233], comme une anisotropie apparente du gap supraconducteur, la supraconductivité dans NbSe₂ est de type BCS conventionnel 's-wave', avec un couplage fort électron-phonon. La surface de Fermi est composée de 5 feuilles (sheets)[184]. Il y a deux types différentes de feuilles : une feuille pancake petite 3D, qui dérive de la bande 4p du Se (appelée bande Γ), et des feuilles plus grandes presque 2D dérivées des bandes 4d du Nb.

Dans les dernières années, des expériences ont montré que NbSe₂ est un supraconducteur multi-bandes[22, 233]. La supraconductivité à multi-bandes est caractérisée par un gap supraconducteur de magnitude significativement différente à des endroits distincts (sheets) de la surface de Fermi. Ce type de supraconductivité existe dans beaucoup de supraconducteurs, un exemple récent en est le supraconducteur MgB₂ où deux gaps très différents existent. Dans NbSe₂, une différence dans l'amplitude du gap a été trouvée dans deux des feuilles de la surface de Fermi. Un gap d'amplitude ~ 1.4 meV existe pour deux bandes dérivées des orbitaux 4d du Nb, et un gap 2-3 fois plus petit existe dans une bande dérivée des orbitaux 4p de Se.

L'anisotropie de la résistivité est de l'ordre de 10[178], plus petite que pour Sr₂RuO₄ et les supra HT_c, indiquant des sauts importants (hopping) entre les couches.

NbSe₂ est un supraconducteur propre, le rapport entre la longueur de cohérence et le libre parcours moyen dans le plan ab est $\xi_{ab}/l \sim 0.15$ [178]. En plus, comme les longueurs de corrélation sont macroscopiques, cela fait de NbSe₂ un candidat idéal pour l'étude des propriétés intrinsèques du réseau de vortex. À cause des fluctuations, le réseau de vortex doit se transformer dans un état de liquide de flux à haut champ. La courbe de fusion (melting) a été prédite d'avoir une caractéristique réentrante aux bas champs[211], c.a.d. que la courbe de fusion doit s'éloigner de la courbe de H_{c2}(T) et se positionner juste au dessus de la courbe de H_{c1}(T).

La compétition entre les propriétés élastiques du réseau de vortex et le désordre entraîné par la température ou par le piégeage, peut conduire à des états différents de vortex. Un exemple en est l'effet de pic (peak effect) observé dans NbSe₂, une augmentation du courant critique près de la transition normale-supraconductrice considérée longtemps comme une preuve d'une transition ordre-désordre. Le piégeage de volume peut devenir plus important que les interactions élastiques entre vortex, ainsi les centres de piégeage sont plus efficaces dans un réseau moins rigide à haut champ, qui pourrait conduire à l'effet de pic[7].

Les premières images obtenues dans NbSe₂ ont été celles des coeurs de vortex par STM[96]. Le même groupe est aussi le premier à obtenir des images du réseau hexagonal de vortex dans ce matériau[94]. Contrairement aux autres supraconducteurs anisotropes (théorie de London anisotrope), pour des bas champs inclinés, les chaînes de vortex n'apparaissent pas. Les vortex s'alignent dans la direction perpendiculaire au champ incliné. Pour de grands angles d'inclinaison du champ appliqué, des superréseaux (superlattice) sont observés avec des paramètres de maille 2×1 et 3×1 [95].

Les expériences par décoration magnétique ont montré que, dans NbSe_2 , l'ordre orientationnel pouvait être stabilisé en inclinant le champ magnétique par rapport à l'axe d'anisotropie c [23]. Ainsi, pour des hauts champs appliqués ou de larges angles d'inclinaison, le réseau de vortex devient hexatic[85], c.a.d. avec un ordre orientationnel à longue distance mais avec un ordre positionnel seulement à courte distance, alors qu'à bas champs et pour de petits angles, le réseau est de type liquide (liquidlike). Cet effet est similaire à celui observé dans les cristaux liquides smectiques (lamellaire). Il est observé aussi dans les supraconducteurs HT_c , comme BSCCO [165], qui à hauts champs appliqués deviennent hexatic.

Dans les mesures par neutrons (SANS)[74] il est observé que le réseau de vortex se déforme quand on incline le champ appliqué, mais garde la même orientation par rapport aux axes cristallographiques. Le réseau de vortex reste bloqué sur le réseau cristallin pour toutes les orientations. En revanche, les mesures de STM ont montré que, pour des angles supérieurs à 80° et des champs appliqués situés entre 500 G et 5 kG, le réseau de vortex n'est plus bloqué sur la structure cristalline mais tourne vers la direction perpendiculaire au plan formé par l'axe d'anisotropie c et la direction du champ.

Les trois techniques (décoration, STM, SANS) mènent à la conclusion que, le réseau de vortex a la même orientation que le réseau atomique quand le champ est appliqué le long de l'axe c . Pour des angles d'inclinaison pas trop importants, les vecteurs de maille du réseau de vortex se trouvent sur une ellipse qui a une orientation fixée par la direction du champ appliqué. L'ellipticité est déterminée par le rapport des masses effectives et est décrite par le modèle de London pour les champs forts, tandis qu'à bas champs se comporte de manière plus isotrope. Pour des angles d'inclinaison supérieurs à 80° , des instabilités sont observées accompagnées d'une reconstruction du réseau de vortex.

Pour comprendre les défauts qui peuvent apparaître dans un réseau de vortex, une technique d'imagerie dans l'espace réel, comme l'imagerie à SQUID, est importante. L'étude du réseau de vortex de NbSe_2 nous permet d'établir un point de départ sûr d'un composé dont la physique de vortex a déjà été largement étudiée.

Sr_2RuO_4 et NbSe_2 ont des propriétés supraconductrices différentes. Sr_2RuO_4 a une anisotropie plus grande, NbSe_2 a une anisotropie modérée et ses propriétés magnétiques peuvent être bien décrites par les théories phénoménologiques. Il est donc très important de comparer les expériences dans Sr_2RuO_4 avec celles du supraconducteur conventionnel NbSe_2 , pour mieux comprendre le comportement compliqué de Sr_2RuO_4 .

2.3 Visualisation des vortex par μSQUID

Pour les expériences dans NbSe_2 , on a utilisé deux échantillons présentés dans la Fig. 2.2. Le premier échantillon A (image a) a une forme presque circulaire avec un diamètre de 2,5 mm. Le deuxième échantillon B imagé a une forme hexagonale avec des axes de 3 mm et 2

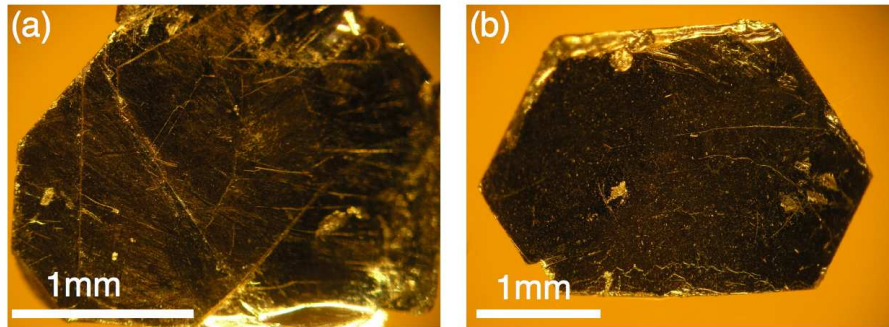


FIG. 2.2 – Les deux échantillons (A et B) de NbSe₂ utilisés pour l'imagerie magnétique des vortex.

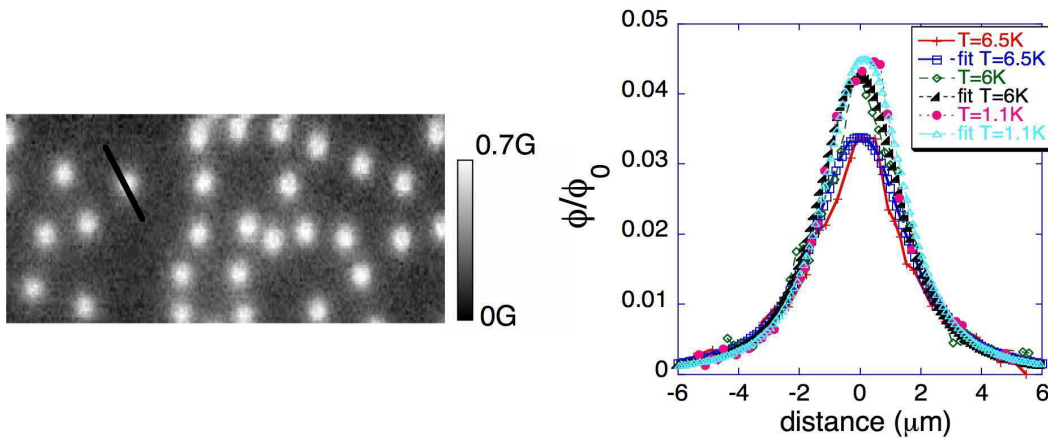


FIG. 2.3 – Image des vortex individuels dans NbSe₂ après ZFC et profil magnétique du même vortex à trois températures différentes.

mm. Les deux échantillons ont la même épaisseur 100 μm .

2.3.1 Variation en température de la longueur de pénétration d'un vortex

En refroidissant l'échantillon B sans champ appliqué, on observe des vortex individuels dans NbSe₂. Il y a toujours un petit champ résiduel de 0,15 G qui fait qu'on observe des vortex même sans appliquer de champ (Fig. 2.3). Comme les vortex sont bien espacés les uns par rapport aux autres, on peut relever le profil magnétique d'un vortex et l'ajuster avec une courbe théorique (formule 4.2) on peut ainsi accéder à une estimation pour la longueur de pénétration. En variant la température, on peut déterminer la variation de la longueur de pénétration.

En faisant les fits du vortex individuel pour les trois températures, on obtient les longueurs de pénétration $\lambda=0,15 \pm 0,05\mu\text{m}$ à 1,1 K, $0,2 \pm 0,05\mu\text{m}$ à 6 K et $0,4 \pm 0,05\mu\text{m}$ à 6,5 K. Cette variation de la longueur de pénétration ne peut pas être expliquée par le modèle à deux fluides pour un supraconducteur avec un gap en couplage faible.

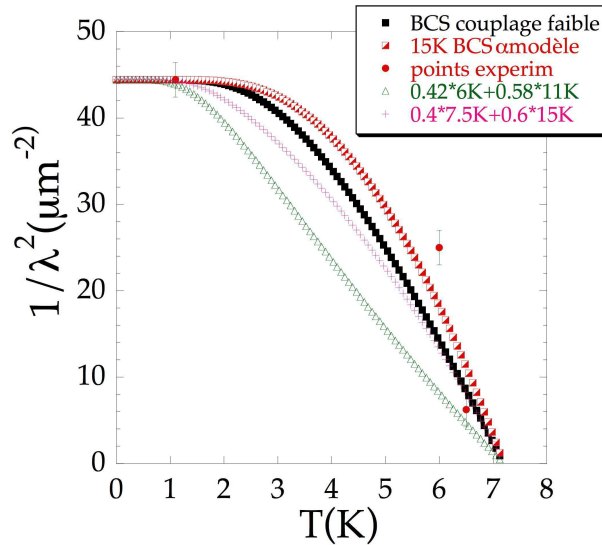


FIG. 2.4 – Différents fits de la variation en température de la densité superfluide dans NbSe₂. Les trois points expérimentaux (cercles rouges) sont ajustés avec une courbe théorique avec un seul gap de type BCS (carrés noirs) ou pour un gap de 15 K (triangles rouges). Des fits avec deux gaps ont été utilisés comme expliqué dans le texte.

La longueur de pénétration est directement reliée à la densité superfluide, ou au nombre d'électrons formant le condensât superfluide ($\lambda^{-2} \sim n_s$). La longueur de pénétration est augmentée par la présence d'excitations thermiques. Dans le cas d'un supraconducteur avec des excitations de basse énergie (multigap ou non conventionnel), ce sont ces excitations qui réduisent n_s . Dans l'approximation London avec un vitesse de Fermi constante, la densité superfluide dans un supraconducteur anisotrope est donnée par :

$$\hat{\rho} = 1 + 2 \int_{\Delta}^{\infty} dE \frac{\partial f(E)}{\partial E} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(T)}} \quad (2.1)$$

où $\hat{\rho} = (\lambda(0)/\lambda(T))^2$ est la densité superfluide normalisée avec celle à température zéro et $f(E)$ est la distribution de Fermi[35]. Pour un gap anisotrope dépendant de k , la connaissance détaillée de la surface de Fermi est nécessaire, ainsi que la variation du gap. Une analyse simplifiée est réalisée en observant qu'à basse température les excitations de basses énergies sont dominées par le plus petit gap du système. Aux hautes températures, l'influence du gap le plus grand devient plus importante. En général, la densité superfluide donnée par l'équation 2.1 est calculée pour chaque feuille de la surface de Fermi et ensuite les différentes composantes sont additionnées avec des facteurs pondérés : $\hat{\rho} = x\hat{\rho}_1 + (1-x)\hat{\rho}_2$ pour deux gaps.

Dans la Fig. 2.4, les trois points expérimentaux sont comparés avec différentes courbes théoriques qui tiennent compte de la présence d'un seul gap ou de deux gaps[182]. Les valeurs choisies sont, dans le cas d'un seul gap, 1,76 kT_c (BCS) et 15 K. Dans le cas de deux gaps, le fits ont comme paramètres $x=0,42$ pour un petit gap de 6 K avec un grand

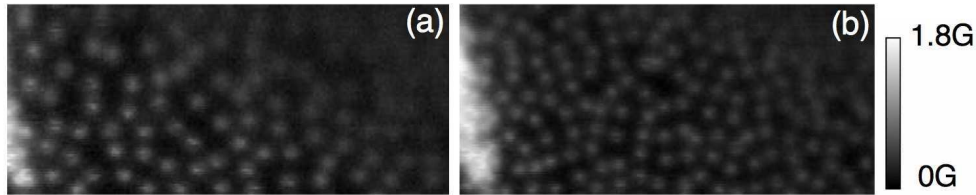


FIG. 2.5 – Images magnétiques des vortex dans NbSe₂ quand l'échantillon est FC sous (a) 1 G et (b) 1,45 G. La dimension des images est de 62 μm \times 30 μm et la température est de 5 K.

gap de 11K (triangles verts) et $x=0,4$ pour un petit gap de 7,5 K avec un grand gap de 15 K. On observe que les meilleurs fits sont réalisés avec un gap de 15 K, pour le cas d'un seul gap, et dans le cas de deux gaps avec les valeurs de 15 K et 7,5 K. Ces valeurs des gaps sont en concordance avec les valeurs obtenus par STM[96]. Cependant ces fits ne sont pas satisfaisants (3 points) et les meilleurs fits dans la littérature sont obtenus avec une distribution des gaps[183], dans NbSe₂ la variation des gaps sur la surface de Fermi n'étant pas aussi bien séparée que dans MgB₂.

2.3.2 Pénétration des vortex dans l'échantillon A

Dans la grande majorité des expériences effectuées, l'échantillon est refroidi sous champ appliqué (FC). Les images obtenues dans l'échantillon A sont présentées dans la Fig. 2.5. On observe que les vortex sont bien espacés les uns des autres et ne forment pas un réseau de vortex, comme les vortex se trouvent à une distance plus grande que λ . Le nombre de vortex dans chaque image est en accord avec le nombre de vortex qu'on doit avoir à partir de la condition de quantification. Dans l'image (b) un défaut est observé (partie gauche), peut être une marche dans l'échantillon.

Pour observer si la structure de type chaîne de vortex se forme, on incline le champ appliqué par rapport à l'axe c . Ces images sont présentées dans la Fig. 2.6 pour 3 angles d'inclinaison φ de 30°, 50° et 70°. On n'observe aucune structure ressemblant aux chaînes de vortex, en accord avec les mesures de STM. Si on définit \tilde{B} comme la densité moyenne des vortex mesurés dans une image multipliée par le quantum de flux $n\phi_0$, et si on trace cette quantité normalisée par le champ appliqué B_0 en fonction de l'angle d'inclinaison, on retrouve une dépendance simple $\tilde{B}=B_0\cos\varphi$. Donc la composante du champ parallèle à l'axe c de l'échantillon $B_0\cos\varphi$ forme les structures que l'on voit. En anticipant, nous faisons la remarque que la même composante du champ appliqué forme les structures à bas champs inclinés dans Sr₂RuO₄.

En augmentant la température, on observe que les vortex restent piégés jusqu'à une température de 6,8 K, le dépiégeage commence vers une température de 6,85 K, les vortex devenant plus mobiles. Aux plus hautes températures, la résolution du SQUID est moins bonne pour pouvoir séparer les vortex.

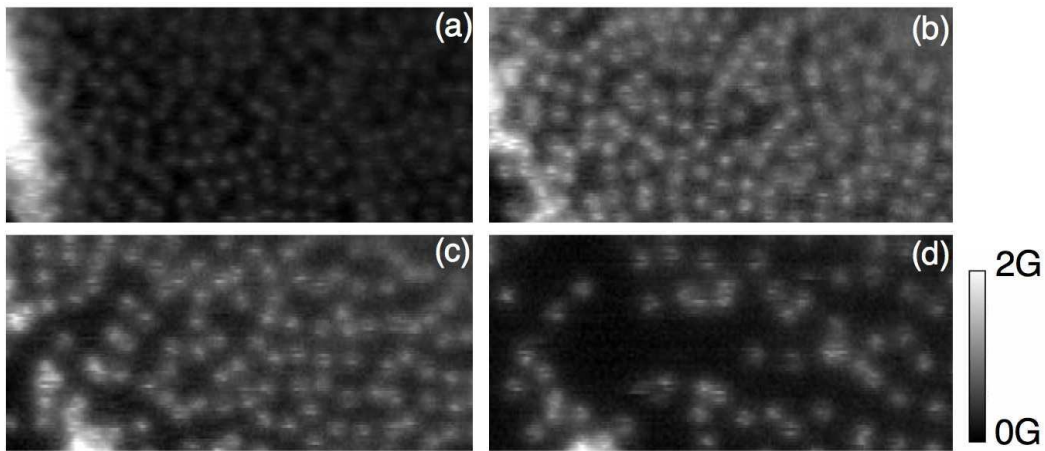


FIG. 2.6 – Variation des vortex dans l'échantillon quand le champ appliqué de 1.87G est incliné par rapport à l'axe c de : (a)0°, (b)30°, (c)50° et (d)70°. La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température est de 5 K.

2.3.3 Observation d'un réseau hexagonal

Plusieurs domaines ordonnés de vortex avec des orientations aléatoires entre eux sont observés à faible champ appliqué. Quand on augmente le champ appliqué, les dimensions des grains augmentent et le réseau de vortex commence à devenir ordonné (Fig. 2.7). Dans l'image (e), pour un champ appliqué de 4,5 G, le réseau de vortex est hexagonal. Pour pouvoir étudier le degré d'ordre, il est nécessaire d'analyser l'image. Les positions des vortex sont trouvées par une méthode numérique, $\rho(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^{N(t)} \delta(r - r_j(t))$ et les transformées de Fourier 2D $F(\vec{k})$, dans l'espace réciproque peuvent ainsi être calculées. Ensuite, le facteur de structure est calculé :

$$S(\vec{k}) = \frac{F(\vec{k})F(-\vec{k})}{\int \rho(r)dr} \quad (2.2)$$

qui est la même fonction mesurée dans les expériences de diffraction de neutrons sur un réseau de vortex. Les vecteurs du réseau réciproque sont ainsi déterminés comme les maxima de l'intensité dans le spectre Fourier. L'inversion dans l'espace Fourier du facteur de structure donne la fonction d'autocorrélation :

$$G(\vec{r}) = \langle \rho(\vec{r}_i)\rho(\vec{r}_i + \vec{r}_j) \rangle = \langle \rho(r) \rangle \int e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} S(\vec{k}) d\vec{k} \quad (2.3)$$

qui représente la probabilité de trouver un autre point à une certaine distance d'un point de référence aléatoire dans le réseau (autocorrélation spatiale). Pour des réseaux périodiques, la fonction d'autocorrélation oscille près de l'origine et s'approche de la densité moyenne des points pour des grandes distances. Une fonction directement liée est la fonction de corrélation des paires $g(r)$. Elle représente la probabilité de trouver le centre d'une particule

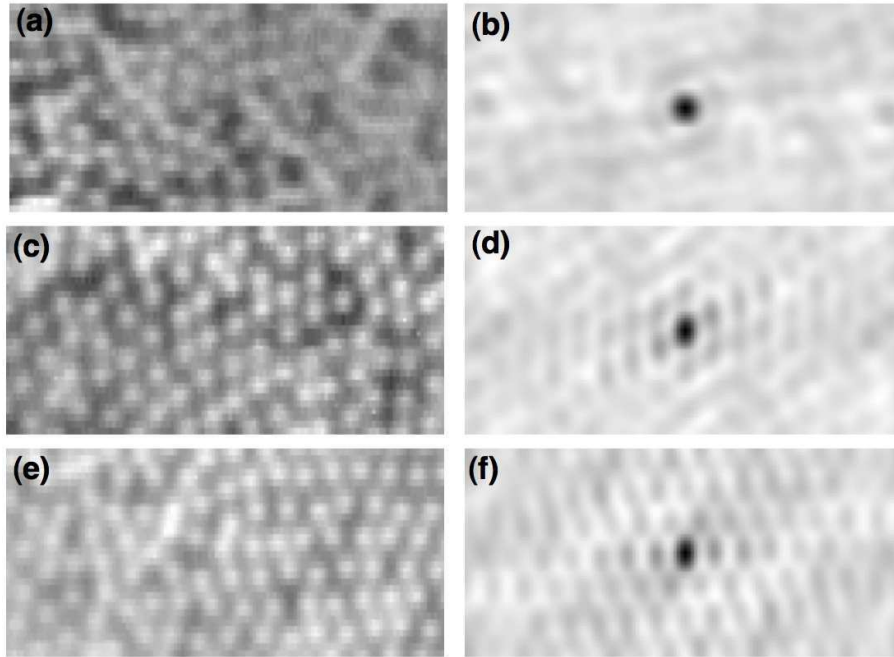


FIG. 2.7 – Dependence du réseau de vortex du champ magnétique appliqué (échantillon B). Le champ magnétique est de : (a)3,79 G, (c)4 G et (e)4,5 G. Les images sont prises à une température de 1,1 K après FC et ont une dimension de $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$. À droite de chaque image, la fonction d'autocorrélation est présentée.

à une distance donnée du centre d'une autre particule. La fonction de corrélation des paires est facilement trouvée à partir de la fonction d'autocorrélation en la normalisant par le nombre total de particules. Ainsi à de grandes distances elle tend vers 1, la probabilité uniforme.

Un exemple de fonction de corrélation des paires est présenté dans la Fig. 2.8 pour le cas d'un réseau hexagonal formé après avoir refroidi l'échantillon à 5 G FC. On observe que la fonction de corrélation décroît très rapidement de façon exponentielle. La longueur de décroissance caractéristique peut être extraite, qui représente la longueur sur laquelle l'ordre translationnel est perdu. Pour notre cas, cette distance correspond à 5 constantes du réseau.

Dans la Fig. 2.7, les fonctions d'autocorrélation sont calculées pour les images de gauche qui correspondent à trois champs différents. On observe que, pour un champ de 3,79 G, la fonction d'autocorrélation a une forme circulaire près du centre, qui exprime un déficit d'ordre orientationnel dans le réseau. À 4 G, un réseau hexagonal apparaît qui est maintenant évident dans le panel (d). En continuant à augmenter le champ à 4,5 G, le réseau hexagonal tourne de 30° par rapport au cas d'avant, ainsi le réseau de vortex n'est pas fixé sur le réseau cristallin mais peut avoir d'autres directions. On observe aussi que la taille de grains de vortex augmente avec le champ appliqué. Les mesures de STM et SANS, qui sont effectuées aux plus hauts champs ont observé un 'locking' du réseau de vortex avec

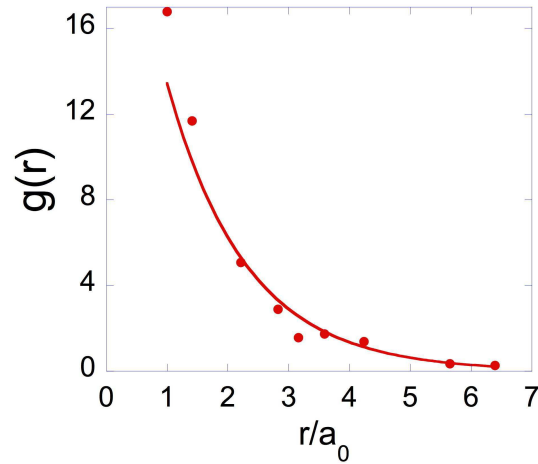


FIG. 2.8 – La fonction de corrélation des paires pour l’image de 5G FC. La courbe est un ajustement exponentiel. À des grandes distances elle tend vers la probabilité uniforme.

les axes cristallins. Les mesures de décoration, qui sont effectuées aux bas champs (comme les mesures de SQUID), ont observé ce verrouillage du réseau avec le champ appliqué, mais pas de changement d’orientation du réseau ordonné comme observé ici.

2.3.4 Analyse quantitative des images

Le réseau de vortex à bas champ appliqué, est loin d’être un parfait réseau d’Abrikosov, dû aux inhomogénéités dans le matériau. Comme la microscopie à SQUID mesure la distribution des vortex à la surface du matériau, le déplacement des vortex par rapport à leurs positions d’équilibre peut être calculé. Pour déterminer, à partir des images obtenues, les distorsions du réseau, on doit déterminer les positions des vortex. L’identification est faite à partir d’un programme (IDL de la société RSI), qui trouve les régions d’une taille spécifiée avec une luminosité maximale et un seuil pour l’image originale. Les centres des régions représentent les positions des vortex. Les positions sont déterminées avec cet algorithme avec une précision supérieure à 95%. Pour l’image (c) de la Fig. 2.7, on trouve 95 vortex en accord avec la condition de quantification des vortex, pour un champ de 4 G on doit avoir 90 vortex.

Le réseau de vortex présente différents types de défauts, mais peut aussi, aux hautes températures, se fondre ou s’entremêler. Dans un réseau hexagonal, chaque vortex a 6 voisins les plus proches, le nombre de coordination est 6. Dans les analyses des images, les défauts sont considérés tous les points ayant un nombre de coordination différent de 6. La technique la plus utilisée est la triangulation Delaunay à partir des régions de Voronoi. Avec cette technique on peut reconstruire une surface 2D si on dispose de suffisamment de points sur cette surface. La région de Voronoi d’un vortex donné est le lieu géométrique de tous les points les plus près de ce vortex (et non des autres). D’abord on cherche les plus proches voisins et on trace une ligne perpendiculaire au point de milieu de la ligne de connexion entre

eux. La cellule la plus petite délimitée par ces lignes perpendiculaires forme un diagramme de Voronoi (construction similaire à la cellule Wigner-Seitz dans la physique du solide). La triangulation Delaunay relie les régions Voronoi adjacentes et maximise la compacité des triangles. Chaque vortex est relié à ses plus proches voisins après la triangulation. Les défauts dans le réseau peuvent être identifiés simplement, en cherchant les vortex ayant une coordination différente de 6.

Quand les positions des vortex sont déterminées, deux fonctions importantes peuvent être calculées. Les deux fonctions ont été introduites par D. Nelson[85, 167] dans la théorie de la fusion (melting) pour les systèmes 2D. Ces deux fonctions sont la fonction de corrélation de translation et la fonction de corrélation d'orientation. Le facteur de structure pour un réseau régulier a des pics de Bragg (fonction δ) à chaque vecteur du réseau réciproque. La fonction de corrélation de translation est définie par :

$$C_{\vec{G}}(\vec{r}) = \frac{1}{N(r)} \langle \rho_{\vec{G}}(\vec{r}) \rho_{\vec{G}}^*(0) \rangle \quad (2.4)$$

où $\rho_G(r) = e^{i\vec{G}\vec{r}}$ est le paramètre d'ordre translationnel, \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et $N(r)$ est le nombre de paires séparées par une distance r . La moyenne est prise sur toute l'image. Dans un réseau parfait, pour chaque vecteur de translation du réseau $r_{ij}=r_i-r_j$ on a $G_{ij}=2\pi n\delta$, avec n entier, ainsi $C_{\vec{G}}(\vec{r}_{ij}) = e^{i2\pi n} = 1$. Quand le réseau a des défauts, la corrélation translationnelle est inférieure à 1 et $C_{\vec{G}}(\vec{r})$ représente la perte de symétrie de translation du réseau avec la distance. Si les déplacements des points du réseau par rapport à l'équilibre sont totalement aléatoires, la fonction de corrélation de translation ne décroît pas et reste une constante inférieure à 1.

Une autre fonction importante est la fonction de corrélation orientationnelle. Si on considère que tous les points dans le réseau sont reliés par des lignes, on peut associer à chaque ligne d'un point r_i un angle θ_i fait avec un axe de référence fixe arbitraire. On peut définir maintenant un paramètre d'ordre pour les orientations $\psi(\vec{r})$, qui pour les réseaux triangulaires a la forme $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n e^{6i\theta(\vec{r}_i)}$, avec n représentant les plus proches voisins. La fonction de corrélation est définie comme :

$$C(\vec{r}) = \frac{1}{N(r)} \langle \psi(\vec{r}) \psi^*(0) \rangle \quad (2.5)$$

Pour un réseau parfait, on obtient $\psi_6(r_i) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n e^{i6(\theta+j\pi/3)} = e^{i6\theta} = const$, ainsi la fonction de corrélation $C_6(r)=1$. La fonction de corrélation orientationnelle mesure la perte de l'ordre orientationnelle dans le réseau. Ces deux fonctions de corrélation donnent une information directe sur les paramètres macroscopiques comme le piégeage.

Dans un 'cristal', les ordres de translation et d'orientation sont à longue portée, révélés par des pics bien définis aux positions des vecteurs réciproques dans le facteur de structure. Dans le cas d'un 'liquide', les ordres translationnel et orientationnel sont à courte distance,

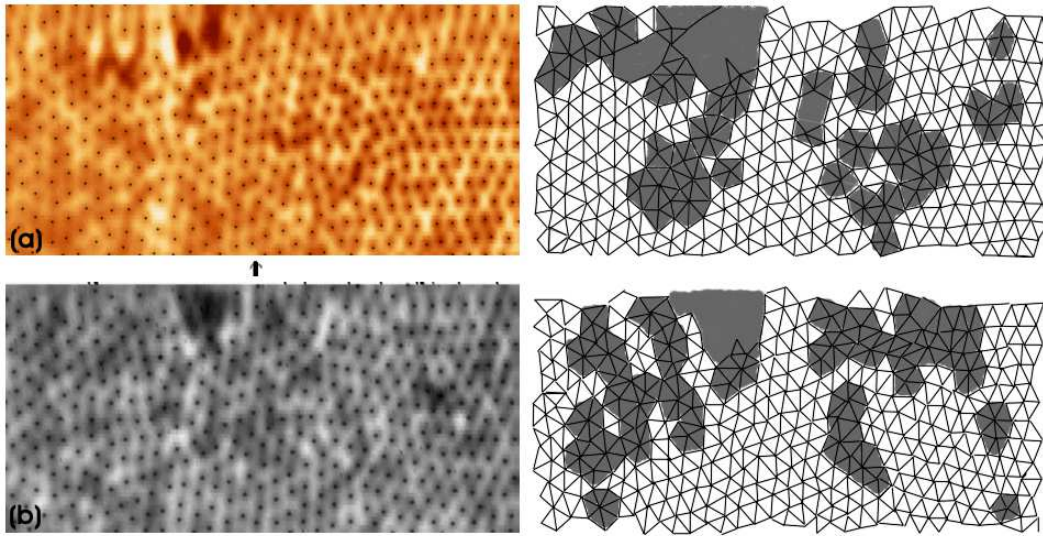


FIG. 2.9 – Images du réseau hexagonal dans NbSe_2 pour un champ appliqué de (a) 4,5 G FC et (b) 5 G FC. À droite de chaque image la triangulation Delaunay des vortex est présentée, avec les zones qui contiennent des défauts du réseau montrées en noir. La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température est de 1,1 K.

les pics dans le facteur de structure ne sont plus distincts (on observe un cercle comme dans la Fig. 2.7(b)). Dans le cas 2D, le solide peut fondre dans un liquide à travers deux transitions de phase, en passant par une phase intermédiaire appelée hexatique[85, 167]. Cette nouvelle phase, présente un ordre translationnel à courte distance (la fonction de corrélation translationnelle décroît exponentiellement) mais garde un ordre orientationnel (décroissance en loi de puissance) avec une modulation d'ordre 6 dans le facteur de structure. Dans le cas 3D, la transition entre les phases peut être plus compliquée, un état de vortex entremêlés (entangled) peut se former.

Dans la Fig. 2.9, à droite de chaque image prise par le SQUID, une triangulation Delaunay est montrée qui consiste de ~ 400 points. Chaque vortex représenté par un point est lié à ses plus proches voisins. Les zones les plus proches de chaque vortex n'ayant pas une coordination 6, sont teintées en noir pour révéler la position des défauts.

Les défauts 2D les plus usuels sont les dislocations, ou des paires de vortex avec une coordination de 5 ou 7, des interstitiels qui sont des points avec une coordination de 4 avec une paire de voisins de coordination 7 ou des lacunes qui apparaissent comme des points avec une coordination 8 avec 2 voisins de coordination 5. On observe que les dislocations sont les plus nombreuses dans nos images avec quelques lacunes et interstitiels. De plus, vers la moitié de l'image (indiqué par la flèche), on observe une grande zone de défauts qui sont les extrémités de grains.

Les extrémités de grains (grain boundaries) apparaissent dans NbSe_2 à bas champs, parce que le couplage avec le réseau cristallin reste assez faible et ne brise pas la dégénérescence d'orientation du réseau. Ainsi le réseau de vortex nucléé avec orientations différentes à des

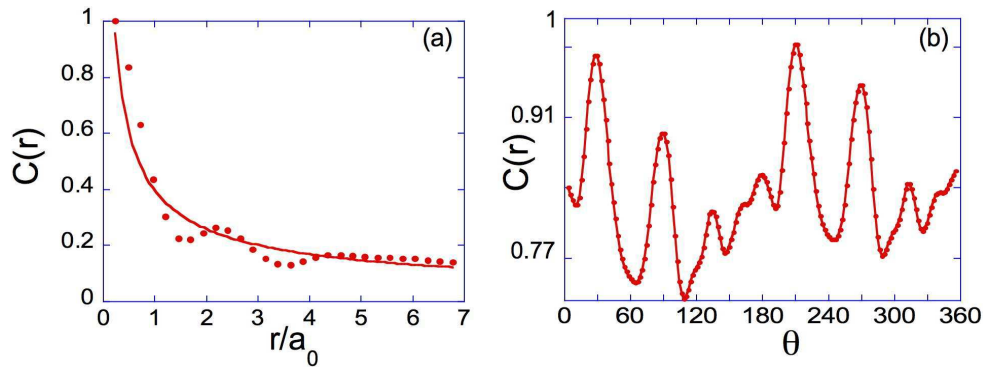


FIG. 2.10 – Distribution radiale (a) et angulaire (b) pour l’image c de la Fig. 2.7. La fonction de corrélation de translation décroît en suivant une loi de puissance (représentée par la ligne dans le panel a). La distributions angulaire présent 6 pics correspondant aux plus proches voisins. Autour de 180° un pic supplémentaire apparaît dû au changement d’orientation du réseau (dislocation).

endroits différents, et les extrémités de grains se forment là où ces zones se rencontrent. Une manière d’éliminer les extrémités de grain est de briser cette dégénérescence de rotation en appliquant un champ incliné[23].

Pour les supraconducteurs de type II, les fluctuations thermiques ont un effet important dans le diagramme de phase B-T. Un solide peut fondre dans un liquide, la position de la ligne de fusion (melting) va dépendre des propriétés élastiques et des autres paramètres du matériau. Le critère le plus simple proposé est celui de Lindemann, qui compare la moyenne carrée de l’amplitude des vibrations thermiques au paramètre du réseau a_0 . Les déplacements thermiques produisent des déformations de cisaillement, d’inclinaison et de compression du réseau de vortex. Avec les fluctuations thermiques, un rôle important pour la détermination de la phase d’équilibre est joué par le piégeage. À basse température, le piégeage devient plus fort, ainsi le réseau de vortex gèle dans une certaine configuration, de type solide ou liquide, en fonction du point de trempe (‘quenching’). À ce point, le mouvement thermique n’est plus important.

Pour le NbSe_2 , la structure ordonnée (cristalline) dans les grains laisse penser que celle-ci est la vraie configuration d’équilibre. Cette structure en grain apparaît peut-être à cause du piégeage, les grains gèlent au point de quenching dans la configuration observée.

Le type de structure peut être examiné par les corrélations entre les positions des vortex et l’ordre orientationnel. Pour une phase hexatique, la fonction $C_6(r)$ décroît algébriquement (loi de puissance $\sim r^{-\eta}$) jusqu’à une valeur différente de zéro, tandis que la fonction de translation $C_G(r)$ décroît exponentiellement à 0. Dans la phase liquide, les deux fonctions diminuent de façon exponentielle ($\sim e^{-r/\xi}$) et, dans la phase solide, la décroissance est algébrique.

Dans la Fig. 2.10, les distributions radiale et angulaire de l’image à 4 G (Fig. 2.7c) sont présentées. On observe que la fonction de corrélation de translation décroît de manière rapide

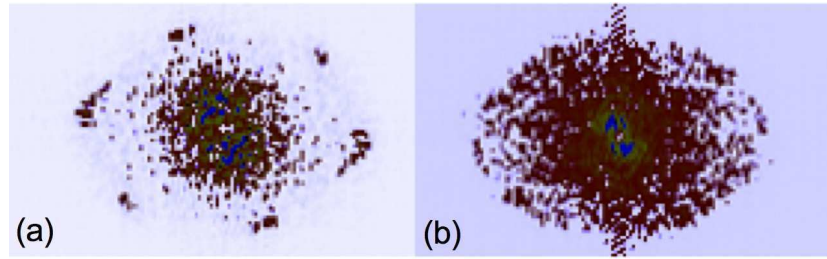


FIG. 2.11 – Transformées de Fourier pour 2 images quand le champ appliqué a une composante normale fixe de 5G et est tourné par rapport à l'axe c de : (a) 30° et (b) 70° . La FFT dans l'image (a) est un hexagone qui peut être circonscrit dans un cercle tandis que dans l'image (b) elle a la forme d'une ellipse (Γ).

et peut être ajustée avec une loi de puissance $r^{-\eta}$ (phase solide). L'exposant $\eta=0,62\pm 0,03$ est trouvé pour cette courbe.

La distribution angulaire représente un profil moyen, chaque point étant une moyenne des points qui constituent une ligne, qui part radialement du centre de l'image. Les 6 pics observés dans l'image (b) correspondent aux directions où on trouve le plus des vortex (réseau hexagonal). Comme le réseau change d'orientation près de la dislocation, un petit pic apparaît vers 180° . Ce retournement du réseau est observé dans l'autocorrélation de l'image (Fig. 2.7d), à des distances supérieures à $3a_0$ ($a_0 =$ constante du réseau) des pics apparaissent à d'autres angles.

2.3.5 Observation des vortex pour des champs inclinés

Quand le champ magnétique est tourné par rapport à l'axe c , le réseau de vortex se déforme, mais il maintient son orientation. Dans la Fig. 2.11, deux transformées de Fourier (FFT) sont présentées pour deux angles d'inclinaison différente. Le champ est appliqué de telle façon que la composante normale du champ est constante à 5 G. Les 2 FFT sont pour un angle d'inclinaison de 30° et de 70° . Ce type de FFT est analogue aux analyses habituellement utilisées pour les expériences de diffraction des neutrons (SANS). Pour un champ parallèle à l'axe c , la FFT est un hexagone avec 6 pics plus intenses, les pics se situant sur un cercle. Quand on incline le champ, la structure doit se déformer et cette déformation se révèle dans la FFT par une distorsion de l'hexagone. Pour la FFT de l'image quand l'échantillon a été refroidi avec un champ incliné à 30° , l'orientation de l'hexagone reste la même, comme pour le cas où le champ est parallèle à l'axe c ; ainsi, l'orientation du réseau de vortex reste fixe par rapport aux axes cristallographiques. On observe également qu'à 30° les 6 pics sont toujours observables mais sont plus larges. Contrairement aux mesures de décoration Bitter[23], en inclinant le champ on n'observe pas d'augmentation de l'ordre orientationnel. Pour un angle de 70° , la FFT devient plus elliptique mais les pics sont de moins en moins visibles, devenant un anneau.

Normalement, à partir des théories de London et Ginzburg Landau, on s'attend à ce

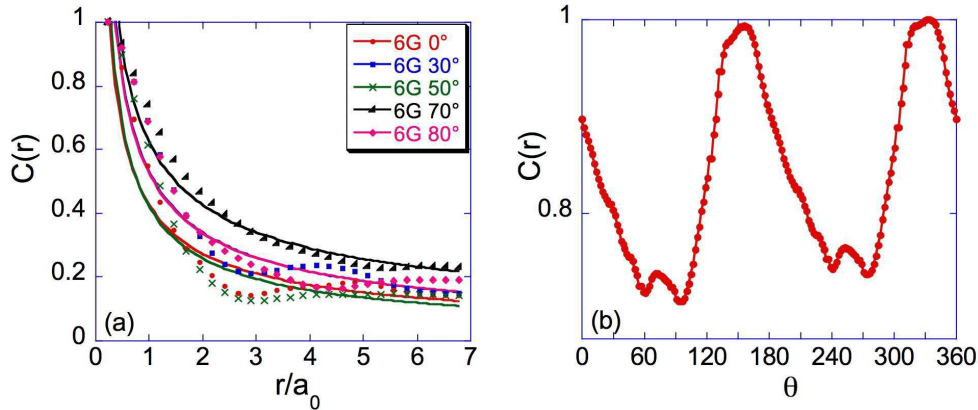


FIG. 2.12 – (a) La variation de la fonction de corrélation de translation pour différents angles quand la composante normale du champ appliqué est de 6 G. La décroissance suit une loi de puissance. (b) Distribution angulaire quand le champ appliqué est tourné de 70° . Les deux grands pics sont observés, correspondent aux plus proches voisins.

que des chaînes de vortex apparaissent. L'anisotropie de NbSe_2 est de $\gamma=3,3$. Des chaînes de vortex sont trouvées dans YBCO qui a une anisotropie deux fois plus grande que NbSe_2 . À partir de la distorsion de l'ellipse (visible dans la FFT, Fig. 2.11) on peut remonter à l'anisotropie de NbSe_2 . Le rapport des semi-axes de l'ellipse Γ est donné par[34] :

$$\Gamma = \left(1 + \frac{1}{\gamma^2} \cdot \tan^2 \varphi\right)^{1/4} \cos^{1/2} \varphi \quad (2.6)$$

où φ est l'angle d'inclinaison. On retrouve dans notre cas, à un angle de 70° , une anisotropie de $\gamma^2=5,79$ deux fois plus petite que celle retrouvée dans les mesures de SANS[74] et par STM[95]. Par contre, nos résultats sont en accord avec ceux trouvés dans les expériences de décoration Bitter. En effet, dans les mesures par STM, en augmentant le champ appliqué, l'anisotropie augmente. Pour des bas champs, l'anisotropie mesurée est toujours plus petite que celle réelle. Une possibilité est que les termes de surface qui sont ignorés dans la théorie de London jouent un rôle important dans le cas de NbSe_2 . Ainsi, les termes de surface favoriseraient l'orientation observée.

Nous avons entrepris des mesures en maintenant la composante normale du champ appliqué constante à 6 Gauss pour plusieurs angles d'inclinaison. Les fonctions de corrélation sont montrées dans la Fig. 2.12(a). On observe que la décroissance est toujours de type $r^{-\eta}$, avec un η qui augmente de 0,64 jusqu'à 0,70 (à 50°) mais qui décroît à 0,55 pour un angle de 70° et augmente de nouveau à 80° . La corrélation augmente pour un angle de 70° pour diminuer de nouveau à des angles plus importants. Comme la fonction de corrélation de translation décroît en loi de puissance, la phase qui apparaît n'est pas haxatique (ou on s'attend à une décroissance exponentielle).

Une surstructure est observable pour des angles supérieurs à 70° du type 2×1 comme

celle observée par STM. Les plus proches voisins sont situés très près de la direction perpendiculaire à la direction de l'inclinaison du champ, fait observable dans la distribution angulaire présentée dans le panel b de la Fig. 2.12 pour un angle de 70° . On observe 2 grandes pics dans l'image, correspondant aux plus proches voisins (en nombre de 2). Quand l'angle est augmenté, la structure devient plus compliquée. Les mesures par STM ont montré une surstructure de type 3×1 qui n'apparaît pas dans nos images. La raison réside probablement dans le fait qu'on travaille à bas champs, au moins 100 fois plus faibles que l'imagerie STM (champs > 500 G). Il est probable que les surstructures deviennent plus visibles quand les interactions inter vortex sont plus fortes.

2.4 Conclusion

Le réseau de vortex a été imagé dans le supraconducteur conventionnel NbSe_2 . Il constitue une bonne référence de comparaison entre ses états de vortex et ceux de Sr_2RuO_4 et de UPt_3 .

- Un réseau hexagonal est observé dans NbSe_2 pour des champs appliqués le long de l'axe c . Les vortex s'arrangent en grains, la taille des grains augmentant avec le champ. Une rotation de 30° du réseau de vortex hexagonal est observée en augmentant le champ (de 4 G à 4,5 G). Nous avons pu observer ce phénomène à suffisamment bas champ, cette rotation n'étant pas observée dans d'autres expériences. Pour des hauts champs, le réseau de vortex est 'verrouillé' dans la direction des axes cristallographiques.
- Pour des champs magnétiques inclinés par rapport à l'axe c , aucune chaîne de vortex ne se forme dans NbSe_2 , contrairement aux théories anisotropes de London. L'anisotropie de NbSe_2 est faible et 7 fois plus petite que celle du Sr_2RuO_4 , ainsi la surface et l'anisotropie dans le plan ab peuvent jouer un rôle important.
- Des surstructures sont observées pour des champs appliqués près des plans ab , mais pas d'amélioration de l'ordre orientationnel avec l'inclinaison du champ.
- Les grains de vortex ont une structure cristalline, aucune phase hexatique n'étant observée contrairement aux expériences de décoration Bitter.

Chapitre 3

Brisure de symétrie dans les supraconducteurs non conventionnels

La symétrie est devenue un principe majeur de la physique du 20^{ème} siècle. En général un système physique est constitué d'un nombre fini ou infini de degrés de liberté qui interagissent ou pas. La dynamique est décrite par un ensemble d'équations d'évolution, obtenues en variant l'action avec les différents degrés de liberté. Une symétrie correspond alors à un groupe de transformations dans les coordonnées espace-temps et/ou dans les degrés de liberté qui laisse l'action inchangée[56]. L'utilisation des symétries a été étendue de manière significative par l'observation du fait que la symétrie de l'action n'est pas automatiquement la symétrie de l'état fondamental du système physique. Si l'action est invariable pour un groupe de symétrie G et l'état fondamental pour un sousgroupe H du G , le groupe de symétrie G serait brisé spontanément à H (broken down to H).

La supraconductivité est la manifestation d'une symétrie brisée dans la nature. Le groupe de symétrie de la matrice de densité du système (de la fonction d'onde) H est plus bas que le groupe G du hamiltonien. La symétrie globale de jauge est brisée à la transition de phase supraconductrice, ayant comme effet l'expulsion du flux Meissner, la quantification du flux (les courants persistants) et l'effet Josephson. Sans cette brisure de symétrie seul l'état de zéro résistance peut apparaître. Au dessous de T_c , la fonction d'onde du système développe spontanément une phase définie ϕ qui peut être traitée comme une variable thermodynamique. La phase dans la mécanique quantique n'est pas une observable physique[50, 8]. Au dessous du T_c , une rigidité de la phase ou la cohérence quantique macroscopique est observée qui a comme résultat les effets Meissner et Josephson. Dans les supraconducteurs conventionnels 's-wave' seule la symétrie globale de jauge est brisée. Si l'appariement n'est pas conventionnel, d'autres symétries en dessous de la transition sont brisées (i.e. invariance à la rotation, translation, rotations des spins ou renversement du temps). Une classification des états possibles des paires de Cooper a été développée par beaucoup de groupes au début pour ^3He [189] et ensuite élargie pour toutes les structures cristallines (tétraгонаle,

orthorhombique...) avec la découverte des matériaux à fermions lourds[175, 225]. Cette classification est très générale et dépend seulement de la transition de phase de deuxième ordre, étant complètement indépendante du mécanisme microscopique de la supraconductivité ou des détails des états électroniques et de la surface de Fermi.

Comme la transition supraconductrice brise spontanément une symétrie, on peut introduire un paramètre d'ordre supraconducteur qui est zéro dans la phase normale et non zéro dans la phase supraconductrice. Dans la théorie microscopique BCS (Bardeen, Cooper et Schriffer)[12], le paramètre d'ordre peut être défini à travers la fonction de gap (la fonction d'onde d'appariement) $\Delta(\vec{k})$:

$$\Delta_{\alpha,\beta}(\vec{k}) = \sum_{\vec{k}',\alpha',\beta'} V_{\beta,\alpha,\alpha',\beta'}(\vec{k},\vec{k}') \langle a_{\vec{k}'\alpha'} a_{\vec{k}\beta'} \rangle \quad (3.1)$$

où V est l'énergie potentielle d'interaction entre électrons, $a_{\vec{k}\alpha}$ sont les opérateurs usuels d'annihilation de la seconde quantification et $\langle \rangle$ représente la valeur quantique attendue. La nature antisymétrique des fermions nécessite que la fonction d'onde ait la symétrie $\Delta(\vec{k}) = -\Delta^T(-\vec{k})$. Donc, pour l'appariement singlet, la fonction d'onde est décrite par une fonction singlet paire $\psi(\vec{k})$ [138] :

$$\Delta(\vec{k}) = i\sigma_y \psi(\vec{k}) = \begin{pmatrix} 0 & \psi(\vec{k}) \\ -\psi(\vec{k}) & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Pour l'appariement triplet de spin la fonction d'onde peut être écrite sous la forme d'une matrice dans l'espace des spins :

$$\Delta = g_1(k) |\uparrow\uparrow\rangle + g_2(k)(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + g_3(k) |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} g_1(k) & g_2(k) \\ g_2(k) & g_3(k) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

où les valeurs propres de l'opérateur S_z avec les projections +1, 0, -1 ont la forme :

$$|\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

On peut aussi écrire la fonction d'onde en utilisant la base des matrices symétriques de Pauli $i\sigma\sigma_y = (i\sigma_x\sigma_y, i\sigma_y\sigma_y, i\sigma_z\sigma_y)$. La fonction d'onde des paires de Cooper a la forme :

$$\Delta(\vec{k}) = i(\vec{d}(\vec{k}) \cdot \sigma)\sigma_y = \begin{pmatrix} -d_x + id_y & d_z \\ d_z & d_x + id_y \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Les composants du vector \vec{d} peuvent être exprimés linéairement via les amplitudes $g_\alpha(k)$: $g_1(k) = -d_x + id_y$, $g_2(k) = d_z$, $g_3(k) = d_x + id_y$.

À cause du principe de Pauli la partie orbitale de la fonction d'onde avec spin total $S=1$ doit être impaire, i.e. le nombre orbital quantique prend des valeurs $l=1,3,\dots$. On parle alors

d'appariement de Cooper de type p, f (p-wave, f-wave) dans un système continu. Les amplitudes $g_\alpha(\mathbf{k})$ et le vecteur $\vec{d}(\vec{k})$ doivent être des fonctions impaires du moment \vec{k} . L'appariement triplet est réalisé dans l' ^3He superfluide (bosonisation atomique-l'appariement des spins nucléaires atomiques). Longtemps cherché dans les supraconducteurs, l'état triplet apparaît très probablement dans les supraconducteurs à fermions lourds UPt_3 et URhGe , et dans le supraconducteur Sr_2RuO_4 .

Le système électronique total a un groupe de symétrie $G \times U(1) \times T$, avec G le groupe ponctuel cristallin, $U(1)$ le group de la symétrie de gauge et T la symétrie par rapport au renversement du temps. Alors la fonction du gap peut être développée dans les représentations irréductibles du groupe de symétrie. Elle peut être écrite dans une base de fonctions de ces représentations comme [199] :

$$\Delta(\vec{k}) = \sum_{m,\Gamma} \eta(\Gamma, m) \Delta(\Gamma, m; \vec{k}) \quad (3.6)$$

où Γ est la représentation irréductible et m la dimension de la représentation. En principe, plusieurs représentations peuvent être mélangées, mais habituellement une représentation a la plus haute température critique T_c et domine les autres. Les quantités $\eta(\Gamma, m)$ sont des paramètres d'ordre dépendant de l'espace et ils se transforment sous la symétrie du group comme des coordonnées par rapport à la base de fonctions $\Delta(\Gamma, m; \vec{k})$.

Du point de vue phénoménologique, la densité d'énergie libre du système supraconducteur peut être développée près de T_c en puissances du paramètre d'ordre. Ce développement appelé Ginzburg-Landau consiste en plus bas termes du paramètre d'ordre et de gradients qui sont invariants par rapport au groupe de symétrie total. La densité d'énergie est écrite pour un supraconducteur conventionnel ayant un paramètre d'ordre η dans des unités adimensionnelles :

$$F = -|\eta|^2 + |\eta|^4 + |D\eta|^2 + B^2 \quad (3.7)$$

où $D = -i\vec{\nabla} - \vec{A}$. En minimisant la densité d'énergie libre par rapport au paramètre d'ordre et du potentiel vecteur avec les conditions aux limites, on obtient la structure spatiale du paramètre d'ordre et des champs.

Le paramètre d'ordre supraconducteur ne peut pas être observé directement. Cependant, il existe certains expériences dans lesquelles le paramètre d'ordre se manifeste indirectement.

Parois de domaines et brisure de la symétrie par rapport au renversement du temps

Les supraconducteurs conventionnels sont bien décrits par la théorie BCS, les paires de Cooper sont formées par l'attraction électron-phonon. Les électrons s'apparient dans la phase supraconductrice avec la fonction d'onde la plus symétrique possible, i.e. l'orbital de type s et en spin singlet. Ce type de symétrie exige une symétrie par rapport au renversement

du temps parce que les paires d'électrons ont besoin d'être dans des états dégénérés avec des moments et des spins opposés ($\Delta_{\alpha,\beta}(\vec{k}) = -\Delta_{\beta,\alpha}(-\vec{k})$). La situation est plus complexe pour les supraconducteurs non conventionnels qui ont des paires de Cooper de symétrie plus basse[196]. La symétrie par rapport au renversement du temps $T(t \rightarrow -t)$ est définie par :

$$T\psi(\vec{k}) = \psi^*(\vec{k}), \quad T\vec{d}(\vec{k}) = \vec{d}^*(\vec{k}) \quad (3.8)$$

Cette symétrie est brisée si les états après l'opération sont différents des états originaux, i.e. $\psi(\vec{k}) \neq \psi^*(\vec{k})$ et $\vec{d}(\vec{k}) \neq \vec{d}^*(\vec{k})$. Pour les supraconducteurs avec un appariement triplet le vecteur $\vec{d}(\vec{k})$ est un vecteur complexe tridimensionnel qui dépend du moment relatif \vec{k} pour une paire de Cooper. La dimensionnalité du vecteur \vec{d} caractérise le nombre de composants du paramètre d'ordre. Ainsi, la supraconductivité avec plusieurs composants a un vecteur \vec{d} multidimensionnel quand la multiplicité du paramètre d'ordre est due au spin. Cette multiplicité peut également venir de la partie orbitale quand le paramètre d'ordre appartient à une représentation multidimensionnelle. Si les composants du vecteur \vec{d} sont des nombres complexes, on parle d'un état non-unitaire ou un moment spontané $\sim \vec{d}(\vec{k}) \times \vec{d}^*(\vec{k})$ est induit et brise la symétrie par rapport au renversement du temps. Même quand le composant du vecteur \vec{d} est égal à l'unité (qui appartient à l'état unitaire), la symétrie par rapport à T peut être brisée, faisant de ce composant un nombre complexe. Ceci correspond à une représentation multidimensionnelle. Ainsi il existe 2 possibilités de supraconductivité chirale qui brisent la symétrie T , venant soit de la partie de spin de la paire de Cooper (le cas non-unitaire), soit de la partie orbitale (cas unitaire). La symétrie T peut aussi être brisée localement (à la surface, autour des défauts)[41].

La manifestation la plus importante de la brisure de symétrie T est donc la présence de champs magnétiques locaux spontanés aux bords, parois de domaines et autour des impuretés. Ces champs peuvent être détectés avec des muons polarisés dans une expérience μ SR.

Dans les supraconducteurs non conventionnels qui brisent la symétrie T , la phase supraconductrice est dégénérée. Ces états dégénérés peuvent apparaître comme domaines dans le supraconducteur, séparés par des parois de domaines qui sont des structures topologiques du paramètre d'ordre. Les parois des domaines dans les supraconducteurs qui brisent T ont des propriétés magnétiques uniques et possèdent des états liés de quasiparticules. La paroi de domaine est accompagnée par une légère suppression locale du paramètre d'ordre ayant la tendance à piéger les vortex. Dans ce cas, le piégeage est faible. Dans certains cas, les parois de domaines peuvent piéger des vortex avec un flux magnétique qui est une fraction arbitraire du quantum de flux. Un vortex normal placé sur une paroi de domaine peut se désintégrer dans deux vortex fractionnaires. Ces vortex fractionnaires sont piégés sur la paroi de domaine et repoussent d'autres vortex, ainsi la paroi de domaine se comporte comme une barrière[197]. Ce type de piégeage intrinsèque est créé par l'état supraconducteur et il est différent du piégeage extrinsèque dû aux défauts matériels. Ces parois de domaines

peuvent être elles-mêmes piégées sur des défauts, réduisant ainsi leur mobilité.

La structure de parois de domaines a été étudiée premièrement dans l' $^3\text{He-A}$, où une structure appelée feuille de vortex (vortex sheet) apparaît. Une vortex sheet consiste d'une structure de type paroi de domaine, une feuille de soliton, qui sépare des régions avec orientations opposées du vecteur \hat{l} [224]. Dans cette feuille, des vortex Mermin-Ho avec $N=1$ sont confinés, formant une chaîne. Un exemple analogue sont les lignes Bloch dans une paroi Bloch d'un matériau ferromagnétique. Dans un supraconducteur, les vortex sont piégés dans une paroi de domaine qui sépare deux domaines avec orientations opposées du vecteur \hat{l} . Mais la différence est que, des vortex singuliers sont piégés avec un nombre quantique fractionnaire $N=1/2$. Si beaucoup de vortex fractionnaires sont piégés, ils forment alors une vortex sheet. Une structure de type vortex sheet peut apparaître aussi dynamiquement dans les supraconducteurs quand elle n'est pas stable topologiquement. Cette phase correspond à la phase smectique (smectic) dans l'écoulement des vortex proposé dans le supraconducteur conventionnel NbSe_2 [176].

Les domaines sont supposés nucléer aléatoirement à la transition supraconductrice s'il n'y a pas de polarisation pour un type de domaine. Si l'état supraconducteur brise T , un champ magnétique extérieur peut fournir une telle polarisation. Quand le supraconducteur est refroidi sous un champ magnétique l'apparition d'un type de domaine sera favorisée, réduisant ainsi leur nombre. Dans le cas de refroidissement sous zéro champ on doit avoir un nombre plus grand de domaines. Une différence claire doit exister entre les deux cas. La magnitude du courant critique J_c n'est pas influencée par l'effet de barrière des parois de domaines, mais par des effets de piégeage dûs aux impuretés.

La découverte d'un quantum de flux fractionnaire ou du piégeage des vortex par les parois de domaine peut être une vérification expérimentale directe d'une supraconductivité brisant la symétrie par rapport au renversement du temps.

Chapitre 4

Vortex dans Sr_2RuO_4

Dans les années récentes, des expériences dans plusieurs matériaux ont suggéré la présence de la supraconductivité de type p, ouvrant de nouvelles opportunités pour la compréhension de la supraconductivité non conventionnelle dans les systèmes d'électrons fortement corrélés. L'acceptation générale d'un matériau comme supraconducteur de type p nécessite encore un grand effort expérimental et théorique pour obtenir une image consistante.

4.1 Introduction

Sr_2RuO_4 a des grandes similitudes structurales avec les supraconducteurs HT_c . Comme la supraconductivité triplet de spin a été suggérée théoriquement, la supraconductivité dans Sr_2RuO_4 a été l'objet d'un grand intérêt, même si la température de transition supraconductrice est basse $T_c=1.5$ K[148]. La simplicité de la surface de Fermi dans Sr_2RuO_4 joue un rôle important pour comprendre le mécanisme de la supraconductivité non conventionnelle en détail.

Dans ce chapitre, on présente les premières images de vortex dans le supraconducteur non conventionnel Sr_2RuO_4 . Avec un microscope à μSQUID on a obtenu les premières images dans l'espace réel des vortex dans Sr_2RuO_4 . Des vortex individuels sont observés à bas champ, et en augmentant le champ les vortex coalescent. Des domaines de flux apparaissent formés par des vortex faiblement piégés. Des parois de domaines entre domaines de différente chiralité pourraient fournir ce type de piégeage.

4.2 Propriétés de l'état normal de Sr_2RuO_4

4.2.1 Structure cristalline et surface de Fermi

Sr_2RuO_4 a une place spéciale dans la physique des électrons corrélés par le fait qu'il est un supraconducteur non conventionnel établi avec un état normal conventionnel (liquide de Fermi) à basse température (voir les revues [17, 147]). Il a une structure cristalline de type K_2NiF_4 (similaire à celle du LBCO) avec une symétrie du groupe d'espace

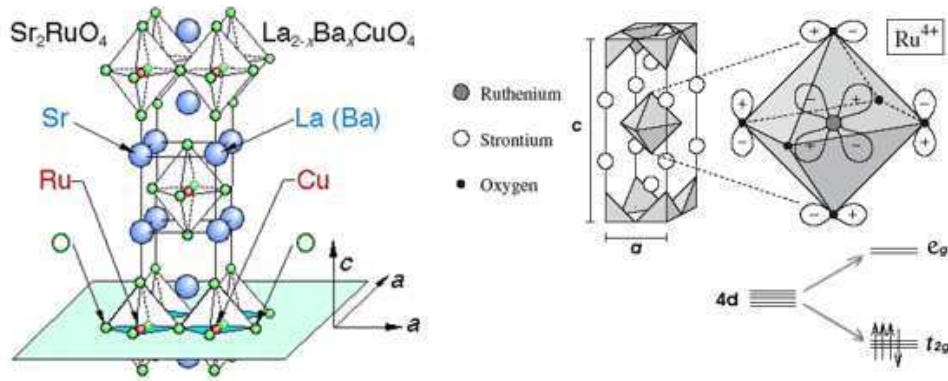


FIG. 4.1 – Structure cristalline de type perovskite du Sr_2RuO_4 (à gauche)[147] et l'environnement octaédral des ions de Ru^{4+} . Les niveaux $4d$ se décomposent en états de basse énergie t_{2g} et haute énergie e_g [17].

tétragonal $I4/mmm$. Les paramètres du réseau cristallin à basse température sont $a=3,86 \mu\text{m}$ et $c=12,72 \mu\text{m}$.

Sr_2RuO_4 est un oxyde métallique de transition avec une structure électronique dominée par les électrons de la couche d . En général, les oxydes métalliques sont des isolants magnétiques dus à la forte répulsion 'on-site' et à une faible superposition orbitale, les électrons de la couche d restant localisés. Sr_2RuO_4 est un cas à part, car les électrons d sont itinérants. L'ion de ruthénium Ru^{4+} a une configuration $4d^4$ dans Sr_2RuO_4 . Les niveaux de basse énergie d sont les 3 orbitaux d_{xy} , d_{xz} et d_{yz} qui appartiennent à la représentation t_{2g} du groupe octaédral. Ces orbitaux peuvent contenir 6 électrons ($\uparrow\downarrow$) et sont partiellement occupés dans la configuration $4d^4$ du Sr_2RuO_4 [17]. Les calculs de la structure de bande dans l'approximation de densité locale (LDA) ont prédit une surface de Fermi constituée de 3 feuilles quasi-bidimensionnelles[172]. Ces trois surfaces dénommées α , β et γ ont le caractère des orbitaux d'ion de Ru $4d_{xz,yz}$ et respectivement $4d_{xy}$. Expérimentalement, la topographie de la surface de Fermi et le spectre des quasi-particules ont été étudiés en détail par mesures de l'effet de Haas-van Alphen (dHvA)[146], l'effet Hall[145], magnétorésistance[173], photoémission (ARPES)[47] et absorption des micro-ondes[97]. Ces mesures expérimentales ont confirmé les calculs théoriques. Les particularités de la surface de Fermi donnent naissance à des instabilités qui peuvent jouer un rôle clef dans le mécanisme d'appariement supraconducteur. Un des principaux mécanismes prétendants comme médiateur pour la supraconductivité dans Sr_2RuO_4 sont les fluctuations de spin. Il est aussi supposé que Sr_2RuO_4 est près d'un point critique quantique, et la supraconductivité est due à des fluctuations magnétiques similaires à celles des supraconducteurs à haut T_c [156]. Dans les cuprates, les fluctuations de spin dominantes sont de type antiferromagnétique[161]. Cependant, pour Sr_2RuO_4 , la situation n'est pas tranchée encore puisque le spectre de fluctuations de spin

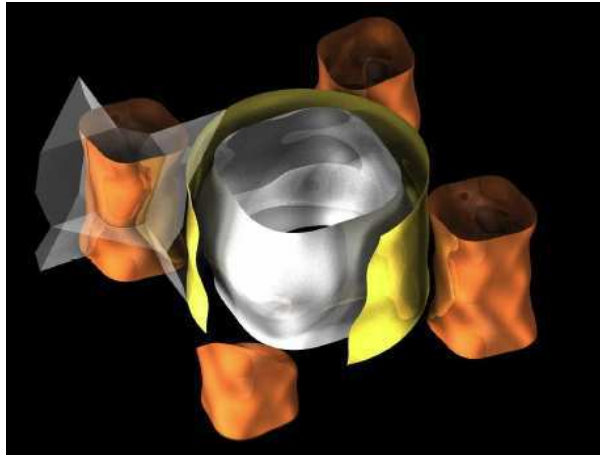


FIG. 4.2 – Surface de Fermi du Sr_2RuO_4 avec les 3 feuilles α , β , γ [17]. La corrugation le long de l’axe c a été exagérée avec un facteur 15. Les quatre cylindres orange forment la feuille α , le cylindre central de section presque carrée est la bande β , et la feuille γ est le cylindre central extérieur avec une section presque circulaire.

TAB. 4.1 – Paramètres de la supraconductivité dans Sr_2RuO_4 [147]

paramètre	ab	c
$H_{c2}(0)(\text{T})$	1,5	0,075
$H_{c1}(0)(\text{G})$	10	50
$\xi(0)(\text{Å})$	660	33
$\lambda(0)(\mu\text{m})$	0,15	3
$\kappa(0)$	2,3	46

contient des contributions importantes des vecteurs d’onde ferromagnétiques et antiferromagnétiques[25].

4.3 Propriétés de l’état supraconducteur

Sr_2RuO_4 est un supraconducteur de type II avec un paramètre GL κ proche de 2 quand le champ magnétique appliqué est parallèle à l’axe c . Il est considéré un supraconducteur propre ($l \gg \xi$), avec une température critique de 1,5 K, permettant de déterminer les paramètres de base de la supraconductivité avec une grande précision (Tableau 4.1)[147]. Expérimentalement, on détermine le second champ critique H_{c2} par mesures de résistivité et de susceptibilité, et le champ critique thermodynamique H_c par mesures de chaleur spécifique. Les longueurs de cohérence et les longueurs de pénétration sont déterminées à l’aide de la théorie de GL (avec un seul composant). Certains paramètres peuvent être estimés par d’autres techniques expérimentales comme la longueur de pénétration par mesures de SANS[181].

L’augmentation de la masse effective et de la susceptibilité par rapport aux valeurs

calculées pour les 3 bandes étant similaire aux valeurs pour ^3He , cela a conduit à la suggestion qu'un mécanisme identique spin-triplet serait à la base de la supraconductivité dans Sr_2RuO_4 [180]. Un grand nombre d'expériences ont essayé de prouver l'état triplet de spin dans Sr_2RuO_4 .

La plus directe évidence de l'appariement triplet vient des mesures de la susceptibilité de spin (χ_s) dans l'état supraconducteur. Dans les supraconducteurs de type s ou d, la forme exacte de χ_s dépend de la structure du gap, mais $\chi_s \rightarrow 0$ quand $T \rightarrow 0$ parce que les spins forment des états singulets. Dans les supraconducteurs de type p, si le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à \vec{d} , χ_s reste inchangé à basse température parce que l'appariement à spins égaux (equal spin pairing) dans le plan du champ appliqué n'est pas perturbé par la polarisation induite par le champ. Pour des champs parallèles à \vec{d} , il n'y a pas de composant du spin le long de la direction du champ et donc l'appariement conduit à une réduction de χ_s comme dans un supraconducteur singulet de spin.

Dans un supraconducteur, χ_s est déduite en principe du Knight shift (KS) mesuré par résonance magnétique nucléaire (RMN). Dans Sr_2RuO_4 , pour des champs appliqués parallèles aux plans RuO_2 , χ_s reste inchangé entrant dans l'état supraconducteur, comme mesuré par KS de ^{17}O [111] et ^{99}Ru [112]. Apparemment, même quand le champ magnétique est appliqué le long de l'axe c, la susceptibilité de spin reste toujours inchangée[163], fait expliqué par une rotation du vecteur \vec{d} vers les plans ab. Néanmoins, la mesure de KS pour le champ parallèle à l'axe c est difficile, due au bas champ H_{c2} dans cette direction. La dispersion des neutrons polarisés est une autre expérience qui a mesuré l'indépendance en température de la susceptibilité de spin[53]. Ces expériences indiquent que l'état de spin est triplet et suggèrent que le vecteur paramètre d'ordre, le vecteur \vec{d} , est parallèle à la direction c correspondant à un état de spin $S_z=0$.

Récemment, les mesures sensibles à la phase supraconductrice, comme le transport dans des jonctions entre un supraconducteur de type s $\text{Au}_{0.5}\text{In}_{0.5}$ et Sr_2RuO_4 ont confirmé l'idée d'un état triplet de spin[169]. Un SQUID, avec deux jonctions de ce type le long des plans ab, a été fabriqué par le groupe de Y. Liu (Penn State University). Le courant critique de ce SQUID a été trouvé maximal sans champ appliqué (un π -SQUID), indiquant ainsi que le vecteur \vec{d} est le long de l'axe c.

D'autres expériences fournissent des évidences fortes pour un appariement non conventionnel, mais peu d'évidence directe sur l'appariement triplet de spin pour les paires de Cooper. Parmi ces expériences, les plus importantes sont la suppression de T_c par des impuretés non magnétiques[144, 151], la réflexion Andreev, l'absence du pic Hebel-Slichter dans la mesure du taux de relaxation de spin nucléaire à travers la température critique[110, 113].

Des champs magnétiques spontanés ont été détectés par la rotation des spins muoniques quand un monocristal est refroidi à travers T_c sans champ appliqué, impliquant un état supraconducteur qui brise la symétrie par rapport au renversement du temps[140]. Comme l'état de spin déduit par l'étude de RMN ne brise pas la symétrie T , le champ magnétique interne est attribuable au moment orbital des paires de Cooper.

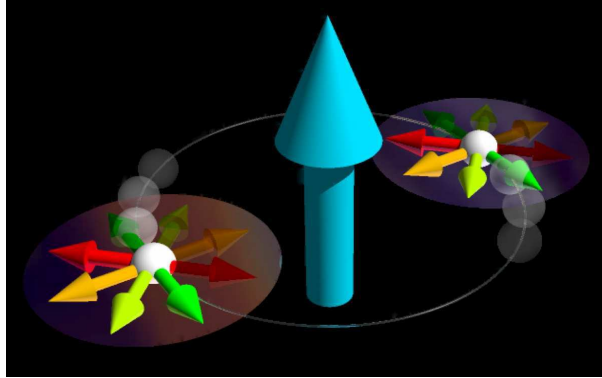


FIG. 4.3 – Une paire de Cooper avec le moment orbital L perpendiculaire au plan des spins[147].

Ainsi parmi les états possibles de triplet de spin dans la symétrie cristalline tétragonale D_{4h} et dans l'approximation d'un couplage faible, les résultats expérimentaux ont pointé vers l'état représenté par le paramètre d'ordre dégénéré avec 2 composants $\vec{d} = \hat{z}(k_x \pm ik_y)$. Ici \hat{z} et $k_x + ik_y$ sont la partie de spin et la partie orbitale du paramètre d'ordre, respectivement. Cette symétrie de l'état supraconducteur est représentée schématiquement dans la Fig 4.3. Les spins des paires de Cooper se trouvent dans les plans RuO_2 de façon isotrope (equal spin pairing) et la fonction orbitale avec $L=1$ (p-wave) choisit l'état $L_z=1$.

Le gap d'énergie dans l'état supraconducteur représenté par $\vec{d} = \hat{z}(k_x \pm ik_y)$ est $|\Delta_k| = (\vec{d} \cdot \vec{d}^*)^{1/2} = \Delta_0(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ et il est isotrope sur une surface de Fermi cylindrique (2D). Dans ce cas, on s'attend à une dépendance exponentielle en température pour les excitations des quasiparticules. Par contre, les mesures thermodynamiques indiquent un comportement plutôt en lois de puissance. Les mesures de chaleur spécifique[171], de la conductivité thermique[207] et du taux de relaxation NQR[113], en plus du taux d'atténuation ultrasonore[142] et la variation de la longueur de pénétration[24] ont toutes indiqué la présence de lignes de noeuds, des zéros ou des minima du gap. Plusieurs mécanismes et structures du gap ont été proposé pour résoudre les polémiques entourant la supraconductivité dans Sr_2RuO_4 . En plus des mécanismes de la supraconductivité se basant sur un état de type p, plusieurs modèles avec un état de type f ont été suggérés[87].

Dans les théories proposées, il existe des bandes actives et passives pour la supraconductivité : la supraconductivité est originaire dans une bande active avec un grand gap, et la diffusion des paires de Cooper de la bande active vers les bandes passives induit un petit gap dans les bandes passives. Parmi ces modèles théoriques, la supraconductivité dépendante des orbitales (orbital dependent superconductivity ODS) propose l'existence de 2 sous-systèmes : la bande γ et les bandes α et β [4]. Le caractère planaire du Sr_2RuO_4 empêcherait la diffusion entre les feuilles γ et α, β . Seulement un des sous-systèmes formerait l'état supraconducteur, cependant que l'autre participerait à travers un sorte d'effet de proximité[235]. Récemment, les mesures de chaleur spécifique dépendante de l'orientation

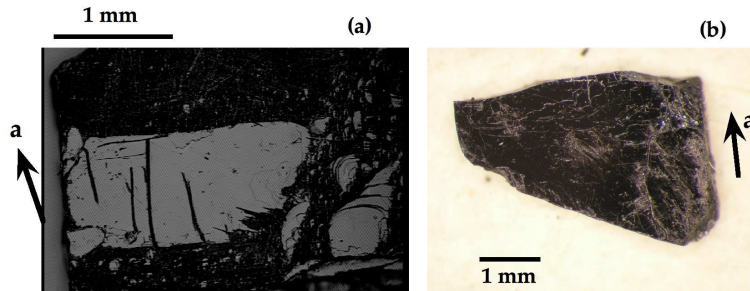


FIG. 4.4 – Les deux échantillons de Sr_2RuO_4 mesurés sur la face ab : (a) l'échantillon A avec la partie clivée et (b) l'échantillon B. La direction de l'axe cristallographique a est montrée.

du champ magnétique appliqué ont montré que le paramètre d'ordre maintient la symétrie $\hat{z}(k_x \pm ik_y)$ dans la bande active[49]. La bande active γ a des minima du gap dans certaines directions, ainsi le paramètre d'ordre est décrit par $\vec{d} = \hat{z}(\sin ak_x + i \sin ak_y)$. Pour les bandes passives α et β , le gap a des lignes de minimum ou zéros dans les directions $[110]$.

Le réseau des vortex a été étudié par Agterberg à partir de la théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau. Pour des champs appliqués dans le plan basal (ab) le long des directions de symétrie, le diagramme de phase doit contenir au moins deux phases différentes de réseau de vortex[3]. Une anisotropie dans le plan basal du champ critique supérieur a été observée par mesures de susceptibilité χ_{ac} , χ_{ac} [150]. Une particularité dans la susceptibilité χ_{ac} a été attribuée à une deuxième transition de phase près de H_{c2} . Cette transition n'est pas détectée pour des températures plus hautes que 800 mK. Cela vient en contradiction avec la théorie qui prévoit que la seconde transition et l'anisotropie du H_{c2} doivent persister jusqu'au T_c ($H=0$).

Pour des champs appliqués le long de l'axe c , le réseau de vortex a été calculé pour des champs près de H_{c2} . La conclusion importante est que le réseau de vortex est carré pour certaines valeurs de l'anisotropie et, en fonction de l'anisotropie, le réseau de vortex a la même symétrie que le réseau cristallin ou est tourné de 45° [2]. L'analyse près de H_{c1} a montré qu'un réseau hexagonal apparaît à H_{c1} et en augmentant le champ magnétique, le réseau se tordra jusqu'à la formation d'un réseau carré[92]. Un réseau carré est observé par mesures de neutrons à des petits angles (SANS) pour des champs magnétiques supérieurs à 50 gauss(G)[181]. Cependant, à bas champ, aucun réseau de vortex n'a été observé par STM, dû à la reconstruction de la surface[47].

4.4 Description des échantillons

Pendant cette thèse, deux monocristaux clivés de Sr_2RuO_4 provenant du même barreau, ont été mesurés (axe \vec{c} perpendiculaire à la surface). Les cristaux de Sr_2RuO_4 ont été préparés par une méthode de zone fondue dans un four à image au CRTBT Grenoble dans le groupe de P. Lejay (par F. Servant[190]).

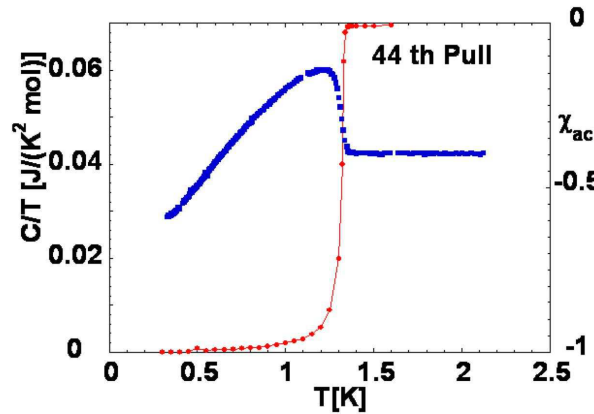


FIG. 4.5 – Détermination de la température critique par mesures de chaleur spécifique et susceptibilité magnétique d'un cristal du même tirage que les échantillons A et B.

Le premier échantillon mesuré a été l'échantillon A. Une image de la partie clivée de l'échantillon est montré dans la Fig. 4.4(a). Il a une forme presque rectangulaire avec les dimensions : 3,7 mm×2,5 mm×0,5 mm. Le facteur de désaimantation estimé est de 0,9. Le cristal a été orienté par diffraction de rayons X. L'axe \vec{a} fait un angle de 10° avec le bord gauche, comme montré dans la figure. Le deuxième échantillon B (panel b) a une taille de 3,96 mm×2,78 mm×0,6 mm et provient du même barreau. Il a une forme triangulaire avec l'axe \vec{a} parallèle au bord de l'échantillon. Il a un facteur de désaimantation estimé de 0,7. La température de transition supraconductrice a été déterminée par mesures de chaleur spécifique et susceptibilité magnétique (Fig. 4.5).

La température critique est 1,31K avec une largeur de transition inférieure à 0,1K. Même si la meilleure température critique obtenue pour Sr_2RuO_4 est de 1,5K (Maeno-Japon), les échantillons obtenus au CRTBT ne présentent pas d'inclusions de Ru à la surface comme les échantillons préparés par le groupe de Y. Maeno, et donc de bonnes mesures de l'état de vortex ont été obtenues. Récemment, on a reçu du groupe de Y.Maeno des échantillons avec un T_c de 1,4 K qui présentent des inclusions de Ru dans la surface. Apparemment un compromis existe entre un grand T_c et une surface propre de l'échantillon.

4.4.1 Mesures macroscopiques

Les mesures macroscopiques (aimantation DC et susceptibilité AC) sont utilisées pour caractériser les propriétés des supraconducteurs. Ces techniques sont très utiles pour étudier le diamagnétisme en dessous de T_c et aussi pour vérifier la qualité des échantillons (transition supraconductrice raide). Dans notre cas, les mesures peuvent aider à l'étude du diagramme de phase magnétique et sont complémentaires aux mesures de μSQUID .

Toutes les mesures macroscopiques ont été effectuées dans un magnétomètre à SQUID développé par C. Paulsen au CRTBT. Les bobines utilisées peuvent produire un champ magnétique DC parallèle et perpendiculaire à l'échantillon d'environ 2000 G. Un champ

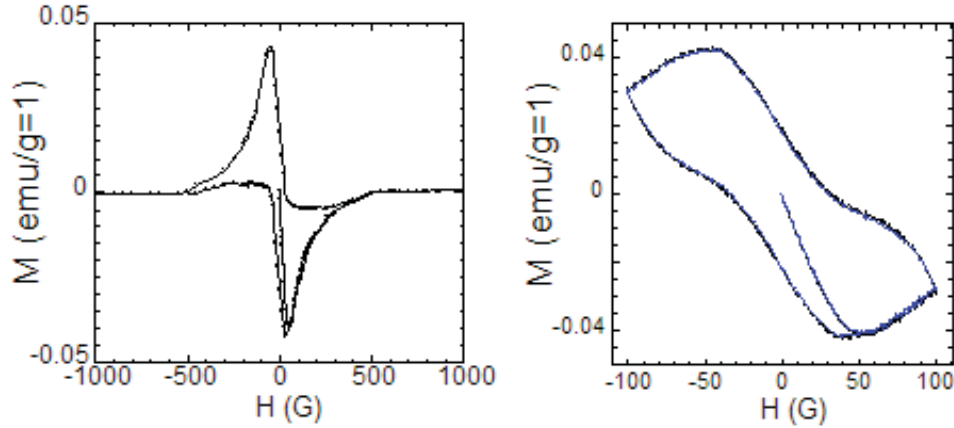


FIG. 4.6 – Cycles d’hystérésis quand le champ magnétique est appliqué le long de l’axe c de l’échantillon B. Le petit cycle s’étend sur des valeurs de champ mesurées par le μ SQUID. Les valeurs de l’aimantation ne sont pas corrigées par le facteur de désaimantation. La température de mesure est de 260 mK.

alternatif peut être superposé avec une amplitude <5 G avec une fréquence <3 kHz.

Les mesures DC déterminent la valeur d’équilibre de l’aimantation dans l’échantillon. Le matériau est aimanté par un champ constant et son moment magnétique est mesuré par induction. L’échantillon doit être déplacé à travers les bobines de détection pour être mesuré. Dans les mesures AC, un petit champ AC est superposé au champ DC, un moment dépendant du temps étant ainsi produit[79]. Les mesures sont possibles dans ce cas sans déplacer l’échantillon. Pour des fréquences ω_{AC} petites, le moment induit est donné par $dM/dH \cdot H_{AC} \cos \omega_{AC} t$, où la susceptibilité $\chi = dM/dH$. On mesure l’amplitude et le décalage en phase entre le signal mesuré et le signal appliqué. La susceptibilité a une partie réelle (en phase) et une partie imaginaire (déphasée) : $\chi = \chi' + i\chi''$. χ' est proportionnel à l’énergie magnétique moyenne emmagasinée dans l’échantillon, tandis que χ'' est proportionnel à l’énergie transformée en chaleur pendant un cycle du champ AC (dissipation).

Des mesures isothermes et non isothermes ont été effectuées. Pour les mesures isothermes, l’échantillon est refroidi sans champ appliqué (ZFC) à partir d’une température au dessus de T_c , et ensuite stabilisé à une température désirée. Ainsi, l’état de début est presque sans aimantation et la mesure consiste en un balayage en champ $M(H)$ à une température fixée. Dans les mesures non isothermes, on mesure $M(T)$ et $\chi(T)$ en fonction de la température pour un champ magnétique fixé.

La figure 4.6 montre deux cycles d’aimantation pour un champ appliqué le long de l’axe c de l’échantillon B. Toutes les mesures macroscopiques suivantes sont réalisées avec cet échantillon. Le cycle complet d’hystérésis est présenté à gauche, tandis qu’à droite est

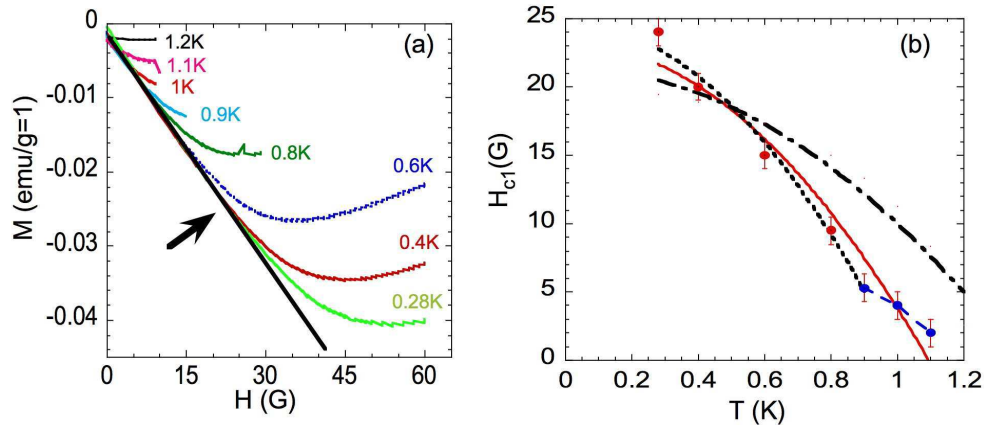


FIG. 4.7 – (a) Courbes d’aimantation en fonction de la température avec détermination du champ de première pénétration H_{c1} ; (b) La variation avec la température de H_{c1} , déterminé à partir des courbes d’aimantation, et comparaison avec la théorie. La ligne continue est l’ajustement de la formule 4.1 avec $H_{c1}(0)=23$ G et $T_c=1,1$ K. Les courbes en pointillés sont les ajustements des points expérimentaux séparés en deux parties comme expliqué dans le texte. La ligne interrompue (en tirets) représente l’ajustement de type BCS. Le facteur de désaimantation n’est pas pris en compte.

présenté un cycle d’aimantation jusqu’à un champ de 100 G. Dans le cycle complet, on observe sur la branche descendante un minima large autour de 200 G. **Les cycles d’aimantation informent sur le type de piégeage présent dans le volume du cristal.** Comme des parois de domaines et un possible comportement 2D sont attendus dans Sr_2RuO_4 , les interprétations des résultats restent assez difficile. Plusieurs cycles d’aimantation ont été effectués avec un deuxième champ appliqué le long des couches. Pour un champ de 50 G parallèle au plan ab , les deux cycles d’aimantation (avec et sans H_{ab}) sont presque identiques, le champ parallèle n’influence pas beaucoup l’aimantation dans le volume de l’échantillon.

À partir des cycles d’aimantation, le premier champ critique peut être déterminé. Dans le cas idéal, H_{c1} est directement déterminé comme le minimum de la branche ascendante. À cause du piégeage, le minimum est élargi et se trouve à une valeur plus grande que H_{c1} . Néanmoins, une analyse quantitative de H_{c1} est toujours possible, en mesurant le champ de la première pénétration. Dans ce cas (indiqué dans la Fig. 4.7), on détermine le champ où la déviation ΔM par rapport à la pente originale de la courbe $M(H)$ a lieu (déviation de 5%). Une méthode différente, basée sur le modèle de Bean, peut être utilisée[15], en tenant compte du facteur de désaimantation de l’échantillon et du fait que le champ commence à pénétrer par les bords à de faibles champs. Cette méthode donne à peu près les mêmes résultats pour notre échantillon (Fig. 4.7). La valeur du $H_{c1}(0)$ est autour de 25 G (direction parallèle à \vec{c}).

La variation en température de H_{c1} est montrée dans le panel b. Les points expérimentaux ont une barre d’erreur de 1 G. La ligne continue représente un ajustement théorique avec

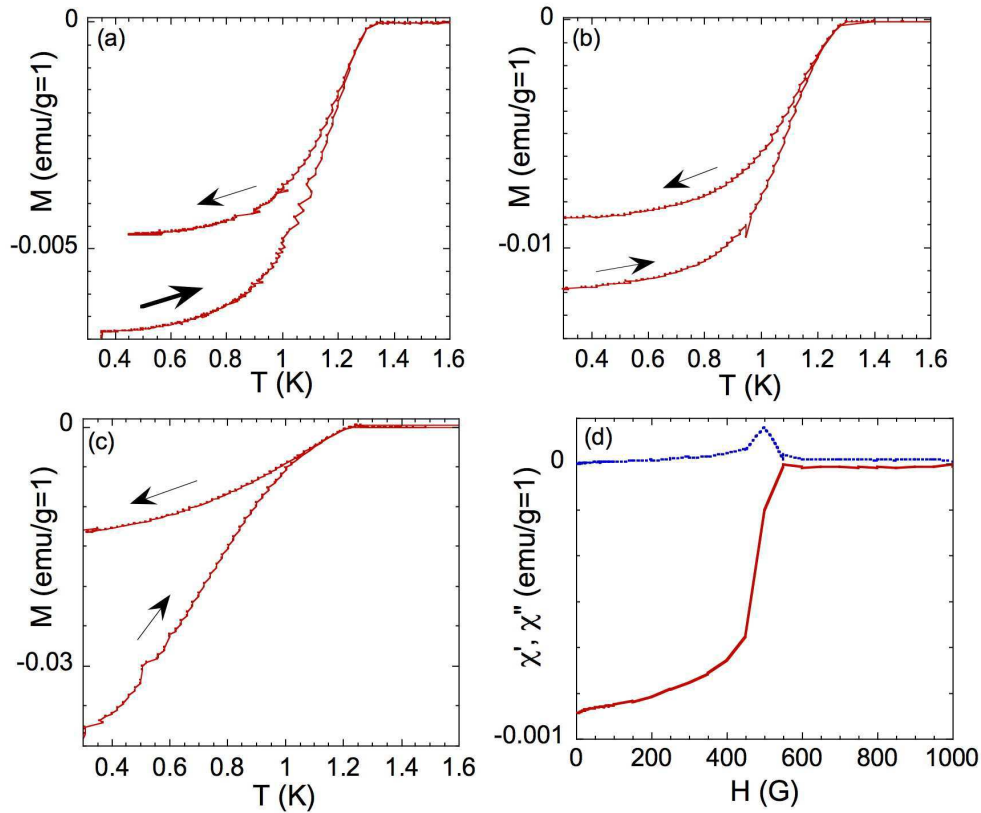


FIG. 4.8 – Mesures non isothermes de l'aimantation pour différents champs appliqués à froid (a) 5 G, (b) 10 G et (c) 50 G. L'expulsion du flux la plus importante a lieu à 50 G. (d) Mesures des susceptibilités alternatives χ' et χ'' en fonction du champ appliqué. La température de mesure est de 0,28 K. Le facteur de désaimantation n'est pas pris en compte.

une simple loi parabolique de type $H_c(T)$. Dans le modèle à deux fluides, le champ critique thermodynamique H_c décroît en température en suivant une loi de type :

$$H_c = H_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad (4.1)$$

Les paramètres sont $H_{c1}(0)$ et T_c . Pour la courbe continue, les valeurs sont $H_{c1}(0)=23$ G et $T_c=1,1$ K. On observe que les points expérimentaux ne peuvent pas être ajustés avec une loi parabolique générale, mais ce type de loi parabolique peut être en bon accord avec les points expérimentaux si on les sépare en deux parties. Les points jusqu'à 0,9 K sont ajustés avec les paramètres $H_{c1}(0)=25$ G et $T_c=1$ K (courbe en pointillés), tandis que, près de T_c , les points sont ajustés avec $H_{c1}(0)=12$ G et $T_c=1,2$ K comme paramètres libres. Les 2 ajustements se coupent à une température de 0,9 K. Un comportement similaire a été observé dans le supraconducteur UPt_3 où une caractéristique a été observée dans la dépendance en température de H_{c1} [5], reflétant la double transition d' UPt_3 qui n'est observée dans Sr_2RuO_4 qu'à haut champ et basse température[150]. Dans la théorie BCS,

H_c est calculé numériquement ($H_c \sim \sqrt{1 - 2t^2}$) et ensuite H_{c1} est déduit[65]. Utilisant une loi de ce type (la ligne interrompue), on observe que les valeurs mesurées ne peuvent pas être ajustées ainsi ($H_{c1}(0)=22$ G, $T_c=1.4$ K).

Différents balayages en température de l'aimantation sont montrés dans la Fig. 4.8(a, b, c). L'échantillon est d'abord ZFC et à froid (0,28 K) un champ de 5, 10 ou 50 G est appliqué. L'aimantation est mesurée en augmentant la température au-dessus de T_c (en suivant les flèches) et l'échantillon est ensuite refroidi avec le champ maintenu. Une large expulsion du flux est observée quand on applique 50 G, cette amplitude du champ étant supérieure à H_{c1} . On observe aussi une augmentation substantielle de la largeur des courbes de susceptibilité avec le champ appliqué. Dans l'image (d), la susceptibilité complexe est montrée en fonction du champ appliqué. La partie réelle et imaginaire sont directement liées : la pente maximale du χ' coïncide avec le pic du χ'' . Le second champ critique H_{c2} est déterminé à partir de ces mesures, mais l'amplitude de 500 G est plus basse que celle déterminée par le groupe de Maeno de 750 G (Tab. 4.1).

4.4.2 Mesures de relaxation

Des mesures de relaxation ont été effectuées pour étudier la dynamique des vortex dans Sr_2RuO_4 . Les mesures réalisées dans le groupe de Mota[54, 55] ont indiqué qu'un comportement inhabituel de la relaxation a lieu (le matériau relaxe après un temps assez long), attribué à la possible apparition des domaines dans le matériau. Mais le possible comportement 2D, comme dans les HT_c , peut conduire à des relaxations assez importantes. Donc, dans Sr_2RuO_4 , deux types de mécanismes interagissent (non conventionnel et anisotrope), un comportement inhabituel étant attendu.

En général, dans les supraconducteurs à HT_c , de larges relaxations magnétiques par rapport aux supraconducteurs classiques ont été observées[232]. Un modèle de 'flux creep' (sauts de vortex) géant a été proposé pour expliquer ces propriétés magnétiques inhabituelles. Le mouvement du flux dans les HT_c est activé thermiquement avec des énergies assez basses comparées à celles des supraconducteurs conventionnels. Dans le modèle d'Anderson et Kim[6], la relaxation de l'aimantation se comporte de façon logarithmique. Les sauts de vortex dans le même sens ou opposé à la force de Lorentz $\vec{J} \times \vec{B}$ génèrent un champ électrique moyen $E(J) \sim \exp(-U(J)/kT)$ avec un énergie d'activation dépendante du courant de la forme $U(J) = U_0(1 - J/J_c)$. La densité de courant qui coule dans le supraconducteur décroît avec le temps, dû à la puissance dissipé. Cette dépendance temporelle est donnée par : $J(t) \approx J_c[1 - (kT/U_0)\ln(t/t_0)]$, où t_0 est un temps de relaxation microscopique. Pour les supraconducteurs HT_c comme YBCO[230] et BSCCO[185], mais aussi dans le supraconducteur classique de type II avec $\kappa \gg 1$ $PbMo_6S_8$ [206], les mesures montrent que M est une fonction non linéaire de $\ln(t)$ à certains champs et températures. La pénétration totale du champ magnétique dans l'échantillon est importante pour l'observation de la décroissance non logarithmique de l'aimantation.

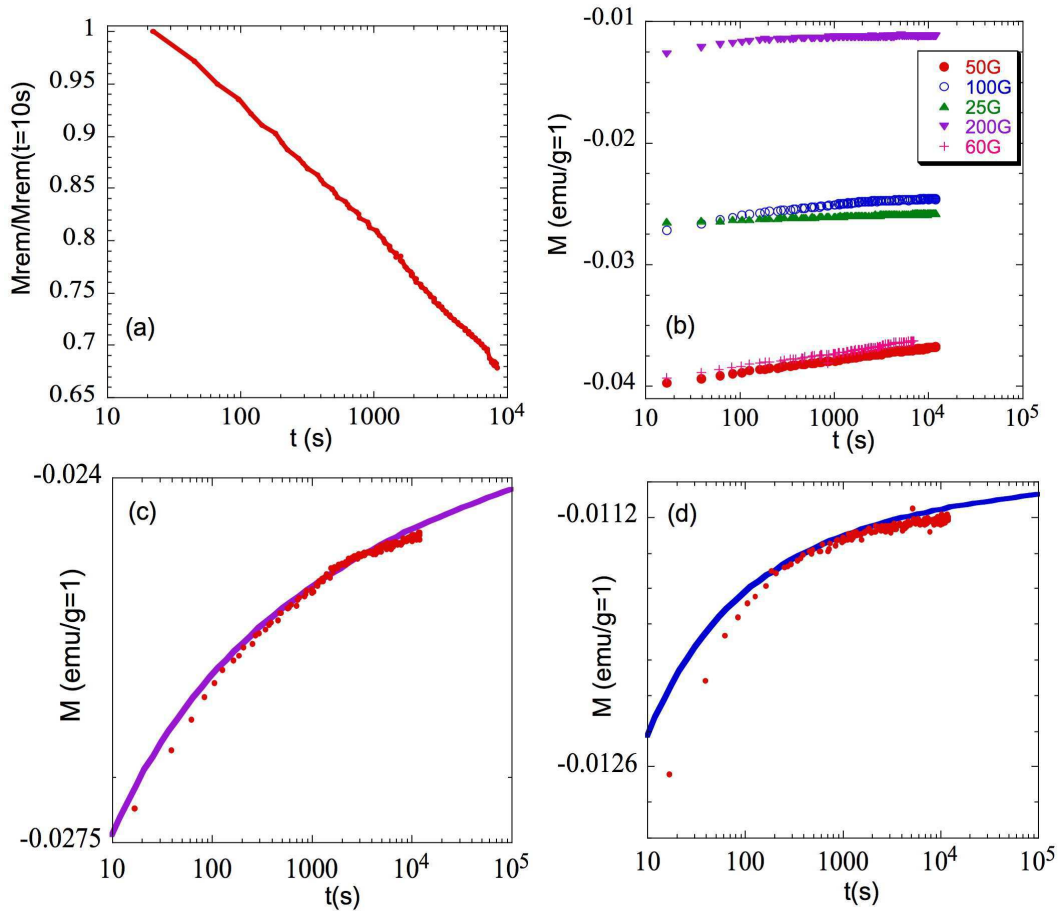


FIG. 4.9 – (a) Relaxation de l'aimantation après qu'un champ de 200G ait été appliqué pendant quelques secondes à une température de 0,5 K. (b) Pénétration des différents champs appliqués après refroidissement sous zéro champ. La température est maintenue à 0,26 K. Deux ajustements des valeurs expérimentales à 100 G et à 200 G avec une courbe de type $M = -M_0 - A[\ln(t/t_0)]^{-1/\mu}$ sont présentés dans (c) et (d).

Pour expliquer ce comportement, plusieurs modèles ont été proposés. Une loi de puissance a été trouvée, considérant une distorsion logarithmique du potentiel de piégeage[234]. Les théories du piégeage collectif faible[63] et la théorie du verre de vortex[68] prédisent une énergie d'activation qui diverge pour des courants importants. Dans le modèle de sauts (creep) collectifs, l'ordre à longue distance est détruit dans le réseau de vortex par des centres de piégeage aléatoires. L'ordre à courte distance continue à exister, résultant dans un piégeage collectif dans un petit volume V_c . Dans ce cas, l'aimantation suit une loi de type : $M = -M_0 - A[\ln(t/t_0)]^{-1/\mu}$. Le paramètre μ est directement lié à la taille du volume de piégeage et dépend seulement de la magnitude de la décroissance du courant. Une autre possibilité conduisant à une décroissance non logarithmique est la distribution des énergies de piégeage[84].

L'aimantation rémanente a été mesurée dans Sr_2RuO_4 , avec le champ magnétique appliqué le long de l'axe c . Les expériences ont été réalisées de la manière suivante : après refroidissement sous zéro champ (ZFC), un champ magnétique a été appliqué pour 30 secondes et enlevé. Dans la Fig. 4.9(a), une courbe d'aimantation rémanente est présentée pour un champ appliqué de 200 G. On observe une large relaxation de l'aimantation de 30% dans ce régime de température et de champ. **Cette valeur est comparable avec la relaxation des supraconducteurs HT_c et du PbMo_6S_8** , mais en contradiction avec les mesures de Dumont *et al.*[54, 55].

L'image (b) montre la décroissance en temps de l'aimantation pour différents champs appliqués. Dans ce cas, le champ est appliqué après ZFC et maintenu sur la durée de la mesure. Cette dépendance pour les 5 différents champs appliqués peut être expliquée à partir du modèle de l'état critique (Bean)[15]. Dans ce modèle ($H > H_{c1}$), la densité de la force motrice qui apparaît, due au gradient de flux dans l'échantillon, est équilibrée par la force de piégeage. L'aimantation est obtenue à partir de la relation $\mu_0 M = B - \mu_0 H$. Pour des faibles champs, l'échantillon se trouve dans un état de pénétration partielle de flux, c.a.d. que le profil de la densité de flux n'atteint pas le centre de l'échantillon. Quand le champ augmente, plus de flux entre dans l'échantillon et le front du flux approche du centre de l'échantillon. À un certain champ H^* , l'échantillon va être dans un état de pénétration totale de flux. La décroissance de la valeur absolue de l'aimantation dans le cas de hauts champs (100G, 200G) peut être expliquée par une densité de courant critique dépendant du champ.

On observe que, dans le régime des bas champs, la décroissance de l'aimantation est logarithmique (courbe 25 G). Le taux de relaxation $\partial M / \partial \ln t$ augmente avec le champ appliqué et, vers 200 G, arrive à une valeur maximale, qui correspond à l'état critique : au dessus de ce champ, l'aimantation ne dépend plus du champ. La décroissance de l'aimantation n'est plus logarithmique. Ce comportement ne peut pas être expliqué dans le modèle conventionnel de flux creep. En appliquant le modèle de piégeage collectif utilisé pour les HT_c , on obtient pour la décroissance de l'aimantation, à 100G appliqués, les paramètres $\mu = 0,74$ et $t_0 = 8,5 \times 10^{-2} \text{s}$ (panel c). Après 200 G appliqués, les paramètres déterminés sur le fit de la courbe sont $\mu = 2,31$ et $t_0 = 2,3 \times 10^{-2} \text{s}$ (panel d). Néanmoins, ces fits ne sont pas exacts et les meilleurs fits qu'on obtient sont pour un $t_0 = 1 \text{s}$. Ce type de loi de décroissance ne donne pas les mêmes résultats dans notre cas que pour les supraconducteurs à HT_c .

Quand des champs suffisamment grands sont appliqués et l'échantillon est dans l'état critique, l'aimantation rémanente est indépendante du champ. Ainsi, l'aimantation rémanente de l'échantillon est directement proportionnelle au courant critique, avec un facteur de proportionnalité qui dépend seulement de la géométrie de l'échantillon. Pour un échantillon de forme plate infini d'épaisseur d , cette relation est : $M_{rem} = d j_c / 4$. La valeur de la densité de courant critique est difficile à estimer, dû à la forme irrégulière de l'échantillon, et donne pour l'échantillon B, $j_c \sim 2.5 \cdot 10^3 \text{A/cm}^2$ (pour les HT_c , $j_c \sim 2.5 \cdot 10^6 \text{A/cm}^2$). Une valeur encore plus basse du j_c est trouvée par mesures de transport ($\sim 1 \text{A/cm}^2$)[99]. La présence de parois de domaine n'influence pas, en général, l'amplitude du courant critique j_c [197] qui

est reliée plutôt au piégeage par des défauts ordinaires.

Le modèle de piégeage collectif et le modèle de verre de vortex utilisés pour les HT_c ne peuvent pas être appliqués pour Sr₂RuO₄, le taux de relaxation ne décroît pas comme $t^{-\beta}$. Clairement, le comportement de l'aimantation en ZFC est différent de celui des supraconducteurs conventionnels. Malgré la similarité de comportement avec les HT_c, on ne peut pas conclure que le type de piégeage est identique.

4.5 Visualisation des vortex par microscopie à μ SQUID

Les vortex se positionnent dans un arrangement régulier en raison de leur interaction répulsive. La structure d'équilibre du réseau de vortex (RV) peut être obtenue en minimisant l'énergie libre du système, la configuration la plus favorable calculée pour un supraconducteur isotrope de type s étant la configuration hexagonale[129]. En général la symétrie du RV par rapport aux axes cristallographiques est déterminée par les propriétés électroniques (surface de Fermi et symétrie du gap). Si le matériau est anisotrope les supercourants peuvent briser la symétrie cylindrique isotrope et influencer la symétrie du RV[109]. Comme la différence en énergie entre les configurations hexagonale et carré est très petite (autour 2% pour les systèmes isotropes), la présence d'une faible anisotropie est parfois suffisante pour rendre le RV carré plus favorable. Des RV carrés ont été observés dans de nombreux supraconducteurs et peuvent avoir différentes origines. Dans les matériaux avec un petit κ , l'électrodynamique non-locale peut jouer un rôle important à cause des interactions plus fortes entre les coeurs des vortex voisins. Ceci peut être une des raisons pour la formation d'un réseau carré, cependant à bas champs (séparation grande entre vortex) ou près de T_c (corrections non locales réduites), le RV tend à être hexagonal. Les corrections non locales liées à l'anisotropie de la surface de Fermi (anisotropie de la vitesse de Fermi) expliquent la transition hexagonale-carrée observée dans les borocarbures [231, 58]. Un réseau carré peut aussi apparaître dans une théorie GL étendue pour un paramètre d'ordre avec plus d'une composante [2]. Un gap anisotrope peut aussi donner naissance à un RV carré [194, 106]. L'orientation du RV est aussi affectée, car un réseau carré avec les premiers voisins orientés le long des directions des noeuds du gap est énergétiquement plus favorable [57].

La première mesure du réseau de vortex dans Sr₂RuO₄ a été obtenue par diffraction de neutrons aux petits angles (SANS)[181]. En raison de leur neutralité, les neutrons (faible section efficace) peuvent pénétrer facilement la matière (ils constituent donc une sonde volumique). Par leur moment magnétique ils sont sensibles aux distributions de champ magnétique. La symétrie du réseau de vortex est déterminée à partir du spectre de diffraction (technique indirecte dans l'espace réciproque). **Dans Sr₂RuO₄, un réseau de vortex de symétrie carrée a été observé par mesures aux petits angles (SANS) pour des champs magnétiques entre 50 et 300 Gauss appliqués le long de l'axe c.** Aucune transition hexagonale-carrée n'a été observée, mais elle pourrait quand même avoir lieu aux

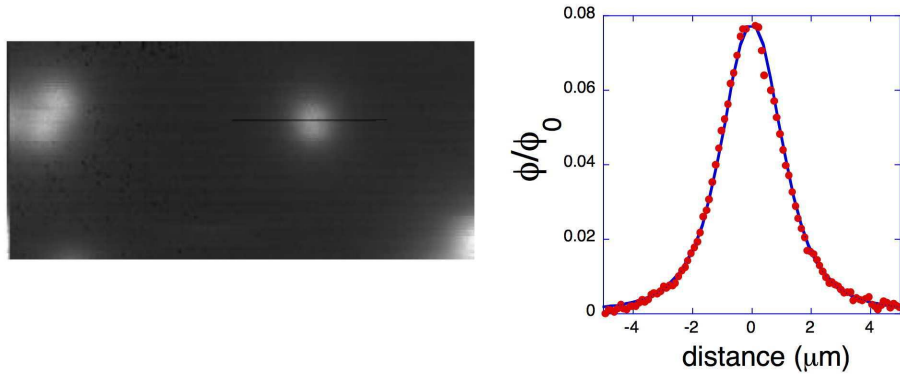


FIG. 4.10 – Image des vortex sans champ appliqué (à gauche) et profil magnétique d'un vortex avec le fit théorique (à droite). La température est de 0,35 K et les dimensions d'image sont $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$.

plus bas champs, non accessibles dans les mesures de SANS.

Un outil pour l'imagerie de vortex est le STM, qui est en effet sensible au changement de densité d'états électroniques, qui a lieu au cœur du vortex : sa présence ne sera donc détectée que si le paramètre d'ordre supraconducteur s'étend jusqu'en surface. Comme les premières couches à la surface de Sr_2RuO_4 sont probablement des couches 'mortes' et due à la reconstruction de la surface[155, 47], aucune image des vortex n'a été obtenue par STM.

4.5.1 Vortex individuels dans Sr_2RuO_4

Parmi les techniques qui donnent une image directe des vortex dans l'espace réel (la décoration Bitter[59], la microscopie à force magnétique[103], la microscopie de balayage à sonde de Hall[188] et la microscopie Lorentz[214]), la microscopie à SQUID a la meilleure résolution magnétique. La microscopie à SQUID a la possibilité d'explorer les très bas champs, ainsi on peut étudier le piégeage des vortex et la structure des domaines. En contre partie, elle souffre de certaines limitations en fort champ, dûs à la résolution spatiale ($\sim 1 \mu\text{m}$) et au champ critique du SQUID ($\sim 100 \text{ G}$).

Les premières mesures de Sr_2RuO_4 avec le μSQUID ont été effectuées sans champ magnétique appliqué (ZFC) dans l'échantillon A. Un champ résiduel estimé à 0,15 G existe à la surface de l'échantillon, donc on observe toujours des vortex même sans champ appliqué. Dans la figure 4.10, une image type des vortex est présentée. Un vortex individuel est visible au centre de l'image avec deux vortex près un de l'autre dans la partie gauche. L'image est prise à une température de 0,35 K en zéro champ appliqué et a les dimensions $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$. Un profil de ligne magnétique du vortex de centre est montré à droite. Les points expérimentaux peuvent être ajustés avec la distribution du champ magnétique d'un vortex au-dessus d'une surface d'un supraconducteur anisotrope[126]. La solution du champ magnétique d'un vortex isolé est obtenue en combinant les équations de London à l'intérieur du supraconducteur avec les équations Maxwell dans le vide à l'extérieur de l'échantillon.

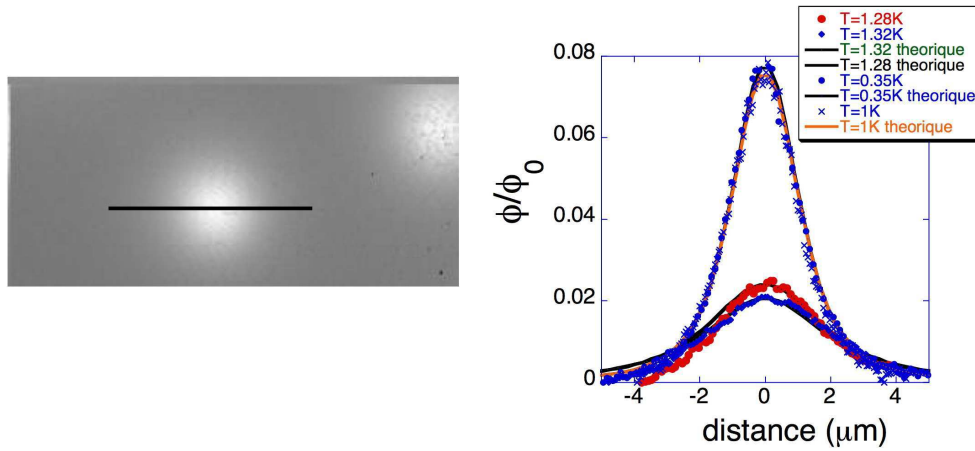


FIG. 4.11 – Image d’un vortex sans champ appliqué (à gauche). La température est de 1 K et les dimensions de l’image sont $15,5 \mu\text{m} \times 7,5 \mu\text{m}$. À droite, une dépendance en température du plot d’un vortex est montrée. La courbe jaune correspond au plot de l’image de gauche.

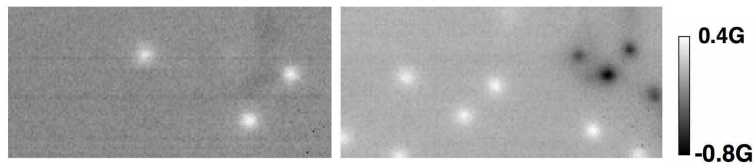


FIG. 4.12 – Structures d’un vortex et d’un antivortex piégés dans l’échantillon par une procédure d’oscillation du champ magnétique (droite). À gauche, une image des vortex est présentée pour comparaison. La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$.

La solution est :

$$h_z(\vec{r}, z) = \frac{\phi_0}{(2\pi\lambda_{ab})^2} \int d^2\vec{k} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \frac{e^{k(d/2-z)}}{\alpha[\alpha + k\coth(\alpha d/2)]} \quad (4.2)$$

où d est l’épaisseur du film et $\alpha = \sqrt{k^2 + \lambda_{ab}^{-2}}$. Le flux à travers la boucle du SQUID est obtenu en intégrant numériquement l’équation 4.2 en tenant compte de la géométrie connue du SQUID. Le SQUID est maintenu au-dessus de la surface ab de l’échantillon en réglant l’amplitude et la phase du diapason. La hauteur du SQUID est maintenue autour de $1 \mu\text{m}$ au-dessus de l’échantillon (voir Chapitre 1.7). En général, on approche le SQUID à la surface de l’échantillon jusqu’au contact, après on retire le SQUID de $1 \mu\text{m}$ et on règle pour le maintenir à une distance constante. Cependant, à cause des incertitudes à basse température on n’est pas absolument certain de cette distance. On évalue cette distance entre 1 et $2 \mu\text{m}$, qui sera un paramètre libre du fit. Un autre paramètre du fit est la longueur de pénétration λ_{ab} . Les paramètres déterminés par le fit de la Fig. 4.10 sont $\lambda_{ab} = 0,175 \pm 0,05 \mu\text{m}$ et une hauteur de $z = 1,15 \mu\text{m}$. La valeur trouvée pour λ est en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature.

Pour être sûr de nos fits, on change la température et l’endroit de mesure sur l’échantillon.

Dans la Fig. 4.11, une image d'un vortex individuel est prise à une température de 1 K. Les dimensions de l'image sont $15,5 \mu\text{m} \times 7,5 \mu\text{m}$. Le fit du vortex est fait avec $\lambda_{ab}=0,2 \mu\text{m}$ et $z=1,15 \mu\text{m}$ comme paramètres (courbe jaune). Les valeurs du flux mesuré par le SQUID sont presque identiques pour les 2 fits. La valeur de la longueur de pénétration de $0,2 \mu\text{m}$ est déterminée en considérant une loi BCS de type $(1-t^4)^{-1/2}$ pour la variation en température avec un $\lambda_0=0,175 \mu\text{m}$. À droite, 4 profils de vortex sont présentés pour différentes températures : 0,35 K (le même que en Fig. 4.10), 1 K, 1,28 K et 1,32 K. En supposant la hauteur SQUID-échantillon fixe, on obtient $\lambda=1,2 \mu\text{m}$ à 1,28 K et $1,4 \mu\text{m}$ à 1,32 K. Les vortex disparaissent pour une température de 1,4 K en accord avec la température critique déterminée par mesures thermodynamiques. Donc, **on observe bien des vortex individuels dans Sr_2RuO_4 à zéro champ appliqué.**

La Fig. 4.12 a été obtenue avec la procédure suivante : l'échantillon B est refroidi d'abord sous un champ moyen de 4 G, à une température de 0,4 K. On réchauffe l'échantillon à 1,4 K (voisinage du T_c) et on applique maintenant un champ de -5 G et ensuite on le refroidit jusqu'à une température de 0,4 K. On observe alors que des vortex individuels sont visibles (Fig. 4.12 image de droite) en blanc et aussi des antivortex (vortex avec \vec{B} en direction opposée), en noir, qui restent piégés. Pour comparaison, en refroidissant sous zéro champ (ZFC) des vortex sont observés (image de gauche). La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$. Donc on a réussi, en inversant le champ, à piéger des vortex et des antivortex dans l'échantillon. Ce résultat est dû à l'inversion du champ près de T_c , des vortex restent piégés tandis que des antivortex pénètrent dans l'échantillon.

Nous avons travaillé à bas champ, les plus forts champs appliqués étant de 70G. **Aucun réseau de vortex régulier à longue distance n'a été observé jusqu'à 70 G.**

Pour améliorer l'ordre spatial des vortex et pour obtenir un réseau près de l'état d'équilibre, nous avons appliqué une légère oscillation du champ. Cette technique a déjà été utilisée avec succès dans les mesures par SANS et est similaire aux secousses (shaking) du réseau de vortex appliquée dans d'autres expériences[220, 228].

Cette technique consiste à refroidir l'échantillon sous un champ oscillant autour d'un champ moyen, avec une amplitude de champ définie. En général, cette oscillation du champ est faite à une température fixe, et après la température est diminuée. L'oscillation agite le RV et provoque l'ordre, en permettant aux vortex de s'échapper des sites de piégeage aléatoires. L'énergie donnée par le champ oscillatoire est utilisée par les vortex pour surmonter les barrières de piégeage et pour établir une configuration près de l'équilibre. Cette procédure peut constituer aussi une méthode pour étudier la force de piégeage dans un matériau.

Avec cette technique de secousses du réseau de vortex on n'a pas réussi à obtenir un réseau régulier.

4.5.2 Coalescence de vortex

En appliquant un champ magnétique, des vortex pénètrent dans l'échantillon. Le champ magnétique le plus grand est au coeur du vortex, qui a un rayon ξ . Chaque vortex contient un quantum de flux ϕ_0 . C'est plus favorable énergétiquement pour deux ou plus de quanta de former des vortex séparés que de coexister dans un vortex multi-quanta. La possibilité des vortex d'avoir deux ou plus de quanta a été démontrée par A. I. Buzdin[28] dans le cas de défauts colonnaires.

Quand le champ appliqué augmente ($H > H_{c1}$), la distance entre les vortex premiers voisins devient plus petite que la longueur de pénétration et les vortex commencent à se superposer. Le champ magnétique en un point est une superposition des champs de tous les vortex qui se recouvrent (Fig. 4.13). À de grandes densités de vortex, le champ interne est grand et la variation de flux magnétique entre les coeurs de vortex devient petite. Néanmoins, chaque vortex contient toujours en moyenne un quantum de flux.

Il n'y a pas de limite sur la longueur d'un vortex. Le long de l'axe, qui est aussi la direction du champ appliqué, les lignes de champ magnétique sont continues. Ainsi, le flux ne commence pas et ne se finit pas à l'intérieur du supraconducteur, mais entre et sort par la surface du supraconducteur, qui est aussi l'endroit où les vortex commencent et finissent.

Comme le champ magnétique dans l'échantillon est confiné au vortex, le flux total est donné par ϕ_0 multiplié par le nombre de vortex : $N_A \phi_0$, où N_A est le nombre de vortex par unité de surface. Pour des champs beaucoup plus grands que H_{c1} , le champ interne est presque égal au champ appliqué, et donc la densité de vortex devient proportionnelle au champ appliqué. Des calculs ont montré qu'à un champ appliqué $\sim 2B_{c1}$, le champ interne atteint la valeur B_{c1} (50 G pour Sr_2RuO_4), la séparation entre vortex étant approximativement deux fois la longueur de pénétration[118]. La distance entre vortex est donnée par $d \sim \sqrt{\phi_0/B}$. Ainsi, des champs relativement faibles peuvent produire une concentration de vortex assez grande.

Les échantillons utilisés ont tous une forme de plaquette donc les effets démagnétisants sont importants. Quand le champ appliqué devient assez grand pour produire des champs de surface égaux à B_{c1} , les vortex apparaissent, et l'état mixte se forme pour un champ appliqué plus petit B'_{c1} que si le facteur de désaimantation était $N=0$. La nouvelle valeur de champ critique est $B'_{c1}=(1-N)B_{c1}$.

L'aimantation des supraconducteurs dépend de la manière dont le champ magnétique a été appliqué. Il y a deux cas différents de préparations des échantillons. Après avoir refroidi sous zéro champ (ZFC), et en appliquant un champ à froid le matériau exclut le flux qui voudrait pénétrer (écranage diamagnétique). En refroidissement sous champ (FC) le flux est expulsé du volume de supraconducteur (effet Meissner) mais une fraction peut rester piégée sur les défauts : dans les supraconducteurs de type II, l'effet Meissner est, de ce fait, toujours incomplet. L'écranage diamagnétique est beaucoup plus fort que l'effet Meissner. La différence est due au flux restant piégé dans le matériau.

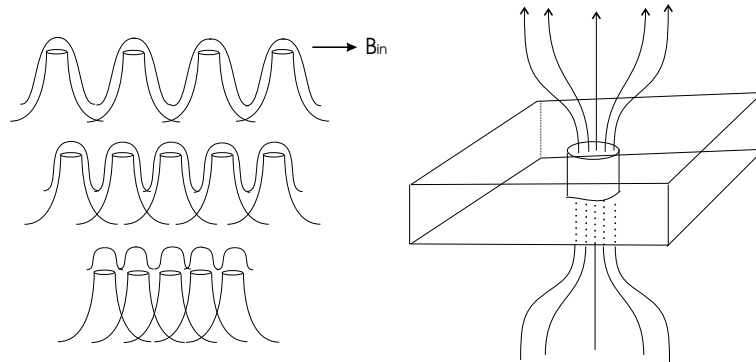


FIG. 4.13 – Schéma du champ magnétique interne dans un supraconducteur (gauche). Le champ magnétique augmente avec la concentration de vortex et leur superposition. À droite, le passage des lignes de flux magnétique externe à travers une plaquette supraconductrice dans un vortex.

Sauf exception, les vortex sont toujours piégés dans le matériau. Plusieurs modèles et théories ont été proposés pour expliquer le piégeage[46]. Une force de piégeage est une force à courte distance qui tient le coeur d'un vortex en place sur un défaut ponctuel[77], un défaut colonnaire[168], une lacune d'oxygène[62], une inclusion[191], un joint de grain[158], une région intergranulaire non supraconductrice[119]. Le piégeage en surface peut aussi intervenir. Le piégeage est un processus d'activation impliquant des barrières de piégeage[33].

Dans les supraconducteurs HT_c quadratiques comme les composés à base de Bi et Ta, le type de piégeage dominant est en général une interaction faible entre les vortex et les défauts aléatoires. Dans les supraconducteurs orthorhombiques, comme le composé à Y, les macles fournissent un plus fort piégeage.

Un piégeage assez fort peut apparaître due à la rugosité de la surface[104]. L'énergie d'un vortex isolé par unité de longueur est donnée par $\varepsilon_{v0} = (\frac{\phi_0}{4\pi\lambda_{ab}})^2 \ln\kappa(\theta)$. Pour Sr_2RuO_4 , $\lambda_{ab}=0,15 \mu m$ et $\kappa \sim 2$ on obtient $\varepsilon_{v0}=50 \text{ K}/\text{\AA}$ ou bien plus de 500 K par couche de RuO_2 . Ainsi, une rugosité de surface dans la direction verticale de seulement quelques couches atomiques, et dans la direction horizontale plus grande que la longueur de cohérence, peut générer un piégeage très fort pour le vortex à la surface. Ce piégeage peut être fort même sans piégeage dans le volume, et peut être dominant dans certains cas. Cependant, la rugosité de la surface reste difficile à estimer, en plus comme très probablement il y a des couches 'mortes' à la surface de l'échantillon cette estimation devient très compliquée. Des marches à la surface de l'échantillon peuvent piéger les vortex comme montré dans des couches minces de MoGe[177] par microscopie à SQUID. La surface de nos échantillon est formée par des terrasses avec des marches d'une hauteur plus faible que 7\AA (déterminé par AFM[72]).

L'étude de la réponse électrodynamique à des fréquences différentes (micro-ondes) donne une information sur les propriétés électroniques dans une couche de surface de l'ordre de la longueur de plasma ($\sim 200 \text{ nm}$ pour Sr_2RuO_4). La mesure de l'impédance de surface sur une gamme large de fréquences indique si le piégeage dominant est à la surface ou dans le

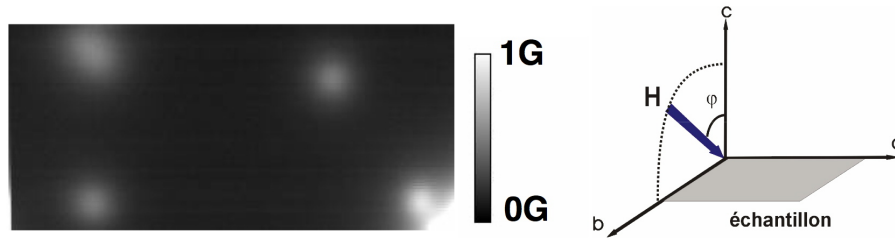


FIG. 4.14 – Image des vortex pour un champ appliqué de 0,1 G FC parallèle à l’axe c (à gauche). Les dimensions de l’image sont $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température est de 0,35 K. Trois vortex individuels sont clairement visibles et deux vortex sont si près l’un de l’autre qu’on ne peut pas les séparer (en haut à gauche). À droite, le schéma du champ appliqué qui peut être incliné avec un angle φ par rapport à l’axe c .

volume (pour une revue voir N. Lutke-Entrup *et al.*[143]). Le réseau étant considéré régulier en volume, doit s’adapter aux conditions limites imposées par la surface, ainsi les distortions les plus importantes des vortex ont lieu à la surface. En résulte un piégeage des vortex en surface dû au fait que, les vortex tendent à se terminer toujours perpendiculairement à la surface. Cette adaptation à la surface est un compromis entre la contrainte de surface et la répulsion inter-vortex.

Des mesures de l’impédance de surface ont été réalisées par C. E. Gough *et al.*[81, 93] dans Sr_2RuO_4 pour une gamme de fréquences entre 1 et 15 GHz. Ils trouvent que, la dépendance en température de la résistance de surface R_s et de la réactance de surface X_s ($Z_s=R_s+iX_s$), est différente par rapport aux supraconducteurs conventionnels et aux supraconducteurs HT_c . Des pertes résiduelles sont observées pour les hautes fréquences en principal, ces pertes étant reproductibles d’un échantillon à l’autre conduisant les auteurs à suggérer qu’ils peuvent avoir une origine intrinsèque. Le temps de relaxation mesuré est $\sim 10^{-11}\text{s}$, qui change peu avec l’entrée dans la phase supraconductrice. Après cette présentation des autres expériences on montre nos mesures par imagerie à SQUID.

Dans Sr_2RuO_4 , pour de très petits champs appliqués et en refroidissant à basse température (FC), les vortex sont piégés dans le matériau. En général, nos images ont été faites après des préparations FC. Après chaque image, on réchauffe l’échantillon au dessus de T_c (le SQUID restant froid), et on refroidit sous champ. Le piégeage en préparation par FC est observé pour des champs magnétiques appliqués même de 0,1 G. En Fig. 4.14 à gauche, trois vortex individuels sont visibles, avec l’un en bas à droite près d’un défaut. Le champ appliqué est de 0,1 G FC le long de l’axe c de l’échantillon A. En haut à gauche, deux vortex sont à une distance inférieure à la résolution spatiale : ils ne peuvent pas être distingués. Par microscopie à SQUID on ne peut pas distinguer 2 vortex quand ils sont plus proche que deux fois la longueur de pénétration λ_{ab} c.a.d. $0,4 \mu\text{m}$. Le μSQUID utilisé a une résolution spatiale limitée à environ $1 \mu\text{m}$. Nous constatons un rapprochement entre vortex aux bas champs magnétiques appliqués (0.1G). En réchauffant au dessus de T_c et en refaisant l’image à basse température, le vortex près du défaut (en bas à droite) y reste et les

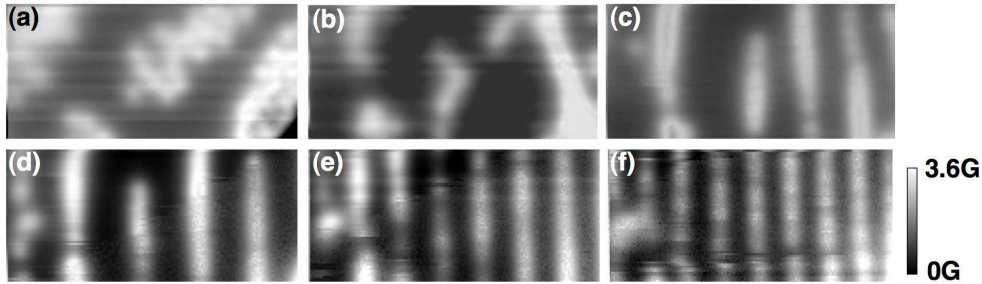


FIG. 4.15 – Comportement des domaines de flux, pour un champ magnétique appliqué constant de 2 G le long de l’axe c de l’échantillon A ($N=0,9$), et un champ parallèle au plan ab variant de (a)0 G, (b)5 G, (c)10 G, (d)20 G, (e)50 G, (f)70 G. Les dimensions des images sont $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température est de 0,35 K.

autres vortex apparaissent à quelques micromètres de leur position initiale. Nous concluons que le piégeage en dehors du défaut est faible.

Quand on augmente le champ appliqué à 2 G, des domaines de flux sont observés (Fig. 4.15(a)). Le champ moyen sur toute l’image, mesuré par le SQUID, est de 1,34 G proche du champ appliqué de 2 G. Tout le champ est donc condensé en domaines (en blanc sur l’image), laissant de grandes parties supraconductrices (en noir) sans vortex. Tenant compte de la condition de quantification, on doit avoir 45 vortex dans l’image. Déjà pour des champs appliqués de 0.5G on observe un début de coalescence des vortex, mais il y a toujours des vortex individuels. À 2 G, on voit plus les vortex individuels, mais seulement des domaines de flux formés probablement par des vortex qui s’attirent ou qui sont piégés.

Pour déterminer si les vortex sont piégés par des défauts qui les maintiennent ensemble, on applique, en plus du champ le long de l’axe c , un champ dans le plan ab . Le champ appliqué résultant fait donc un angle φ avec l’axe c (Fig. 4.14 à droite). Pour un faible champ H_{ab} appliqué de 5 G, on observe que les domaines commencent à s’étirer dans la direction du champ résultant (Fig. 4.15(b)). Pour un champ appliqué H_{ab} de 10 G, les vortex forment des chaînes (lignes) dans la direction du champ résultant. Ainsi **les domaines de flux observés, quand on applique seulement un champ parallèle à c , sont faiblement piégés par les barrières dans le matériau puisque les domaines sont étirés facilement.**

Sr_2RuO_4 est un supraconducteur dans la limite propre (libre parcours moyen $\sim 2\mu\text{m}$), qui se clive bien. Les marches à la surface peuvent piéger les vortex le long d’eux, mais normalement n’attirent pas des autres vortex, ainsi les vortex peuvent pénétrer dans les autres régions librement. Ici une coalescence des vortex en domaines est observée, avec des zones entières supraconductrices sans vortex. Les rayures en surface ou des autres défauts de ce type sont facilement repérées, les vortex restent piégés par ceux ci même en inclinant le champ. De plus l’énergie par couche de RuO_2 est 2 fois plus petite (500K) que pour les supraconducteurs HT_c qui normalement sont moins propres que Sr_2RuO_4 et ou des réseaux de vortex ont été observées[122] mais jamais une coalescence. Tout ceci avec l’ensemble des

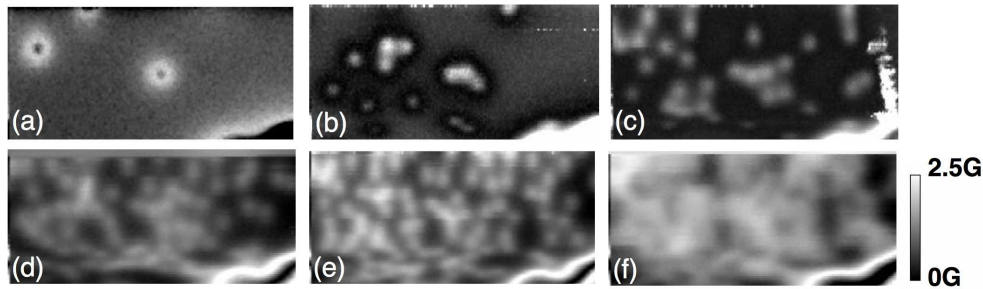


FIG. 4.16 – Coalescence des vortex dans l'échantillon B ($N=0,7$). L'amplitude du champ appliqué le long de l'axe c est de (a) 1 G, (b) 2 G, (c) 3 G, (d) 5 G, (e) 6 G, (f) 7 G. La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température de 0,36 K.

autres expériences dans Sr_2RuO_4 suggèrent qu'un autre type de piégeage est présent.

Des parois entre domaines de différente chiralité $l_z=\pm 1$ peuvent fournir ce piégeage faible des vortex. Ces parois de domaines vont agir comme des barrières en empêchant les vortex de s'échapper. Le collapse des vortex dans un seul domaine n'est pas observé. La différence d'énergie libre entre les deux états p_+ , p_- peut s'expliquer par le fait que les vortex coalescent dans un seul type de domaine.

Dans la suite de ce chapitre on va essayer d'explorer si les observations pourront étayer l'hypothèse d'un piégeage fourni par des domaines chirales.

Observation de la coalescence de vortex dans l'échantillon B

Pour déterminer si les structures du flux observées dans l'échantillon A ($N=0,9$) ne sont pas dues au cristal, nous avons changé d'échantillon. Le deuxième échantillon imagé (échantillon B) est plus épais que le premier ($N=0,7$). Comme la valeur du facteur de désaimantation dépend de la géométrie de l'échantillon, la valeur seuil du champ magnétique appliqué pour laquelle les vortex coalescent est différente.

Dans la figure 4.16, la pénétration des vortex est présentée pour des champs appliqués parallèlement à l'axe c . On observe qu'à bas champ, les vortex individuels sont distincts les uns des autres. En augmentant le champ appliqué les vortex s'attirent, certains étant déjà proches. À 5 G et 6 G, des domaines de vortex se forment, mais des vortex séparés sont encore visibles. Pour un champ de 7 G, tous les vortex forment des domaines et aucun vortex individuel n'est observable. **Ces structures du champ magnétique dans l'échantillon B sont similaires à celles de l'échantillon A. Ici, la gamme de champs étant plus large, on peut observer le comportement des vortex plus en détail.**

La dépendance en température des vortex et des domaines est présentée dans la figure 4.17. Pour un champ appliqué de 2 G le long de l'axe c , des vortex individuels et des domaines sont observés. Les vortex s'attirent même à bas champ magnétique. Ils sont distribués sur l'échantillon de manière inhomogène. En chauffant à une température de 1,3 K, près de T_c , les vortex restent plus au moins aux mêmes endroits et leur contraste commence à devenir

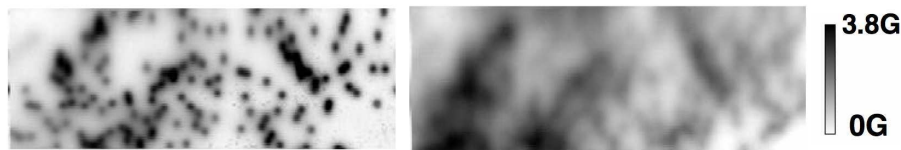


FIG. 4.17 – Dépendance en température des structures de vortex dans l'échantillon B. Le champ est appliqué parallèlement à l'axe c et a une valeur de 2 G. La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$. La température est de 0,36 K pour l'image de gauche et 1,3 K pour l'image de droite.

plus faible. La pénétration du flux est beaucoup plus diffuse sur toute la surface.

Simulation théorique de pénétration des vortex dans un supraconducteur chiral de type p

Dans cette section, on se propose d'étudier l'influence des parois de domaines propres à un supraconducteur de type triplet. Nous suggérons que les résultats expérimentaux observés soient la manifestation de ces parois. Pour vérifier cette hypothèse, on compare les expériences avec la simulation d'une telle paroi et en particulier, l'effet d'un champ extérieur.

On considère que la symétrie chirale de type p est réalisée en Sr_2RuO_4 de type $p_x \pm ip_y$. Comme les états p_+ ($p_x + ip_y$) et p_- ($p_x - ip_y$) sont dégénérés sans champ appliqué, on s'attend à l'apparition de ces deux états. Cette dégénérescence est levée en appliquant un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan basal, comme la symétrie $p_x \pm ip_y$ est brisée par rapport au renversement du temps avec un moment orbital angulaire le long de l'axe c . Les vortex ont des structures internes différentes pour les domaines p_+ et p_- [107]. Cette différence entre la structure des vortex pour les deux domaines a été étudiée par la théorie de GL avec 2 composantes [91], la théorie quasiclassique [121] et la théorie Bogoliubov-de Gennes [153].

Il y a une différence d'énergie libre entre les domaines p_+ et p_- dans l'état mixte, qui conduit à un champ critique H_{c2} différent pour les deux états. Quand le champ est appliqué dans la direction $z(-z)$, le domaine $p_-(p_+)$ a une énergie libre plus basse et devient le domaine le plus stable. Le domaine p_+ devient métastable et une transition du domaine p_+ au domaine p_- peut apparaître. Entre les deux types de domaines, des parois de domaines apparaissent. Les simulations numériques faites par Ichioka et al. montrent la transformation d'une structure multi-domaines à zéro champ vers une structure monodomaine en champ appliqué [108]. L'apparition d'une structure 'vortex sheet' (feuillet de vortex similaire à ceux de $^3\text{He-A}$) a été aussi proposée dans un supraconducteur triplet [154].

L'étude de l'évolution de l'aimantation par la théorie de GL dépendante de temps est montrée dans la figure 4.18 [108]. La simulation est réalisée pour un matériau ayant une surface de Fermi isotrope et à une température $T=0,5T_c$. À champ nul, les deux domaines sont équiprobables entraînant l'apparition d'une paroi de domaine. La phase relative des deux composantes du paramètre d'ordre est π . Les vortex pénètrent dans l'échantillon par la

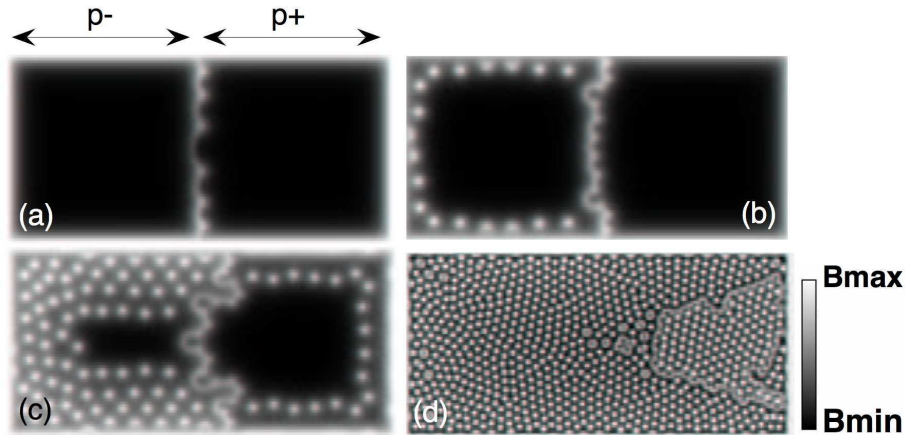


FIG. 4.18 – Variation de la distribution interne du champ magnétique quand le champ appliqué est augmenté de (a) $0,08 H_{c2}$, (b) $0,11 H_{c2}$, (c) $0,13 H_{c2}$, (d) $0,32 H_{c2}$. Les deux types de domaines p_+ et p_- sont séparés par une paroi au milieu[108]. La dimension des images est de $200\xi_0 \times 100\xi_0$ (correspondant à $13 \mu\text{m} \times 6.5\mu\text{m}$ pour Sr_2RuO_4) et la température est de $0,5 T_c$.

paroi de domaine formant une 'vortex sheet'. En augmentant lentement le champ appliqué le long de l'axe c , les vortex commencent d'abord à entrer dans l'état p_- . À plus haut champ, les vortex pénètrent aussi dans le domaine p_+ . Le H_{c1} dans le domaine p_- est plus bas que pour le domaine p_+ . Le nombre de vortex augmente le long de la paroi de domaine qui se tord. À plus haut champ, la paroi se déplace de façon à diminuer le domaine p_+ . Quand le champ devient trop important, le domaine p_+ disparaît et un seul domaine reste, p_- .

Autour du coeur de vortex dans le domaine p_+ et p_- , la composante chirale opposée est induite. Les vortex de la paroi de domaine sont des vortex sans coeur. Quelques double vortex sont supposés apparaître près des frontières dans le domaine p_- . Dans le cas d'un seul domaine, dans l'état Meissner $B=0$, et B apparaît dans l'état mixte. Pour le cas multi-domaines, B est petit mais fini même dans l'état Meissner, parce que le champ magnétique pénètre par les parois de domaines.

La possibilité de brisure de symétrie par rapport au renversement du temps (BSRT) a aussi été étudiée théoriquement dans un supraconducteur avec une phase réelle dans le volume (un paramètre d'ordre complexe implique BSRT)[198]. Si certaines contraintes sont appliquées au système, elles peuvent renforcer la BSRT. C'est le cas d'une paroi de domaine. Les calculs de la distribution du champ magnétique d'une paroi de domaine indique que le champ a un pic dans le centre de la paroi, et des ailes de signe opposé des deux côtés. Il n'y a pas d'aimantation nette (ou de courants) parce que toutes les contributions s'annulent. Le maximum du champ dans le centre de la paroi de domaine n'excède pas le champ critique H_{c1} pour un vortex axial. Une autre possibilité de renforcement de la BSRT est le cas d'une couche mince supraconductrice. Ici la surface joue un rôle important. Le comportement du

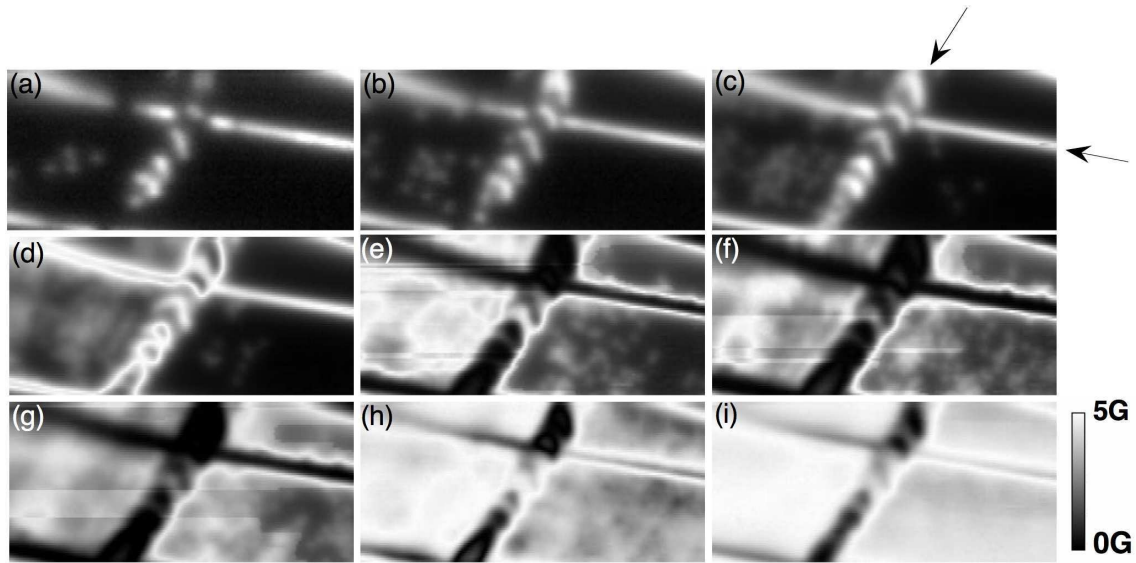


FIG. 4.19 – Pénétration des vortex dans Sr_2RuO_4 . Le champ est augmenté en FC de (a) 2 G, (b) 3 G, (c) 4 G, (d) 8 G, (e) 9 G, (f) 10 G, (g) 11 G, (h) 20 G et (i) 50 G. La température est de 0,4 K et la dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$. Les flèches indiquent les défauts dans l'échantillon.

paramètre d'ordre près de la surface doit être pris en compte. La surface agit comme une contrainte sur le système en diminuant la symétrie. À la surface d'un supraconducteur, une instabilité similaire vers un état BSRT peut exister[41], comme pour une paroi de domaine.

La comparaison des expériences de pénétration des vortex dans Sr_2RuO_4 avec la théorie est présentée dans la section suivante.

Visualisation de la pénétration des vortex par μSQUID après FC

La visualisation de la pénétration des vortex, par le microscope à μSQUID , dans l'échantillon B est montrée dans la figure 4.19. Le champ magnétique appliqué le long de l'axe c , est varié de 2 G à 50 G (FC). La partie supraconductrice est représentée en noir, et le champ magnétique est en blanc. Deux grandes lignes de défauts qui coupent l'image en plusieurs parties sont indiquées par les flèches sur la figure (c). Ces défauts restent visibles sur toutes les images, même quand le champ est incliné (voir section suivante). Comme attendu, le champ pénètre d'abord par les défauts, mais à 2 G on observe quelques vortex individuels sur la partie de gauche de l'image. Dans la partie de droite, aucun vortex n'est présent. En augmentant le champ à 3 et 4 G plus de vortex entrent dans le domaine de gauche. Pour un champ de 4 G les vortex commencent à pénétrer dans le domaine de droite. Au début, seuls quelques vortex sont présents dans cette région. Quand le champ atteint une valeur de 9 G (image (e)), les vortex dans le domaine de gauche sont si près les uns des autres qu'on ne peut plus les séparer. Au contraire, dans le domaine de droite, des vortex individuels

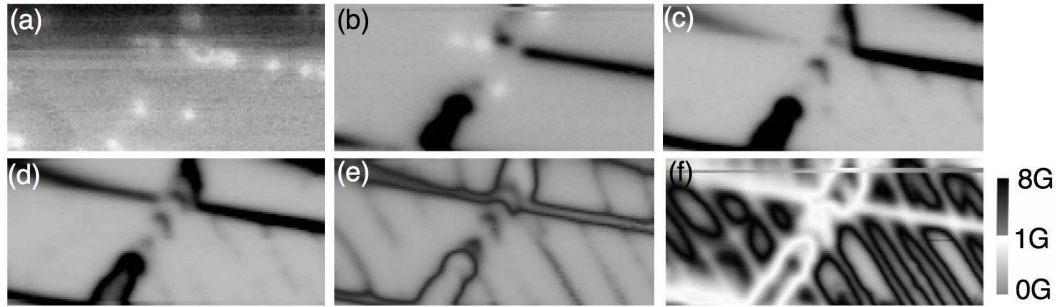


FIG. 4.20 – Pénétration du champ magnétique quand le champ magnétique est appliqué à l'échantillon après refroidissement en zéro champ. L'amplitude du champ magnétique appliqué à une température de 0,4 K, est de : (a)0 G, (b)30 G, (c)35 G, (d)37,25 G (e)40 G, (f)50 G. La dimension des images est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$.

sont visibles mais certains sont déjà près les uns des autres. La coalescence des vortex est complète dans les deux domaines pour une valeur de champ de 11 G. En augmentant le champ à 50 G, la distribution du champ est uniforme sauf dans les lignes de défauts. Comme le champ est très grand dans ces endroits, le SQUID passe par plusieurs arches, et à cause de cela le flux mesuré au-dessus des lignes de défauts apparaît en blanc au début et en noir après.

Ces images ressemblent aux simulations faites pour les domaines de différente chiralité présentés dans la figure 4.18. Tout ce passe comme si un domaine chiral présent sur la partie gauche de l'image était favorisé par la direction du champ appliqué. Quand l'amplitude du champ augmente assez, ce domaine commence à nucléer dans la partie de droite, jusqu'à une valeur où la pénétration totale est réalisée. **Il est possible que la présence de défauts permette la nucléation des domaines**, les parois de domaines étant piégées à la surface par ces défauts.

Visualisation de la pénétration des vortex par μSQUID après ZFC

Les deux échantillons étudiés sont des plaquettes. Pour le cas des expériences en refroidissement sous champ (FC), la géométrie de l'échantillon joue sur la diminution du champ \vec{B} dans l'échantillon durant le refroidissement. La situation change profondément quand l'échantillon est refroidi en champ nul. Le milieu supraconducteur réagit à la présence du champ magnétique appliqué, en générant des courants d'écrantage, qui annulent le champ intérieur \vec{B} . Maintenant la géométrie et le piégeage jouent un rôle beaucoup plus important pour la pénétration du champ dans l'échantillon et la configuration des vortex.

L'effet d'écrantage est visible dans l'hystérésis de l'aimantation des supraconducteurs, l'aimantation dépend de l'histoire préalable et de comment le champ magnétique a été appliqué. Cet hystérésis est faible et presque linéaire quand la gamme de balayage est plus petite que H_{c1} et la température près de T_c .

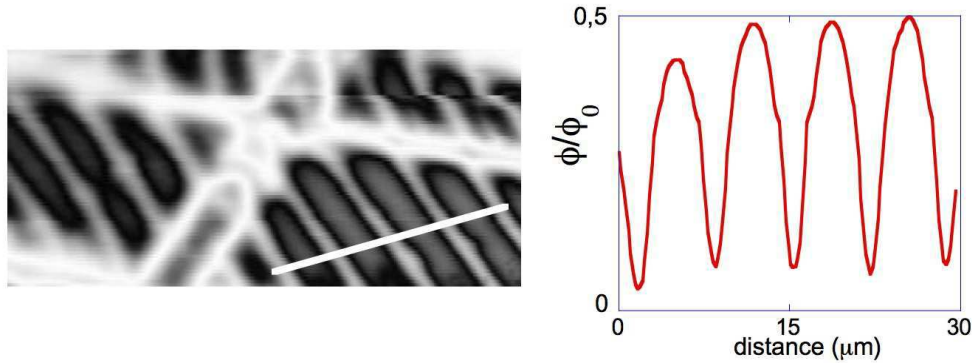


FIG. 4.21 – Formation des domaines dans Sr_2RuO_4 pour un champ de -50 G appliqué parallèlement à l'axe c après ZFC. À droite, le plot de la ligne montré dans l'image est présenté. La dimension de l'image est de $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température de $0,4$ K.

En appliquant un champ après ZFC, le champ interne \vec{B} dans l'échantillon est plus petit que le champ extérieur. À bas champ, les vortex ne peuvent pas pénétrer dans l'échantillon (barrière géométrique et de surface). Aussitôt qu'une valeur seuil du champ est atteinte, l'intensité du champ augmente très rapidement. Après qu'on enlève le champ appliqué, le flux reste toujours piégé. Pour Sr_2RuO_4 , le champ de première pénétration peut être déterminé en mesurant le flux dans le μSQUID . À partir d'une valeur de 35 G beaucoup de champ commence à pénétrer dans l'échantillon.

La pénétration du champ dans l'échantillon B, après ZFC, est montrée dans la figure 4.20. L'endroit de l'imagerie est le même que celui des images en FC de la Fig. 4.19. Les défauts sont toujours visibles dans les images. En ZFC, panel (a), les vortex pénètrent d'abord par les défauts. Des vortex individuels sont visibles. En augmentant le champ à 30 G, beaucoup de champ pénètre par les défauts. Quelques vortex individuels sont toujours visibles. L'échelle magnétique des images présentées est logarithmique par rapport au champ dans le coeur du vortex mesuré par le SQUID, le champ qui pénètre par les défauts est important. Pour un champ de 35 G, le champ commence à pénétrer dans les régions en dehors des défauts. **Une structure en ligne est visible dans le domaine de droite, cette structure s'accroît avec l'augmentation du champ appliqué. La direction de ces lignes est proche de l'axe cristallographique \vec{a} dans le plan ab (vérifié a posteriori par rayons X).** À 40 G, les lignes sont présentes dans toute l'image, et pour un champ de 50 G, le champ pénètre dans tout l'échantillon. La modulation du flux est très importante dans les domaines formés. À cause de cette grande valeur du champ le SQUID passe plusieurs arches. Nous remarquons que le nombre de domaines augmente avec le champ appliqué.

Pour déterminer si la forme des domaines dépend de la direction du champ appliqué, on a inversé le champ. Pour des amplitudes de -50 G ZFC, l'image est présentée dans la Fig. 4.21. La structure des domaines est visible. Un profil de la ligne tracée dans l'image est montré à droite (le même profil est discuté dans le chapitre 1.11). La distance entre

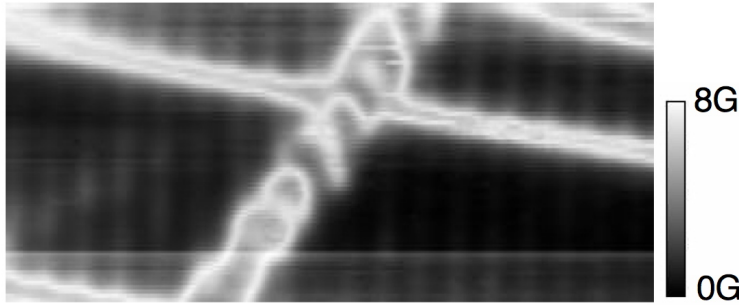


FIG. 4.22 – Apparition des chaînes de vortex dans la direction du champ appliqué quand il est incliné par rapport à l’axe c avec un angle de 82° . Le champ appliqué a une amplitude de 55 G FC et la température est de 0.46K. Les dimensions de l’image sont $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$.

domaines est de $7 \mu\text{m}$. Comme beaucoup de champ est présent dans l’échantillon, cette modulation du flux à l’intérieur du matériau est assez importante. Les courants d’écrantage et la barrière de surface jouent un rôle important pour la formation de ces domaines, qui ne sont pas observés dans la préparation en FC (Fig. 4.19(i)). Quand on applique un champ de 50 G en FC, il n’y a pas de modulation du champ dans l’échantillon, le flux étant uniforme à l’intérieur, contrairement au cas ZFC.

Si les domaines sont dus à la présence d’un paramètre d’ordre chiral, il doit y avoir une différence entre les préparations par FC et ZFC. Pour les expériences ZFC, beaucoup de domaines sont attendus à distribution aléatoire, mais invisibles pour la microscopie à SQUID en absence de vortex. Dans le cas de FC, les vortex sont piégés préférentiellement dans les domaines de chiralité avec le H_{c1} plus faible. Ceci conduit à l’apparition de moins de domaines. L’apparition d’un monodomaine est empêchée à cause du piégeage des parois de domaines à la surface et aux défauts.

Ces domaines qui apparaissent après ZFC sont différents des chaînes de vortex qui se forment quand le champ appliqué est incliné par rapport à l’axe d’anisotropie c (voir chapitre suivant sur l’anisotropie). Dans la figure 4.22, un champ de 55 G FC est incliné avec 82° par rapport à l’axe c . On observe que des chaînes de vortex apparaissent dans la direction du champ appliqué (direction verticale), mais les grandes lignes de défauts restent visibles. Ainsi la présence des rayures ou des autres défauts à la surface du matériau est détectée toujours même en inclinant le champ, apportant ainsi une preuve supplémentaire au fait que les domaines observés dans la figure 4.15 ne sont pas provoqués par des défauts de surface.

Origine de la coalescence de vortex

Dans la théorie de GL, l’interaction entre vortex peut être répulsive ou attractive. Le signe de l’interaction est contrôlé par le paramètre GL, $\kappa = \lambda/\xi$, près de T_c . Dans un supraconducteur de type I ($\kappa < 1/\sqrt{2}$), les vortex s’attirent, tandis que, normalement, dans un

supraconducteur de type II ($\kappa > 1/\sqrt{2}$), deux vortex se repoussent et la transition de phase à H_{c1} est de deuxième ordre. Néanmoins, loin de T_c , dans les supraconducteurs de type II avec un paramètre κ petit (près de 1) apparaît une attraction entre vortex pour une gamme petite de κ [102]. Cette interaction attractive entre vortex a comme résultat une structure du flux magnétique dans le matériau, formée par des domaines sans flux (dans la phase Meissner) et des domaines qui consistent en un réseau de vortex. Cette configuration appelée phase intermédiaire-mixte est accompagnée par un saut de l'aimantation et une transition du premier ordre à H_{c1} [114]. Ce saut de l'aimantation et la phase intermédiaire-mixte ont été trouvés expérimentalement (par exemple dans Nb). Plusieurs études théoriques ont aussi calculé la valeur critique du paramètre GL κ à des températures loin de T_c [115, 159, 141].

Sr_2RuO_4 est un matériau supraconducteur avec une valeur du paramètre GL κ basse (~ 2). Des vortex individuels sont présents à bas champ appliqué le long de l'axe c . Pour des champs plus grands, les vortex coalescent, et la phase intermédiaire-mixte n'est pas observée. Ainsi, **dans Sr_2RuO_4 la coalescence des vortex est différente de celle des supraconducteurs conventionnels avec un petit κ .**

En général, la relation entre le courant et le champ magnétique est non locale dans un supraconducteur, reflétant l'étendue spatiale finie des paires de Cooper $\sim \xi$. Les corrections non locales sont de l'ordre de κ^{-2} pour les quantités physiques (comme pour la longueur de pénétration)[70]. Les supraconducteurs de type II ont en général un grand κ , ainsi l'électrodynamique locale est utilisée. Les supraconducteurs non conventionnels ont des noeuds dans le gap, dans ce cas la longueur de cohérence $\xi = v_F/\pi\Delta$ diverge le long des noeuds. Donc les corrections non locales peuvent redevenir importantes, en particulier à basse température quand les quasiparticules peuplent sélectivement les régions nodales. Ces corrections sont très anisotropes et brisent la symétrie de rotation du champ autour du vortex, contribuant ainsi à l'interaction entre vortex avec une composante anisotrope. L'utilisation d'une théorie de London non locale a prédit que la géométrie du réseau de vortex, dans les supraconducteurs non conventionnels, change en fonction de la température et du champ appliqué, passant d'un réseau hexagonal à un réseau carré.

Bien qu'il y ait encore une controverse sur la symétrie du gap de Sr_2RuO_4 , des lignes de minima ou de zéros sont indiquées par plusieurs techniques expérimentales. Ainsi, les corrections non locales peuvent jouer un rôle dans l'attraction entre vortex à bas champ et basse température dans Sr_2RuO_4 .

4.6 Conclusion

On a utilisé la technique de microscopie à μ SQUID pour les premières observations directes des vortex dans Sr_2RuO_4 .

- Première visualisation des vortex individuels en Sr_2RuO_4 à bas champ magnétique appliqué, des vortex individuels n'ont été jamais observés avant.
- Coalescence des vortex pour des champs intermédiaires, signature probable de la non-conventionalité de la supraconductivité dans Sr_2RuO_4 . Comme la rugosité de la surface est très petite ($< 7\text{\AA}$) et les autres défauts à la surface sont facilement repérés, un mécanisme intrinsèque de piégeage est le plus en accord avec les expériences. La présence des parois de domaines de différente chiralité peut produire le faible piégeage des domaines des vortex. Cependant, les effets d'anisotropie, de la non-localité de l'électrodynamique et du petit paramètre GL κ jouent un rôle important dans l'attraction des vortex pour les champs magnétiques appliqués le long de l'axe c du cristal.
- Aucun réseau de vortex n'est observé à bas champ appliqué, les vortex formant des domaines de flux. Même l'utilisation de la technique d'oscillation (shaking) du RV n'a pas abouti à des résultats avec un RV régulier.
- La technique de préparation (histoire de champ) d'échantillons s'est avérée importante pour la présence des domaines dans une zone avec beaucoup de défauts. Quand le champ est appliqué après ZFC, des domaines se forment, tandis que pour FC, après la pénétration des vortex dans un domaine d'abord, le champ est uniforme dans l'échantillon. Ceci peut être expliquée de nouveau par la présence de parois de domaines dans le matériau, en ZFC les domaines étant plus nombreux et aléatoires, tandis qu'en FC le champ appliqué favorise un certain type de domaine.

Chapitre 5

Anisotropie dans Sr_2RuO_4

L'anisotropie est présente dans beaucoup de propriétés physiques des supraconducteurs (par ex. le champ critique) dépendant toutes de l'orientation par rapport aux axes cristallographiques. Le réseau de vortex est aussi soumis aux effets de l'anisotropie, en plus des autres influences comme l'agitation thermique. Une grande variété de l'état mixte dans les supraconducteurs de type II a été proposée, telle que le liquide de vortex, le plasma de vortex ou le verre de vortex, prouvant que beaucoup des particularités des supraconducteurs anisotropes dans l'état mixte n'ont pas été étudiées en détail.

5.1 Introduction

La recherche de nouveaux matériaux en couche a révélé un supraconducteur anisotrope avec une basse température critique T_c , Sr_2RuO_4 . La supraconductivité anisotrope et la supraconductivité de type p présentes dans le même matériau font du Sr_2RuO_4 un supraconducteur unique.

Dans ce chapitre, on se focalise sur l'anisotropie de Sr_2RuO_4 et sa relation avec la chiralité. On observe, pour des champs inclinés par rapport à l'axe d'anisotropie, la formation des chaînes de vortex. Ces chaînes de vortex se réarrangent facilement selon l'axe du champ magnétique appliqué. Pour certains angles et champs appliqués, deux types de vortex apparaissent, comme dans le cas du supraconducteur plus anisotrope BSCCO.

5.2 Anisotropie des matériaux en couches

Nous allons, dans un premier temps, présenter de manière générale les théories de Ginzburg-Landau et le modèle de London, qui sont deux modèles simples pour décrire la distribution de courant dans l'état mixte. Nous généralisons ensuite ces théories aux supraconducteurs anisotropes ayant une symétrie uniaxiale, et en particulier au Sr_2RuO_4 .

5.2.1 La théorie de Ginzburg-Landau

Dans la théorie microscopique de la supraconductivité BCS[12], la fonction d'onde de l'état fondamental est la fonction d'onde macroscopique des électrons $\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|e^{i\theta(\vec{r})}$. On suppose que $|\psi|$ est invariant spatial et indépendant du champ magnétique, cette situation n'étant réalisable qu'à bas champ et dans un matériau homogène. Ce n'est pas le cas en pratique, ces restrictions n'étant pas appropriées, un traitement de la variation spatiale est nécessaire.

La théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau (GL) (voir par exemple [186]) postule l'existence d'un paramètre d'ordre qui peut être vu comme une mesure de l'énergie de condensation d'une paire d'électrons dans l'état supraconducteur. Le paramètre d'ordre est une quantité complexe qui peut être écrite comme $\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|e^{i\theta(\vec{r})}$, où $\theta(\vec{r})$ est la phase dépendant de la position, et a la même forme que la fonction d'onde macroscopique. Les valeurs absolues de la phase ne peuvent pas être mesurées, mais une jonction Josephson fournit le moyen de mesurer une différence de phase entre régions supraconductrices.

Dans un système uniforme sans champ magnétique appliqué, le paramètre d'ordre près de T_c est proportionnel au gap supraconducteur de la théorie BCS.

La théorie de GL est basée sur l'hypothèse que chaque point du supraconducteur peut être décrit par une fonction continue, le paramètre d'ordre. En général, une expression pour l'énergie libre est construite, et par un procédé de minimisation, on obtient les équations différentielles qui décrivent la distribution de l'induction magnétique et du paramètre d'ordre dans l'état d'équilibre. Dans la théorie originale GL, l'énergie libre est développée en série de puissance du paramètre d'ordre. Cette approche est exacte près de la température de transition T_c .

L'énergie libre GL dans l'état supraconducteur relative à celle de l'état normal est :

$$F = \int_{V_s} \left\{ \alpha |\psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q^* \vec{A} \right) \right|^2 + \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0} \right\} d^3r \quad (5.1)$$

où $\alpha = \alpha(T)$ et β sont les coefficients d'expansion en $|\psi|$, $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$, \vec{A} est le potentiel vecteur, \vec{H} le champ extérieur appliqué, et V_s le volume du supraconducteur.

Comme la théorie GL est valable près de T_c et pour des champs appliqués importants, en pratique pour l'état mixte près de H_{c1} et quand les coeurs de vortex sont négligeables ($\kappa \gg 1$), le modèle de London est applicable[102]. Pour des bas champs magnétiques, le réseau de vortex est formé d'une matrice de vortex dans laquelle les régions, où le paramètre d'ordre est supprimé, sont une petite fraction du volume supraconducteur. Dans ce cas, le modèle simplifié de London pour la distribution du champ magnétique et de courant pour un vortex individuel s'applique.

L'équation de London est obtenue de la seconde equation GL en fixant $|\psi|=1$, pour un champ appliqué le long de l'axe z :

$$\lambda^2 \nabla \times \nabla \times \vec{B} + \vec{B} = \hat{z} \phi_0 \delta(r) \quad (5.2)$$

où la fonction de Dirac 2D δ pondérée par le quantum de flux ϕ_0 est introduite dans la partie de droite pour fournir une source à l'équation de London. La solution de l'équation 5.2 en coordonnées cylindriques est :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \hat{z} \left(\frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \right) K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right). \quad (5.3)$$

avec $K_0(\frac{r}{\lambda})$ la fonction de Bessel de premier degré.

Le modèle de London suppose que $|\psi|$ est constant partout sauf à $r=0$, où il y a une singularité. L'effet de dépression du $|\psi|$ dans le coeur ($r < \xi$) n'est pas pris en compte. La relation entre le potentiel vecteur et le courant est locale comme λ est considéré plus grand que ξ .

5.2.2 Anisotropie dans la théorie GL

La structure en couches des supraconducteurs fait qu'ils sont plus ou moins anisotropes, c.a.d. que les propriétés électriques et magnétiques ne sont pas les mêmes pour les différentes directions cristallines. L'anisotropie est introduite dans la théorie GL par un tenseur de masse effective[131], remplaçant la masse effective isotrope. Pour les supraconducteurs uniaxiales en couches, $m_a = m_b = m_{ab}$. Le tenseur de masse effective (d'ordre deux) peut être écrit comme :

$$\mu_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_c}{m_{ab}} \end{pmatrix}$$

L'anisotropie est en général décrite par le paramètre γ , qui est défini comme $\gamma = (\frac{m_c}{m_{ab}})^{1/2} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \frac{H_{c2}^{ab}}{H_{c2}^c} \gg 1$. Parfois, l'inverse de ce rapport $\epsilon = 1/\gamma$ est utilisé. Les valeurs de γ sont de 3,3 pour NbSe₂, entre 5 et 8 pour YBa₂Cu₃O_{7- δ} , ~ 20 pour Sr₂RuO₄ et supérieure à 150 pour Bi₂Sr₂CaCu₂O_x. Dans tous les matériaux supraconducteurs à haut T_c, la valeur du γ est dépendante du dopage.

La partie électromagnétique de la densité d'énergie libre dans un supraconducteur peut être écrite dans la limite London comme[11, 133] :

$$F = \frac{1}{8\pi} [\vec{h}^2 + \lambda^2 (\nabla \times \vec{h}) \hat{\mu} m_{ab} (\nabla \times \vec{h})] \quad (5.4)$$

où \vec{h} est le champ magnétique locale, $\lambda = \lambda_{ab}$ est la longueur de pénétration London pour des courants dans le plan a-b et $\hat{\mu}$ le tenseur de masse effective réduite. Le tenseur $m_{ab} \hat{\mu}$ dépend de l'anisotropie du gap supraconducteur.

En supposant que le champ magnétique qui pénètre dans l'échantillon forme des vortex dans la direction \hat{z} , on va introduire un système de coordonnées xyz avec l'axe z dans le plan bc (voir Fig. 5.1). La transformée de Fourier du champ magnétique dans le plan xy est :

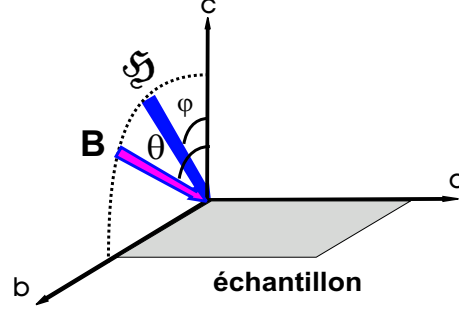


FIG. 5.1 – Rotation de l’axe du vortex \mathbf{B} avec un angle θ par rapport à l’axe d’anisotropie c quand le champ extérieur appliqué \mathfrak{H} fait un angle φ avec l’axe c . Un système de coordonnées xyz peut être introduit avec l’axe x qui garde la même direction que l’axe a et l’axe z donné par la direction du vortex (\mathbf{B}).

$$\vec{h}(\vec{r}) = \frac{1}{S} \sum_k \vec{h}_k e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (5.5)$$

$$\vec{h}_k = \int \vec{h}(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^2r \quad (5.6)$$

où l’intégration se fait sur la surface S d’une maille élémentaire d’un réseau de vortex. Les vortex sont supposés séparés et la maille de RV porte toujours un quantum de flux ϕ_0 .

Dans l’espace Fourier la densité d’énergie libre eq. 5.4 peut être écrite maintenant comme (voir Annexe A.2)[11] :

$$F = \frac{\phi_0}{8\pi S^2} \sum_k \hat{z} \vec{h}_k \quad (5.7)$$

La composante du champ le long de l’axe du vortex dans l’espace réciproque, $\hat{z} \vec{h}_k$, est obtenue en minimisant l’équation (5.4) dans l’espace Fourier (voir Annexe A.3)[203] :

$$\hat{z} \vec{h}_k = \frac{1}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2} \left(1 - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2) k_y^2 \sin^2 \theta}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2 + (\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2)(k_y^2 + k_x^2 \cos^2 \theta)} \right) \phi_0 \quad (5.8)$$

où λ_c et λ_{ab} sont les longueurs de pénétration le long de l’axe c , respectivement dans le plan ab . Pour un champ appliqué le long de l’axe c , $\theta=0^\circ$, on retrouve le cas isotrope $\hat{z} \vec{h}_k = \frac{1}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2}$ et pour $\theta=90^\circ$, $\hat{z} \vec{h}_k = \frac{1}{1 + \lambda_{ab}^2 k_x^2 + \lambda_c^2 k_y^2}$.

L’anisotropie modifie l’interaction entre vortex, entraînant la modification du réseau de vortex qui dépend du champ magnétique et de son orientation par rapport aux axes cristallographiques. Kogan a montré que l’interaction entre vortex parallèles est toujours donnée par l’expression isotrope ($\epsilon_{int} = \phi_0 h(r)/4\pi$), où on remplace le champ total ($h(r)$) avec sa projection sur les axes du vortex ($\hat{z} h(r)$)[133].

La théorie de London est valable tant que les vortex sont éloignés les uns des autres, à des distances plus grandes que la longueur de cohérence. À l’échelle de la longueur de cohérence,

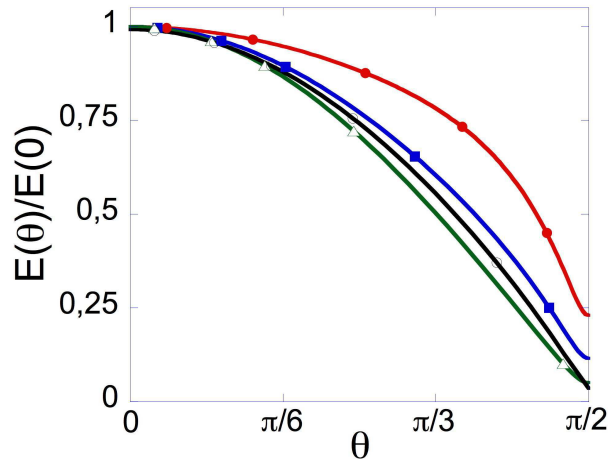


FIG. 5.2 – Dépendance angulaire de l'énergie d'un vortex avec un cutoff circulaire (ligne verte, triangles), et avec un cutoff elliptique du coeur du vortex pour deux valeurs de κ . L'expression 5.9 a été utilisée avec un $\kappa = 2,3$ (ligne rouge, cercles pleins) et 10 (ligne bleue, carrés pleins). La ligne noire (cercles vides) est calculée à partir de la théorie GL[130]. Le paramètre d'anisotropie γ est de 20.

l'approximation de London échoue. Dans les calculs, une fonction de 'cutoff' est introduite pour prendre en compte la taille finie du coeur du vortex[134]. Dans le régime London, l'énergie consiste de deux contributions additives, la self énergie nécessaire pour faire des vortex indépendants (ε_v) et l'interaction mutuelle entre vortex distincts (ε_{int}), qui est la somme de toutes les interactions entre deux corps possibles. L'énergie totale du système de vortex est similaire à celle des charges ponctuelles en électrostatique. La self énergie ne dépend pas des paramètres du réseau, mais seulement de l'orientation par rapport à l'axe c et d'anisotropie. Ceci est détaillé dans la partie suivante.

L'énergie d'un vortex sur unité de longueur, en fonction de l'orientation, est obtenue à partir des eqs. (5.7-5.8) (voir Annexe B)[11] : $\varepsilon_v(\hat{z}) = \varepsilon_{v0}\mathcal{A}(\theta)/\lambda_c$ où $\mathcal{A}(\theta) = \sqrt{\cos^2\theta + \gamma^{-2}\sin^2\theta}$ et $\varepsilon_{v0} = (\frac{\phi_0}{4\pi\lambda_{ab}})^2 \ln\kappa(\theta)$. Cette expression est obtenue en utilisant une fonction de cutoff (limite) circulaire pour le coeur du vortex. Le paramètre $\kappa(\theta)$ est une fonction qui varie faiblement (logarithmique) avec θ . En réalité, quand le vortex est tourné par rapport à l'axe d'anisotropie, une fonction de cutoff elliptique doit être utilisée. En utilisant ce type de fonction l'expression générale de l'énergie d'un vortex en fonction d'orientation est[203] :

$$\varepsilon_v(\hat{z}) = \varepsilon_0 \frac{\mathcal{A}(\theta)}{\lambda_c} \frac{1}{2 + \gamma^{-2}tg^2\theta} \left\{ \frac{1}{\ln\kappa} \ln \left[1 + \frac{tg^2\theta}{2(1 + \gamma^{-2}tg^2\theta)} \right] + \gamma^{-2}tg^2\theta \left(1 + \frac{\ln\gamma}{\ln\kappa} \right) + 2 \right\} \quad (5.9)$$

La variation de la self énergie d'un vortex en fonction de l'angle d'inclinaison est représentée dans la Fig. 5.2 pour différentes valeurs de κ , en utilisant un cutoff elliptique du coeur de vortex. Aussi sont représentées la valeur calculée avec un cutoff circulaire et la

valeur calculée à partir de la théorie de GL [130]. Le paramètre d'anisotropie γ est de 20 comme pour Sr_2RuO_4 . Aux bas champs magnétiques et à de petits angles, l'énergie d'un vortex est presque identique dans les 4 cas. L'expression classique avec un cutoff circulaire peut être utilisée, l'erreur étant inférieure à 10%.

Quand on applique un champ magnétique à un angle φ par rapport à l'axe de l'anisotropie, en général les vortex pénètrent à un angle θ dans l'échantillon, pour un facteur de désaimantation différent de zéro. Pour déterminer la relation entre l'induction magnétique \mathbf{B} et le champ externe \mathfrak{H} , une minimisation de l'énergie libre Gibbs relative à \mathbf{B} doit être faite. La solution peut être déterminée seulement dans quelques cas, sinon un calcul (compliqué) numérique est nécessaire. D'un grand intérêt est aussi la configuration d'équilibre des vortex à température zéro, ou autrement dit le diagramme de phase. Pour déterminer ce diagramme de phase il faut trouver la configuration des vortex qui minimise l'énergie libre Gibbs pour un \mathfrak{H} donné.

L'expression générale pour l'énergie libre Gibbs est :

$$G = \frac{1}{S}(\varepsilon_{Nv} + \varepsilon_{int} + \varepsilon_{intH}) \quad (5.10)$$

où la self énergie totale par unité de longueur est proportionnelle au nombre de vortex, comme tous les vortex sont considérés égaux $\varepsilon_{Nv} = N\varepsilon_v$, et l'énergie d'interaction entre vortex dans l'espace réel $\varepsilon_{int} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} E(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ deviet dans l'espace Fourier[27] :

$$\varepsilon_{int} = \frac{\phi_0}{8\pi S^2} \left(\sum_{k_x, k_y} \hat{z} \mathbf{h}_{k_x, k_y} - \frac{S}{4\pi^2} \iint \hat{z} \mathbf{h}_{k_x, k_y} dk_x dk_y \right) \quad (5.11)$$

et $\varepsilon_{intH} = -\frac{\mathbf{B}\mathfrak{H}}{4\pi} = -\frac{\phi_0}{4\pi S} \mathfrak{H} \cos(\theta - \varphi)$ est l'énergie d'interaction entre vortex et le champ externe \mathfrak{H} (Fig. 5.1). Dans le cas d'un facteur de désaimantation non nul, le potentiel Gibbs doit être utilisé sous la forme[137] :

$$G = F - \frac{\mathbf{B}\mathbf{H}}{8\pi} - \frac{\mathbf{M}\mathfrak{H}}{2} = \frac{(\varepsilon_{Nv} + \varepsilon_{int})}{S} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{H}}{8\pi} - \frac{\mathbf{M}\mathfrak{H}}{2} \quad (5.12)$$

où F est l'énergie libre et \mathbf{M} l'aimantation. Le calcul de l'énergie libre du réseau de vortex implique l'évaluation des sommes du réseau ('lattice sums'[65]). Dans l'approximation de London, l'énergie libre est déterminée par la composante du champ magnétique local d'un vortex $\hat{z} \vec{h}_{\mathbf{k}}$ et par les séparations entre vortex.

Pour une faible densité de flux, seule l'interaction entre les premiers voisins est importante, et elle est donnée par le comportement asymptotique de $\hat{z} \vec{h}_{\mathbf{k}}$ à de grandes distances $r \gg \lambda$. Considérant un échantillon de type plaquette avec un facteur de désaimantation $N=1$ et les vortex loin uns des autres, l'énergie libre Gibbs s'écrit[27] :

$$G = \frac{\varepsilon_v(\hat{z})}{S} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{H}}{8\pi} - \frac{\mathbf{M}\mathfrak{H}}{2} = \frac{B}{\phi_0} \varepsilon_0 \frac{\mathcal{A}(\theta)}{\lambda_c} - \frac{1}{8\pi} (B_a H_a + B_b H_b + \mathfrak{H}_c^2) \quad (5.13)$$

avec conditions limites que la composante normale du \mathbf{B} et la composante parallèle du \mathbf{H} , à la surface soient continues : $H_a = \mathfrak{H}_a$, $H_b = \mathfrak{H}_b$ et $B_c = \mathfrak{H}_c$. En minimisant l'équation 5.13, l'induction magnétique à l'intérieur de l'échantillon est obtenue : $B_i = \frac{1}{2} \frac{\mathfrak{H}_a \mathfrak{H}_c}{H_{c1}^c} \gamma$, avec $i=a,b$ et $H_{c1}^c = \frac{4\pi\epsilon_0}{\phi_0} \lambda_{ab}$. L'angle d'orientation θ d'un vortex par rapport à l'axe d'anisotropie c dépend de l'angle φ fait par le champ externe \mathfrak{H} de manière suivante :

$$tg\theta = \frac{\gamma \mathfrak{H}_c}{2H_{c1}^c} tg\varphi \quad (5.14)$$

c.a.d. que pour des petits angles ($\varphi < 10^\circ$) et champs magnétiques appliqués faibles ($\gamma \mathfrak{H}_c \leq 2H_{c1}^c$) les vortex à la surface de l'échantillon doivent être isotropes.

En considérant un échantillon avec un facteur de désaimantation nul, $N=0$, l'orientation des vortex dans l'échantillon est déterminée par la relation (à partir de 5.12) :

$$tg\varphi = \frac{tg\theta + F'/F}{1 - F'tg\theta/F} \quad (5.15)$$

où $F' = \partial F / \partial \theta$. Dans l'étude de la première pénétration des vortex dans l'échantillon, le cutoff utilisé est important. Quand un cutoff circulaire est utilisé, il y a une seule orientation des vortex donnée par [11] :

$$tg\theta = \gamma^2 tg\varphi \quad (5.16)$$

Les vortex pénètrent le long de plan ab même pour des faibles angles d'inclinaison de \mathfrak{H} . Donc l'orientation des vortex isolés ne coïncide pas, dans les supraconducteurs anisotropes, ni avec les axes cristallins ni avec la direction du champ externe \mathfrak{H} . Quand $\mathfrak{H} < H_{c1}$, le vortex prend la direction de l'axe de symétrie avec la plus petite masse effective électronique [83]. Si \mathfrak{H} atteint le champ de seuil H_{c1} , le vortex va s'orienter dans la direction $\mu^{-1}\mathfrak{H}$. Quand le champ appliqué augmente, les vortex forment un réseau et la direction des vortex se tourne vers la direction de \mathfrak{H} . Seulement quand le champ \mathfrak{H} est dans la même direction qu'une axe cristallographique, la direction d'équilibre des vortex coïncide avec \mathfrak{H} . Les vortex sont considérés distribués uniformément dans l'espace, parallèles et orientés dans la direction \hat{z} .

Le premier champ critique H_{c1} dans un supraconducteur anisotrope [11] est obtenu en tenant compte que l'énergie libre Gibbs $G(H_{c1})=0$. Pour un cutoff circulaire du coeur du vortex la dépendance angulaire de H_{c1} est :

$$\mathfrak{H}_{c1}(\varphi) = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} \frac{\ln\kappa}{(\cos^2\varphi + \gamma^2 \sin^2\varphi)^{1/2}} \quad (5.17)$$

La variation du \mathfrak{H}_{c1} , en fonction de l'angle φ fait par le champ appliqué avec l'axe c , est présentée dans la Fig. 5.3(a). En plus de la courbe déterminée à partir de l'équation 5.17 (ronds pleins), on représente le calcul du $\mathfrak{H}_{c1}(\varphi)$ en considérant un échantillon en forme de plaquette avec un facteur de désaimantation de $N=0.73$ (ronds vides). La courbe bleue (carrés) représente le calcul de la Ref. [31] (voir Annexe).

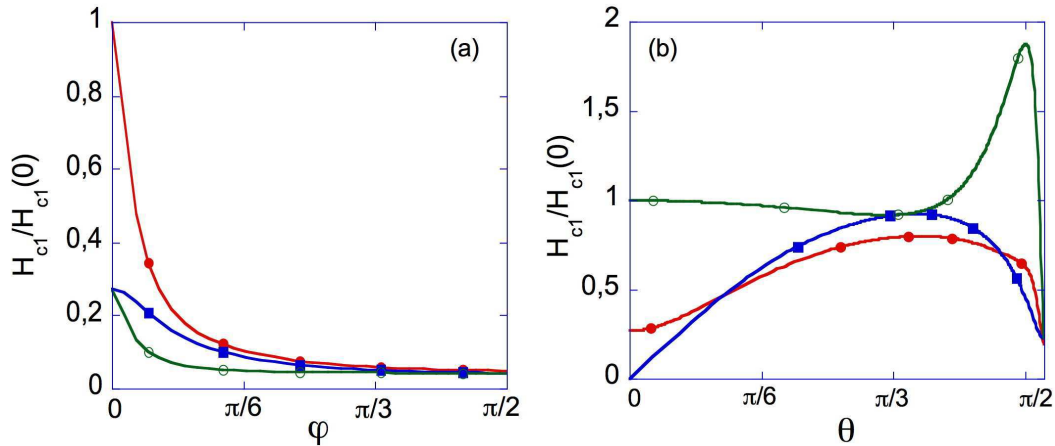


FIG. 5.3 – Variation du premier champ critique H_{c1} en fonction de l'orientation : (a) Variation en fonction de l'angle φ du H_{c1} avec un cutoff circulaire (courbe rouge, ronds pleins), et pour un facteur de désaimantation $N=0.73$ (courbe verte, ronds vides). La courbe bleue (carrés) représente le calcul de la Ref.[31]. (b) Variation en fonction de l'angle θ pour un cutoff elliptique (courbe verte, ronds vides) et avec un facteur de désaimantation $N=0.73$ (courbe rouge, ronds pleins). Plusieurs valeurs de θ sont possibles pour une valeur de φ . La courbe bleue (carrés) représente la composante dans le plan ab du H_{c1} . Le facteur d'anisotropie γ est 20 (Sr_2RuO_4).

Une autre approche est de trouver la dépendance de \mathbf{H}_{c1} en fonction de l'orientation (angle θ) des vortex par rapport à l'axe c . Ainsi, le premier champ critique est projeté sur la direction de l'induction magnétique dans l'échantillon. Comme le champ magnétique \mathbf{H} est déterminé à l'équilibre thermodynamique par $\mathbf{H}(\mathbf{B}) = \nabla_{\mathbf{B}}F(\mathbf{B})$, à la limite $\mathbf{B} \rightarrow 0$, le premier champ critique est[130] :

$$\mathbf{H}_{c1} = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} (\hat{z}\varepsilon_v(\theta) + \hat{u}\frac{\partial\varepsilon_v(\theta)}{\partial\theta}) \quad (5.18)$$

où \hat{u} est un vecteur unité dans le plan xy. La variation de \mathbf{H}_{c1} en fonction de l'angle θ est montrée dans la Fig. 5.3(b). La courbe verte (ronds vides) représente le calcul à partir de l'équation 5.18 en utilisant un cutoff elliptique pour le coeur du vortex obtenu par Klemm[130]. Un petit minimum est observé à des angles intermédiaires, suivi par un maximum autour de 88° . **Pour une valeur fixée de H_{c1} , il existe plusieurs valeurs de θ pour les vortex près du plan ab. Cela veut dire que les vortex peuvent entrer dans l'échantillon avec des orientations différentes, mais leur arrangement dépend aussi de leur interaction mutuelle.** Le maximum de H_{c1} devient plus large dans le cas d'une plaquette avec un facteur de désaimantation de $N=0,73$ (ronds pleins). Dans ce cas, les vortex peuvent pénétrer avec des orientations presque perpendiculaires. La courbe bleue (carrés) est la composante dans le plan ab du H_{c1} , pour le cas d'une plaquette avec $N=1$ représentant H_{c1} .

Les orientations multiples des vortex sont obtenues en minimisant l'énergie libre Gibbs.

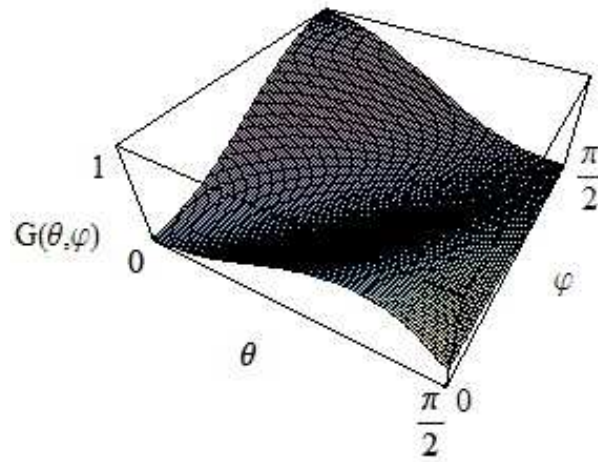


FIG. 5.4 – Variation de l'énergie libre Gibbs avec les angles θ et φ . L'énergie libre présente deux minima pour deux valeurs différentes de θ . L'énergie est calculée pour un facteur d'anisotropie $\gamma=20$ ($N=0$).

Utilisant un cutoff elliptique, Sudbo et al.[205] montrent que deux minima locaux apparaissent, pour une certaine gamme de valeurs d'angle φ . Cette gamme augmente avec l'anisotropie γ et avec la diminution du paramètre GL κ . Dans la Fig. 5.4 la variation de l'énergie libre Gibbs est montrée, en fonction des angles θ et φ pour un paramètre $\gamma=20$ ($N=0$). L'énergie d'interaction entre vortex est négligée. Pour des facteurs de désaimantation proches de 1, le deuxième minimum devient très petit, donc les vortex vont pénétrer plutôt dans une seule direction.

5.2.3 Formation des chaînes de vortex pour des champs inclinés

Le champ magnétique d'un vortex décroît exponentiellement à des grandes distances (Eq. 5.3). L'énergie d'interaction entre deux vortex peut être considérée comme une interaction entre le champ magnétique d'un vortex et la densité de courant présente à la position de ce champ à cause d'un autre vortex :

$$E_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \frac{\phi_0}{4\pi} \hat{z}_1 \vec{h}_2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (5.19)$$

Cette interaction a pour effet une repulsion des vortex parallèles et une attraction des vortex opposés, tandis que deux vortex perpendiculaires n'interagissent pas.

Dans un supraconducteur anisotrope pour des champs magnétiques inclinés, des composantes transverses du champ magnétique apparaissent en plus du champ longitudinal[132], et la composante longitudinale peut avoir une direction opposée à celle du flux magnétique total du vortex. Une telle inversion de champ magnétique [83] peut donner naissance à une attraction entre vortex. Comme résultat, **une chaîne de vortex peut donc se former dans le supraconducteur[29, 30]. Pour un matériau uniaxial, cette chaîne est**

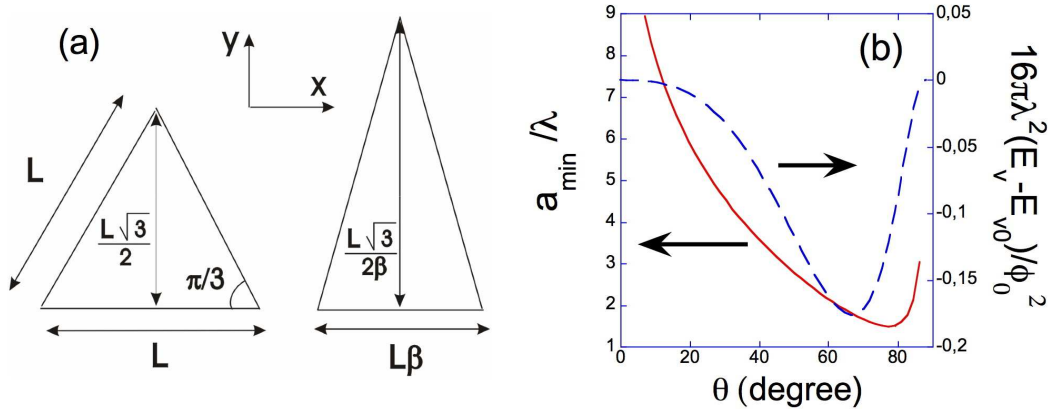


FIG. 5.5 – (a) Le réseau isotrope de vortex est décrit par des triangles équilatéraux de longueur L . Une déformation β dans la direction x et $1/\beta$ dans la direction y vont produire des triangles isocèles qui décrivent le réseau anisotrope. (b) Dependence angulaire de l'énergie d'un vortex dans une chaîne et de la distance d'équilibre vortex-vortex à l'intérieur d'une telle chaîne[29, 30], pour une valeur du paramètre d'anisotropie γ de 20.

orientée dans le plan formé par l'axe d'anisotropie et la direction du champ magnétique appliqué.

On considère que la configuration d'équilibre des vortex est un réseau périodique avec une maille élémentaire triangulaire qui contient un quantum de flux, ayant comme paramètre la distance entre vortex L . Aux bas champs appliqués, si on commence à faire tourner le champ par rapport à l'axe d'anisotropie, le réseau commence à se tordre, un des paramètres de maille $L\beta$ (noté ensuite a) devenant beaucoup plus petit que l'autre [44]. Cette distorsion du réseau apparaît à cause du potentiel attractif entre vortex (Fig. 5.5a et 5.6). Dans un matériau isotrope les paramètres de maille varient en $B^{-1/2}$, le réseau varie graduellement avec le champ appliqué dans toutes les directions. Dans le supraconducteur anisotrope, ce n'est plus le cas.

Observant que l'énergie d'un vortex qui fait partie d'une chaîne est plus basse que celle d'un vortex isolé, Buzdin et al.[29, 30] calculent l'énergie d'un tel vortex dans une chaîne de période a ($L\beta$) :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{v0} + \frac{\phi_0}{8\pi} \left(\frac{1}{a} \sum_{k_y = \frac{2\pi n}{a}} \int \frac{dk_x}{2\pi} \hat{\mathbf{h}}_{k_x, k_y} - \frac{1}{2\pi^2} \iint \hat{\mathbf{h}}_{k_x, k_y} dk_x dk_y \right) \quad (5.20)$$

Minimisant l'énergie (Eq. 5.20) par rapport au paramètre a , on peut trouver l'énergie d'équilibre et la période d'équilibre a_{min} d'une chaîne de vortex (voir Annexe C). Ces calculs sont présentées dans la Fig. 5.5b pour un paramètre d'anisotropie $\gamma=20$. L'énergie d'interaction d'un vortex a un minimum à un angle de 66° , tandis que la distance minimale entre vortex dans une chaîne a un minima vers 79° . La distance minimale a_{min} est $\sim \lambda$.

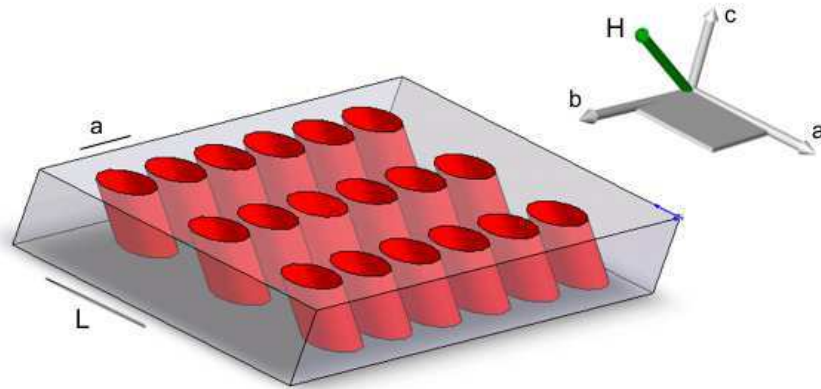


FIG. 5.6 – Schéma des inclinaisons des vortex avec le champ magnétique. Quand le champ appliqué fait un angle φ avec l'axe c , une attraction apparaît entre les vortex dans le plan formé par les axes c et H . La distance entre vortex dans la même chaîne est a (correspondant à la distance L/β de la Fig. 5.5a) et la distance entre chaînes est notée L .

Pour des bas champs, la distance a entre vortex reste presque constante et indépendante du champ magnétique[44], ainsi la distance entre les chaînes L ($L\sqrt{3}/2\beta$ dans la Fig. 5.5a) varie comme B^{-1} . Donc **aux petits champs, la séparation entre les chaînes présente toute la dépendance en champ magnétique**. En augmentant le champ, les chaînes commencent à interagir et la distance entre chaînes revient à une dépendance isotrope en $B^{-1/2}$. Aux plus hauts champs magnétiques, le rapport des deux paramètres de la maille de vortex L/a ne dépend pas du champ magnétique[34].

5.2.4 Le modèle Lawrence-Doniach

La théorie GL suppose que toutes les longueurs caractéristiques de la supraconductivité sont beaucoup plus grandes que les distances interatomiques. Dans la théorie GL anisotrope, quand un vortex est parallèle aux couches, le coeur du vortex a une section elliptique avec le grand semiaxe ξ_{ab} dans le plan des couches et $\xi_c = \xi_{ab}/\gamma$ perpendiculaire aux couches (on considère $\gamma > 1$). La plus petite longueur caractéristique du système est la longueur de cohérence ξ_c . Il est important de la comparer avec la distance inter-couches s .

On considère ensuite que la distance inter-couches est plus grande que ξ_c . Si un système de couches supraconductrices d'épaisseur d est empilé avec une période s le long de l'axe c , la longueur de pénétration dans la couche, λ_{ab} , va être modifiée : $\lambda_{ab} = \lambda_s(s/d)^{1/2}$, où λ_s est la longueur de pénétration pour une couche supposée isotrope[38]. La longueur de décroissance pour les courants d'écrantage le long de l'axe c va être contrôlée par effet tunnel Josephson. Dans la limite de couplage faible entre couches, la longueur de pénétration est $\lambda_c = (c\phi_0/8\pi^2sJ_0)^{1/2}$, où J_0 est la densité de courant critique Josephson. L'expression de J_0 dépend du modèle présumé du couplage inter-couches.

La plupart des modèles utilisent la théorie de Lawrence-Doniach qui discrétise le paramètre d'ordre comme bidimensionnel, dans des feuilles supraconductrices séparées par

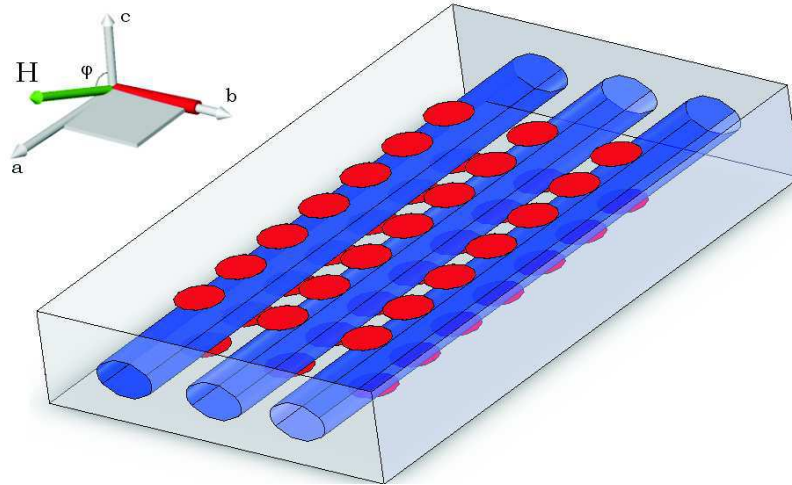


FIG. 5.7 – Formation des vortex 'pancake' pour un matériau supraconducteur fortement anisotrope. Un vortex Josephson se forme entre les couches et connecte les vortex pancake situés dans des couches voisines.

une distance s . La théorie GL est toujours utilisable dans les couches supraconductrices. Maintenant, le vortex qui est parallèle aux couches est vu comme centré au milieu d'une jonction Josephson entre deux couches supraconductrices. Ce vortex n'a pas de coeur comme un vortex normal, mais un coeur Josephson (voir la revue [39]).

Dans la théorie anisotrope GL, quand les vortex sont inclinés par rapport à l'axe d'anisotropie c , les courants qui circulent autour du vortex tendent à circuler sur des chemins elliptiques presque parallèles aux couches. Si on tient compte de la discrétisation de la structure atomique, le vortex incliné devient un empilement de vortex 'pancake' bidimensionnels, connectés par des cordes (strings) Josephson. Les vortex pancake sont caractérisés par des courants circulaires qui sont confinés dans les couches supraconductrices, tandis que les cordes Josephson sont des petits segments de vortex Josephson avec des axes confinés dans les régions isolatrices entre les couches [64] (Fig. 5.7).

Dans la limite d'anisotropie extrême, un vortex qui passe à travers un empilement de couches supraconductrices peut être vu comme un empilement de vortex pancake couplés magnétiquement, avec un vortex pancake dans chaque couche. Dans cette limite, le couplage Josephson entre les couches est nul et la longueur de pénétration λ_c est infinie.

Quand le couplage Josephson n'est pas nul, des cordes Josephson avec leurs axes le long des jonctions Josephson entre les couches s'étendent d'un vortex pancake 2D à un autre dans la couche suivante. Une force attractive apparaît entre les vortex pancake des couches différentes, tandis qu'une force repulsive se manifeste entre ceux de la même couche. Un coeur Josephson complet (une corde Josephson longue) se forme parallèlement aux couches seulement si la distance entre deux vortex pancake qu'il connecte est plus grande que $\lambda_J = \gamma s$, sinon on a seulement une corde Josephson courte. Le coeur Josephson a le même aspect que le vortex GL le long du plan ab $\lambda_J/s = \gamma$.

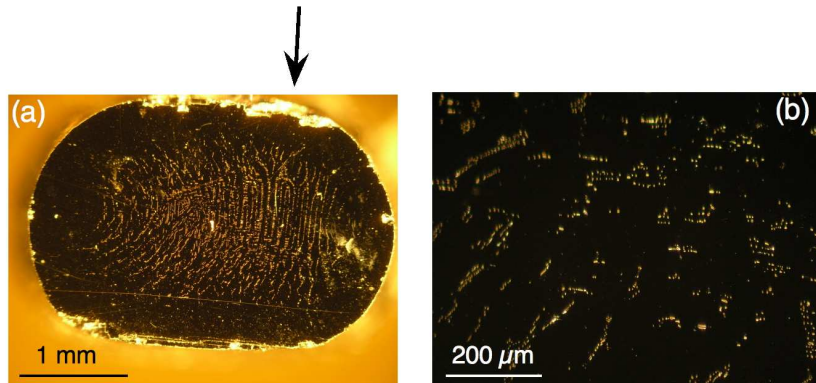


FIG. 5.8 – (a) L'échantillon de Sr_2RuO_4 avec la face ac polie (groupe de Y. Maeno). La direction des plans ab correspond à la direction de la flèche; (b) Zoom sur le centre de l'échantillon, les inclusions de Ru étant facilement observables. Les images sont réalisées en lumière noire.

Quand le paramètre d'anisotropie $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$ devient très grand, l'énergie de couplage Josephson par unité de surface $\hbar J_0/2e = \phi_0^2/8\pi^3 s \lambda_c^2$ entre les couches supraconductrices devient très faible, et donc l'interaction attractive entre vortex pancake dans les couches adjacentes devient petite. C'est le cas des supraconducteurs comme $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. L'agitation thermique peut secouer l'empilement des vortex pancake et même les découpler dans les couches adjacentes jusqu'à briser l'empilement. Pour un couplage inter-couches fort, comme dans le supraconducteur moins anisotrope $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, le coût d'énergie Josephson pour déplacer un seul vortex pancake est très important.

5.3 Imagerie des vortex sur la face ac

Plusieurs échantillons ont été utilisés pour l'imagerie sur la face ac du Sr_2RuO_4 . Les cristaux sont fabriqués au CRTBT par P. Lejay et au Japon dans le groupe de Y. Maeno. Dans la Fig. 5.8, un échantillon poli non recuit est montré (provenant du groupe de Y. Maeno) avec les plans ab indiqués par les flèches. Les dimensions du cristal sont $3,40 \text{ mm} \times 2,25 \text{ mm} \times 1,45 \text{ mm}$. Ce cristal a une température critique de 1,4 K.

Dans un supraconducteur anisotrope en couches avec un facteur d'anisotropie $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$, quand le champ magnétique est appliqué le long des couches (Fig. 5.9(d)), les vortex ont une forme allongée avec une dimension $2\lambda_c$ le long des couches. Pour Sr_2RuO_4 , le facteur d'anisotropie γ est 20 avec $\lambda_c=3 \mu\text{m}$ et $\lambda_{ab}=0,15 \mu\text{m}$.

Les vortex individuels visualisés par microscopie à μSQUID dans l'échantillon de la Fig. 5.8 sont présentés dans la Fig. 5.9(a-c). Dans le panel (c), des vortex individuels avec une forme allongée sont observés, la direction des axes cristallographique étant la même que dans le panel (d). Une partie du panel (c), avec les vortex individuels, est agrandie pour mettre en évidence la forme ovale des vortex. Comme la longueur de pénétration le long des

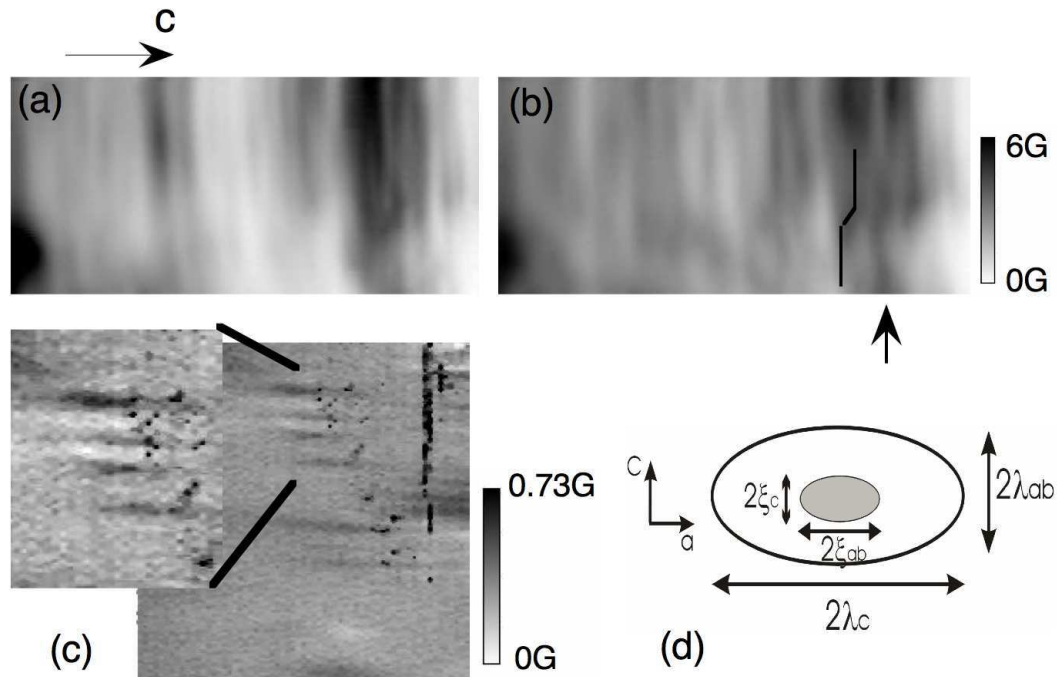


FIG. 5.9 – Un champ magnétique de 5 G est appliqué le long des couches, tandis qu'un champ de (a) 10 G et (b) 5 G est appliqué le long de l'axe c (indiquée par une flèche). Les dimensions des images sont $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température est de 0,4 K; (c) Vortex individuels observés quand l'échantillon est refroidi sans champ appliqué. Une partie de l'image est agrandie pour accentuer la présence de vortex. Les dimensions de l'image sont $62 \mu\text{m} \times 62 \mu\text{m}$ et la température est de 0,38 K. La direction des axes cristallographiques est la même que dans le panel d. (d) Schéma d'un vortex qui pénètre le long des couches dans un supraconducteur anisotrope.

couches est de $3 \mu\text{m}$, plus grande que la taille du SQUID, le flux magnétique capté par le SQUID va être plus faible que pour le cas où un champ normal est appliqué aux couches. La taille des vortex est plus difficile à déterminer, cependant le rapport des axes de vortex déterminé se situe entre 15 et 20.

Dans les panels (a) et (b) sont présentées les images obtenues quand on applique deux champs magnétiques, un le long des couches et un autre parallèle à l'axe c . Le champ parallèle aux couches a la même valeur 5 G dans les 2 images, seul le champ normal aux couches varie de 5 G (panel b) à 10 G (panel a). On observe que, pour un champ de 5 G normal aux couches, quand le champ magnétique résultant fait un angle de 45° avec l'axe c , des vortex individuels le long des couches sont présents mais aussi des régions (indiquées sur l'image et par la flèche) où le flux magnétique se 'tord', passe d'un vortex allongé à un autre, comme par exemple les vortex Josephson entre deux couches suivantes. Quand on augmente la composante normale, le champ résultant se rapproche de l'axe c (27°), et on observe seulement des vortex parallèles le long des couches. Ce comportement peut

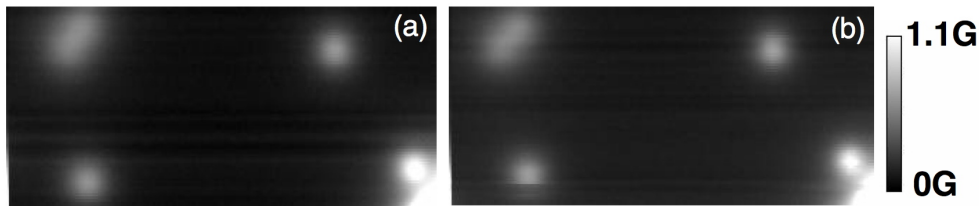


FIG. 5.10 – Dépendance angulaire des vortex pour un champ appliqué de 0,1 G. La direction du \mathfrak{H} fait un angle φ de (a) -3° et (b) 8° avec l'axe c . Les dimensions des images sont de $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température est de 0,35 K.

expliquer la présence des deux types de vortex quand le champ magnétique est appliqué près des plans ab (voir section 5.4.5).

5.4 Expériences pour des champs inclinés dans Sr_2RuO_4

5.4.1 Application des bas champs magnétiques aux petits angles

Pour déterminer si, à bas champs magnétiques appliqués, la relation 5.16 ($\text{tg}\theta = \gamma^2 \text{tg}\varphi$) s'applique, on tourne le champ par rapport à l'axe c avec un angle de 3° et 8° (Fig. 5.10). Même pour ces petits angles, les vortex doivent pénétrer presque dans le plan ab (si on tient compte de cette relation). Dû à l'anisotropie, les vortex ont une forme elliptique (Fig. 5.9d), avec un petit semi-axe égal à λ_{ab} . Pour un angle φ de 8° , l'angle de pénétration du vortex par rapport à l'axe c est $\theta \sim 89^\circ$ (conforme à l'eq. 5.16). Ces vortex, presque parallèles au plan ab doivent avoir une forme elliptique à la surface de l'échantillon avec un grand semi-axe qui augmente comme $\lambda_{ab}/\text{tg}\theta$, le semi-axe λ_c restant inchangé. Les vortex individuels apparaîtront donc allongés dans la direction du champ appliqué. Comme observé dans la Fig. 5.10, ce n'est pas le cas pour un champ appliqué de 0,1 G. Ce champ est beaucoup plus petit que le premier champ critique H_{c1}^c estimé à 35 G avec le μSQUID (autour de 25G d'après les mesures d'aimantation). Les vortex individuels sont isotropes à ces faibles champs inclinés, en accord avec la relation 5.14 $\gamma\mathfrak{H}_c < 2H_{c1}^c$ ($\text{tg}\theta = \frac{\gamma\mathfrak{H}_c}{2H_{c1}^c} \text{tg}\varphi$). Les images de la Fig. 5.10 étant prises dans le même temps que celle de la Fig. 4.14, on observe que'à bas champs, les vortex peuvent bouger de quelques micromètres n'étant que faiblement piégés. Chaque image est faite après refroidissement sous champ (FC).

5.4.2 Apparition des chaînes de vortex

Les premières images obtenues des chaînes de vortex sont présentées dans la Fig. 5.11. Le champ magnétique externe \mathfrak{H} fait un angle θ fixe de 87° avec l'axe c . En augmentant le champ, on observe qu'à partir de 10 G des structures de flux allongées se forment dans la direction du champ appliqué. À 20 G, la corrélation de ces structures est visible, le flux magnétique pénètre sous la forme de chaînes. Pour des valeurs de champ entre 30 G et 70 G, les chaînes forment des lignes droites ordonnées. La dépendance de la densité des

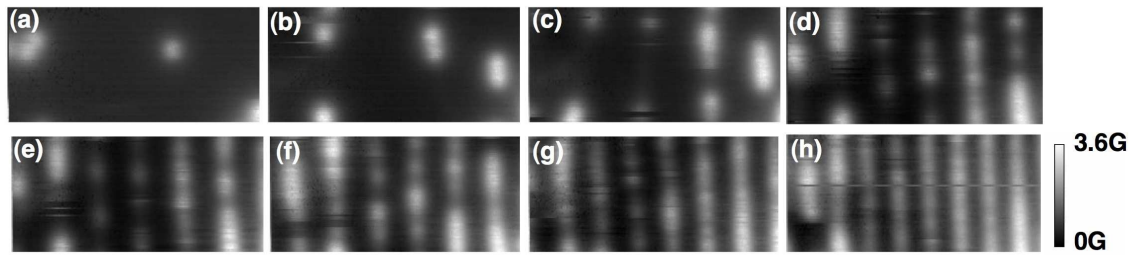


FIG. 5.11 – Formation des chaînes de vortex quand le champ est appliqué à un angle fixe de 87° par rapport à l'axe c . L'amplitude du champ est : (a) 0 G, (b) 10 G, (c) 20 G, (d) 30 G, (e) 35 G, (f) 40 G, (g) 50 G, (h) 70 G. La dimension des images est de $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température est de 0,35 K.

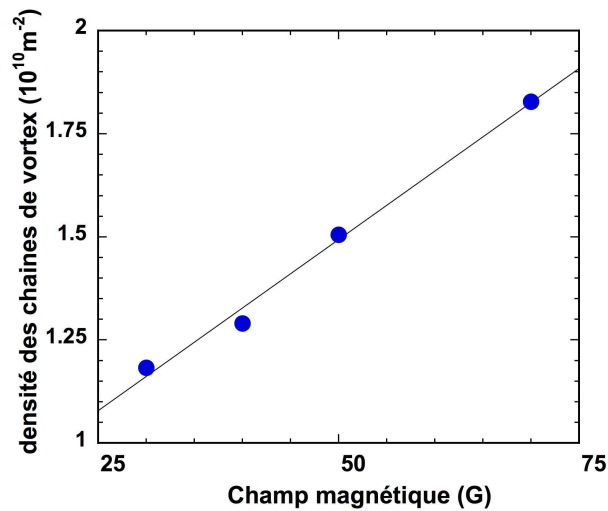


FIG. 5.12 – Variation de la densité des chaînes de vortex avec le champ magnétique appliqué à un angle de 87° . La ligne représente un fit linéaire de points expérimentaux.

chaînes de vortex par unité de surface, quand on augmente le champ appliqué, est montrée dans la Fig. 5.12. Cette dépendance est linéaire, cela suggère que chaque chaîne accueille un nombre maximal de vortex avant qu'une nouvelle chaîne soit ajoutée. Quand le champ appliqué augmente, plus de chaînes entrent dans l'image. Quand le nombre de vortex atteint une valeur d'équilibre dans une chaîne, il est énergétiquement plus favorable que les vortex forment une nouvelle chaîne. À un certain champ appliqué pour un angle donné, un point d'équilibre est atteint et aucun vortex et chaîne ne peuvent être ajoutés.

On n'observe pas un réseau de vortex individuels, mais qu'un réseau de chaînes. L'origine de la formation des chaînes de vortex peut être le piégeage. Les vortex pourraient être piégés à cause de la rugosité de la surface[104] ou à cause d'un piégeage volumique dû aux défauts présents dans le volume. Mais comme le nombre de lignes augmente de façon régulière avec le champ magnétique, les chaînes ne sont pas piégées et restent mobiles. Ainsi, les chaînes de vortex se forment en Sr_2RuO_4 , dû à l'attraction magnétique de type dipolaire entre les

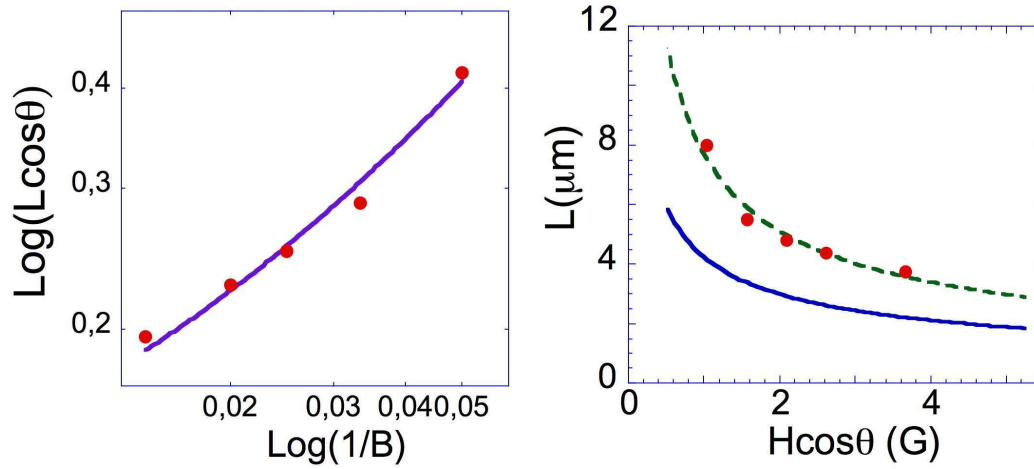


FIG. 5.13 – Variation de la composante normale de la distance entre chaînes $L\cos\theta$ en fonction de la densité de flux inversée en échelles logarithmiques (gauche). La ligne représente le fit théorique. À droite, la variation de la distance entre chaînes L en fonction de la composante normale du champ appliqué. La ligne en pointillés est un guide pour les yeux, tandis que la ligne continue représente la limite isotrope.

vortex tournés par rapport à l'axe de l'anisotropie. Ces chaînes reposent dans le plan défini par \mathfrak{H} et l'axe c , qui est l'orientation préférée pour un réseau de vortex déformé dans la limite London anisotrope.

La distance entre vortex dans la même chaîne a est telle qu'on ne peut pas les séparer pour une large gamme de valeurs de champ et d'angles d'inclinaison. Cette distance peut être calculée dans la limite d'une seule chaîne de vortex (Fig. 5.5(b)), et pour Sr_2RuO_4 la distance a a une valeur de $\sim 2\lambda_{ab}=0,3 \mu\text{m}$ plus petite que la résolution spatiale de notre SQUID. À des champs de plus en plus grands, les vortex se superposent et leur distinction devient difficile. Néanmoins, cette distance varie avec l'angle et pour une gamme étroite de champs appliqués, les vortex peuvent être séparés dans une chaîne (voir sections 5.4.3 et 5.4.5).

Du point de vue quantitatif, on compare la distance entre les chaînes avec la théorie GL. On définit alors L la distance entre les chaînes, et a la distance entre les vortex de la même chaîne comme dans la Fig. 5.6. Pour un réseau isotrope de vortex, on a $L=a\sqrt{3}/2$, avec $L a=\phi_0/B$. Dans le cas anisotrope, quand le champ magnétique est incliné par rapport à l'axe d'anisotropie, deux régimes sont trouvés par Daemen *et al.*[44]. Pour des très bas champs, la séparation entre deux vortex dans une chaîne est essentiellement constante ($\sim \lambda_{ab}$) et indépendante du champ magnétique \mathbf{B} . La distance entre les chaînes L varie fortement avec \mathbf{B} , comme $1/B$. À de plus grands champs, un comportement différent résulte, a et L varient comme $1/\sqrt{B}$.

Pour mettre en évidence le fait que la structure des chaînes de vortex a été observée dans la Fig. 5.11, on doit tenir compte de l'effet de rotation du réseau de vortex en fonction

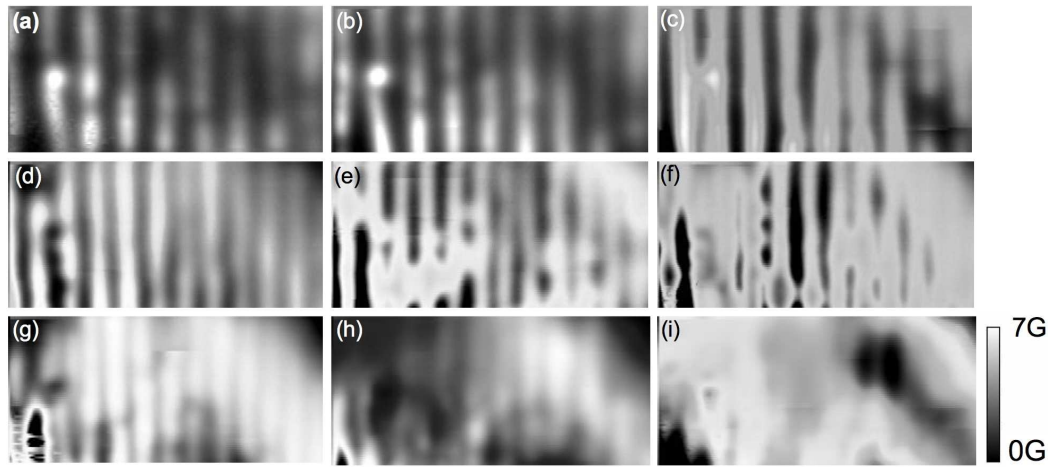


FIG. 5.14 – Variation angulaire des chaînes de vortex quand le champ magnétique appliqué est de 70G. Les angles d’inclinaison par rapport à l’axe c sont : (a)88°, (b)87°, (c)85°, (d)82°, (e)81°, (f)79°, (g)77°, (h)75°, (i)73°. La dimension des images est de $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température est de 0,35 K.

de la direction du champ appliqué. Comme la composante normale de la densité de flux est continue à la surface, $B = \mathfrak{B} \cos \varphi / \cos \theta$ et donc n’est pas linéairement liée au champ appliqué. On trace les points expérimentaux de façon suivante : la distance entre chaînes dans le plan normal au réseau de vortex est tracée en fonction de l’inverse de la densité de flux $1/B$. Dans le régime des chaînes de vortex, cette quantité doit être constante. La Figure 5.13 montre le plot logarithmique de $L \cos \theta$ en fonction de $1/B$ pour un angle de 87° (gauche). La ligne représente le fit théorique. Les points expérimentaux et la courbe théorique sont en bon accord. À droite, la distance entre chaînes est représentée en fonction de la composante normale du champ appliqué. La ligne en pointillés est un guide pour les yeux tracée à travers les points expérimentaux et ne représente pas un fit. La ligne continue est la limite isotrope.

Quand le champ magnétique appliqué est augmenté, les chaînes fusionnent et finalement doivent former un réseau de vortex isotrope. Un champ de seuil doit exister. Dans la limite isotrope, $L = 4.23 / \sqrt{B(G)} \mu\text{m}$ (courbe continue dans la figure). On observe qu’en augmentant le champ la distance entre chaînes tend vers cette limite isotrope comme attendu.

À hauts champs, les paramètres du réseau varient comme $1/\sqrt{B}$. La distorsion anisotrope du réseau hexagonale est (Fig. 5.5) :

$$\beta = \left(\frac{\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta}{\gamma^2} \right)^{1/4} \quad (5.21)$$

Pour un angle de 87°, la distorsion est de $\beta = 0.27$, d’où une valeur du rapport L/a de 12. Donc le réseau de vortex en Sr_2RuO_4 doit être fortement déformé par rapport au réseau triangulaire isotrope, sauf si le champ magnétique est parallèle à l’axe c . Si on tient compte de cette valeur, la distance entre vortex dans la même chaîne, a , se situe autour de $0,3 \mu\text{m}$

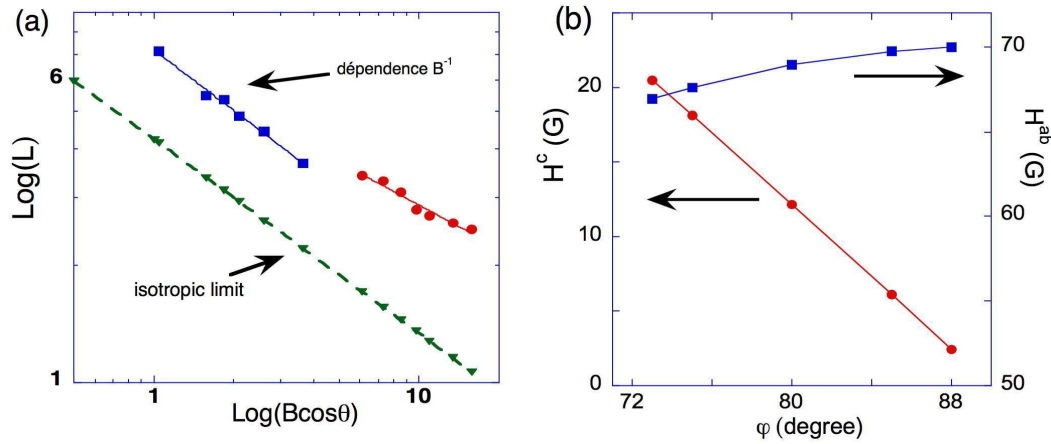


FIG. 5.15 – (a) La distance entre les chaînes de vortex en fonction de la composante normale du champ appliqué, en échelles logarithmiques. Comme indiqué sur la figure, la ligne en pointillés représente la limite isotrope, tandis que les points carrés représentent la distance entre les chaînes de la Fig. 5.13. Les points ronds représentent la distance entre chaînes pour un angle variable (Fig. 5.14), la ligne entre eux est un guide pour les yeux. (b) Variation des composante normale et parallèle du champ appliqué avec l'angle d'inclinaison.

($2\lambda_{ab}$ en accord avec la théorie) pour une distance L entre chaîne de $3,5 \mu\text{m}$ mesurée dans la Fig. 5.14.

5.4.3 Variation angulaire des chaînes de vortex

Pour étudier plus en détail le comportement des chaînes de vortex, on fait varier l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe c du champ appliqué, tout en maintenant l'amplitude de la densité du flux constante. Cette variation angulaire est présentée dans la Fig. 5.14 pour une valeur du champ appliqué de 70 G. Les angles d'inclinaison sont indiqués dans la légende de l'image. On incline le champ d'un côté et de l'autre de l'axe c , le plus petit angle étant de 73° pour un champ de 70 G. On observe qu'à de grands angles, près du plan ab , la structure de chaînes est régulière et ordonnée. Quand l'angle φ diminue, plus de chaînes se forment, par exemple entre 82° et 88° une nouvelle chaîne est ajoutée. Dans le même temps, le flux dans les chaînes augmente, chaque ligne pouvant contenir plus de vortex. Selon le modèle de formation des chaînes de vortex (Fig. 5.5(b)), la distance entre vortex de la même chaîne a un minimum pour un angle de 79° , plus de vortex peuvent donc être accueillis dans la même chaîne. Quand l'angle devient plus petit que 75° , la composante normale de la densité de flux devient trop importante et le flux commence à pénétrer entre les chaînes. La variation angulaire des composantes normale et parallèle au plan ab est montrée dans la Fig. 5.15(b). On observe que la composante normale augmente sensiblement, tandis que la composante parallèle reste presque inchangée. Alors les structures observées sont déterminées en principal

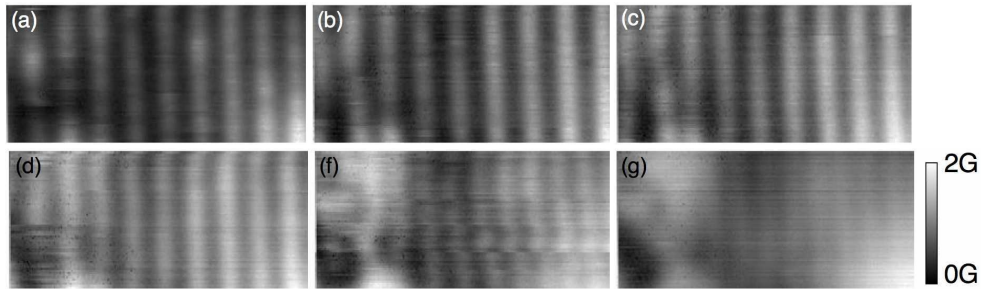


FIG. 5.16 – Variation en température des chaînes de vortex. L’amplitude du champ appliqué est de 70 G à un angle de 87° . La température est de (a)0,37 K, (b)0,9 K, (c)1,1 K, (d)1,2 K, (f)1,28 K, (g)1,32 K. La dimension des images est de $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$.

par la composante normale du champ appliqué. Avec l’augmentation du champ perpendiculaire, \mathfrak{H} devient plus grand que H_{c1} pour cette direction, et les vortex tournent dans la direction du champ appliqué. Un même comportement de la distance entre chaînes en fonction de l’angle d’inclinaison du champ magnétique a été observé pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [73]. Avec la diminution de l’angle d’inclinaison, l’aimantation dans l’échantillon change (l’effet de la géométrie de l’échantillon) et aussi le flux dans le supraconducteur.

La distance moyenne entre chaînes est de $3,6 \mu\text{m}$ pour un angle de 88° . Cette distance décroît jusqu’à $2,4 \mu\text{m}$ à un angle de 77° . Dans la Fig. 5.15(a), la variation de la distance entre chaînes, en fonction de la composante normale du champ, est présentée. Les points carrés représentent la dépendance en B^{-1} , comme indiqué sur la figure, les mêmes que ceux de la Fig. 5.13 avec le fit théorique. Les points ronds sont les points expérimentaux déterminés à partir de la Fig. 5.14. On observe qu’en augmentant le champ appliqué, la distance entre chaînes ne suit plus la dépendance théorique en B^{-1} . Les chaînes peuvent accueillir une densité de vortex plus grande que prédite, la répulsion entre vortex dans la même chaîne étant plus faible.

5.4.4 Variation en température des chaînes de vortex

Dans les mesures suivantes, on varie la température tout en maintenant le même champ appliqué. Dans la Fig. 5.16, l’amplitude du champ appliqué est de 70 G à un angle de 87° par rapport à l’axe c . La température est augmentée au dessus de $T_c=1,31$ K, déterminé par les mesures de susceptibilité magnétique. On observe que la structure régulière des chaînes reste jusqu’à une température de 1,32 K en concordance avec la valeur de T_c déterminée. À une température de 1,4 K le matériau redevient normal, aucune structure n’étant plus observée. La distance entre chaînes varie très peu, l’erreur étant de $0,3-0,4 \mu\text{m}$. Des impuretés à la surface du matériau peuvent altérer localement la température de transition. Une phase à 3 K[152] a été observée à la surface des échantillons provenant du Japon (groupe de Maeno), due à des inclusions de Ru. Nos échantillons ne présentent pas d’inclusion et donc on n’observe pas de phase à 3 K.

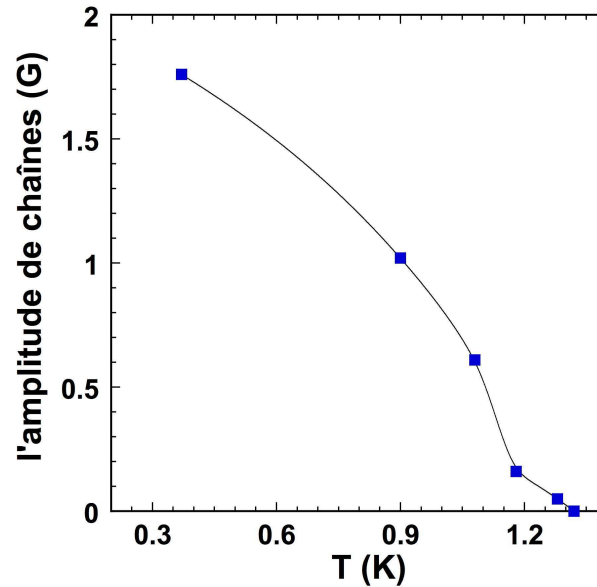


FIG. 5.17 – Variation relative de l’amplitude magnétique des chaînes de vortex en fonction de la température. Le matériau devient normal à 1,35 K.

La variation de l’amplitude magnétique des chaînes de vortex est montrée dans la Fig. 5.17. On observe que l’amplitude magnétique des chaînes diminue avec la température, cette amplitude étant mesurée par rapport au milieu supraconducteur. Quand le matériau devient normal, le champ pénètre partout, l’amplitude des chaînes étant donc zéro. La mesure de l’amplitude des chaînes constitue donc une mesure du contraste du champ magnétique en fonction de la température pour une valeur et un angle d’inclinaison donnés du champ appliqué externe.

5.4.5 Formation des chaînes de vortex. Deux types de vortex présents ?

La formation des chaînes de vortex est présentée dans la Fig. 5.18, pour différentes histoires du champ magnétique. Le champ magnétique externe est appliqué près du plan ab . L’image (d) est la même que celle de la Fig. 5.11(f), et est utilisée pour accentuer les différences entre les types de refroidissement de l’échantillon. **On observe une décoration des vortex sur des canaux de flux qui pénètrent le long des plans ab .** Le champ appliqué a une valeur telle qu’il est plus grand que H_{c1} pour la direction parallèle aux plans ($H_{c1}^{ab}=10G$), mais plus petit que H_{c1} pour la direction normale aux plans ab ($H_{c1}^c=50G$). À première vue, il semblerait que le champ pénètre premièrement le long des couches et que des vortex perpendiculaires décorent ces chaînes de flux. On observe aussi une tendance d’anticorrélation entre les vortex des chaînes adjacentes, comme dans un réseau hexagonal déformé. Apparemment, il y a une différence entre les préparations de l’échantillon par refroidissement sous champ (FC) ou non (ZFC). On observe ce type de décoration plutôt pour le cas ZFC. Cela peut venir du fait que, au début, le flux magnétique pénètre le long

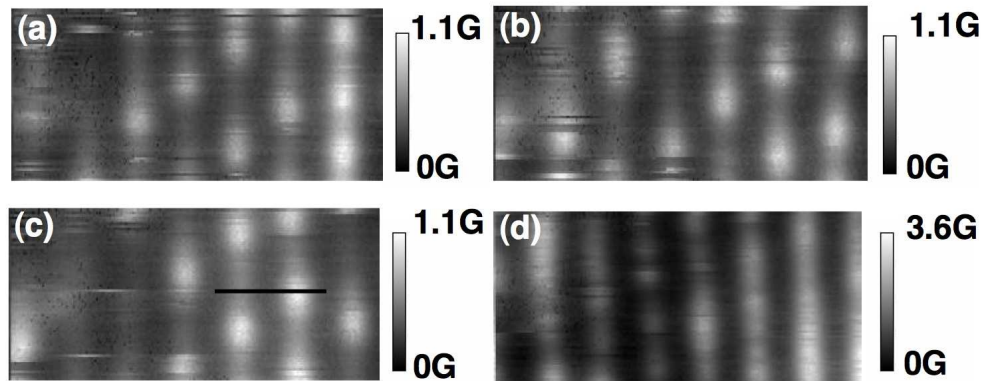


FIG. 5.18 – Formation des vortex chaînes pour différentes préparations : le champ externe appliqué a une amplitude de (a)50 G ZFC à $\varphi=87^\circ$, (b)5 G FC et augmenté à 50 G à froid pour un $\varphi=88^\circ$, (c)10 G FC et augmenté à 50 G à froid pour un $\varphi=88^\circ$ et (d)40 G FC à $\varphi=88^\circ$. La dimension des images est de $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température de 0,35 K.

des couches, et en augmentant le champ à basse température, des vortex apparaissent et décorent les structures qui se trouvent au dessous. Dans les expériences en refroidissement sous champ (FC), l'expulsion du flux est telle que seules les vortex inclinés restent dans l'échantillon pour une large gamme d'angles. Il est aussi possible qu'en refroidissant sous champ suffisamment fort, les vortex pénètrent dans la direction du champ appliqué, restant ainsi inclinés et formant des chaînes.

Les vortex qui décorent les structures en dessous ont la même amplitude magnétique que les vortex individuels quand le champ est appliqué le long de l'axe c , suggérant que la composante normale du champ les crée. Dans le cas FC (image d), le flux magnétique qui sort de l'échantillon est beaucoup plus grand, comme si les vortex étaient proches les uns des autres. Considérant que la composante normale crée les vortex, on doit avoir 30 vortex dans l'image à 40 G FC qui sont plutôt des vortex inclinés formant les chaînes. De même pour l'image (c) ou, en appliquant 10 G FC, on doit avoir 8 vortex créés par la composante normale. On considère que les chaînes de vortex comme ceux de la Fig. 5.11 sont formées par des vortex inclinés.

Le profil de flux magnétique d'une chaîne et d'un vortex qui décore une chaîne est montré dans la Fig. 5.19(b). Le flux magnétique capté par le SQUID dans le cas du vortex est au moins deux fois plus grand que celui de la chaîne, confirmant ainsi la théorie que les vortex sont créés par la composante perpendiculaire et les chaînes sont probablement le long des couches.

Dans les supraconducteurs à haut T_c , les vortex sont beaucoup plus élastiques à cause de l'agitation thermique, et ont une faible longueur de cohérence. Dans les supraconducteurs isotropes, pour des bas champs (même inclinés), les vortex pénètrent parallèlement avec le champ moyen dans l'échantillon. Si le supraconducteur est anisotrope, les vortex peuvent pénétrer dans deux directions différentes, la plus stable étant la direction perpendiculaire

pour une anisotropie grande (voir la section 5.2.2). En général, les vortex sont considérés comme des lignes de flux rigides qui ne se tordent pas. Dans ce cas la barrière pour que l'intersection des vortex (vortex cutting) soit possible est assez large, $\Delta U \approx 2lH_{c1}\phi_0 = l\phi_0^2 \ln \kappa / 2\pi\mu_0\lambda^2$, où l est la plus petite longueur caractéristique (par exemple la longueur de cohérence). L'énergie magnétique d'interaction entre des vortex rectilignes est pour le cas isotrope[203] :

$$E_{int} = \frac{\phi_0^2}{2\mu_0\lambda_{ab}} \cot(\alpha) \exp\left(-\frac{d}{\lambda_{ab}}\right) \quad (5.22)$$

où d est la distance la plus petite entre les vortex et α l'angle entre eux. On observe que l'interaction électromagnétique entre lignes de flux change de signe quand $\alpha = \pi/2$. Pour le cas anisotrope, quand le champ appliqué est parallèle à l'axe c , d'énergie peut être gagnée quand les vortex s'inclinent localement pour atteindre des grands angles α . Les barrières d'intersection sont beaucoup réduites, cette courbure résultant en une intersection spontanée des vortex. Cette tendance de se courber des lignes de flux peut être aussi observée dans le comportement du module d'inclinaison (tilt moduli c_{44}) anisotrope nonlocal[204]. Dans les supraconducteurs isotropes, le module d'inclinaison local est une densité d'énergie magnétique associée à la compression du flux dans le matériau, et ne dépend pas de l'anisotropie cristalline $c_{44} = B^2/4\pi$.

Si on tient compte des fluctuations thermiques, la distance sur laquelle se déplace une ligne de flux, perpendiculaire au champ quand elle traverse un échantillon est $\Lambda_L = (2\pi L k_B T / \epsilon_v)^{1/2}$ [166], où L est l'épaisseur de l'échantillon et ϵ_v la self-énergie d'un vortex (par unité de longueur). Cette distance a une valeur $\sim 1,5 \mu\text{m}$ pour un échantillon de $0,5 \text{ mm}$, à une température de 1 K avec $H_{c1} = 50 \text{ G}$. Les collisions entre vortex sont importantes quand Λ_L est comparable avec la distance entre les vortex. Une nouvelle phase apparaît jusqu'au dessus de H_{c1} , dans laquelle le liquide de lignes de flux vont s'entremêler (entangled).

Dans les supraconducteurs anisotropes comme BSCCO deux différents types de vortex coexistent[82]. Un réseau combiné de lignes de flux le long des couches (vortex Josephson) et des vortex le long de l'axe c . Dans un supraconducteur isotrope London (Eq.5.22), les vortex perpendiculaires ne se 'voient' pas, donc peuvent s'entrecroiser facilement. Quand l'anisotropie est forte, les vortex le long de l'axe c forment un empilement des vortex pancake. Pour des faibles champs appliqués le long de l'axe c , un vortex Josephson contient une seule rangée de vortex pancake le long des couches. Pour déterminer si ce cas est celui de Sr_2RuO_4 , on compare la distance entre les chaînes avec la théorie LD. Quand le vortex Josephson contient donc une seule rangée des vortex pancake, pour une certaine valeur du champ et angle, il y a une transition de phase d'un réseau déformé triangulaire des vortex pancake à l'état de chaînes. La distance entre les chaînes est simplement donnée par la distance entre les vortex Josephson[135] :

$$L = \sqrt{\frac{\sqrt{3}\gamma\phi_0}{2B_x}} \quad (5.23)$$

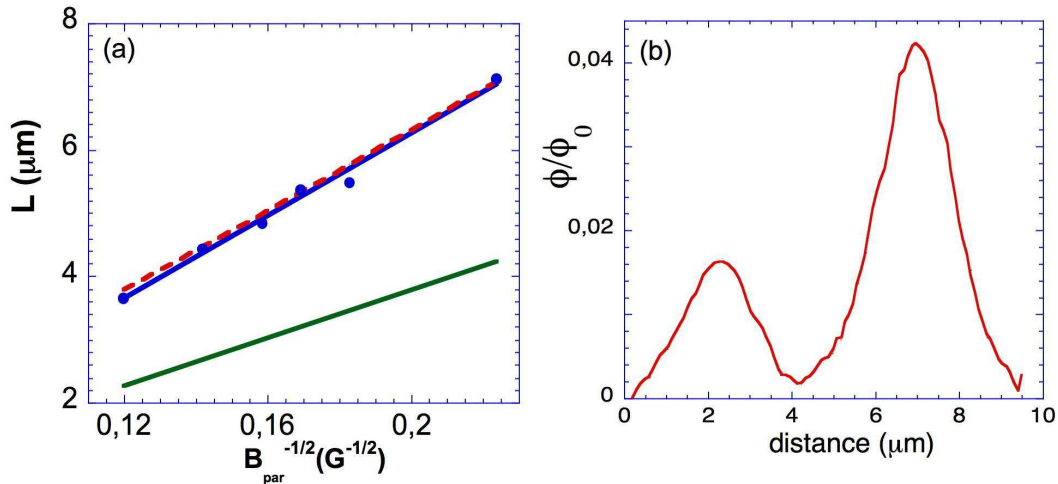


FIG. 5.19 – (a) Variation de la distance entre chaînes (points ronds) avec le champ parallèle aux couches. La ligne continue est l’ajustement linéaire à travers les points, tandis que la ligne interrompue représente le calcul théorique (formule 5.23) avec un paramètre d’anisotropie γ de 28. La ligne continue, en bas de l’image, représente le calcul théorique pour un γ de 20. (b) Profil d’un vortex et d’une chaîne, qui correspond à la ligne noire de la Fig. 5.18(c).

ou B_x est le champ appliqué le long des couches. Dans la Fig. 5.19(a) on montre la distance entre les chaînes en fonction du $B_x^{-1/2}$. Les points ronds représentent les valeurs expérimentales qui sont ajustés linéairement (ligne continue) et la ligne interrompue représente la courbe théorique donnée par l’équation 5.23 avec un paramètre d’anisotropie γ de 28. La courbe continue d’en bas représente le calcul théorique avec un paramètre γ de 20. Les valeurs considérées en littérature donnent un paramètre γ de 20 [147], déterminé par le rapport des deux champs critiques H_{c2} , qui sont mesurés par résistivité et susceptibilité ac. γ il est aussi donné par le rapport des longueurs de pénétration. Les longueurs de pénétration sont déterminées à partir du paramètre GL κ ($=H_{c2}/\sqrt{2}H_c$) et des longueurs de cohérence ξ (directement liées au H_{c2}). Le champ critique thermodynamique est déterminé à partir des mesures de chaleur spécifique. La longueur de pénétration a été mesurée aussi par mesures de SANS, qui trouvent une valeur de $0.19\mu\text{m}$ ($0.15\mu\text{m}$ est la valeur considérée correcte en [147]). Les valeurs calculées pour γ (rapport des vitesses de Fermi) sont beaucoup plus grandes que les valeurs mesurées de l’ordre de 110-170 pour les différentes bandes.

La distance mesurée entre les chaînes, est proportionnelle avec $B_x^{-1/2}$, mais a des valeurs deux-trois fois plus grandes que celles prédites pour un paramètre γ de 20 et suit une différente pente. Ces valeurs sont mesurés à une température de 0.4K. Le paramètre d’anisotropie peut varier avec la température comme les deux longueurs de pénétration varient. Comme dans Sr_2RuO_4 la supraconductivité est considérée dépendante des bandes (apparaît au debout dans la bande γ), c’est possible que le paramètre d’anisotropie varie et une valeur de 28 paraît plausible. Ainsi la distance entre le chaîne peut tout à fait suivre la théorie

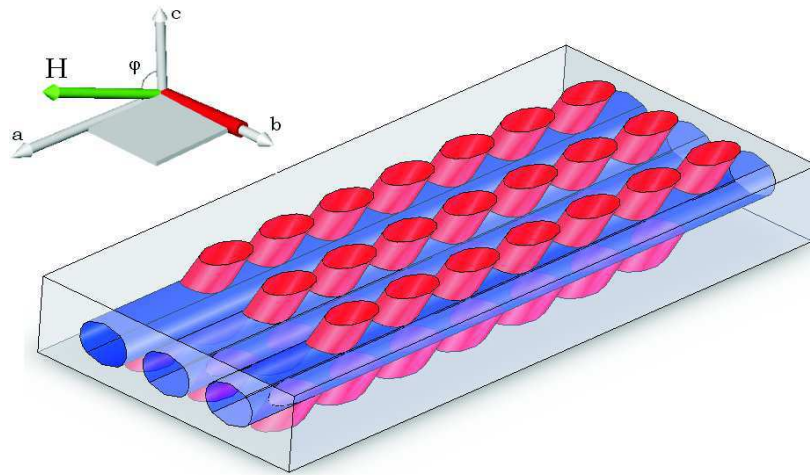


FIG. 5.20 – Une possibilité pour la pénétration du champ magnétique dans un matériau supraconducteur anisotrope, quand l'angle d'inclinaison φ est grand. Le flux magnétique pénètre d'abord le long des couches et après des vortex dans la direction du champ ou perpendiculaires (comme dans la Fig. 5.7) décorent les structures au dessous.

LD, avec un paramètre γ de 28.

Sr_2RuO_4 doit être différent de BSCCO et se comporter plus comme un supraconducteur 3D, si on tient compte de la longueur de cohérence le long de l'axe c , ξ_c (33\AA), est trois fois plus grande que la distance entre les couches. Néanmoins, on observe ce type de décoration des canaux de flux parallèles aux couches.

Dans un calcul, Daemen et al.[45] montrent qu'un réseau formé par des vortex parallèles à l'axe c et d'autres vortex inclinés avec un angle θ par rapport à l'axe c diminue l'énergie libre par rapport au cas d'un simple réseau triangulaire déformé incliné. Ils trouvent également qu'il doit y avoir un champ minimum en dessous duquel la phase mixte n'existe pas. Cette valeur du champ varie avec l'angle d'inclinaison.

Une approche identique peut expliquer les structures observées en Sr_2RuO_4 , c.a.d. que **pour certaine valeur du champ quand on l'incline à des grandes angles un réseau combiné peut se former. Ce réseau contient des canaux de flux (vortex) parallèles aux couches et des vortex qui sont inclinés** comme le montre le schéma de la Fig. 5.20. L'énergie d'interaction entre ces deux types de vortex (donnée toujours par l'équation 5.22) est petite quand l'angle entre vortex augmente. Quand la distance entre les vortex est beaucoup plus grande que λ_{ab} , l'énergie d'interaction entre les deux types de vortex est beaucoup plus petite que la self énergie du vortex et l'énergie d'interaction entre deux vortex parallèles. Il est donc plausible que deux types différents des vortex existent dans l'échantillon.

Cette coexistence peut apparaître aussi à cause de la manière d'appliquer le champ à basse température. On applique le champ très proche des plans ab , en l'augmentant jusqu'à une valeur donnée à basse température. Il est probable qu'en augmentant le champ, le flux

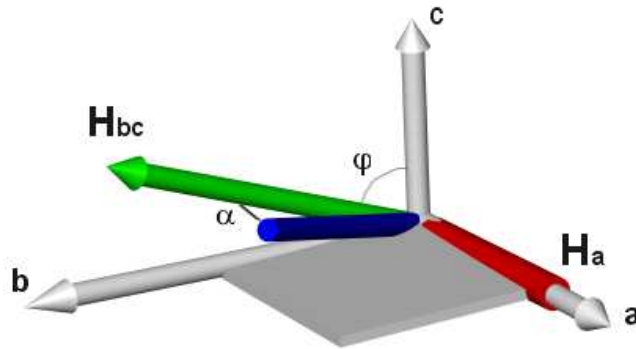


FIG. 5.21 – Schéma des champs appliqués par rapport à l'échantillon. Le champ H_{bc} peut être tourné dans le plan bc avec un angle $\varphi=360^\circ$. Un champ fixe H_a peut être appliqué le long de l'axe a . Le champ résultant (en bleu) fait un angle α avec le plan bc .

pénètre d'abord le long du plan ab (la valeur du H_{c1}^{ab} étant petite), et ces structures restent piégées dans cette direction, et qu'en continuant à augmenter le champ, certains vortex apparaissent le long du champ (qui a une valeur plus importante ~ 50 G), ou même dans la direction de l'axe c poussés par l'anisotropie.

5.4.6 Rotation des chaînes de vortex dans le plan ab

Ici, nous nous intéressons à l'orientation des chaînes de vortex par rapport au champ appliqué. Une question essentielle concerne leur éventuel piégeage par des défauts extrinsèques au matériau. Pour vérifier ceci, nous appliquons un champ magnétique pouvant tourner dans l'espace. Pour cela, deux champs différents sont appliqués comme le montre le schéma de la Fig. 5.21. Un champ qui peut être tourné de 360° est appliqué dans le plan bc , tandis qu'un champ avec une direction fixe (H_a) est appliqué le long des couches. Le champ incliné (H_{bc}) fait un angle φ avec l'axe c , alors que le champ résultant fait un angle α avec le plan bc . La direction du champ résultant (en bleu) peut être facilement changée, en variant les amplitudes et les directions des deux champs superposés.

On applique différents champs magnétique pour déterminer si les structures de flux obtenues dépendent de la direction du champ incliné. Donc, en maintenant la direction du champ H_a fixe, on varie l'angle d'inclinaison du champ H_{bc} . Les images obtenues sont montrées dans la Fig. 5.22(b)-(e). On observe que **l'orientation des chaînes de vortex est toujours orientée le long de la projection du champ résultant sur la surface de l'échantillon**. L'orientation des chaînes n'est donc pas influencée par la présence éventuelle de défauts. En effet, les défauts sont présents dans les images (comme celui situé au milieu de l'image), mais ne change pas l'orientation des chaînes. L'orientation est donnée par la direction du champ résultant. Notons que, pour certaines valeurs du champ (de la composante normale), des vortex individuels sont visibles dans les chaînes, comme dans l'image (b). Ces vortex décorent les structures de flux en dessous. Pour valider cette idée,

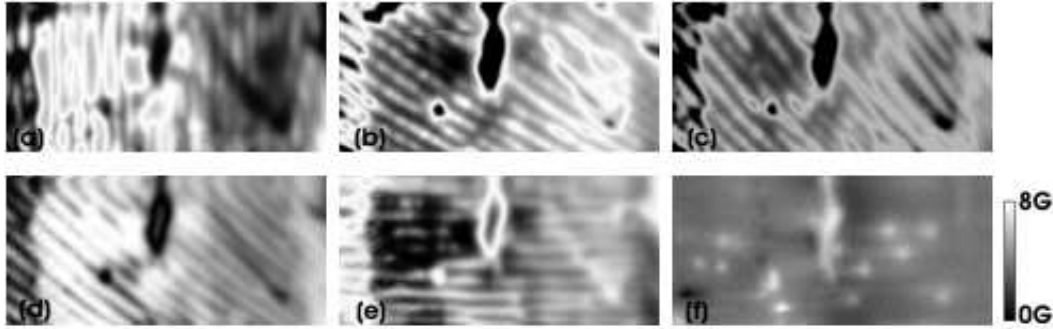


FIG. 5.22 – Rotation des chaînes de vortex en Sr_2RuO_4 . Quand les amplitudes des deux champs composants varient, l'angle α du champ résultant est changé de : (a) $H_{bc}=54$ G, $\varphi=80^\circ$, $\alpha=0^\circ$; (b) $H_{bc}=54$ G, $H_a=68$ G, $\varphi=85^\circ$, $\alpha=60^\circ$; (c) $H_{bc}=54$ G, $H_a=54$ G, $\varphi=85^\circ$, $\alpha=45^\circ$; (d) $H_{bc}=-54$ G, $H_a=80$ G, $\varphi=85^\circ$, $\alpha=56^\circ$; (e) $H_{bc}=-6$ G, $H_a=90$ G, $\varphi=0^\circ$, $\alpha=90^\circ$; (f) $H_a=68$ G. La dimension des images est $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température de 0,6 K.

on applique un champ le long des couches (image (f)). Il y a toujours un champ résiduel qui fait que quelques vortex sont présents même à ZFC. Si on applique un champ de 68 G dans le plan ab, on s'attend normalement à ce que les vortex pénètrent le long des couches. On observe des vortex sur la face ab, créés par le champ résiduel, mais ces vortex présentent comme une queue de flux. Il semblerait que certains de ces vortex normaux soient déjà piégés sur des structures de flux (vortex) le long du plan ab.

5.5 Interaction entre anisotropie et non conventionalité en Sr_2RuO_4

Les structures de flux observées pour des champs magnétiques inclinés à plus de 70° ont toujours la forme de chaînes de vortex. Ces chaînes varient avec l'amplitude et l'angle d'inclinaison et peuvent être même 'décorés' par des vortex perpendiculaires. Quand on tourne le champ appliqué vers l'axe c, et en ne prenant en compte que l'anisotropie, on s'attend à ce que le réseau de vortex en forme de chaînes tende de plus en plus vers un réseau régulier. La déformation du réseau de vortex doit diminuer jusqu'à ce que l'on retrouve un réseau régulier pour un champ parallèle à l'axe c. Pour Sr_2RuO_4 dans la gamme de champ appliqué, ce n'est pas le cas, comme le montrent les images du Chapitre III ; il y a une coalescence des vortex quand le champ est appliqué le long de l'axe c. Ce comportement est visible dans la Fig. 5.15, ou à bas champ perpendiculaire la distance entre les chaînes suit la limite isotrope, mais pour des champs plus forts elle diminue plus lentement que la limite isotrope prédite.

Pour sonder la limite entre l'anisotropie et la coalescence des vortex, on maintient le champ magnétique appliqué constante à 10 G et on diminue l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe c (Fig. 5.23 pour l'échantillon B). Une chaîne de vortex est présente pour un angle

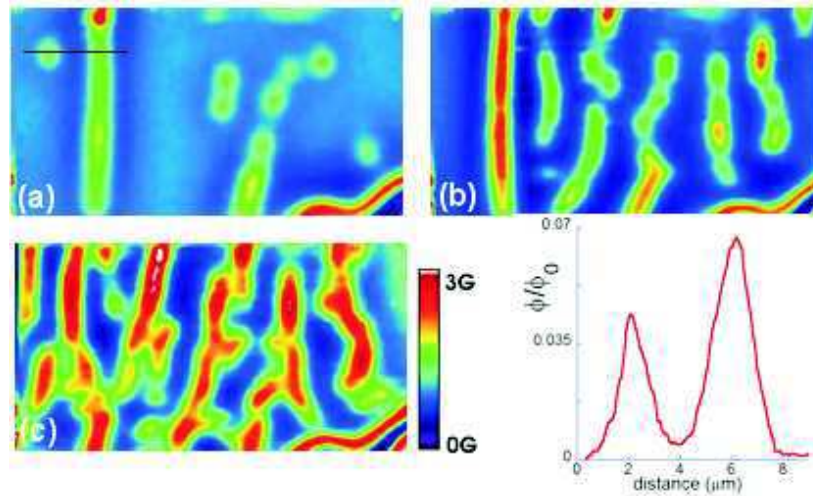


FIG. 5.23 – Structures de flux quand l’amplitude du champ appliqué est maintenue constante à 10G FC et l’angle d’inclinaison par rapport à l’axe c est de : (a) 70° , (b) 60° , (c) 50° . La dimension des images est $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ et la température de 0,3 K. Un plot d’un vortex et d’un chaîne est montré, qui correspond à la ligne noire de l’image a.

φ de 70° , ainsi que des vortex individuels et le début d’une chaîne. Quand on tourne le champ vers l’axe c , à $\varphi=60^\circ$, la chaîne est toujours visible, mais des structures de flux apparaissent, formées par des vortex qui restent ensemble. Quelques-uns de ces groupes de vortex maintiennent la direction du champ appliqué (la direction de la chaîne de vortex). C’est comme il y avait **une compétition entre l’anisotropie du matériau qui voudrait maintenir les structures de flux dans la direction du champ appliqué, et un autre mécanisme qui fait que avec l’augmentation du champ appliqué dans la direction normale aux couches, les structures prennent une forme irrégulière**, comme dans un liquide de vortex ou une phase hexatique. Quand l’angle d’inclinaison est de 50° , l’anisotropie est vaincue et les chaînes se brisent, maintenant les structures ont des formes aléatoires, plutôt comme des branches. Un profil d’un vortex et de la chaîne est montré, correspondant à la ligne noire de l’image (a). On observe que le flux d’une chaîne est à peu près deux fois plus grand que celui d’un vortex individuel, qui peut venir du fait que plusieurs vortex sont très près les uns des autres dans une chaîne. Le flux du vortex correspond au flux des vortex qui décorent les structures au dessous (Fig. 5.19b), tandis que le flux d’une chaîne correspond au flux d’un vortex individuel quand le champ est appliqué le long de l’axe c (Fig. 4.10).

Le même comportement des structures de flux est retrouvé dans l’échantillon A. Les images de la Fig. 5.24 sont obtenues en appliquant un champ magnétique constant de 10 G le long des couches et en augmentant le champ normal jusqu’à 3 G. La formation des chaînes de vortex est observée pour des valeurs de champ normal inférieures à 2 G. Pour un champ de 1 G, les chaînes sont visibles mais aussi des vortex individuels entre eux. En augmentant le champ normal, plus de flux sort par la surface de l’échantillon. Les chaînes commencent

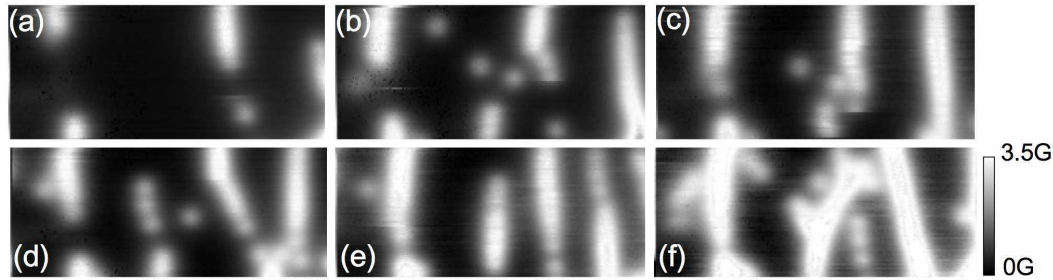


FIG. 5.24 – Comportement des domaines de flux quand un champ magnétique parallèle aux couches de 10 G FC est maintenu constant et le champ normal est de : (a) 0,5 G, (b) 1 G, (c) 1,5 G, (d) 1,52 G, (e) 2 G, (f) 3 G. La dimension des images est $31 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ et la température de 0,35 K.

à attirer les vortex individuels jusqu'à ce qu'elles soient formées. Il existe une certaine valeur de l'amplitude du champ appliqué, pour un angle fixe, pour laquelle la structure en chaînes est la plus stable. En augmentant encore le champ normal, les chaînes commencent à se déformer et se ramifier.

Un scénario pour expliquer le comportement des vortex pourrait être le suivant : une interaction entre l'anisotropie et la supraconductivité non conventionnelle peut être à l'origine de ce comportement. En tournant le champ, l'anisotropie devient importante et les vortex essaient de s'aligner dans la direction du champ appliqué. Quand le champ normal augmente, un autre type d'interaction entre vortex devient important. Ce nouveau mécanisme détruit la structure en chaînes et les vortex forment des domaines. Si des domaines de différentes chiralité sont présents dans l'échantillon, avec le vecteur \vec{l} parallèle à l'axe c , alors quand on tourne le champ le vecteur \vec{l} peut tourner aussi dans la même direction et ainsi l'anisotropie gagne sur la chiralité. Dans le cas contraire, quand le champ est tourné vers l'axe c , des domaines chirales se forment et peu à peu ils dominent l'interaction entre vortex. Il est imaginable que, pour certains angles et amplitudes de champ, cette compétition entre anisotropie et chiralité donne des structures ramifiées observées.

Le comportement des structures de flux magnétique dans Sr_2RuO_4 , leur variation systématique avec l'amplitude et l'orientation du champ appliqué, peut être lié aux mécanismes physiques intrinsèques de la phase supraconductrice de ce matériau. **La coalescence des vortex et leur comportement pour différentes histoires du champ sont des caractéristiques uniques** et peuvent être dus à la présence des parois de domaines qui séparent des régions de différente chiralité du paramètre d'ordre. En plus, la grande anisotropie tend à stabiliser les domaines de flux et contribue à la formation des chaînes de vortex et des structures qui rappellent celles des cristaux liquides.

5.6 Conclusion

Les structures nouvelles observées en Sr_2RuO_4 ont fait le sujet de ce chapitre.

- Première observation des chaînes de vortex dans Sr_2RuO_4 . Quand on tourne le champ par rapport à l'axe de l'anisotropie c , ces chaînes se forment dû à une attraction dans le plan formé par l'axe c et la direction du champ. La distance entre les vortex dans la même chaîne est telle qu'on ne peut pas les séparer.
- À de faibles champs appliqués, la distance entre les chaînes suit une loi en B^{-1} , en accord avec la théorie des chaînes de vortex. Pour des champs plus importants, la loi n'est plus suivie, les chaînes se comportent comme si elles pouvaient accueillir une densité de vortex plus grande que prédite.
- Pour un champ appliqué près des couches, en ZFC, une décoration des structures de flux au dessous avec des vortex est observée. Sr_2RuO_4 doit se comporter plutôt comme un supraconducteur 3D, la longueur de cohérence le long des couches étant trois fois plus grande que la distance entre les couches. Un réseau combiné peut expliquer les structures observées, entre des vortex individuels inclinés et des vortex le long des couches.
- Les chaînes de vortex ne sont pas piégées par des défauts dans le matériau, en appliquant deux champs perpendiculaires, on peut facilement tourner la direction des chaînes dans le plan ab .
- Quand le champ normal devient important, les chaînes se ramifient et des structures nouvelles apparaissent. Une compétition entre la forte anisotropie et la chiralité peut expliquer les structures observées.

Dans Sr_2RuO_4 , l'arrangement des vortex n'est pas seulement dominé par la chiralité, mais aussi par l'anisotropie. La compétition entre les deux fait apparaître des domaines de flux jamais vus auparavant dans un supraconducteur.

Chapitre 6

Fermions lourds

La découverte des supraconducteurs à fermions lourds à base d'uranium a révélée une supraconductivité exotique avec des états supraconducteurs multiples, signe d'un paramètre d'ordre non conventionnel.

6.1 Introduction

Le terme 'fermions lourds' est utilisé dans la physique des supraconducteurs pour décrire les matériaux qui ont une masse effective électronique plus grande que 100 fois la masse de l'électron. Le premier supraconducteur de ce type a été CeCu_2Si_2 en 1979[200], après la découverte d'autres comme UBe_{13} [174], UPt_3 [201] et URhGe [9] ont confirmés ce phénomène.

Dans ce chapitre on présente l'imagerie des domaines magnétiques dans l'état normal du URhGe et les premières études du comportement des vortex dans une phase supraconductrice de UPt_3 .

6.2 Propriétés générales des fermions lourds

Une masse effective large dans un supraconducteur a un effet direct sur la densité d'états au niveau de Fermi, comme $D(E_F)=1/2\pi^2(2m^*/\hbar^2)^{3/2}E_F^{1/2}$. Les fermions lourds ont des densités d'états qui correspondent aux valeurs de $m^*\approx 200m_e$.

La plupart des supraconducteurs à fermion lourds (autour de 20) sont des composés qui contiennent l'élément de terre rare cérium (Ce) ou l'élément actinide uranium (U). Récemment la supraconductivité dans les fermions lourds à base de Pr a été découverte, dans le composé $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ [14]. L'élément Ce a 2 électrons 4f et U a 3 électrons 5f. Chaque de ces éléments, avec un configuration de type f, peut se mélanger à travers des combinaisons linéaires ou hybridizer avec les électrons de conduction, et ainsi produire des bandes d'énergie étroites près du niveau de Fermi. Le largeur étroite des bandes donne une densité d'état importante et donc une grande masse effective. La transition supraconductrice, mesurée par chaleur spécifique, montre que les paires de Cooper sont formées par des fermions lourds.

La température critique est basse, en général en dessous de 1K, mais plusieurs propriétés inhabituelles suggèrent une symétrie d'appariement non conventionnelle, comme pour Sr_2RuO_4 . L'ordre magnétique avec des petits moments magnétiques (plus petits que $0.3\mu_B$ per atome de Ce ou U) peut coexister avec la supraconductivité. Des lois de puissance dans la chaleur spécifique à basse température, le temps de relaxation en RMN, l'atténuation des ultrasons et d'autre propriétés suggèrent la présence des noeuds dans le gap supraconducteur. Deux composés à fermions lourds, UPt_3 et $(\text{U,Th})\text{Be}_{13}$ présentent des transitions de phase dans l'état supraconducteur.

La longueur de pénétration est de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres, consistante avec une masse effective large m^* , les deux étant directement liés $\lambda=(m^*/\mu_0 n_s e^2)^{1/2}$.

6.2.1 Supraconducteurs ferromagnétiques

Dans les supraconducteurs à fermions lourds UGe_2 et URhGe la supraconductivité a été observée à de très basse température dans la phase ferromagnétique. Dans le composé métallique UGe_2 [212] la supraconductivité apparaît autour de 1K pour des hautes pressions (1GPa). Le composé URhGe devient supraconducteur dans la phase ferromagnétique même à pression ambiante.

Dans les supraconducteurs ternaires de type phases de Chevrel (comme HoMo_6S_8 [67]) l'influence de l'ordre magnétique sur la supraconductivité est substantielle. Ces matériaux deviennent d'abord supraconducteurs, à une certaine température, et en diminuant la température une transition de phase a lieu vers une phase ferromagnétique et la supraconductivité est détruite. Dans la phase supraconductrice tous ces composés présentent un ordre antiferromagnétique à longue distance. Pour les composés à fermions lourds, la température de transition dans la phase supraconductrice T_{cs} est beaucoup plus basse que la température de transition dans l'état ferromagnétique T_{fs} . Par exemple, pour UGe_2 , $T_{fs}=35$ K et $T_{cs}=0,8$ K. Dans ces matériaux il n'existe pas une transition de phase habituelle d'une phase normale vers une phase supraconductrice. Il apparaît que, la supraconductivité coexiste toujours avec l'ordre ferromagnétique et en est même renforcée. La supraconductivité apparaît probablement dans ces systèmes due aux électrons qui forment des bandes magnétiques, et en conséquence l'appariement supraconducteur peut être expliquée plutôt par l'appariement triplet de spin.

Normalement une petite quantité d'impuretés magnétiques peut détruire la supraconductivité dans les supraconducteurs conventionnels (s-wave), en brisant les paires des électrons de spins opposés (effet paramagnétique). En effet, une suppression totale de la supraconductivité conventionnelle doit se produire en présence d'une aimantation uniforme spontanée \vec{M} (comme dans une phase ferromagnétique). Cette suppression a la même origine que pour le cas des impuretés magnétiques : les spins opposés des paires de Cooper se tournent selon la direction du \vec{M} pour diminuer leur énergie Zeeman (interaction d'échange) et ainsi les

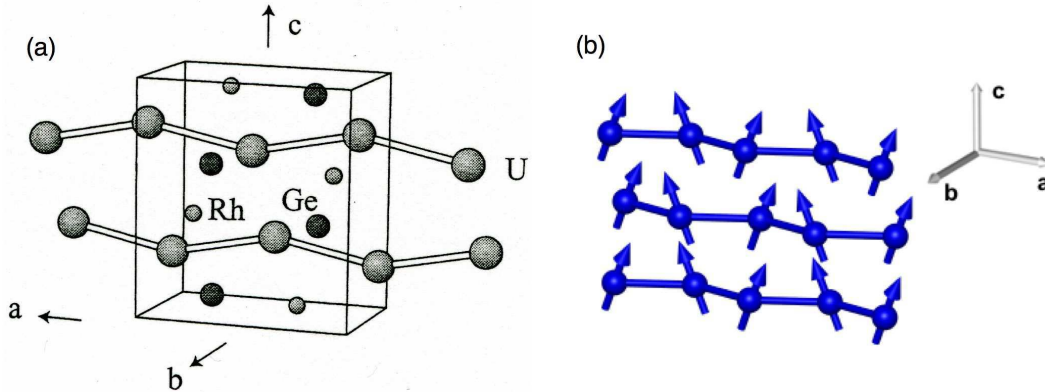


FIG. 6.1 – (a) Structure cristallographique du URhGe[10]; (b) Distributions des moments magnétiques du U qui se trouvent dans les plans ac et ont une projection antiferromagnétique sur l'axe a . Les moments magnétiques forment un angle de 31° avec l'axe c .

paires sont brisées. La phase supraconductrice s -wave et le ferromagnétisme peuvent coexister dans certaines conditions spécifiques. Cette coexistence a lieu dans le cas où les phases supraconductrice et ferromagnétique ne sont pas uniformes (le cas du HoMo_6S_8). Dans ces conditions, leur coexistence apparaît seulement dans une région étroite de température près de T_{fs} .

La coexistence du ferromagnétisme et de la supraconductivité est possible dans le cas de l'appariement de type triplet. Les supraconducteurs UGe_2 et URhGe sont des ferromagnètes itinérants, les électrons sont donc délocalisés. Des nombreuses expériences dans ces matériaux ont suggéré la présence d'un appariement de type triplet, cependant la question du mécanisme d'appariement reste toujours ouverte. Certaines théories ont proposées que la supraconductivité triplet est véhiculée par le magnétisme[61], autres invoquent un mécanisme classique par le phonons[193] et même certaines proposent que la supraconductivité apparaîtrait due aux fluctuations CDW et SDW[227]. Ces théories ne peuvent pas expliquer le fait que la supraconductivité apparaît seulement dans la phase ferromagnétique. Ainsi un effet de la densité d'états est proposé comme source de la supraconductivité[187], qui existe seulement dans la phase ferromagnétique (cas du UGe_2). Une autre proposition est basée sur l'augmentation de la susceptibilité longitudinale de spin dans la phase ferromagnétique par les magnons[124].

6.3 Le composé URhGe

6.3.1 Structure et propriétés magnétiques

La supraconductivité dans URhGe coexiste avec le ferromagnétisme. La température de transition supraconductrice T_{cs} est de 0,25 K tandis que la température de Curie est de 9,5 K.

URhGe fait partie d'une classe plus grande des composés, UTX où T est un métal de

transition et X est Si ou Ge[219, 48]. L'apparition du magnétisme dans ces matériaux est attribuée à la réduction de la hybridation entre les électrons 5f et les ligands, à mesure que les états d des métaux de transition se remplissent. URhGe est situé à la limite (diagramme de Hill) entre les composés sans ordre magnétique mais souvent supraconducteurs (UCoGe, URuGe) et ceux qui présentent un ordre magnétique (UIrGe, UPdGe). Cette limite est donnée par la distance qui sépare deux atomes de U voisins, et est autour de $3,5\text{\AA}$. Cette valeur correspond à la distance d_{U-U} pour URhGe, plaçant bien ce composé à la limite entre les phases supraconductrice et ferromagnétique.

Plusieurs groupes ont étudié URhGe dans une forme polycristalline. Des monocristaux ont été obtenus seulement récemment[208].

URhGe a une structure cristalline de type TiNiSi avec le group d'espace P_{nma} [217]. La maille élémentaire avec les dimensions $\vec{a}=6,87\text{\AA}$, $\vec{b}=4,33\text{\AA}$ et $\vec{c}=7,51\text{\AA}$, contient 4 unités de formule (formula units) comme montré dans la Figure 6.1a. Les atomes de U, qui sont responsables des propriétés magnétiques, forment des chaînes en zig-zag le long de l'axe \vec{a} . La distance entre ces atomes est de $d_{U-U}=3,44\text{\AA}$, et entre les autres atomes les distances sont $d_{U-Rh}=2,99\text{\AA}$ et $d_{U-Ge}=2,93\text{\AA}$.

Les moments magnétiques du U dans les composés UTX présentent une caractéristique commune, ainsi ils sont perpendiculaires à la direction qui connecte les plus proches atomes d'U voisins (liaison f-f). Tran *et al.*[217], en effectuant des mesures de diffraction des neutrons sur poudre de URhGe à 1,4 K, trouvent que les moments magnétiques de U sont dans les plans ac (Figure 6.1b) et font un angle de 31° avec l'axe c. Ainsi, la composante le long de l'axe \vec{a} , forme une structure de type antiferromagnétique (AF). Cependant, des mesures de diffraction des neutrons plus récentes, sur des monocristaux[208], ont arrivés à la conclusion que l'ordre magnétique est commensurable avec la structure cristalline. Ainsi les moments magnétiques sont orientés le long de l'axe \vec{c} , avec un vecteur de propagation $\vec{q}=(0,0,0)$. Le moment magnétique est porté par les électrons f et a une valeur $\mu_S=0,4\mu_B$ (par unité de formule). Cependant la composante AF dans le plan ac doit être plus petite que $0,06\mu_B$ [9] (elle n'a pas été mesurée expérimentalement) ceci est en accord avec les calculs LSDA[192] qui suggèrent une composante AF de $0,03\mu_B$. Cette composante AF est un ingrédient important pour expliquer la coexistence entre la supraconductivité et le magnétisme[157].

URhGe devient ferromagnétique à $T_{fs}=9,5$ K. Le coefficient de la chaleur spécifique γ est de 150 mJ/mol·K² et la résistivité suit une loi T^2 au dessous de T_{fs} [10]. Les propriétés physique à basse température sont très sensibles au champ magnétique appliqué. Une magnétorésistance importante est trouvée au voisinage de T_{fs} dans un champ de 8T[216].

La supraconductivité a été découverte en URhGe à une température $T_{cs}=0,25$ K[9]. La résistivité suit une relation de type Fermi liquide au dessus de 0,6 K, le taux de la résistivité résiduelle (RRR) étant de 110 pour l'échantillon supraconducteur. En effet, les échantillons avec une résistivité résiduelle plus grande ne deviennent pas supraconducteurs. Ce fait est un signe pour une supraconductivité non conventionnelle dans ce matériau. En

plus, le champ critique H_{c2} dépasse la limite paramagnétique, un paramètre d'ordre spin triplet étant proposé avec seulement des spins dans une direction (phase polaire)[86, 66]. Les propriétés de URhGe ressemblent celles du UGe₂ sous pression.

Une question intrigante concerne la coexistence entre la supraconductivité et la structure en domaines de l'aimantation d'un ferromagnétique. La supraconductivité pourrait être affaiblie au niveau des parois de domaines ferromagnétiques.

6.4 Domaines magnétiques

Les moments magnétiques atomiques dans un matériau ferromagnétique interagissent fortement et ils tendent à s'orienter parallèlement entre eux. Cette interaction a comme résultat un alignement presque parfait des spins malgré l'agitation thermique. L'effet d'un champ extérieur porte seulement sur l'orientation de l'aimantation spontanée[37].

L'aimantation interne d'un ferromagnétique n'est pas uniforme à l'échelle microscopique. En effet le matériau contient des nombreuses domaines magnétiques avec une aimantation différente (Fig. 6.2a, b). À la surface de l'échantillon les pôles des domaines voisins ont des sens opposés. La première observation des domaines magnétique a été faite par Bitter en 1931 (décoration).

Quand un champ est appliqué \vec{H}_{app} , le champ interne effective est toujours plus petit que le champ externe $\vec{H}_{int} = \vec{H}_d + \vec{H}_{app}$, ou \vec{H}_d est le champ démagnétisant. Ce champ s'oppose à \vec{H}_{app} et il est donné par $\vec{H}_d = -N\vec{M}$, ou N est le coefficient de désaimantation. Tant que le champ appliqué est plus faible que $N\vec{M}_S$ (M_S -aimantation de saturation), le champ démagnétisant compense le champ appliqué et ainsi $\vec{H}_{int} = 0$. Quand \vec{H}_{app} devient plus grand que $N\vec{M}_S$, l'aimantation est saturée et l'échantillon est alors un monodomaine.

Si on considère un cristal de forme cubique monodomaine, l'énergie magnétostatique est proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon l , $E_m \sim M_S^2 l$. Si maintenant l'échantillon se divise en plusieurs domaines en feuille (Fig. 6.2b) de largeur d , plus petite que l , l'énergie magnétostatique devient $\sim M_S^2 d$. Mais les nombre de parois de domaines (et l'énergie de la paroi) augmente avec la réduction de d . La surface totale des parois de domaines par unité de surface du cristal est donnée par l/d . Ainsi l'énergie d'une paroi est donnée par $E_\omega = M_S^2 \cdot \omega \cdot l/d$, ou ω est l'épaisseur du paroi. La valeur d'équilibre de d est déterminée en minimisant l'énergie totale $E_m + E_\omega$, d'où on obtient $d \sim \sqrt{\omega \cdot l}$. La dimension des domaines d est en général de l'ordre de quelque μm [37]. L'énergie magnétostatique d'un monodomaine est 1000 fois supérieure à l'énergie totale $M_S^2 d + E_\omega$ ainsi une structure en domaines est avantageuse.

Dans le cas des cristaux cubiques qui ont plusieurs directions faciles de l'aimantation, l'apparition des pôles à la surface peut être évitée par l'apparition des domaines de fermeture (Fig. 6.2c), qui transportent le flux magnétique d'un domaine en dessous à un autre. Dans ce cas, comme il n'y a pas de pôles libres le système réduit l'énergie magnétostatique.

La structure des domaines à la surface d'un échantillon correspond à la structure à

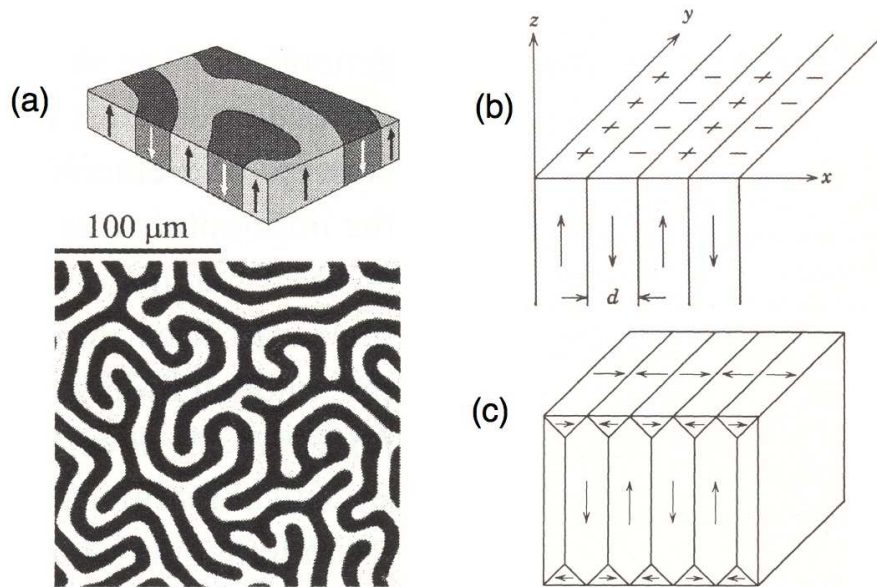


FIG. 6.2 – (a) Visualisation des domaines magnétiques par microscopie magnéto-optique et un schéma de l'aimantation [101]; (b) Division d'un matériau en plusieurs domaines en forme de feuille; (c) Structure de domaines avec domaines de fermeture à la surface.

l'intérieur de l'échantillon seulement si la surface est parallèle à la direction de l'aimantation des domaines. Si la surface est inclinée, les pôles magnétiques forment des domaines compliqués à la surface. Même si la surface a la bonne orientation, il est important d'avoir des matériaux bien polis pour observer les domaines.

Les techniques d'observation de domaines magnétiques sont nombreuses. Certaines, comme la décoration Bitter et le MFM, sont sensibles au champ interne (interaction dipolaire à la surface), tandis que des autres techniques sont sensibles à la direction de l'aimantation, comme par exemple les méthodes magnéto-optiques et les méthodes de polarisation électronique. La microscopie électronique en transmission est en général sensible à la densité totale du flux \vec{B} , qui est la cause de la force de Lorentz dispersant les électrons.

Pour étudier la structure des domaines en URhGe, on a utilisé la technique de microscopie à SQUID complétée par des mesures magnéto-optiques. L'observation des domaines en magnéto-optique est basée sur la dépendance des constantes optiques de la direction de l'aimantation. Les effets Kerr ou Faraday sont basés sur la rotation de la direction de polarisation de la lumière (réflexion et transmission) à cause de l'aimantation du matériau. Pour augmenter l'effet magnéto-optique, un cristal de grenat est souvent utilisé.

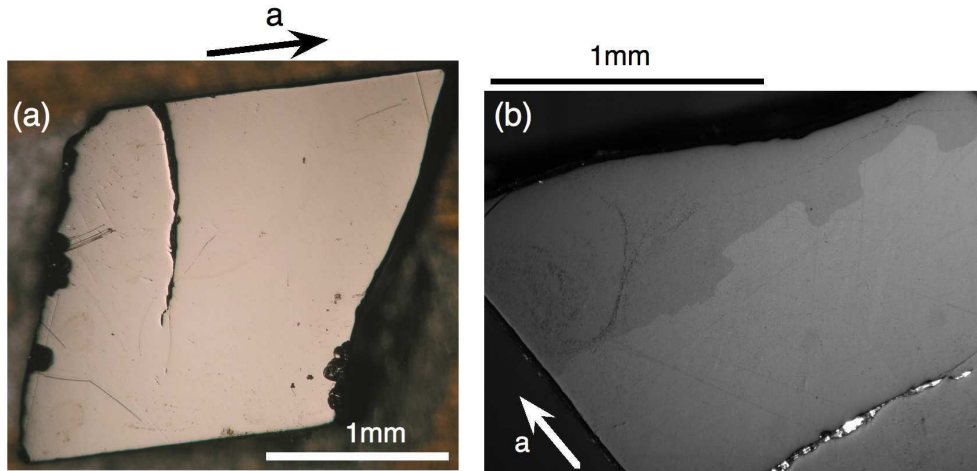


FIG. 6.3 – (a) Échantillon polycristallin de URhGe avec l'axe c perpendiculaire à la surface; (b) Agrandissement de la partie droite, deux grains différents sont visible en lumière polarisée.

6.5 Visualisation des domaines magnétiques

6.5.1 Caractérisation des échantillons

L'échantillon de URhGe utilisé est montré dans la Fig. 6.3. Les dimensions de l'échantillon sont $1,50 \text{ mm} \times 1,80 \text{ mm}$ avec une épaisseur de $0,37 \text{ mm}$. L'axe \vec{c} est perpendiculaire à la surface, l'axe \vec{a} étant parallèle au bord. L'échantillon est un polycristal, un agrandissement de la partie droite est présentée dans l'image (b) dans laquelle on observe en lumière polarisée deux grains différents.

6.5.2 Imagerie par μ SQUID

Les premières images obtenues avec le μ SQUID sont présentées dans la Fig. 6.4. La difficulté principale vient du fait que le champ interne dans un domaine ferromagnétique est assez élevé. Avec le μ SQUID en aluminium ayant un champ critique de 100 G nous avons pu seulement explorer des cycles mineurs de l'aimantation. Pour URhGe, l'aimantation à saturation est de 700 G , le champ coercitif étant lui autour de 100 G à une température de $0,4 \text{ K}$. Ainsi, en imageant un domaine, le courant critique du μ SQUID passe plusieurs arches ($I_c(H)$) comme détaillé dans la section 1.11. Pour connaître le sens de l'aimantation de domaines il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique, ainsi les domaines qui ont la même direction que celui ci vont s'agrandir aux dépens des autres.

Dans le panel (a) les images des domaines sont présentées (ZFC). L'interprétation d'image est donnée dans le panel (f), la limite des domaines étant tracée sur l'image. Les flèches indiquent la largeur des domaines qui est autour de $20 \mu\text{m}$. La limite exacte des domaines est difficile à déterminer : quand le SQUID est au dessus du centre d'un domaine, le flux varie lentement latéralement. On obtient un contraste homogène. Par contre quand

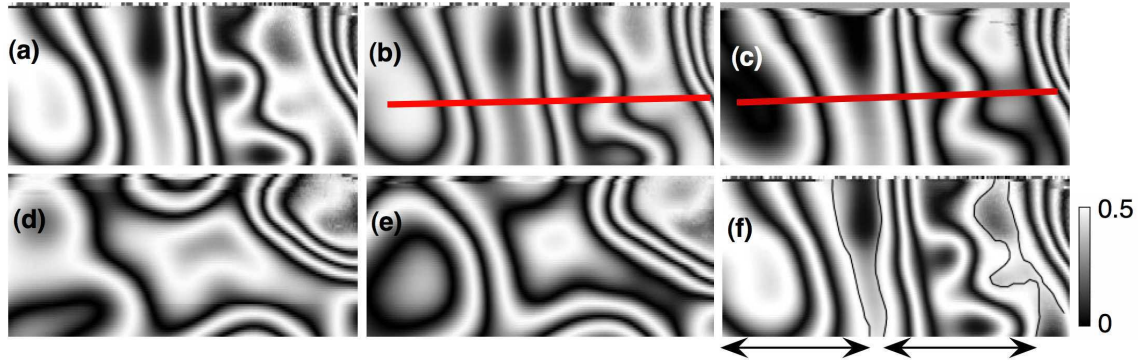


FIG. 6.4 – Images prises au même endroit par le μ SQUID après : (a) ZFC à une température de 0,7 K ; (b) 70 G ZFC à $T=0,7$ K ; (c) balayage du champ entre -70 G et 70 G après ZFC à $T=0,7$ K ; (d) 25 G ZFC à $T=9,3$ K ; (e) -25 G ZFC à $T=6,8$ K ; (f) Schéma de l'image (a) avec les domaines indiqués. La légende des images est donné en ϕ_0 . La dimension des images est $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$.

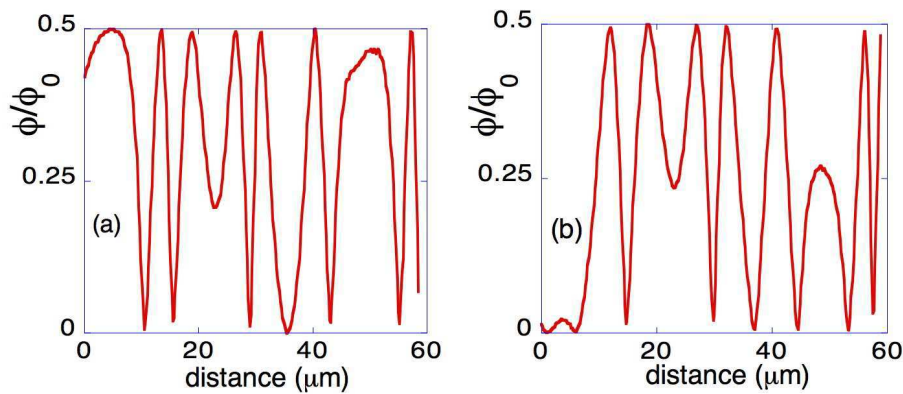


FIG. 6.5 – Profils magnétiques au niveau des lignes tracées dans la Fig. 6.4 : (a) pour le panel b et (b) pour le panel c.

le SQUID s'approche d'une paroi de domaine l'aimantation tourne et les franges du courant critique apparaissent. Elles forment des lignes de niveau magnétique. Alors les images montrent des domaines de taille micrométrique.

Quand on applique un champ magnétique de 70 G à basses températures (image b), on observe que la forme des domaines ne change pas, cette valeur du champ est plus petite que l'aimantation de saturation (à cette température). Si maintenant on balaye le champ entre -70 G et 70 G, les valeurs de l'aimantation des domaines changent peu, ce qu'on peut observer sur les profils de la Fig. 6.5. Ces deux plots magnétiques correspondent aux lignes tracées dans la Fig. 6.4. Les valeurs maximales et minimales des plots sont les valeurs maximales et minimales de la courbe de courant critique du SQUID, ainsi chaque fois que ces extrêmes sont atteints le SQUID passe les arches.

Dans les images (d) et (e), le comportement des domaines est observé à deux températures

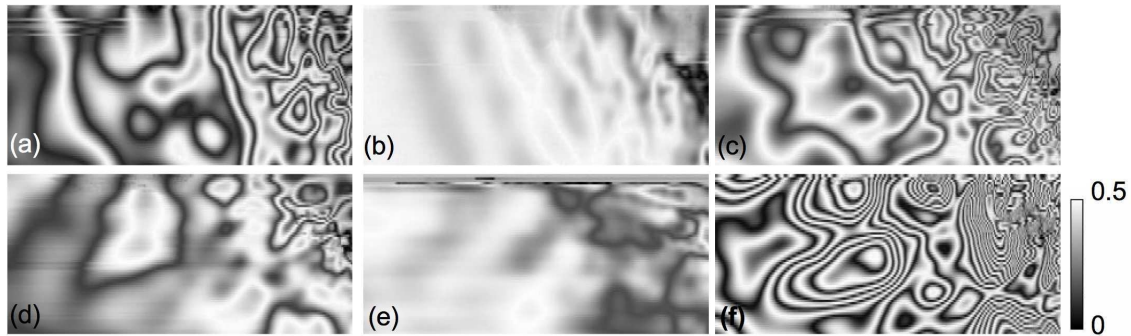


FIG. 6.6 – Images prises après ZFC à une température de : (a) 8 K et (b) 9 K ; (c) 12 G FC à $T=8$ K, après (d) le champ est augmenté à froid à 70 G et la température à 8,25 K, (e) la température est augmentée à 8,4 K, (f) le champ appliqué est réduit à 50 G et la température à 1,4 K. La dimension des images sont $62 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$.

différentes pour un champ appliqué de 25 G après ZFC. On observe qu'à une température de 9,3 K, les domaines s'élargissent par rapport à une température de 6,8 K (aussi par rapport à basse température). Quand on s'approche de la température de Curie, le champ nécessaire pour aligner les domaines est plus faible, et les domaines commencent à s'agrandir suivant la direction du champ.

Dans la Fig. 6.6a et b, les images des domaines après ZFC sont présentées pour deux températures différentes. La zone imagée est différente de celle de la figure 6.4. On observe qu'à une température de 9 K, dans cette partie de l'échantillon, les domaines sont déjà très grands, l'état monodomaine est presque atteint. Les domaines disparaissent à une température de 9,8 K (l'image n'est pas montrée). La variation avec le champ magnétique est observée dans les figures (c) et (d). En augmentant le champ à 70 G à $T=8,25$ K, les domaines dans la direction du champ ont augmenté et à $T=8,4$ K et 70 G (image e) l'échantillon est presque monodomaine. En diminuant le champ à 50 G et la température à 1,4 K, les domaines réapparaissent. La taille des domaines n'est pas homogène.

À partir des mesures effectuées avec le μSQUID , la taille des domaines magnétique est déterminée et ainsi on peut avoir une estimation de la taille des parois de domaine dans notre échantillon. En tenant compte que $\omega=d^2/l$, la taille des parois de domaines est $\sim 1\mu\text{m}$. Pour avoir une image des domaines à plus grande échelle, une méthode magnéto-optique est utilisée ensuite.

6.5.3 Imagerie avec un microscope magnéto-optique

Les images sont obtenues à l'aide d'un microscope magnéto-optique développé au CRETA par A. Vuillaume, L. Porcar et D. Bourgault. Un cristal de grenat est placé directement au dessus de l'échantillon pour amplifier le contraste magnétique.

Les premières images obtenues sont présentées dans la Fig. 6.7. Les dimensions des

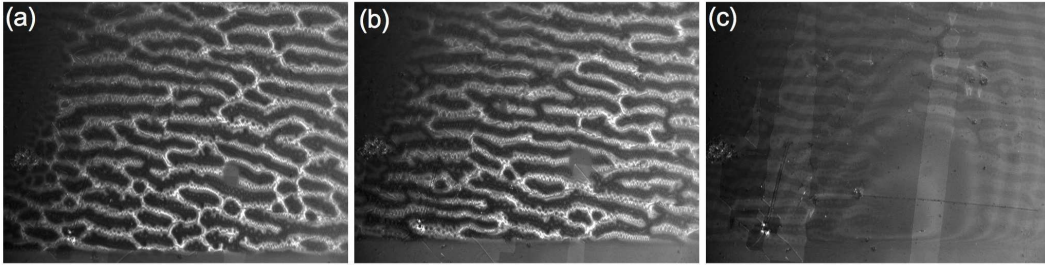


FIG. 6.7 – Comportement des domaines magnétiques en ZFC à différentes températures : (a) 7,5 K, (b) 8,5 K et 9,5 K. Les domaines en blancs ont une aimantation positive (perpendiculaire à l'image en sortant), tandis que les domaines en noir ont une aimantation négative. La dimension des images est de 1 mm \times 0,75 mm.

images sont 1 mm \times 0.75 mm. Le bord de l'échantillon est visible en bas de chaque image, aussi le côté gauche de chaque image est à peu près au bord gauche de l'échantillon. L'échantillon est orienté comme dans la figure 6.3a et le champ est appliqué perpendiculairement à la surface. On observe l'apparition des domaines en ZFC, les domaines en blanc ont une aimantation positive, c.a.d. sont orientés perpendiculaire à l'image en direction vers l'extérieur, les domaines noirs correspondant à une aimantation négative (opposée). On observe qu'en augmentant la température vers la T_{Curie} les domaines deviennent plus rectilignes et disparaissent à une température de 9.7K. Pour les températures plus élevées, les domaines magnétiques du grenat deviennent visibles. Les domaines semblent d'avoir une direction préférentielle selon l'axe a du cristal.

En agrandissant les images on observe que, entre les grands domaines blancs il y a des petits domaines ronds qui correspondent probablement aux domaines observés avec le μ SQUID. Comme notre échantillon est un polycristal, pour les différentes graines (Fig. 6.3b) les domaines magnétiques ont des différentes directions.

Le comportement des domaines quand on applique un champ après ZFC, est montré sur la Fig. 6.8. Dans un premier temps, l'échantillon est refroidi à une température de 7,5 K et ensuite un champ est appliqué pour déterminer l'aimantation de saturation. On observe dans les figures (a-c) comme les domaines positives augmentent significativement au fur et à mesure que le champ augmente. L'échantillon devient monodomaine pour un champ de 400 G (NM_S). En redescendant le champ ensuite, l'échantillon présente un hystérésis, due aux défauts et autres imperfections, ainsi la forme des domaines est complètement changée quand le champ est remis à zéro. Les domaines n'ont plus une forme linéaire dans la direction horizontale (axe a) mais ont plutôt une forme plus circulaire. En conclusion, après ZFC, les domaines se forment selon la direction de l'axe cristallographique \vec{a} (l'effet est accentué avec l'augmentation de la température), et après l'application du champ l'aimantation moyenne de l'échantillon n'est plus nulle, un champ opposé (champ coercitif) doit être appliqué pour revenir à l'état de zéro aimantation (de la Fig. 6.7a).

Dans la Fig. 6.9, le comportement des domaines après FC est présenté. Quand l'échantillon

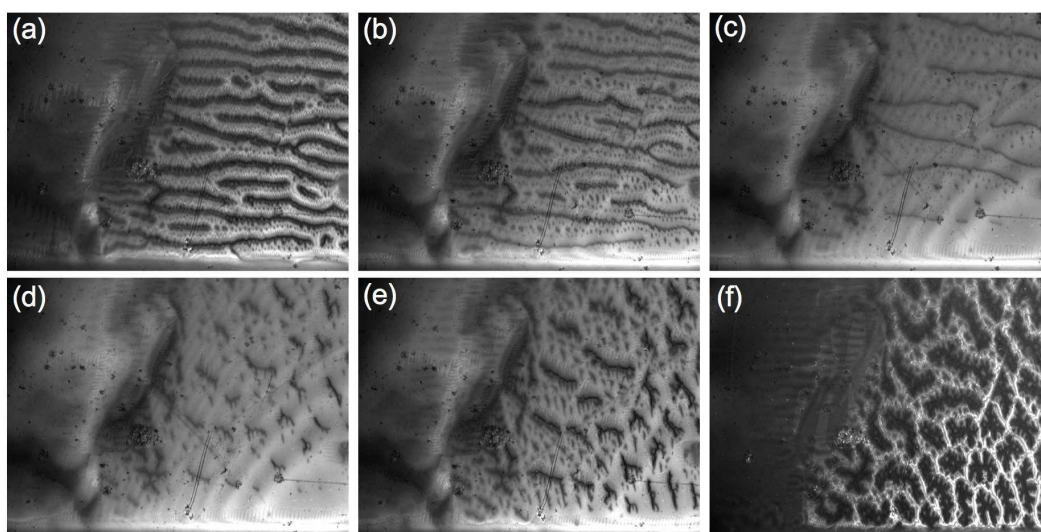


FIG. 6.8 – Variation des domaines avec un champ appliqué, après ZFC, de : (a)100 G, (b)200 G et (c)300 G. Le champ est augmenté jusqu'à une valeur de 400 G ou l'échantillon devient monodomaine. Ensuite le champ est diminué à : (d)300 G, (e)200 G et (f)0 G. La température est maintenue constante à 7,5 K. La dimension des images est de 1 mm \times 0,75 mm.

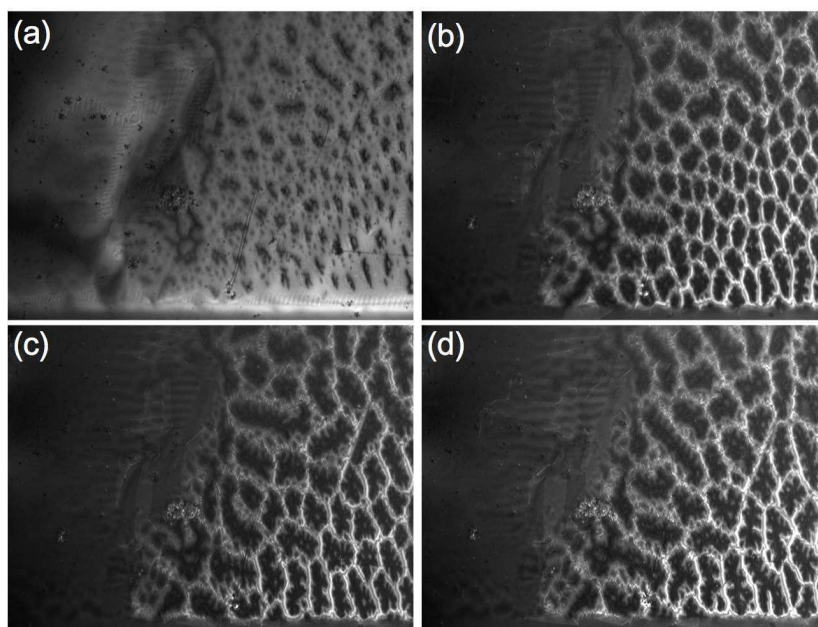


FIG. 6.9 – Comportement des domaines après FC dans un champ de : (a)200 G, (b)200 G et le champ remis à zéro à froid, (c)300 G et remise à 0 G et (d)400 G et remise à 0 G. La température est de 8 K et la dimension des images est de 1 mm \times 0,75 mm.

est refroidi jusqu'à une température de 8 K avec 200 G appliqués, la forme des domaines ressemble à celle de la Fig. 6.8e (champ appliqué de 400 G ZFC et retour à 200 G). Si maintenant on remet à zéro le champ à froid, la forme de domaines est la même que Fig. 6.8f. On observe que la forme des domaines avec aimantation négative (domaines noirs) augmente quand on augmente le champ appliqué en FC et remis à zéro à froid. Dans l'image (b), les domaines d'aimantation négative sont plus nombreuses que dans l'image (d). En effet, comme l'aimantation de saturation est de 400 G, l'effet de refroidir sous un champ de 400G et de le mettre à zéro à froid a le même effet que d'appliquer ce champ à froid et le remettre à zéro ensuite. Dans les deux cas, l'échantillon devient monodomaine à 400 G et après les domaines apparaissent dans un état rémanent, alors Fig. 6.8f doit être équivalente à Fig. 6.9d.

Lorsqu'un champ plus petit que 400 G FC est appliqué, quelques domaines négatives apparaissent déjà à T_{Curie} et en remettant le champ à zéro à basse température l'aimantation de l'échantillon est plus petite que l'aimantation rémanente, ainsi plus de domaines ont la tendance à se former pour établir l'équilibre. Nous avons sondé une moitié du cycle de hystérésis d'URhGe par des techniques magnéto-optiques. Une grande richesse dans la forme des domaines a été observé.

Ainsi URhGe se comporte comme un ferromagnétique dans l'état normal. La comparaison entre les images prises avec le SQUID et celles magnéto-optiques aide à interpréter les images du SQUID et déterminer la taille des domaines de l'ordre de dizaines de μm . Nous espérons que des mesures futures dans l'état supraconducteur pourront ainsi trancher si les domaines ferromagnétiques diminuent ou pas dans ce état comme proposé récemment[60].

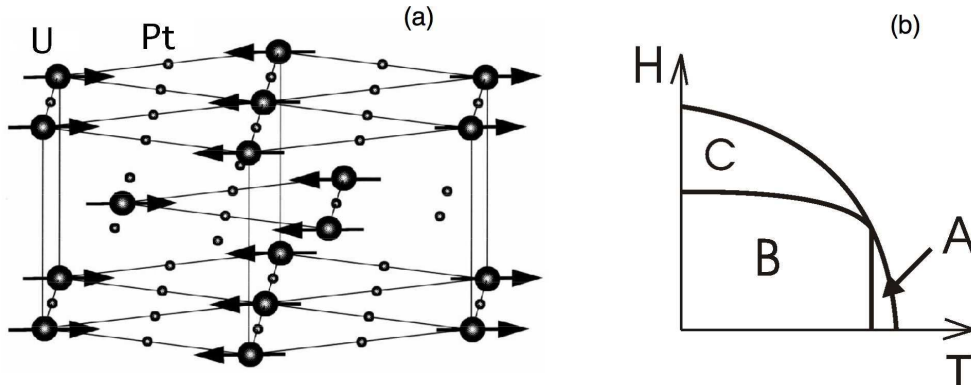


FIG. 6.10 – (a) Structure magnétique du UPt_3 avec les moments magnétiques orientés dans la direction de l'axe b. La distance entre les plans hexagonaux est de $c/2[213]$. (b) Diagramme de phase magnétique avec les 3 phases qui apparaissent.

6.6 Le composé UPt_3

Le composé intermétallique UPt_3 cristallise dans une structure hexagonale compacte de type Ni_3Sn (pour un revue voir [117]). Il appartient au groupe d'espace $P6_3/mmc$ et son groupe ponctuel est D_{6h} . L'existence des quasiparticules lourdes est déduite des coefficients de transport et thermodynamiques, par exemple $\gamma \sim 420 \text{ mJ/molU} \cdot \text{K}^2$ [71]. La formation de l'état liquide de Fermi est observée directement dans les mesures de conductivité optique [51] et de susceptibilité ac (mesurée par neutrons [18]). Les mesures d'oscillations quantiques ont déterminé une masse effective $m^* = 135m_e$ [123].

Le liquide de Fermi devient instable à basse température, autour de 5,8 K une phase antiferromagnétique (AF) [209] avec des moments ordonnés très petits $\mu = 0,035 \mu_B/\text{U}$ apparaît (Fig. 6.10a). UPt_3 devient supraconducteur autour de $T_{c2} = 550 \text{ mK}$, et il présente deux transitions distinctes, donc deux T_c , avec $T_{c1} = 500 \text{ mK}$ [69]. Ainsi la phase supraconductrice est caractérisée par un paramètre d'ordre avec plusieurs composants.

Une description théorique de l'origine des quasiparticules lourdes manque encore, même si une image de la phase à basse température a émergé. Le nombre d'électrons itinérants 5f d'U et le mécanisme microscopique de l'apparition des masses effectives larges sont toujours en discussion. La caractéristique importante est probablement la nature double des états 5f, c.a.d. la présence des électrons 5f localisés et itinérants.

La symétrie orbitale du UPt_3 fait partie d'une des 4 représentations bidimensionnelles du groupe ponctuel D_{6h} . Le petit moment AF joue un rôle important dans l'identification du paramètre d'ordre, comme l'aimantation dans les plans ab agit comme un champ briseur de symétrie (CBS). Le CBS est supposé à être responsable de l'apparition des deux transitions supraconductrices qui sinon fusionnerait dans une seule [89, 90, 218]. Dans le plan B-T, trois phases apparaissent A, B et C qui correspondent à des différentes orientations du paramètre d'ordre (Fig. 6.10b). Il n'y a pas encore un consensus sur la structure des noeuds et la symétrie du gap supraconducteur. Les différentes propositions sont révisés récemment par

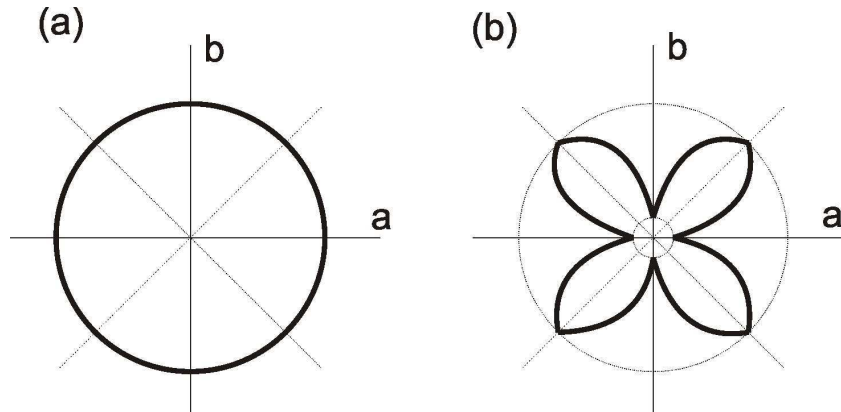


FIG. 6.11 – Anisotropie du gap supraconducteur pour la représentation E_{2u} dans la phase (a)B et (b)A.

Joynt et Taillefer[117]. Le modèle le plus accepté est celui de la symétrie triplet E_{2u} (f-wave). Ce paramètre d'ordre est consistant avec les mesures de Knight shift sur ^{195}Pt [215] et la dépendance linéaire en température de la conductivité thermique. Le gap correspondant dans la phase B a une ligne des noeuds équatoriale et des points nodales polaires (2-ième ordre). L'anisotropie du gap dans le plan basal est présentée dans la Fig. 6.11[36].

Le réseau de vortex dans les phases A et B, pour un champ $H_{c2}/10$ parallèle à l'axe \vec{c} , a été déduit à partir des mesures de diffraction de neutrons[105]. Dans la phase A, le réseau de vortex a une orientation de $\pm 15^\circ$ par rapport à l'axe \vec{a} . Dans la phase B, le réseau a la même direction que les axes cristallographiques. Le réseau de vortex dans le deux cas est presque hexagonal. Ces observations de la symétrie du réseau de vortex sont compatibles avec un paramètre d'ordre avec 2 composantes E_{2u} .

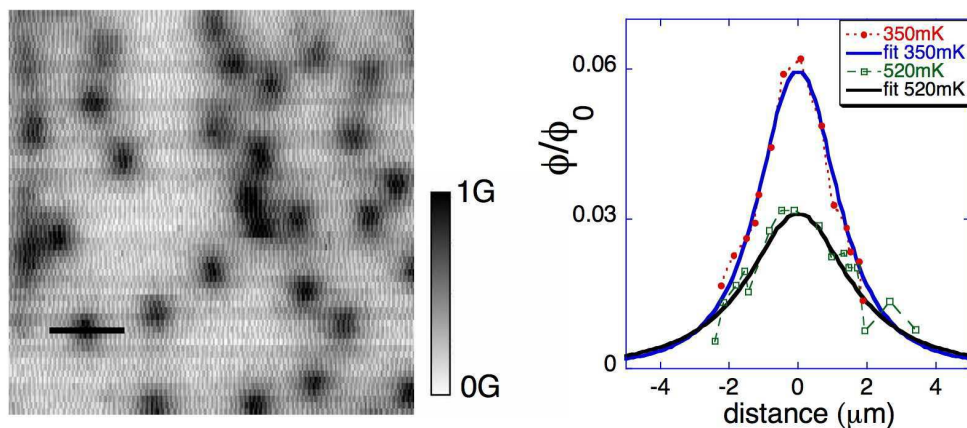


FIG. 6.12 – Images des vortex individuels en UPt_3 à une température de 350mK (gauche). Les dimensions de l'image sont $30\mu \times 30\mu\text{m}$. La variation en température du profil magnétique du vortex (avec l'ajustement) est montrée à droite pour 2 températures différentes (350mK et 520mK.)

UPT₃ est un supraconducteur de type II avec une longueur de pénétration $\lambda_{ab} \sim 0,6-0,7 \mu\text{m}$ et un paramètre GL $\kappa \sim 50$. Les images des vortex individuelles réalisées avec le SQUID sont présentées dans la Fig. 6.12. Le champ appliqué dans ce cas est de 0,5 G FC et la température de 350 mK. Comme la structure du gap doit changer entre les phases A et B, plusieurs images ont été prises à différentes températures. Dans la phase A, la forme de vortex ne change pas, au moins pour les longueurs comparables à λ , à laquelle le SQUID est sensible. Dans la Fig. 6.12, deux profils magnétiques d'un vortex sont tracés à deux températures différentes correspondant aux 2 phases A et B (520 mK et 350 mK). Les ajustements théoriques des courbes donnent un $\lambda \sim 0,6 \mu\text{m}$ à 350 mK (en accord avec les valeurs dans la littérature), tandis qu'à 520 mK un $\lambda \sim 1,2 \mu\text{m}$ est trouvée. La hauteur du SQUID au dessus de l'échantillon est estimée à $\sim 0,9 \mu\text{m}$. Une dépendance plus classique de λ (Gorter-Casimir) en $\sqrt{1-t^4}$, donne une valeur de $1,34 \mu\text{m}$ à 520 mK. La dépendance en température de la longueur de pénétration doit être plus compliquée car 5 ou 6 bandes passent le niveau de Fermi.

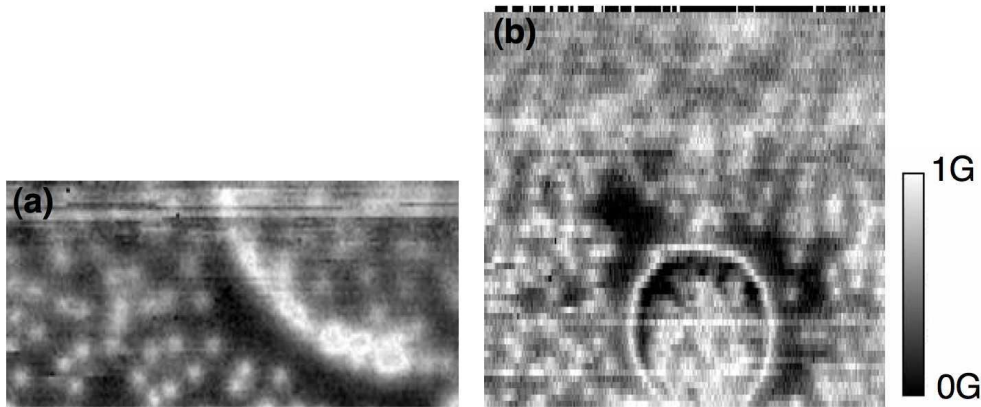


FIG. 6.13 – (a) Image après 0.4G FC à une température de 370mK. Les dimensions de l'image sont $62 \mu\text{m} \times 31 \mu\text{m}$. La région imagée correspond à la moitié inférieure de l'image b. (b) Image après 1 G FC, T=370 mK. Les dimensions de l'image sont $62 \mu\text{m} \times 62 \mu\text{m}$.

Quand on augmente le champ appliqué, on observe des structures continues de flux qui se forment (Fig. 6.13). Déjà, à 0.4G FC, image (a), on observe la formation d'une ligne de flux qui à la forme d'un arc de cercle. À 1G FC, un cercle de flux se forme, autour de lui il n'y a plus des vortex, tout se passe comme les vortex sont aspirés par cette structure. Le rapprochement de vortex ne semble pas être lié à des défauts dans le matériau ou à la surface, la structure dans l'image de gauche ne se trouve pas sur l'image de droite au même endroit. Les deux images sont prises après FC, l'image de gauche étant prise sur le même endroit que la moitié inférieure de l'image de droite. Une structure de domaine se forme, semblable à la coalescence de vortex dans Sr₂RuO₄. Probablement ces structures ont la même origine, la chiralité du paramètre d'ordre pourrait créer des domaines dans le matériau. Ces structures persistent à plus hauts champs appliqués (les images ne sont pas montrées), et préservent la même type de forme en arc de cercle. On observe que les

domaines ne nucléent pas au même endroit. Une étude plus approfondie est nécessaire pour déterminer la cause exacte de la formation de ces structures.

6.7 Conclusion

Dans ce chapitre, les images des domaines magnétiques dans la phase normale du supraconducteur ferromagnétique URhGe ont été présentées. L'utilisation des deux techniques d'imagerie, le μ SQUID et magnéto-optique, ont permis de trouver la forme des domaines magnétiques à deux échelles différentes. Pour les grandes échelles, la technique magnéto-optique est souhaitable, tandis que à l'échelle microscopique et à très basse température le μ SQUID demeure plus puissant. Cependant, comme l'interprétation des mesures du SQUID peut s'avérer difficile, une méthode supplémentaire d'imagerie est désirable. L'interprétation de la forme et des dimensions des domaines magnétiques dans la phase normale peut aider à comprendre le comportement dans la phase supraconductrice. Des mesures futures dans cette phase doivent renseigner sur l'interaction entre la supraconductivité et le ferromagnétisme.

Des vortex individuels ont été observés dans le supraconducteur triplet UPt₃. Les structures qui apparaissent à plus hauts champs magnétiques, avec une forme circulaire, sont probablement dû à la bidimensionnalité du paramètre d'ordre. Ce type de domaines de flux, même avec une forme différente, ressemble ceux du Sr₂RuO₄, une parallèle entre les deux supraconducteurs triplet pouvant être faite. Des mesures futures sur le comportement de ces domaines dans UPt₃ vont encore apporter des informations sur la physique des supraconducteurs avec triplet de spin.

Conclusion et perspectives

Durant cette thèse, plusieurs supraconducteurs non conventionnels ont été imagés. La technique de microscopie à μ SQUID s'est avérée très puissante dans cette domaine. Le sujet principal de la thèse est Sr_2RuO_4 , un supraconducteur anisotrope triplet.

Nous avons imagé le supraconducteur conventionnel faiblement anisotrope NbSe_2 . Il a servi de référence aux supraconducteurs non conventionnels imagés ensuite. Un réseau hexagonal de vortex est observé à partir d'un champ de 4 Gauss appliqué le long de l'axe c . Une rotation du réseau de 30° a lieu en augmentant le champ. Cette rotation n'est pas observée par d'autres expériences. Un 'verrouillage' du réseau dans la direction des axes cristallographiques a lieu à haut champ. Pour des champs inclinés, une surstructure 2×1 apparaît et aucune chaîne de vortex comme dans les autres supraconducteurs plus anisotropes.

Nous avons observé pour la première fois des vortex individuels en Sr_2RuO_4 , pour des champs appliqués le long de l'axe d'anisotropie \vec{c} et le long des plans ab . Une coalescence des vortex est observée quand le champ est parallèle à l'axe \vec{c} . L'ensemble des expériences réalisées jusqu'à présent nous laisse croire que, cette coalescence est le mieux expliquée par la présence des parois de domaine entre domaines de différente chiralité. Bien que notre expérience ne peut pas trancher si les parois de domaines existent ou pas, le comportement observé est inhabituel et se distingue du comportement des autres supraconducteurs.

Sr_2RuO_4 est en plus un supraconducteur anisotrope avec un possible comportement 2D pour des champs près des couches. Une décoration des lignes de flux est observée avec des vortex qui semblerait former un réseau au-dessus des lignes. Même si Sr_2RuO_4 a une anisotropie plus faible que BSCCO, et normalement un comportement 3D est attendu ($\xi_c > c$), une apparition de deux types de vortex a lieu pour des champs appliqués très près des couches. Il est bien possible que la manière de refroidir l'échantillon et d'appliquer le champ peut conduire à l'apparition de deux types de vortex dans le matériau.

Nous avons observé les domaines magnétiques dans l'état normal du supraconducteur ferromagnétique URhGe. Les domaines magnétiques ont une taille de l'ordre de dizaine de micromètres. Une technique d'imagerie magnéto-optique, complémentaire au SQUID, est utilisée pour visualiser l'arrangement des domaines à des tailles millimétriques. Le comportement des domaines est observé pour une gamme large des champs appliqués et pour

différents types de refroidissement de l'échantillon. La détermination de la taille des domaines magnétiques et des parois de domaines dans l'état normal est importante en vu des futures mesures de l'état supraconducteur dans ce matériau. Comme a été récemment proposé, les domaines magnétiques doivent rétrécir en entrant dans la phase supraconductrice, un effet restant à être confirmé par des mesures futures par microscopie à SQUID.

Des vortex individuels ont été observé dans le supraconducteur non conventionnel UPt_3 . Pour des champs appliqués le long de l'axe c , une formation des domaines est visible. Ces domaines ressemblent ceux du Sr_2RuO_4 , mais ils ont une forme différente, circulaire. Cette apparition des domaines peut être également expliquée par un paramètre d'ordre avec deux composantes. Des expériences doivent encore être faites pour approfondir ces mesures et apporter plus d'informations sur la physique des supraconducteurs triplet.

Annexe A

Inversion de l'équation London et calcul des transformées de Fourier

Dans cette annexe, à partir de l'équation London dans l'espace réciproque, la composante du champ magnétique le long de l'axe du vortex est déterminée. Le champ magnétique sert au calcul de la self énergie d'un vortex et de l'énergie d'un vortex dans une chaîne.

A.1 L'équation London dans l'espace Fourier

L'équation London dans l'espace direct est :

$$\vec{h} + \lambda^2 \nabla \times [\hat{\mu}(\nabla \times \vec{h})] = \Phi_0 \hat{z} \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (\text{A.1})$$

En utilisant la transformée Fourier du champ magnétique :

$$\begin{aligned} \vec{h}(\vec{r}) &= \frac{1}{S} \sum_k \vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ \vec{h}_k &= \int \vec{h}(\vec{r}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^2r \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

ou S est la surface de la maille du réseau de vortex (qui contient un quantum de flux), l'équation London devient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{S} \sum_k \vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + \frac{1}{S} \lambda^2 \nabla \times [\hat{\mu}(\nabla \times \sum_k \vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}})] &= \Phi_0 \hat{z} \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \\ \frac{1}{S} \sum_k \vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_i)} &= \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \\ \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) &= \frac{1}{S} \sum_k \sum_i e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_i)} = \frac{1}{S} \sum_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Utilisant la relation

$\nabla \times (\varphi \vec{A}) = (\nabla \varphi) \times \vec{A} + \varphi \nabla \times \vec{A}$ avec $\varphi = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ et $\vec{A} = \vec{h}_k$:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}) &= \nabla e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \times \vec{h}_k + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times \vec{h}_k = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} i\vec{k} \times \vec{h}_k + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times \vec{h}_k \\
\nabla \times (\hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}]) &= \nabla \times (\hat{\mu}[e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} i\vec{k} \times \vec{h}_k]) + \nabla \times (\hat{\mu}[e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times \vec{h}_k]) \\
&= (\nabla e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}) \times \hat{\mu}[i\vec{k} \times \vec{h}_k] + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times \hat{\mu}[i\vec{k} \times \vec{h}_k] + (\nabla e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}) \times \hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k] + \\
&+ e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times (\hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k]) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} i\vec{k} \times \hat{\mu}[i\vec{k} \times \vec{h}_k] + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times \hat{\mu}[i\vec{k} \times \vec{h}_k] + \\
&+ e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} i\vec{k} \times \hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k] + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times \hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k] = -\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_k]) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} - \\
&- e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} i\vec{k} \times (\hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k]) + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} i\vec{k} \times (\hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k]) + e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \nabla \times (\hat{\mu}[\nabla \times \vec{h}_k]) = \\
&= -\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_k]) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \tag{A.4}
\end{aligned}$$

parce que

$\vec{A} \times \vec{B} = -\vec{B} \times \vec{A}$ et $\nabla \times \vec{h}_k = 0$, \vec{h}_k ne depend pas de \vec{r} .

En introduisant Eq. A.2- A.4 dans Eq. A.1 on peut écrire :

$$\frac{1}{S} \sum_k \vec{h}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} - \frac{1}{S} \lambda^2 \vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_k]) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \Phi_0 \hat{z} \frac{1}{S} \sum_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \tag{A.5}$$

qui peut être écrite comme :

$$\frac{1}{S} \sum_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} [\vec{h}_k - \lambda^2 \vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_k]) - \Phi_0 \hat{z}] = 0 \tag{A.6}$$

et ainsi on obtient l'équation London dans l'espace Fourier :

$$\vec{h}_k - \lambda^2 [\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_k])] = \Phi_0 \hat{z} \tag{A.7}$$

A.2 Détermination de la densité d'énergie libre dans l'espace Fourier

La partie électromagnétique de la densité d'énergie libre est :

$$F = \frac{1}{8\pi} [\vec{h}^2 + \lambda^2 (\nabla \times \vec{h}) \hat{\mu} (\nabla \times \vec{h})] \tag{A.8}$$

ou \vec{h} est le champ local, $\lambda = \lambda_{ab}$ est la longueur de pénétration London pour des courants qui circulent dans le plan ab, $\hat{\mu}$ est le tenseur réduit de la masse effective.

En minimisant Eq. A.8 on obtient l'équation London :

$$\vec{h} + \lambda^2 \nabla \times [\hat{\mu} (\nabla \times \vec{h})] = \Phi_0 \hat{z} \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \tag{A.9}$$

ou \hat{z} est un vecteur unité le long de l'axe du vortex et Φ_0 est le quantum de flux. En utilisant la transformé de Fourier dans le plan xy (qui corresponde au plan ab) l'équation A.9 s'écrit dans l'espace Fourier (voir la section A.1) :

$$\vec{h}_k - \lambda^2[\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_k])] = \hat{z}\Phi_0 \quad (\text{A.10})$$

L'énergie libre dans l'espace Fourier peut être écrite comme :

$$F = \frac{\Phi_0}{8\pi S^2} \sum_k \hat{z} \vec{h}_k \quad (\text{A.11})$$

Pour obtenir Eq. A.11 on introduit Eq. A.2, A.4 dans Eq. A.8 :

$$F = \frac{1}{8\pi S^2} \sum_{kk'} [h_k h_{k'} e^{i(\vec{k} + \vec{k}') \cdot \vec{r}} - \lambda^2(\vec{k} \times \vec{h}_k) \hat{\mu}(\vec{k}' \times \vec{h}_{k'}) e^{i(\vec{k} + \vec{k}') \cdot \vec{r}}] \quad (\text{A.12})$$

En effectuant la somme sur r (ou l'integration sur r) on obtient :

$$F d\vec{r} = \int \frac{1}{8\pi S^2} \sum_{kk'} [h_k h_{k'} - \lambda^2(\vec{k} \times \vec{h}_k) \hat{\mu}(\vec{k}' \times \vec{h}_{k'})] e^{i(\vec{k} + \vec{k}') \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{1}{V} \int e^{i(\vec{k} + \vec{k}') \cdot \vec{r}} d^3\vec{r} = 1 \quad (\text{A.14})$$

avec V le volume du système. Comme $\frac{1}{V} \int e^{i(\vec{k} + \vec{k}') \cdot \vec{r}} d\vec{r} = \delta_{k,k'}$ on peut choisir $\vec{k} + \vec{k}' = 0$, $\vec{k}' = -\vec{k}$. En remplaçant \vec{h}_k par \vec{h}_{-k} dans l'Eq. A.10 on obtient :

$$\vec{h}_{-k} = \lambda^2[\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}])] + \hat{z}\Phi_0 \quad (\text{A.15})$$

En multipliant par \vec{h}_k on a :

$$\vec{h}_k \vec{h}_{-k} = \vec{h}_k \hat{z}\Phi_0 + \lambda^2 \vec{h}_k [\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}])] \quad (\text{A.16})$$

En utilisant la loi $\vec{A}(\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{C} \times \vec{A}) = \vec{C}(\vec{A} \times \vec{B}) = -\vec{B}(\vec{A} \times \vec{C}) = -\vec{A}(\vec{C} \times \vec{B}) = -\vec{C}(\vec{B} \times \vec{A})$ avec $\vec{h}_k = \vec{A}$, $\vec{B} = \vec{k}$ et $\vec{C} = \hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}]$ on a :

$$\vec{h}_k [\vec{k} \times (\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}])] = -(\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}])(\vec{k} \times \vec{h}_k) = -(\vec{k} \times \vec{h}_k)(\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}]) \quad (\text{A.17})$$

(la loi de commutation du produit scalaire). On réécrit l'Eq. A.16 comme :

$$\vec{h}_k \vec{h}_{-k} = \vec{h}_k \hat{z}\Phi_0 - \lambda^2(\vec{k} \times \vec{h}_k)(\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}]) \quad (\text{A.18})$$

et en substituant dans Eq. A.13 on obtient :

$$\begin{aligned} \int F d^3\vec{r} &= \frac{V}{8\pi S^2} \sum_k [\vec{h}_k \hat{z}\Phi_0 - \lambda^2(\vec{k} \times \vec{h}_k)(\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}]) + \lambda^2(\vec{k} \times \vec{h}_k)(\hat{\mu}[\vec{k} \times \vec{h}_{-k}])] \\ &= \frac{V\Phi_0}{8\pi S^2} \sum_k \vec{h}_k \hat{z} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

On obtient la densité d'énergie libre (Eq. A.11) :

$$F = \frac{\Phi_0}{8\pi S^2} \sum_k \hat{z} \vec{h}_k \quad (\text{A.20})$$

A.3 Détermination des composantes Fourier du champ magnétique

Pour deux vecteurs \vec{A} et \vec{B} le produit vectoriel est défini comme :

$$\vec{A} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \hat{v}_1 & \hat{v}_2 & \hat{v}_3 \\ A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{vmatrix} = \hat{v}_1(A_2B_3 - A_3B_2) - \hat{v}_2(A_1B_3 - A_3B_1) + \hat{v}_3(A_1B_2 - A_2B_1)$$

ou \hat{v}_i sont les vecteurs unité.

La composante sur l'axe i s'écrit : $(\vec{A} \times \vec{B})_i = \varepsilon_{ijk}A_jB_k + \varepsilon_{ikj}A_kB_j$ (on écrit d'habitude seulement le premier terme) avec ε_{ijk} le symbole Levi-Civita :

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} +1, \text{ pour } i, j, k \text{ permutation paire de } 1, 2, 3 \\ -1, \text{ when } i, j, k \text{ permutation impaire de } 1, 2, 3 \\ 0, \text{ si 2 indices sont égaux} \end{cases}$$

L'équation de London est :

$$\vec{h} + \nabla \times (\Lambda \cdot \nabla \times \vec{h}) = \phi_0 \sum_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \hat{z} \quad (\text{A.21})$$

ou la somme porte sur les mailles du réseau. La partie droite de l'équation représente le quantum de flux dans la direction z , $\Lambda = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}$ ou m est la masse effective et n_s est la densité d'électrons supraconducteurs. Le tenseur de la longueur de pénétration London λ est égal à $\Lambda^{1/2}$.

Pour des supraconducteurs uniaxiaux $\Lambda_{ij} = \Lambda_{ab}\delta_{ij} + (\Lambda_c - \Lambda_{ab})\hat{c}_i\hat{c}_j$, ou \hat{c}_i est la projection de \hat{c} sur l'axe i th (x, y, z).

Considérant $A_j = \nabla_j$ et $(\Lambda \cdot \nabla \times \vec{h})_k = B_k$.

$$\Lambda \cdot \nabla = \begin{pmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} & \Lambda_{13} \\ \Lambda_{21} & \Lambda_{22} & \Lambda_{23} \\ \Lambda_{31} & \Lambda_{32} & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla_1 \\ \nabla_2 \\ \nabla_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Lambda_{11} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{12} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{13} \cdot \nabla_3 \\ \Lambda_{21} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{22} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{23} \cdot \nabla_3 \\ \Lambda_{31} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{32} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{33} \cdot \nabla_3 \end{pmatrix}$$

$$\Lambda \cdot \nabla \times \vec{h} = \begin{pmatrix} \vec{u}_1 & \vec{u}_2 & \vec{u}_1 \\ \Lambda_{11} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{12} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{13} \cdot \nabla_3 & \Lambda_{21} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{22} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{23} \cdot \nabla_3 & \Lambda_{31} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{32} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{33} \cdot \nabla_3 \\ h_1 & h_2 & h_3 \end{pmatrix}$$

Par exemple la projection sur l'axe 3 (z) est :

$$(\Lambda \cdot \nabla \times \vec{h})_3 = (\Lambda_{11} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{12} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{13} \cdot \nabla_3)h_2 - (\Lambda_{21} \cdot \nabla_1 + \Lambda_{22} \cdot \nabla_2 + \Lambda_{23} \cdot \nabla_3)h_1.$$

En général dans la direction k on écrit : $(\Lambda \cdot \nabla \times \vec{h})_k = \Lambda_{kl}\epsilon_{lmn}\nabla_m h_n$.

L'équation London devient (projetée sur l'axe i) :

$$h_i + \epsilon_{ijk}\nabla_j\Lambda_{kl}\epsilon_{lmn}\nabla_m h_n = \delta_{i3}\phi_0 \sum_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i). \quad (\text{A.22})$$

ou $\delta_{i3} = \widehat{z} \cdot \widehat{\nu}_i$ (z correspond à 3). La transformée de Fourier de h est : $h_i(x) = \frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx}$. Ici G est un vecteur du réseau réciproque. Introduisant dans Eq. A.22 on obtient :

$$\frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx} + \epsilon_{ijk} \Lambda_{kl} \epsilon_{lmn} \nabla_j \nabla_m \left(\frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx} \right) = \delta_{i3} \phi_0 \sum_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i). \quad (\text{A.23})$$

On a :

$$\begin{aligned} \nabla_j \nabla_m \left(\frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx} \right) &= iG_m \nabla_j \left(\frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx} \right) = iG_m iG_j \frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx} = -G_j G_m \frac{1}{S} \sum_G \widetilde{h}_i e^{iGx} \\ \delta(x - x_i) &= \frac{1}{S} \sum_G e^{iG(x-x_i)} \\ \sum_i \delta(x - x_i) &= \frac{1}{S} \sum_G e^{iGx} \sum_i e^{-iGx_i} = N \frac{1}{S} \sum_G e^{iGx} \end{aligned}$$

ou on a utilisé : $\sum_i e^{-iGx_i} = N \delta_{i0}$ ou $\delta_{i0}=1$ pour $i=0$ et 0 pour $i \neq 0$. L'eq. A.23 devient :

$$\frac{1}{S} \sum_G e^{iGx} (\widetilde{h}_i - \epsilon_{ijk} \Lambda_{kl} \epsilon_{lmn} G_j G_m \widetilde{h}_n - \delta_{i3} N \phi_0) = 0 \quad (\text{A.24})$$

Ainsi le terme entre parenthèses est nul :

$$\widetilde{h}_i - \epsilon_{ijk} G_j \Lambda_{kl} \epsilon_{lmn} G_m \widetilde{h}_n = \delta_{i3} N \phi_0 \quad (\text{A.25})$$

ou N est le nombre des quantum de flux par unité de surface. Utilisant $\epsilon_{ijk} \epsilon_{mnk} = \delta_{im} \delta_{jn} - \delta_{in} \delta_{jm}$ Eq. A.25 devient :

$$\widetilde{h}_i - \Lambda_{ab} (\delta_{im} \delta_{jn} - \delta_{in} \delta_{jm}) G_j G_m \widetilde{h}_n + (\Lambda_c - \Lambda_{ab}) (\epsilon_{ijk} G_j \widehat{c}_k) (\epsilon_{nml} G_m \widehat{c}_l) \widetilde{h}_n = \delta_{i3} N \phi_0 \quad (\text{A.26})$$

qui se simplifie à

$$\{(1 + \Lambda_{ab} G^2) \delta_{in} + (\Lambda_c - \Lambda_{ab}) Q_i Q_n\} \widetilde{h}_n = \delta_{i3} N \phi_0 \quad (\text{A.27})$$

ou $Q_i = \epsilon_{ijk} G_j \widehat{c}_k = (\vec{G} \times \widehat{c})_i$ et $\delta_{im} \delta_{jn} G_j G_m \widetilde{h}_n = 0$ parce que $\nabla \vec{h} = 0$ et $\delta_{in} \delta_{jm} G_j G_m \widetilde{h}_n = G^2 \delta_{in} \widetilde{h}_n$ ($\widetilde{h}_i = \widetilde{h}_n \delta_{in}$).

On peut simplifier :

$$\begin{aligned} \left\{ \delta_{in} + \frac{1}{1 + \Lambda_{ab} G^2} (\Lambda_c - \Lambda_{ab}) Q_i Q_n \right\} \widetilde{h}_n &= \frac{1}{1 + \Lambda_{ab} G^2} \delta_{i3} N \phi_0 \\ B &= \frac{1}{1 + \Lambda_{ab} G^2} (\Lambda_c - \Lambda_{ab}), A_{in} = \delta_{in} + B Q_i Q_n \\ A_{in} \widetilde{h}_n &= \frac{1}{1 + \Lambda_{ab} G^2} \delta_{i3} N \phi_0 \Rightarrow A_{in}^{-1} A_{in} \widetilde{h}_n = \frac{1}{1 + \Lambda_{ab} G^2} \delta_{i3} N \phi_0 A_{in}^{-1} A_{in} \end{aligned}$$

A_{in}^{-1} est la matrice inverse ($A_{in}^{-1} A_{in} = \delta_{in}$).

L'équation devient : $\widetilde{h}_n = \frac{1}{1+\Lambda_{ab}G^2} A_{in}^{-1} \delta_{i3} N \phi_0$ et en utilisant l'identité $A_{in} = \delta_{in} + B Q_i Q_n$ alors $A_{in}^{-1} = \delta_{in} - \frac{B}{1+BQ^2} Q_i Q_n$, on a :

$$\begin{aligned} \widetilde{h}_n &= \frac{1}{1+\Lambda_{ab}G^2} \left(\delta_{in} - \frac{(\Lambda_c - \Lambda_{ab}) Q_i Q_n}{1+\Lambda_{ab}G^2 + (\Lambda_c - \Lambda_{ab}) Q^2} \right) \delta_{i3} N \phi_0 \\ \widetilde{h}_n &= \frac{1}{1+\Lambda_{ab}G^2} \left(\delta_{3n} - \frac{(\Lambda_c - \Lambda_{ab}) Q_3 Q_n}{1+\Lambda_{ab}G^2 + (\Lambda_c - \Lambda_{ab}) Q^2} \right) N \phi_0 \end{aligned}$$

$Q_i = (\vec{G} \times \hat{c})_i$; considérant que l'angle entre l'axe z du vortex et l'axe c est θ et l'axe d'anisotropie \hat{c} est dans le plan x-z on a :

$$\hat{c}_x = -\sin \theta, \hat{c}_y = 0, \hat{c}_z = \cos \theta \rightarrow Q = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ G_x & G_y & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{vmatrix}.$$

$$\text{On obtient } \begin{cases} Q_x = G_y \cos \theta \\ Q_y = -G_x \cos \theta \\ Q_z = G_y \sin \theta \end{cases}$$

Par exemple le champ le long de l'axe z est[13] :

$$\widetilde{h}_z = \frac{1}{1+\lambda_{ab}^2 G^2} \left(1 - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2) G_y^2 \sin^2 \theta}{1+\lambda_{ab}^2 G^2 + (\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2)(G_y^2 + G_x^2 \cos^2 \theta)} \right) N \phi_0. \quad (\text{A.28})$$

Annexe B

Calcul de la self énergie d'un vortex

On considère $F_{mH} \cdot A$ l'énergie libre par unité de longueur pour un échantillon de surface A qui contient un quantum de flux (H est le champ magnétique appliqué), et $F_{sH} \cdot A$ l'énergie libre par unité de longueur dans l'état Meissner (le paramètre d'ordre est constant) on définit l'énergie de formation par unité de longueur $\epsilon_1 = F_{mH} \cdot A - F_{sH} \cdot A$. L'énergie de formation par unité de volume pour des vortex avec une densité n est $n\epsilon_1$, comme les vortex sont supposés indépendants au H_{c1} . L'expression pour un supraconducteur classique (isotrope) est dans la limite de κ grand : $\epsilon_1 = (\frac{\phi_0}{4\pi\lambda})^2 \ln \frac{\lambda}{\xi}$.

L'énergie libre par unité de volume peut être écrite en fonction des transformées Fourier \tilde{h}_z comme :

$$F = \frac{\phi_0}{8\pi S^2} \sum_k \hat{z} \mathbf{h}_k \quad (\text{B.1})$$

ou \hat{z} est la direction du vortex. La self-énergie d'un vortex rigide incliné avec un angle arbitraire θ par rapport à l'axe c est donnée par :

$$\epsilon(\theta) = \frac{\phi_0^2}{8\pi} \int \frac{d^2k}{4\pi^2} \hat{z} \mathbf{h}_k = \frac{\phi_0^2}{8\pi} \int \frac{d^2k}{4\pi^2} \frac{1}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2} \left(1 - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2) k_y^2 \sin^2 \theta}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2 + (\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2)(k_y^2 + k_x^2 \cos^2 \theta)} \right) \quad (\text{B.2})$$

qui peut être évaluée analytiquement. Dans la théorie London toutes les sommes divergent de façon logarithmique. Elles sont dominées par la région du coeur du vortex qui n'est pas décrite explicitement (grand k). Une fonction de cutoff est utilisée avec les limites dans l'espace k données par la forme elliptique du coeur, quand le vortex est incliné. Le cutoff utilisé est [170] :

$$\xi_\theta^2 k_x^2 + \xi_{ab}^2 k_y^2 = 1 \quad (\text{B.3})$$

$$\xi_{ab}^2 \cos^2 \theta + \xi_c^2 \sin^2 \theta = \xi_\theta^2 \quad (\text{B.4})$$

ou ξ_{ab} et ξ_c sont les longueurs de cohérence le long de plan ab et de l'axe c.

On circularise le cutoff avec un scaling du k :

$$\begin{aligned} k_x &\rightarrow k'_x = \frac{\xi_\theta}{\xi_{ab}} k_x \\ k'_y &= k_y \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

On utilise les coordonnées polaires (ϕ, k') ou ϕ est l'angle de \mathbf{k} dans le plan x-y. En observant que $\frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \gamma$ on écrit :

$$\begin{aligned} k^2 &= k_x^2 + k_y^2 = \frac{\xi_{ab}^2}{\xi_\theta^2} k_x'^2 + k_y'^2 = k_x'^2 \frac{\lambda_\theta^2}{\lambda_{ab}^2} = k'^2 + k_x'^2 \left(\frac{\lambda_\theta^2}{\lambda_{ab}^2} - 1 \right) \\ \frac{\xi_\theta^2}{\xi_{ab}^2} &= \cos^2 \theta + \frac{\xi_c^2}{\xi_{ab}^2} \sin^2 \theta = \cos^2 \theta + \frac{\lambda_{ab}^2}{\lambda_c^2} \sin^2 \theta = \frac{\lambda_\theta^2}{\lambda_c^2} \\ k'_x &= k' \cos \phi \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

L'énergie du vortex dévient :

$$\begin{aligned} \epsilon(\theta) &= \frac{\phi_0^2}{8\pi} \int \frac{d^2 k}{4\pi^2} \frac{1 + \lambda_\theta^2 k^2}{[1 + \lambda_{ab}^2 k^2][1 + \lambda_\theta^2 k_x^2 + \lambda_c^2 k_y^2]} = \\ &= \frac{\phi_0^2}{8\pi} \frac{1}{4\pi^2} \frac{\xi_{ab}}{\xi_\theta} \int d\phi \int k' dk' \frac{1 + \lambda_\theta^2 k'^2 + (\lambda_c^2 - \lambda_\theta^2) k'^2 \cos^2 \phi}{[1 + \lambda_{ab}^2 k'^2 + (\lambda_c^2 - \lambda_\theta^2) \frac{\lambda_{ab}^2}{\lambda_\theta^2} k'^2 \cos^2 \phi](1 + \lambda_c^2 k'^2)} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

ou $d^2 k = dk_x dk_y = \frac{\xi_{ab}}{\xi_\theta} dk'_x dk'_y = \frac{\xi_{ab}}{\xi_\theta} d\phi k' dk'$.

On détermine la limite pour l'intégrale en k' en utilisant la condition d'ellipse Eq. (B.3) comme $k' = \sqrt{k_x'^2 + k_y'^2} = \sqrt{\frac{\xi_\theta^2}{\xi_{ab}^2} k_x^2 + k_y^2} = \frac{1}{\xi_{ab}}$. On renomme $k' \rightarrow k$ et utilise la notation $a=1 + \lambda_{ab}^2 k^2$, $b=(\lambda_c^2 - \lambda_\theta^2) \frac{\lambda_{ab}^2}{\lambda_\theta^2} k^2$, $c=1 + \lambda_\theta^2 k^2$ and $d=(\lambda_c^2 - \lambda_\theta^2) k^2$. Utilisant l'intégrale :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{c + d \cos^2 \phi}{a + b \cos^2 \phi} d\phi = \frac{d\pi}{2b} + \pi \left(\frac{bc - ad}{2b\sqrt{a(a+b)}} \right) = \frac{\pi}{2} \left[\frac{d}{b} + \frac{c}{\sqrt{a(a+b)}} - \frac{ad}{b\sqrt{a(a+b)}} \right] \quad (\text{B.8})$$

l'énergie d'interaction peut être écrite :

$$\epsilon(\theta) = \frac{\phi_0^2}{64\pi^2} \frac{\xi_{ab}}{\xi_\theta} \int_0^{\xi_{ab}^{-1}} \frac{k dk}{1 + \lambda_c^2 k^2} \left[\frac{d}{b} + \frac{c}{\sqrt{a(a+b)}} - \frac{ad}{b\sqrt{a(a+b)}} \right] \quad (\text{B.9})$$

Utilisant l'approximation

$$\sqrt{a(a+b)} = \frac{1}{2} \sqrt{(b+2a)^2 - b^2} = \frac{b}{2} \left[\left(1 + \frac{2a}{b}\right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \simeq \frac{b}{2} + a \quad (\text{B.10})$$

(considerant $(1 + \frac{2a}{b})^2 \gg 1$) l'intégrale de l'énergie dévient :

$$\begin{aligned}
\epsilon(\theta) &= \frac{\phi_0^2}{64\pi^2} \frac{\xi_{ab}}{\xi_\theta} \int_0^{\xi_{ab}^{-1}} \frac{kdk}{1 + \lambda_c^2 k^2} \left[\frac{d}{b} + \frac{2(bc - ad)}{2ab + b^2} \right] = \\
&= \frac{\{\lambda_\theta^2 [-2\lambda_c^2(\lambda_{ab}^2 - \lambda_\theta^2) \ln \lambda_\theta^2 - \lambda_{ab}^2(\lambda_c^2 - \lambda_\theta^2) \ln(1 + \frac{\lambda_c^2}{\xi_{ab}^2}) - \lambda_c^2(\lambda_{ab}^2 - \lambda_\theta^2)(\ln 4 - 2 \ln[2\lambda_\theta^2 + \frac{\lambda_{ab}^2(\lambda_c^2 + \lambda_\theta^2)}{\xi_{ab}^2}])]\}}{ -4\lambda_{ab}^2 \lambda_c^4 \lambda_\theta^2 + 2\lambda_{ab}^4 \lambda_c^2 (\lambda_c^2 + \lambda_\theta^2) } \\
&= \frac{\phi_0^2}{128\pi^2} \lambda_c \lambda_\theta \frac{1}{\lambda_\theta^2 + \lambda_c^2 \cos^2 \theta} \left\{ \frac{2\cos^2 \theta}{\lambda_{ab}^2} \ln \left[1 + \frac{\kappa^2 (\lambda_c^2 + \lambda_\theta^2)}{2\lambda_\theta^2} \right] + \frac{\sin^2 \theta}{\lambda_c^2} \ln(1 + \Gamma^2 \kappa^2) \right\} \quad (B.11)
\end{aligned}$$

Considérant que κ et $\Gamma \gg 1$ on peut éliminer 1 dans l'expressions logarithmiques :

$$\epsilon(\theta) = \frac{\phi_0^2}{64\pi^2} \lambda_c \lambda_\theta \frac{1}{\lambda_\theta^2 + \lambda_c^2 \cos^2 \theta} \left\{ \frac{2\cos^2 \theta}{\lambda_{ab}^2} \ln \left[\frac{\kappa (\lambda_c^2 + \lambda_\theta^2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}\lambda_\theta} \right] + \frac{\sin^2 \theta}{\lambda_c^2} \ln(\Gamma \kappa) \right\} \quad (B.12)$$

Pour $\theta=0$ utilisant $\lambda_\theta=\lambda_c$ on obtient la self énergie :

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{\phi_0}{4\pi\lambda_{ab}} \right)^2 \ln \kappa \quad (B.13)$$

Annexe C

Calcul de l'énergie d'un vortex dans une chaîne

La composante du champ le long de l'axe z est :

$$\widetilde{h}_z = \frac{1}{1 + \lambda_{ab}^2 G^2} \left(1 - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2) G_y^2 \sin^2 \theta}{1 + \lambda_{ab}^2 G^2 + (\lambda_c^2 - \lambda_{ab}^2)(G_y^2 + G_x^2 \cos^2 \theta)} \right) N \phi_0. \quad (\text{C.1})$$

qui peut être écrite comme

$$\widetilde{h}_z = \frac{\phi_0}{\lambda_{ab}^2} \frac{1}{\lambda_{ab}^{-2} + G_x^2 + G_y^2} \frac{\lambda_{ab}^{-2} + (G_x^2 + G_y^2)(\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta)}{\lambda_{ab}^{-2} + \gamma^2 G_y^2 + (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) G_x^2} \quad (\text{C.2})$$

On utilise les notations : $Q=G_x$, $q=G_y$, $\lambda_{ab} = \lambda$ et $q_1=q\lambda$, $\bar{a}=a/\lambda$, $Q_1^2=1+q_1^2$. L'équation C.2 devient :

$$\widetilde{h}_z = \frac{\phi_0}{\lambda^2} \frac{1}{\lambda^{-2} + Q^2 + q^2} \frac{\lambda^{-2} + (Q^2 + q^2)(\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta)}{\lambda^{-2} + \gamma^2 q^2 + (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) Q^2} \quad (\text{C.3})$$

On peut écrire $\lambda^{-2} + Q^2 + q^2 = \lambda^{-2} + q^2 + \left(\frac{2\pi n}{a}\right)^2 = \lambda^{-2} \left(1 + q^2 \lambda^2 + \left(\frac{2\pi n}{a}\right)^2 \lambda^2 n^2\right) = \frac{(2\pi)^2}{a^2} \left[\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2\right]$

et de la même manière

$$\lambda^{-2} + \gamma^2 q^2 + (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) Q^2 = \frac{(2\pi)^2}{a^2} (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) \left[\frac{\bar{a}^2 Q_2^2}{(2\pi)^2} + n^2\right] \text{ ou } Q_2^2 = \frac{\gamma^2 q_1^2 + 1}{\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta}.$$

On écrit :

$$\frac{1}{\lambda^{-2} + Q^2 + q^2} \frac{\lambda^{-2} + (Q^2 + q^2)(\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta)}{\lambda^{-2} + \gamma^2 q^2 + (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) Q^2} = \frac{A}{\lambda^{-2} + Q^2 + q^2} + \frac{B}{\lambda^{-2} + \gamma^2 q^2 + (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) Q^2} \quad (\text{C.4})$$

en obtenant pour A et B : $A=1-F(q_1)$ et $B=F(q_1)(\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta)$ avec $F(q_1) = \frac{q_1^2}{q_1^2 - \text{ctg}^2 \theta}$.
L'équation C.4 devient ainsi :

$$\frac{1}{\lambda^{-2} + Q^2 + q^2} \frac{\lambda^{-2} + (Q^2 + q^2)(\sin^2\theta + \gamma^2 \cos^2\theta)}{\lambda^{-2} + \gamma^2 q^2 + (\sin^2\theta + \gamma^2 \cos^2\theta)Q^2} = \frac{a^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} - \frac{a^2}{(2\pi)^2} F(q_1) \left[\frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} - \frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_2^2}{(2\pi)^2} + n^2} \right] \quad (\text{C.5})$$

L'énergie d'un vortex dans une chaîne est :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{v0} + \frac{\phi_0}{8\pi} \left(\frac{1}{a} \sum_{Q=\frac{2\pi n}{a}} \int \frac{dq}{2\pi} \hat{z}\mathbf{h}_{Q,q} - \frac{1}{2\pi^2} \iint \hat{z}\mathbf{h}_{Q,q} dQ dq \right) \quad (\text{C.6})$$

On peut écrire $\hat{z}\mathbf{h}_{Q,q}$ comme :

$$\hat{z}\mathbf{h}_{Q,q} = \frac{\phi_0}{\lambda^2} \frac{a^2}{(2\pi)^2} \left[\frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} - F(q_1) \left(\frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} - \frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_2^2}{(2\pi)^2} + n^2} \right) \right] \quad (\text{C.7})$$

En tenant compte de $\text{cth}(\pi x) = \frac{1}{\pi x} + \frac{2\pi}{x} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{x^2 + n^2}$ on a par exemple :

$$\text{cth}\left(\frac{\bar{a}Q_1}{2}\right) = \frac{1}{\frac{\bar{a}Q_1}{2}} + \frac{\bar{a}Q_1}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} \quad (\text{C.8})$$

$$\text{ainsi } \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} = \frac{2\pi^2}{\bar{a}Q_1} \text{cth}\left(\frac{\bar{a}Q_1}{2}\right).$$

En utilisant $\frac{a}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{dx}{c + bx^2} = \frac{a}{\pi} \frac{1}{\sqrt{bc}} \text{arctg}(x\sqrt{\frac{b}{c}}) = \frac{a}{2\sqrt{bc}}$ on obtient pour

$$\int_0^{\infty} \frac{dQ}{\lambda^{-2} + Q^2 + q^2} = \frac{a^2}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \frac{d(\frac{2\pi n}{a})}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} = \frac{\pi \lambda}{Q_1} \quad (\text{C.9})$$

Le premier terme dans l'expression de l'énergie s'écrit donc :

$$\frac{1}{a} \sum_n \left(\frac{a}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{a}{2\pi}\right)^2 \int \frac{dQ}{\frac{\bar{a}^2 Q_1^2}{(2\pi)^2} + n^2} = \frac{\lambda}{2Q_1} \left[\text{cth}\left(\frac{\bar{a}Q_1}{2}\right) - 1 \right] \quad (\text{C.10})$$

En déduisant dans le même style les autres termes on obtient pour l'énergie d'un vortex dans une chaîne[29] :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{v0} + \frac{\phi_0^2}{16\pi\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{2\pi} \left(\frac{\text{cth}\left(\frac{\bar{a}Q_1}{2}\right) - 1}{Q_1} - F(q_1) \left[\frac{\text{cth}\left(\frac{\bar{a}Q_1}{2}\right) - 1}{Q_1} - \frac{\text{cth}\left(\frac{\bar{a}Q_2}{2}\right) - 1}{Q_2} \right] \right) \quad (\text{C.11})$$

Bibliographie

- [1] A. A. Abrikosov, *On the magnetic properties of superconductors of the second group*, Sov. Phys. JETP **5** (1957), 1174–1182.
- [2] D. F. Agterberg, *Square vortex lattices for two-component superconducting order parameters*, Phys. Rev. B **58** (1998), 14484–14489.
- [3] ———, *Vortex lattice structures of Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 5184–5187.
- [4] D. F. Agterberg, T. M. Rice, and M. Sigrist, *Orbital dependent superconductivity in Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 3374–3377.
- [5] A. Amann, A. C. Mota, M. B. Maple, and H. v. Lohneysen, *Magnetic properties of UPt_3 in the superconducting state*, Phys. Rev. B **57** (1998), 3640–3649.
- [6] P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Hard superconductivity : theory of the motion of Abrikosov flux lines*, Rev. Mod. Phys. **36** (1964), 39–43.
- [7] L. A. Angurel, F. Amin, M. Polichetti, J. Aarts, and P. H. Kes, *Dimensionality of collective pinning in $2H-NbSe_2$ single crystals*, Phys. Rev. B **56** (1997), 3425–3432.
- [8] J. F. Annett, *Symmetry of the order parameter for high-temperature superconductivity*, Adv. in Physics **39** (1990), 83–126.
- [9] D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche et D. Braithwaite, J. Flouquet, J. P. Brison, E. Lhotel, and C. Paulsen, *Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in $URhGe$* , Nature **413** (2001), 613–616.
- [10] D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche et I. Sheikin, J. Flouquet, J. P. Brison, and C. Paulsen, *Superconductivity in two itinerant uranium ferromagnets : UGe_2 and $URhGe$* , J. Phys. Chem. Solids **63** (2002), 1179–1182.
- [11] A. V. Balatskii, L. I. Burlachkov, and L. P. Gor'kov, *Magnetic properties of anisotropic type II superconductors*, Sov. Phys. JETP **63** (1985), 866–871.
- [12] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Theory of superconductivity*, Phys. Rev. **108** (1957), 1175–1204.
- [13] W. Barford and J. M. F. Gunn, *The theory of the measurement of the London penetration depth in uniaxial type II superconductors by muon spin rotation*, Physica C **156** (1988), 515–522.
- [14] E. D. Bauer, N. A. Frederick, P. C. Ho, V. S. Zapf, and M. B. Maple, *Superconductivity and heavy fermion behavior in $PrOs_4Sb_{12}$* , Phys. Rev. B. **65** (2002), 100506.
- [15] C. P. Bean, *Magnetization of high-field superconductors*, Rev. Mod. Phys. **36** (1964), 31–39.
- [16] S. J. Bending, *Local magnetic probes of superconductors*, Adv. in Phys. **48** (1999), 449–535.
- [17] C. Bergemann, A. P. Mackenzie, S. R. Julian, D. Forsythe, and E. Ohmichi, *Quasi-two-dimensional Fermi liquid properties of the unconventional superconductor Sr_2RuO_4* , Adv. in Phys. **52** (2003), 639–725.
- [18] N. R. Bernhoeft and G. G. Lonzarich, *Scattering of slow neutrons from long-wavelength magnetic fluctuations in UPt_3* , J. Phys. :Condens. Matter **7** (1995), 7325.

- [19] C. Berthier, P. Molinié, and D. Jérôme, *Evidence for a connection between charge density waves and the pressure enhancement of superconductivity in 2H-NbSe₂*, Solid State Comm. **18** (1976), 1393–1395.
- [20] G. Binnig and H. Rohrer, *Scanning tunneling microscopy*, IBM J. Res. Develop. **44** (2000), 279–293.
- [21] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Vortices in high-temperature superconductors*, Rev. Mod. Phys. **66** (1994), 1125–1388.
- [22] E. Boaknin, M. A. Tanatar, J. Paglione, D. Hawthorn, F. Ronning, R. W. Hill, M. Sutherland, L. Taillefer, J. Sonier, S. M. Hayden, and J. W. Brill, *Heat conduction in the vortex state of 2H-NbSe₂ : Evidence for multiband superconductivity*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 117003.
- [23] C. A. Bolle, F. de la Cruz, P. L. Gammel, J. V. Waszczak, and D. J. Bishop, *Observation of tilted induced orientational order in the magnetic flux lattice in 2H-NbSe₂*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 4039–4042.
- [24] I. Bonalde, B. D. Yanoff, M. B. Salamon, D. J. Van Harlingen, and E. M. E. Chia, *Temperature dependence of the penetration depth in Sr₂RuO₄ : Evidence for nodes in the gap function*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 4775–4778.
- [25] M. Braden, P. Steffens, Y. Sidis, J. Kulda, P. Bourges, S. Hayden, N. Kikugawa, and Y. Maeno, *Anisotropy of the incommensurate fluctuations in Sr₂RuO₄ : a study with polarized neutrons*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004), 097402.
- [26] E. H. Brandt, *The flux-line lattice in superconductors*, Rep. Prog. Phys. **58** (1995), 1465–1594.
- [27] L. I. Burlachkov, *Anisotropy of the vortex structure in high-T_c superconductors*, Sov. Phys. Solid State **31** (1989), 1119–1122.
- [28] A. I. Buzdin, *Multiple-quanta vortices at columnar defects*, Phys. Rev. B **47** (1993), 11416–11419.
- [29] A. I. Buzdin and A. Yu. Simonov, *Penetration of inclined vortices into layered superconductors*, JETP Letters **51** (1990), 191–195.
- [30] ———, *Penetration of inclined vortices into layered superconductors*, Sov. Phys. JETP **71** (1990), 1165–1171.
- [31] ———, *Magnetization of anisotropic superconductors in the tilted magnetic field*, Physica C **175** (1991), 143–155.
- [32] A. M. Campbell and J. E. Evetts, *Flux vortices and transport currents in type II superconductors*, Adv. in Phys. **50** (2001), 1249–1449.
- [33] I. A. Campbell, L. Fruchter, and R. Cabanel, *Flux creep in the critical state of a high-temperature superconductor*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990), 1561–1564.
- [34] L. J. Campbell, M. M. Doria, and V. G. Kogan, *Vortex lattice structures in uniaxial superconductors*, Phys. Rev. B **38** (1988), 2439–2443.
- [35] A. Carrington and F. Manzano, *Magnetic penetration depth of MgB₂*, Physica C **385** (2003), 205–214.
- [36] T. Champel, *Oscillations quantiques magnétiques dans les systèmes de basse dimensionnalité. Etude de la symétrie de l'état supraconducteur dans le composé UPt₃*, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, 2003.
- [37] S. Chikazumi, *Physics of magnetism*, John Wiley & Sons, New York, 1964.
- [38] J. R. Clem, *Phenomenological theory of magnetic structure in the high-temperature superconductors*, Physica C **162-164** (1989), 1137–1142.
- [39] ———, *Anisotropy and two-dimensional behaviour in the high-temperature superconductors*, Supercond. Sci. Tech. **11** (1998), 909–914.
- [40] R. Corcoran, P. Meeson, Y. Onuki, P. A. Probst, M. Springford, K. Takita, H. Harima, G. Y. Guo, and B. L. Gyorffy, *Quantum oscillations in the mixed state of the type II superconductor 2H-NbSe₂*, J. Phys. Condens. Matter **6** (1994), 4479–4492.

- [41] M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu, L. H. Greene, F. Xu, J. Zhu, and C. A. Mirkin, *Observation of surface-induced broken time-reversal symmetry in $YBa_2Cu_3O_7$ tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 277–280.
- [42] D. Cribier, B. Jacrot, L. M. Rao, and B. Farnoux, *Mise en évidence par diffraction de neutrons d'une structure périodique du champ magnétique dans le niobium supraconducteur*, Phys. Lett. **9** (1964), 106–107.
- [43] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. McK Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski, and K. Mortensen, *Direct observation of magnetic flux lattice melting and decomposition in the high T_c superconductor $Bi_{2.15}Sr_{1.95}CaCu_2O_{8-x}$* , Nature **365** (1993), 407–411.
- [44] L. L. Daemen, L. J. Campbell, and V. G. Kogan, *Flux line lattice in uniaxial superconductors at low magnetic inductions*, Phys. Rev. B **46** (1992), 3631–3637.
- [45] L. L. Daemen, L. J. Campbell, A. Yu. Simonov, and V. G. Kogan, *Coexistence of two flux-line species in superconducting slabs*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 2948–2951.
- [46] L. L. Daemen and J. E. Gubernatis, *Numerical computation of the flux-line-lattice structure of an inhomogeneous material in the London approximation*, Phys. Rev. B **43** (1991), 2625–2632.
- [47] A. Damascelli, D. H. Lu, K. M. Shen, N. P. Armitage, F. Ronning, D. L. Feng, C. Kim, Z.-X. Shen, T. Kimura, Y. Tokura, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, *Fermi surface, surface states, and surface reconstruction in Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 5194–5197.
- [48] F. R. de Boer, E. Bruck, V. Sechovsky, L. Havela, and K. H. J. Buschow, *UTX compounds in high magnetic fields*, Physica B **163** (1990), 175–178.
- [49] K. Deguchi, Z.Q. Mao, H. Yaguchi, and Y. Maeno, *Gap structure of the spin-triplet superconductor Sr_2RuO_4 determined from the field-orientation dependence of the specific heat*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004), 047002.
- [50] G. Deutscher, *Coherence in high temperature superconductors*, World Scientific Publishing, Singapore, 1996.
- [51] M. Dressel, N. Kasper, K. Petukhov, B. Gorshunov, G. Grüner, M. Huth, and H. Adrian, *Nature of heavy quasiparticles in magnetically ordered heavy fermions UPd_2Al_3 and UPt_3* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 186404.
- [52] C. H. Du, W. J. Lin, Y. Su, B. K. Tanner, P. D. Hatton, D. Casa, B. Keimer, J. P. Hill, C. S. Oglesby, and H. Hohl, *X-ray scattering studies of $2H-NbSe_2$, a superconductor and charge density wave material, under high external magnetic fields*, J. Phys. Condens. Matter **12** (2000), 5361–5370.
- [53] J. A. Duffy, S. M. Hayden, Y. Maeno, Z. Mao, J. Kulda, and G. J. McIntyre, *Polarized-neutron scattering study of the cooper-pair moment in Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 5412–5415.
- [54] E. Dumont, *Unconventional vortex dynamics in superconducting states with broken time-reversal symmetry*, Ph.D. thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, 2000.
- [55] E. Dumont and A. C. Mota, *Unconventional vortex dynamics in superconducting states with broken time-reversal symmetry*, Phys. Rev. B **65** (2002), 144519.
- [56] J. P. Elliot and P. G. Dawber, *Symmetry in Physics*, vol. 1, The Macmillan Press Ltd., London, 1979.
- [57] M. R. Eskildsen, C. D. Dewhurst, B. W. Hoogenboom, C. Petrovic, and P. C. Canfield, *Hexagonal and square flux line lattices in $CeCoIn_5$* , Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 187001.
- [58] M. R. Eskildsen, P. L. Gammel, B. P. Barber, U. Yaron, A. P. Ramirez, D. A. Huse, D. J. Bishop, C. Bolle, C. M. Lieber, S. Oxx, S. Sridhar, N. H. Andersen, K. Mortensen, and P. C. Canfield, *Observation of a field-driven structural phase transition in the flux line lattice in $ErNi_2B_2C$* , Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 1968–1971.
- [59] U. Essmann and H. Trauble, *The direct observation of individual flux lines in type II superconductors*, Phys. Lett. A **24** (1967), 526–527.
- [60] M. Fauré and A. I. Buzdin, *Domain structure in a superconducting ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), 187202.

- [61] D. Fay and J. Appel, *Coexistence of p-state superconductivity and itinerant ferromagnetism*, Phys. Rev. B **22** (1980), 3173–3182.
- [62] R. Feenstra, D. K. Christen, C. E. Klabunde, and J. D. Budai, *Role of oxygen vacancies in the flux-pinning mechanism, and hole-doping lattice disorder in high-current-density $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films*, Phys. Rev. B **45** (1992), 7555–7558.
- [63] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Theory of collective flux creep*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989), 2303–2306.
- [64] D. Feinberg, *Vortex lines in layered superconductors. I. From 3D to 2D behaviour*, J. Phys. III France **4** (1994), 169–208.
- [65] A. L. Fetter and P. C. Hohenberg, *Superconductivity*, Dekker, New York, 1964.
- [66] F. Hardy, *Etude du composé ferromagnétique supraconducteur URhGe*, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, 2004.
- [67] O. Fischer, A. Treyvaud, R. Chevrel, and M. Sergent, *Superconductivity in the $Re_xMo_6S_8$* , Solid State Commun. **17** (1975), 721–724.
- [68] M. P. A. Fisher, *Vortex-glass superconductivity : A possible new phase in bulk high-Tc oxides*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 1415–1418.
- [69] R. A. Fisher, S. Kim, B. F. Woodfield, N. E. Phillips, L. Taillefer, K. Hasselbach, J. Flouquet, A. L. Giorgi, and J. L. Smith, *Specific heat of UPt_3 : Evidence for unconventional superconductivity*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 1411–1414.
- [70] M. Franz, I. Affleck, and M. H. S. Amin, *Theory of equilibrium flux lattices in unconventional superconductors*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 1555–1558.
- [71] P. H. Frings, J. M. M. Franse, F. R. de Boer, and A. Menovsky, *Magnetic properties of U_xPt_y compounds*, J. Mag. Mag. Materials **31-34** (1983), 240–242.
- [72] O. Fruchart, *communication privée*.
- [73] P. L. Gammel, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Images of vortex chain state in untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ crystals*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 3343–3346.
- [74] P. L. Gammel, D. A. Huse, R. N. Kleiman, B. Batlogg, C. S. Oglesby, E. Bucher, D. J. Bishop, T. E. Mason, and K. Mortensen, *Small angle neutron scattering study of the magnetic flux-line lattice in single crystal $2H-NbSe_2$* , Phys. Rev. Lett. **72** (1994), 278–281.
- [75] T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Elastic theory of flux lattices in the presence of weak disorder*, Phys. Rev. B **52** (1995), 1242–1270.
- [76] ———, *Phase diagrams of flux lattices with disorder*, Phys. Rev. B **55** (1997), 6577–6583.
- [77] J. Giapintzakis, W. C. Lee, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, I. M. Robertson R. Wheeler, M. A. Kirk, and M.O. Ruault, *Production and identification of flux-pinning defects by electron irradiation in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ single crystals*, Phys. Rev. B **45** (1992), 10677–10683.
- [78] P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P. L. Gammel, and T. H. Johansen, *Real-time magneto-optical imaging of vortices in superconducting $NbSe_2$* , Supercond. Sci. Technol. **14** (2001), 729–731.
- [79] Fedor Gomory, *Characterization of high-temperature superconductors by AC susceptibility measurements*, Super. Sci. Tech. **10** (1997), 523–542.
- [80] B. B. Goodman, *Type II superconductors*, Rep. Prog. Phys. **29** (1966), 445–487.
- [81] C. E. Gough, R. J. Ormeno, A. Sibley, M. Hein, S. Nishizaki, and Y. Maeno, *Microwave spectroscopy of novel superconductors*, J. Phys. Chem. Solids **63** (2002), 2187–2193.
- [82] A. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai, S. Ooi, and M. Henini, *A one-dimensional chain state of vortex matter*, Nature **414** (2001), 728–731.
- [83] A. M. Grishin, A. Yu. Martynovich, and S. V. Yampol'skiy, *Magnetic field inversion and vortex chains in anisotropic superconductors*, Sov. Phys. JETP **70** (1990), 1089–1098.

- [84] C. W. Hagen and R. Griessen, *Distribution of activation energies for thermally activated flux motion in high- T_c superconductors : An inversion scheme*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 2857–2860.
- [85] B. I. Halperin and D. R. Nelson, *Theory of two-dimensional melting*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 121–124.
- [86] F. Hardy and A. D. Huxley, *p -wave superconductivity in the ferromagnetic superconductor URhGe*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), 247006.
- [87] Y. Hasegawa, K. Machida, and M. Ozaki, *Spin triplet superconductivity with line nodes in Sr_2RuO_4* , J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000), 336–339.
- [88] K. Hasselbach, D. Mailly, and J. R. Kirtley, *Micro-superconducting quantum interference device characteristics*, J. Appl. Phys. **91** (2002), 4432–4437.
- [89] K. Hasselbach, L. Taillefer, and J. Flouquet, *Critical point in the superconducting phase diagram of UPt_3* , Phys. Rev. Lett. **63** (1989), 93–96.
- [90] S. M. Hayden, L. Taillefer, C. Vettier, and J. Flouquet, *Antiferromagnetic order in UPt_3 under pressure : Evidence for a direct coupling to superconductivity*, Phys. Rev. B **46** (1992), 8675–8678.
- [91] R. Heeb, *Topological Defects in Unconventional Superconductors*, Ph.D. thesis, ETH Zurich, 2000.
- [92] R. Heeb and D. F. Agterberg, *Ginzburg-landau theory for a p -wave Sr_2RuO_4 superconductor : Vortex core structure and extended London theory*, Phys. Rev. B **59** (1999), 7076–7082.
- [93] M. Hein, R. J. Ormeno, and C. E. Gough, *The microwave surface impedance of ultra-pure superconducting metals*, J. Phys. :Condens. Matter **13** (2001), L65–L71.
- [94] H. F. Hess, C. A. Murray, and J. V. Waszczak, *Scanning-tunneling-microscopy study of distortion and instability of inclined flux-line-lattice structures in the anisotropic superconductor $2H-NbSe_2$* , Phys. Rev. Lett. **69** (1992), 2138–2141.
- [95] ———, *Flux lattice and vortex structures in $2H-NbSe_2$ in inclined fields*, Phys. Rev. B **50** (1994), 16528–16540.
- [96] H. F. Hess, R. B. Robinson, and J. V. Waszczak, *Vortex-core structure observed with a scanning tunneling microscope*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990), 2711–2714.
- [97] S. Hill, J. S. Brooks, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, *Cyclotron resonance in the layered perovskite superconductor Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **84** (2000), 3374–3377.
- [98] W. A. Hofer, A. S. Foster, and A. L. Shluger, *Theories of scanning probe microscopes at the atomic scale*, Rev. Mod. Phys. **75** (2003), 1287–1331.
- [99] J. Hooper, Z. Q. Mao, K. D. Nelson, Y. Liu, M. Wada, and Y. Maeno, *Anomalous Josephson network in the Ru- Sr_2RuO_4 eutectic system*, Phys. Rev. B **70** (2004), 014510.
- [100] <http://www.neocera.com/Magma.htm>.
- [101] A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic domains*, Springer, Berlin, 1998.
- [102] R. P. Huebner, *Magnetic Flux Structures in Superconductors*, Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [103] H. J. Hug, B. Stiefel, P. J. A. van Schendel, A. Moser, R. Hofer, S. Martin, H.-J. Guntherodt, S. Porthun, L. Abelman, J. C. Lodder, G. Bochi, and R. C. O’Handley, *Quantitative magnetic force microscopy on perpendicularly magnetized samples*, J. Appl. Phys. **83** (1998), 5609–5620.
- [104] D. A. Huse, *Magnetic flux patterns on the surface of a type II superconductor*, Phys. Rev. B **46** (1992), 8621–8623.
- [105] A. Huxley, P. Rodiere, D. McK. Paul, N. van Dijk, R. Cubitt, and J. Flouquet, *Re-alignment of the flux-line lattice by a change in the symmetry of superconductivity in UPt_3* , Nature **406** (2000), 160–164.
- [106] M. Ichioka, A. Hasegawa, and K. Machida, *Field dependence of the vortex structure in d -wave and s -wave superconductors*, Phys. Rev. B **59** (1999), 8902–8916.

- [107] M. Ichioka and K. Machida, *Field dependence of the vortex structure in chiral p-wave superconductors*, Phys. Rev. B **65** (2002), 224517.
- [108] M. Ichioka, Y. Matsunaga, and K. Machida, *Magnetization process in a chiral p-wave superconductor with multi-domains*, Phys. Rev. B **71** (2005), 172510.
- [109] M. Ichioka, M. Takigawa, and K. Machida, *Vortices in Unconventional Superconductors and Superfluids*, vol. 132, Springer-Verlag, Berlin, 2002.
- [110] K. Ishida, Y. Kitaoka, K. Asayama, S. Ikeda, S. Nishizaki, Y. Maeno, K. Yoshida, and T. Fujita, *Anisotropic pairing in superconducting Sr_2RuO_4 : Ru NMR and NQR studies*, Phys. Rev. B **56** (1997), R505–R508.
- [111] K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, K. Asayama, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, *Spin-triplet superconductivity in Sr_2RuO_4 identified by ^{17}O Knight shift*, Nature **396** (1998), 658–660.
- [112] K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, Z. Q. Mao, H. Fukazawa, and Y. Maeno, *Ru NMR probe of spin susceptibility in the superconducting state of Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. B **63** (2001), 060507.
- [113] K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, *Anisotropic superconducting gap in the spin-triplet superconductor Sr_2RuO_4 : Evidence from a Ru-NQR study*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000), 5387–5390.
- [114] A. E. Jacobs, *First-order transitions at H_{c1} and H_{c2} in Type-II superconductors*, Phys. Rev. B **4** (1971), 3022–3029.
- [115] L. Jacobs and C. Rebbi, *Interaction energy of superconducting vortices*, Phys. Rev. B **19** (1979), 4486–4494.
- [116] C. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, and H. Kronmüller, *Magneto-optical studies of current distributions in high- T_c superconductors*, Rep. Prog. Phys. **65** (2002), 651–788.
- [117] R. Joynt and R. Taillefer, *The superconducting phases of UPt_3* , Rev. Mod. Phys. **74** (2002), 235–294.
- [118] C. P. Poole Jr., H. A. Farach, and R. J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press, San Diego, 1995.
- [119] J. Jung, M. A. K. Mohamed, S. C. Cheng, and J. P. Franck, *Flux motion, proximity effect, and critical current density in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ /silver composites*, Phys. Rev. B **42** (1990), 6181–6195.
- [120] K. Karrai and R.D. Grober, *Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes*, Appl. Phys. Lett. **66** (1995), 1842–1844.
- [121] Y. Kato and N. Hayashi, *Kramer-Pesch effect in chiral p-wave superconductors*, J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001), 3368–3376.
- [122] P. Kim, Z. Yao, and C. M. Lieber, *Vortex lattice structure in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ at high temperatures*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 5118–5121.
- [123] N. Kimura, T. Komatsubara, D. Aoki, Y. Onuki, Y. Haga, E. Yamamoto, H. Aoki, and H. Harima, *Observation of a main fermi surface in UPt_3* , J. Phys. Soc. Jpn. **7** (1998), 2185–2188.
- [124] T. R. Kirkpatrick, D. Belitz, T. Vojta, and R. Narayanan, *Strong enhancement of superconducting T_c in ferromagnetic phases*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 127003.
- [125] J. R. Kirtley, M. B. Ketchen, K. G. Stawiasz, J. Z. Sun, W. J. Gallagher, S. H. Blanton, and S. J. Wind, *High-resolution scanning SQUID microscope*, App. Phys. Lett. **66** (1995), 1138–1140.
- [126] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, K. A. Moler, V. G. Kogan, J. R. Clem, and A. J. Turberfield, *Variable sample temperature scanning superconducting quantum interference device microscope*, App. Phys. Lett. **74** (1999), 4011–4013.
- [127] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, J. Z. Sun, C. C. Chi, L. S. Yu-Jahnes, A. Gupta, M. Rupp, and M. B. Ketchen, *Symmetry of the order parameter in the high- T_c superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Nature **373** (1995), 225–228.

- [128] T. Klein, I. Joumard, S. Blanchard, J. Marcus, R. Cubitt, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *A Bragg glass phase in the vortex lattice of a type II superconductor*, Nature **413** (2001), 404–406.
- [129] W. H. Kleiner, L. M. Roth, and S. H. Autler, *Bulk solution of Ginzburg-Landau equations for type II superconductors : upper critical field region*, Phys. Rev. **133** (1964), A1226–A1227.
- [130] R. A. Klemm, *Lower critical field of a superconductor with uniaxial anisotropy*, Phys. Rev. B **47** (1993), 14630–14633.
- [131] R. A. Klemm and J. R. Clem, *Lower critical field of an anisotropic type-II superconductor*, Phys. Rev. B **21** (1980), 1868–1875.
- [132] V. G. Kogan, *Longitudinal currents in a system of Abrikosov vortices*, Phys. Rev. B **21** (1980), 2799–2803.
- [133] ———, *London approach to anisotropic type-II superconductors*, Phys. Rev. B **24** (1981), 1572–1575.
- [134] V. G. Kogan and L. J. Campbell, *Elastic properties of flux lattices in anisotropic high- T_c superconductors*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 1552–1555.
- [135] A. E. Koshelev, *Crossing lattices, vortex chains, and angular dependence of melting line in layered superconductors*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 187–190.
- [136] M. Kugler, Ø. Fischer, Ch. Renner, S. Ono, and Y. Ando, *Scanning tunneling spectroscopy of $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$: New evidence for the common origin of the pseudogap and superconductivity*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 4911–4914.
- [137] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon Press, Oxford, 1960.
- [138] A. J. Leggett, *A theoretical description of the new phases of liquid ^3He* , Rev. Mod. Phys. **47** (1975), 331–414.
- [139] J. Lowell and A. C. Rose-Innes, *Crystals of magnetic flux*, Rep. Prog. Phys. **42** (1979), 1337–1372.
- [140] G. M. Luke, Y. Fudamoto, K. M. Kojima, M. I. Larkin, J. Merrin, B. Nachumi, Y. J. Uemura, Y. Maeno, Z. Q. Mao, Y. Mori, H. Nakamura, and M. Sgrist, *Time-reversal symmetry-breaking superconductivity in Sr_2RuO_4* , Nature **394** (1998), 558–561.
- [141] I. Luk'yanchuk, *Theory of superconductors with κ close to $1/\sqrt{2}$* , Phys. Rev. B **63** (2001), 174504.
- [142] C. Lupien, W. A. MacFarlane, C. Proust, and L. Taillefer, *Ultrasound attenuation in Sr_2RuO_4 : An angle-resolved study of the superconducting gap function*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 5986–5989.
- [143] N. Lutke-Entrup, B. Placais, P. Mathieu, and Y. Simon, *Ancrage des vortex dans les supraconducteurs*, Ann. Phys. Fr. **25** (2000), 1–111.
- [144] A. P. Mackenzie, R. K. W. Haselwimmer, A. W. Tyler, G. G. Lonzarich, Y. Mori, S. Nishizaki, and Y. Maeno, *Extremely strong dependence of superconductivity on disorder in Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 161–164.
- [145] A. P. Mackenzie, N. E. Hussey, A. J. Diver, S. R. Julian, Y. Maeno, S. Nishizaki, and T. Fujita, *Hall effect in the two-dimensional metal Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. B **54** (1996), 7425–7429.
- [146] A. P. Mackenzie, S. R. Julian, A. J. Diver, G. J. McMullan, M. P. Ray, G. G. Lonzarich, Y. Maeno, S. Nishizaki, and T. Fujita, *Quantum oscillations in the layered perovskite superconductor Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 3786–3789.
- [147] A. P. Mackenzie and Y. Maeno, *The superconductivity of Sr_2RuO_4 and the physics of spin-triplet pairing*, Rev. Mod. Phys. **75** (2003), 657–712.
- [148] Y. Maeno, H. Hashimoto, K. Ioshida, S. Nishizaki, T. Fujita, J. Bednorz, and F. Lichtenberg, *Superconductivity in a layered perovskite without copper*, Nature **372** (1994), 532–534.
- [149] P. Mallet, D. Roditchev, W. Sacks, D. Défourneau, and J. Klein, *Vacuum tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors : A critical study*, Phys. Rev. B **54** (1996), 13324–13329.

- [150] Z. Q. Mao, Y. Maeno, S. NishiZaki, T. Akima, and T. Ishiguro, *In-plane anisotropy of upper critical field in Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **8** (2000), 991–994.
- [151] Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, *Suppression of superconductivity in Sr_2RuO_4 caused by defects*, Phys. Rev. B **60** (1999), 610–614.
- [152] Z. Q. Mao, K. D. Nelson, R. Jin, Y. Liu, and Y. Maeno, *Observation of Andreev surface bound states in the 3-K phase region of Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 037003.
- [153] M. Matsumoto and R. Heeb, *Vortex charging effect in a chiral $p_x \pm ip_y$ -wave superconductor*, Phys. Rev. B **65** (2001), 014504.
- [154] Y. Matsunaga, M. Ichioka, and K. Machida, *Vortex state in double transition superconductors*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004), 157001.
- [155] R. Matzdorf, Z. Fang, Ismail, J. Zhang, T. Kimura, Y. Tokura, K. Terakura, and E. W. Plummer, *Ferromagnetism stabilized by lattice distortion at the surface of the p -wave superconductor Sr_2RuO_4* , Science **289** (2000), 746–748.
- [156] I. I. Mazin and D. J. Singh, *Competitions in layered ruthenates : Ferromagnetism versus antiferromagnetism and triplet versus singlet pairing*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 4324–4327.
- [157] V. P. Mineev, *Interplay between magnetism and superconductivity in URhGe*, cond. mat. (2005), 0507572.
- [158] K. H. Müller, M. Nikolo, and R. Driver, *Flux pinning at grain boundaries in Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O ceramic superconductors*, Phys. Rev. B **43** (1991), 7976–7979.
- [159] F. Mohamed, M. Troyer, G. Blatter, and I. Luk'yanchuk, *Interaction of vortices in superconductors with κ close to $1/\sqrt{2}$* , Phys. Rev. B **65** (2002), 224504.
- [160] D. E. Moncton, J. D. Axe, and F. J. DiSalvo, *Study of superlattice formation in $2H-NbSe_2$ and $2H-TaSe_2$ by neutron scattering*, Phys. Rev. Lett. **34** (1975), 734–737.
- [161] P. Monthoux, A. V. Balatsky, and D. Pines, *Toward a theory of high-temperature superconductivity in the antiferromagnetically correlated cuprate oxides*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 3448–3451.
- [162] T. Morooka, S. Nakayama, A. Odawara, M. Ikeda, S. Tanaka, and K. Chinone, *Micro-imaging system using scanning DC-SQUID microscope*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **9** (1999), 3491–3494.
- [163] H. Murakawa, K. Ishida, K. Kitagawa, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, *Measurement of the ^{101}Ru -Knight Shift of superconducting Sr_2RuO_4 in a parallel magnetic field*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 167004.
- [164] B. M. Murphy, *An X-ray diffraction investigation of the charge density wave transition at the $NbSe_2$ surface*, Ph.D. thesis, Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2003.
- [165] C. A. Murray, P. L. Gammel, D. J. Bishop, D. B. Mitzi, and A. Kapitulnik, *Observation of a hexatic vortex glass in flux lattices of the high- T_c superconductor $Bi_{2.1}Sr_{1.9}Ca_{0.9}Cu_2O_{8+\delta}$* , Phys. Rev. Lett. **64** (1990), 2312–2315.
- [166] D. R. Nelson, *Vortex entanglement in high T_c superconductors*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988), 1973–1076.
- [167] D. R. Nelson and B. I. Halperin, *Dislocated-mediated melting in two dimensions*, Phys. Rev. B **19** (1979), 2457–2484.
- [168] D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Boson localization and pinning by correlated disorder in high-temperature superconductors*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 2398–2401.
- [169] K. D. Nelson, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and Y. Liu, *Odd-parity superconductivity in Sr_2RuO_4* , Science **306** (2004), 1151–1154.
- [170] A. K. Nguyen and A. Sudbø, *Tilt instabilities and multiple coexisting vortex orientations in flux-line liquids*, Phys. Rev. B **53** (1996), 000843.
- [171] S. NishiZaki, Y. Maeno, and Z. Q. Mao, *Changes in the superconducting state of Sr_2RuO_4 under magnetic fields probed by specific heat*, J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000), 572–578.

- [172] T. Oguchi, *Electronic band structure of the superconductor Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. B **51** (1995), 1385–1388.
- [173] E. Ohmichi, H. Adachi, Y. Mori, Y. Maeno, T. Ishiguro, and T. Oguchi, *Angle-dependent magnetoresistance oscillation in the layered perovskite Sr_2RuO_4* , Phys. Rev. B **59** (1999), 7263–7265.
- [174] H. R. Ott, H. Rudigier, Z. Fisk, and J. L. Smith, *UBe_{13} : An unconventional actinide superconductor*, Phys. Rev. Lett. **50** (1983), 1595–1598.
- [175] M. Ozaki and K. Machida, *Superconducting classes of heavy-fermion materials*, Phys. Rev. B **39** (1989), 4145–4163.
- [176] F. Pardo, F. de la Cruz, P. L. Gammel, E. Bucher, and D. J. Bishop, *Observation of smectic and moving-Bragg-glass phases in flowing vortex lattices*, Nature **396** (1998), 348–350.
- [177] B. L. T. Plourde, D. J. Van Harlingen, N. Saha, R. Besseling, M. B. S. Hesselberth, and P. H. Kes, *Vortex distributions near surface steps observed by scanning SQUID microscopy*, Phys. Rev. B **66** (2002), 054529.
- [178] D. E. Prober, R. E. Schwall, and M. R. Beasley, *Upper critical fields and reduced dimensionality of the superconducting layered compounds*, Phys. Rev. B **21** (1980), 2717–2733.
- [179] T. M. Rice and G. K. Scott, *New mechanism for a charge-density-wave instability*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 120–123.
- [180] T. M. Rice and M. Sigrist, *Sr_2RuO_4 : an electronic analogue of 3He ?*, J. Phys. :Condens. Mat. **7** (1995), L643–L648.
- [181] T. M. Riseman, P. G. Kealey, E. M. Forgan, A. P. Mackenzie, L. M. Galvin, A. W. Tyler, S. L. Lee, C. Ager, D. McK Paul, C. M. Aegerter, R. Cubitt, Z. Q. Mao, T. Akima, and Y. Maeno, *Observation of a square flux-line lattice in the unconventional superconductor Sr_2RuO_4* , Nature **396** (1998), 242–245.
- [182] P. Rodière, *communication privée*.
- [183] J. G. Rodrigo and S. Vieira, *STM study of multiband superconductivity in $NbSe_2$ using a superconducting tip*, Physica C **404** (2004), 306–310.
- [184] K. Rossnagel, O. Seifarth, L. Kipp, M. Skibowski, D. Voß, P. Krüger, A. Mazur, and J. Pollmann, *Fermi surface of $2H-NbSe_2$ and its implications on the charge-density-wave mechanism*, Phys. Rev. B **64** (2001), 235119.
- [185] H. Safar, C. Duran, J. Guimpel, L. Civale, J. Luzuriaga, E. Rodriguez, F. De La Cruz, C. Fainstein, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Logarithmic-to-nonlogarithmic flux-creep transition and magnetic-flux hardening in $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ superconducting ceramics*, Phys. Rev. B **40** (1989), 7380–7383.
- [186] D. Saint-James, G. Sarma, and E. J. Thomas, *Type II Superconductivity*, Pergamon Press, Oxford, 1969.
- [187] K. G. Sandeman, G. G. Lonzarich, and A. J. Schofield, *Ferromagnetic superconductivity driven by changing Fermi Surface topology*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 167005.
- [188] A. Sandhu, H. Masuda, A. Oral, S. J. Bending, A. Yamada, and M. Konagai, *Room temperature scanning Hall probe microscopy using $GaAs/AlGaAs$ and Bi micro-hall probes*, Ultramicroscopy **91** (2002), 97–101.
- [189] A. M. J. Schakel and F. A. Bais, *A symmetry classification of superfluid 3He phases*, J. Phys. Cond. Mat. **1** (1989), 1743–1752.
- [190] F. Servant, *Cristallogénèse et étude des excitations magnétiques du supraconducteur non conventionnel Sr_2RuO_4* , Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, Centre des Recherches sur les Très Basses Températures, 2002.
- [191] D. Shi, M. S. Boley, U. Welp, J. G. Chen, and Y. Liao, *Flux pinning by precipitates in the $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ system*, Phys. Rev. B **40** (1989), 5255–5258.
- [192] A. Shick, *Electronic and magnetic structure of $URhGe$* , Phys. Rev. B **65** (2002), 180509.

- [193] H. Shimahara and M. Kohmoto, *Triplet superconductivity induced by screened phonon interactions in ferromagnetic compounds*, Europhys. Lett. **57** (2002), 247–253.
- [194] J. Shiraishi, M. Kohmoto, and K. Maki, *Vortex lattice transition in d-wave superconductors*, Phys. Rev. B **59** (1999), 4497–4503.
- [195] J. Siegel, J. Witt, N. Venturi, and S. Field, *Compact large range cryogenic scanner*, Rev. Sci. Inst. **66** (1995), 2520–2523.
- [196] M. Sigrist, *Superconductivity with broken time-reversal symmetry*, Physica B **280** (2000), 154–158.
- [197] M. Sigrist and D. F. Agterberg, *The role of domain walls on the vortex creep dynamics in unconventional superconductors*, Prog. Theor. Phys. **102** (1999), 965–981.
- [198] M. Sigrist, N. Ogawa, and K. Ueda, *Enforced time-reversal breakdown in unconventional superconductors*, Journal of Phys. Soc. Jpn. **60** (1991), 2341–2350.
- [199] M. Sigrist and K. Ueda, *Phenomenological theory of unconventional superconductivity*, Rev. Mod. Phys. **63** (1991), 239–311.
- [200] F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz, and H. Schäfer, *Superconductivity in the presence of strong Pauli paramagnetism : CeCu₂Si₂*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979), 1892–1896.
- [201] G. R. Stewart, Z. Fisk, J. O. Willis, and J. L. Smith, *Possibility of coexistence of bulk superconductivity and spin fluctuations in UPt₃*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984), 679–682.
- [202] Th. Straub, Th. Finteis, R. Claessen, P. Steiner, S. Hüfner, P. Blaha, C. S. Oglesby, and E. Bucher, *Charge-density-wave mechanism in 2H-NbSe₂ : Photoemission results*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 4504–4507.
- [203] A. Sudbo and E. H. Brandt, *Flux-line cutting in superconductors*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 3176–3179.
- [204] ———, *Nonlocal elastic properties of flux line lattices in anisotropic superconductors in an arbitrarily oriented field*, Phys. Rev. B **43** (1991), 10482–10488.
- [205] A. Sudbo, E. H. Brandt, and D. A. Huse, *Multiple coexisting orientations of flux lines in superconductors with uniaxial anisotropy*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 1451–1454.
- [206] P. Svedlindh, K. Niskanen, P. Norling, P. Nordblad, L. Lundgren, C. Rossel, M. Sergent, R. Chevrel, and M. Potel, *Magnetic relaxation in an isotropic extreme type-II superconductor*, Phys. Rev. B **43** (1991), 2735–2741.
- [207] M. A. Tanatar, M. Suzuki, S. Nagai, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and T. Ishiguro, *Anisotropy of magnetothermal conductivity in Sr₂RuO₄*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 2649–2652.
- [208] K. Prokes *et al.*, *Electronic properties of a URhGe single crystal*, Physica B **311** (2002), 220–232.
- [209] R. H. Heffner *et al.*, *Muon spin rotation in the magnetic and superconducting ground states of (U,Th)Be₁₃ and (U,Th)₃*, Phys. Rev. B **39** (1989), 11345–11357.
- [210] S. S. Banjeree *et al.*, *Magnetic phase diagram of anisotropic superconductor 2H-NbSe₂*, Physica B **237-238** (1997), 315–317.
- [211] ———, *Peak effect, plateau effect, and fishtail anomaly : The reentrant amorphization of vortex matter in 2H-NbSe₂*, Phys. Rev. B **62** (2000), 11838–11845.
- [212] S.S. Saxena *et al.*, *Superconductivity at the border of itinerant electron ferromagnetism in UGe₂*, Nature **406** (2000), 587–592.
- [213] P. Thalmeier and G. Zwicknagl, *Unconventional superconductivity and magnetism in lanthanide and actinide intermetallic compounds*, condmat (2003), 0312540.
- [214] A. Tonomura, H. Kasai, O. Kamimura, T. Matsuda, K. Harada, Y. Nakayama, J. Shimoyama, K. Kishio, T. Hanaguri, K. Kitazawa, M. Sasase, and S. Okayasu, *Observation of individual vortices trapped along columnar defects in high-temperature superconductors*, Nature **412** (2001), 620–622.
- [215] H. Tou, Y. Kitaoka, K. Ishida, K. Asayama, N. Kimura, Y. Onuki, E. Yamamoto, Y. Haga, and K. Maezawa, *Nonunitary spin-triplet superconductivity in UPt₃ : Evidence from ¹⁹⁵Pt Knight Shift study*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 3129–3132.

- [216] V. H. Tran and R. Troc, *Large magnetoresistance of the ferromagnetic intermetallics URhSi and URhGe*, Phys. Rev. B **57** (1998), 11592–11597.
- [217] V. H. Tran, R. Troc, and G. André, *Magnetic ordering in URhSi and URhGe*, J. Mag. Mag. Mater. **186** (1998), 81–86.
- [218] T. Trappmann, H. v. Lohneysen, and L. Taillefer, *Pressure dependence of the superconducting phases in UPt₃*, Phys. Rev. B **4** (1991), 13714–13716.
- [219] R. Troc and V. H. Tran, *Magnetic properties of UT(Si,Ge) series*, J. Mag. Mag. Materials **73** (1988), 389–397.
- [220] S. O. Valenzuela and V. Bekeris, *History effects and pinning regimes in solid vortex matter*, Phys. Rev. B **65** (2002), 134513.
- [221] C. Veauvy, *Imagerie magnétique par micro-SQUID à basse température*, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, Centre des Recherches sur les Très Basses Températures, 2002.
- [222] C. Veauvy, K. Hasselbach, and D. Mailly, *Scanning μ -superconduction quantum interference device force microscope*, Rev. Sci. Inst. **73** (2002), 3825–3830.
- [223] A. Volodin and C. Van Haesendonck, *Visualization of vortex pinning by force microscopy based on piezoresistive detection*, Physica Mag. **2** (2004), 141–163.
- [224] G. E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Clarendon Press, Oxford, 2003.
- [225] G. E. Volovik and L. P. Gorkov, *A symmetry classification of superfluid ³He phases*, Soviet Phys. JETP **61** (1985), 843.
- [226] L. N. Vu, M. S. Wistrom, and D. J. Van Harlingen, *Imaging of magnetic vortices in superconducting networks and clusters by scanning SQUID microscopy*, Appl. Phys. Lett. **63** (1993), 1693–1695.
- [227] S. Watanabe and K. Miyake, *Coupled CDW and SDW fluctuations as an origin of anomalous properties of ferromagnetic superconductor UGe₂*, J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002), 2489–2499.
- [228] M. Willemin, C. Rossel, J. Hofer, H. Keller, A. Erb, and E. Walker, *Strong shift of the irreversibility line in high-T_c superconductors upon vortex shaking with an oscillating magnetic field*, Phys. Rev. B **58** (1998), R5940–R5943.
- [229] J. A. Wilson, *Charge-density waves in the 2H-TaSe₂ family : Action on the Fermi surface*, Phys. Rev. B **15** (1978), 5748–5757.
- [230] Y. Xu, M. Suenaga, A. R. Moodenbaugh, and D. O. Welch, *Magnetic field and temperature dependence of magnetic flux creep in c-axis-oriented YBa₂Cu₃O₇ powder*, Phys. Rev. B **40** (1989), 10882–10890.
- [231] U. Yaron, P. L. Gammel, A. P. Ramirez, D. A. Huse, D. J. Bishop, A. I. Goldman, C. Stassis, P. C. Canfield, K. Mortensen, and M. R. Eskildsen, *Microscopic coexistence of magnetism and superconductivity in ErNi₂B₂C*, Nature **382** (1996), 236–238.
- [232] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Giant flux creep and irreversibility in an Y-Ba-Cu-O crystal : An alternative to the superconducting-glass model*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988), 2202–2205.
- [233] T. Yokoya, T. Kiss, A. Chainani, S. Shin, M. Nohara, and H. Takagi, *Fermi surface sheet-dependent superconductivity in 2H-NbSe₂*, Science **294** (2001), 2518–2520.
- [234] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, R. J. Gambino, and M. W. McElfresh, *Optical and electrical enhancement of flux creep in YBa₂Cu₃O_{7- δ} epitaxial films*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 3093–3096.
- [235] M. E. Zhitomirsky and T. M. Rice, *Interband proximity effect and nodes of superconducting gap in Sr₂RuO₄*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 057001.