

THÈSE

T0365
1885/00

Présentée par

Pierre PUGNAT

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(arrêtés ministériels de 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique

**Etude de l'irréversibilité et de l'anisotropie
du vecteur aimantation
des Supraconducteurs à Haute Température Critique**

Soutenue le 17 mai 1995

Composition du Jury

Président : M. Cyrot
Rapporteurs : I. A. Campbell
E. H. Brandt
Examineurs : D. Feinberg
M. Barrault
B. Barbara

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Magnétisme Louis Néel
C.N.R.S. - Grenoble



Le Mont-Blanc, 4807 m.

*A mes Parents, pour avoir su donner sa juste place
à la Connaissance dans mon éducation,*

A ma petite femme Giuliana et à mon fils Baptiste,

A mes frères et soeur, Denis, Cécile et Michel.

Remerciements

Pour l'honneur qu'il m'a fait en président le jury de cette Thèse, je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. Cyrot de l'Université Joseph Fourier.

Pour le travail qu'ils ont dû fournir en acceptant d'être les rapporteurs de ce manuscrit, je tiens à remercier Monsieur le Professeur E. H. Brandt de l'Institut Max Planck à Stuttgart et Monsieur le Directeur de Recherche I. A. Campbell du CNRS à Orsay.

Un témoignage de ma profonde reconnaissance s'adresse à B. Barbara, Directeur de Recherche au CNRS qui après avoir guidé mes premiers pas, à su me laisser m'exprimer sur ce sujet, tout en restant critique au cours de nos nombreuses discussions.

Je tiens à remercier D. Feinberg d'avoir accepté de faire partie du jury de cette Thèse et surtout pour m'avoir accordé de nombreuses discussions qui entre autre, ont permis des mises au point sur le plan théorique. J'associe également à ces remerciements A. M. Ettouhami, le premier lecteur de ce travail.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur M. Barrault, Directeur des Recherches de l'Entreprise Merlin Gerin pour avoir accepté de faire partie du jury ainsi que pour avoir permis d'inclure ce travail dans une collaboration avec le milieu industriel. Je remercie également F. Boileau, P. Schuster et M. Igold de cette même entreprise pour l'intérêt qu'ils ont apporté à ce travail.

Je remercie également l'ensemble des responsables de la région Rhône-Alpes qui ont permis le financement de ma bourse de Thèse.

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Magnétisme Louis Néel et je remercie D. Givord de m'y avoir accueilli. J'ai pu ainsi profiter du potentiel technique exceptionnel de ce Laboratoire et je tiens à remercier l'ensemble des techniciens et ingénieurs pour leur disponibilité et leur efficacité.

Je remercie plus particulièrement G. Fillion pour son aide lors de mon apprentissage au "pilotage" du double SQUID ainsi que Jean Filippi pour sa précieuse collaboration lors des mesures de susceptibilité alternative. Malheureusement et ceci par manque de temps, les résultats qui en sont issus n'ont pas pu figurer dans ce mémoire.

Pour les discussions passionnées au sujet de l'hystérésis, je tiens à remercier Monsieur P. Guelin, Directeur de Recherche au CNRS au Laboratoire Sol, Solide, Structure à Grenoble ainsi que Messieurs les Professeurs J. L. Porteseil de l'Université Joseph Fourier et Y. Bréchet de l'Institut Nationale Polytechnique de Grenoble.

Introduction

Introduction générale

Cette étude porte sur les propriétés magnétiques réversibles et irréversibles de plusieurs échantillons Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_C). Elle est motivée par la perspective d'une utilisation, à plus ou moins long terme, de ces matériaux dans des applications industrielles. Un tel projet passe par une optimisation des performances des S.H.T_C, notamment par l'obtention de températures critiques (T_C) et de densités de courant critique (J_C) les plus élevées possibles. Alors que le premier objectif est lié aux mécanismes fondamentaux conduisant la supraconductivité à haute température (problème encore non résolu), le second repose sur une meilleure compréhension des effets de piégeages des vortex dans ces matériaux. C'est dans ce second axe de recherche que s'inscrit le présent travail.

Dans ce mémoire, les expressions théoriques sont écrites avec le système d'unités C.G.S. et les applications numériques sont ramenées au système dit C.G.S. pratique. Celui-ci considère que l'aimantation par unité de volume s'exprime en uem/cm³, le champ magnétique en Oersted et la densité de courant en A/cm². Ce choix est motivé par le fait que ce système d'unités est le plus employé dans la littérature se rapportant au sujet abordé. L'annexe 1 propose un résumé de ces différents systèmes d'unités.

Le lecteur familier du traitement phénoménologique de la supraconductivité et plus particulièrement de celui qui concerne les S.H.T_C, pourra passer rapidement sur les 50 premières pages du chapitre 1 qui en propose un résumé, mettant l'accent sur les concepts et les relations qui seront utilisés dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux. De plus amples informations sur cet aspect théorique pourront par exemple, être trouvées dans un article de revue qui a été publiée récemment par G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin et V. M. Vinokur (Rev. Mod. Phys. 66, 1994, 1125-1388).

Quant aux expérimentateurs qui connaissent les techniques de mesures d'une aimantation, ils pourront lire très rapidement le chapitre 2 en s'arrêtant, peut être, un peu plus longuement sur la Fig.2.3 (p. 68) qui précise la configuration du double magnétomètre à SQUID. Celui-ci a permis la mesure simultanée des différentes composantes du vecteur aimantation des monocristaux S.H.T_C étudiés (YBa₂Cu₃O₇₋₈ et La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄). Les résultats obtenus avec cet appareillage seront surtout présentés au chapitre 6. Une attention particulière pourra également être apportée au tableau 2.2 (p. 73) de ce chapitre qui regroupe les différents échantillons S.H.T_C étudiés en précisant leur désignation.

Le chapitre 3 propose une présentation des différents types d'irréversibilités rencontrés dans ce travail. Celle-ci est suivie d'une discussion sur l'hystérésis en général qui met l'accent sur le caractère pluridisciplinaire de ce problème. L'ébauche d'un formalisme visant à traiter l'hystérésis qui a pour origine des effets de piégeage de défauts topologiques (i.e. vortex, parois ou dislocations) est proposé.

Le chapitre 4 présente les variations thermiques de l'aimantation mesurées sur un monocristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Une première partie est consacrée à l'étude de l'effet Meissner partiel et de son anisotropie. L'origine de cette anisotropie est discutée. Dans une seconde partie la réponse de notre échantillon supraconducteur soumis à la fois à une variation de température et à un mouvement de rotation dans un petit champ magnétique est étudiée. Le lien entre ces mesures et celles de susceptibilité alternative est discuté.

Le chapitre 5 traite de l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation d'un échantillon $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ lorsque le champ est appliqué suivant les deux directions principales du cristal à savoir, $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$ et $\vec{H} // \vec{c}$. Nous revenons sur les différentes extensions du modèle de C. P. Bean. Ainsi, les variations avec la température et le champ magnétique des différentes densités de courant critique extraites de la largeur des cycles d'hystérésis peuvent être interprétées.

Enfin le chapitre 6 expose les mesures rotationnelles du *vecteur* aimantation de deux monocristaux S.H.Tc , $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Alors que dans le cas des mesures unidirectionnelles, l'angle θ entre le champ magnétique appliqué et un des axes du cristal est fixé, dans ce chapitre θ est la variable et c'est le module du champ qui est gardé constant. La validité de la méthode qui consiste à séparer chacune des composantes de l'aimantation en une contribution réversible et une irréversible ayant été démontrée au chapitre 3, ces deux aspects ont pu être étudiés séparément en fonction des paramètres champ et température. Ainsi par exemple, la théorie de Ginzburg-Landau Anisotrope a permis d'interpréter correctement les variations angulaires de l'aimantation réversible de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ lorsque $T > 77 \text{ K}$ mais pas celles de $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. D'autre part, l'impact sur le piégeage des vortex de la structure lamellaire des S.H.Tc a pu être clairement établi à partir des mesures de l'aimantation irréversible des 2 composés.

Chapitre 1

La description phénoménologique des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.Tc)

Plan du chapitre 1

I. Introduction.....	8
II. L'approche phénoménologique de la supraconductivité.....	10
II.A. Le postulat fondamental.	
II.B. La théorie de Ginzburg-Landau (G.L.) :	
II.B.1. La dérivation des équations de G.L.	
II.B.2. Les unités de la théorie.	
II.B.3. Le concept d'énergie de surface.	
II.C. La quantification du flux magnétique.	
II.D. Les supraconducteurs de type II :	
II.D.1. Généralités sur l'état mixte.	
II.D.2. Les différents champs critiques caractérisant la supraconductivité de type II et le diagramme de phase :	
II.D.2.a. Les champs critiques inférieurs .	
II.D.2.b. Les champs critiques supérieurs .	
II.D.2.c. Le diagramme de phase d'un supraconducteur de type II.	
II.E. Retour sur la notion de paramètre d'ordre de l'état supraconducteur et domaine de validité de la théorie de G.L.	
III. Les principales caractéristiques des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_c).....	27
III.A. Une structure lamellaire.	
III.B. Une faible longueur de cohérence.	
III.C. Une supraconductivité fortement de type II lamellaire.	
IV. La description phénoménologique de l'état mixte des S.H.T_c.....	31
IV.A. Description dans l'approximation du continuum :	
IV.A.1. La fonctionnelle de G.L. Anisotrope.	
IV.A.2. L'anisotropie des différents champs critiques :	
IV.A.2.a. Les champs critiques inférieurs.	
IV.A.2.b. Les champs critiques supérieurs.	
IV.A.3. L'état mixte dans la limite fort champ magnétique.	
IV.A.4. L'état mixte dans la limite de London.	
IV.A.5. La structure du réseau de vortex.	
IV.A.6. Les différentes transformations d'échelles angulaires.	
IV.B. Description dans l'approximation semi-discrète :	
IV.B.1. Rappels sur les effets Josephson :	
IV.B.1.a. Introduction.	
IV.B.1.b. L'effet Josephson continu.	
IV.B.1.c. L'effet d'un champ magnétique sur une jonction Josephson.	
IV.B.2. La fonctionnelle de G.L. semi-discrète : Le modèle de Lawrence-Doniach.	
IV.B.3. Notions de changement de régime dimensionnel :	
IV.B.3.a. Champ magnétique parallèle aux couches.	
IV.B.3.b. Champ magnétique perpendiculaire aux couches.	
IV.B.3.c. Champ magnétique incliné par rapport à la structure.	
V. Un aperçu des problèmes relatifs au piégeage des vortex.....	46
V.A. Introduction.	
V.B. L'élasticité du réseau de vortex :	
V.B.1. L'élasticité dans l'approximation locale.	
V.B.2. L'élasticité non locale et ses conséquences.	
V.B.3. L'élasticité du réseau de vortex anisotrope.	
V.C. L'approche du piégeage des vortex par le concept d'état critique.	
V.D. Le problème de la sommation des forces de piégeage.	
V.E. Un aperçu de la théorie du piégeage collectif de Larkin-Ovchinnikov.	
V.F. L'énergie de piégeage à partir de la fonctionnelle de Ginzburg-Landau.	
VI. Conclusion.....	57

Chapitre 1 :

Description phénoménologique des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_c)

"Pour comprendre la science, il est nécessaire de connaître son histoire." (Auguste Comte)

Résumé

Après une introduction portant sur l'histoire de la supraconductivité, ce chapitre commence par un rappel sur la description phénoménologique de l'état supraconducteur. Puis il passe en revue les principales caractéristiques des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_c) à savoir : une structure lamellaire, une faible longueur de cohérence à basse température et une supraconductivité fortement de seconde espèce. Les structures cristallographiques des S.H.T_c sont décrites en mettant l'accent sur les familles des 2 composés étudiés : $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ et $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Puis, il est proposé un exposé des principaux modèles phénoménologiques qui seront utilisés dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux (Théorie de Ginzburg-Landau anisotrope et lamellaire). Enfin ce chapitre se termine par un aperçu des problèmes relatifs au piégeage des vortex.

I. Introduction

C'est Kamerling Onnes en 1911 qui découvrit le phénomène de supraconductivité, trois ans après avoir réalisé la première liquéfaction de l'hélium. Il observa sur un échantillon de mercure (Hg) que pour une température inférieure à 4.2 K appelée température critique T_c , la résistivité de ce composé chute brutalement à zéro¹. Ainsi écrivit-il [1a] : "*Mercury has passed into a new state, which on account of its extraordinary electrical properties may be called the superconductive state. There is left little doubt, that, if gold and platinum could be obtained absolutely pure, they would also pass into the superconductive state at helium temperatures. The behavior of metals in this state gives rise to new fundamental questions as to the mechanism of electrical conductivity* ²." K. Onnes mit également en évidence que pour des valeurs de densité de courant supérieures à une valeur seuil baptisée densité de courant critique $J_c(T)$, la résistivité du Hg réapparaissait [1b] et que ce phénomène se produisait aussi à partir d'une valeur bien définie du champ magnétique appliqué appelé champ critique H_c [1c]. La supraconductivité de l'étain (Sn) et du plomb (Pb) fût également découverte par K. Onnes [1d].

Mais la question qui revint souvent à l'esprit de K. Onnes fût de savoir si la résistivité d'un matériau dans l'état supraconducteur était bien rigoureusement nulle. Pour y répondre, il développa en 1914 [1e] une expérience qui consiste à mesurer la décroissance au cours du temps de courants induits dans un anneau supraconducteur lorsqu'il a été soumis à une variation de champ magnétique. Pour un anneau de résistance R et de self induction L , ce courant induit décroît selon la loi $I(t) = I(0) \exp(-Rt/L)$. Il est alors possible de mesurer $I(t)$ avec une très grande précision en observant par exemple le couple exercé par l'anneau sur un autre anneau concentrique parcouru par un courant connu. Ainsi de très faibles valeurs de résistance peuvent être détectées, bien inférieures à celles que l'on peut obtenir par des méthodes potentiométriques³. Ce type d'expérience fût réellement couronné en 1956 par S. C. Collins [2], Professeur au Massachusetts Institute of Technology (M.I.T.), qui réussit à conserver pendant environ deux ans et demi, un anneau dans l'état supraconducteur parcouru par un courant induit. N'ayant pu détecter aucune décroissance du courant pendant cette durée, Collins en a déduit que la résistivité du supraconducteur était inférieure à 10^{-21} Ohm-cm ⁴. Puis en 1963, l'étude de l'amortissement des courants dans un solénoïde supraconducteur a été

¹ Plus exactement, K. Onnes annonça une valeur supérieure pour la résistivité, de l'ordre de 10^{-9} fois celle du Hg à son point de fusion.

² La traduction de ces quelques phrases est : "Le mercure est passé dans un nouvel état qui, étant donné ses extraordinaires propriétés électriques peut être appelé l'état supraconducteur. Il existe encore un petit doute pour savoir si l'or et le platine absolument purs transiteraient également dans l'état supraconducteur à la température de l'hélium. Le comportement des métaux dans cet état donne lieu à de nouvelles questions fondamentales en ce qui concerne le mécanisme de la conductivité électrique."

³ Pour un anneau en cuivre pur, L/R est de l'ordre de 10^{-9} s à la température ambiante (10^{-4} s à 4 K).

⁴ Il est loisible de comparer cette valeur à la résistivité à basse température du cuivre le plus pur, voisine de 10^{-9} Ohm-cm.

effectuée par J. File et R. G. Mills [3] en utilisant des méthodes très précises de Résonance Magnétique Nucléaire. Ils conclurent que le temps d'amortissement du supracourant n'était pas inférieur à 100 000 ans.

Mais une conductivité σ infinie⁵, ne suffit pas à caractériser l'état supraconducteur au sens de la thermodynamique. En effet, lors du refroidissement d'un échantillon supraconducteur au dessous de sa température critique, la propriété $\sigma \rightarrow \infty$ entraîne via la loi d'Ohm $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, l'annulation du champ électrique $\vec{E}$ pour conserver une valeur finie de la densité de courant $\vec{j}$. Dès lors, l'équation de Maxwell $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ nous conduit à la condition $\vec{B} = \text{constante}$ dans le matériau, cette dernière étant déterminée par les conditions initiales prises dans l'état normal. Autrement dit, la valeur de la densité de flux dans le supraconducteur va dépendre de l'état du matériau avant sa transition, de la présence d'un champ magnétique appliqué ou pas. Ce fait est contraire à la notion d'Etat introduite par les postulats de la thermodynamique. Une étape importante dans la compréhension de la supraconductivité fût franchie lorsque W. Meissner et R. Ochsenfeld [4] découvrirent en 1933, le phénomène d'expulsion du flux. Qu'un champ magnétique soit présent ou pas lorsque le matériau est dans l'état normal, celui-ci après sa transition supraconductrice va se retrouver dans l'état Meissner qui se caractérise par l'équation d'état $\vec{B} = 0$. Insistons sur le fait que cette condition est plus forte que celle caractérisant l'effet d'écrantage ($\vec{B} = \text{constante}$) du conducteur parfait ($\sigma \rightarrow \infty$).

Jusqu'au mois de janvier 1986, la supraconductivité restait un phénomène de basse température avec pour les éléments purs (à pression ambiante) des températures de transition variant de 0.012 K (tungstène W) à 9.2 K (niobium Nb) et dans le cas des alliages et des composés une température critique maximum atteignant 23 K (composé Nb-Germanium Nb₃Ge). En général, une grande partie des éléments métalliques (de l'ordre de la trentaine) présentent une transition supraconductrice à des températures de l'ordre du Kelvin exceptés les excellents conducteurs électriques à température ambiante que sont les métaux nobles (cuivre Cu, argent Ag, or Au) et les métaux alcalins (sodium Na, potassium K) qui ne révèlent aucune trace de supraconductivité même aux plus basses températures. Il en est de même pour les métaux magnétiques (fer Fe, cobalt Co, nickel Ni) qui ne sont pas supraconducteurs. L'ensemble de ces réalités expérimentales semble bien compris dans le cadre du modèle BCS⁶

⁵ Propriété qui, en toute rigueur, ne concerne que le courant continu.

⁶ Le modèle BCS, du nom formé par les initiales de ces principaux auteurs (Bardeen, Cooper et Schrieffer) part d'une idée que l'on doit à l'origine à Fröhlich [5] et qui dans un premier temps a été correctement exploité par L. Cooper [6] alors jeune étudiant à l'époque. Cette idée, consiste à considérer que même à la température de 0 K, un électron qui se propage dans un réseau cristallin est "habillé" de phonons virtuels (particules quantifiant les oscillations du réseau). En d'autres termes, un électron déforme le réseau cristallin constitués d'ions créant par ce fait localement un excès de charge positive qui a pour effet d'attirer un second électron. D'après le postulat fondamental du modèle BCS, la supraconductivité apparaît lorsque cette attraction entre deux électrons par échange de phonons l'emporte sur la répulsion habituelle de Coulomb, compte tenu de l'effet d'écran.

[7] (et de sa formulation en couplage fort élaborée par Eliashberg [8]) qui fait intervenir dans la température critique T_C à la fois la nature électronique (densité d'états) et atomique (spectres de phonons, température de Debye). La recherche systématique de relations entre ces données et T_C a permis de faire une première distinction entre différentes classes de supraconducteurs. Parmi les plus importantes, on peut citer par exemple les métaux polyvalents du type plomb (Pb), étain (Sn), indium (In) et leurs alliages, les métaux et alliages de transition ainsi que les composés dans lesquels ceux de structure A15 tels que Nb_3Ge présentaient les T_C les plus élevées à l'époque.

Une classe particulière était déjà réservée aux oxydes métalliques qui peuvent présenter une supraconductivité, fait connu depuis plusieurs décades maintenant, mais avec des T_C qui restaient en général basses à causes du faible nombre de porteurs. Il existait cependant deux exceptions, les composés $LiTi_2O_4$ et $BaPbBiO_3$ pour lesquels la température critique était relativement élevée ($T_C \approx 13$ K) malgré la faible densité de porteurs. La recherche systématique de supraconductivité menée par Georg Bednortz et Alex Muller (I.B.M Zurich) dans les familles d'oxydes métalliques à base du Cu ou de Ni les conduisit, au début de l'année 1986, à la fabuleuse découverte de supraconductivité d'un oxyde de cuivre et de lanthane dopé au barium avec une T_C de l'ordre de 30 K [9]. Cette découverte amorça "la révolution de la supraconductivité à haute température critique". Les physiciens et les chimistes s'aperçurent alors très vite qu'il est possible d'obtenir des T_C de 20 à 40 K pour toute la famille $La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ avec $M = Ba, Sr, Ca$ et que T_C augmente avec la pression, dépassant même les 50 K pour $M = Sr$. La pression se révélant être efficace pour augmenter la T_C , M. K. Wu et al. [10] simulèrent une pression chimique en remplaçant dans cette famille, les atomes de lanthane par des atomes d'yttrium (Y) produisant ainsi, dès le début de l'année 1987, un supraconducteur avec $T_C \approx 90$ K qui, plus tard, fut identifié comme $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Puis ce fût au tour de la découverte des composés au Bismuth ($Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$, $T_C \approx 110$ K [11],[12]) et au Thallium ($Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$, $T_C \approx 125$ K [13]).

Actuellement, la température critique la plus élevée à la pression ambiante $T_C \approx 133$ K a été obtenu avec le composé au mercure $HgBaCa_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ [14] correspondant à $n = 3$. Le fait que pour ce système, T_C augmente sous pression jusqu'à 150 K [15],[16] permet d'espérer des températures encore plus élevées à pression ambiante.

II. L'approche phénoménologique de la supraconductivité

II.A. Le postulat fondamental

En 1950, F. London suggéra pour la première fois [17] que la supraconductivité comme la superfluidité de l'hélium, est un phénomène quantique macroscopique. Depuis, d'autres systèmes physiques ont révélé cette caractéristique majeure tels que les lasers, les conducteurs unidimensionnels... Ceux-ci dérivent toutes leurs propriétés inhabituelles de l'occupation macroscopique d'un seul état quantique appelé condensat. En théorie quantique, l'indiscernabilité des particules dans un espace à 3 dimensions conduit à distinguer les 2 grandes familles que sont les fermions (particules de spin 1/2 entier) et les bosons (particules de spin entier). Alors que le principe de Pauli interdit à 2 fermions d'occuper le même état quantique, la "tendance naturelle" des bosons consiste à se condenser dans un même état. L'état supraconducteur peut se définir comme un état ordonné qui résulte de la condensation d'un nombre macroscopiquement grand de paires d'électrons (ou de trous) : les paires de Cooper. Ceci conduit la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ décrivant ce condensat, à être la quantité semi-classique macroscopique qui décrit l'ordre à grande distance. Toute la phénoménologie des systèmes quantiques macroscopiques repose en fait sur ce postulat.

II.B. La théorie de Ginzburg-Landau (G.L.)

II.B.1. La dérivation des équations de G.L.

V. L. Ginzburg et L. D. Landau ont proposé en 1950 [18], d'ajouter à ce postulat le fait expérimental que la transition de phase soit du 2nd ordre. Ceci leur a permis d'inscrire dans le cadre plus général de la théorie de Landau des Transitions de Phase (L.T.P.) [19], une approche phénoménologique de la supraconductivité. Historiquement, celle-ci a décrit les principales données expérimentales de la supraconductivité et en a prédit d'autres bien avant que les mécanismes microscopiques mis en jeu aient été compris. L'idée principale de la théorie L.T.P est qu'à toute transition de phase du 2nd ordre est associé un changement de symétrie⁷. De manière à distinguer les phases "non symétrique" et "symétrique", Landau proposa d'introduire un Paramètre d'Ordre (P.O.) nul dans la phase la plus symétrique. Dans le cas particulier de la phase supraconductrice, la plus ordonnée, le P.O. qui s'impose tout naturellement est la fonction d'onde complexe $\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| \exp i\phi(\vec{r})$ du condensat. Par convention, la normalisation est choisie de sorte que $|\psi(\vec{r})|^2 = n_s^*$ avec n_s^* représentant la densité par unité de volume de paires de Cooper (de masse $m^* = 2m$ et de charge $e^* = \pm 2e$). Pour exprimer en termes mathématiques une variation continue de l'état du système lors d'une transition du 2nd ordre, la théorie L.T.P impose au P.O. de s'annuler de façon continue à la température critique T_c . Il est alors possible d'effectuer à proximité de ce point, un développement limité du potentiel thermodynamique en puissances du P.O.

⁷ On parle également de brisure de symétrie. Nous reviendrons quelque peu au paragraphe II.E sur la symétrie qui est brisée lors de la transition vers l'état supraconducteur.

Dans le cas d'un supraconducteur homogène, en l'absence de champ extérieur, le P.O. ψ , loin des bords, ne dépend pas des coordonnées. Dans ce cas, le développement du potentiel thermodynamique de Helmholtz $F = F_S - F_N$ s'écrit :

$$F = f V = \alpha |\psi|^2 V + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 V. \quad (1.1)$$

V représente le volume de l'échantillon et les termes $\alpha(T)$ et $\beta(T)$ sont des coefficients phénoménologiques qui dépendent de la température⁸. Dans l'expression (1.1), seuls les deux premiers termes ont été retenus. Pour un calcul effectué loin du point de transition ($T \ll T_c$), il est parfois nécessaire de prendre le terme suivant : $\gamma |\psi|^6 / 3$ [20]. D'autre part, près des bords de l'échantillon, il faut prendre en compte la variation spatiale du P.O. qui introduit un terme d'énergie supplémentaire $\delta |\vec{\nabla} \psi|^2$.

La minimisation de la fonctionnelle (1.1) par rapport à $|\psi|^2$ permet d'obtenir lorsque $\beta > 0$, l'état d'équilibre du système. Celui-ci est en fait déterminé par le signe de $\alpha(T)$. Si ce terme est positif, le minimum de (1.1) correspond à $|\psi| = 0$ et $F_S = F_N$, le système se trouve dans l'état normal. Par contre, si $\alpha(T) < 0$, le minimum de F est obtenu pour une valeur non nulle de $|\psi| = \psi_0 = \sqrt{|\alpha(T)| / \beta}$: le système est alors dans l'état supraconducteur (Fig.1.1).

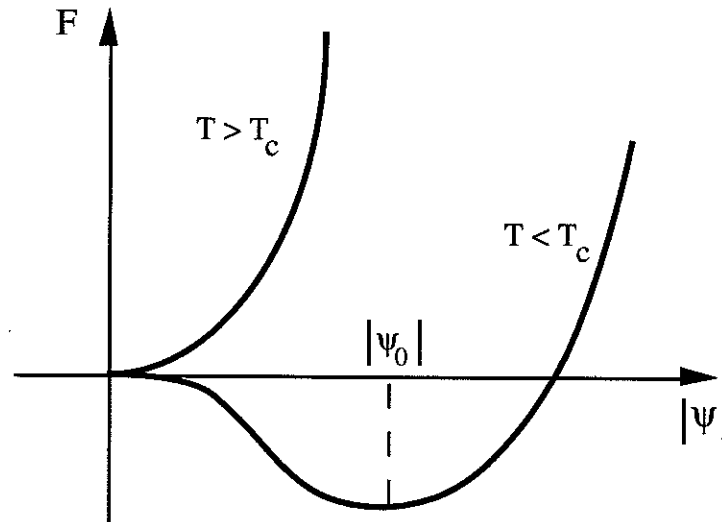


Fig.1.1 : Potentiel thermodynamique du système supraconducteur pour $T > T_c$ ($\alpha > 0$) et $T < T_c$ ($\alpha < 0$).

La théorie L.T.P suppose à $T \leq T_c$ que les coefficients $\alpha(T)$ et $\beta(T)$ sont des fonctions régulières de la température. Ils peuvent donc être développées en puissances de $(T_c - T)$ et

⁸ Les conditions qui restreignent à un tel choix de développement sont :

- la nature réelle du potentiel thermodynamique qui exclut un développement en puissance de ψ ,
- et, "l'analyticité" du potentiel qui restreint le développement aux puissances paires de $|\psi|$.

pour des températures suffisamment proches de T_c, il est possible de garder que les termes du premier ordre :

$$\begin{aligned}\alpha(T) &= \alpha_0(T_c - T) < 0 \\ \beta(T) &= \beta(T_c) > 0.\end{aligned}\tag{1.2}$$

La variation avec la température du paramètre $\alpha(T)$ entraîne une décroissance linéaire du module au carré du P.O. $|\psi_0|^2$ à proximité du point de transition et donc à une annulation en $(1-T/T_c)$ de la densité de paire de Cooper $n_s^*(T)$. Le P.O. quant à lui s'annule en $(1-T/T_c)^{1/2}$ ce qui constitue une des caractéristiques de l'approche champ moyen⁹.

Ces paramètres $\alpha(T)$ et $\beta(T)$ permettent d'exprimer l'énergie libre de l'état supraconducteur en champ nul issue de la minimisation du potentiel (1.1) :

$$F(H=0) = F_S - F_N|_{H=0} = -\frac{\alpha^2}{2\beta}V = -\frac{\alpha_0^2}{2\beta}(T_c - T)^2V \equiv -\frac{H_c^2(T)}{8\pi}V.\tag{1.3}$$

La dernière identité exprime l'énergie de condensation en termes d'énergie de champ, définissant ainsi le champ critique thermodynamique $H_c(T)$. Une première dérivation par rapport à la température de l'expression (1.3) donne accès à la différence d'entropie $\Delta S = -\partial F / \partial T$. L'état supraconducteur apparaît comme un état plus ordonné que l'état normal ($S_N > S_S$). Une seconde dérivation permet d'obtenir le saut de chaleur spécifique à T_c qui accompagne toutes transitions du 2nd ordre :

$$\Delta C|_{T_c} = C_S - C_N|_{T_c} = T \left. \frac{\partial \Delta S}{\partial T} \right|_{T_c} = V \frac{\alpha_0^2 T_c}{\beta}\tag{1.4}$$

En présence d'un champ magnétique, l'expression du potentiel thermodynamique du supraconducteur doit être complétée. Tout d'abord, il convient d'insister sur le fait que le potentiel thermodynamique pertinent en présence d'un champ uniforme extérieur est celui de Gibbs, transformée de Legendre du potentiel de Helmholtz :

$$G_S = F_S - \int \frac{\vec{h} \cdot \vec{H}}{4\pi} dV\tag{1.5}$$

⁹ L'approximation champ moyen se caractérise par des valeurs bien particulières d'exposants critiques qui décrivent la variation des principales grandeurs thermostatiques du système à proximité du point de transition que sont la chaleur spécifique $C \propto (T_c - T)^\alpha$, le P.O. $\psi \propto (T_c - T)^\beta$ et la susceptibilité magnétique $\chi \propto (T_c - T)^\gamma$. On considère également la dépendance en champ du paramètre d'ordre $\psi \propto H^{1/\delta}$. Dans l'approche champ moyen, ces exposants critiques ont pour valeurs $\alpha = 0$, $\beta = 1/2$, $\gamma = 1$ et $\delta = 3$ et ne sont pas indépendants puisqu'ils vérifient dans ce cas les lois d'échelles $\alpha + 2\beta + \gamma = 2$ et $\beta\delta = \beta + \gamma$.

où $\vec{h}$ exprime le champ microscopique local et $\vec{H}$ le champ appliqué en absence d'effets de champ démagnétisant (échantillon sans bords). Soulignons tout de suite que la densité de flux $\vec{B}$ (grandeur macroscopique) se définit en prenant la valeur moyenne spatiale de $\vec{h}$ sur des distances petites devant la taille de l'échantillon mais grandes devant l'échelle de variation de $\vec{h}$ (échelle des milieux continus). Le développement du potentiel de Gibbs $G = G_S - G_N$ dans le cas d'un supraconducteur isotrope s'écrit alors :

$$G = \int g \, dV = \int \left\{ \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| (-i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e^* \vec{A}}{c}) \psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi} - \frac{\vec{h} \cdot \vec{H}}{4\pi} \right\} dV \quad (1.6)$$

avec :

- le troisième terme qui exprime le coût d'énergie d'une inhomogénéité du P.O.; ce terme est écrit à la manière de l'énergie cinétique en mécanique quantique (apparition de la constante de Planck $\hbar$) d'une particule de masse m^* et de charge e^* en préservant l'invariance de jauge ¹⁰.
- l'avant dernier terme qui représente l'énergie du champ magnétique microscopique.

Le potentiel thermodynamique (1.6) est une fonctionnelle qu'il convient de minimiser par rapport aux variations des 2 fonctions $\psi(\vec{r})$ et $\vec{A}(\vec{r})$. Il faut alors utiliser le calcul des variations (les équations d'Euler-Lagrange) avec comme contrainte $\vec{h}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r})$. Cette approche conduit aux équations de Ginzburg-Landau [18] :

$$\frac{1}{2m^*} (-i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e^* \vec{A}}{c})^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0 \quad (1.7)$$

$$\vec{j}_s = \frac{c}{4\pi} \vec{\nabla} \times \vec{h} = - \frac{e^* \hbar}{2m^* i} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) - \frac{(e^*)^2}{m^* c} |\psi|^2 \vec{A}. \quad (1.8)$$

L'équation (1.7) a été écrite avec le choix de jauge $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$, elle a la forme d'une équation de Shrödinger non linéaire¹¹ pour une paire de Cooper. Elle introduit la première longueur caractéristique de la supraconductivité, la longueur de cohérence qui caractérise l'échelle de variation du P.O. ψ :

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{4m^* |\alpha(T)|}} = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - T/T_c}} \quad (1.9)$$

¹⁰ On peut remarquer que le couplage entre le P.O. et le potentiel vecteur $\vec{A}$ vient de ce troisième terme et que ce couplage disparaît dans le cas d'un suprafluide non chargé $e^* = 0$.

¹¹ Le terme non linéaire de cette équation de Shrödinger "auto"-agit comme un potentiel répulsif sur ψ elle même, favorisant une fonction d'onde la plus étalée possible dans l'espace [21, p.111].

Celle-ci diverge au point de transition. La seconde expression (1.8) n'est autre que l'équation de Maxwell Ampère, ce qui justifie à posteriori la forme du développement (1.6) postulée pour la première fois par Landau¹². Elle exprime le "supracourant" circulant à l'équilibre, c'est à dire la réponse diamagnétique du supraconducteur au champ magnétique appliqué. Le diamagnétisme est parfait (effet Meissner : $\vec{B} = 0$ dans le supraconducteur) lorsque $\psi = \psi_0$, c'est à dire lorsqu'en tous points la présence du champ magnétique ne modifie pas la fonction d'onde¹³. L'échelle de variation du supracourant $\vec{j}_s$ correspond à celle du champ microscopique $\vec{h}$, elle est donnée par :

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{m^* c^2 \beta}{4\pi(e^*)^2 |\alpha(T)|}} = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - T/T_c}}. \quad (1.10)$$

Cette longueur caractéristique est également postulée dans l'approche de G.L. comme étant divergente à T_c.

Au système d'équations différentielles complet (1.7) et (1.8), il convient d'ajouter les conditions aux limites (problème de Cauchy). Celles-ci expriment l'annulation des intégrales de surfaces lors de la variation δG ainsi que la conservation de la composante du champ magnétique tangente aux surfaces. Si $\vec{n}$ représente le vecteur unitaire de direction normale à la surface considérée, les deux conditions aux limites correspondant aux équations (1.7) et (1.8) sont respectivement :

$$\vec{n} \cdot (-i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e^* \vec{A}}{c}) \psi = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{n} \times (\vec{h} - \vec{H}) = 0. \quad (1.12)$$

La dérivation à partir de la théorie microscopique proposée par P. G. de Gennes [22, p.229] montre que la condition (1.11) est correcte pour l'interface entre un supraconducteur et un isolant. Dans le cas d'une jonction entre un supraconducteur et un métal, il faut ajouter à (1.11) un second membre non nul qui rende compte de l'effet de proximité, c'est à dire d'une persistance de la supraconductivité dans le métal normal. Dans ce cas, l'expression (1.11) doit être remplacée par [22] :

$$\vec{n} \cdot (-i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e^* \vec{A}}{c}) \psi = \frac{i\hbar \psi}{b} \quad (1.11')$$

¹² Notons que la différentiation du terme $-\int \vec{h} \cdot \vec{H} dV / 4\pi$ n'intervient pas dans l'équation de G.L. (1.8) puisque $\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0$ dans le volume du supraconducteur. Ceci justifie le fait qu'en général, dans la littérature, les équations de G.L. (1.7) et (1.8) sont obtenus à partir de la minimisation du potentiel de Helmholtz F comme Landau l'a proposé dans sa publication originale.

¹³ Cette explication de l'effet Meissner avait déjà été donnée par F. London [17] lui même : "On obtient la supraconductivité si les fonctions propres d'une fraction des électrons restent inchangées lorsqu'on amène le système dans le champ magnétique $H < H_c$ ". On parle également pour décrire ce phénomène de rigidité absolue de la fonction d'onde décrivant les paires de Cooper.

où b représente la longueur de persistance de la supraconductivité dans le métal normal¹⁴. Pour $A_n = 0$, il est facile de remarquer que $b(T)$ correspond à la longueur extrapolée sur laquelle le P.O. ψ s'annule dans l'hypothèse où celui-ci conserve la même décroissance spatiale que celle qu'il présente à la surface de l'échantillon (Fig. 1.2).

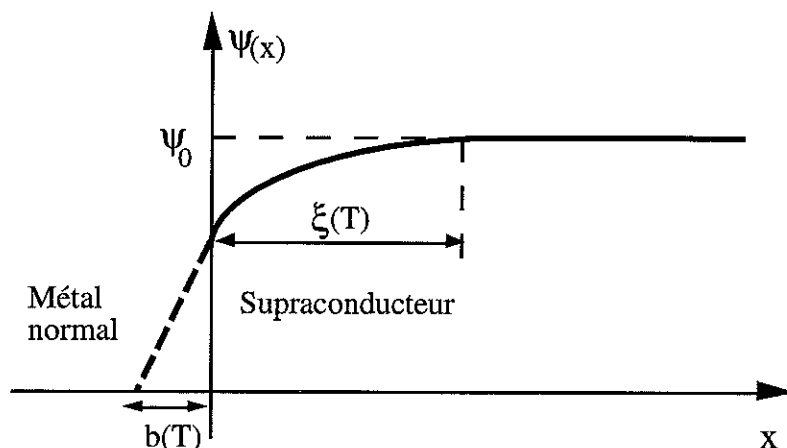


Fig.1.2 : Effet de proximité c'est à dire de persistance de la supraconductivité dans un métal normal accolé au supraconducteur. Cet effet se produit sur la profondeur $b(T)$.

Les principaux résultats issus d'une approche microscopique peuvent se résumer ainsi [22] :

-Dans le cas d'une jonction entre un supraconducteur et un métal dans la limite pure ($l_e/\xi_0 \gg 1$, où l_e désigne le libre parcours moyen des électrons et $\xi_0 = 0.18 \hbar v_F / K_B T_C$ la longueur de cohérence du modèle BCS) :

$$b = \hbar v_F / K_B T \quad (1.11'.a)$$

avec v_F représentant la vitesse de Fermi et K_B la constante de Boltzmann. Dans la limite impure ($l_e/\xi_0 \ll 1$) cette longueur de persistance est donnée par :

$$b = \sqrt{\hbar v_F l_e / 6\pi K_B T}. \quad (1.11'.b)$$

-Pour le cas d'une jonction entre un supraconducteur et un isolant $b = \xi_0^2 / a$ (où a désigne une distance interatomique). Notons que ce dernier résultat correspond à une échelle de longueur considérée comme négligeable dans la théorie de G.L. qui ne considère pas la granularité de la matière (échelle des milieux continus).

II.B.2. Les unités de la théorie de G.L.

¹⁴ On peut montrer que la condition (1.11') plus générale que (1.11) se révèle également compatible avec la "véritable" condition de bord du problème $\vec{n} \cdot \vec{j}_s = 0$.

Les différents coefficients du développement (1.6) peuvent s'exprimer en fonction des grandeurs caractérisant l'état supraconducteur :

$$\begin{aligned} |\psi_0|^2 &= n_S = \frac{n_S^*}{2} = \frac{m^* c^2}{4\pi e^{*2} \lambda^2} \\ \alpha(T) &= -\frac{e^{*2}}{m^* c^2} H_c^2(T) \lambda^2(T) \\ \beta &= \frac{4\pi e^{*4}}{m^{*2} c^4} H_c^2(T) \lambda^4(T) \end{aligned} \quad (1.13)$$

Tous les coefficients de la théorie de G.L. sont déterminés par la connaissance des 2 paramètres $H_c(T)$ et $\lambda(T)$. Les unités "naturelles" de la théorie qui permettent une expression du potentiel (1.6) en unités réduites consiste à exprimer les longueurs en unité λ , le champ magnétique en unité $\sqrt{2}H_c$, le potentiel vecteur en unité $\sqrt{2}H_c\lambda$, le P.O. en unité $|\psi_0|$ et la densité d'énergie en unité $H_c^2 / 4\pi$.

II.B.3. Le concept d'énergie de surface

Dans cette théorie phénoménologique, un rôle important revient au paramètre de G.L. $\kappa = \lambda / \xi = \sqrt{2}e^* H_c \lambda^2 / \hbar c$, qui exprime le rapport entre les 2 longueurs caractéristiques de la supraconductivité et qui en première approximation, peut être considéré comme étant indépendant de la température. Pour montrer l'importance de ce paramètre κ , considérons l'énergie par unité de surface d'un interface plan S/N entre un supraconducteur et un matériau normal. La résolution des équations de G.L. (1.7) et (1.8) dans ce cas unidimensionnel en imposant les conditions aux limites appropriées permet en principe de déduire l'énergie de Gibbs $g_S(H,T)$ par unité de volume et de calculer l'énergie par unité de surface :

$$\sigma_{SN} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dx [g_S(H,T) - g_N]. \quad (1.14)$$

Même dans le cas unidimensionnel, le calcul de σ_{SN} s'effectue en général numériquement et les expressions exactes ne peuvent être obtenues que dans certains cas limites tels que $\kappa \gg 1$ [23] et $\kappa \ll 1$ [22, p.178]¹⁵. Les valeurs de σ_{SN} obtenues pour différent κ peuvent être regroupées dans un critère qui permet une classification des supraconducteurs :

¹⁵ Dans leur publication originale, Ginzburg et Landau [18] ont montré numériquement que $\sigma_{SN} = 0$ pour $\kappa = 1/\sqrt{2}$. Une démonstration analytique de ce résultat peut être trouvée dans [20].

$$\begin{aligned}
\kappa < 1/\sqrt{2}, \sigma_{SN} > 0, \text{ le supraconducteur est dit de type I} \\
\kappa > 1/\sqrt{2}, \sigma_{SN} < 0, \text{ le supraconducteur est de type II.}
\end{aligned}
\tag{1.15}$$

Cette différence de signe de la tension de surface σ_{SN} entre ces deux types de supraconducteur conditionnent en fait fortement leurs propriétés physiques sous champ magnétique. Ainsi, pour les supraconducteurs de type I, la solution la moins coûteuse en énergie correspond à un P.O. uniforme dans le volume du matériau avec une amplitude qui ne se trouve pas être modifiée par la présence du champ magnétique tant que celui-ci reste inférieur à H_C . Le supraconducteur se trouve alors dans l'état Meissner qui se caractérise par la condition $B = 0$ dans le matériau. Lorsque le champ atteint la valeur H_C , le P.O. s'annule brutalement traduisant par ce fait une transition du 1^{er} ordre vers l'état normal. L'origine de cette transition s'explique par une énergie cinétique nécessaire à réaliser l'état Meissner qui devient alors plus importante que l'énergie de condensation, ce qui a pour effet de briser les paires de Cooper. Par contre, dans le cas des supraconducteurs de type II, la transition vers l'état normal est du 2nd ordre. Elle se produit pour un champ critique supérieur $H_{C2} > H_C$. Il est également possible de considérer pour ce type de supraconducteurs une transition progressive entre l'état Meissner (parfait) et l'état normal qui s'étend alors d'une valeur de champ critique inférieur H_{C1} jusqu'à la valeur H_{C2} . Entre ces deux valeurs de champ, le supraconducteur présente un effet Meissner partiel caractérisé par une modulation du P.O. dans l'espace. Celle-ci décrit une alternance de zone supraconductrice et de zone normale : Le supraconducteur est dit se trouver "dans un état mixte". Une étude plus en détail de cet état fait l'objet d'un prochain paragraphe¹⁶.

II.C. La quantification du flux magnétique :

Les termes quantification du flux désignent le fait que le flux magnétique traversant une boucle simplement connexe de supraconducteur de type I ne peut avoir une valeur arbitraire : celle-ci se révèle être un multiple de la quantité fondamentale $\phi_0 = hc/2e$, la valeur $2e$ au dénominateur étant reliée au fait que les porteurs de charge sont des paires d'électrons ou de trous.

¹⁶ Il peut également être mentionné un autre exemple pour illustrer l'importance du paramètre κ dans la phénoménologie de l'état supraconducteur. Il s'agit du fait que ce paramètre croît avec la concentration en impuretés ce qui explique qu'en général les alliages présentent une supraconductivité de 2nde espèce. Un argument approximatif mais simple permet de décrire qualitativement ce phénomène. En fait, en présence d'impuretés, il faut considérer une "renormalisation" de la longueur de cohérence ξ par le libre parcourt moyen électronique l_e et la longueur de cohérence effective à considérer devient alors dans ce cas $\sqrt{l_e}\xi \ll \xi$. Soulignons au passage, que les supraconducteurs de type II qui conservent leurs propriétés même dans la limite pure ($l_e \rightarrow \infty$) sont qualifiés d'intrinsèquement de type II.

L'approche phénoménologique de cette question de la quantification du flux peut se faire en prenant comme point de départ la seconde équation de G.L. (1.8) qui n'est autre que l'expression du courant (en mécanique quantique) associée à la fonction d'onde Ψ . Ecrivons le P.O. sous la forme $\Psi = |\Psi_0| f \exp(i\phi)$ où $f(r)$ et $\phi(r)$ sont des fonctions réelles. Le courant superfluide peut alors s'écrire d'après (1.8) :

$$\vec{j}_s = \frac{e^* n_s^* \hbar}{m^*} f^2 \vec{\nabla} \phi - \frac{(e^*)^2 n_s^*}{m^* c} f^2 \vec{A}.$$

Celui-ci possède deux contributions dont l'une est proportionnelle au gradient de la phase du P.O. L'intégrale curviligne de $\vec{j}_s$ sur un contour C fermé et entièrement contenu dans le supraconducteur conduit à l'expression :

$$\int_C \vec{\nabla} \phi \cdot d\vec{l} = \frac{m^*}{e^* n_s^* \hbar} \int_C \frac{\vec{j}_s \cdot d\vec{l}}{f^2} + \frac{e^*}{\hbar c} \int_C \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (1.17)$$

où le dernier terme de (1.17) exprime en fait le flux ϕ_C contenu à l'intérieur du contour C , en vertu du théorème de Stokes. Le terme à gauche de l'égalité exprime le changement de phase du P.O. lorsqu'il décrit le contour d'intégration C . Comme Ψ doit être une fonction (univaluée), ce terme doit être égal à $2\pi p$ où p est un entier. L'expression (1.17) devient alors :

$$\phi_C = \frac{\hbar c}{e^*} p - \frac{m^* c}{(e^*)^2 n_s^*} \int_C \frac{\vec{j}_s \cdot d\vec{l}}{f^2}, \quad (1.18)$$

Si le contour d'intégration C est choisi tels que $\vec{j}_s$ soit perpendiculaire à $d\vec{l}$ ou tels que j_s soit nulle, alors le dernier terme de (1.18) s'annule et le flux est quantifié en multiples de $\phi_0 = \hbar c / e^* = \hbar c / 2e = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Gauss.cm².

Ce fait avait été prédit par London [17] mais avec une unité élémentaire de flux deux fois plus grande parce qu'à l'époque la supraconductivité n'était pas encore associée à la condensation des électrons en paires. L'observation de la quantification du flux a permis pour la première fois de démontrer l'existence dans les supraconducteurs de ces paires de Cooper de charge $e^* = \pm 2e$ [24], [25]. Ce fait avait été prédit par la théorie microscopique BCS.

II.D. Les supraconducteurs de type II

II.D.1. Généralités sur l'état mixte

Il a brièvement été exposé au paragraphe II.B. que les supraconducteurs de type II se caractérisent par la valeur négative de l'énergie superficielle σ_{SN} de la paroi séparant une région supraconductrice d'une région normale. Ce type de matériau supraconducteur peut donc abaisser son énergie en présence d'un champ magnétique, en créant le plus grand nombre possible d'interfaces S/N. Ceci réalise un état pour lequel les régions S et N sont finement divisées, l'énergie de parois donnant une contribution importante au potentiel thermodynamique. Principalement, deux possibilités sont offertes au supraconducteur pour maximiser le rapport surface sur volume des régions normales : il peut se diviser soit en filaments normaux de petit rayon ($r \approx \xi$) soit en lamelles de faible épaisseur ($e \geq \xi$). Le premier cas a été étudié en détail en 1957 par A. A. Abrikosov [26] en résolvant les équations de G.L. (1.7) et (1.8). Puis en 1964, des calculs théoriques effectués par B. B. Goodman ont montré que, dans le cas $\kappa \gg 1$ et pour de faibles valeurs de champ ($H \ll H_{C2}$), cette première solution offre une énergie plus basse [27], [22, p.71]. En présence d'un champ magnétique, le matériau supraconducteur de type II présente donc une structure en filaments appelés vortex¹⁷.

L'intégration de façon approchée des équations de G.L. (1.7) et (1.8) en symétrie cylindrique (dans le cas isotrope) permet de déterminer la structure d'un vortex [20] dans laquelle intervient les deux longueurs caractéristiques de la supraconductivité $\lambda(T)$ et $\xi(T)$ (Fig.1.3). Ainsi, en écrivant comme au paragraphe précédent, le P.O. sous la forme $\psi(r) = |\psi_0| f(r) \exp(i\phi(r))$, il est possible de montrer que $f(r) \approx r$ lorsque $r \rightarrow 0$ et que $f(r) = 1$ pour $r \geq \xi$. La longueur caractéristique ξ définit le rayon du coeur (dur) de chaque vortex à l'intérieur duquel le module du P.O. s'annule. D'autre part, les lignes de champ magnétique ne sont pas uniquement confinées dans le coeur du vortex. Le champ microscopique $\vec{h}(r)$ décroît selon la loi $h(r) = (\phi_0 / 2\pi\lambda^2) K_0(r/\lambda)$ où $K_0(r/\lambda)$ représente la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce [27]. Ce champ est maximum au centre du vortex et décroît exponentiellement sur une échelle de l'ordre de λ . Ceci correspond à des courants circulaires $\vec{j}_s$ permanents qui entourent le vortex et écrantent le champ magnétique pour des distances supérieures à λ . La valeur du flux traversant chaque vortex est donnée par la condition de quantification du flux (équation 1.20 dans laquelle le contour C de la dernière intégrale est étendu jusqu'à l'infini), elle est égale à $p\phi_0$ où p est un entier. L'état de plus basse énergie est celui qui présente un maximum de subdivision compatible avec la conservation de la composante de $\vec{B}$ normale à la surface de l'échantillon. Cette condition est réalisée pour un arrangement périodique de vortex contenant un seul quantum de flux ϕ_0 [30]. Précisons que

¹⁷ Ces vortex sont analogues à ceux que l'on trouve dans l'He suprafluide lorsque celui-ci est soumis à un mouvement de rotation et dont l'existence avait déjà été proposée par L. Onsager (1949) [28] et R. P. Feynman (1955) [29]. La structure vortex se retrouve également en micromagnétisme et constitue une des configurations possibles du champ aimantation dans certains matériaux. D'une manière générale, cette structure vortex constitue une singularité du Champ du P.O. du système. Il peut être intéressant d'essayer d'accrocher un argument de symétrie pour justifier l'apparition fréquente de cette structure. Ainsi ne peut-on pas dire que cette structure, met à profit au maximum la symétrie du champ de contraintes, optimisant par ce fait le Principe de Curie ?

deux vortex voisins interagissent par l'intermédiaire de leur courant et la force de Lorentz résultante produit une répulsion. Goodman [27] calcula l'énergie d'interaction U_{int} par unité de longueur montrant ainsi sa décroissance rapide en fonction de l'espacement r entre vortex : $U_{\text{int}}(r) = (\phi_0/4\pi\lambda)^2 K_0(r/\lambda)$. Ce réseau de vortex est en général hexagonal réalisant par ce fait la condition de compacité maximale, il constitue l'état mixte des supraconducteurs de type II.

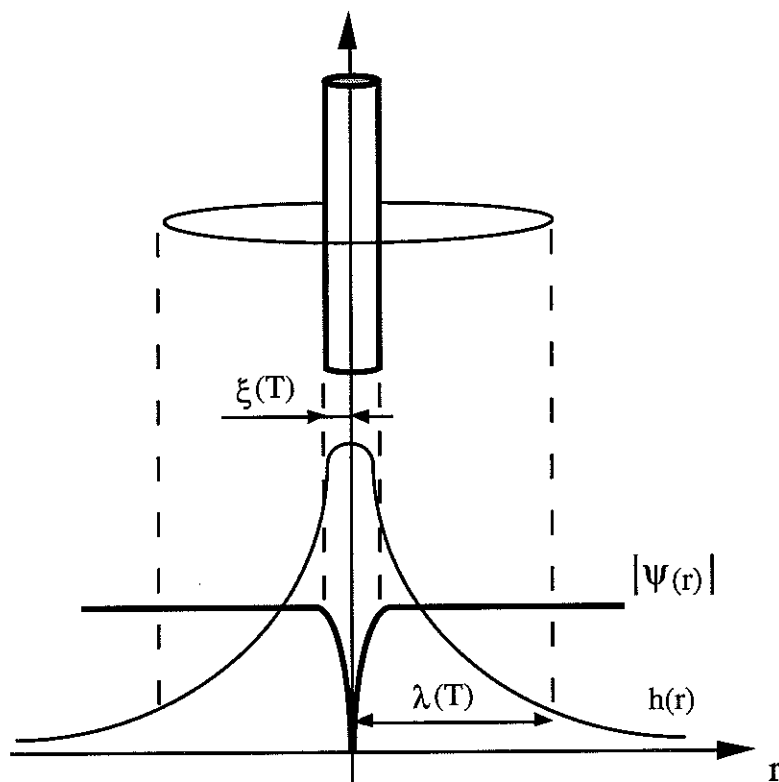


Fig.1.3 : Représentation schématique d'un vortex et signification physique de ses deux longueurs caractéristiques.

La première mise en évidence expérimentale d'une nouvelle phase dans l'état supraconducteur est due à Shubnikov en 1937 [31]. L'existence du réseau de vortex a réellement été prouvée pour la première fois en 1964 par D. Cribier et al. [32] à partir de mesures de diffraction de neutrons. La première observation au microscope électronique du réseau de vortex en utilisant une technique de décoration a été effectuée par U. Essmann et H. T. Träuble en 1967 [33].

II.D.2. Les différents champs critiques caractérisant la supraconductivité de type II et le diagramme de phase

II.D.2.a. Les champs critiques inférieurs

Le champ critique inférieur caractérisant le seuil d'apparition des premiers vortex possède deux expressions différentes H_{C1} et H_S . Cette différence provient de la prise en compte ou non d'effets dus à la surface.

(i) Champ critique inférieur de volume H_{C1}

De manière à déterminer le champ magnétique caractérisant l'apparition des vortex dans le volume du supraconducteur, considérons le potentiel thermodynamique par unité de volume d'un supraconducteur de type II en prenant comme origine des énergies celle relative à l'état Meissner. Dans la limite des très faibles densités de vortex celui-ci peut s'écrire :

$$g = \frac{B}{\phi_0} \left(\epsilon_1 - \frac{\phi_0 H}{4\pi} \right) \quad (1.19)$$

où ϵ_1 représente la tension de ligne du vortex. Le calcul à partir des équations de G.L. (1.7) et (1.8) dans la limite $\kappa \gg 1$, donne $\epsilon_1 = (\phi_0/4\pi\lambda)^2 (\ln\kappa + \alpha_c)$ avec $\alpha_c = 0.48 + O(1/\kappa)$ qui correspond à la correction venant de l'énergie de coeur du vortex [34]¹⁸. Pour $H < 4\pi\epsilon_1/\phi_0$, la relation (1.19) montre que g est une fonction croissante de B . Le minimum du potentiel thermodynamique est obtenu pour $B = 0$ (Effet Meissner parfait). Lorsque $H > 4\pi\epsilon_1/\phi_0$, le minimum de g peut être obtenu avec $B \neq 0$ et le flux pénètre alors dans le supraconducteur. La valeur du champ pour lequel les vortex commencent à apparaître dans le volume du supraconducteur est donc :

$$H_{C1} = \frac{4\pi\epsilon_1}{\phi_0} = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} (\ln\kappa + \alpha_c) = \frac{H_C}{\sqrt{2}\kappa} (\ln\kappa + \alpha_c) \quad (1.20)$$

avec $\alpha_c = 0.48 + O(1/\kappa)$

(ii) Champ critique inférieur de surface H_S

Les vortex constituent des défauts topologiques pour le P.O. Par conséquent leur nucléation est peu probable dans le volume du supraconducteur et leur apparition se produit à la surface. Une surface parfaite a pour effet d'augmenter le champ critique inférieur de pénétration des premiers vortex. Ce phénomène a été prédit indépendamment par Bean et Livingston [35] et par le groupe d'Orsay [22, p.76]. Une manière de présenter cet effet consiste simplement à ajouter au potentiel thermodynamique par unité de longueur (terme entre parenthèses de (1.19)) deux contributions dépendant de la position du vortex par rapport à la surface. La première prend en compte la pénétration évanescence du champ magnétique dans le supraconducteur et la seconde considère l'interaction attractive du vortex avec son image :

¹⁸ L'expression correcte de cette énergie de coeur est due à C. R. Hu (1972) [34]. A. A. Abrikosov dans son travail original avait obtenu une constante beaucoup plus faible ($\alpha \approx 0.081$) qui s'est révélée être erronée.

$$g = \frac{B}{\phi_0} \left(\varepsilon_1 - \frac{\phi_0 H}{4\pi} + \frac{\phi_0 H}{4\pi} \exp(-x/\lambda) + U_{\text{int}}(2x) \right) \quad (1.21)$$

avec $U_{\text{int}}(2x) = -(\phi_0/4\pi\lambda)^2 K_0(2x/\lambda)$ et où x représente la position du vortex par rapport à la surface. Ces deux termes entraînent l'existence d'une barrière de surface qui empêche la pénétration des vortex tant que $H < H_s$. La valeur de ce champ H_s au delà de laquelle la barrière disparaît est donnée par :

$$H_s = \frac{\phi_0}{4\pi\lambda\xi} = \frac{H_c}{\sqrt{2}}. \quad (1.22)$$

En général, il est mentionné que la surface doit avoir très peu d'irrégularités de taille de l'ordre de λ pour que les effets de barrière de surface puissent être observés [22, p.80]. Nous reviendrons quelque peu sur ce point au chapitre 4 lors d'une discussion sur les problèmes expérimentaux liés à la détermination de H_{c1} .

II.D.2.b. Les champs critiques supérieurs

Deux champs critiques supérieurs caractérisent la disparition de la supraconductivité de type II : le champ critique de volume H_{c2} et celui de surface H_{c3} .

(i) Champ critique supérieur de volume

La supraconductivité de type II se caractérise par une ligne de transition de phase vers l'état normal qui est du 2nd ordre. Pour déterminer cette ligne $T_c(H)$ ou ce qui revient au même, le champ magnétique caractéristique de cette transition $H_{c2}(T)$, considérons la 1^{ère} équation de G.L. (1.7) limitée au 1^{er} ordre en ψ :

$$\frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e^* \vec{A}}{c} \right)^2 \psi = -\alpha \psi \quad (1.23)$$

C'est l'équation de Schrödinger d'une particule de masse m^* et de charge e^* en présence d'un potentiel vecteur $\vec{A}$. L'analyse de la 2^{de} équation de G.L. (1.8) montre que près de la transition, les courants supraconducteurs de l'ordre de $|\psi|^2$, peuvent être négligés et par conséquent, on peut choisir la jauge telle que $\vec{A} = \vec{H} \times \vec{r} / 2$, où $\vec{H}$ représente alors le champ appliqué. La plus petite valeur propre de l'équation (1.23) vaut $-\alpha = E_0 = \hbar\omega_c / 2$ avec $\omega_c = e^* H / m^*$. Elle permet de définir la valeur maximum du champ magnétique pour laquelle l'équation (1.23) a une solution ψ non nulle dans le volume du supraconducteur :

$$H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2} = \sqrt{2} \kappa H_c. \quad (1.24)$$

(ii) Champ critique supérieur de surface

La détermination du champ critique supérieur H_{c2} suppose un échantillon de taille infinie. La prise en compte de la surface du supraconducteur par l'intermédiaire de la condition (1.11) montre que l'énergie propre la plus basse de l'équation (1.25) est obtenue pour $-\alpha = E_0 \approx 0.59 \hbar \omega_c / 2$ [22]. Par conséquent la valeur maximum du champ magnétique pour laquelle la supraconductivité persiste est donnée par :

$$H_{c3} \approx 1.7 H_{c2}. \quad (1.25)$$

Ceci signifie que les surfaces de l'échantillon parallèles au champ appliqué ($H_{c2} < H < H_{c3}$) présentent une couche supraconductrice d'épaisseur de l'ordre de ξ .

II.D.2.c. Le diagramme de phase d'un supraconducteur de type II

La variation avec la température des différents champs critiques définit le diagramme de phase d'un supraconducteur de type II. Ces différentes lignes (Fig.1.4) représentent des transitions de phase du 2nd ordre et sont les résultats de l'approximation champ moyen. Aussi, la prise en compte des fluctuations critiques élargit par exemple la ligne de transition $H_{c2}(T)$.

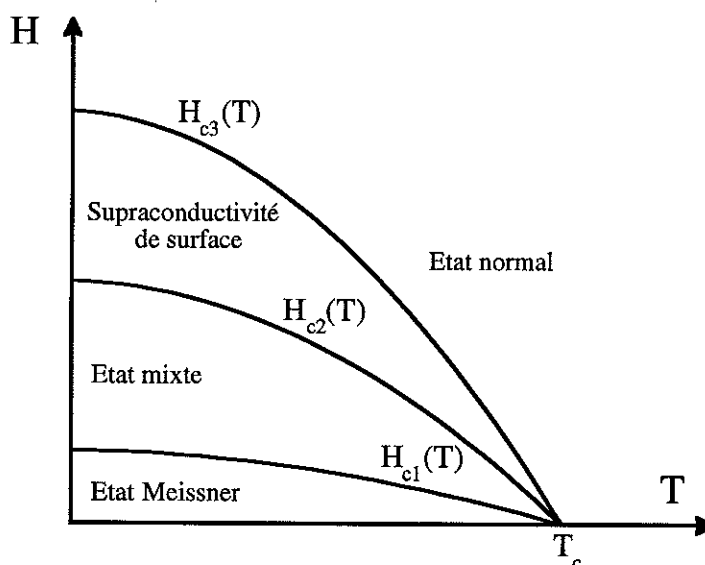


Fig.1.4 : Diagramme de phases d'un supraconducteur de type II supposé parfait c'est à dire sans défauts.

Il faut également souligner que ce diagramme de phase concerne un supraconducteur de type II supposé parfait et que la présence de défauts par leur action de piégeage sur les vortex peut contribuer à le modifier.

II.E. Retour sur la notion de paramètre d'ordre de l'état supraconducteur et domaine de validité de la théorie de G.L.

Commençons tout d'abord par revenir très brièvement sur la notion de P.O. de l'état supraconducteur telle qu'elle a été introduite au début de ce chapitre. Soit $\psi_j(\vec{r}) = a_j(\vec{r}) \exp i\phi_j(\vec{r})$ la fonction d'onde de chaque paires de Cooper j d'amplitude $a_j(\vec{r})$ et de phase $\phi_j(\vec{r})$. Dans l'hypothèse où le volume de cohérence ξ^3 contient un grand nombre de paires, il est possible de considérer une fonction d'onde moyennée sur ξ^3 . Cette moyenne ne sera non nulle uniquement dans le cas où toutes les phases sont quasiment les mêmes, autrement dit si les paires de Cooper sont cohérentes. Dans ces conditions, la quantité

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\xi^3} \sum_{\vec{r}_j \in \xi^3} \psi_j(\vec{r}_j) \propto \sqrt{n_s^*} \exp i\phi(\vec{r}) \quad (1.26)$$

peut être interprétée comme la densité de la fonction d'onde de l'état fondamental. Il s'agit du P.O. introduit par Ginzburg et Landau et $|\psi(\vec{r})|^2$ s'identifie avec la densité $n_s^*(\vec{r})$ de paires de Cooper au point $\vec{r}$.

Mais quelle est la symétrie qui est brisée par le P.O. lors d'une transition de phase supraconductrice ? En général pour un système, il est possible de choisir librement la jauge $\chi(\vec{r})$ du potentiel vecteur qui détermine en mécanique quantique, la phase de la fonction d'onde décrivant l'état d'une particule. Ainsi, lors du changement de jauge $\vec{A}'(\vec{r}) = \vec{A}(\vec{r}) + \vec{\nabla}\chi(\vec{r})$, la fonction d'onde $\phi(\vec{r})$ d'une particule devient :

$$\phi'(\vec{r}) = \phi(\vec{r}) \exp\left(\frac{2\pi i \chi(\vec{r})}{\Phi_0}\right).$$

Dans le cas de particules indépendantes, il est en principe possible de choisir une jauge différente pour chacune des fonctions d'onde les décrivant. Par contre, l'apparition lors de la transition supraconductrice d'une cohérence de phase entre les différentes paires de Cooper impose le choix d'une jauge identique pour toutes les particules. La symétrie brisée par le P.O. est donc l'invariance de jauge locale et le choix du potentiel vecteur doit être le même pour toutes les paires. Lorsqu'un système devient supraconducteur, il choisit un état thermodynamique (et quantique) qui brise spontanément l'invariance de jauge¹⁹. Soulignons qu'à l'aide de ce seul concept de brisure de l'invariance de jauge et de théorèmes très généraux de la théorie des champs, S. Weinberg a retrouvé les équations de G.L. (1.7) et (1.8) comme limites d'expressions non locales, ainsi que l'ensemble des propriétés physiques de l'état supraconducteur à savoir : l'effet Meissner, la quantification du flux et l'annulation de la résistivité [36].

¹⁹ Dans le cas de la suprafluidité de l'hélium (He), la symétrie brisée par le P.O. est l'invariance Galiléenne.

Intéressons nous maintenant au domaine de validité de la théorie de G.L. Gor'kov [37] proposa en 1959 une formulation microscopique de la théorie BCS à proximité du point de transition en champ nul. Celle-ci permet de retrouver les équations de G.L. à condition d'introduire une proportionnalité entre le P.O. $\psi(\vec{r})$ et le potentiel de paires $\Delta(\vec{r})$ ou gap du supraconducteur. Dans le formalisme de la seconde quantification, ce potentiel s'écrit $\Delta(\vec{r}) = V \langle \psi_{\uparrow}(\vec{r}) \psi_{\downarrow}(\vec{r}) \rangle$ où V représente l'amplitude de l'interaction attractive entre deux électrons (ou deux trous) dans le modèle BCS et la valeur moyenne concerne deux opérateurs d'annihilation à une particule munie respectivement d'un spin $+1/2$ et $-1/2$. Cette relation permet de donner une signification précise au P.O. $\psi(\vec{r})$, il s'agit d'une grandeur proportionnelle à la valeur moyenne de l'opérateur annihilation d'une paire de Cooper. D'autre part, le domaine de validité de l'identification des deux approches permet de définir une des limites de la théorie de G.L. à savoir :

$$\frac{T_c - T}{T} \ll 1 \text{ et } \lambda(T) \gg \xi_0 \quad (1.27)$$

où ξ_0 représente la longueur de cohérence de la théorie BCS. En fait, dans le cas de supraconducteurs de type II, seule la première restriction intervient.

Gor'kov a distingué dans son approche les deux limites pure ($l_e/\xi_0 \gg 1$) et impure ($l_e/\xi_0 \ll 1$) pour déterminer les différentes relations qui existent entre les paramètres de la théorie de G.L. et les grandeurs microscopiques du modèle BCS :

$$\begin{array}{ll} l_e / \xi_0 \gg 1 & l_e / \xi_0 \ll 1 \\ \alpha_0 = \frac{12\pi^2}{7} \frac{m_e T_c}{\zeta(3) p_F^2} & \alpha_0 = \frac{6 \hbar m_e}{\pi p_F^2 \tau} \\ \beta = \frac{\alpha_0 T_c}{n_e} & \beta = \frac{1}{\alpha_0} \frac{7 \zeta(3) \tau n_e}{2\pi^3 \hbar} \\ \psi(\vec{r}) = \sqrt{\frac{7}{8} \zeta(3) n_e} \frac{\Delta(\vec{r})}{\pi T_c} & \psi(\vec{r}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{n_e \tau}{\hbar T_c} \right)^2 \Delta(\vec{r}) \end{array} \quad (1.28)$$

m_e et n_e étant respectivement la masse et la densité des électrons, $v_F = p_F/m_e$ la vitesse de Fermi, ζ la fonction zêta de Riemann, τ le temps de libre parcourt moyen des électrons et où α_0 et β sont définis comme dans les expressions (1.2).

Il faut également préciser l'autre limite de la théorie de G.L. Celle-ci est directement reliée à l'importance des fluctuations critiques à proximité du point de transition de phase. Celle-ci invalide la fonctionnelle (1.6) qui est déduite d'une approche champ moyen. En champ nul et pour une température proche de T_c , la valeur du P.O. Ψ fluctue autour de la valeur à

l'équilibre Ψ_0 , la plus probable. Comme l'échelle de longueur de variation du P.O. est donnée par la longueur de cohérence ξ , l'extension spatiale de ces fluctuations critiques occupe typiquement dans le cas isotrope un volume de l'ordre de $\xi^3(T)$. L'énergie disponible pour produire ces fluctuations étant de l'ordre de $K_B T$, ces dernières seront alors importantes sur la plage de température définie par $K_B T > (F_N - F_S) \xi^3(T)$. Cette condition s'écrit en général sous la forme :

$$\frac{|T_c - T|}{T} < G_i, \quad (1.29)$$

où $G_i = \left(K_B T_c / \sqrt{2} H_c^2(0) \xi^3(0) \right)^2$ désigne le nombre de Ginzburg [38] en champ nul. La plage sur laquelle les fluctuations critiques deviennent importantes augmente avec le champ magnétique appliqué et dans ce cas le nombre de Ginzburg a pour expression $G_i(H) = G_i^{1/3} (H / H_{c2})^{2/3}$.

Dans le cas des supraconducteurs à basse T_c , le domaine de validité de la théorie champ moyen de G.L. est valable jusqu'à des températures très proches de T_c puisque pour ces matériaux $G_i \approx 10^{-5} - 10^{-7}$. En revanche, comme nous le montrerons ultérieurement, dans le cas des Supraconducteurs à Haute T_c , l'impact des fluctuations critiques s'étend sur une plage beaucoup plus importante (typiquement $G_i \approx 10^{-3}$).

III. Les principales caractéristiques des S.H.T_c

III.A. Une structure lamellaire

A l'exception des composés $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ ($T_c \approx 12$ K pour $x = 0.25$) et $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ ($T_c \approx 30$ K), les S.H.T_c sont des céramiques (oxydes métalliques à base de Cu ou cuprates). La structure lamellaire de ces derniers (les oxydes sans Cu étant cubiques) se trouve singulièrement caractérisée par une superposition d'un ou plusieurs plans CuO_2 séparés par d'autres plans atomiques.

Par exemple, dans le cas du composé $YBa_2Cu_3O_7$ (Fig.1.5b), la périodicité de la structure suivant l'axe $\vec{c}$ peut être décrite en considérant une cellule de base constituée de deux parties. La première contient les plans CuO_2 séparés par le plan d'ions Yttrium (Y) et la seconde est formée des chaînes CuO intercalées entre deux plans BaO . Les paramètres de maille de cette structure orthorhombique ont pour valeur $a = 3.8227$ Å, $b = 3.8872$ Å et $c = 11.6802$ Å. Dans le cas du composé $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (Fig.1.5a), la première partie de la cellule de base contient uniquement un plan CuO_2 . La seconde partie est constituée de la succession des plans LaO , La ou SrO (de proportions respectives 92,5% et 7,5%) et CuO , suivie à

nouveau des plans La ou SrO et LaO. Cette structure orthorhombique admet comme paramètres de maille : $a = 5.3420 \text{ \AA}$, $b = 5.3547 \text{ \AA}$ et $c = 13.1832 \text{ \AA}$. On peut remarquer que dans le cas du composé $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, la séparation entre 2 plans CuO_2 (chacun d'eux constituant une première sous structure) est égale à $c/2$, de l'ordre de $6.65 \text{ \AA}$, alors que pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ la séparation entre biplans CuO_2 est de l'ordre de $11.7 \text{ \AA}$. Cependant, on peut déjà s'attendre à ce que le système au lanthane ait des propriétés physiques plus anisotropes étant donné l'épaisseur "nulle" de sa cellule fortement supraconductrice alors que dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ elle est approximativement égale à $4 \text{ \AA}$.

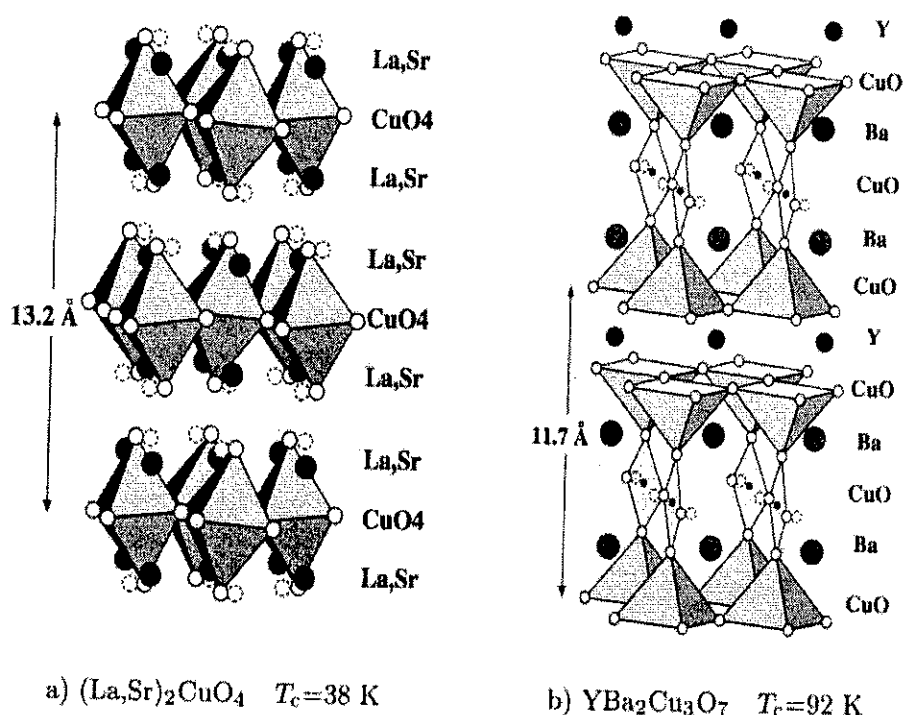


Fig.1.5 : Un exemple de deux structures de S.H.T_c. Tous ces supraconducteurs se trouvent être singulièrement caractérisés par la présence de plans CuO_2 à l'intérieur desquels la supraconductivité s'y trouve être concentrée.

Il convient également d'ajouter à ces paramètres structuraux l'importance de la nature (métallique ou isolante) de la séparation entre les sous structures fortement supraconductrices à base de plan(s) CuO_2 . Dans le cas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, la présence des chaînes CuO de nature métallique²⁰ (Fig.1.5b) qui agissent comme des réservoir de charges pour les plans CuO_2 , fait que ce composé semble pouvoir se schématiser comme un super réseau alternant le long de l'axe $\bar{c}$ des zones fortement Supraconductrices et des zones Métalliques ...S/M/S...(ou ...S/S'/S... avec S' désignant une couche plus faiblement supraconductrice que S). On peut d'

²⁰ La nature métallique des chaînes CuO se comprend bien puisque le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ qui en est dépourvu est un isolant.

ailleurs insister sur le rôle important joué par la concentration en oxygène sur les propriétés supraconductrices du composé YBa₂Cu₃O_{7-x} puisque :

- Pour $0.6 < x < 1$, YBa₂Cu₃O_{7-x} est un isolant, alors que
- Pour $0 < x < 0.6$, YBa₂Cu₃O_{7-x} est un supraconducteur avec une température T_C maximum pour $x \approx 0$ qui décroît lorsque x augmente jusqu'à s'annuler pour $x \approx 0.6$.

Par contre, dans le cas de La_{2-x}Sr_xCuO₄ comme pour une grande partie des S.H.T_C, il semblerait que la schématisation la mieux adaptée soit un super réseau avec une alternance de couches Supraconductrices séparées par un Isolant...S/I/S...Ce type de structure a d'ailleurs été démontré pour Bi₂Sr₂CaCu₂O₈, (Pb_yBi_{1-y})₂Sr₂CaCu₂O₈ et Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀ en mettant clairement en évidence un effet Josephson alternatif et continu²¹ le long de l'axe $\bar{c}$ de ces composés [39].

III.B. Une faible longueur de cohérence

Une des premières caractéristiques des S.H.T_C qui fut mise en évidence est leur faible longueur de cohérence à basse température. Ce résultat peut s'inscrire comme une conséquence des fortes valeurs de température critique dans un modèle de porteurs libres puisque dans cette approximation nous rappelons que :

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta} \quad (1.30)$$

où v_F représente la vitesse de Fermi et Δ le gap supraconducteur égal à $1.76 K_B T_C$ à température nulle dans le modèle BCS.

D'une part, la structure lamellaire des S.H.T_C entraîne une anisotropie des longueurs caractéristiques de l'état supraconducteur et il convient de distinguer celles parallèles aux couches CuO₂ et celles perpendiculaires. Les longueurs de cohérence des S.H.T_C extrapolées à basse température sont typiquement de l'ordre de quelques angströms perpendiculairement aux plans ($\bar{a}$, $\bar{b}$) et de quelques dizaines angströms dans la direction parallèle²². Par exemple, pour YBa₂Cu₃O_{7-x} $\xi_{\perp}(0) \approx 1-4 \text{ \AA}$ alors que $\xi_{//}(0) \approx 13-16 \text{ \AA}$. Ces faibles valeurs de $\xi_{\perp}(0)$, inférieures à la période de la "super"structure, ($d \approx 12 \text{ \AA}$ pour YBa₂Cu₃O_{7-x}) remettent en cause à basse température une description des S.H.T_C dans l'approximation des milieux

²¹ L'effet Josephson désigne l'effet tunnel de paires de Cooper à travers une jonction isolante. Nous reviendrons au début du paragraphe IV.B. sur ce phénomène. Il constitue avec la quantification du flux, l'effet Meissner et l'annulation de la résistivité, la manifestation de la cohérence de phase de la fonction d'onde du condensat sur des distances macroscopiques.

²² Pour les supraconducteurs de type II conventionnels ξ est de l'ordre de quelques centaines d'angströms (par exemple pour Nb pur $\xi \approx 380 \text{ \AA}$).

continus. Ainsi, pour ces supraconducteurs, la théorie de G.L. n'est en fait valable qu'à haute température (proche de T_c) sur la plage définie par la condition $\xi_{\perp}(T) \gg d$.

D'autre part, les faibles valeurs des longueurs de cohérence des S.H.T_c associées aux fortes valeurs de T_c contribuent d'une manière générale à étendre la plage des fluctuations critique à proximité du point de transition conformément au critère de Ginzburg :

$$G_i = \frac{\Delta T}{T_c} = \left(K_B T_c / \sqrt{2} H_c^2(0) \xi^3(0) \right)^2 \approx 10^{-3}$$

III.C. Une supraconductivité fortement de type II lamellaire

Une caractéristique supplémentaire des S.H.T_c est l'importante profondeur de pénétration du champ magnétique $\lambda(T)$. Comme cette longueur est liée à la densité des paires de Cooper n_s^* puisque d'après (1.10) $\lambda(T) \propto 1/\sqrt{n_s^*}$, ce résultat est à raccrocher à une faible densité de porteurs; c'est l'aspect céramique du matériau qui ressort au travers de cette propriété. La conséquence de ces fortes valeurs pour les deux longueurs caractérisant la supraconductivité est le caractère fortement de type II des S.H.T_c : $\kappa \gg 1$.

Composé S.H.T _c	T _c en K	$\lambda_{//}(0)$ en Å	$\lambda_{\perp}(0)$ en Å	$\xi_{//}(0)$ en Å	H _{c2//} (0) en Tesla	H _{c2⊥} (0) en Tesla
La _{2-x} Sr _x CuO ₄	38	800	4000	35	80	15
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x}	92	1500	6000	15	150	40
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110	2000	10000	13	250	30

Tableau 1.1 : Différentes caractéristiques de quelques S.H.T_c.

La structure lamellaire des S.H.T_c entraîne également une anisotropie des longueurs de pénétration du champ magnétique. A basse température $\lambda_{//}(0)$, qui désigne l'échelle de longueur sur laquelle circulent les courants dans les plans pour écranter le champ appliqué suivant l'axe $\vec{c}$, est typiquement de l'ordre de 1000 Å alors que $\lambda_{\perp}(0)$ est plutôt proche de 10000 Å. Le tableau (1.1) propose un récapitulatif des différentes grandeurs caractéristiques de quelques S.H.T_c. On peut relever notamment, le caractère au moins qualitativement correcte de la relation (1.30) puisque $\xi_{//}(0)$ décroît bien lorsque T_c augmente. Y. Iye a proposé une étude plus en détail de cet aspect en collectant dans la littérature les valeurs moyennes de la longueur de cohérence appartenant à différents composés [40].

Pour une revue de l'ensemble des paramètres caractéristiques des S.H.T_c, on pourra par exemple consulter le travail de D. R. Harshman et A. P. Mills [41].

IV. La description phénoménologique de l'état mixte des S.H.T_c

IV.A. Description dans l'approximation du continuum

IV.A.1. La fonctionnelle de G.L. anisotrope

A cause de leur faible longueur de cohérence à basse température, les S.H.T_c ne peuvent être décrits avec la théorie de G.L. que sur la plage de température plus ou moins réduite (en fonction du composé) correspondant à la condition $\xi_{\perp}(T) \gg d$. Dans ce cas, le système lamellaire peut être considéré comme étant 3D anisotrope. Le développement de G.L. (1.6) du potentiel thermodynamique se généralise alors en considérant un tenseur de masses effectives $(m)_{ij}$ [42]. Pour un supraconducteur à symétrie uniaxiale, le repère orthogonale (o, x, y, z) est en général défini tel que $\vec{z} \parallel \vec{c}$. Si m et M désignent respectivement les valeurs principales du tenseur $(m)_{ij}$ dans les directions parallèle et perpendiculaire aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$, le potentiel de Gibbs peut s'écrire :

$$G = \int dV \left\{ \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m} \left| (-i\hbar \vec{\nabla}_{//} + \frac{e}{c} \vec{A}_{//}) \psi \right|^2 + \frac{1}{2M} \left| (-i\hbar \frac{\partial}{\partial z} + \frac{e}{c} A_z) \psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi} - \frac{\hbar \cdot \vec{H}}{4\pi} \right\} \quad (1.31)$$

Dans cette expression, $\vec{A}_{//} = (A_x, A_y)$, $\vec{\nabla}_{//} = (\partial/\partial_x, \partial/\partial_y)$ et $\vec{h} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. La minimisation en champ nul de ce potentiel conduit à la même paramétrisation du P.O. à l'équilibre que dans le cas isotrope, $\psi = \psi_0 = \sqrt{|\alpha|/\beta}$, et donc à la même expression de l'énergie de condensation $H_c^2(T)/8\pi = \alpha^2(T)/2\beta$. Quant à la minimisation de G par rapport à ψ et $\vec{A}$, elle permet d'aboutir aux équations de Ginzburg-Landau Anisotropes (G.L.A.) :

$$\frac{1}{2M} (-i\hbar \nabla_z + \frac{e^*}{c} A_z)^2 \psi + \frac{1}{2m} (-i\hbar \vec{\nabla}_{//} + \frac{e^*}{c} \vec{A}_{//})^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0 \quad (1.32)$$

$$\vec{j}_{//} = -\frac{e^* \hbar}{2i m} (\psi^* \vec{\nabla}_{//} \psi - \psi \vec{\nabla}_{//} \psi^*) - \frac{(e^*)^2}{m c} |\psi|^2 \vec{A}_{//} \quad (1.33.a)$$

$$j_{\perp} = -\frac{e^* \hbar}{2i M} (\psi^* \partial_z \psi - \psi \partial_z \psi^*) - \frac{(e^*)^2}{M c} |\psi|^2 A_z. \quad (1.33.b)$$

L'anisotropie des masses effectives implique une anisotropie des longueurs caractéristiques de l'état supraconducteur. Ainsi, il faut considérer dans le cas d'une anisotropie uniaxiale, deux

longueurs de cohérence de la supraconductivité, $\xi_{//}(T) = \xi_{ab}(T) = \hbar / \sqrt{4m|\alpha(T)|}$ et $\xi_{\perp}(T) = \xi_c(T) = \hbar / \sqrt{4M|\alpha(T)|}$ ainsi que deux profondeurs de pénétration du champ magnétique $\lambda_{//}(T) = \sqrt{m c^2 \beta / 4\pi(e^*)^2 |\alpha(T)|}$ et $\lambda_{\perp}(T) = \sqrt{M c^2 \beta / 4\pi(e^*)^2 |\alpha(T)|}$, pour les directions parallèle et perpendiculaire aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$ respectivement. L'anisotropie provoque une modification de la section des vortex qui devient alors elliptique (Fig.1.6) lorsque ceux-ci sont alignés suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$.

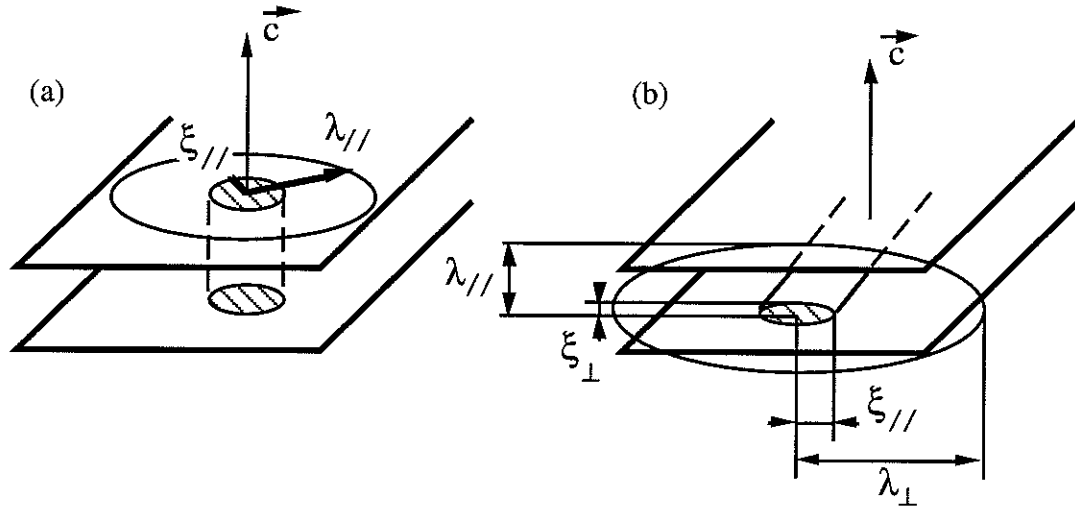


Fig.1.6: Structure d'une ligne de vortex : (a) perpendiculaire aux plans CuO₂ ; (b) parallèle aux plans CuO₂.

On définit en général le facteur d'anisotropie γ comme étant le rapport des longueurs caractéristiques :

$$\gamma = \frac{\xi_{//}}{\xi_{\perp}} = \frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{//}} = \sqrt{\frac{M}{m}} \geq 1. \quad (1.34)$$

Les paramètres de G.L. $\kappa_{//}$ et $\kappa_{\perp}$ qui correspondent à un champ magnétique appliqué parallèlement et perpendiculairement aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$ respectivement sont définis par les relations ²³:

$$\kappa_{//} = \sqrt{\frac{\lambda_{//} \lambda_{\perp}}{\xi_{//} \xi_{\perp}}} \quad \text{et} \quad \kappa_{\perp} = \frac{\lambda_{//}}{\xi_{//}}. \quad (1.35)$$

IV.A.2. L'anisotropie des différents champs critiques

IV.A.2.a. Les champs critiques inférieurs

²³ Lorsqu'aucun indice n'est présent sur le paramètre de G.L. κ , celui-ci se réfère en général à la moyenne géométrique $(\kappa_{//}^2 \kappa_{\perp})^{1/3}$. Les S.H.T_c se révèlent être fortement de type II avec typiquement comme valeur $\kappa \approx 100$. Soulignons qu'il est possible de trouver un supraconducteur qui soit de type I lorsque $\vec{H} // \vec{c}$ et de type II pour $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$ ($\kappa_{\perp} < 1/\sqrt{2}$ et $\kappa_{//} > 1/\sqrt{2}$). Un tel cas se rencontre par exemple avec le composé CgK [43].

L'expression exacte du champ critique inférieur $H_{C1}(\theta)$ en fonction de l'angle θ entre le champ appliqué et l'axe $\vec{c}$ semble encore quelque peu controversée. Une expression approchée peut être obtenue dans la limite de London qui fait abstraction de la contribution venant du coeur du vortex [44], [45] :

$$H_{C1}(\theta) \approx \frac{\phi_0}{4\pi \lambda_{//}} \frac{\ln(\kappa_{//} / \varepsilon(\theta))}{\sqrt{\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta}}. \quad (1.36)$$

Dans cette expression, la fonction suivante a été utilisée :

$$\varepsilon(\theta) = \sqrt{\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta}, \quad (1.37)$$

on la retrouvera très souvent pour décrire les dépendances angulaires des quantités physiques des supraconducteurs anisotropes.

Pour ce qui est du champ critique H_s caractérisant la disparition de la barrière de surface, il conserve la même expression que celle du cas isotrope, l'introduction du tenseur des masses effectives dans le potentiel (1.31) n'intervenant pas dans l'expression du champ thermodynamique H_C :

$$H_s(\theta) = H_s = \frac{H_c}{\sqrt{2}}.$$

Par contre, l'anisotropie renforce l'importance des fluctuations thermiques et cette barrière pourra donc être plus facilement franchie par des processus thermiquement activés.

IV.A.2.b. Champs critiques supérieurs

V.G. Kogan et J.R. Clem [46] ont démontré à partir des équations de G.L.A. (1.32) et (1.33a&b) qu'il est possible pour un supraconducteur fortement de type II à anisotropie uniaxiale, de déduire l'anisotropie du champ critique supérieur H_{C2} à partir du résultat de la théorie de G.L. isotrope. Pour cela, il suffit simplement de remplacer le paramètre de G.L. κ_s par une valeur effective anisotrope $\kappa(\theta_B) = \kappa_{//} / \varepsilon(\theta_B)$ où dans cette expression θ_B désigne l'angle entre la direction des vortex et l'axe $\vec{c}$. L'application de cette transformation au résultat (1.26) permet alors d'obtenir directement pour le champ critique supérieur l'expression :

$$H_{C2}(\theta_B) = \sqrt{2} \kappa(\theta_B) H_c = \frac{\sqrt{2} \kappa_{//} H_c}{\varepsilon(\theta_B)} = \frac{H_{C2//}}{\varepsilon(\theta_B)} \quad (1.38)$$

Conformément au résultat (1.27), il semble légitime de supposer que l'anisotropie du champ critique supérieur H_{C3} caractérisant la destruction de la supraconductivité de surface, présente

alors dans l'approche 3D la même anisotropie que H_{c2} mais en considérant cette fois, l'angle θ entre le champ appliqué et l'axe $\vec{c}$:

$$H_{c3}(\theta) \approx 1.69 \frac{\sqrt{2} \kappa_{//} H_c}{\varepsilon(\theta)}. \quad (1.39)$$

IV.A.3. L'état mixte dans la limite fort champ magnétique

L'expression du potentiel thermodynamique anisotrope de Helmholtz f par unité de volume dans la limite fort champ ($H_{c2} - H \ll H_{c2}$ ²⁴) se déduit également de manière rigoureuse de l'expression isotrope lorsque $\kappa \gg 1$ en remplaçant κ_{is} par $\kappa(\theta_B)$ et en conservant tous les autres paramètres inchangés [46]. Pour obtenir à partir de l'expression isotrope le potentiel de Gibbs g , il faut considérer en plus de cette transformation le fait que les deux vecteurs $\vec{B}$ et $\vec{H}$ ne sont alors plus parallèles dans le cas anisotrope:

$$g = f - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{4\pi} = \frac{B^2}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \frac{(H_{c2}(\theta_B) - B)^2}{2\kappa^2(\theta_B) \beta_A} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{4\pi}. \quad (1.40)$$

La minimisation de cette expression par rapport à B et θ_B permet de déterminer les deux composantes de l'aimantation à savoir, la composante parallèle $M_B(B, \theta_B)$ et perpendiculaire $M_{\theta_B}(B, \theta_B)$ à la direction des vortex respectivement. Au 1^{er} ordre en $(1 - B/H_{c2}(\theta_B))$, celles-ci s'écrivent :

$$M_B(B, \theta_B) = -M_0 \frac{\varepsilon(\theta_B)}{\beta_A} \left(1 - \frac{B}{H_{c2}(\theta_B)} \right) \quad (1.41)$$

$$M_{\theta_B}(B, \theta_B) = -M_0 \frac{(\gamma^2 - 1) \sin(2\theta_B)}{2\beta_A \varepsilon(\theta_B)} \left(1 - \frac{B}{H_{c2}(\theta_B)} \right) \quad (1.42)$$

où $M_0 = \sqrt{2} H_c(T) \kappa / 8\pi$ définit l'unité d'aimantation de la théorie de G.L.

IV.A.4. L'état mixte dans la limite de London

La généralisation du potentiel isotrope au cas anisotrope uniaxe dans la limite de London ($H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$) a été proposée par L. J. Campbell, M. M. Doria et V. G. Kogan [47]. Comme au paragraphe précédent, il faut également considérer dans l'expression du potentiel de Gibbs par unité de volume, le produit scalaire entre les vecteurs $\vec{B}$ et $\vec{H}$:

²⁴ H_{c2} représente dans le cas anisotrope la moyenne géométrique $(H_{c2//}^2 H_{c2\perp})^{1/3}$.

$$g = -\frac{H_c^2}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\phi_0}{16\pi^2\lambda_{//}^2} B \varepsilon(\theta_B) \ln \sqrt{\frac{\eta H_{c2}(\theta_B)}{B}} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{4\pi} \quad (1.43)$$

où $\eta \approx 1.15$ pour un réseau triangulaire. L'expression du potentiel de Gibbs pour un supraconducteur isotrope se retrouve à partir de (1.43) puisque dans ce cas $\varepsilon(\theta_B) = 1$. Le premier terme de g représente l'énergie de condensation; le deuxième, non linéaire en B , vient de l'interaction entre vortex; quant au troisième terme, qui est proportionnel à la densité de vortex par unité de surface B/ϕ_0 , il exprime la superposition des contributions venant de la tension de ligne de chacun des vortex. Soulignons que la dépendance angulaire du terme logarithmique ne peut être obtenue dans la limite de London. A l'origine, elle a été ajoutée "à la main". Une dérivation de cette dépendance a été proposée par A. I. Buzdin et D. Feinberg [48] en utilisant la transformation d'échelle proposée par G. Blatter et al. [49]²⁵. Chacune des composantes de l'aimantation déduite du potentiel (1.43) a alors pour expression :

$$M_B(B, \theta_B) = -M_0 \varepsilon(\theta_B) \ln \sqrt{\frac{\eta H_{c2}(\theta_B)}{B}} \quad (1.44)$$

$$M_{\theta_B}(B, \theta_B) = -M_0 \frac{(\gamma^2 - 1) \sin(2\theta_B)}{2 \varepsilon(\theta_B)} \ln \sqrt{\frac{\eta H_{c2}(\theta_B)}{B}} \quad (1.45)$$

Il est intéressant de remarquer que les expressions (1.44) et (1.45) pour $\eta \approx 1$ et lorsque H est proche de H_{c2} conduisent aux résultats (1.41) et (1.42) à un facteur $\beta_A/2$ près. Tout d'abord, ceci justifie à posteriori la dépendance angulaire du terme logarithmique. De plus, cela suggère les expressions suivantes pour l'aimantation, valables sur tout l'intervalle de champ ($H_{c1} \ll H < H_{c2}$) :

$$M_B(B, \theta_B) = -\alpha M_0 \varepsilon(\theta_B) \ln \left(\frac{\beta H_{c2}(\theta_B)}{B} \right) \quad (1.46)$$

$$M_{\theta_B}(B, \theta_B) = -\alpha M_0 \frac{(\gamma^2 - 1) \sin(2\theta_B)}{2 \varepsilon(\theta_B)} \ln \left(\frac{\beta H_{c2}(\theta_B)}{B} \right) \quad (1.47)$$

où les coefficients α et β sont tous deux faiblement dépendants du champ et de la température et ont pour valeur lorsque le champ est proche de H_{c2} : $\alpha = 1/\beta_A$ et $\beta = 1$. Les résultats (1.46) et (1.47) ont également été proposés par Z. Hao et J. R. Clem suite à une approche variationnelle qui inclut la contribution venant du coeur des vortex [50a]²⁶. Il est possible de donner quelques exemples des valeurs que peuvent prendre les paramètres $\alpha < 1$ et $\beta \geq 1$ en fonction du champ et de la température :

²⁵ Nous reviendrons quelque peu ultérieurement sur cette transformation qui se révèle être un précieux outil pour déterminer l'anisotropie des propriétés du supraconducteur à partir des résultats du cas isotrope.

²⁶ L'adjonction de l'énergie de coeur dans l'énergie libre (1.43) peut être importante dans la mesure où elle représente une correction de l'ordre de 10% [50b].

$$\begin{aligned}
0.02 \leq H / H_{c2} \leq 0.1, \quad \alpha \approx 0.84 \text{ et } \beta \approx 1.08 \\
0.1 \leq H / H_{c2} \leq 0.3, \quad \alpha \approx 0.70 \text{ et } \beta \approx 1.74 \\
H / H_{c2} \approx 1, \quad \alpha \approx 0.862 \text{ et } \beta \approx 1
\end{aligned} \tag{1.48}$$

Dans toute cette approche 3D anisotrope, les variables thermodynamiques choisies sont le module de la densité de flux B et l'angle θ_B entre $\vec{B}$ et l'axe $\vec{c}$ du cristal. Excepté suivant les directions de hautes symétries du cristal, cet angle diffère de l'angle θ entre le champ appliqué et l'axe $\vec{c}$ et c'est précisément cette différence qui donne lieu à une aimantation transverse (et à un couple magnétique). Dans la limite de London, la différence entre ces deux angles est obtenue à partir des expressions (1.44) et (1.45), elle peut se mettre sous la forme :

$$\sin(\theta - \theta_B) = \frac{H_{c1\perp}(\gamma^2 - 1)}{H} \frac{\sin \theta_B \cos \theta_B}{\varepsilon(\theta_B)} \frac{\text{Ln}(H_{c2}(\theta_B) / B)}{2 \text{Ln} \kappa_{\perp}} \tag{1.49}$$

Avec cette relation, on peut voir que pour des fortes valeurs du champ appliqué ($H \gg H_{c1\perp}$), il est possible d'identifier θ_B avec l'angle θ . Par contre, pour les faibles champs la distinction entre les deux angles doit être faite. Cette condition ($H \gg H_{c1\perp}$) est la même que celle qui permet d'approximer le module de la densité de flux B avec celui du champ appliqué H .

IV.A.5. La structure du réseau de vortex

Tout d'abord, il convient d'insister sur le fait que la théorie de G.L.A. repose sur l'invariance par translation suivant la direction de la densité de flux $\vec{B}$, ce qui correspond à des vortex rectilignes. D'autre part, la structure du réseau de vortex d'un supraconducteur anisotrope se révèle dépendre fortement de leur orientation (repéré par l'angle θ_B) par rapport à la structure cristalline. Lorsque ceux-ci sont parallèles à l'axe $\vec{c}$, ils s'arrangent comme dans le cas isotrope en un réseau d'Abrikosov hexagonal (Fig.1.7a). Par contre, pour des vortex alignés suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$, le réseau d'Abrikosov se trouve être fortement comprimé dans la direction de l'axe $\vec{c}$ et dilaté dans la direction perpendiculaire (Fig.1.7b).

Dans la limite de London, il est possible de donner l'expression de la variation en fonction de l'angle θ_B de la cellule élémentaire du réseau de vortex définie par les deux vecteurs unitaires $\vec{b}_1$ et $\vec{b}_2$ [47] :

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{1}{2 \cos \beta} \quad \text{et} \quad \text{tg} \beta = \frac{\sqrt{3}}{\varepsilon(\theta_B)} \tag{1.50}$$

Tant que l'angle $\theta_B \ll \arctg \gamma$, $\varepsilon(\theta_B) \approx \cos \theta_B$, le réseau de vortex se déforme progressivement devenant de plus en plus anisotrope à mesure que les vortex s'inclinent par rapport à l'axe $\vec{c}$.

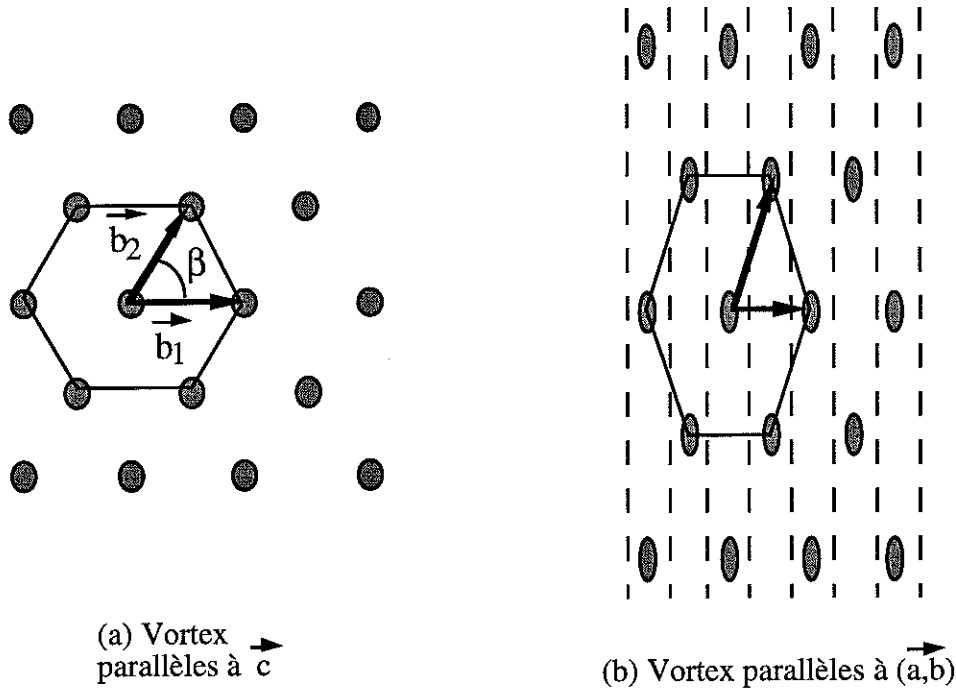


Fig.1.7 : Représentation du réseau de vortex hexagonal des S.H.T_c lorsque le champ magnétique est appliqué suivant les directions de haute symétrie du cristal.

Pour des valeurs de θ_B proches de 90° , les relations (1.50) permettent de quantifier la déformation maximale du réseau provoquée par la structure lamellaire : $\varepsilon(\theta_B) \approx 1/\gamma$ et $b_2/b_1 \approx \gamma\sqrt{3}/2$. Celle-ci correspond approximativement à des vortex distants de $2d$ dans une direction parallèle à l'axe $\vec{c}$ (d étant la période du super réseau) et de $2\gamma d$ dans la direction perpendiculaire.

IV.A.6. Les différentes transformations d'échelles angulaires

La première transformation d'échelle qui a été proposée pour les supraconducteurs de type II à anisotropie uniaxiale concerne la plage de champ magnétique proche H_{c2} . Dans ce régime, V. G. Kogan et J. R. Clem [46] ont démontré qu'il est possible de déduire l'énergie libre de ce système à partir de celle du système isotrope en remplaçant κ par $\kappa(\theta_B) = \kappa_{//}/\varepsilon(\theta_B)$. Ceci leur a permis de déduire les résultats (1.38), (1.40) ainsi que les composantes de l'aimantation correspondantes.

Un autre type de transformation d'échelle a été proposée pour le régime de London par G. Blatter et al. [49]. Cette transformation permet de traiter les cas pour lesquels l'échelle de longueur du problème considéré est très inférieure à la longueur caractéristique de variation du champ magnétique à savoir $\lambda(T)$. Dans le cas des S.H.T_c qui sont fortement de type II, ce type de transformation peut donc s'appliquer pour déterminer l'anisotropie de l'ensemble des propriétés physiques de ces systèmes. Considérons pour cela un supraconducteur anisotrope

uniaxe à la température T ayant pour longueurs caractéristiques $\lambda_{//}$ et $\xi_{//}$, un coefficient d'anisotropie γ , placé dans un champ magnétique H incliné d'un angle ϑ par rapport aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$ ($\vartheta = \pi/2 - \theta$). La transformation d'échelle permet de trouver l'anisotropie d'une quantité physique Q à partir de son expression dans le cas isotrope $\tilde{Q}$ en appliquant la règle suivante :

$$Q(\vartheta, H, \xi_{//}, \lambda_{//}, \gamma) = S_Q \tilde{Q}(\tilde{H} = \epsilon'(\vartheta)H, \tilde{T} = \gamma T, \xi_{//}, \lambda_{//}) \quad (1.51)$$

où $\epsilon'(\vartheta) = \epsilon(\vartheta) / \gamma = \sqrt{\gamma^{-2} \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta}$ et avec $S_Q = \gamma$ pour les volumes, les énergies, la température et l'action. Pour le champ magnétique, $S_H = 1 / \epsilon'(\vartheta)$. La grande réussite de cette transformation a été de calculer la dépendance angulaire des coefficients élastiques du réseau de vortex [51]. Ce point sera abordé brièvement au paragraphe V.B. De plus amples détails concernant cette transformation d'échelle peuvent être trouvés dans l'article de revue de G. Blatter et al [52].

IV.B Description dans l'approximation semi-discrète

IV.B.1. Rappels sur les effets Josephson

IV.B.1.a. Introduction

L'effet tunnel de paires de Cooper à travers une jonction isolante séparant deux supraconducteurs a été prédit par B. Josephson en 1962 [53]. Celui-ci a pour origine la cohérence de phase sur des échelles de longueur macoscopique de la fonction d'onde décrivant l'état supraconducteur. D'une manière générale, on distingue :

- L'effet Josephson continu ; un courant continu franchit la jonction isolante en absence de champ électrique ou magnétique appliqué, de
- L'effet Josephson alternatif ; une tension continue V appliquée de part et d'autre de la jonction provoque des oscillations de courant radiofréquence (RF) à la pulsation $\omega = 2eV / \hbar$ à travers la jonction²⁷.

Un article de revue sur ces différents effets est proposé par K. K. Likharev [54].

IV.B.1.b. L'effet Josephson continu

²⁷ Ce phénomène est utilisé en métrologie pour déterminer avec précision le rapport h/e . De plus, l'application d'une tension Radio-Fréquence (RF) superposée à la tension continue peut provoquer le passage d'un courant continu à travers la jonction. Ce dernier phénomène est à la base du fonctionnement des magnétomètres à S.Q.U.I.D. RF.

L'effet tunnel d'une particule au sens généralisé est associé à la pénétration de sa fonction d'onde à travers une barrière de potentiel. Dans le cas de deux supraconducteurs couplés par l'intermédiaire d'une jonction, il faut considérer la pénétration de la fonction d'onde de chacun des deux condensats dans l'autre. Ce recouvrement des condensats revient à considérer la formation d'états collectifs²⁸ entre les deux supraconducteurs, autrement dit : les deux supraconducteurs constituent un système unique qui peut être décrit par la même fonction d'onde. B. Josephson dériva le courant tunnel à partir de l'excès d'énergie associée à la présence de la jonction [53]. Pour des raisons de concision, nous préférons dans ce chapitre décrire les effets Josephson dans le cadre de la théorie de G.L.

Considérons une jonction isolante d'épaisseur d avec sa normale parallèle à la direction de l'axe des x séparant deux supraconducteurs. Soit $\psi(\vec{r}) = \psi_1(\vec{r}) + \psi_2(\vec{r})$ la fonction d'onde totale du système pour laquelle $\psi_i(\vec{r}) = |\psi_i(\vec{r})| \exp(i\phi_i(\vec{r}))$ avec $i = 1$ et 2 désignant les fonctions d'onde de part et d'autre de la jonction. L'expression du courant circulant dans la direction x peut être obtenue par la seconde équation de G.L. (1.8). Dans le cas d'une jonction très épaisse, c'est la condition de nullité (1.11) du courant sortant du supraconducteur à l'interface qui doit être utilisée. Mais dans le cas d'une jonction fine (d'épaisseur d petite comparée à λ et ξ), la condition au limite appropriée est l'expression (1.11') :

$$(-i\hbar\nabla_x - 2eA_x)\psi_1 = -\frac{i\hbar}{b}\psi_2$$

Le courant circulant suivant la direction x est alors donnée en substituant l'expression (1.11') dans (1.8) ce qui permet de trouver la relation de Josephson :

$$J_x = -\frac{i\hbar e^*}{m^*}(\psi_1^* \nabla_x \psi_1 - \psi_1 \nabla_x \psi_1^*) = -\frac{i\hbar e^*}{m^* b}(\psi_1^* \psi_2 - \psi_2^* \psi_1) \quad (1.52)$$

$$\text{soit } J_x = \frac{2\hbar e^*}{m^* b} |\psi_1| |\psi_2| \sin(\phi_2 - \phi_1) = J_m \sin \Delta\phi$$

Les expressions de $|\psi_1(x)|$ et $|\psi_2(x)|$ sont obtenues en résolvant l'équation de G.L. (1.8) dans les supraconducteurs 1 et 2 en considérant $\vec{A} = 0$ et ψ réelle[22, p.237] pour le cas champ nul. Pour une jonction métallique séparant deux supraconducteurs identiques, le courant maximum J_m a pour expression :

$$J_m(T) \approx \frac{2e^* \hbar}{m^* M} \left(\frac{b}{\xi(T)} \right)^2 |\psi_0|^2 \quad (1.53)$$

où M est un coefficient phénoménologique réel qui ne dépend pas de la température. En prenant les dépendances en températures usuelles de la théorie de G.L., on peut voir que $J_m(T)$

²⁸ Ces états dits "collectifs" sont formés de paires de Cooper constituées avec des électrons appartenant à l'un et à l'autre des deux supraconducteurs.

varie comme $(1-T/T_C)^2$ à proximité du point de transition. Dans le cas d'une jonction isolante, un calcul microscopique s'impose pour déterminer J_m . Le résultat dans le cas de deux supraconducteurs identiques décrits par le modèle BCS a pour expression [55] :

$$J_m(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{e * R_n} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2K_B T}\right) \quad (1.54)$$

où $\Delta(T)$ est le gap supraconducteur et $R_n (\approx \rho_n d)$ représente la résistance de la jonction par unité de surface mesurée lorsque les deux matériaux (jouant le rôle des électrodes) sont dans l'état normal. La relation (1.54) connue sous le nom d'Ambegaokar-Baratoff, nous enseigne qu'à proximité de T_C , la densité de courant $J_m(T)$ varie comme $(1-T/T_C)$.

IV.B.1.c. L'effet d'un champ magnétique sur une jonction Josephson

Dans l'expression (1.52), les phases ϕ_1 et ϕ_2 sont en fait très sensibles à la présence d'un courant ou d'un champ magnétique. D'autre part, lorsqu'un champ est appliqué parallèlement au plan de la jonction, des courants de surface apparaissent pour l'expulser du matériau composite. Le fait que la densité limite J_m de la jonction soit faible comparée à la densité de courant pouvant traverser le supraconducteur, entraîne une pénétration du champ dans la jonction sur des distances plus importantes que dans le supraconducteur $\lambda_J = (c\phi_0 / 16\pi^2 \lambda J_m)^{1/2}$ (typiquement $\lambda_J \approx 1\text{mm}$ alors que $\lambda \approx 10^{-3}\text{mm}$). Pour de fortes valeurs de champ appliqué ($H > H_{C1J} = \phi_0 / 4\pi \lambda_J^2$), des tubes de flux appelés vortex Josephson apparaissent dans la jonction. Ceux-ci se distinguent des vortex d'Abrikosov par le fait qu'ils sont dépourvus de coeur normal. Autrement dit, le P.O. des deux "électrodes" supraconductrices ne s'annule pas au centre de ce type de vortex.

IV.B.2. La fonctionnelle de G.L. semi-discrète : Le modèle de Lawrence-Doniach

Pour être applicable à un système, la théorie de G.L.A. doit faire preuve d'auto-cohérence. Plus précisément, dans le cas d'une structure lamellaire, si d représente la distance entre les couches supraconductrices, cette théorie doit introduire une longueur de cohérence $\xi_{\perp}$ qui satisfait à la condition de l'approximation des milieux continus à savoir $\xi_{\perp}(T) \gg d$. Lorsque $\xi_{\perp}(T) \ll d$, on doit s'attendre à ce que la nature très inhomogène du P.O. affecte de manière importante les propriétés supraconductrices. Dans ce cas, le P.O. possède alors une importante valeur à l'intérieur des couches supraconductrices et une autre beaucoup plus faible entre ces couches. La situation est analogue à ce qui se produit pour une succession de jonctions Josephson. Pour ces deux exemples, il est possible de considérer une valeur non nulle du P.O. pour les seules couches supraconductrices et d'ignorer les régions intermédiaires (Fig.1.8).

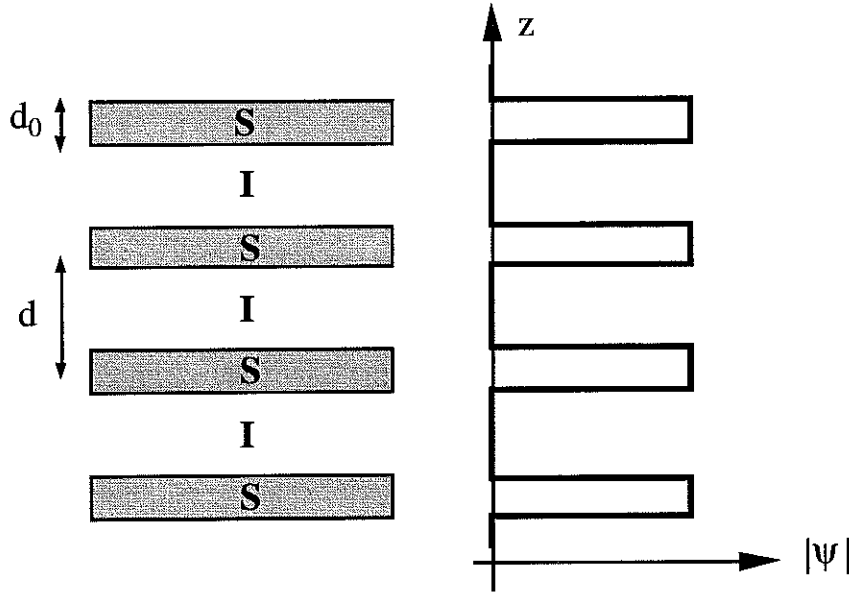


Fig.1.8 : Représentation schématique d'un supraconducteur lamellaire et de la variation spatiale de son P.O. dans le cas où la structure peut être décrite par une alternance de couches Supraconductrices et Isolantes ...S/I/S...

L'étude des supraconducteurs lamellaires²⁹ effectuée par F. R. Gamble et al. en 1970 [56] a conduit Lawrence et Doniach à proposer un an plus tard [57], un développement semi-discret de la fonctionnelle de G.L (1.6). Celui-ci s'adresse à tous supraconducteurs pouvant se modéliser par une superposition alternée de couches Supraconductrices et Isolantes (...S/I/S...). Avec cette approche Lawrence et Doniach ont suggéré le développement suivant pour le potentiel de Gibbs G :

$$G = d \sum_n \int d^2\vec{r} \left\{ \alpha |\psi_n(\vec{r})|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi_n(\vec{r})|^4 + \frac{1}{2m} \left| (-i\hbar \vec{\nabla}_{//} + \frac{e}{c} \vec{A}_{//}) \psi_n \right|^2 \right. \quad (1.55)$$

$$\left. + J \left| \psi_n - \psi_{n+1} \exp \left(-\frac{2\pi i}{\phi_0} \int_{nd}^{(n+1)d} A_z dz \right) \right|^2 \right\} + \int d^3\vec{r} \frac{\hbar^2}{8\pi} - \frac{\vec{h} \cdot \vec{H}}{4\pi}$$

Dans cette expression, les plans supraconducteurs équidistant sont indexés par l'indice n et sont supposés d'épaisseur infiniment mince ($d_0 = 0$, i.e. $d_0 \ll d$) de sorte que le P.O. $\psi_n(x,y)$ puisse être considéré dans chacun d'eux comme étant indépendant de la coordonnée z . La minimisation de la fonctionnelle (1.55) par rapport à ψ_n et $\vec{A}$ permet d'obtenir les équations de G.L. lamellaires qui ne diffèrent des équations de G.L.A. (1.32) et (1.33b) que par leur aspect semi-discret. Ainsi par exemple, l'équation de G.L.A (1.32) a comme analogue une équation aux différences finies.

²⁹ Il s'agissait des composés tels que TaS₂(Pyridine)_{1/2} formés de couches d'atomes métalliques séparées par des couches de molécules organiques d'épaisseur variable.

D'une manière similaire à la théorie de G.L.A., il est possible d'introduire les longueurs caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned}\xi_{//}(T) &= \frac{\hbar}{\sqrt{2m|\alpha(T)|}} ; \xi_{\perp}(T) = d\sqrt{\frac{J}{|\alpha(T)|}} \\ \lambda_{//}(T) &= \sqrt{\frac{m c^2}{4\pi n_s e^2}} ; \lambda_{\perp}(T) = \gamma \lambda_{//}(T)\end{aligned}\tag{1.56}$$

Dans le modèle de Lawrence-Doniach, le rapport d'anisotropie γ est défini comme étant égal à la racine carrée du rapport entre l'énergie cinétique d'une paire de Cooper et l'énergie de couplage entre deux couches supraconductrices adjacentes :

$$\gamma = \sqrt{\frac{\hbar^2 / 2m}{J d^2}}\tag{1.57}$$

Il est possible de retrouver le rapport d'anisotropie (1.34) de la théorie de G.L.A. en posant formellement que $J = \hbar^2 / 2M d^2$. La justification microscopique du modèle de Lawrence-Doniach a été donnée par Bulaewskii [58]. Le paramètre de couplage Josephson J (ainsi que M) peut alors être simplement relié à l'intégrale de transfert t_c des paires de Cooper entre plans pour une surface de Fermi ouverte dans la limite pure : $J = t_c^2 / 4E_F$ où E_F représente l'énergie de Fermi.

Soulignons que $\xi_{\perp}$ n'est défini dans le modèle de Lawrence-Doniach qu'à haute température, lorsque cette longueur est très grande devant d (d_0 étant supposée nulle). Le passage du régime où $\xi_{\perp}$ est défini, à celui pour lequel cette longueur ne l'est pas, correspond à un changement de dimensionnalité du système. Ceci fait l'objet du prochain paragraphe.

IV.B.3. Notions de changement de régime dimensionnel

IV.B.3. a. Champ magnétique parallèle aux couches

Les supraconducteurs lamellaires de type ...S/I/S... présentent un comportement très particulier lorsque la longueur de cohérence perpendiculaire aux couches supraconductrices $\xi_{\perp}(T)$ devient de l'ordre de grandeur de la distance d entre celles-ci. Pour illustrer ce point, il faut calculer le champ critique supérieur parallèle aux couches $H_{c2//}(T)$ à partir de la première équation de L.D., l'analogue à (1.32) [57],[59].

Pour une température suffisamment proche de T_C et à condition de définir une longueur de cohérence effective $\xi_{\perp}(T)$ à partir du couplage Josephson, on retrouve le résultat de G.L.A. à savoir que :

$$H_{C2//}(T) = \frac{\phi_0}{2\pi \xi_{//} \xi_{\perp}}$$

Par contre, loin de T_C, la résolution de la première équation de L.D. conduit à une expression de $H_{C2//}(T)$ qui diverge à une certaine température T_{Cr} < T_C :

$$H_{C2//}(T) = \frac{\phi_0}{\gamma d^2 \sqrt{1 - d^2 / 2\xi_{\perp}^2(T)}}. \quad (1.58)$$

La température T_{Cr} pour laquelle se produit l'annulation du dénominateur en considérant la variation $\xi_{\perp}(T) = \xi_{\perp}(0) / \sqrt{1 - T/T_C}$, est baptisée température de changement de régime (température de "crossover" en anglais). Lorsque T < T_{Cr}, le système multicouche est découplé et se comporte donc comme un ensemble de plans supraconducteurs bidimensionnels (2D) faiblement couplés.

Il est légitime de se poser le problème de la signification physique de cette divergence³⁰. Pour R. A. Klemm, A. Luther et M. R. Beasley [59], les premiers à l'avoir mise en évidence, elle pourrait avoir pour origine la transition dans la structure du coeur du vortex. A T > T_{Cr}, ceux-ci sont du type Abrikosov avec un coeur normal alors que pour T < T_{Cr} ils ont perdu cet aspect singulier et sont un peu analogues à ceux que l'on trouve dans les jonctions Josephson. Bien que cette distinction soit correcte dans une première approche, ne peut-on pas plus simplement, associer cette divergence de $H_{C2//}(T_{Cr})$ à celle des films supraconducteurs infiniment minces³¹ ? On rappelle que pour ces systèmes, le champ critique supérieur parallèle à la surface vaut $H_{C2//} = \phi_0 \sqrt{3} / \pi \xi d_0$ et que cette expression diverge donc dans la limite où $d_0 \rightarrow 0$. Il ne semble donc pas nécessaire de faire intervenir la structure des vortex pour interpréter le comportement singulier de $H_{C2//}$ pour un système lamellaire.

Il n'est peut être pas inutile de donner quelques précisions sur les deux régimes situés de part et d'autre de la température de cross over. A T_{Cr} > T, il est effectivement possible de définir une longueur de cohérence $\xi_{\perp}(T) > d$ mais il ne s'agit pas pour autant d'un véritable régime tridimensionnel. Cette condition correspond à ce que l'on appelle régime quasi-3D du modèle de L.D. ou régime 3D lamellaire pour lequel la longueur de cohérence $\xi_{\perp}(T)$ ne décrit pas une variation continue du P.O. suivant la direction de l'axe $\bar{c}$. Dans cette approche, la fonction ψ_n n'est toujours définie que sur les plans supraconducteurs et $\xi_{\perp}(T)$ est donc à

³⁰ Il est clair qu'il est question ici du champ critique orbital. Dans la pratique, $H_{C2//}$ est toujours fini à cause des effets paramagnétiques et de la limite de Clogston [60].

³¹ Voir par exemple la Thèse A. M. Ettouhami [61].

interpréter comme une longueur de cohérence effective décrivant l'échelle de variation "macroscopique" du P.O. en présence de la structure lamellaire (Fig.1.9a). Pour des températures $T < T_{cr}$, la longueur de cohérence $\xi_{\perp}(T)$ n'a plus de sens et n'a aucun rôle puisque dans l'écriture de la fonctionnelle (1.55) il est supposé explicitement que $d_0 = 0$.

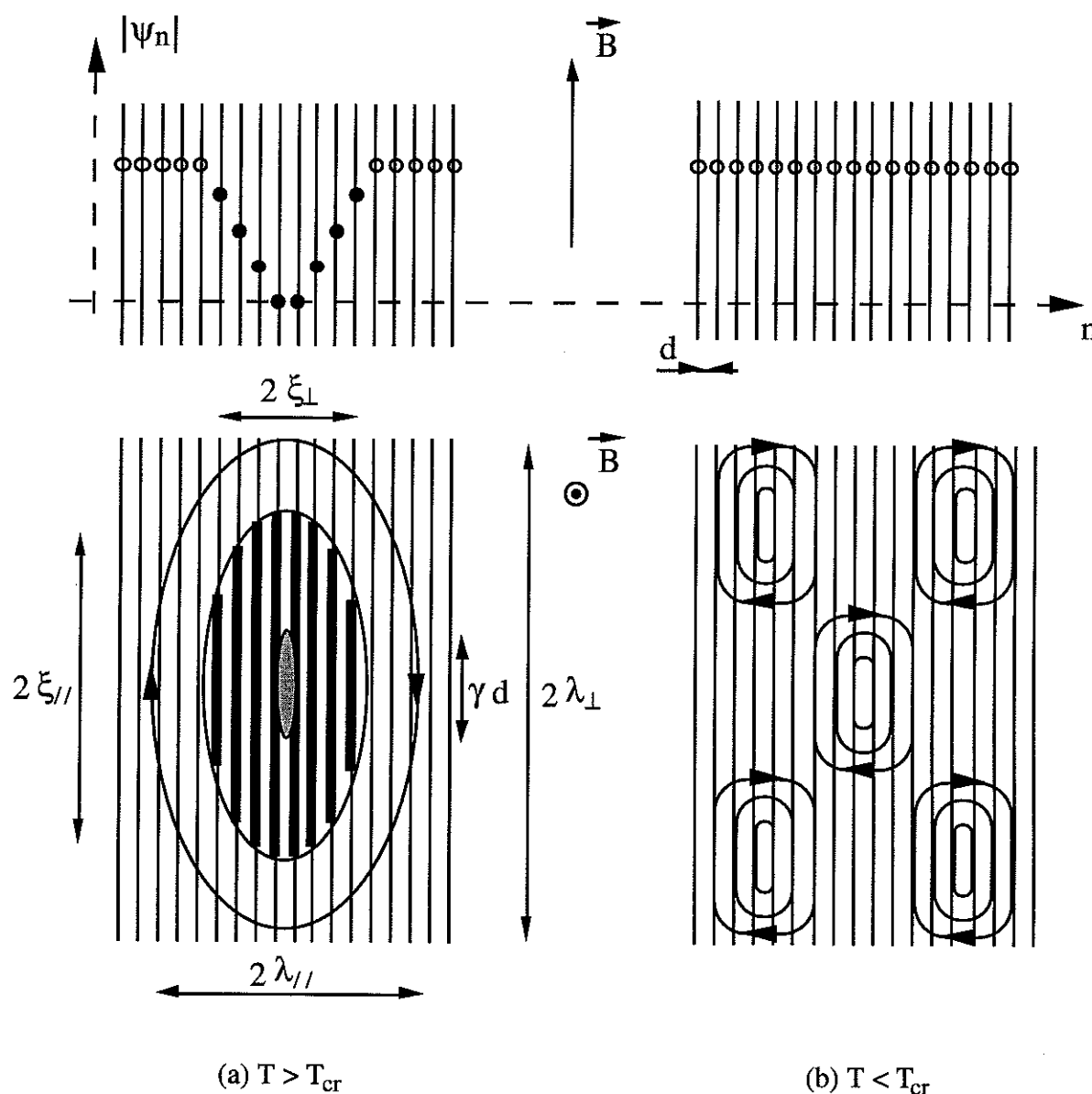


Fig.1.9 : Représentation schématique de la coupe des vortex (a) dans le régime quasi-3D et (b) dans le régime quasi-2D. En ce qui concerne les échelles (non respectées), il faut rappeler que pour les S.H.T_c, γ varie de 5 à de l'ordre de 1000 en fonction du composé et que $\kappa \approx 100$.

La Fig.1.9a représente la structure d'un vortex en coupe dans le régime quasi-3D. Celui-ci est constitué d'un coeur elliptique de dimensions $\xi_{\parallel}(T)$ et $\xi_{\perp}(T)$ à l'intérieur duquel le P.O. se trouve fortement diminué. Au sein de celui-ci se trouve un noyau non linéaire également elliptique de tailles d et γd . Celui-ci vient d'effets liés à la variation spatiale de la phase du P.O. et a tout d'abord été étudié dans le régime quasi-2D par J.P. Carton [62]. Il a été

inclu dans la description quasi-3D par D. Feinberg et A. M. Ettouhami [63],[61]. En dehors du coeur du vortex, on trouve les courants d'écran tunnel qui s'étendent sur la région électromagnétique délimitée par les longueurs $\lambda_{//}(T)$ et $\lambda_{\perp}(T)$. La Fig.1.9.b représente une portion du réseau de vortex Josephson dans le régime quasi-2D ($T < T_{cr}$). Celui-ci, hexagonal et anisotrope a été étudié par J. P. Carton [62] et J. R. Clem [64].

IV.B.3.b. Champ magnétique perpendiculaire aux couches

Dans le régime quasi-3D, les lignes vortex lorsqu'elles sont alignées selon les axes de hautes symétries du cristal, ont une structure assez proche de celle obtenue à partir de l'approche 3D anisotrope. Par contre, il faut insister sur le fait que pour une température $T < T_{cr}$, les résultats de la théorie de G.L.A. ne sont plus correctes. De manière à comprendre la structure des vortex dans le régime quasi-2D lorsque $\vec{H} // \vec{c}$, il s'est révélé instructif dans un premier temps, d'étudier le cas limite pour lequel le couplage Josephson est supposé nul. Cette limite bien que souvent considérée comme le cas 2D, ne doit pas être confondue avec la vraie supraconductivité bidimensionnelle telle qu'elle se développe dans les films très minces car si le couplage électronique est effectivement 2D, le couplage magnétique est lui par nature 3D.

Le premier calcul sur des vortex 2D apparaît dans un travail de K. B. Efetov [65]. A. Buzdin et D. Feinberg ont exprimé l'énergie libre du système comme la somme d'interactions de paires de vortex 2D [66]. On peut également consulter sur cette question les références [67], [68] et [69]. Le calcul détaillé de la distribution du courant et des lignes de champ pour un seul vortex 2D (vortex crêpe, "pancake" en anglais) a été effectué par J.R. Clem [70]. Le champ magnétique de ces objets est dipolaire et s'étend typiquement sur des distances de l'ordre de $\lambda_{//}$. La différence dans la distribution de champ entre un pancake et un vortex à l'intérieur d'un film mince est schématisée Fig.1.10.

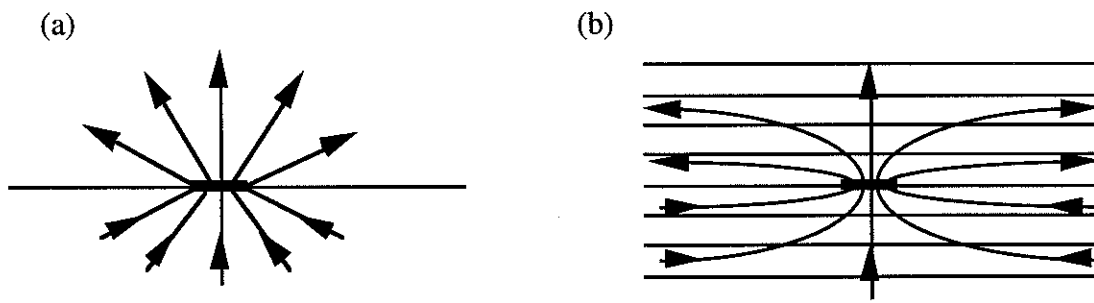


Fig.1.10 : Distinction entre (a) un vortex présent dans un film mince supraconducteur et (b) un pancake dans un supraconducteur lamellaire sans couplage Josephson. Dans le cas du pancake, les lignes de champ magnétiques sont courbées confinées dans une couche d'épaisseur de l'ordre de $\lambda_{//}$ selon l'axe $\vec{c}$.

Lorsque $\vec{H} // \vec{c}$, ces pancakes s'empilent comme des assiettes le long de la direction du champ. Une des particularités de ces pancakes est que lorsque ceux-ci sont situés dans une même couche supraconductrice, ils se repoussent alors que lorsqu'ils sont dans des couches différentes voisines, ils s'attirent [69],[70].

IV.B.3.c. Champ magnétique incliné par rapport à la structure

Lorsque le champ magnétique est incliné par rapport à la structure, que se soit dans le régime quasi-2D ou quasi-3D, les vortex diffèrent très nettement du cas 3D anisotrope. Ceux-ci peuvent être considérés comme des objets composites avec une structure en marches d'escalier ("kink" en anglais) qui alterne des segments de vortex Josephson dans la direction parallèle aux plans ($\vec{a}$, $\vec{b}$) et des pancakes le long de l'axe $\vec{c}$ (Fig.1.11). La distinction entre la structure d'un vortex à $T < T_{cr}$ et celle à $T > T_{cr}$ tient au fait que, dans le régime quasi-2D, les pancakes ont une taille plus réduite et que la longueur d'une marche L_k au lieu d'être de l'ordre de $\xi_{//}$ devient de l'ordre de γd .

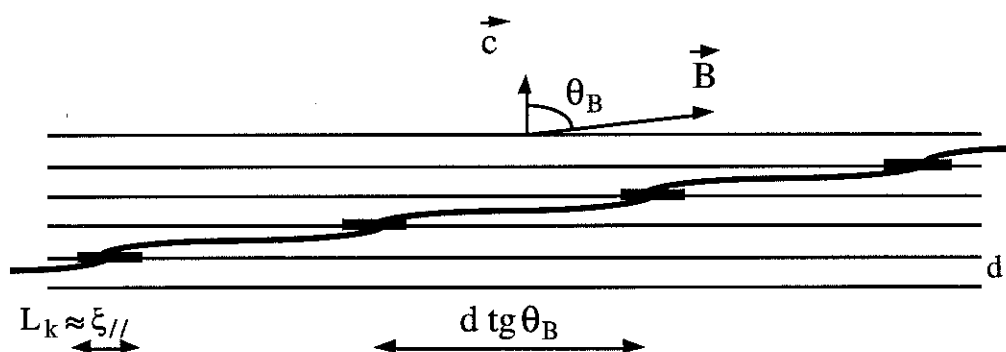


Fig.1.11 : Représentation schématique du cœur d'un vortex dans le régime quasi-3D, lorsque celui-ci est incliné par rapport à la structure.

C'est précisément cette structure en kinks de la ligne de vortex qui conduit à des propriétés originales de l'état mixte. Ainsi par exemple, à partir d'une certaine inclinaison du champ appliqué $|90^\circ - \theta_c| \leq 90^\circ$, ces kinks vont disparaître ($\theta_B = 90^\circ$), produisant par ce fait un encastrement du vortex dans la structure lamellaire : il s'agit de la transition de verrouillage ("Lock-In transition" en anglais) prédite pour la première fois par D. Feinberg et C. Villard [71]. Pour de plus amples développements sur cette transition, on pourra consulter [61],[63],[72] et [73].

V. Un aperçu des problèmes relatifs au piégeage des vortex

V.A. Introduction

L'ensemble des considérations développées jusqu'à ce paragraphe se réfèrent à des supraconducteurs parfaits pour lesquels seul le rôle de défaut (inévitables) joué par la surface a été évoqué. En absence de défauts structuraux (dislocations, joints de macles, joints de grains...), chimiques (lacunes, substitutions...) ou autres, les vortex présents dans un supraconducteur de type II, sont libres de se déplacer. La valeur du courant critique J_c pouvant circuler dans ce matériau sans dissipation est alors nulle puisque la force de Lorentz par unité de longueur ($\vec{f} = \vec{J}_c \times \vec{\Phi}_0 / c$) qui agit sur un vortex (supposé isolé) le met en mouvement. Un supraconducteur de type II parfait se caractérise donc par la condition $J_c(H_{c1}) = 0$. Dans la réalité, les matériaux présentent très souvent des défauts qui piègent les vortex et la densité de courant critique se révèle être une quantité extrinsèque qui se définit comme étant celle qui dépiège les vortex.

D'une manière générale, les effets dus au piégeage résultent d'une compétition entre les deux types d'interactions intervenant dans le problème. Il y a d'une part l'interaction vortex-défaut(s) et d'autre part l'interaction vortex-vortex. Cette dernière est en général traitée en utilisant les constantes élastiques du réseau de lignes de flux. Cet aspect fera l'objet d'un premier paragraphe dans lequel, les effets de l'élasticité non locale et de l'anisotropie seront discutés. Puis l'aspect du piégeage des vortex sera tout d'abord introduit avec le concept d'état critique. Ensuite, les problèmes de sommation des différentes forces de piégeage sera abordé en essayant de faire ressortir la nécessité de prendre en compte la rigidité du réseau de vortex. Ceci permettra d'introduire la théorie du piégeage collectif développée par A. I. Larkin et Y. N. Ovchinnikov [74]. Nous terminerons ce paragraphe par un résumé des différents types d'interactions pouvant exister entre un vortex et un défaut ainsi que l'expression de leur énergie à partir de la fonctionnelle de G.L.

V.B. L'élasticité du réseau de vortex

V.B.1. L'élasticité dans l'approximation locale

La mise sous contrainte des lignes de champ magnétique augmente leur énergie. Le concept d'élasticité des lignes de flux a été introduit par Maxwell en 1892 pour décrire les forces agissant sur un corps en termes de compressibilité du champ magnétique. Comme cette idée repose uniquement sur la densité d'énergie de champ, elle peut être appliquée au cas des supraconducteurs si H est remplacé par la loi définissant le champ magnétique thermodynamique $H(B)$: l'arrangement périodique des lignes de flux magnétique traversant un supraconducteur de type II a pour effet de modifier leurs constantes élastiques par rapport au cas où celles-ci sont uniformément réparties. Comme dans tout matériau cristallin, les constantes élastiques d'un cristal de flux reflètent les deux caractéristiques principales que sont

les interactions entre ses constituants et la symétrie du réseau. La détermination des constantes élastiques du réseau de vortex à l'équilibre est due à R. Labush [75a]. Comme ces constantes sont des fonctions de l'espacement entre vortex, elles varient donc avec le champ magnétique appliqué³².

Considérons les vortex alignés suivant l'axe z et un réseau à symétrie hexagonale dans les plans x,y. L'invariance par translation suivant la direction z réduit les relations générales existant entre les composantes du tenseur des contraintes et celles du tenseur des déformations à ³³ :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{xx} \\ u_{yy} \\ u_{yz} \\ u_{xz} \\ u_{xy} \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

et avec la restriction $2c_{66} = c_{11} - c_{12}$; ainsi il ne reste que trois constantes élastiques indépendantes qui se déterminent à partir de considérations thermodynamiques [76].

(i) Le module de compression uniforme, $K = (c_{11} + c_{12})/2$:

Il exprime la résistance à la compression dans le plan xy des lignes de flux alignées selon l'axe z. Considérons pour déterminer K, la compression uniforme produisant la variation relative de volume $u_{xx} = u_{yy} = \delta V/2V$. La contrainte s'écrit $\delta P = \sigma_{xx} = (c_{11} + c_{12}) \delta V/2V$. Comme f représente la densité d'énergie libre de Helmholtz, la condition $BV = \text{constante}$ permet d'écrire $P = -V(\partial f/\partial V) - f = B(df/dB) - f$. En utilisant la définition du champ thermodynamique $H = 4\pi df/dB$ dans la calcul de $\partial P/\partial V$, il en résulte que : $c_{11} + c_{12} = -2V \partial P/\partial V = 2B^2 dH/4\pi dB$. Comme c_{66} se révèle petit comparé à c_{11} et c_{12} :

$$c_{11} \approx c_{12} \approx \frac{B^2}{4\pi} \frac{dH}{dB}. \quad (1.60)$$

(ii) Le module d'inclinaison, c_{44} :

Il détermine la résistance à l'inclinaison des vortex par rapport au champ magnétique appliqué. Soit α cette angle d'inclinaison, la condition $B \cos \alpha = \text{constante}$ (qui exprime conservation du flux) ainsi que la limite des petites inclinaisons $\delta B = \alpha B \delta \alpha$ permettent d'écrire

³² On rappelle que la distance moyenne entre vortex est typiquement de l'ordre de $\sqrt{\phi_0/B}$ et plus précisément égale à $(2/\sqrt{3})^{1/2} \sqrt{\phi_0/B}$ dans le cas d'un réseau hexagonal.

³³ Pour les coefficients élastiques, la notation de Voigts est utilisée: la valeur des indices de 1 à 6 représente respectivement les suffixes xx, yy, zz, xz et xy. Le tenseur des déformations u_{ij} exprime les variations relatives au 1^{er} ordre de la position des vortex $\vec{r} = \vec{R} + \vec{u}$ repérée par rapport à l'équilibre $\vec{R}$. Ce sont les dérivées spatiales du champ de déplacement $\vec{u}$: $u_{ij} = \partial_i u_j$ et $u_{ij} = \partial_i u_j + \partial_j u_i$.

le travail fourni au réseau sous la forme : $\delta W = V(df/dB) (dB/d\alpha) d\alpha$. L'identification de cette expression à $\sigma_{xz}d\alpha$ permet de déterminer le module d'inclinaison :

$$c_{44} = \frac{B H(B)}{4\pi} . \quad (1.61)$$

(iii) Le module de cisaillement, c_{66} :

Il exprime la résistance au cisaillement des vortex dans les plans x,y. C'est la seule constante caractéristique de la symétrie du réseau de vortex. Elle est donc proche de l'expression donnant la différence d'énergie entre le réseau carré et celui triangulaire et s'annule à H_{C2} . Proche de H_{C1} , Labush [75a] a montré que :

$$c_{66} = \frac{1}{8\pi} \int_0^B B'^2 \frac{d^2 H(B')}{dB'^2} dB' \quad (1.62)$$

Dans la limite des forts champs magnétiques (H proche de H_{C2}), les constantes élastiques doivent être déterminées à partir de l'énergie libre f . Pour un supraconducteur fortement de type II ($\kappa \gg 1$), R. Labush a obtenu pour le module de cisaillement l'expression [75a] :

$$c_{66} \approx (H_C^2 / 8\pi\beta_A)(1 - H / H_{C2})^2. \quad (1.63)$$

En utilisant cette expression, on peut voir que le rapport de c_{66} sur c_{44} ou c_{12} est de l'ordre de $1/10\kappa^2$ pour $H = H_{C2}/2$. D'autre part, la relation (1.38) a le mérite de montrer que la fonte du réseau de vortex est une tendance naturelle à proximité du champ critique supérieur H_{C2} puisque $c_{66} \rightarrow 0$.

V.B.2. L'élasticité non locale et ses conséquences

Dans la limite où les déformations varient peu sur l'échelle de longueur définie par une profondeur de pénétration effective $\lambda' = \lambda / (1 - H / H_{C2})^{1/2}$, l'énergie élastique du réseau de vortex soumis au champ de contraintes u_{ij} est alors donnée par l'expression locale :

$$U_{\text{élast.}} = \frac{1}{2} \int dV \left[c_{11}(u_{xx} + u_{yy})^2 + c_{66}\{(u_{xy} + u_{yz})^2 + (u_{xx} - u_{yy})^2\} + c_{44}(u_{xz} + u_{yz})^2 \right] \quad (1.64)$$

Dans le cas contraire, E. H. Brandt suggéra le premier l'emploi de l'élasticité non locale [77a]. Il est alors plus commode pour exprimer l'aspect non local des coefficients élastiques,

d'utiliser l'expression de l'énergie en termes de champ de déplacement $\vec{v}(\vec{k})$ dans l'espace de Fourier :

$$U_{\text{élast.}} = \frac{1}{2} \int_{\text{Z.B.}} \frac{d^3k}{8\pi^3} \sum_{\alpha, \beta} v_{\alpha}(\vec{k}) v_{\beta}^*(\vec{k}) \Phi_{\alpha\beta}(\vec{k}), \quad (1.65)$$

où α et β décrivent les coordonnées cartésiennes x et y . Dans cette expression, $\Phi_{\alpha\beta}(\vec{k})$ représente la matrice élastique et l'intégration s'étend sur la 1^{ère} Zone de Brillouin (Z.B.) ainsi que pour $-\infty < k_z < \infty$. En général, $\Phi_{\alpha\beta}(\vec{k})$ et $\vec{v}(\vec{k})$ sont des quantités périodiques dans l'espace Fourier. Une approximation utile de $\Phi_{\alpha\beta}$ peut être donnée, elle correspond au cas où $k \ll k_{\text{ZB}}$ avec $k_{\text{ZB}} = 2H/H_{c2}\xi$:

$$\Phi_{\alpha\beta}(\vec{k}) = k_{\alpha}k_{\beta} (c_{11}(\vec{k}) - c_{66}) + \delta_{\alpha\beta} [(k_x^2 + k_y^2) c_{66} + k_z^2 c_{44}(\vec{k})] \quad (1.66)$$

avec cette expression, la relation (1.60) devient :

$$c_{11}(\vec{k}) - c_{66} = \frac{H_{c2}^2}{4\pi} \frac{(H/H_{c2})^2}{1 + \lambda'^2 k^2} \frac{1 - 1/2\kappa^2}{1 + \lambda'^2 k^2 / 2\kappa^2}, \quad (1.67)$$

et le coefficient c_{44} a comme relation de dispersion :

$$c_{44}(\vec{k}) = \frac{H_{c2}^2}{4\pi} \left[\frac{(H/H_{c2})^2}{1 + \lambda'^2 k^2} + \frac{H/H_{c2}(1 - H/H_{c2})}{\kappa^2} \right], \quad (1.68)$$

avec $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Les deux termes de $c_{44}(\vec{k})$ sont égaux lorsque $k \approx k_{\text{ZB}}$. Les expressions (1.67) et (1.68) s'appliquent soit dans le cas où $\kappa^2 H/H_{c2} \gg 1$ soit pour $H/H_{c2} > 0.3$. Dans ces deux cas, les champs magnétiques des vortex se chevauchent fortement. Ces relations montrent que le module de compression et le module d'inclinaison (mais pas c_{66}) sont dispersifs : ils dépendent de la longueur d'onde $2\pi/k$ du champ de contraintes. Le réseau de vortex est plus mou pour des déformations à petites longueurs d'onde qu'il ne l'est pour des déformations uniformes. Les rapports $c_{11}(0)/c_{11}(\vec{k}) = 2\kappa^2 H^2 / (H_{c2} - H)^2$ et $c_{44}(0)/c_{44}(\vec{k}) = \kappa^2 H / (H_{c2} - H)$ sont très grands lorsque $\kappa \gg 1$ ou bien lorsque $H \approx H_{c2}$. L'aspect non local de la réponse élastique du réseau de vortex a plusieurs conséquences importantes [77b] :

- Le déplacement des lignes de flux causé par de petits sites de piégeage est plus important que celui calculé avec la théorie locale. Ceci rend en fait, plus efficace la sommation des forces de piégeage réparties aléatoirement, ce qui augmente la densité de courant critique calculée (voir le paragraphe sur le piégeage collectif).

- Les processus de coupage et recollage des lignes de flux se trouvent être favorisés.
- L'effet des fluctuations thermiques s'accroît. Par exemple, le déplacement $u(0)$ du réseau de vortex à l'endroit où s'exerce une force de piégeage ponctuelle f et la valeur moyenne du carré de ce déplacement $\langle u^2 \rangle$ sont proportionnels à la même intégrale dans l'approximation des milieux continus :

$$\begin{aligned} \frac{2u(0)}{f} = \frac{\langle u^2 \rangle}{k_B T} &\approx \int_{Z.B.} \frac{d^3 k}{8\pi} \left[c_{66}(k_x^2 + k_y^2) + c_{44}(\vec{k})k_z^2 \right]^{-1} \\ &\approx \frac{4\kappa}{H_{c2}} \frac{1}{H(1 - H/H_{c2})} \left[1 + \left(\frac{\kappa^2 H / 2H_{c2}}{1 - H/H_{c2}} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (1.69)$$

Le premier terme de l'expression entre crochets est le résultat de l'élasticité locale; il peut être obtenu en remplaçant dans l'intégrale $c_{44}(k)$ par $c_{44}(0)$. Le second terme vient de la non localité, il peut être très grand (surtout dans le cas de supraconducteurs fortement de type II) et diverge même à H_{c2} .

V.B.3. L'élasticité du réseau de vortex anisotrope

La généralisation de la théorie de l'élasticité non locale au cas du réseau de vortex anisotrope est assez fastidieuse. Bien que l'énergie élastique s'écrive toujours sous la forme de l'expression (1.65), la matrice élastique (1.66) prend en général une forme plus compliquée (excepté lorsque $\vec{B} // \vec{c}$). En effet, dans le cas d'un réseau de vortex anisotrope, il se révèle nécessaire de considérer la dépendance angulaire de nouveaux coefficients élastiques en plus de celle de c_{11} , c_{44} et c_{66} . Ainsi par exemple, il est clair qu'une inclinaison du réseau dans la direction parallèle aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$ coûtera moins d'énergie que dans une direction perpendiculaire d'où la nécessité d'avoir deux coefficients $c_{44}^{//}(\theta_B)$ et $c_{44}^{\perp}(\theta_B)$. Il en est de même pour les modes de cisaillement pour lesquels on définit deux coefficients $c_{66}^{//}(\theta_B)$ et $c_{66}^{\perp}(\theta_B)$. A cela, il convient également d'ajouter des coefficients élastiques décrivant des modes mixtes pour lesquels les déformations de compression ou de cisaillement sont couplées à celles d'inclinaison. Une étude en détail de tous ces coefficients est donnée par Schöenberg et al. [51] ainsi que dans l'article de revue de Blatter et al. [52].

V.C. L'approche du piégeage des vortex par le concept d'état critique

Le paragraphe précédent a donné l'expression des coefficients élastiques du réseau de vortex. Il est alors maintenant possible de connaître, en principe, les déformations du réseau provoquées par des forces locales de différents types. Lorsqu'un supraconducteur de type II

sans défauts est soumis à un champ supérieur à H_{c1} , il est le siège d'une densité de flux distribuée de manière uniforme, c'est à dire en équilibre avec le champ extérieur. Si des défauts sont présents dans l'échantillon, ils vont empêcher le mouvement libre des vortex et lors de l'application champ magnétique croissant par exemple, ces défauts vont entraîner la présence d'une densité de vortex plus importante près des bords de l'échantillon qu'au centre. Autrement dit, la présence de défauts dans le supraconducteur entraîne lors de l'application d'un champ magnétique, l'apparition d'un gradient de B ce qui a pour effet de mettre sous tension le réseau de vortex. Il est possible de donner l'expression de la force magnétique par unité de volume F_v qui agit sur le réseau de vortex en suivant les arguments proposés par R. Labush à partir de la théorie élastique dans l'approximation locale³⁴ :

$$F_v^i = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \sum_{j,k,l} c_{ijkl} \frac{\partial u_{kl}}{\partial x_j}$$

où σ_{ij} représente le tenseur des contraintes, u_{kl} celui des déformations et c_{ijkl} le tenseur des coefficients élastiques du réseau de vortex. Si seul un gradient dans la distribution des vortex est présent (pas de courbure des vortex), cette expression se réduit à :

$$F_v^i = K \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_m u_{mm} \right) \approx K \frac{\partial B}{B \partial x_i}$$

où $K = (c_{11} + c_{12})/2$ représente le module de compression uniaxial du réseau de vortex rectilignes. En remplaçant les coefficients élastiques par leur valeur (1.60), il est alors possible d'obtenir la relation de J. Friedel [78] :

$$F_v^i = \frac{B}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial x_i} \quad \text{où } i = x \text{ et } y \quad (1.70)$$

Lorsque cette force magnétique devient supérieure à la force de piégeage des vortex F_c , ceux-ci se déplacent de manière à réduire le gradient jusqu'à ce qu'un équilibre puisse à nouveau s'établir entre les deux forces : il s'agit du concept d'état critique qui est associé à un gradient critique dans la distribution des vortex. Celui-ci se révèle être très fructueux pour décrire les cycles d'hystérésis de l'aimantation des supraconducteurs de type II. Nous rappellerons au chapitre 3 le modèle de C. P. Bean [79a] qui repose sur ce concept et qui permettra d'interpréter une partie de nos résultats expérimentaux.

³⁴ Voir également la livre de De Gennes [22, p.84].

V.D. Le problème de la sommation des forces d'ancrage

Les premières approches théoriques visant à calculer la force d'ancrage des vortex ont tout de suite considéré le problème qui considère que sous l'action d'une force élémentaire d'interaction, un vortex se trouve localement déplacé d'une distance u_0 par rapport à sa position d'équilibre, l'élasticité du réseau de vortex se traduisant par une force de rappel. En 1968, H. T. Coffey [80] calcula à l'aide d'un modèle simplifié, la force d'ancrage en supposant qu'elle est égale à la force de rappel exercée par le réseau de vortex. Après avoir effectué un choix empirique de u_0 il aboutit au résultat que la force résultante $F_p = J_c B$ est proportionnelle à la densité surfacique de centres d'ancrage n_p :

$$F_p = \frac{n_p H_c}{4\pi \lambda} \left(\frac{H}{H_{c2}} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{H}{H_{c2}} \right) \quad (1.71)$$

En comparant l'expression de J_c déduite de cette expression avec des résultats expérimentaux obtenus sur Nb₃Sn et NbTi, il trouve un bon accord sur une plage de champ assez large.

En 1969, W. A. Fietz et W. W. Webb [81] ont tenté d'explicitier u_0 en proposant un modèle qui prend en compte l'élasticité du réseau de vortex. Pour justifier ce choix, ils font remarquer qu'il ne peut pas exister une force de piégeage résultante sur un réseau de vortex parfaitement rigide interagissant avec une distribution aléatoire de centres d'ancrage. En effet, statistiquement, toutes les forces d'ancrage vont alors se compenser. Par contre si le réseau de vortex peut localement se déformer pour minimiser son énergie, celle-ci va dépendre de la position des vortex par rapport à la distribution des centres et il en résulte alors une force. Intuitivement, on peut concevoir que cette force va dépendre de l'aptitude du réseau à se déformer pour s'écarter de sa position d'équilibre sous l'action des forces d'ancrage f_c exercées par les centres d'ancrage. Si u_0 représente cet écart, $u_0 \approx f_c/C$ où C représente la rigidité du vortex. En supposant que le nombre de centres N interagissant avec le vortex est proportionnel à u_0 , W. A. Fietz et W. W. Webb [81] trouvent que :

$$F_p = N f_c \propto \frac{f_c^2}{C} \quad (1.72)$$

où C est une fonction de B . Le résultat le plus marquant de cette approche est la dépendance quadratique de F_p avec f_c .

En 1969, Labush [75b] propose une théorie statistique satisfaisante pour calculer F_p à partir de la force élémentaire vortex-défaut f_c . Il considère l'interaction entre vortex en traitant le réseau de vortex comme un milieu élastique caractérisé par ces 3 modules élastiques C_{11} ,

C_{44} et C_{66} . Il cherche alors les solutions de l'équation générale des forces agissant sur un segment de vortex qui conduisent à un équilibre métastable. Dans le cas d'une distribution aléatoire de centres d'ancrage et en supposant que la portée de l'interaction vortex-défaut soit inférieure à la distance entre vortex, il aboutit à l'expression de la force de piégeage par unité de volume :

$$F_p = \frac{n_p f_c^2}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{B}{\phi_0} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{\sqrt{C_{11}C_{44}}} - \frac{1}{\sqrt{C_{66}C_{44}}} \right) \quad (1.73)$$

Cette expression peut servir de support théorique aux lois d'échelle en général utilisées pour interpréter la variation avec le champ appliqué de la densité de courant critique dans le cas du régime d'ancrage fort :

$$J_c(B) = J_{c0} \left(\frac{H}{H_{c2}} \right)^p \left(1 - \frac{H}{H_{c2}} \right)^q \quad (1.74)$$

où p et q désignent des exposants caractéristiques.

Ces différentes approches ont toutes pour point commun le fait que la force de piégeage résultante F_p est proportionnelle au nombre de centres d'ancrage, ce qui constitue une des caractéristiques du régime de l'ancrage fort. Pour de plus amples informations sur les différents aspects du piégeage, on pourra consulter le livre de H. Ullmaier [82] ainsi que l'article de revue de A. M. Campbell et J. E. Evetts [76].

V.E. Un aperçu de la théorie du piégeage collectif de Larkin-Ovchinnikov

La théorie de l'ancrage faible développée par A. I. Larkin et Yu. N. Ovchinnikov [74]³⁵ repose sur le fait qu'il se révèle essentiel, pour obtenir une force de piégeage résultante F_p , de considérer que la présence des défauts détruit l'ordre à longue portée du réseau de vortex. Seul l'ordre à courte distance est préservé ce qui définit un certain volume de corrélation V_c . A partir de là, il est alors possible de résumer les trois principales idées de cette théorie [77c] :

(i) Soient $\vec{f}_i$ la force élémentaire exercée sur les vortex par le défaut individuel indexé par la lettre i et n_p la densité moyenne de ces défauts répartis de façon aléatoire. La force de piégeage moyenne F_p est estimée à partir des fluctuations de la force totale agissant sur le volume V_c . Autrement dit, les $n_p V_c$ centres de piégeage s'ajoutent de manière statistique d'où une force résultante par unité de volume :

³⁵ On peut souligner que ce problème théorique de sommation de faibles forces de piégeage réparties aléatoirement a également été résolu de manière indépendante par P. A. Lee and T. M. Rice [83] qui considéraient alors le problème du piégeage des ondes de densité de charges.

$$F_p = J_c B = \frac{\langle n_p V_c f_i^2 \rangle^{1/2}}{V_c} = \left(\frac{W}{V_c} \right)^{1/2} \quad (1.75)$$

où $W = n_p \langle f_i^2 \rangle$ représente le carré moyen des fluctuations par unité de volume.

(ii) Le volume V_c est estimé à partir de la fonction d'autocorrélation spatiale $g(\vec{r})$ du champ des déplacements $\vec{u}(\vec{r})$ provoquée par les forces élémentaires $\vec{f}_i$. Plus précisément, V_c est déterminé par la condition :

$$g(\vec{r}) = \langle (\vec{u}(\vec{r}) - \vec{u}(0))^2 \rangle \leq r_p^2 \quad (1.76)$$

où r_p représente la portée des forces de piégeage. Ceci revient à considérer qu'à l'intérieur de V_c , $|\vec{u}(\vec{r})| < r_p$. Quelques exemples de volumes de corrélation peuvent être donnés en fonction de la dimensionnalité du problème en introduisant les longueurs de corrélations parallèle L_c et perpendiculaire R_c aux lignes de vortex. Ainsi par exemple à 3 dimensions, V_c est un ellipsoïde de volume $(4\pi/3) R_c^2 L_c$ et à 2 dimensions c'est un cercle de volume πR_c^2 ³⁶. Soulignons que la théorie de l'ancrage collectif n'est valable que si V_c contient un grand nombre de centres d'ancrage ($n_p V_c \gg 1$). Les cas pour lesquels cette condition n'est pas vérifiée, correspondent plutôt à un régime d'ancrage fort et ne peuvent pas être décrits par cette théorie.

(iii) Dans la limite du piégeage faible, W et $g(\vec{r})$ peuvent être calculées à partir des forces non corrélées qui agiraient sur le réseau de vortex si celui-ci était rigide ($\langle f_i^2 \rangle \approx f_c^2$). Le $g(\vec{r})$ résultant est alors proportionnel à W divisé par une certaine combinaison des coefficients élastiques.

Les principales prédictions de la théorie du piégeage collectif sont que :

- F_p dépend du carré moyen des forces de piégeages élémentaires et donc que des sites de piégeage attractif ou répulsif agissent de la même manière,
- F_p est une fonction de W (elle lui est proportionnelle dans la limite du piégeage faible) et d'autre part,
- qu'il n'existe pas de seuil pour les forces élémentaires (au sens où $F_p = 0$ pour $f \leq$ seuil).

Le grand succès de cette théorie a été d'expliquer la croissance importante de la densité de courant critique $J_c(H)$ dans les supraconducteurs de type II lorsque le champ appliqué a une

³⁶ Plus exactement dans le cas des films minces, le volume de corrélation à considérer est un cylindre dont la hauteur est égale à l'épaisseur du film.

valeur juste inférieure à H_{C2} . Ce concept de piégeage collectif se révèle également très fructueux pour d'autres problèmes tel que par exemple celui concernant le piégeage des dislocations par un soluté d'atomes [77c]. Une approche analogue avait déjà été utilisée pour le problème du piégeage des parois de Bloch dans les matériaux magnétiques [84].

V.F. L'énergie de piégeage à partir de la fonctionnelle de Ginzburg-Landau

Pour terminer cet aperçu des phénomènes de piégeage des vortex, il est maintenant proposé une revue des principaux mécanismes d'interaction entre un vortex et un défaut. Ceci permettra dans le cadre de la théorie de G.L., de donner l'expression de la force d'ancrage élémentaire f_C .

(i) Les deux types d'interaction vortex-défaut

Les défauts présents dans le supraconducteur modifient localement ses propriétés physiques et par conséquent ses paramètres caractéristiques. Ces modifications locales peuvent affecter directement l'une ou l'autre des deux caractéristiques de l'état mixte que sont la modulation (périodique) du P.O. et celle du champ magnétique microscopique. Cette distinction permet une première classification des mécanismes élémentaires de couplage du vortex au matériau en termes d'interactions de coeur et d'interactions magnétiques.

(ii) Les interactions magnétiques

En général, celles-ci ont pour origine une interface S/N parallèle au champ appliqué. Cette interface pouvant être la surface de l'échantillon ou un précipité de taille plus grande ou égale à λ . Dans ces deux cas, le mécanisme d'interaction avec l'interface se ramène à celui évoqué pour le problème de la barrière de surface. En présence de l'interface, la distribution du courant autour du coeur du vortex est modifiée de manière à ce que la composante normale à la surface s'annule. Théoriquement, ce problème se ramène à considérer l'attraction du vortex par son anti-vortex image par rapport à l'interface. Cette interaction s'oppose à la répulsion qui provient des courants écrantant le champ magnétique extérieur. Dans le cas des supraconducteurs fortement de type II ($\kappa \gg 1$), ce mécanisme d'interaction est faible, il disparaît en général pour les fortes valeurs de champ magnétique.

(iii) Les interactions de coeur

Dans la majorité des phénomènes de piégeage des vortex, que les défauts soient ponctuels (lacunes, substitutions...), linéaires (dislocations..) ou plans (joints de macles, joints de grains...), le couplage agit sur la variation spatiale du P.O. Autour du défaut, les propriétés du supraconducteur telles que la densité, l'élasticité, le couplage électrons-phonons ou le libre parcours moyen électronique (l_e) se trouvent être modifiées. Une modification des trois

premières propriétés conduit localement à une variation de T_c , alors qu'une variation locale de l_e agit principalement sur κ . Cette distinction a son importance parce qu'elle donne des dépendances en champ et température totalement différentes pour les forces de piégeage. Il est possible de donner une expression de l'énergie de piégeage à partir de la fonctionnelle de G.L.(1.6). Les défauts perturbent les coefficients α , β ainsi que $\bar{A}$ et ψ . Comme G est supposée minimum à l'équilibre par rapport aux variations de $\bar{A}$ et ψ , l'énergie de piégeage au premier ordre peut être obtenue en considérant uniquement les modifications $\delta\alpha$ et $\delta\beta$ de ces coefficients [76]. En toute rigueur cette approche n'est valable que si la taille caractéristique du défaut est petite devant ξ . En écrivant $\delta\alpha$ et $\delta\beta$ en termes de quantités mesurables, au premier ordre l'énergie d'interaction vortex-défaut peut s'écrire :

$$\delta E = \int \frac{H_c^2}{8\pi} \left\{ - \frac{\delta H_{c2}^2}{H_{c2}^2} |\psi|^2 + \frac{1}{2} \frac{\delta \kappa^2}{\kappa^2} |\psi|^4 \right\} dV. \quad (1.77)$$

Cette expression signifie que si δH_{c2} et $\delta \kappa$ représentent la variation sur une certaine distance du champ critique supérieur et du paramètre de G.L., alors l'énergie d'interaction vortex-défaut δE à cette même distance est donnée par (1.77). Cette expression montre que pour les forts champs magnétiques, $|\psi|^4 \ll |\psi|^2$, et le piégeage est donné par δH_{c2} alors que pour les basses valeurs pour lesquelles $|\psi|^4 \approx |\psi|^2$, il est déterminé par $\delta(H_{c2} / \kappa) \approx \delta H_c$. Le gradient maximum de cette énergie (1.77) donne la force élémentaire de piégeage f_c .

VI. Conclusion

Cette introduction à la description phénoménologique des S.H.T_c essaye de proposer, tout en restant dans des proportions raisonnables, un aperçu aussi complet que possible des principaux développements qui nous seront utiles dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux. Etant donné la grande richesse de cette phénoménologie, il est clair que de nombreux points n'ont pu qu'être laissés sous silence. Ainsi par exemple, en plus de l'élasticité linéaire du réseau de vortex, il convient également de considérer sa plasticité, un problème difficile. Celle-ci est tout particulièrement importante dans le cas des S.H.T_c, puisque la faible valeur des coefficients élastiques favorisent la formation de dislocations soit par fluctuations thermiques, soit par des contraintes internes générées par le piégeage et la force de Lorentz [77 d,e,f].

Mais face à ce bel édifice formel on est en droit de se poser la question : Où se situe la réalité expérimentale ? D'une manière générale, on se trouve très souvent confronté dans l'approche expérimentale à des conditions très éloignées de l'équilibre thermodynamique, que

ce soit au niveau des mesures de transports (hors équilibre local) où bien au niveau des mesures magnétiques (hors équilibre global). Ceci rend très délicat toutes interprétations de résultats, même les plus simples (apparemment), comme par exemple ceux qui concernent la mesure des champs critiques H_{C2} où H_{C1} . Cette réalité se révèle d'autant plus gênante que l'ensemble des propriétés irréversibles des supraconducteurs de type II est encore loin d'être bien compris. Un des objectifs de ce présent travail va donc être dans un premier temps, de faire ressortir ces aspects hors équilibre qui sont importants afin d'essayer de les cerner. Dans un second temps, ce travail se propose principalement de tester par des mesures de la dépendance angulaire du vecteur aimantation, la validité de la théorie de G.L.A dans le régime fort champ ($H_{C2} - H \ll H_{C2}$) ainsi que dans le régime de London ($H_{C1} \ll H \ll H_{C2}$).

Chapitre 2

Présentation des techniques expérimentales et des échantillons supraconducteurs

Plan du chapitre 2

I. Introduction.....	62
II. Principes de mesure d'une aimantation statique.....	62
II.A. Généralités sur les deux techniques de mesure d'une aimantation.	
II.B. Les magnétomètres conventionnels.	
II.C. Les magnétomètres à SQUID.	
III. Présentation du principal dispositif utilisé : Le magnétomètre à double SQUID.....	67
III.A. Caractéristique des deux SQUID et des bobines de détection.	
III.B. Les différents degrés de liberté de l'échantillon dans le double SQUID.	
III.C. L'ensemble cryogénique.	
III.D. L'ensemble produisant le champ magnétique.	
IV. Récapitulatifs des différents moyens expérimentaux utilisés.....	70
V. Présentation des différents échantillons supraconducteurs étudiés	71
V.A. Système $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.	
V.B. Système $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.	
V.C. Répertoires des différents échantillons supraconducteurs.	
VI. Conclusion.....	73

Chapitre 2 :

Présentation des techniques expérimentales et des échantillons supraconducteurs

L'expérimentation se définit comme "le contrôle d'une idée par un fait ". (C. Bernard, Introduction à la médecine expérimentale, 1865)

Résumé

Ce chapitre commence par un rappel des deux techniques expérimentales en général mises en oeuvre pour mesurer une aimantation statique. Celles-ci reposent soit sur la loi de Lenz soit sur l'effet Josephson alternatif. Puis le principal appareillage utilisé dans cette étude est présenté : il s'agit d'un magnétomètre à double SQUID qui permet la mesure simultanée des deux composantes du vecteur aimantation, à savoir celles parallèle M_L et perpendiculaire M_T au champ magnétique appliqué. Les autres dispositifs expérimentaux utilisés sont également introduits. Enfin, un dernier paragraphe est consacré à une rapide présentation des échantillons supraconducteurs $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ et $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ étudiés.

I. Introduction

Ce travail propose une étude de l'irréversibilité et de l'anisotropie du vecteur aimantation des Supraconducteurs à Haute température Critique (S.H.T_C). En général, il existe principalement au niveau expérimental, deux méthodes pour mesurer une aimantation. On distingue la magnétométrie inductive classique qui repose sur la loi de Lenz de celle plus précise qui s'est développée autour de l'effet Josephson. Celui-ci est en fait mis à profit par des dispositifs désignés par l'acronyme SQUID ("Superconducting Quantum Interference Device"¹) qui constituent actuellement les détecteurs de flux magnétique les plus sensibles².

Un premier paragraphe commencera par rappeler brièvement ces deux techniques de mesure d'une aimantation statique. Dans un deuxième temps, nous donnerons un peu plus de détails sur le principal dispositif utilisé dans ce travail et qui constitue le point fort de notre investigation expérimentale : le magnétomètre à double SQUID. Alors que les mesures d'aimantation "traditionnelles" ne permettent d'avoir accès qu'à la projection de l'aimantation suivant la direction du champ appliqué, notre dispositif permet la mesure simultanée des deux composantes du vecteur aimantation à savoir la composante parallèle M_L et celle perpendiculaire M_T au champ magnétique. Ensuite, un bref récapitulatif des différents moyens expérimentaux mis en oeuvre dans cette étude sera également proposé. Finalement, dans un dernier paragraphe, les différents échantillons étudiés seront présentés puis répertoriés. Il sont relatifs aux systèmes $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ et $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

II. Principes de mesure d'une aimantation statique

II.A. Généralités sur les deux techniques de mesures d'une aimantation

Quelque soit le phénomène physique utilisé à la base pour mesurer le signal, deux bobines de mesure³ montées en série opposition se trouvent toujours à l'origine de la détection. Notons au passage que cette astuce de bobinage permet de compenser les variations indésirables du flux magnétique, à travers l'ensemble du système de bobines, sans relation avec l'échantillon.

¹ Ce qui signifie Dispositif Supraconducteur à Interférences Quantiques. Soulignons tout de suite que seuls les SQUID reposant sur l'effet Josephson continu sont réellement des dispositifs à interférences quantiques. Les SQUID les plus répandus actuellement dans les laboratoires n'en sont pas, ils reposent uniquement sur l'effet Josephson alternatif.

² Typiquement, les SQUID RF (i.e. radiofréquences, qui reposent sur l'effet Josephson alternatif) permettent de détecter $10^{-4} \phi_0$ où 10^{-4} est un facteur venant du gain de l'électronique et ϕ_0 désigne le quantum de flux qui est égal à $2.07 \cdot 10^{-7}$ Gauss/cm². Ceci correspond à une induction magnétique traversant une boucle de 10 cm² de l'ordre de 10^{-10} Gauss.

³ "Pick up coil" en anglais.

L'échantillon en présence d'un champ magnétique acquiert une certaine aimantation. La démarche habituelle consiste à considérer cette aimantation comme uniforme sur tout le volume de l'échantillon et à la remplacer par un moment magnétique $\vec{\mu}$. Il est alors possible de remplacer ce moment magnétique $\vec{\mu}$ par sa spire de courant équivalente de surface $\vec{S}$:

$$\vec{\mu} = I \vec{S} \quad (2.1)$$

pour se ramener au problème classique d'interaction entre une spire de courant I et les bobines de mesure.

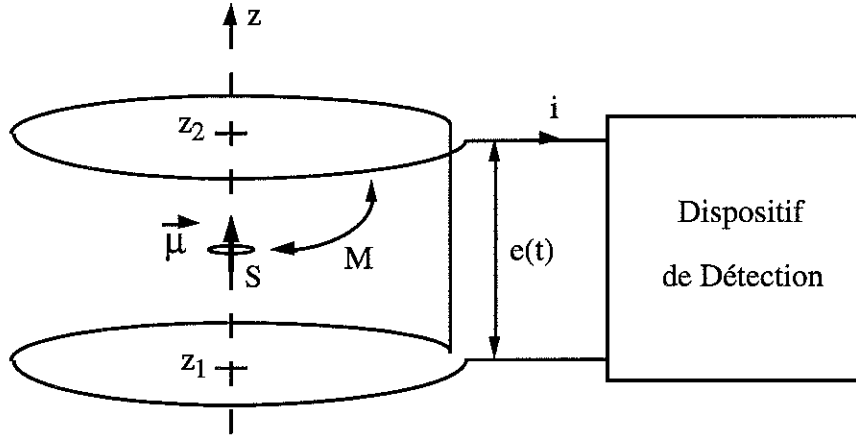


Fig.2.1 : Schéma des deux bobines de mesure couplées à l'échantillon et reliées à un dispositif de détection.

Il est important de souligner que les mesures d'aimantation donnent accès au moment magnétique équivalent à l'échantillon supposé ponctuel au regard des bobines de détection. Plus précisément, dans la majorité des cas, elles ne permettent d'accéder qu'à la composante de $\vec{\mu}$ longitudinale c'est à dire parallèle au champ magnétique appliqué, μ_L .

Appelons i , le courant qui traverse les bobines de mesure, M le coefficient d'inductance mutuelle entre la spire effective et les bobines. Définissons $\vec{B}_i$ comme étant l'induction magnétique créée par les bobines à l'emplacement de l'échantillon (à ne pas confondre avec le champ magnétique appliqué) qui donne lieu à un flux à travers la spire équivalente de surface $\vec{S}$ égale à :

$$\Phi_{b \rightarrow s} = \vec{B}_i \cdot \vec{S} = M i. \quad (2.2)$$

De même, le flux créé par la spire à travers les bobines s'écrit :

$$\Phi_{s \rightarrow b} = M I = \frac{\vec{B}_i \cdot \vec{S}}{i} I = \frac{\vec{B}_i \cdot \vec{\mu}}{i} \quad (2.3)$$

D'autre part, le flux total à travers une paire de bobines de mesure est donné par l'expression :

$$\Phi_b = \Phi_{s \rightarrow b} + L_b i \quad (2.4)$$

avec L_b représentant la self inductance d'une paire de bobines en présence de l'échantillon. Par conséquent, le flux Φ_b , à une constante près, est directement proportionnel au dipôle magnétique.

A ce niveau, il faut maintenant distinguer les méthodes qui permettent la mesure du flux Φ_b (en utilisant un "vrai" fluxmètre tel qu'un SQUID par exemple) de celles qui détectent la variation de flux⁴ :

$$e(t) = - \frac{d\Phi_b}{dt} = - \frac{d\Phi_{s \rightarrow b}}{dt} \quad (2.5)$$

II.B. Les magnétomètres conventionnels

Avant de s'attarder quelque peu sur le détecteur à SQUID, revenons brièvement sur la seconde méthode de mesure. Proposée pour la première fois par P. Weiss (1905) [85], la variation de flux est provoquée par le déplacement axial de l'échantillon de l'intérieur d'une bobine à l'autre. Au cours de ce déplacement la f.e.m induite (dépendant du temps) est simplement donnée par :

$$e(t) = - \frac{d\Phi_b}{dt} = - \frac{d}{dt} \vec{B}_i \cdot \vec{\mu} \quad (2.6)$$

et si z désigne la coordonnée du déplacement dans la direction parallèle à l'induction des bobines de détection,

$$e(t) = e(z(t)) = - \frac{1}{i} \frac{dB_i(z)}{dz} \frac{dz}{dt} \mu_L \quad (2.7)$$

La mesure repose sur l'intégration de la f.e.m $e(z(t))$ au cours du temps entre les deux positions extrêmes prises par l'échantillon au cours de son déplacement et pour lesquelles B_i atteint ses valeurs maximales $B_i(z_1) = -B_i(z_2) = -B$.

$$\mu_L \int_{-B}^B dB_i(z) = -i \int e(t) dt. \quad (2.8)$$

⁴ Autrement dit, à la sortie des bobines de mesure, on mesure soit un courant $i(t)$ soit la tension induite $e(t)$ (Fig.2.1).

d'où il résulte que la composante du moment magnétique le long de l'axe des bobines de mesure est finalement donnée par :

$$\mu_L = \frac{i}{2B} \int e(t) dt. \quad (2.9)$$

Le coefficient $i/2B$ est une caractéristique géométrique des bobines. La sommation (2.9) s'effectue en général en utilisant un voltmètre intégrateur.

Dans cette méthode, le déplacement de l'échantillon est indispensable pour produire (via la loi de Lenz) le signal à mesurer. La sensibilité de la détection est de l'ordre de 4.10^{-4} uem (4.10^{-7} A/m²). Pour les magnétomètres à SQUID, le principe physique diffère comme nous allons le montrer, mais un déplacement de l'échantillon se révèle également indispensable pour mesurer la composante magnétique μ_L en totalité.

II.C. Les magnétomètres à SQUID

Les magnétomètres à SQUID sont de véritables fluxmètres, ils mesurent tout au long du déplacement de l'échantillon le flux Φ_b donné par (2.2) à une constante arbitraire près ("offset" en anglais). La translation de l'échantillon se révèle donc également nécessaire pour déterminer le moment μ_L puisque, en effectuant la différence de flux entre les 2 positions extrêmes prises par l'échantillon, la constante arbitraire peut être soustraite :

$$\Delta\Phi_b = \Phi_b(B_i(z_1)) - \Phi_b(B_i(z_2)) = (2B/i) \mu_L \quad (2.10)$$

Le dispositif de mesure est schématisé sur la Fig.2.2 et les différentes étapes de la mesure peuvent se résumer ainsi. Les bobines de mesure étant, dans ce cas, réalisées en fil supraconducteur, le flux total à travers ce circuit est conservé et lors du déplacement de l'échantillon entre ces deux positions extrêmes, le bobinage subit la variation de courant :

$$\Delta i_e = \Delta\Phi_b / (2L_b + L_e) \quad (2.11)$$

où L_e représente la self-inductance du dispositif d'entrée de la sonde SQUID. Le couplage par la mutuelle M_e transmet alors la variation de flux à travers l'anneau supraconducteur muni de sa Jonction Josephson (J.J.) :

$$\Delta\Phi_J|_e = M_e \Delta i_e \quad (2.12)$$

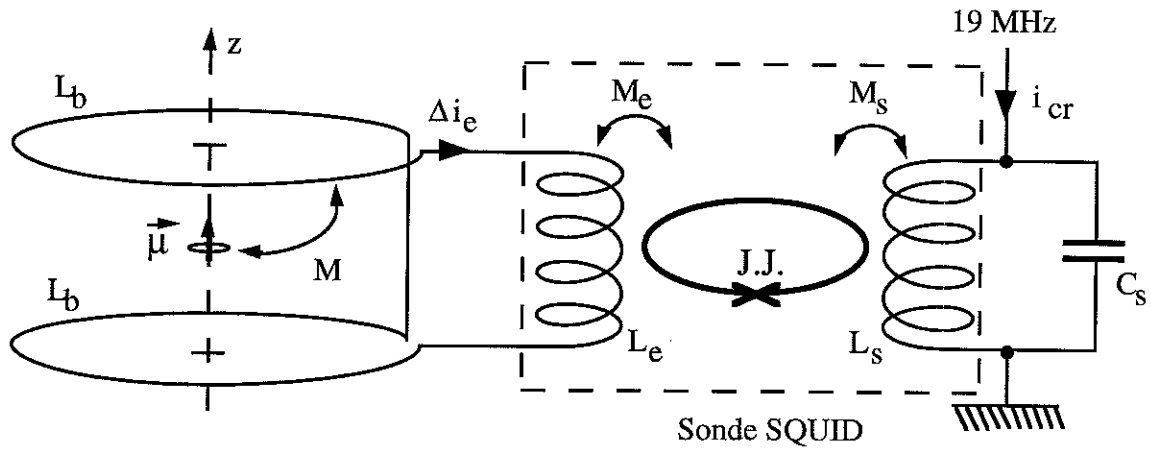


Fig.2.2 : Schéma de principe de la chaîne de mesures en général utilisé dans un magnétomètre à SQUID.

D'autre part, comme la boucle supraconductrice est également couplée par une mutuelle M_s à un circuit résonant (en oscillation entretenue à 19 MHz), un flux radiofréquence (RF) se superpose à $\Delta\Phi|_e$. Réciproquement, $\Delta\Phi|_e$ apporte une contribution supplémentaire à l'amplitude crête de la tension V_c aux bornes du circuit résonant :

$$\Delta V_c = \frac{L_s}{M_s} \omega \Delta\Phi|_e = Z_s \Delta i_c \quad (2.13)$$

Finalement, selon le principe de "mode de flux asservi", un système de contre-réaction réinjecte un courant i_{cr} dans le même circuit oscillant ("internal feedback" en anglais) de manière à créer une variation de flux opposé à $\Delta\Phi|_e$ dans l'anneau supraconducteur. Cette condition est réalisée en maintenant la tension V_c constante. En exprimant que la variation totale de flux $\Delta\Phi|_T = M_e \Delta i_e + M_s i_{cr}$ est nulle, la relation de proportionnalité entre la composante μ_L du moment magnétique et le courant de contre réaction i_{cr} mesuré s'écrit :

$$\mu_L = -\frac{i}{2B} \frac{M_s}{M_e} (2L_b + L_e) i_{cr} \quad (2.14)$$

On rappelle que le coefficient $i/2B$ de cette relation est une caractéristique géométrique des bobines de mesure.

Dans ce dispositif, c'est la caractéristique courant-tension en marches d'escalier de période ϕ_0 de la boucle supraconductrice munie de sa jonction qui assure que la tension aux bornes du circuit RF varie également de façon périodique (la période étant toujours un quantum de flux ϕ_0) avec la valeur moyenne Φ_b du flux fourni par le circuit d'entrée⁵. Une modulation

⁵ De plus amples détails sur cette utilisation de l'effet Josephson alternatif ainsi que sur les SQUID en général pourront être trouvés par exemple dans les références [86],[87] et [88].

d'amplitude à une fréquence plus basse (0.1 MHz) suivie d'une détection synchrone permet d'obtenir une tension continue (asservie à une valeur constante à $10^{-4} \phi_0$ près) proportionnelle à la partie fractionnaire du flux Φ_b .

Le SQUID est donc utilisé comme détecteur ultrasensible dans une méthode de zéro : les variations du courant de contre-réaction suivent fidèlement toutes les variations de flux magnétique du circuit d'entrée.

III. Présentation du principal dispositif utilisé : Le magnétomètre à double SQUID

III.A. Caractéristiques des deux SQUID et des bobines de détection

Les détecteurs de flux magnétiques utilisés sont des SQUID RF fonctionnant en mode asservi. Il sont constitués essentiellement d'une boucle en Nb (supraconducteur avec $T_C = 9.5$ K) fermée par une jonction Josephson. Cette boucle est couplée par mutuelle inductance à un circuit haute fréquence (19 MHz) d'une part et au circuit d'entrée d'autre part (Fig.2.1). Ce dernier est constitué des deux paires de bobines de mesures en Nb-Ti ($T_C = 16$ K) du type Helmholtz, bobinées en série-opposition autour du "doigt chaud" ou anticryostat de l'appareil.

Chacun des deux SQUID de ce dispositif fonctionne avec une légère modification par rapport au principe de base exposé au paragraphe précédent. Le courant de contre-réaction i_{cr} , au lieu d'être réinjecté dans le circuit résonant, est réinjecté au niveau du dispositif d'entrée du transformateur de flux ("external feedback" en anglais) ce qui offre une meilleure garantie de linéarité et permet d'étendre la gamme de mesure. Ce dispositif permet la mesure de moments magnétiques compris entre $2 \cdot 10^{-7}$ et 20 uem.

III.B. Les différents degrés de libertés de l'échantillon dans le double SQUID

A la description du principe de mesure d'un moment magnétique, il convient d'ajouter la spécificité du double SQUID utilisé, à savoir deux autres paires de bobines de mesures de type Helmholtz montées perpendiculairement à la direction du champ magnétique (Fig.2.3).

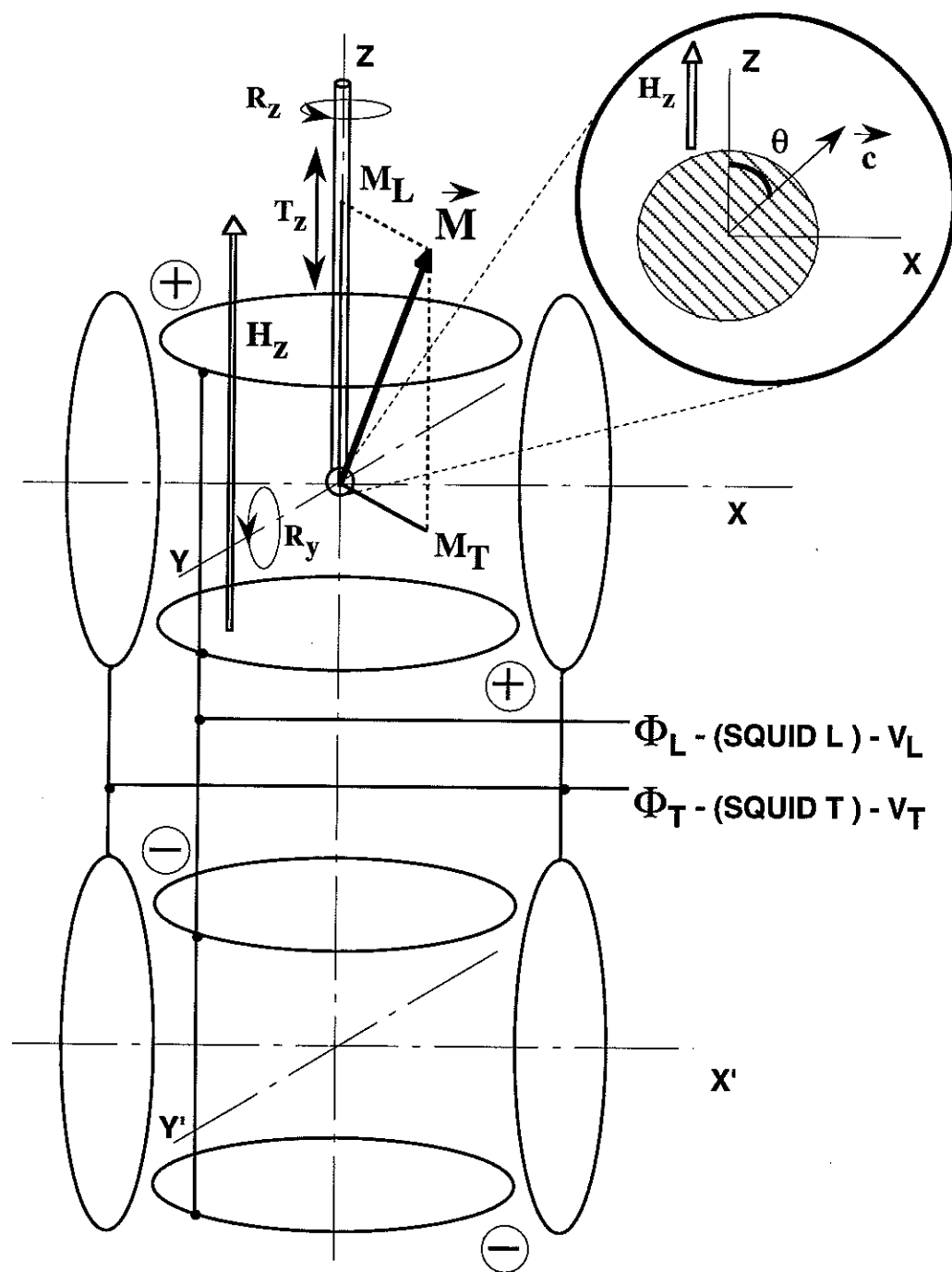


Fig.2.3 : Schéma de principe du dispositif à deux axes avec ses bobines de mesure de type Helmholtz.

Alors que la mesure de la composante du vecteur aimantation parallèle au champ magnétique μ_L s'effectue grâce à un mouvement de translation T_z , la composante transverse μ_T peut être déterminée une fois l'échantillon placé au centre d'une des paires de Helmholtz (position de sensibilité maximale) par un mouvement de rotation R_z autour de l'axe défini par le champ magnétique. La phase de cette composante (i.e. l'écart angulaire entre la direction de μ_T correspondant au maximum du signal et l'axe OY) permet d'obtenir la troisième composante du vecteur aimantation. En général, celle-ci est faible et μ_T correspond à la composante μ_x (Fig.2.3).

Un troisième degré de liberté appelé R_y est quant à lui utilisé comme paramètre de l'expérience. Pour notre étude, il permet de faire varier l'inclinaison θ d'un des axes des monocristaux étudiés par rapport au champ magnétique appliqué. La rotation est assurée par un moteur pas à pas et est transmise à l'échantillon par l'intermédiaire d'une courroie constituée d'un fil de coton mercerisé et d'un système d'engrenages. La résolution angulaire dépend de la vitesse de rotation de l'échantillon ($\dot{\theta} \leq 3^\circ/\text{s}$) et de celle d'acquisition des données (1 mesure/s). Dans cette étude, elle est en général égale à 0.3° . Quant à la régularité du mouvement de rotation, elle est meilleure que 99 % (pour $\dot{\theta} = 0.3^\circ/\text{s}$).

Notons au passage que la composante transverse μ_T est en fait directement proportionnelle au couple magnétique $\vec{\Gamma}$ qui s'exerce sur l'échantillon conformément à la relation $|\vec{\Gamma}| = |\vec{H}| \mu_T$ puisque $\mu_T = \mu \sin \theta_{\mu H}$. Dans la pratique, on se ramène soit aux composantes de l'aimantation par unité de volume $M_\alpha = \mu_\alpha/V$ (avec $\alpha = L$ et T , V représentant le volume de l'échantillon) soit à celles par unité de masse.

III.C. L'ensemble cryogénique

Il se compose d'un cryostat d'une capacité d'environ 40 litres d'Hélium isolé thermiquement à l'aide d'un super-isolant à base de Mylar Aluminisé. L'échantillon se trouve dans un anticryostat formé de deux cylindres concentriques séparés par du super-isolant et par un vide secondaire de l'ordre de 10^{-5} Torr. Le cylindre extérieur plongé dans le bain d'Hélium liquide du cryostat est maintenu à une pression constante de l'ordre de 140 mbar au dessus de la pression atmosphérique. Cette différence de pression assure la circulation continue de l'Hélium gazeux dans l'enceinte où se trouve l'échantillon. Celui-ci est donc directement exposé à ce flux d'Hélium dont le débit et la température sont réglables.

Un système de chauffage constitué par un fil résistif réchauffe le gaz qui se détend à la température affichée. Un thermomètre en Rhodium-Fer situé au delà de l'échantillon au niveau de

l'extrémité supérieure de l'aimant supraconducteur, indique la température à 0.01 Kelvin près. Un contrôle adéquat des courants de chauffage à l'aide d'un microprocesseur permet de stabiliser la température à quelques millièmes de Kelvin près.

Cette précision sur la température ne peut-être obtenue malheureusement qu'après plusieurs heures, durée du transitoire qui de plus peut être oscillant. Or une étude au voisinage d'une transition de phase (telle que la transition supraconductrice) exige une variation de température monotone.

Pour les mesures relatives à la variation thermique de l'aimantation au voisinage de la température critique (telles que celles exposées au chapitre 4), la solution qui a été adoptée consiste à alimenter le fil résistif par une alimentation extérieure, la valeur du courant à afficher ayant été étalonnée au préalable en fonction de la température à atteindre. Cette méthode (appelée dans la suite méthode de la dérive lente) permet par interventions manuelles répétées d'ajuster le courant dans le fil résistif afin d'obtenir une variation de température monotone, contrôlée par l'intermédiaire d'un "servo-trace". Ce "pilotage" a permis une nette amélioration de la qualité des résultats obtenus.

III.D. L'ensemble produisant le champ magnétique

Le champ magnétique est produit par une bobine supraconductrice formée par un fil en NbTi. Refroidie directement dans le cryostat super-isolé rempli d'Hélium, elle produit des champs allant jusqu'à 50 kGauss (5 Tesla), avec une homogénéité de l'ordre de 0.03% sur une longueur d'environ 5 cm.

Ce champ magnétique est stabilisé à deux niveaux. Le premier niveau est réalisé en court-circuitant la bobine supraconductrice sur elle-même. Le second est constitué d'un écran en matériau supraconducteur enveloppant l'ensemble échantillon-bobinage qui empêche toute variation de flux dans cette zone. Pour que la valeur du champ puisse être modifiée, cet écran est réchauffé au dessus de sa température critique. Du fait des inerties thermiques, cette opération allonge de plusieurs minutes la durée du changement de champ.

IV. Récapitulatif des différents moyens expérimentaux utilisés

D'autres moyens expérimentaux ont également été mis en oeuvre pour cette étude. Parmi ceux-ci, on peut citer un second magnétomètre à SQUID, un magnétomètre inductif ainsi qu'un

dispositif de susceptibilité alternative transverse. L'ensemble de ces dispositifs avec leurs principales caractéristiques, est regroupé dans le tableau 2.1.

Dispositifs expérimentaux	Caractéristiques
• Magnétomètre à double SQUID	• Mesure simultanée des composantes de l'aimantation M_L et M_T en fonction : - du module du champ magnétique $\vec{H}$ (de 0 à 5 Tesla), - de l'orientation de $\vec{H}$ par rapport à l'échantillon, et - de la température T (de 4.2 à 300 K).
• Magnétomètre à SQUID	• Mesure de la composante M_L en fonction : - du module du champ magnétique $\vec{H}$ (de 0 à 7 Tesla), et - de la température T (de 1.5 à 300 K).
• Magnétomètre inductif	• Mêmes caractéristiques que le magnétomètre à SQUID mais avec une vitesse de balayage du champ plus rapide (d'au moins un ordre de grandeur).
• Dispositif de susceptibilité alternative (transverse)	• Mesure de la susceptibilité alternative ($\chi = \chi' - i\chi''$) en phase avec l'excitation χ' et en quadrature χ'' en fonction : - de l'amplitude du champ alternatif $\vec{h}_{ac}$ (de 0.1 à 10 Oe) - de la fréquence du champ alternatif (de 10 à 1000 Hz) - d'un champ statique $\vec{H}_s \perp \vec{h}_{ac}$ (de 0 à 5 kOe), et - de la température T (de 4.2 à 300 K).

Tableau 2.1 : Tableau récapitulatif des différents dispositifs expérimentaux employés.

V. Présentation des échantillons supraconducteurs étudiés

V.A. Système $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

En ce qui concerne le composé $YBa_2Cu_3O_{7.8}$, deux séries de cristaux ont principalement été étudiées. Elles ont été obtenues par H. Noel de l'Université de Rennes. La première a été élaborée en 1987 [89] à partir d'une réaction de l'état solide et d'un processus de minéralisation (cette technique est maintenant appelée "Melt Grow method" en anglais). Deux cristaux en ont été extraits dont l'un répertorié YBCO#1 a été taillé sous la forme d'un cylindre avec un diamètre Φ

≈ 0.85 mm et de longueur $l \approx 1.9$ mm. La direction de l'axe $\vec{c}$ ainsi que celle des plans $(\vec{a}, \vec{b})$, se trouvent dans la section circulaire (Fig.2.4). La température critique des cristaux appartenant à cette série est égale à 91 K et la largeur de transition magnétique ΔT_c mesurée dans 100 Oe s'étend sur 9 K⁶. Cet échantillon a été enrobé par une couche protectrice de vernis General Electric. Le second cristal YBCO#2 se présente sous la forme d'un parallélépipède rectangle ($V \approx 1.2 \times 0.73 \times 0.8$ mm³). Deux autres cristaux YBCO#3 et YBCO#4 appartenant à une autre série ont été élaborés plus récemment (1993). Ils se présentent également sous la forme de parallélépipèdes rectangles.

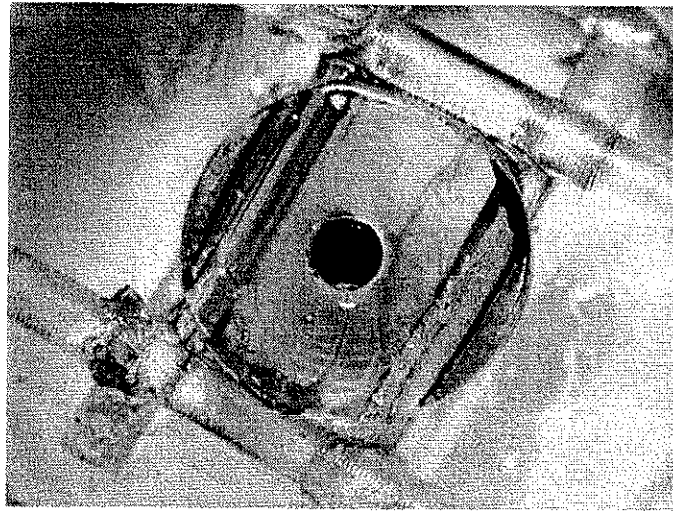


Fig.2.4 : Photographie du cristal YBCO#1 cylindrique et de son porte échantillon adapté au double SQUID. L'axe de rotation OY de ce dispositif coïncide avec celui du cylindre et permet de faire varier l'inclinaison de l'axe $\vec{c}$ par rapport au champ magnétique appliqué.

V.B. Système $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

Le monocristal $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ a quant à lui, été élaboré par I. Tanaka et H. Kojima [90] en utilisant la technique de fusion de zone. Il correspond à une concentration en Strontium $x \approx 0.15$ ($T_c \approx 35$ K) et sa largeur de transition dans 100 Oe vaut $\Delta T_c \approx 2$ K. Il se présente sous la forme d'un parallélépipède rectangle ($V \approx 1.85 \times 1.3 \times 0.8$ mm³) avec l'axe $\vec{c}$ parallèle au plus grand des côtés. Cet échantillon nous a été prêté par S. Senoussi du Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay et certaines de ses caractéristiques peuvent être trouvées dans l'article de revue sur les courants critiques [91].

⁶ La largeur de la transition est déterminée à partir des valeurs de la température qui correspondent aux aimantations égales à 10% et 90% du signal diamagnétique total. Dans un champ de 10 Oe, $\Delta T_c \approx 1.5$ K.

V.C. Répertoires des différents échantillons supraconducteurs

L'ensemble des échantillons étudiés ainsi que leurs principales caractéristiques sont répertoriés dans le tableau 2.2. Dans la suite de ce travail, la désignation des échantillons fera référence à ce tableau.

Composé	Type	Volume (mm ³)	T _c (K)	Désignation
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	cristal	1.08	91	YBCO#1
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	cristal	0.73	91	YBCO#2
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	cristal	4.34	92	YBCO#3
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	cristal	3.5	92	YBCO#4
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x}	polycristal	84.2	89	YBCO#p
La _{1.85} Sr _{0.15} CuO ₄	cristal	1.9	35	LSCO

Tableau 2.2 : Tableau récapitulatif des différents échantillons supraconducteurs étudiés.

VI. Conclusion

Cette brève revue des techniques expérimentales ne serait être complète sans mentionner les différents systèmes informatiques utilisés pour acquérir et traiter les données. L'exploitation des résultats, souvent longue et délicate, ne transparaîtra pas trop dans ce travail bien qu'elle tienne une place très importante. Ainsi par exemple, il s'est révélé nécessaire de développer des méthodes pour ajuster au mieux les courbes théoriques aux résultats expérimentaux en s'affranchissant autant que possible des erreurs de mesure. L'une de ces méthodes, qui concerne les mesures magnétiques rotationnelles du chapitre 6, est exposé dans l'annexe 3.

Il est maintenant proposé une discussion sur les différents phénomènes d'hystérésis rencontrés dans cette étude et sur la méthode couramment employée pour, à partir d'une mesure d'aimantation, séparer la contribution réversible de celle irréversible.

Chapitre 3

L'approche thermodynamique : Vers une interprétation quantitative de l'hystérésis

Plan du chapitre 3

I. Introduction.....	78
II. Concepts intuitifs de grandeurs réversibles et de grandeurs irréversibles.....	79
III. Quelques exemples d'irréversibilité.....	83
III.A. Cas des variations thermiques de l'aimantation d'un supraconducteur de type II.	
III.B. Cas de l'hystérésis unidirectionnelle :	
III.B.1. Le modèle de Bean dans sa forme originale.	
III.B.2. Les cycles de Rayleigh.	
III.B.3. Propriété de symétrie de la réponse à l'équilibre thermostatique.	
III.B.4. Les limites des lois de Rayleigh.	
III.B.5. Retour au piégeage des vortex.	
III.C. Cas de l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T_C :	
III.C.1. Introduction.	
III.C.2. Généralités sur l'hystérésis rotationnelle.	
III.C.3. La méthode de décomposition appliquée à l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T_C.	
III.C.4. La vérification d'une des relations de Maxwell reliant les deux composantes du vecteur aimantation.	
III.D. Récapitulatif et premières conclusions.	
IV. Vers une approche thermodynamique des phénomènes d'hystérésis.....	102
IV.A. Généralités.	
IV.B. Cas de l'hystérésis élastoplastique lors de la déformation d'un corps :	
IV.B.1. Séparabilité des contributions réversible et irréversible.	
IV.B.2. L'utilisation de potentiels.	
IV.C. Une justification de la méthode de décomposition introduisant une fonction dissipative.	
IV.D. Vers une thermodynamique quasi-statique des phénomènes d'hystérésis :	
IV.D.1. Introduction.	
IV.D.2. Quelques rappels de thermostatique et de thermodynamique linéaire.	
IV.D.3. Un principe variationnel permettant de prédire une hystérésis de l'aimantation.	
IV.D.4. Quelques éléments pour un schéma de l'hystérésis.	
IV.E. Au delà de l'approximation quasi-statique : L'instabilité thermomécanique et ses analogues.	
V. Conclusion.....	113

Chapitre 3 :

L'approche thermodynamique : Vers une interprétation quantitative de l'hystérésis

"L'évolution récente des théories de la thermodynamique a donc encore ajouté à la violence du heurt entre les deux disciplines, la thermodynamique et la dynamique....Il est difficile au nom de l'irréversibilité de nier la dynamique..." (I. Prigogine, La Nouvelle Alliance, 1979, p. 289)

Résumé

Ce chapitre commence par exposer la méthode qui est en général utilisée pour, à partir du cycle d'hystérésis d'une grandeur telle que l'aimantation par exemple, séparer la contribution réversible de celle irréversible. Puis les différents types d'irréversibilité rencontrés dans cette étude du vecteur aimantation des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_C) sont discutés. Il s'agit des différentes aimantations associées aux variations de la température, du module du champ magnétique et de l'orientation de ce dernier par rapport à l'échantillon. Les principaux modèles permettant d'interpréter ces comportements sont rappelés, l'accent étant porté sur l'importance d'une nouvelle variable "dynamique" qui dans le cas de l'hystérésis magnétique unidirectionnelle par exemple, correspond à la dérivée temporelle de l'excitation $\dot{H}$. Enfin, la recherche d'une justification pour la méthode de séparation a conduit à une réflexion sur les phénomènes d'hystérésis en général et sur un éventuel traitement thermodynamique de ces derniers.

I. Introduction

L'étymologie du mot "thermodynamique" nous enseigne que ce terme devrait être réservé à l'étude de la dynamique de grandeurs caractérisant l'état thermostatique d'un système. En général, on lui substitue l'expression de "thermodynamique hors équilibre". Le terme "thermostatique" quant à lui, devrait se référer à l'étude de l'état statique d'un système et des grandeurs caractéristiques permettant de le définir ainsi. La thermostatique est en général appelée thermodynamique et plus rarement thermodynamique à l'équilibre. Dans le cadre de ces nouvelles définitions, ce chapitre va traiter de ce qu'il conviendrait d'appeler, la "thermodynamique-quasistatique" macroscopique. Principalement, celle-ci a pour objectif l'étude à un instant donné, du régime transitoire supposé quasi-statique¹, du système "en route" vers l'équilibre. En présence d'une excitation extérieure constante, une des grandeurs caractéristiques du système est la réponse à cette excitation. Il existe un grand nombre de systèmes pour lesquels l'évolution vers l'état d'équilibre (qui se manifeste expérimentalement par une relaxation de cette réponse) est "infiniment" lente. Parmi ceux-ci, on peut citer comme l'un des exemples les plus significatifs peut-être, celui des aimants permanents. "Portés" dans un état fortement hors équilibre, la restitution à l'environnement de l'énergie magnétique qu'ils ont emmagasinée s'effectue à l'échelle du siècle à la température ambiante. La "thermodynamique quasi-statique" concerne donc tous les matériaux ferromagnétiques, supraconducteurs de types II, verres de spins et bien d'autres encore et plus généralement, tous les systèmes qui se caractérisent par une dynamique de relaxation plutôt lente, ce qui permet la mesure d'une hystérésis de la réponse à une excitation.

Dans ce chapitre, un raisonnement inductif est proposé. Il va conduire à formuler une approche thermodynamique de l'hystérésis dans la limite quasi-statique. Nous allons plus particulièrement nous intéresser à la réponse magnétique de divers systèmes. Parfois, il est possible à partir de la mesure d'un cycle d'hystérésis, de séparer la contribution réversible à l'aimantation de celle irréversible. Cette méthode, baptisée pour la suite "méthode de séparation", se trouve à l'origine de la présente réflexion; elle sera donc exposée dans un premier temps. Puis, l'hystérésis d'une grandeur se définissant par rapport à une variable, nous allons successivement explorer les trois types d'irréversibilité rencontrés dans cette étude de l'aimantation des S.H.T_C. Il s'agit respectivement des cas où cette variable est :

- La température T (cas des variations thermiques de l'aimantation),
- Le module du champ magnétique appliqué H (cas de hystérésis unidirectionnelle), et
- L'angle θ définissant l'orientation de l'échantillon par rapport au champ appliqué (cas de l'hystérésis rotationnelle).

¹ Nous verrons dans la suite de ce travail que le terme quasi-statique évoqué ici se rapporte à une contrainte suffisamment lente pour que le système reste isotherme.

Pour les matériaux supraconducteurs de type II, ces différents types d'irréversibilité magnétique ont en général pour origine le piégeage des vortex par des défauts structuraux. Ce problème se trouve en fait être très analogue à celui du piégeage des parois dans les matériaux ferromagnétiques. Il semble, par conséquent, très instructif de montrer que les Lois de Lord Rayleigh, initialement découvertes puis démontrées pour les corps ferromagnétiques, semblent s'appliquer également au cas de l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation des supraconducteurs de type II. Ce point sera développé dans ce chapitre et l'extension éventuelle des lois de Rayleigh à d'autres domaines de la physique tels que par exemple la ferroélectricité, la déformation mécanique des matériaux sera également mentionnée. Puis viendra une partie plus exploratoire visant à justifier dans certains cas, la méthode de séparation. Sa mise en défaut dans le cas de l'hystérésis relatif aux variations thermiques de l'aimantation des supraconducteurs de type II, pourra alors être discutée. Ce paragraphe sera suivi de l'ébauche d'un formalisme pour la "thermodynamique quasi-statique" macroscopique qui devrait pouvoir s'appliquer à tous les phénomènes d'hystérésis pour lesquels les autres effets de mémoire² peuvent être négligés. Soulignons que l'intérêt d'un tel chapitre se situe avant tout au niveau de la discussion de la validité de la méthode de séparation, ce qui constitue un point particulièrement important pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

II. Concepts intuitifs de grandeurs réversibles et de grandeurs irréversibles

D'une manière générale, on dit que la variation d'une grandeur telle que par exemple, l'aimantation $M(H)$ en fonction du champ magnétique appliqué, présente de l'hystérésis lorsque les valeurs prises par cette grandeur pour une même valeur de H , diffèrent suivant que le champ est appliqué de manière croissante ou décroissante (Fig.3.1) ³. Formellement, ceci peut s'écrire simplement en ajoutant à l'aimantation une dépendance envers la variable $\dot{H} = dH / dt$, soit : $M(H, \dot{H} > 0) \neq M(H, \dot{H} < 0)$. A partir de cette remarque, la décomposition qui paraît s'imposer tout naturellement consiste à prendre pour l'aimantation purement irréversible la partie antisymétrique :

$$M_{ir} = [M(H, \dot{H} > 0) - M(H, \dot{H} < 0)] / 2 \quad (3.1)$$

² Ce qui est baptisé effet de mémoire désigne d'une manière générale un effet non local dans le temps, c'est à dire qui dépend des instants antérieurs. Ce type d'effet est aussi qualifié de non markoffien. Le mot hystérésis quant à lui semble avoir été utilisé pour la première fois par J. A. Ewing en 1881 [92] pour exprimer (conformément à l'étymologie grecque *hustérésus*) un effet de retard de l'aimantation d'un échantillon de fer vis à vis de l'excitation magnétique qui lui était appliquée. En fait, l'hystérésis représente un aspect bien particulier d'effet de mémoire et il semble que l'on puisse parler dans ce cas d'effet de mémoire à court terme. Ce chapitre va essayer de clarifier ce point de vue.

³ Dans ce chapitre qui expose une réflexion élémentaire sur l'hystérésis, nous considérons uniquement le cas des cycles majeurs symétriques (i.e. $H_{max} = -H_{min}$) et les problèmes liés à leur stabilité.

et par conséquent, pour l'aimantation réversible la construction symétrique :

$$M_{\text{rev}} = [M(H, \dot{H} > 0) + M(H, \dot{H} < 0)] / 2. \quad (3.2)$$

Ces constructions supposent implicitement que les contributions réversible⁴ et irréversible soient présentes simultanément. Il se peut que dans certains cas bien particuliers, seule une contribution hors équilibre existe et présente de l'hystérésis. Il est clair que dans ce cas les relations (3.1) et (3.2) ne peuvent pas être appliquées. Un tel exemple est en fait rencontré au paragraphe III.C.2 de ce chapitre. Les relations (3.1) et (3.2) ne s'appliquent également pas au cas où $M(H, \dot{H} > 0)$ désigne la courbe de première aimantation. Celle-ci représente en quelque sorte la réponse issue d'un régime transitoire alors que la décomposition concerne la réponse hystérétique venant d'un régime quasi-permanent.

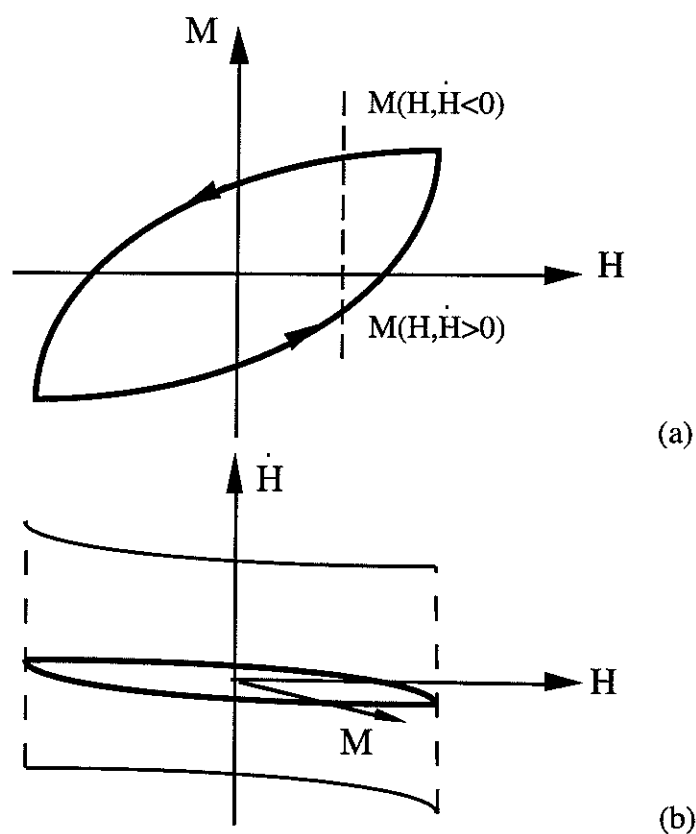


Fig.3.1 : (a) Schéma d'un cycle d'hystérésis qui est considéré comme résultant (b) de la projection dans le plan (M,H), d'une courbe décrit dans l'espace (M,H, $\dot{H}$).

D'autre part, il semble émerger des constructions géométriques basées sur des scalaires (3.1) et (3.2) une définition "expérimentale" de l'irréversibilité : Une grandeur telle que par exemple l'aimantation contient une contribution irréversible si et seulement si elle ne dépend

⁴ Le mot réversible employé dans ce contexte se réfère plutôt à une aimantation dépourvue d'hystérésis et les exemples qui vont être présentés dans la suite de ce chapitre vont permettre de discuter dans quelle mesure cette aimantation anhystérétique coïncide avec celle à l'équilibre thermostatique.

pas uniquement de la variable champ magnétique H mais également de sa vitesse de variation $\dot{H}$. Il est d'ailleurs en général bien connu que dans le cas de matériaux ferromagnétiques ou supraconducteurs de type II, les cycles d'hystérésis "s'élargissent" lorsque $\dot{H}$ augmente⁵.

D'une manière formelle, il est possible de déduire les relations (3.1) et (3.2) en écrivant l'aimantation totale d'un corps sous la forme :

$$\begin{aligned} M(H, \dot{H}) &= M_{\text{rev}}(H) + \text{sign}(\dot{H}) \tilde{M}_{\text{ir}}(H, \text{abs}(\dot{H})) \\ &= M_{\text{rev}}(H) + M_{\text{ir}}(H, \dot{H}) \end{aligned} \quad (3.3)$$

où la fonction $\text{sign}(\dot{H}) = +1$ et -1 en champ croissant et décroissant respectivement et $\text{abs}(\dot{H})$ représente la valeur absolue de la variable $\dot{H}$. Cette expression montre que l'aimantation totale résulte, même dans le cas d'une relation non linéaire entre M et H , de la superposition d'une contribution irréversible impaire en $\dot{H}$ à celle réversible. Soulignons que cette séparabilité, pas du tout évidente, n'est en fait qu'approximative car le champ démagnétisant a tendance à coupler les deux contributions à l'aimantation⁶.

D'après l'expression (3.3), l'hystérésis de l'aimantation semble donc découler simplement du fait que la contribution irréversible soit une fonction impaire de la variable $\dot{H}$. Mais la relation (3.3) se révèle, en définitive, plus générale que les relations (3.1) et (3.2) puisqu'elle s'applique également, comme nous allons le rappeler, à la courbe de première aimantation d'un système magnétique initialement dépourvu d'aimantation rémanente. Dans ce cas, l'expérience nous enseigne que M_{rev} et M_{ir} sont du même signe lorsque $\dot{H}$ et H sont tous deux positifs et la relation (3.3) "n'exprime" t-elle pas en quelque sorte, une conséquence du 2^{ème} principe de thermodynamique en montrant que $\text{abs}(M) \geq \text{abs}(M_{\text{rev}})$?

L'objet de ce chapitre consiste précisément à comprendre (autant soit peu) l'origine de la nouvelle variable $\dot{H}$ qui caractérise le système et à essayer de montrer dans quelle mesure cette variable peut être considérée comme une variable d'état au sens de la thermodynamique quasi-statique. Soulignons que cette notion d'état introduite ici diffère forcément de celle de la thermodynamique macroscopique telle qu'elle est proposée par P. M. Duhem [94b] par exemple et

⁵ Sur ce sujet, on pourra par exemple consulter les travaux de L. Pust et al. [93] concernant les supraconducteurs de type II.

⁶ En fait, l'expression (3.3) peut être considérée comme un développement limité au premier ordre en $\dot{H}$ de l'aimantation totale, $M(H, \dot{H}) = M(H, 0) + (\partial M / \partial \dot{H}) \dot{H} + O(\dot{H}^2)$, dans lequel le premier terme représente l'aimantation à l'équilibre. Cependant cette remarque peut être trompeuse. Elle ne doit pas nous faire oublier que l'aimantation irréversible est en toute rigueur, une fonctionnelle qui dépend du trajet suivi par le système dans l'espace des paramètres. Le point de vue développé dans ce chapitre vise à entrevoir dans quelles mesures celle-ci pourrait se ramener à une fonction. D'autre part, on peut également mentionner qu'un tel type de décomposition avait déjà été proposé en 1903 par P. M. Duhem [94a] mais relativement à l'excitation magnétique infinitésimale (i.e. $dH = dH_{\text{rev}} + dH_{\text{ir}}$).

qu'il convient de rappeler maintenant : "...il nous est possible d'indiquer quelles conditions doivent remplir des nombres pour qu'on puisse dire que ces nombres définissent l'état d'un système donné à un instant déterminé t . Ces conditions sont les suivantes : 1°) Les nombres considérés représentent des propriétés physiques du système donné à l'instant t ; le temps t n'est pas considéré comme une telle propriété; ces nombres varient d'une manière continue avec t ; leurs dérivées premières par rapport à t existent et sont toujours définies; 2°) Ces nombres sont, par leur définition, absolument indépendants les uns des autres et absolument indépendants de t ; 3°) Si d'autres nombres représentent également des propriétés physiques du même système à l'instant t , ou bien ces nouveaux nombres ont avec leurs précédents quelque relation du premier ordre; ou bien ces nouveaux nombres sont reliés à quelque dérivée par rapport à t des premiers ou inversement, ce qui constitue une relation du second ordre". Il ressort principalement de ces trois points, le fait que l'état au sens de la thermodynamique macroscopique est défini par la connaissance de variables indépendantes. Il s'agit d'une notion instantanée qui n'englobe pas des grandeurs dont la définition est à cheval sur deux instants. Par opposition, notre approche consiste à prendre en compte la variation du champ magnétique appliqué au travers de deux variables indépendantes $H(t)$ et $\dot{H}(t)$ ⁷. L'intérêt réside principalement dans le fait que la variable $\dot{H}$ connecte la valeur du champ H au temps $(t-dt)$ à celle au temps t . Et dans le cas particulier pour lequel $\dot{H}$ est une constante au cours du temps cette variable relie la valeur du champ H à l'instant t à toutes celles qui lui sont antérieures. C'est donc une variable qui permet de prendre en compte, en quelque sorte, l'histoire de l'excitation magnétique de l'échantillon.

La principale restriction imposée à $\dot{H}$ dans la suite de ce travail, consiste à supposer que la valeur absolue de cette variable est constante au cours d'un cycle d'hystérésis avec une valeur suffisamment faible (excitation dite quasi-statique) de manière à ce que l'échantillon reste sur une même isotherme au cours de ce cycle⁸. La généralisation de cette approche au cas où $\text{abs}(\dot{H})$ ne peut plus être considérée comme une constante, peut se faire en introduisant par exemple une nouvelle variable $\ddot{H}$... Ce point ne sera pas abordé dans ce chapitre. Quant au cas où la variable $\dot{H}$ est suffisamment importante pour produire localement des échauffements, nous montrerons dans un dernier paragraphe que ceci conduit à des instabilités des cycles d'hystérésis.

⁷ Ceci ne doit "pas trop perturber" la notion d'état car la mécanique de la déformation fait déjà intervenir dans sa thermodynamique une variable à cheval sur deux instants, à savoir la déformation $\epsilon = [l(t > 0) - l(t = 0)]/l(t = 0)$ où $l(t)$ désigne la longueur du matériau que l'on déforme. Selon P. Guelin [95], ϵ peut être considérée comme une variable à mémoire discrète²⁸ ce qui perturbe précisément la notion d'état.

⁸ Lors d'un processus d'aimantation isotherme, l'échantillon échange de la chaleur avec le milieu extérieur. Ce n'est pas le cas en général des expériences en champ pulsé, pour lesquelles par exemple, les variations de l'aimantation peuvent être suffisamment rapides pour que cet échange d'énergie n'ait pas lieu. En effet, soient τ_{th} la constante de temps de thermalisation de l'échantillon avec son environnement et $\tau_H = \int H(t) dt / H_{max}$ le temps de montée du champ appliqué. Dans le cas où $\tau_{th} \gg \tau_H$, le processus est adiabatique et la température de l'échantillon évolue alors avec le champ appliqué : il s'agit de l'effet magnétocalorique.

La généralisation de cette description pour des réponses à des excitations autres que celle du module du champ magnétique appliqué peut être envisagée. Ainsi par exemple, les variations de l'aimantation de matériaux supraconducteurs de type II anisotrope en fonction de la température T ou de l'angle θ entre le champ magnétique appliqué et les axes du cristal sont également considérées dans ce chapitre. Il semble que chacune de ces nouvelles variables thermodynamiques caractérise un type d'irréversibilité⁹ et l'aimantation mesurée dans le cas général se révèle être une fonction du type $M(T, \dot{T}, H, \dot{H}, \theta, \dot{\theta})$. Mais dans un premier temps, que peut on dire sur la validité de la méthode de décomposition donnée par les expressions (3.1) et (3.2) si elle est appliquée successivement à chacun de ces trois couples de variables ?

III. Quelques exemples d'irréversibilité

III.A. Cas des variations thermiques de l'aimantation d'un supraconducteur de type II

Les matériaux supraconducteurs, ferromagnétiques ou verres de spins entre autres, ont la particularité d'avoir une aimantation qui diffère suivant que l'échantillon est refroidi avec ou sans champ magnétique appliqué. La première aimantation est en général notée M_{FC} (aimantation "Field Cooling") et la seconde M_{ZFC} (aimantation "Zero Field Cooling"). Une approche (naïve) consiste à étendre les relations (3.1) et (3.2) aux cas des cycles thermiques ouverts décrits par l'aimantation en remplaçant la variable $\dot{H}$ par $\dot{T}$. Mais nous allons montrer que l'interprétation du cas particulier des variations thermiques de l'aimantation d'un supraconducteur de type II, ne permet pas de valider une telle décomposition.

Ainsi par exemple, la Fig.3.2 montre les mesures des aimantations $M_{FC}(T)$ et $M_{ZFC}(T)$ d'un S.H.T_c (cristal YBCO#2) lors de la transition dans un champ magnétique appliqué de 100 Oe. Pour cette faible valeur de champ (inférieure au champ critique $H_{c1}(0)$ caractérisant l'apparition des vortex à basse température) l'aimantation M_{ZFC} à basse température est purement réversible. En effet, comme le flux magnétique est absent lors d'un processus ZFC, le diamagnétisme observé résulte alors simplement de "l'écrantage" total du champ appliqué $H < H_{c1}$ développé par l'échantillon supraconducteur. Plus précisément, cette réponse linéaire résulte uniquement de la circulation de courants permanents localisés en surface qui réalisent la condition de l'équilibre thermodynamique, à savoir une densité de flux $B(H < H_{c1}) = 0$ dans tout le supraconducteur. Dans cette plage de champ magnétique, l'aimantation M_{ZFC} est indépendante de la température et simplement régie par la forme de l'échantillon : $M_{ZFC}(T < T_{c1}) = -H/4\pi(1-N)$ avec $T_{c1}(H)$ la température pour laquelle le champ appliqué est

⁹ Car précisément, la nature irréversible du processus fait que la grandeur qui lui est associée, dépend du chemin choisi dans l'espace "réduit" (H, T, θ) .

égale à $H_{C1}(T)$ et N le facteur de champ démagnétisant. Comme le montre la Fig.3.2, cette aimantation M_{ZFC} (caractéristique de l'effet d'écrantage) associée à la variation $\dot{T} > 0$, diffère de celle qui résulte de l'évolution $\dot{T} < 0$. La raison essentielle (en absence d'effet de granularité) repose sur le piégeage des vortex. En effet, la présence d'un champ magnétique lors du processus FC, entraîne celle des vortex. Au cours du refroidissement, le supraconducteur va donc essayer de minimiser son potentiel en expulsant ces lignes de flux pour permettre la réalisation de l'état thermostatique Meissner. Ce processus est en fait, freiné par l'ancrage des vortex sur des imperfections du matériau, d'où une aimantation hors équilibre M_{FC} qui diffère de M_{ZFC} . Ceci explique le rôle en général donné à la réponse M_{FC} qui est de caractériser l'*expulsion* du flux. L'effet Meissner est total lorsque $M_{FC} \approx M_{ZFC}$ ce qui se produit en général pour de petits échantillons¹⁰ de bonne qualité ou pour des vitesses de refroidissement très lentes.

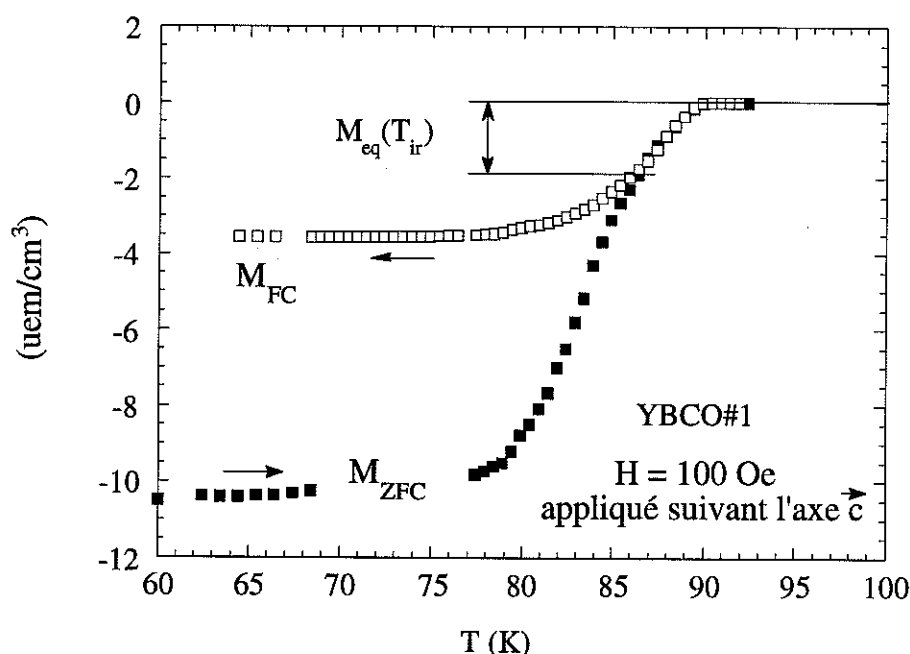


Fig.3.2 : Transition supraconductrice sous un champ magnétique égale à 100 Oe pour les deux signes de la variable $\dot{T}$. Le cas $\dot{T} > 0$ donne lieu à l'aimantation M_{ZFC} et celui $\dot{T} < 0$ à l'aimantation M_{FC} .

La nature irréversible de M_{FC} peut se comprendre formellement en évoquant l'unicité de la réponse à l'équilibre. Du point de vue expérimental, la nature irréversible de M_{FC} transparaît au travers de la mise en évidence de sa dépendance envers la variable $\dot{T}$. En effet, nous avons pu observer, toujours avec l'échantillon YBCO#2, que pour une vitesse de refroidissement (à l'origine approximativement égale à -4 Kelvin/heure) multipliée par 10, une perte de diamagnétisme du palier d'aimantation M_{FC} à basse température de l'ordre de 20 %. Des

¹⁰ Le modèle de Bean (qui est rappelé dans le prochain paragraphe) montre que le rapport de l'aimantation irréversible sur celle réversible varie comme la dimension moyenne de l'échantillon perpendiculaire au champ magnétique.

études récentes sur différents S.H.T_C cristallins confirment cette tendance et montrent en plus une modification de la variation de M_{FC} avec la température [96]. Ces auteurs trouvent que $M_{FC}(T)$ présente à partir d'une vitesse de refroidissement de l'ordre de -0.22 Kelvin/heure, un maximum (en valeur absolue) au pied de la transition avant d'atteindre sa valeur constante à basse température. Un autre aspect révélant le caractère irréversible de l'aimantation M_{FC} peut encore être mentionné. Celui-ci concerne des travaux mettant en évidence une différence entre les aimantations FC qui sont mesurées pour un refroidissement sous champ (aimantation FCC "Field Cooled Cooling") et celles obtenues lors du réchauffement de l'échantillon (FCW "Field Cooled Warming") [97]. Dans notre étude, nous ne considérons pas cette différence et les mesures de M_{FC} se réfèrent au processus FCC.

D'autre part, on peut noter sur la Fig.3.2 l'existence d'une petite plage de température $T_{ir} < T < T_C$ sur laquelle M_{FC} est égale à M_{ZFC} . La dépendance envers le champ appliqué de la température $T_{ir}(H)$ décrit aussi bien dans le cas de supraconducteurs conventionnels que dans le cas des S.H.T_C, ce qu'il convient d'appeler une ligne d'irréversibilité dont l'origine n'est pas encore très bien comprise.

L'interprétation des variations de $M_{FC}(T, \dot{T})$ et $M_{ZFC}(T)$ de la Fig.3.2 qui a été donnée, est suffisante pour conclure que l'utilisation des relations (3.1) et (3.2) après avoir remplacé la variable $\dot{H}$ par $\dot{T}$ ne fournit pas la décomposition correcte séparant la contribution réversible de celle irréversible. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point, mais il est peut être déjà possible de raccrocher cela au fait que du point de vue de la thermostatique, M et H sont des grandeurs conjuguées alors que M et T ne le sont pas ¹¹. En fait, il ne semble pas, que les variations thermiques de l'aimantation décrivent ce qu'il convient d'appeler des cycles d'hystérésis. Des éléments de définition et de classification de l'hystérésis seront proposés dans la suite de ce chapitre.

Dans la suite, nous allons montrer que les relations (3.1) et (3.2) semblent plutôt être spécifiques au couple de variables $(H, \dot{H})$ ainsi qu'au couple $(\theta, \dot{\theta})$ lors de variations angulaires. Etant donné que l'hystérésis de l'aimantation relative au couple de variables $(H, \dot{H})$ a pour origine une variation du module du champ magnétique appliqué H (dont l'orientation est fixée par rapport à l'échantillon), il lui est donné le nom d'hystérésis unidirectionnelle.

III.B. Cas de l'hystérésis unidirectionnelle

III.B.1. Le modèle de Bean dans sa forme originale

¹¹ On peut suggérer de tester cette hypothèse en essayant par exemple d'appliquer la méthode de décomposition dans le cas de mesures de chaleur spécifique pour un champ donné et en fonction de la température.

Le modèle de l'état critique de Bean est dans de très nombreux cas utilisé comme point de départ pour interpréter les propriétés irréversibles des supraconducteurs de type II. C.P. Bean a montré que son approche permet à la fois de calculer les cycles d'hystérésis décrits par l'aimantation à température fixée et d'interpréter les mesures de susceptibilité alternative [79a]. Ce modèle s'est également révélé par la suite, un précieux support pour décrire la dépendance en température de l'aimantation ZFC et FC [98], donnant ainsi une interprétation quantitative de l'effet Meissner partiel lorsque l'échantillon est refroidi sous champ magnétique.

L'idée principale énoncée par Bean [79a] peut se résumer par les termes suivants. Lors de l'application d'un champ magnétique appliqué, le supraconducteur de type II va s'opposer à la variation de flux en créant une aimantation M . Celle-ci se trouve être générée par des boucles de courants correspondant précisément à une description en termes d'Ampériens. L'extension spatiale de ces courants non dissipatifs englobe tout l'échantillon pour une supraconductivité homogène, ce qui constitue la manifestation d'un état quantique sur une échelle macroscopique. Comme tous les modèles d'états critiques, le modèle de Bean est basé sur le fait que le matériau supraconducteur a intérêt, du point de vue énergétique, à "écranter" le champ appliqué avec la plus forte densité de courant possible qui par définition, est égale à la densité de courant critique J_c . Celle-ci est définie lors de la présence de vortex comme celle produisant une force de Lorentz suffisante pour les dépiéger.

La présence de défauts structuraux dans les supraconducteurs de type II a pour effet d'introduire de l'irréversibilité dans les courbes d'aimantation. Dès l'apparition des vortex par les surfaces pour un champ appliqué supérieur à H_{c1} , ceux-ci vont être piégés par ces défauts, ce qui freine leur pénétration dans l'échantillon. Par ce fait, il existe en champ croissant ($\text{sign}(\dot{H}) > 0$), un nombre de vortex toujours plus important près des bords de l'échantillon qu'au centre. En champ décroissant ($\text{sign}(\dot{H}) < 0$), cette tendance s'inverse, ce sont les vortex près de la surface qui sont les premiers expulsés et le gradient de la densité de vortex, après être passé par un régime transitoire, change de signe en tout point. Nous pouvons résumer ce comportement en disant que du fait du piégeage, le nombre de vortex présent dans l'échantillon a du mal à suivre l'accroissement (ou la décroissance) du module du champ et accuse un retard par rapport à cette variation. C'est ce retard qui produit une hystérésis de l'aimantation¹². Les différentes étapes d'un cycle d'hystérésis sont présentées schématiquement sur la Fig.3.3 dans l'hypothèse où la densité de courant critique J_c ne dépend pas du champ. Nous verrons au paragraphe suivant qu'il en est de même lors de la rotation de l'échantillon. Mais dans ce cas il s'agit de l'orientation moyenne des lignes de vortex qui a du mal à suivre celle du champ magnétique (angle de traînage).

¹² On retrouve bien dans cette interprétation, l'origine du mot hystérésis.

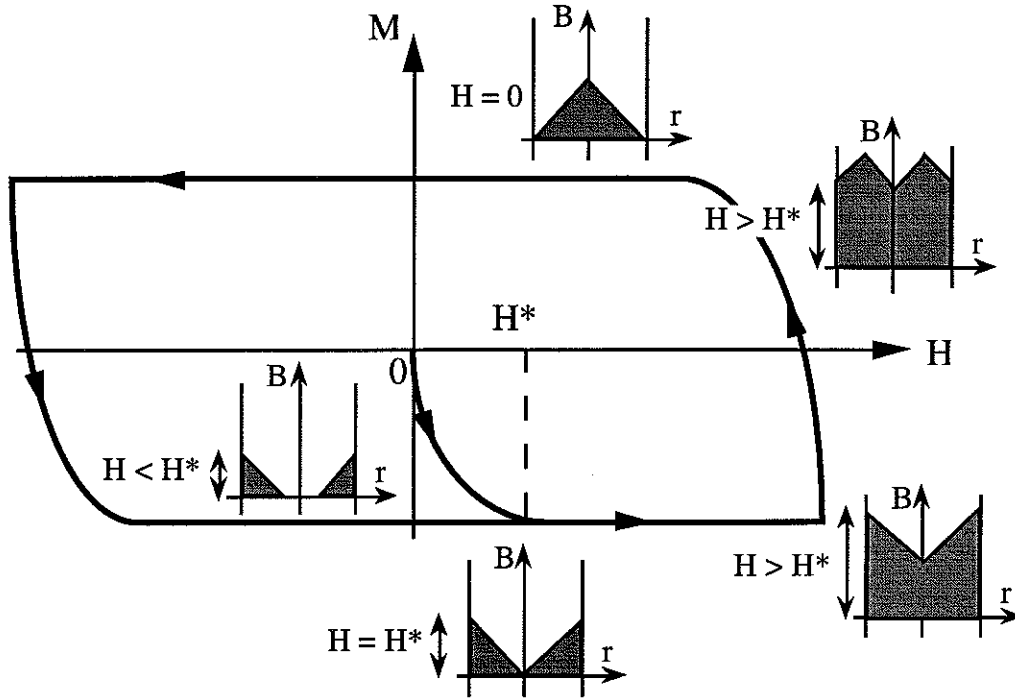


Fig.3.3 : Schématisation du processus d'aimantation dans le cadre du modèle de Bean supposant J_c indépendant du champ appliqué. La saturation de l'aimantation intervient lorsque les vortex atteignent le centre de l'échantillon.

L'effet combiné de vortex entrant ou sortant par la surface de l'échantillon et de leur piégeage produit donc une distribution non homogène de la densité de flux B à l'échelle des milieux continus. D'après la loi de Maxwell-Ampère, il en résulte la circulation d'un courant macroscopique qui dans le cadre de l'état critique est égale à J_c ¹³ :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_c \quad (3.4)$$

Au point r , la densité de flux $B(r)$ est alors obtenue en intégrant cette expression et la valeur de l'aimantation mesurée est par définition donnée par :

$$M(H) = \frac{1}{4\pi} (\langle B(r) \rangle(H) - H) \quad (3.5)$$

$$\text{avec } \langle B(r) \rangle(H) = \frac{\int d^3r B(r)}{\int d^3r}$$

¹³ Comme le fait remarquer P. G. De Gennes dans son livre [22, p.83], on peut avoir une image physique de cet état critique en pensant à un tas de sable. Lorsque sa pente excède une certaine valeur critique, les grains s'écoulent sous formes d'avalanches jusqu'à ce que celle-ci retrouve cette valeur critique. Le tas de sable s'est révélé depuis comme un système modèle très riche en enseignement. Il se trouve par exemple, à l'origine de la théorie des Systèmes Critiques Auto-organisés développés par P. Bak, C. Tang et K. Wiesenfeld [99]. L'état critique de Bean est-il un état critique auto-organisé ? Cette question est encore largement ouverte.

En d'autre termes, $\langle B(r) \rangle(H)$ est la densité de flux moyennée sur la taille de l'échantillon alors que $4\pi M$ représente le champ magnétique créé par la distribution de courant. Dans la version originale du modèle de Bean, les relations reliant l'aimantation $M(H)$ à la densité de courant critique J_C sont obtenues après avoir effectué les approximations suivantes :

- (i) La diffusion des vortex est négligée (pas de fluctuations thermiques, $T = 0$),
- (ii) J_C est indépendante du champ appliqué H ($\Rightarrow$ d'après (3.4) que J_C est soit localement constante en valeur absolue, soit nulle),
- (iii) L'échantillon est homogène et isotrope,
- (iv) Les effets de champ démagnétisant sont négligeables ($N = 0$),
- (v) La contribution réversible à l'aimantation est négligeable, et
- (vi) Il n'existe pas de champ seuil à l'apparition des vortex ($H_{C1} = 0$).

Considérons donc un supraconducteur de type II refroidi en champ nul et plongé dans un champ magnétique parallèlement à sa plus grande dimension. Si on suppose explicitement que J_C ne dépend pas de B , un profil linéaire par morceaux de la distribution des vortex (Fig.3.3) est alors simplement obtenu par intégration de la relation (3.4). La valeur du champ magnétique, appliqué de manière croissante, pour laquelle les vortex arrivent au centre de l'échantillon notée H^* permet alors de distinguer deux cas pour la courbe de première aimantation en champ croissant ($\text{sign}(\dot{H}) > 0$) :

$$H < H^*, 4\pi M(H) = -H + \alpha H^2 / H^* - \beta H^3 / H^{*2} \quad (3.6)$$

$$H > H^*, 4\pi M(H) = -\gamma H^* \quad (3.7)$$

Les différents coefficients correspondant à deux formes semi-infinies particulières de l'échantillon à savoir un cylindre de rayon R et une plaque d'épaisseur D , sont résumés dans le tableau suivant :

	Cylindre de rayon R	Plaque d'épaisseur D
H^*	$(2\pi/c) J_C 2R$	$(2\pi/c) J_C D$
α	1	1/2
β	1/3	0
γ	1/3	1/2

Tableau 3.1 : Tableau résumant les principaux résultats du modèle de Bean.

Le cycle d'hystérésis tout entier peut en fait être calculé avec ce modèle et ainsi pour $H < H^*$, le cycle symétrique entre les deux valeurs extrêmes du champ $\pm H_m$ a pour expression :

$$4\pi M(H) = -H + \alpha HH_m / H^* + \alpha \text{sign}(\dot{H}) (H^2 - H_m^2) / 2H^* + 3\gamma \text{sign}(\dot{H}) (H_m^3 + HH_m^2 - HH_m + H^3 / 3) / 4H^* \quad (3.8)$$

Lorsque $H > H^*$, l'aimantation irréversible est constante en valeur absolue en dehors des intervalles pour lesquels l'aimantation présente le régime transitoire correspondant à l'inversion du champ :

$$4\pi M(H) = -\gamma \text{sign}(\dot{H}) H^* \quad (3.9)$$

Cette expression illustre le fait que dans le modèle de Bean, l'aimantation irréversible est proportionnelle à la fonction $\text{sign}(\dot{H})$.

Le modèle de C. P. Bean permet de décrire l'hystérésis de l'aimantation d'un supraconducteur de type II (i.e. une propriété non locale dans le temps) à partir d'une brisure de symétrie spatiale. L'autre caractéristique majeure de ce modèle est sa nature profondément non locale dans l'espace. La densité de flux au point r , dépend de celle présente aux bords de l'échantillon $B(R)$, qui elle même doit satisfaire à certaines exigences imposées par les équations de Maxwell. Ce point sera repris au chapitre 5 dans lequel nous exposerons les conditions qui permettent d'étendre ce modèle en relaxant les hypothèses (ii), (iii) et (v), ceci dans le but d'interpréter nos résultats expérimentaux. Il est déjà possible de souligner un résultat issu de la relation (3.9) qui nous sera particulièrement utile. La largeur du cycle d'hystérésis ΔM , qui correspond à deux fois l'aimantation irréversible telle qu'elle est définie en (3.1), est proportionnelle à la densité de courant critique J_c . L'intérêt de s'intéresser à la largeur du cycle d'hystérésis plutôt qu'à l'une de ces branches réside principalement dans le fait qu'ainsi, la contribution réversible à l'aimantation est soustraite et ne modifie donc pas le résultat.

Pour l'instant, intéressons nous rapidement à la relaxe de la première approximation (i) du modèle de Bean pour déterminer de manière plus précise, la forme de $M_{ir}(H, \dot{H})$. Ceci peut être effectué à partir d'arguments relativement simples qui rejoignent en fait, les considérations du modèle de Y. Kim et P. W. Anderson [100] sur la relaxation de l'aimantation des supraconducteurs de type II.

Etant donné que l'hystérésis unidirectionnelle des supraconducteurs de type II vient du piégeage des vortex, considérons comme grandeur la densité de flux. D'une manière très générale, on peut dire que la courbe $B(H)$ présentera de l'hystérésis lorsque l'inégalité suivante sera vérifiée :

$$\tau_H = \frac{H}{\dot{H}} < \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E(B)}{K_B T}\right) \quad (3.10)$$

où τ_0 est un temps caractéristique "plutôt" macroscopique et $\Delta E(B)$ représente la barrière effective moyenne pouvant décrire la dynamique du système. Cette inégalité traduit simplement le fait que pour observer une aimantation irréversible, la durée caractéristique de la mesure τ_H doit être inférieure au temps caractérisant la relaxation (i.e. il ne faut pas laisser le temps aux vortex de franchir la barrière moyenne). Le modèle de Kim-Anderson montre en fait que la barrière croît avec $B(t)$ au cours du temps et peut, en première approximation, se mettre sous la forme :

$$\Delta E(B) = \Delta E_0 \left(1 - \text{sign}(\dot{H}) \frac{B(t)}{B_0} \right) \quad (3.11)$$

L'effet de la vitesse de balayage $\dot{H}$ sur l'hystérésis peut être obtenu en résolvant l'égalité entre les deux membres de (3.10) ce qui conduit alors à l'expression :

$$B(H, \dot{H}) = \text{sign}(\dot{H}) B_0(H) \left(1 + \frac{K_B T}{\Delta E_0} \ln \left(\frac{\tau_0 \dot{H}}{H} \right) \right) \quad (3.12)$$

La définition de l'aimantation (3.5) permet alors d'exprimer $M_{ir}(H, \dot{H})$ et on obtient une largeur du cycle d'aimantation qui croît comme le logarithme de la vitesse de balayage $\dot{H}$ conformément aux faits expérimentaux [93].

III.B.2. Les cycles de Rayleigh

Afin de discuter de manière quelque peu quantitative la validité des relations de décomposition (3.1) et (3.2), intéressons nous maintenant aux lois d'aimantation des corps ferromagnétiques dans la limite des faibles champs. Celles-ci ont été découvertes expérimentalement par Lord Rayleigh en 1887 [101] et "jusqu'à maintenant, n'ont jamais été mises en défaut¹⁴". Louis Néel leur a proposé une interprétation théorique en 1942 [103a] dans le cadre du modèle de Preisach (1935)[104]. Une des lois de Rayleigh énonce que la courbe de première aimantation dans les champs faibles varie de façon parabolique¹⁵. En faisant apparaître explicitement la variable $\dot{H}$, elle s'écrit :

$$M = \chi H + \alpha \text{sign}(\dot{H}) H^2. \quad (3.13)$$

Dans cette expression, χ est la susceptibilité initiale réversible, α le coefficient irréversible de Rayleigh qui caractérise le premier écart au comportement réversible, et $\text{sign}(\dot{H})$ la fonction

¹⁴ Citation empruntée à A. Herpin [102, p.802] qu'il convient de tempérer quelque peu, le paragraphe suivant situera cette citation dans son contexte historique.

¹⁵ Il est nécessaire pour observer cette loi de Rayleigh, "d'effacer la mémoire du matériau" en effectuant une désaimantation alternative. Dans le cas d'un matériau supraconducteur de type II, il est également important de partir d'un état vierge de tout vortex, ce qui peut être obtenu après un refroidissement sans champ magnétique.

égale à +1 et -1 en champ croissant et décroissant respectivement. Le dernier terme de (3.13) a pour origine les déplacements irréversibles des parois. La seconde loi de Rayleigh énonce que les cycles d'hystérésis décrits en champ faible, se composent d'arcs de paraboles. Par exemple, ceux symétriques par rapport à l'origine, peuvent se mettre sous la forme [102],[105] :

$$M(H, \dot{H}) = (\chi + \alpha H_m) H + \frac{\alpha}{2} \text{sign}(\dot{H}) (H^2 - H_m^2) \quad (3.14)$$

avec H_m représentant la valeur maximum du champ magnétique appliqué. La proposition formulée par Lord Rayleigh est qu'il ne s'agit pas de formules approchées mais de lois rigoureuses, à condition que le champ reste toujours petit devant le champ coercitif H_C (typiquement H doit être au maximum de l'ordre de $H_C/10$).

L'application des relations de décomposition de l'aimantation (3.1) et (3.2) au cas spécifique des lois de Rayleigh d'équations (3.14), conduit aux expressions suivantes :

$$M_{\text{rev}}(H) = \chi H + \alpha H H_m \quad (3.15)$$

$$M_{\text{ir}}(H, \dot{H}) = \text{sign}(\dot{H}) \frac{\alpha}{2} (H^2 - H_m^2) \quad (3.16)$$

Dans la limite où $\alpha H_m / \chi \ll 1$, la relation (3.15) permet de retrouver l'aimantation à l'équilibre thermostatique $M_{\text{rev}}(H) \approx \chi H$ et il est possible de montrer que cette condition se rapproche dans certains cas, de celle concernant la validité des lois de Rayleigh (i.e. $H_m < 0.1 H_C$). En effet, dans le cas des matériaux ferromagnétiques "plutôt" durs tels que les aciers au carbone ou au silicium, typiquement $0.5 < \alpha H_C / \chi < 10$ en fonction du traitement thermique [103b]. Mais pour des matériaux très doux (i.e. présentant une très faible hystérésis) ce rapport peut être beaucoup plus élevé et atteindre par exemple la valeur de 260 dans le cas du monocristal Fe-Si [106]. Il est clair que dans ce dernier cas la relation (3.15), bien que dépourvue d'hystérésis¹⁶, diffère de l'aimantation à l'équilibre puisqu'elle contient un terme important gardant en mémoire la valeur maximum du champ qui lui a été appliqué¹⁷. Les relations de décomposition (3.1) et (3.2) ne sont donc pas correctes dans ce cas. Cet exemple permet également d'illustrer le fait qu'il semble nécessaire de distinguer en général l'hystérésis, des effets de mémoire à long terme. Nous reviendrons quelque peu sur ce point mais il ressort de

¹⁶ Notons que L. Néel a également introduit un concept d'aimantation anhystérétique pour les corps ferromagnétiques [103c]. Celle-ci concerne l'aimantation acquise par le ferromagnétique lorsque l'on superpose à un champ constant H un champ alternatif dont l'amplitude, initialement grande vis à vis de H_C , est réduite lentement jusqu'à zéro. Cette aimantation ne dépend alors que du champ H et s'annule avec lui. C'est une aimantation qui diffère donc de (5) puisque cette dernière dépend du champ maximum appliqué.

¹⁷ L'aimantation à l'équilibre thermostatique est issue de la minimisation d'un potentiel statique et l'existence même de ce potentiel entraîne que le système oublie ses conditions initiales. L'effet de mémoire est par conséquent un phénomène hors équilibre.

cette brève discussion que le rapport $\alpha H_C/\chi$ permette de distinguer les matériaux à fort effet de mémoire, des autres.

Alors que dans le cas des matériaux ferromagnétiques, l'hystérésis unidirectionnelle qui apparaît sur l'aimantation est associée au piégeage des parois, dans le cas des supraconducteurs de type II, elle résulte du piégeage des vortex. C'est C. P. Bean qui, le premier, se rendit compte en 1964 de cette analogie. Ainsi, dans sa deuxième publication sur l'interprétation de l'hystérésis magnétique des supraconducteurs de type II [79a], il énonce que son approche revient précisément à exprimer l'équivalent diamagnétique (cas où l'aimantation est négative) des cycles de Rayleigh. Selon le calcul développé par C. P. Bean, la courbe de première aimantation (après refroidissement en champ nul) comme les cycles d'hystérésis, varient de manière parabolique avec H dans la limite des champs faibles (3.6) et (3.8) et semblent donc pouvoir se mettre sous la forme des expressions (3.13) et (3.14) respectivement. Mais une nuance importante doit être apportée. Le premier terme linéaire en champ de l'expression (3.6) ne correspond pas à l'aimantation réversible. On sait en effet que lorsque des vortex commencent à pénétrer dans un supraconducteur de type II, l'aimantation réversible n'est plus une fonction linéaire du champ mais chute brutalement en valeur absolue. En revanche, le deuxième terme en H^2 de cette expression est lui bien de nature irréversible. C'est d'ailleurs lui qui permet de retrouver le même résultat que pour les cycles de Rayleigh, à savoir que l'énergie dissipée au cours d'un "petit" cycle est proportionnelle à H^3 . D'autre part, ce qui semble remarquable, c'est que le terme irréversible quadratique en champ contribue, dans le cas des cycles de Rayleigh comme dans le cas du modèle de Bean, à donner une courbure à l'aimantation, du signe de $\dot{H}$. Autrement dit, pour une excitation croissante la parabole est orientée "vers le haut" dans le plan défini par M et H . La généralisation des lois de Rayleigh au cas des supraconducteurs de type II conduit à réécrire (3.13) par exemple, sous la forme :

$$M(H, \dot{H}) = M_{\text{rev}}(H) + \alpha \text{sign}(\dot{H}) H^2 \quad (3.13')$$

avec la condition que nous allons démontrer au prochain paragraphe, $M_{\text{rev}}(H) = -M_{\text{rev}}(-H)$. On peut encore ajouter que cette concavité tournée du côté des réponses positives se retrouve également dans le cas de la polarisation d'un corps ferroélectrique $P(E)$, de la déformation plastique d'un corps $\varepsilon(\sigma)$...

Sur la base des lois de Rayleigh, la conclusion qui s'impose à ce paragraphe est que les relations de décomposition (3.1) et (3.2) ne permettent pas dans le cas général, de séparer l'aimantation à l'équilibre thermostatique de celle purement hors équilibre, car un terme important contenant la valeur maximum champ appliqué subsiste dans la contribution dite réversible. C'est uniquement lorsque ce terme peut être négligé que cette décomposition donne un résultat approximativement correct. Dans le cas des fortes valeurs de champ appliqué, il

peut déjà être précisé que si le système passe par un état d'équilibre thermostatique, en acquérant par exemple l'aimantation à saturation dans le cas des corps ferromagnétiques, les effets de mémoire seront alors effacés. Cette remarque permet donc d'être assez optimiste sur la validité des relations de décomposition (3.1) et (3.2) lorsque le champ maximum appliqué appartient au domaine réversible du diagramme de phase champ-température.

III.B.3. Propriété de symétrie de la réponse à l'équilibre thermostatique

L'introduction de la variable $\dot{H}$ pour caractériser l'aimantation hors équilibre semble assez naturelle au regard de la variable H qui caractérise l'aimantation à l'équilibre. En effet, M_{ir} semble être du signe de $\dot{H}$ (donc impaire en $\dot{H}$), de manière un peu analogue au fait que M_{rev} soit une fonction impaire en H . Mais est-il possible de démontrer cette propriété de symétrie relative à l'aimantation réversible et de l'étendre au delà du domaine de Rayleigh ? En 1942, L. Néel s'était déjà rendu compte, sans pour autant en donner une justification générale, que sa démonstration des lois de Rayleigh revenait précisément à établir des propriétés de symétrie bien particulières pour l'aimantation. Ainsi termine-t-il son article [103a] par l'affirmation suivante : *"Il est bien évident que toute théorie doit finalement aboutir à un développement en série, mais ici apparaît un fait particulièrement nouveau : les termes impairs sont réversibles, les termes pairs sont irréversibles. La généralité de ce résultat dépasse le cas particulier dans lequel il vient d'être démontré..."*. En fait, il est effectivement possible de généraliser hors du domaine de Rayleigh la propriété énonçant que l'aimantation à l'équilibre soit une fonction impaire du champ H , car dans le cas des fortes valeurs du champ appliqué ($H \gg H_C$), l'aimantation à saturation M_S des corps ferromagnétiques se révèle être également du signe de H . En fait, cette propriété de symétrie relative à l'aimantation M_{rev} découle simplement de sa définition. En effet, le potentiel thermostatique de Helmholtz¹⁸ F (déterminé à partir d'une théorie microscopique comme par exemple celle du champ moléculaire) doit être invariant lors de l'opération de renversement du temps (changement de t en $-t$). Ce postulat impose au potentiel d'être une fonction paire du champ H . Comme l'aimantation à l'équilibre est définie simplement par la relation $M_{rev} = -\partial F / \partial H$, elle se trouve donc être impaire en champ¹⁹. La conclusion qui s'impose à ce paragraphe est donc : si une aimantation à l'équilibre est présente dans la réponse à une excitation magnétique, celle-ci est impaire en champ. Mais ne peut on pas voir dans ce résultat une sorte d'extension du principe de Curie dans lequel on introduirait l'opération de symétrie qui consiste à changer t en $-t$?...²⁰

¹⁸ Potentiel thermostatique caractéristique des variables champ appliqué H et température T .

¹⁹ La démonstration de la propriété de symétrie de M_{rev} s'appuie sur sa définition qui considère cette grandeur comme étant la quantité conjuguée de H . Dans le cas où le potentiel caractéristique est celui relatif aux variables aimantation M et T (comme par exemple dans le cas de la théorie de Landau de la transition de phase ferromagnétique), c'est $H_{rev} = \partial F / \partial M$ qui se trouve alors être une fonction impaire en aimantation.

²⁰ On pourra cependant objecter l'extension *nulle* de cet argument à d'autres domaines de la physique qui, en général, ont à faire à une contrainte (la cause) qui ne change pas de signe lors de l'opération de symétrie

III.B.4. Les limites des lois de Rayleigh

Une grande partie du magnétisme a été construite sur l'approximation qui considère l'énergie d'anisotropie (terme d'énergie noté $K(\theta_M)$ exprimant l'existence de directions privilégiées pour l'aimantation) faible devant le terme d'échange (énergie d'interaction de paire J qui dans le cas $J > 0$, couple deux spins de manière parallèle). Cette approximation se trouvait en fait justifiée à l'époque de la découverte des lois du magnétisme, puisque les études expérimentales portaient alors principalement sur les métaux 3d (Fe, Co, Ni). Et c'est dans ce contexte historique (qu'il convenait de rappeler) que A. Herpin [102] affirma que les lois de Rayleigh "n'ont jamais été mises en défaut". Actuellement, le débat sur la validité des lois de Rayleigh semble relancé justement dans le cas des matériaux magnétiques présentant une forte énergie d'anisotropie (comme ceux contenant des Terres Rares). Dans ce cas, les cycles présentent une forme carrée, voisine de celle d'un grain isolé monodomaine lorsque le champ est appliqué parallèlement à l'axe de facile aimantation. Pour quelle raison, l'augmentation de l'anisotropie K du matériau magnétique entraîne des cycles d'hystérésis qui ne se décrivent plus par les lois de Rayleigh ? L'approche par le modèle de Preisach [104],[107] permet de rendre compte en partie de ce phénomène, en considérant que la statistique se restreint dans le cas $K \gg J$ à des systèmes à deux niveaux tous identiques. Notons qu'il est également possible d'évoquer dans ce cas précis, des problèmes expérimentaux de résolution en temps lors de la mesure de l'aimantation.

III.B.5. Retour au piégeage des vortex

Bien qu'une justification des relations (3.1) et (3.2) n'ait pour l'instant été donnée que pour les cycles de Rayleigh des matériaux magnétiques, leur utilisation est abondante dans divers domaines de la physique tel que la supraconductivité par exemple. Ainsi, nous verrons que l'aimantation irréversible définie par (3.2) qui, dans le cadre du modèle de Bean, est proportionnelle à la densité de courant critique J_C dépiégeant les vortex, est une interprétation qui fournit des résultats corrects. Une étude plus détaillée de ce point sera développée ultérieurement, l'objet du présent chapitre étant d'essayer de donner une justification à partir des premiers principes de thermodynamique, à la validité de l'expression (3.3) qui implique celle des relations (3.1) et (3.2).

III.C. Cas de l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T_C

III.C.1. Introduction

renversant le temps. L'argument général justifiant la propriété de symétrie de la réponse d'un système en fonction d'une contrainte extérieure est donc tout autre et c'est plutôt dans la nature scalaire des potentiels thermostatiques qu'il faut le rechercher.

Ce dernier exemple d'hystérésis relatif à la variable angulaire θ s'adresse maintenant au vecteur aimantation des S.H.T_C. Celui-ci va permettre une "démonstration expérimentale" de la validité des relations de décomposition (3.1) et (3.2) dans le cas où le couple de variables $(H, \dot{H})$ est remplacé par $(\theta, \dot{\theta})$. Ces mesures "rotationnelles" constituant l'essentiel de ce travail, il est par conséquent important, avant d'aborder une interprétation quantitative de ces résultats, de s'assurer de la validité de la méthode de décomposition qui va être très largement utilisée. Comme nous allons le montrer, le fait d'avoir accès simultanément aux deux composantes du vecteur aimantation va être d'un intérêt capital pour cette justification. Mais commençons par introduire l'hystérésis rotationnelle dans le cas simple d'un supraconducteur de type II isotrope.

III.C.2. Généralités sur l'hystérésis rotationnelle

Afin de pouvoir cerner les mécanismes responsables de cette hystérésis, ce paragraphe commence par considérer le cas de l'aimantation d'un supraconducteur de type II isotrope en rotation dans un champ magnétique. L'échantillon supposé de forme cylindrique est en rotation autour de son axe, le champ étant appliqué perpendiculairement à cet axe (Fig.3.4a). Dans cette géométrie, l'aimantation est contenue dans la section circulaire et la composante transverse au champ M_T est alors purement de nature irréversible. Celle-ci est en fait reliée au module du couple magnétique (irréversible) par unité de volume $|\vec{\Gamma}_{ir}|$ qui s'exerce sur l'échantillon : $|\vec{\Gamma}_{ir}| = M_{Tir} H$. Quant à la composante de l'aimantation parallèle au champ M_L (composante longitudinale), elle contient une contribution réversible en plus de celle irréversible. Ce type de mesures sur un supraconducteur de type II isotrope n'a pas pu être effectué et la discussion qui va suivre est basée sur certains résultats empruntés à la littérature. Ceux-ci sont relatifs à des mesures de couples magnétiques et permettent donc uniquement de discuter l'hystérésis relative à M_T . Par ailleurs, cette composante est directement reliée à la densité de flux perpendiculaire au champ B_T conformément à l'expression $M_T = B_T/4\pi(1-N)$ dans laquelle N représente le coefficient de champ démagnétisant. Comme nous allons maintenant le montrer, l'hystérésis rotationnelle a pour origine un mouvement des vortex qui passent successivement d'un état dans lequel ils sont piégés à un autre état pour lequel ils sont dépiégés.

Dans un premier temps, supposons le cas idéalisé pour lequel les vortex restent rectilignes tout au long du cycle d'hystérésis (trait en pointillé de la Fig.3.4b). Cet approximation revient en fait à négliger l'aspect non locale du module élastique d'inclinaison C_{44} . Lors de la mise en rotation de l'échantillon, les vortex initialement piégés par les défauts du matériau sont tout d'abord mis en rotation avec celui-ci, d'où une croissance linéaire de M_T avec $\sin\theta \approx \theta$ (Fig.3.4b). Puis à partir d'un certain angle limite θ_1 appelé angle de traînage, le

mouvement de rotation des vortex est stoppé par la force magnétique qui tend à les réorienter parallèle au champ. Le champ appliqué traîne alors avec cet angle constant derrière la densité de flux²¹ et l'aimantation transverse a atteint sa valeur constante à saturation M_{Tmax} . Lorsque le sens de rotation est inversé, M_T décroît alors linéairement en fonction de l'angle avec la même pente M_{Tmax}/θ_1 jusqu'à la valeur symétrique $-M_{Tmax}$. Une inversion à nouveau du sens de rotation permet d'obtenir un cycle d'hystérésis du type de celui représenté sur la Fig.3.4b. Il est intéressant de remarquer que l'aimantation transverse de première rotation qui résulte du piégeage des vortex (partie linéaire) semble avoir les mêmes propriétés qu'une contribution réversible. Ainsi par exemple, elle se révèle impaire en θ .

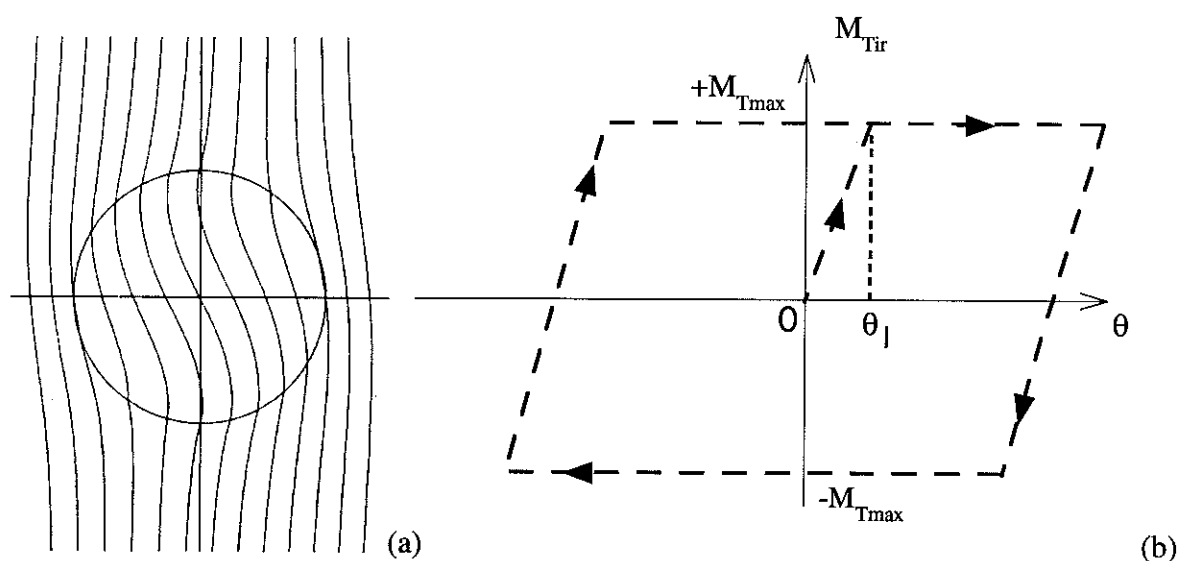


Fig.3.4 : Schémas concernant l'hystérésis rotationnelle d'un supraconducteur de type II isotrope. (a) Courbure des lignes de flux dans un échantillon supraconducteur en rotation dans un champ magnétique vertical d'après [110]. (b) Le cycle d'hystérésis décrit par l'aimantation transverse.

Les mesures que l'on peut trouver dans la littérature [108],[109] révèlent en général une courbe de première orientation qui rejoint la valeur à saturation M_{Tmax} de manière beaucoup plus arrondie que le cycle idéal (Fig.3.4b). Cet effet est assimilé à une courbure des lignes de vortex près des bords de l'échantillon (Fig.3.4a) qui est nécessaire pour permettre à la composante de la densité de flux normale à la surface d'être conservée.

Nous allons maintenant brièvement rappeler la modélisation du couple magnétique irréversible telle qu'elle est proposée par M. Fuhrmans et C. Heiden [110]. Dans cette approche, la force de piégeage élémentaire $d\vec{f}$ qui s'exerce perpendiculairement à un segment de vortex de longueur dl se déplaçant à la vitesse $\vec{v}_\perp$ lors de la rotation de l'échantillon, se décompose en deux parties :

²¹ Notons que dans le cas des mesures de couple en général, c'est le champ magnétique qui tourne par rapport à l'échantillon. Dans ce cas, ce sont les vortex qui traînent derrière le champ.

$$d\vec{f} = \vec{v}_\perp (\eta + f_c / v_\perp) dl \quad (3.17)$$

avec η représentant le coefficient de viscosité des vortex et f_c la force de piégeage qui peut être reliée à la densité de courant critique en utilisant la relation $f_c = J_c \phi_0 / c$. Cette décomposition revient en quelque sorte, à séparer la contribution venant d'un frottement visqueux de celle issue d'un frottement solide. Le couple magnétique irréversible résultant s'obtient alors simplement en intégrant sur toute la longueur du vortex le couple élémentaire :

$$d\vec{\Gamma}_{ir} = \frac{B S}{\phi_0} \vec{r} \times d\vec{f} \quad (3.18)$$

où S représente la section de l'échantillon traversée par les lignes de flux; BS/ϕ_0 est par conséquent égale au nombre de vortex présent dans le supraconducteur. Dans ce modèle, le couple résultant a alors pour expression [110] :

$$|\vec{\Gamma}_{ir}| = \Gamma_{ir} = \Gamma_c \text{sign}(\dot{\theta}) + \frac{\dot{\theta}}{\dot{\theta}_c} \Gamma_v \quad (3.19)$$

Dans le cas d'un échantillon cylindrique de rayon R et de volume V en rotation autour de son axe disposé perpendiculairement au champ magnétique appliqué, $\Gamma_c = 4J_c BRV/3\pi c$ et $\Gamma_v/\dot{\theta}_c = \pi\eta BR^2V/2\phi_0$. Cette expression montre que le couple irréversible est bien proportionnel à la fonction $\text{sign}(\dot{\theta})$. Nous verrons au chapitre 6, que les fréquences de rotation en général utilisées pour ce type de mesures, sont très inférieures à $\dot{\theta}_c$. Par conséquent, le second membre de (3.19) peut être négligé²².

III.C.3. La méthode de décomposition appliquée à l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T_c

Notre étude de l'irréversibilité et de l'anisotropie du vecteur aimantation des S.H.T_c repose en partie sur ce type de mesures effectué avec le double magnétomètre à SQUID présenté au chapitre 2. La Fig.3.5 montre à titre d'illustration, les variations angulaires périodiques des deux composantes du vecteur aimantation, à savoir celles parallèle M_L et perpendiculaire M_T au champ appliqué, mesurées sur le cristal YBCO#1 après un refroidissement en champ nul. Le champ magnétique appliqué est égale à 0.5 kOe et la température à 90.5 K. Comme on peut le voir, chacune des 2 composantes de l'aimantation M_L et M_T montre une hystérésis lorsque le sens de variation de l'angle θ est inversé. Il se révèle alors indispensable pour interpréter de manière quantitative ces résultats de séparer la contribution réversible de celle irréversible.

²² On pourra également consulter sur ce point la Thèse de L. Fruchter [109].

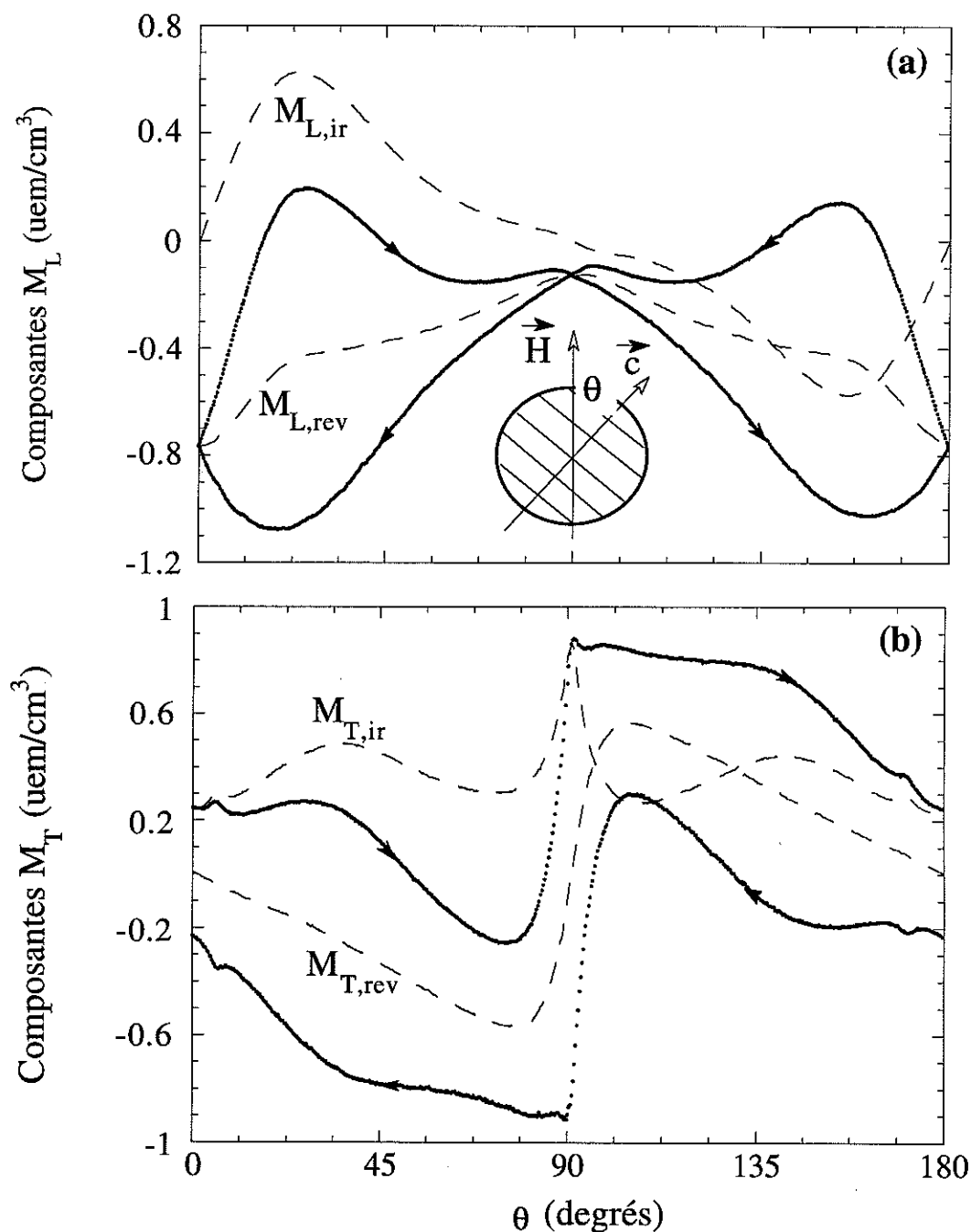


Fig.3.5 : Hystérésis rotationnelle (à $T = 90.5$ K) des composantes de l'aimantation (a) parallèle M_L et (b) perpendiculaire M_T au champ magnétique ($H = 0.5$ kOe) mesurée sur le cristal YBCO#1. Pour chacune de ces composantes de l'aimantation il est possible de séparer la contribution réversible de celle irréversible en utilisant les relations de décompositions (3.20) et (3.21). L'ajustement des contributions réversibles avec les expressions théoriques adaptées permet d'obtenir les paramètres caractérisant la supraconductivité du composé $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (c.f. Chapitre 6) .

Les relations de décomposition (3.1) et (3.2) appliquées à chacune des composantes M_α ($\alpha = L$ et T) s'écrivent dans ce cas :

$$M_{\alpha \text{ rev}} = [M_\alpha(\theta, \dot{\theta} > 0) + M_\alpha(\theta, \dot{\theta} < 0)] / 2 \quad (3.20)$$

$$M_{\alpha \text{ ir}} = [M_\alpha(\theta, \dot{\theta} > 0) - M_\alpha(\theta, \dot{\theta} < 0)] / 2 \quad (3.21)$$

L'application de ces relations à l'hystérésis rotationnelle permet de décomposer chacune des deux composantes de l'aimantation en une partie paire et une autre impaire comme le montre la Fig.3.5. Montrons tout d'abord que les propriétés de symétrie relatives aux composantes réversibles issues des relations (3.20) à savoir que $M_{L \text{ rev}}(\theta) = M_{L \text{ rev}}(-\theta)$ et que $M_{T \text{ rev}}(\theta) = -M_{T \text{ rev}}(-\theta)$ sont bien en accord avec l'approche thermostatique.

Dans le cas d'un supraconducteur de type II à anisotropie de type uniaxial, le choix des variables thermostatiques se porte en général sur le module de la densité de flux B et sur l'angle θ_B entre l'axe $\vec{c}$ du cristal et la direction moyenne de $\vec{B}$. Le potentiel thermostatique (par unité de volume) à minimiser est le potentiel de Gibbs $g(T, B, \theta_B)$ transformée de Legendre de celui de Helmholtz $f(T, B, \theta_B)$:

$$g(T, B, \theta_B) = f(T, B, \theta_B) - \vec{B} \cdot \vec{H} / 4\pi. \quad (3.22)$$

De manière à décrire la symétrie uniaxiale, ces deux potentiels thermostatiques f et g ont une période égale à 180° et sont invariants lors de la transformation changeant θ_B en $-\theta_B$. La minimisation de g par rapport à B permet d'obtenir la composante du champ thermodynamique H_B parallèle à la densité de flux $\vec{B}$ et par conséquent celle de l'aimantation M_B :

$$\left. \frac{\partial g}{\partial B} \right|_{T, \theta_B} = 0 \Rightarrow M_B(T, B, \theta_B) = \frac{B - H_B}{4\pi} = \frac{B}{4\pi} - \left. \frac{\partial f}{\partial B} \right|_{T, \theta_B} \quad (3.23)$$

Par construction, cette composante de l'aimantation M_B est également invariante si θ_B est changé en $-\theta_B$.

Quant à la minimisation du potentiel de Gibbs par rapport à la variable θ_B , elle conduit à la composante du champ thermodynamique H_{θ_B} perpendiculaire à $\vec{B}$. Celle-ci est proportionnelle à la composante de l'aimantation M_{θ_B} qui se révèle alors par construction une fonction impaire en θ_B :

$$\left. \frac{\partial g}{\partial \theta_B} \right|_{T, B} = 0 \Rightarrow M_{\theta_B}(T, B, \theta_B) = -\frac{H_{\theta_B}}{4\pi} = \frac{1}{B} \left. \frac{\partial f}{\partial \theta_B} \right|_{T, B}. \quad (3.24)$$

Il convient maintenant de relier θ_B à l'angle θ entre le champ appliqué et l'axe $\vec{c}$. Le champ thermodynamique $\vec{H}$ a pour composantes $(H_B, H_{\theta B}, 0)$. Par définition :

$$\sin(\theta - \theta_B) = \frac{\vec{H} \times \vec{B}}{H B} = -\frac{H_{\theta B}}{H} \quad (3.25)$$

ce qui permet de montrer que $\theta_B(-\theta) = -\theta_B(\theta)$. D'autre part, les composante de l'aimantation mesurées M_{Lrev} et M_{Trev} se déduisent simplement des composantes M_B et $M_{\theta B}$ par une matrice de rotation :

$$\begin{aligned} M_{Lrev}(\theta_B) &= \cos(\theta - \theta_B) M_B(\theta_B) - \sin(\theta - \theta_B) M_{\theta B}(\theta_B) \\ M_{Trev}(\theta_B) &= \sin(\theta - \theta_B) M_B(\theta_B) + \cos(\theta - \theta_B) M_{\theta B}(\theta_B) \end{aligned} \quad (3.26)$$

En insérant dans ces relations le fait que $\theta_B(-\theta) = -\theta_B(\theta)$, on aboutit aux relations de symétrie recherchées, à savoir que $M_{Lrev}(\theta) = M_{Lrev}(-\theta)$ et que $M_{Trev}(\theta) = -M_{Trev}(-\theta)$. Ceci donne une première justification des relations de décomposition (3.20) et (3.21).

Mais que peut on dire de la symétrie des contributions irréversibles ? Un théorème mathématique "bien connu" énonce que toute fonction peut se décomposer de manière unique en une fonction paire et une autre impaire ²³. Ceci permet donc de justifier le fait que $M_{Lir}(\theta)$ soit une fonction impaire et $M_{Tir}(\theta)$ une fonction paire. Mais est-il possible, sans utiliser les propriétés des contributions réversibles, de justifier la symétrie des contributions irréversibles vis à vis de la variable θ ? Il ne semble pas. Par contre, on peut vérifier sur la Fig.3.6 que les contributions irréversibles au vecteur aimantation issues des relations (3.21) $M_{\alpha ir}$ ($\alpha = L$ et T) satisfont aux relations de symétrie de Onsager [111] à savoir :

$$M_{\alpha ir}(H, \dot{\theta}) = -M_{\alpha ir}(-H, \dot{\theta}) = -M_{\alpha ir}(H, -\dot{\theta}) = M_{\alpha ir}(-H, -\dot{\theta}). \quad (3.27)$$

Cette remarque peut servir de justificatif à une approche hydrodynamique (restant dans le domaine de la réponse linéaire) pour déduire ces contributions hors équilibre à l'aimantation.

III.C.4. La vérification d'une des relations de Maxwell reliant les deux composantes du vecteur aimantation

Ce paragraphe donne une autre "démonstration expérimentale" des relations de décomposition (3.20) et (3.21) mais qui nécessite cette fois la mesure simultanée des deux composantes du vecteur aimantation. En égalant les dérivées croisées du potentiel

²³ La démonstration par l'absurde tient en deux lignes : Supposons une fonction $f(x) = P_1(x) + I_1(x) = P_2(x) + I_2(x)$ alors $P_1(x) - P_2(x) = I_2(x) - I_1(x)$; mais $P_1(x) - P_2(x)$ est paire et $I_2(x) - I_1(x)$ est impaire donc $P_1(x) - P_2(x) = 0$.

thermostatique $g(T, B, \theta_B)$, il est alors possible de trouver les relations de Maxwell qui relient $M_B(\theta_B)$ à $M_{\theta B}(\theta_B)$:

$$\left. \frac{\partial M_{\theta B}}{\partial \ln B} \right|_{T, \theta_B} + M_{\theta B} = - \left. \frac{\partial M_B}{\partial \theta_B} \right|_{T, B} \quad (3.28)$$

La variation angulaire des deux composantes du vecteur aimantation du cristal YBCO#1 a été mesurée pour $H = 0.5, 1$ et 2 kOe à la température fixée $T = 90.5$ K. Les relations (3.20) et (3.21) ont été utilisées pour séparer la contribution irréversible de celle réversible comme le montre la Fig.3.6 et les deux membres de l'égalité (3.28) ont alors pu être calculés séparément. A ce niveau, il faut mentionner une approximation très répandue et qui consiste à confondre du point de vue expérimental, l'angle θ_B avec θ , la différence entre les deux angles étant de l'ordre de H_{C1}/H . Par conséquent, $M_B \approx M_{Lrev}$ et $M_{\theta B} \approx M_{Trev}$ et la relation de Maxwell (3.28) semble assez bien vérifiée comme le montre la Fig.3.6 obtenue, faut-il le rappeler, sans aucun paramètre ajustable. Ceci conforte l'utilisation des relations de décomposition (3.20) et (3.21) dans le cas de l'hystérésis rotationnelle.

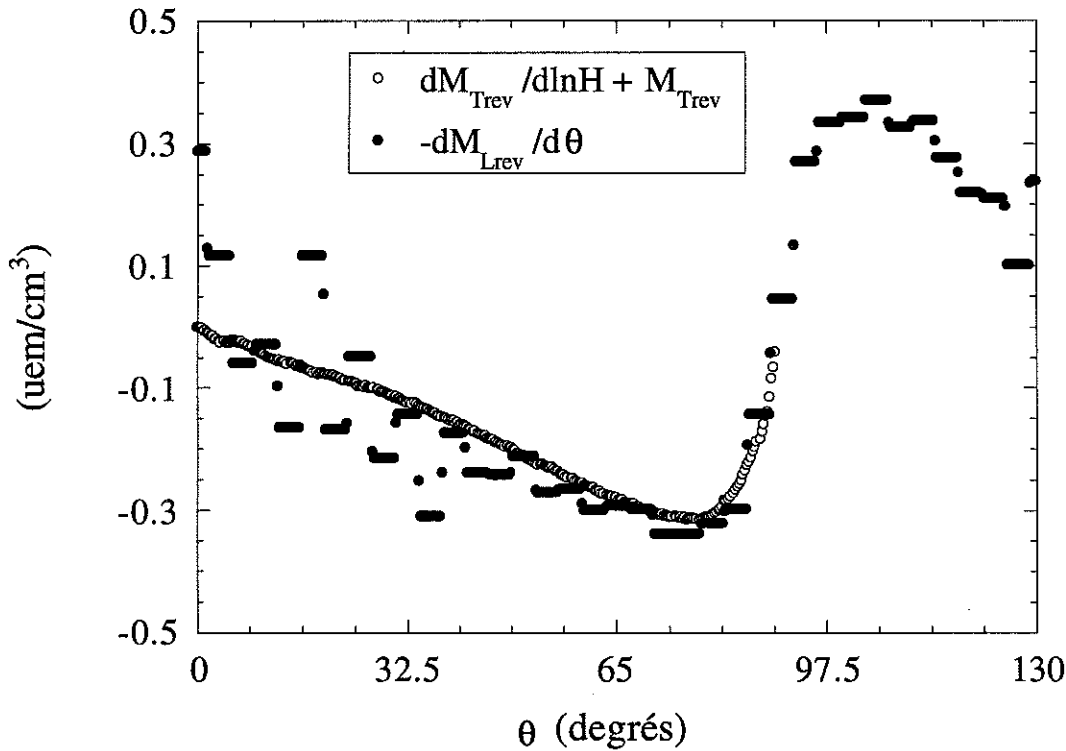


Fig.3.6 : Vérification expérimentale à $T = 90.5$ K de l'une des relation de Maxwell reliant $M_{Lrev}(\theta)$ à $M_{Trev}(\theta)$.

III.D. Récapitulatif et premières conclusions

La méthode de décomposition d'une aimantation hystérétique en une contribution à l'équilibre thermostatique et une autre purement hors équilibre semble pouvoir s'appliquer avec succès au cas de l'hystérésis rotationnelle. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'aimantation irréversible dans ce cas précis est périodique et ne contient donc pas de terme gardant en mémoire l'angle maximum qui a été appliqué. Par contre, en ce qui concerne l'hystérésis unidirectionnelle, nous avons montré que cette méthode est approchée dans la limite bas champ (domaine de Rayleigh) mais semble cependant donner des résultats raisonnables lorsque les effets de mémoire à long terme peuvent être négligés. Cette conclusion peut également s'étendre à de plus fortes valeurs de champ magnétique appliqué. En revanche, cette méthode de séparation ne convient pas du tout dans le cas des variations thermiques de l'aimantation. Ce cas particulier ne semble pas pouvoir se classer parmi les effets d'hystérésis et appartient plutôt à la famille des effets de mémoire à long terme. Il est bien évident que de plus amples réflexions dans ce domaine se révèlent encore indispensables.

Cependant, avant d'aborder le prochain paragraphe, il n'est peut être pas inutile de rassembler quelques éléments qu'il serait nécessaire d'introduire dans une définition précise de l'hystérésis²⁴. Ainsi semble-t-il que les phénomènes d'hystérésis appartiennent à la famille plus générale des phénomènes de mémoire parmi lesquels ils se distinguent par l'aspect "court terme" de cette mémoire qui est sous entendu dans la dépendance envers la "nouvelle" variable thermodynamique H introduite. Bien entendu, le sens étymologique est préservé dans le sens où un retard de la réponse par rapport à l'excitation est en quelque sorte un effet de mémoire à court terme. D'autre part, les exemples d'hystérésis dont il a été question dans ce paragraphe se distinguent de ceux que l'on peut qualifier d'intrinsèques (tel que par exemple, le cas du retournement de l'aimantation d'un grain ferromagnétique monodomaine) et qui ont eux, tous les aspects d'une transition de phase du 1^{er} ordre.

IV. Vers une approche thermodynamique des phénomènes d'hystérésis

IV.A. Généralités

Afin d'essayer de cerner encore de plus près l'hystérésis, un exemple bien particulier est tout d'abord proposé dans ce paragraphe IV. Celui-ci est emprunté au domaine de la déformation mécanique des matériaux et illustre le cas d'un cycle d'hystérésis élastoplastique idéal. Cet exemple est suivi d'un rappel concernant l'utilisation des potentiels en

²⁴ Une telle définition n'existe d'ailleurs toujours pas actuellement à ma connaissance.

viscoélastoplasticité. Une généralisation de cette approche au cas de l'hystérésis de l'aimantation peut alors être envisagée et ce développement semble pouvoir s'étendre à tous phénomènes d'hystérésis pour lesquels les effets de mémoire à long terme peuvent être négligés.

IV.B. Cas de l'hystérésis élastoplastique lors de la déformation d'un corps

IV.B.1. Séparabilité des contributions réversible et irréversible

L'approximation élastoplastique utilisée en mécanique de la déformation représente le cas limite de l'élastoviscoplasticité. Cette absence de viscosité a pour origine en général une température assez basse de manière à ce que les mécanismes de diffusion puissent être considérés comme gelés.

Considérons donc le cas idéal de la déformation plastique d'une tige présentant une certaine élasticité. L'hystérésis $\sigma(\epsilon)$ de ce processus à température constante est représentée sur la Fig.3.7. Il est intéressant de remarquer au passage, que ce type d'hystérésis ne peut pas être décrit par les lois de Rayleigh et que cette forme très carrée peut rappeler celle que l'on retrouve pour l'aimantation de matériaux magnétiques à forte anisotropie lorsque le champ magnétique est appliqué selon l'axe facile.

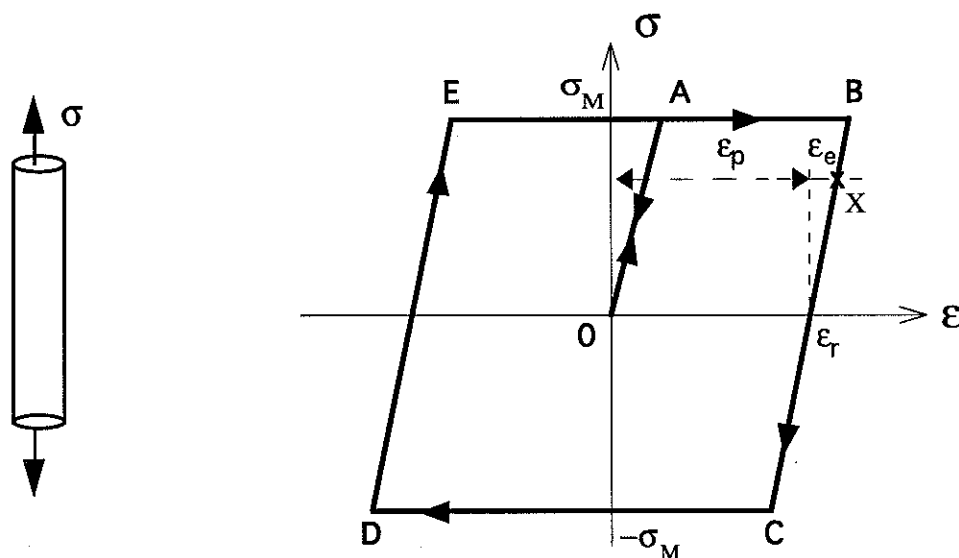


Fig.3.7: Cycle d'hystérésis décrit par la déformation σ en fonction de la contrainte ε dans le cas d'une élastoplasticité supposée idéale. La convention choisie $\dot{\sigma} > 0$ se réfère à une traction.

Les parties OA, BC et DE du cycle suivent l'élasticité linéaire alors que les parties AB, CD et EA proviennent uniquement de l'effet de plasticité. L'intérêt de montrer un tel exemple s'illustre par le fait que pour cette hystérésis, les effets élastiques et ceux plastiques sont

découplés. Ainsi par exemple, un point X quelconque du cycle associé à une certaine contrainte, possède une déformation totale qui résulte de la superposition (Fig.3.7) d'une contribution élastique (réversible) ε_e et d'une plastique (irréversible) ε_p qui ne se sont pas produites simultanément. Pour ce qui concerne la réponse purement irréversible, celle-ci n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil de plasticité σ_M caractéristique du matériau. Le maximum de la déformation plastique atteint lors du cycle d'hystérésis définit la déformation rémanente ε_r .

Cet exemple permet d'illustrer le fait que, si du point de vue de la thermostatique, le choix des variables d'état peut être laissé libre²⁵, dans le cas d'une description thermodynamique de l'hystérésis, il convient si on s'appuie sur une séparabilité du type de celle exprimée par la relation (3.3), de distinguer l'effet (la réponse du système) de la cause (l'excitation expérimentale)²⁶. Dès lors, c'est l'hystérésis décrit par la réponse en fonction de l'excitation $\varepsilon(\sigma)$ qui possède un sens physique conformément à l'étymologie de ce mot.

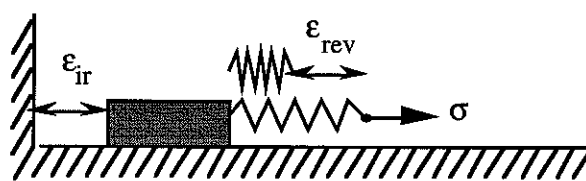


Fig.3.8 : Le modèle rhéologique dit de Prandtl-Reuss schématisant la déformation élastoplastique idéale d'un corps.

La modélisation du cycle élastoplastique (Fig.3.8) se fait en général par l'intermédiaire de modèles rhéologiques²⁷ et plus précisément dans le cas de l'élastoplasticité avec le modèle de Prandtl-Reuss. Celui-ci est constitué, comme le montre la Fig.3.8, d'un patin sec relié à un ressort. Ainsi le ressort décrit la déformation à l'équilibre et le patin sec celle plastique. Les modèles rhéologiques ont été introduits par les mécaniciens pour interpréter la variété des comportements hystérétiques qu'ils rencontrent. Aux deux modèles élémentaires présentés (le ressort et le patin sec), il convient d'en ajouter un troisième, le frein hydraulique qui décrit le

²⁵ A condition d'être hors du domaine d'une transition de phase du second ordre. Dans ce cas, la théorie de Landau impose au paramètre d'ordre d'être l'une de ses variables d'état. Pour ce qui est de l'élasticité d'un corps, l'état thermostatique peut être déterminé indifféremment par la connaissance du tenseur des contraintes σ ou de celui des déformations ε ainsi que par la connaissance de la température.

²⁶ On peut citer ici une remarque de P. G. de Gennes [112] : "ce qu'on entend ici par cause et par effet ne prête pas à de grands discours philosophiques, mais se sent bien sur des exemples concrets...". Cependant, des discussions avec les mécaniciens [95] nous ont fait ressentir qu'en fait la déformation d'un corps se révèle un bien mauvais exemple du cas où la cause se distingue de l'effet. En général lors de leurs mesures, ils imposent au système aussi bien une contrainte σ qu'une déformation ε . Leur approche expérimentale est de plus compliquée par le fait que chacune de ces grandeurs sont des tenseurs de rang 2 dans un espace à 3 dimensions (autrement dit chacun de ces tenseurs possède 6 composantes indépendantes). Soulignons au passage que l'introduction des variables "pointées" à ce problème nous transpose dans un espace à 12+12 dimensions!...

²⁷ Une introduction à ces modèles peut être trouvée par exemple dans l'Encyclopédie Universalis (à rhéologie) ainsi que dans le livre de mécanique de P. Germain [113].

comportement frottement visqueux. Par des combinaisons en série, en parallèle ou mixte de ces trois "briques élémentaires", il est alors possible de modéliser les phénomènes viscoélastoplastiques²⁸.

IV.B.2. L'utilisation de potentiels

Rappelons maintenant brièvement le traitement thermodynamique d'un corps soumis à une contrainte mécanique [114]. L'état thermostatique du matériau peut être défini par la connaissance de la température et des déformations ϵ_{ij} , ces dernières étant des fonctions des contraintes appliquées σ_{ij} . Le potentiel thermostatique approprié $\Phi(T, \epsilon_{ij})$ est alors relié au potentiel de Helmholtz F par la relation $\Phi = F - \sigma_{ij}\epsilon_{ij}$ et la condition de l'équilibre thermostatique, $\partial\Phi/\partial\epsilon_{ij} = 0$, entraîne que $\sigma_{ij} = (\partial F/\partial\epsilon_{ij})_T$. Cette dernière relation exprime la contrainte à l'équilibre du corps présentant le champ de déformation ϵ_{ij} . Dans la réalité, le processus n'est réversible que si la vitesse de déformation est infiniment petite, de sorte qu'à chaque instant l'état d'équilibre puisse s'établir. Mais une déformation réelle se caractérise par une vitesse finie ce qui entraîne que le corps n'est pas à l'équilibre à chaque instant, il est donc le siège de processus qui ont tendance à le ramener à l'état d'équilibre. La présence de ces processus aboutit à l'irréversibilité qui s'exprime par une dissipation d'énergie mécanique. Dans le cas où la vitesse du mouvement macroscopique dans le corps est petite, il est possible de décrire la dissipation d'énergie au moyen de la fonction de dissipation $\Psi(T, \dot{\epsilon}_{ij})$ qui est une forme quadratique des $\dot{\epsilon}_{ij}$. Par analogie avec la définition du tenseur des contraintes à l'équilibre, le tenseur dissipatif est déterminé par la relation : $\sigma_{ij}' = \partial\Psi / \partial\dot{\epsilon}_{ij}$. Il est donc possible de tenir compte de la viscosité de la déformation en remplaçant le tenseur des contraintes σ_{ij} par la somme $\sigma_{ij} + \sigma_{ij}' = \sigma_{ij} + \text{sign}(\dot{\epsilon}_{ij})\sigma_{ij}'$ ²⁹. Afin de mieux profiter de l'analogie qui existe avec la réponse magnétique des corps, il est nécessaire d'unifier la description en faisant jouer dans les deux cas, le même rôle à la cause (l'excitation expérimentale) et à l'effet (la réponse à cette excitation). Ainsi par exemple, avec la convention qui nous est imposée depuis le début de ce chapitre par les relations de décompositions (3.1) et (3.2), il convient plutôt, pour caractériser l'état thermostatique du corps soumis à une contrainte, de choisir les composantes de cette contrainte σ_{ij} , bouleversant par ce fait quelque peu les conventions en général utilisées en élasticité. Une démarche similaire à la précédente, peut permettre alors d'écrire la déformation totale d'un corps dans le cas général comme le

²⁸ On peut mentionner à ce niveau, le schéma de l'hystérésis proposé par P. Guelin [95]. L'hypothèse fondamentale qui constitue l'originalité de son approche réside dans la reconnaissance du rôle essentiel joué par une contribution d'hystérésis pure (modélisée par une infinité d'éléments de Prandtl-Reuss montés en parallèle) dans le comportement des matériaux solides. Cette hypothèse introduit directement une notion de mémoire discrète aussi bien dans les équations d'évolutions mécaniques que dans les bilans thermodynamiques associés.

²⁹ A ce niveau une étape délicate est passée sous silence. Elle consiste à essayer d'introduire dans une approche "quasi-hydrodynamique" l'aspect frottement solide du modèle de Prandtl-Reuss.

résultat de la superposition $\epsilon_{ij} + \epsilon'_{ij} = \epsilon_{ij} + \text{sign}(\dot{\sigma}_{ij})\epsilon'_{ij}$ ce qui est précisément l'analogue de l'expression (3.3).

IV.C. Une justification de la méthode de séparation en introduisant une fonction dissipative

D'une manière tout à fait similaire, il semble possible pour dériver l'aimantation purement hors équilibre de postuler l'existence d'un pseudo-potentiel dynamique qui dans le cas de l'hystérésis magnétique unidirectionnelle, se trouve être une fonction des variables H et $\dot{H}$: soit $P(H, \dot{H})$. L'hypothèse, qui va suivre et qui se révèle tout à fait général pour ce type de fonction, est que cette dernière est paire en $\dot{H}$ de manière à conserver sa nature scalaire. Ce point permet à la dissipation de ne pas dépendre du signe de $\dot{H}$. Typiquement, il s'agit d'une forme quadratique en $\dot{H}$ définie positive qui peut être vue comme une "puissance cinétique" au sens généralisé. Par analogie avec la construction de l'aimantation à l'équilibre, l'aimantation purement irréversible est alors donnée par $M_{ir}(H, \dot{H}) = \partial P / \partial \dot{H}$ et en dehors de l'équilibre, l'aimantation M_{rev} doit être remplacée par la superposition (même dans le cas non linéaire) $M_{rev}(H) + M_{ir}(H, \dot{H})$. La condition de parité requise par la fonction $P(H, \dot{H})$ assure précisément l'apparition d'hystérésis sur l'aimantation puisque $M_{ir}(H, \dot{H})$ change de signe avec $\dot{H}$.

L'introduction d'une telle fonction dissipative est quelque peu "parachutée". C'est dans la perspective d'une "meilleure" compréhension de ce point que le paragraphe suivant est proposé. Il va suggérer, après quelques brefs rappels de thermostatique et de thermodynamique linéaire, une description variationnelle unifiée raccrochant le potentiel thermostatique à celui dissipatif, ceci dans le but de déterminer à la fois l'aimantation à l'équilibre et celle hors équilibre.

IV.D. Vers une thermodynamique quasi-statique des phénomènes d'hystérésis

IV.D.1. Introduction

Ce paragraphe est un essai visant à formaliser ce qui a été baptisée dans l'introduction la thermodynamique quasi-statique. Comme nous allons essayer de le montrer, l'universalité des phénomènes d'hystérésis peut venir d'une description en termes de flux. Celle-ci s'inscrit en quelque sorte, dans une généralisation de l'approche proposée par C. P. Bean qui, pour décrire les cycles de l'aimantation des supraconducteurs de type II, considère un flux de vortex entrant et sortant du système (cf. §III.B). Ce flux est dans le régime d'écoulement "forcé" imposé par la variation lente de la contrainte $\dot{H}$. Il convient de le distinguer du régime

d'écoulement "libre" caractéristique du retour à l'équilibre du système soumis à une contrainte rigoureusement constante et qui dans cette description, peut être considéré comme "figé" par les mécanismes de piégeage des vortex.

Dans ce paragraphe nous allons commencer par rappeler de quelle manière, l'écoulement libre de flux est incorporé dans la thermodynamique linéaire. Puis nous proposerons une approche variationnelle qui permet de prévoir une hystérésis de l'aimantation et qui repose principalement sur deux hypothèses. La première est que les effets de mémoire à long terme peuvent être négligés et la seconde suppose que les flux libres sont bloqués par des mécanismes de piégeage dans une description à température nulle. Enfin, nous reviendrons sur la distinction proposée entre les deux régimes d'écoulement de flux et aborderons rapidement le cas où la description quasi-statique atteint ses limites.

IV.D.2. Quelques rappels de thermostatique et de thermodynamique linéaire

La thermodynamique étudie les systèmes composés d'un grand nombre de particules ou éléments. Cependant, à l'échelle macroscopique, l'état d'un système et son couplage avec l'environnement sont caractérisés par la connaissance d'un certain nombre de variables macroscopiques X_i (ce nombre définit la variance du système) parmi lesquels figure en général la température : ce sont les variables d'état et toute fonction de ces variables est appelée fonction d'état. Dans le cas d'un système homogène (i.e. invariant par translation), la thermodynamique dite de Gibbs (par opposition à celle de Carathéodory³⁰) fait une distinction entre les variables extensives qui sont proportionnelles à une quantité de matière (telles que le volume, la masse...) et celles intensives qui n'en dépendent pas (comme la pression, la température...). Alors que le système thermodynamique est caractérisé par les variables extensives, son couplage avec l'environnement est décrit par celles intensives. En général, un système est dit en équilibre lorsque toutes ses variables d'états demeurent constantes au cours du temps. Cet état d'équilibre résulte de l'optimisation d'un potentiel thermostatique. Si le système est isolé (ensemble microcanonique), ce dernier est l'entropie et l'état d'équilibre thermostatique correspond au maximum d'entropie. Dans le cas où le système est en contact avec un thermostat de température fixe T (ensemble canonique), le potentiel est une énergie libre et l'état d'équilibre correspond au minimum de ce potentiel...

Les paramètres extensifs sont en fait les seuls à pouvoir être définis quelque soit l'état du système. Au contraire, la définition des paramètres intensifs n'a de sens que pour les états d'équilibre. Pour pouvoir parler de grandeurs locales à l'instant t telle que la température $T(r,t)$,

³⁰ Une présentation de ces "deux approches thermodynamiques" pourra par exemple être trouvée dans le livre de B. Lavenda [115].

la pression $P(r,t)$, l'aimantation $M(r,t)$ ou la densité de flux $B(r,t)$, il est nécessaire d'introduire l'axiome de l'équilibre local : un système hors équilibre peut toujours être considéré comme la réunion de sous-systèmes en état d'équilibre³¹. En absence de couplage, chacun de ces sous-systèmes désigné par la variable α se mettrait à l'équilibre indépendamment des autres, son état étant caractérisé par la donnée des variables macroscopique $X_i(\alpha)$. En général, le choix de ces dernières se porte sur des quantités conservées extensives qui sont des constantes du mouvement lorsque le sous système considéré est supposé isolé. Le couplage entre ces sous-systèmes tend en fait, à établir un équilibre global. Précisons que chacun des sous-systèmes est également le siège de mécanismes de marche vers l'équilibre mais qui sont en général supposés beaucoup plus efficaces que ceux qui tendent à mener l'ensemble du système vers l'équilibre global. Si le couplage entre sous-systèmes est faible, le temps caractéristique associé à l'équilibre global est très supérieur à celui correspondant à leur mise en équilibre interne. Le premier temps est dit macroscopique, le second microscopique et la dynamique macroscopique est caractérisée par l'évolution au cours du temps des quantités $X_i(\alpha)$ ³². La thermostatique nous indique uniquement par l'utilisation des potentiels quelle sera la valeur finale des $X_i(\alpha)$. Leur évolution temporelle va être quant à elle gouvernée par une dynamique des transferts d'un sous-système à l'autre de chacune des grandeurs conservatives X_i . Ainsi, on définit en général le flux $\dot{X}_i(a \rightarrow b) \equiv J_i(a \rightarrow b) = -J_i(b \rightarrow a)$ associé à la grandeur X_i comme étant la quantité cédée par le sous-système $\alpha = a$ au sous-système b par unité de temps. A ce concept de flux, il convient également d'ajouter celui de force généralisée (au sens de la thermodynamique). Dans un régime de quasi-équilibre, l'entropie instantanée se calcule comme si les couplages faibles entre sous-systèmes considérés à l'équilibre étaient absents. Dans le cas discret, l'entropie S est ainsi à chaque instant une somme des contributions associées à chacun des sous-systèmes et on introduit les variables intensives conjuguées (pour chaque sous-système) des quantités conservées X_i : $Y_i(\alpha) = \partial S / \partial X_i(\alpha)$. Ainsi, l'écart à l'équilibre est caractérisé par des différences $Y_i(b) - Y_i(a)$ entre variables intensives des deux sous-systèmes voisins a et b . Ces différences sont appelées des affinités, ou encore des tensions ou forces thermodynamiques. L'existence d'affinités non nulles est une perturbation à la situation d'équilibre et le système y répond en créant des flux (libres) qui tendent à rétablir l'homogénéité (i.e. l'équilibre global). Une situation d'un grand intérêt pratique surgit lorsque les affinités sont suffisamment petites pour qu'une approximation de linéarisation soit justifiée. Aussi introduit on alors, des coefficients cinétiques de la réponse linéaire L_{ij} de manière à pouvoir écrire :

³¹ Voir par exemple le "petit grand livre" de N. Boccara [116].

³² L'exemple des matériaux ferromagnétiques est une parfaite illustration de cette description dans le cas discret. Chacun des domaines de Weiss se trouve à l'équilibre local puisque pourvu de l'aimantation à l'équilibre M_S , l'ensemble étant dans le cas général, hors équilibre global. Par contre, dans le cas où les sous-systèmes peuvent être considérés comme infinitésimaux, on se trouve dans l'approximation des milieux continus. Une telle approximation se retrouve en fait dans le cas des supraconducteurs de type II. Le sous système à l'équilibre local considéré est alors constitué d'un ou plusieurs vortex et la distribution de ces vortex donne lieu à un profil $B(r,t)$ dans le matériau (comme le décrit le modèle de Bean).

$J_i(a \rightarrow b) = L_{ij} [Y_j(b) - Y_j(a)]$ ³³. Dans le cas où les sous systèmes forment un continuum, les différences d'affinités deviennent alors des champs de vecteurs et $\vec{J}_i(\vec{r}) = L_{ij} \vec{\nabla} Y_j(\vec{r})$. Cette expression générale de proportionnalité entre flux et affinité résume à elle seule, la loi d'Ohm pour la conductivité électrique, la loi de Fourier pour la propagation de la chaleur, la loi de Fick pour la diffusion de matière ³⁴.

En 1945, I. Prigogine [117b] a démontré que dans le régime linéaire entre les flux et les forces, la production d'entropie $\dot{S}$ joue le même rôle que les potentiels permettant de trouver l'équilibre thermostatique du système considéré. Autrement dit, dans le régime de réponse linéaire, un état hors équilibre stationnaire se caractérise par une production d'entropie minimum, compatible avec les contraintes appliquées au système.

IV.D.3. Un principe variationnel permettant de prédire une hystérésis de l'aimantation

En reprenant maintenant l'approche théorique de la mécanique analytique, il semble possible de construire un Lagrangien thermodynamique pour calculer l'aimantation totale d'un corps lors d'une variation du module du champ magnétique appliqué. Dans l'approximation quasi-statique, celui-ci est alors une fonction des variables température T , champ magnétique H et de la dérivée du champ par rapport au temps $\dot{H}$. Il est alors loisible de décomposer ce Lagrangien en deux parties ³⁵ :

$$L_{th}(T, H, \dot{H}) = G(T, H) + G'(T, H, \dot{H}) \quad (3.29)$$

avec le premier terme qui représente en fait le potentiel thermostatique du système et le second un potentiel des dissipations faisant intervenir la dépendance envers la variable $\dot{H}$. Soulignons tout de suite que cette approche utilisant un potentiel thermodynamique ne permettra pas de prédire des effets de mémoire à long terme. Elle est donc exclusivement réservée au cas où ceux-ci peuvent être négligés. Le minimum de la fonctionnelle action thermodynamique défini par :

$$S_{th} = \int L_{th}(T, H, \dot{H}) dt$$

³³ On considère ici la présence simultanée de différents types de flux et la sommation sur l'indice répété j est sous entendue.

³⁴ La justification rigoureuse de la proportionnalité entre flux et affinité pour l'ensemble de ces phénomènes de transport, sort du domaine de la thermodynamique macroscopique et appartient à celui de la physique statistique. I. Prigogine a démontré que l'approximation linéaire est justifiée lorsque le libre parcourt moyen associé au flux considéré est très inférieur à l'échelle de variation spatiale du terme en gradient [117a]. De plus amples développements dans ce domaine peuvent également être trouvés dans l'ouvrage de S. R. de Groot et P. Mazur [118], dans celui de H. B. Callen [119] ainsi que dans le livre R. Balian [120].

³⁵ La prise en compte des bords de l'échantillon peut se faire en ajoutant un troisième terme à ce Lagrangien. Ce type d'approche est couramment employé dans l'étude des systèmes contraints.

lors des variations $H \rightarrow H + \delta H$ et $\dot{H} \rightarrow \dot{H} + \delta \dot{H}$ permet d'aboutir à l'équation dynamique quasi-statique que doit satisfaire le système considéré, à savoir l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_{th}}{\partial \dot{H}} \right) - \frac{\partial L_{th}}{\partial H} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial G'}{\partial \dot{H}} \right) - \frac{\partial G'}{\partial H} - \frac{\partial G}{\partial H} = 0. \quad (3.30)$$

En absence de dissipation cette équation revient précisément à la description thermostatique et exprime la minimisation d'un potentiel, $\partial G / \partial H = 0$ d'où découle l'aimantation à l'équilibre M_{rev} . Il semble raisonnable de conserver cette égalité dans le cas où l'aimantation présente une irréversibilité et l'aimantation purement hors équilibre est alors simplement donnée par la relation :

$$M_{ir} \equiv \frac{\partial G'}{\partial H} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial G'}{\partial \dot{H}} \right) = \frac{\partial}{\partial \dot{H}} \left(\frac{dG'}{dt} \right). \quad (3.31)$$

La dérivée temporelle peut être permutée avec celle relative à la variable $\dot{H}$, puisque cette dernière est supposée, dans une première approximation, ne pas dépendre du temps. Ceci permet de retrouver formellement l'expression de l'aimantation irréversible donnée au paragraphe précédent. Etant donné les hypothèses faites sur le potentiel des dissipations $P = dG/dt$, M_{ir} tend bien vers zéro avec $\dot{H}$ ce qui permet de retrouver la thermostatique comme limite de cette description thermodynamique.

De manière à illustrer cette expression, considérons le cas de la courbe de première aimantation d'un cycle de Rayleigh (obtenue après désaimantation). Supposons connue l'expression de l'énergie dissipée au cours du processus conduisant l'aimantation de la valeur nulle à son maximum à savoir $W = \alpha H^3/3$. Cette quantité représente en fait 1/4 de l'énergie dissipée au cours d'un cycle. La puissance moyenne dissipée au cours de ce processus initial est alors simplement donnée par $P = \alpha H^2 \dot{H}$ d'où l'on peut déduire l'aimantation purement irréversible conformément à (3.31), ce qui conduit à l'expression souhaitée à savoir : $M_{ir} = (\partial P / \partial \dot{H}) = \alpha H^2$.

Une approche plus générale pour déterminer la puissance dissipée $P(H, \dot{H})$, peut par exemple consister à postuler un développement en puissances paires de $\dot{H}$, les coefficients étant des fonctions du champ magnétique.

Cette formalisation semble pouvoir se généraliser à l'ensemble des phénomènes d'hystérésis dépourvus d'effet de mémoire à long terme. Mais bien entendu, de plus amples développements se révèlent encore plus que nécessaires. Ainsi par exemple, il est bien clair que la justification plus microscopique de cette approche doit considérer des grandeurs non locales dans l'espace (comme le montre le modèle de Bean par exemple) ce qui nécessite

l'introduction d'une densité Lagrangienne à l'échelle des milieux continus. Celle-ci doit conduire dans la limite thermodynamique (point important qui reste à démontrer) au Lagrangien macroscopique postulé. Cette description revient à rechercher une théorie des champs classiques, ce qui sort du contexte de ce travail. Cependant, le prochain paragraphe donne certains éléments qui pourraient aider à la détermination de ce potentiel des dissipations.

IV.D.4. Quelques éléments pour un schéma de l'hystérésis

Il est maintenant proposé un récapitulatif dans le tableau 3.2 des différents phénomènes d'hystérésis unidirectionnels rencontrés dans ce chapitre.

	Propriétés mécaniques	Propriétés magnétiques	Propriétés magnétiques
Matériaux :	"Quelconques"	Ferromagnétiques...	Supra. de type II
Hystérésis de :	la déformation en fonction de la contrainte : $\varepsilon(\sigma, \dot{\sigma})$.	l'aimantation en fonction du champ appliqué : $M(H, \dot{H})$.	la densité de flux en fonction du champ appliqué : $B(H, \dot{H})$.
Origine "microscopique" :	Nucléation et propagation de dislocations .	Nucléation et propagation de parois.	Nucléation et propagation de vortex.

Tableau 3.2 : Récapitulatif des différents effets d'hystérésis extrinsèques rencontrés avec leur origine "microscopique".

Ces différents types d'hystérésis peuvent être qualifiés d'extrinsèques car ils ont tous comme point commun des processus élémentaires de piégeage-dépiégeage de défauts topologiques dans le champ du paramètre d'ordre³⁶. Dès lors, il est peut être intéressant, pour unifier le schéma de l'hystérésis, de rechercher une description en termes de flux. Ainsi par exemple, dans le cas des matériaux magnétiques, une propagation de parois peut se ramener à un flux d'aimantation, dans le cas des supraconducteurs de type II, il se révèle intéressant (comme le montre le modèle de Bean au § III.B) de considérer un flux de vortex... Dans cette approche il convient alors de distinguer deux types d'écoulement du flux considéré. Un régime d'écoulement forcé, imposé au système par une contrainte lentement variable dans le temps, et un régime d'écoulement libre qui caractérise le retour à l'équilibre du système soumis à une contrainte rigoureusement constante. Chacun de ces deux régimes est en fait caractérisé par

³⁶ Cependant de petites nuances peuvent être apportées. Ainsi par exemple, une dislocation n'est présente que dans un cristal hors équilibre.

une réponse hors équilibre telle que l'aimantation par exemple, qui dépend respectivement soit de la variable $\dot{H}$, soit du temps t . Du fait de la distinction au niveau du protocole expérimental, le système se trouve principalement dans l'un ou l'autre des 2 régimes d'écoulement ³⁷. Pour décrire l'hystérésis, il faut alors considérer que le système se trouve dans le régime d'écoulement forcé et négligé l'écoulement libre, celui-ci pouvant être supposé bloqué par les mécanismes de piégeage. Cette description se justifie si les constantes de temps associées aux flux libres sont très grandes vis à vis de celles caractérisant le régime d'écoulement de flux imposé, $\tau_H = H/\dot{H}$.

Un des intérêts de se ramener à une description en termes de flux est motivé par les travaux de I. Prigogine auxquels il serait "bon" de se raccrocher. Ainsi par exemple, un point particulièrement intéressant serait d'essayer de connecter l'approche variationnelle du paragraphe IV.D.3 aux théorèmes généraux de production d'entropie démontrés par I. Prigogine et qui gouvernent le régime libre de circulation des flux [117]...

IV.E. Au delà de l'approximation quasi-statique : L'instabilité thermomécanique et ses analogues

Considérons maintenant brièvement le cas où la variation de la contrainte n'est plus suffisamment lente pour que le système demeure isotherme (i.e. $H/\dot{H} \Rightarrow T/\dot{T}$). Dans ce cas, des flux de chaleur prennent naissance et se couplent au flux d'aimantation ou au flux de vortex imposé. Les conséquences sur les cycles d'hystérésis sont assez bien connues, du moins au niveau expérimental, et il se produit alors des instabilités de l'hystérésis du type de celles présentées sur la Fig.3.9. On pourra par exemple consulter sur ce sujet les résultats expérimentaux de B. Barbara et al. [121] en ce qui concerne l'instabilité de l'aimantation des corps ferromagnétiques ainsi que ceux de A. Gerber et al. [122] et de K. H. Müller et al. [123] relatifs à l'instabilité de l'aimantation des supraconducteurs de type II ³⁸. Dans le domaine de la mécanique de la déformation, ce type de comportement est connu sous le nom d'instabilités thermomécaniques et une interprétation très intéressante en termes de bifurcation de Hopf lui a

³⁷ "Le principe d'exclusion" entre ces deux régimes d'écoulement de flux est en quelque sorte, contenu dans l'approche proposée. Il est en effet intéressant de remarquer que le couple de variables $(H, \dot{H})$ est relié au couple (H_0, t) par la transformation de Legendre, $H = \dot{H} t + H_0$. Chacun de ces couples est associé à une variation particulière de la réponse du système. Pour le premier il s'agit de l'aimantation hystérétique fonction de H et de $\dot{H}$, alors que pour le second il s'agit de l'aimantation qui relaxe au cours du temps. Dans les deux cas, ces différentes variations de l'aimantation caractérisent le même phénomène physique à la base : le dépiégeage de défauts topologiques.

³⁸ Soulignons l'aspect très ennuyeux au niveau des applications de la supraconductivité de ce type d'instabilité. En pratique, la parade en général utilisée dans les bobines supraconductrices consiste à noyer les fils supraconducteurs dans une matrice en cuivre qui permet l'évacuation de la chaleur.

été donnée récemment³⁹. L'extension de cette interprétation au cas des instabilités magnétiques des corps ferromagnétiques et supraconducteurs de type II est actuellement envisagée.

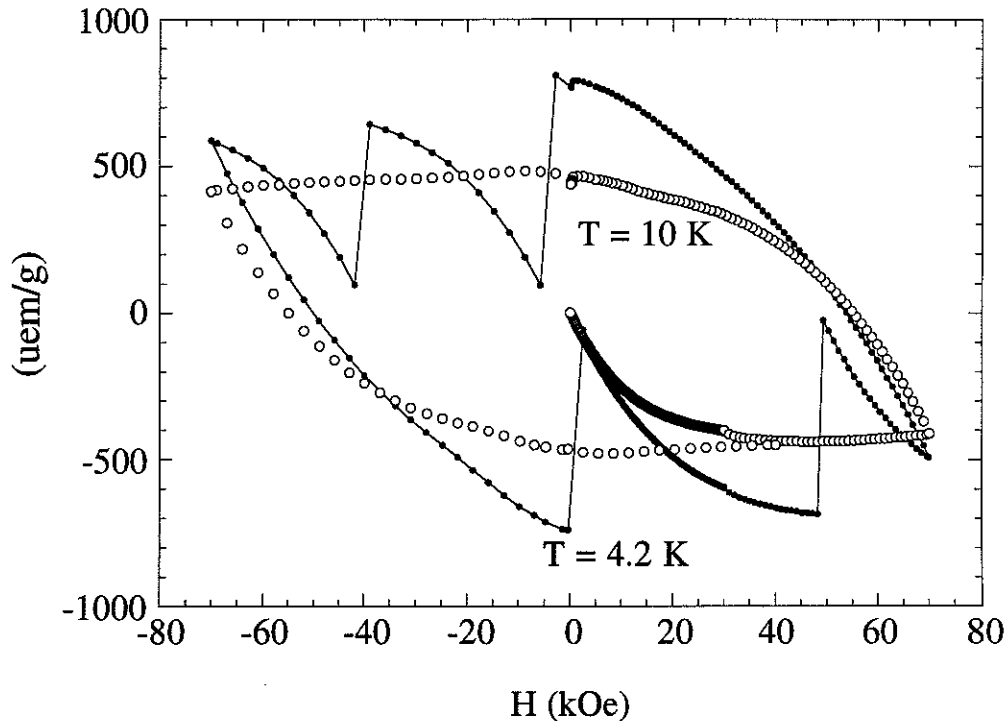


Fig.3.9 : Un exemple d'instabilité de l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation d'un cristal S.H.T_c de "grosse" taille (YBCO#3, $V \approx 4.34 \text{ mm}^3$) est proposé. Le champ magnétique est appliqué suivant l'axe $\bar{c}$ et on peut voir que l'instabilité n'est présente qu'à basse température ($T = 4.2 \text{ K}$) pour une vitesse de balayage de l'ordre de 0.9 kOe/mn .

V. Conclusion

L'objectif principal de ce chapitre qui consistait à justifier les relations de décomposition (3.20) et (3.21) dans le cas de l'hystérésis rotationnelle est atteint. Quant au cas de l'hystérésis unidirectionnelle, le précieux support du modèle de Bean comme nous le montrerons au chapitre 5 nous permettra d'interpréter nos résultats expérimentaux.

Pour ce qui concerne le point très délicat de ce chapitre, à savoir les éléments concernant une description thermodynamique de l'hystérésis, il est clair que de nombreuses pièces manquent encore au puzzle (si tant est que celui proposé soit le bon). Cependant, on peut dégager de ce chapitre les points suivant :

³⁹ Dans ce domaine précis, on pourra par exemple se rapporter au cours sur les instabilités plastiques de Y. Brechet [124].

(i) Tout d'abord, la distinction entre deux types d'hystérésis; l'une peut être qualifiée d'intrinsèque (comme par exemple le cas du retournement d'un grain ferromagnétique monodomaine) l'autre d'extrinsèque (i.e. reliée au piégeage de défauts topologiques dans le champ du paramètre d'ordre).

(ii) La distinction entre l'hystérésis et les autres effets de mémoire; il semble que l'hystérésis puisse être considérée comme un effet de mémoire à court terme; plus précisément, conformément à son étymologie, l'hystérésis exprime le retard de l'effet sur la cause.

(iii) Cet effet de mémoire à court terme semble pouvoir être introduit dans une description thermodynamique au travers d'une nouvelle variable décrivant la variation dans le temps de la contrainte (i.e. de la cause, $\dot{H}$ dans le cas de l'hystérésis magnétique unidirectionnelle).

(iv) Une formulation Lagrangienne macroscopique pour le régime quasi-statique semble pouvoir se dégager de cette approche sous réserve d'une justification plus microscopique (i.e. avec une densité Lagrangienne qui dans la limite thermodynamique doit tendre vers le Lagrangien postulé).

(v) Pour une telle justification microscopique, il semble qu'une description en termes de flux (i.e. description hydrodynamique où plutôt "quasi-hydrodynamique") puisse se révéler intéressante. Dans ce cas, il se révèle nécessaire de distinguer le régime d'écoulement de flux dit libre (caractérisant le retour à l'équilibre) de celui forcé qui est imposé par la variation lente de la contrainte.

(vi) Le système sort du régime quasi-statique lorsque la variation de la contrainte est trop rapide pour que les flux de chaleur puisse être négligés. Le couplage entre ces flux de chaleur et ceux imposés provoque alors une instabilité de l'hystérésis.

Finalement, je ne puis terminer ce chapitre sans adresser au lecteur mes excuses, pour avoir osé lui présenter une approche "squelettique", très incomplète et peut être même trop naïve, à un problème "très glissant" vieux de plus de 100 ans.

Chapitre 4

Variations thermiques de l'aimantation des S.H.Tc

Plan du chapitre 4

I. Introduction.....	118
II. Mesure de l'anisotropie de l'effet Meissner.....	119
II.A. Généralités.	
II.B. Mesure de l'anisotropie de l'effet Meissner dans le régime bas champ ($H \leq 100$ Oe).	
II.C. La confrontation avec d'autres travaux.	
III. La transition de phase d'un cristal supraconducteur en rotation dans un faible champ magnétique.....	126
III.A. Présentation.	
III.B. Influence du protocole expérimentale sur l'aimantation FC obtenue à basse température.	
III.C. Superposition d'un mouvement de rotation à la variation thermique lors de la transition de l'échantillon supraconducteur.	
III.D. Comparaison avec une mesure en susceptibilité alternative.	
IV. Quelques mesures à fort champ magnétique de l'aimantation ZFC.....	132
V. Conclusion.....	134

Chapitre 4

Variations thermiques de l'aimantation des S.H.T_c

"Il apparaît clairement que si la condition $\vec{B} = 0$ est réellement une propriété caractéristique de l'état supraconducteur, on devrait avoir bientôt une image satisfaisante du phénomène de la supraconductivité. Néanmoins, les expériences vont à présent dans une autre direction, et les exceptions à cette règle sont maintenant plus le centre d'intérêt que la règle même..."
(traduction de M. et B. Ruheman, *Low-Temperature Physics*, Cambridge University Press, 1937, p. 287)

Résumé

Ce chapitre propose une étude des variations thermiques de l'aimantation d'un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Dans un premier paragraphe, l'aimantation M_{FC} est étudiée en fonction de l'angle θ entre l'axe $\vec{c}$ du cristal et le champ appliqué (angle de "cooling"). La dépendance angulaire mesurée sur $M_{FC}(\theta)$ semble pouvoir s'interpréter en considérant l'anisotropie de l'aimantation réversible figée à la température T_{ir} lors du refroidissement. Dans un deuxième paragraphe, une variation angulaire est superposée aux variations thermiques ce qui met en évidence de nouveaux phénomènes très intéressants qui sont discutés de manière qualitative. Un dernier paragraphe montre la remise en cause de l'interprétation en général donnée pour la variation avec la température de l'aimantation $M_{ZFC}(T)$ induite par de fortes valeurs de champs magnétiques.

I. Introduction

L'étude expérimentale de l'aimantation d'un échantillon supraconducteur en fonction de la température permet d'obtenir ses principales caractéristiques. Pour cela, il importe en général de distinguer (cf. Chapitre 3, §III.A) l'aimantation qui précède un refroidissement en champ nul (aimantation "Zero Field Cooled" M_{ZFC}) de celle obtenue lors d'un refroidissement sous champ (aimantation "Field Cooled" M_{FC}). En effectuant ce type de mesures pour différentes valeurs du paramètre champ appliqué H , il est alors possible de déterminer "en principe" (Fig. 4.1) :

- La ligne de température critique supérieure $T_{c2}(H)$ ou $H_{c2}(T)$,
- La ligne de température critique inférieure $T_{c1}(H)$ ou $H_{c1}(T)$,
- La largeur de la transition $\Delta T_c = T_{c2}(H) - T_{c1}(H)$,
- Une ligne d'irréversibilité $T_{ir}(H)$ (pour laquelle les deux courbes $M_{ZFC}(T)$ et $M_{FC}(T)$ se confondent),
- La qualité de l'écrantage magnétique (valeur de l'aimantation M_{ZFC} à basse température) ainsi que,
- Le pourcentage d'effet Meissner (qui s'exprime par la valeur à basse température du rapport $4\pi M_{FC} / H_i$ où H_i représente le champ interne).

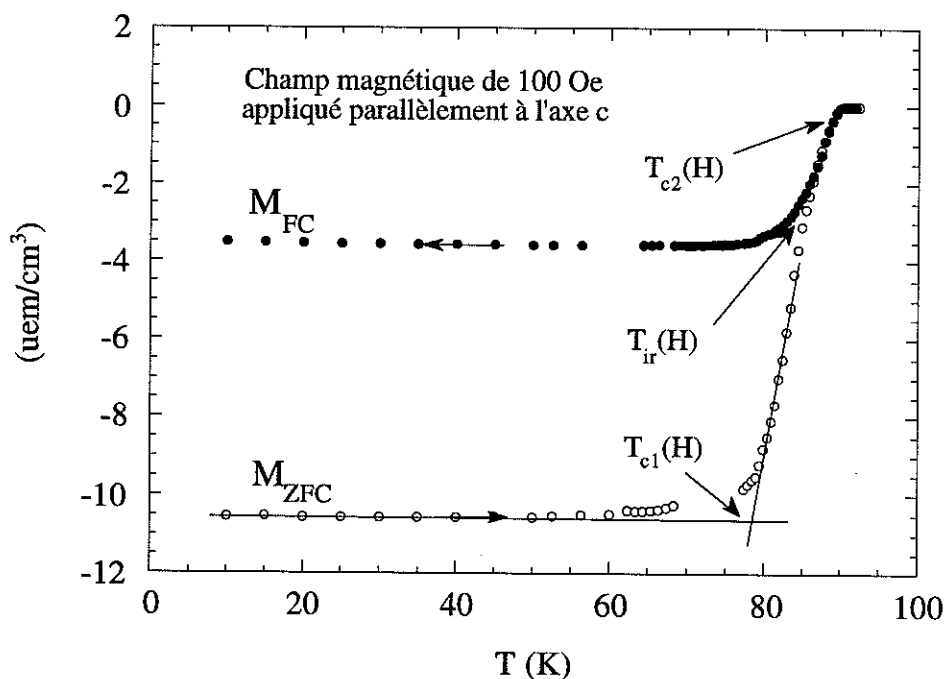


Fig. 4.1 : Un exemple de la variation thermique des aimantations ZFC et FC du cristal YBCO#1 ($T_c = 91 \text{ K}$) pour un champ magnétique de 100 Oe appliqué suivant l'axe $\vec{c}$.

Alors que les mesures de type transport ne sondent en générale qu'une petite partie de l'échantillon¹, les mesures magnétiques en champ statique (ou quasi-statique) reflètent la réponse de l'ensemble du volume supraconducteur. Cette remarque permet intuitivement de comprendre que la valeur de T_c (limite de $T_{c2}(H)$ lorsque $H \rightarrow 0$) déterminée à partir de la variation thermique de l'aimantation est en général plus faible que la valeur issue de mesures résistives. Elle explique également le fait que la largeur de la transition ΔT_c se révèle plus importante dans le cas de mesures magnétiques. Soulignons toutefois que la distinction entre des mesures qui suivent un protocole FC et celles qui ont été effectuées après un refroidissement en champ nul n'est pas réservée au seul domaine des mesures magnétiques et que des mesures de transport de la densité de courant critique J_c peuvent également mettre en évidence différentes valeurs en fonction de l'histoire thermique de l'échantillon. Une discussion de cet aspect est donnée par exemple dans l'article de revue de S. Senoussi [91].

Dans ce chapitre, il est principalement rapporté, une étude des variations thermiques des aimantations de deux cristaux $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($T_c \approx 91$ K) et plus particulièrement des dépendances en angle et en champ magnétique de l'aimantation M_{FC} à basse température ($T < T_{c1}$). De manière à minimiser les effets de forme, le cristal de forme cylindrique YBCO#1 a été utilisé pour les mesures de l'anisotropie de l'effet Meissner. Sur ce même cristal, l'effet d'un mouvement de rotation de l'échantillon lors d'un processus FC dans un faible champ magnétique appliqué (9 Oe) est également rapporté. Enfin, ce chapitre se termine par des mesures de l'aimantation ZFC en fonction du champ appliqué obtenues sur le cristal YBCO#2 de forme légèrement différente.

II. Mesures de l'anisotropie de l'effet Meissner

II.A. Généralités

Le flux magnétique étant absent lors d'un processus ZFC, le diamagnétisme observé à basse température ($T < T_{c1}$) résulte de l'écrantage par l'échantillon du champ appliqué. Ce phénomène a pour origine des supra-courants² localisés à la surface de l'échantillon et qui circulent sur la profondeur de pénétration de London $\lambda(T)$. Ainsi par exemple dans le cas d'une plaque semi-infinie d'épaisseur égale à $2a$ plongée dans un champ $H < H_{c1}$, l'aimantation ZFC résulte simplement de l'intégration de l'équation de London et a pour expression [125] :

¹ Pour que la résistivité du matériau s'annule, il suffit d'un seul chemin dit de "percolation" pour les paires de Cooper.

² Ce terme désigne les courants non dissipatifs qui circulent à la surface d'un supraconducteur à l'équilibre thermodynamique lors de la présence d'un champ magnétique.

$$\begin{aligned}
M_{ZFC} &= -\frac{H}{4\pi} \left(1 - \frac{\lambda(T)}{a} \tanh\left(\frac{a}{\lambda(T)}\right) \right) \\
&\approx -\frac{H}{4\pi} \left(1 - \frac{\lambda(T)}{a} \right) \quad \text{lorsque } \lambda(T) \ll a
\end{aligned}
\tag{4.1}$$

Cette relation (4.1) est utilisée par exemple dans le cas de films minces pour déterminer à partir des mesures de l'aimantation $M_{ZFC}(T)$, la loi $\lambda(T)$. Une relation analogue sert au cas de grains supraconducteurs sphériques de dimensions comparables à $\lambda(0)$ dispersés dans une matrice isolante. Dans le cas d'un échantillon de dimensions finies l'aimantation ZFC dépend de la forme par l'intermédiaire du facteur de champ démagnétisant N . Au premier ordre en λ/a , elle s'écrit :

$$M_{ZFC} = -\frac{H}{4\pi(1-N)} (1 - O(\lambda/a)) \tag{4.2}$$

Un écart à cette relation (4.2) dans le cas d'échantillons massifs peut être observée dans le cas où la supraconductivité ne se développe pas de manière uniforme dans tout le volume. Il est alors possible d'évaluer à partir de (4.2) la fraction de phase non supraconductrice de l'échantillon. Ce cas se rencontre par exemple pour des céramiques polycristallines.

L'effet d'écrantage diffère fondamentalement de l'expulsion du flux intervenant à la suite d'un refroidissement sous champ magnétique et qui caractérise l'Effet Meissner au sens strict du terme. Nous rappelons que l'effet Meissner est une propriété qui montre que l'état supraconducteur est un état au sens thermodynamique du terme : La condition $B(H < H_{C1}) = 0$ dans l'échantillon est réalisée quelque soit "l'histoire thermo-magnétique" du matériau ³.

La réalité expérimentale peut être tout autre et l'effet Meissner est en fait rarement observé en totalité. A basse température, l'aimantation M_{FC} caractérisant cet effet, diffère en général de M_{ZFC} surtout dans le cas de gros échantillons (i.e. de volume de l'ordre du mm^3). Il existe principalement trois alternatives pour interpréter cette différence, le reflet d'un effet Meissner partiel. L'une est le piégeage des vortex, l'autre est comme dans le cas de l'écrantage, la conséquence d'une supraconductivité qui ne se déploie pas dans tout le volume de l'échantillon. Quant à la dernière interprétation permettant expliquer cette différence entre M_{FC} et M_{ZFC} , elle s'appuie sur la théorie du verre supraconducteur, l'analogue au verre de spin [voir Annexe 2]. Si cette théorie peut se justifier dans le cas de système polycristallin pour décrire les effets de granularité, elle semble quelque peu déplacée pour interpréter le

³ i.e. quelque soit le chemin suivi par le système dans le plan défini par les coordonnées champ-température (H,T) .

comportement de monocristaux⁴. L'interprétation des variations thermiques des aimantations relatives aux monocristaux se fera donc dans ce chapitre, dans l'approche considérant les effets de piégeage des vortex, la seule semble-t-il qui permet une bonne cohérence de l'ensemble de nos résultats.

Alors que l'aimantation $M_{ZFC}(T)$ est une réponse à l'équilibre thermodynamique tant que le champ appliqué reste inférieur à $H_{c1}(T)$, l'aimantation $M_{FC}(T)$ est hors équilibre sur la grande partie de l'intervalle de température ($T < T_{ir}$). Afin de clore ses généralités, soulignons que l'effet Meissner implique le phénomène d'écrantage mais que la réciproque n'est pas vraie et que d'une manière générale, la fraction d'effet Meissner se définit par le rapport $f = 4\pi M_{FC} / H_i$ où H_i représente le champ interne égal à $H - 4\pi N M_{FC}$ ⁵.

II.B. Mesure de l'anisotropie de l'Effet Meissner dans le régime bas champ ($H \leq 100$ Oe)

L'effet Meissner a été étudié avec le magnétomètre à double SQUID dans sa configuration standard (i.e. qui ne permet que la mesure de la projection de l'aimantation dans la direction du champ magnétique, composante longitudinale) conformément au protocole suivant. Le monocristal au préalable orienté par rapport à la direction du champ magnétique (avec une précision de quelques degrés) est refroidi en champ nul (à ± 0.1 Oe près). Le champ magnétique est alors appliqué et l'aimantation $M_{ZFC}(T)$ est mesurée en température croissante jusqu'à $T > T_c$. Puis l'échantillon est refroidi sous champ ce qui permet la mesure de l'aimantation $M_{FC}(T)$ ⁶. Enfin, le champ magnétique est annulé et l'aimantation thermo-rémanente $M_{REM}(T)$ peut être enregistrée en fonction de la température croissante.

Un exemple de mesures de $M_{ZFC}(T)$, $M_{FC}(T)$ et $M_{REM}(T)$ pour un champ magnétique de 10 Oe appliqué suivant l'axe $\bar{c}$ du cristal est donné Fig.4.2. Ces trois aimantations ne sont pas indépendantes et on observe sur cette figure la règle de somme énoncée pour la première fois par Cronmeyer et al. [127] pour le domaine bas champ (typiquement $H \leq 500$ Oe) :

$$M_{REM}(T) = M_{FC}(T) - M_{ZFC}(T) \quad (4.3)$$

Cette relation a été observée aussi bien sur des céramiques que sur des échantillons cristallins $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [128] ainsi que sur les autres composés. Elle se révèle également valide pour

⁴ Soulignons toute fois que G. Deutsher et K. A. Müller [126] ont évoqué la possibilité que les joints de macles dans un cristal S.H.T_c puissent jouer le rôle de jonctions Josephson, ceci à cause des faibles longueurs de cohérences de ces supraconducteurs.

⁵ Certains auteurs définissent la fraction d'effet Meissner par rapport à l'aimantation ZFC prise à un même champ appliqué soit $f = M_{FC}/M_{ZFC}$. Cette définition n'est pas très correcte en toute rigueur puisque les deux aimantations correspondent à des champs internes différents.

⁶ Aimantation "Field cooled cooling" plus précisément (cf. chapitre 3, §III.A).

toutes les valeurs de l'angle θ entre l'axe $\vec{c}$ du cristal et le champ appliqué [129]⁷. L'interprétation de cette égalité est naturelle dans l'approche considérant le piégeage des vortex. Elle consiste simplement à rattacher aux différentes aimantations, les significations physiques suivantes. Tout d'abord, rappelons que l'aimantation diamagnétique responsable de l'effet d'écrantage $M_{ZFC}(T)$ est due à des courants permanents localisés à la surface de l'échantillon sur la profondeur de pénétration $\lambda(T)$. L'aimantation $M_{FC}(T)$ quant à elle, résulte de la superposition à l'aimantation $M_{ZFC}(T)$ d'une contribution positive venant de vortex qui se sont retrouvés être piégés lors du refroidissement sous champ. Lorsque le champ magnétique est annulé, les courants de surface disparaissent, il ne reste alors plus que le flux piégé qui donne lieu à une aimantation thermo-rémanente positive égale à la différence $M_{FC}(T) - M_{ZFC}(T)$. Cette aimantation $M_{REM}(T)$ a pour composante des courants volumiques provenant d'une part de la présence de vortex et d'autre part, d'une distribution non uniforme de ces vortex piégés.

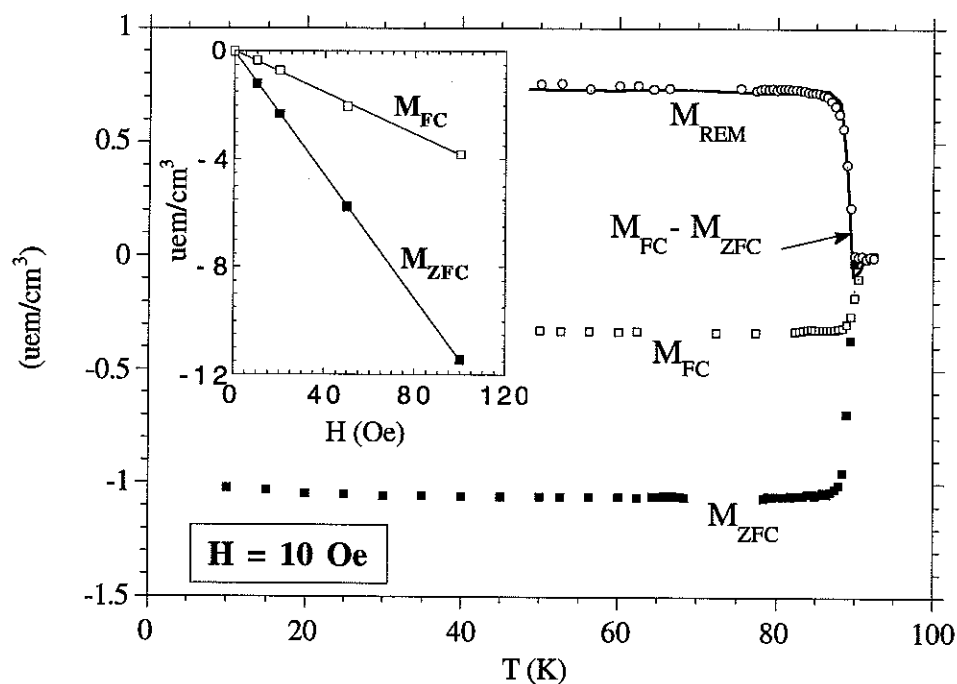


Fig.4.2 : Variations thermiques des aimantations d'un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 91 \text{ K}$) pour un champ de 10 Oe appliqué suivant l'axe $\vec{c}$. L'encart montre les variations linéaires avec le champ appliqué des paliers à basse température des aimantations M_{ZFC} et M_{FC} .

Il est également possible de voir sur la Fig.4.2 que dans le domaine des faibles champs étudiés, les valeurs à basse température de l'aimantation $M_{FC}(T, H, \theta = 0^\circ)$ varient en bonne

⁷ Dans cette référence, les mesures n'ont pas été effectuées dans les mêmes conditions que le travail présenté dans ce paragraphe. En effet, l'aimantation M_{FC} a été mesurée lors d'une rotation continue du cristal, ceci après un refroidissement pour une orientation bien particulière de l'échantillon par rapport au champ magnétique appliquée. L'impact sur l'aimantation M_{FC} de cette différence de protocole expérimental sera étudié dans le prochain paragraphe.

approximation de manière linéaire avec le champ appliqué. La susceptibilité χ_{FC} a pour valeur $-0.03881 \text{ uem/cm}^3 \cdot \text{Oe}$ et la fraction d'Effet Meissner indépendante du champ $f = 4\pi M_{FC} / H_i \approx 40 \%$. Quant à la susceptibilité de $M_{ZFC}(T,H)$, elle est égale à $-0.1143 \text{ uem/cm}^3 \cdot \text{Oe}$ ce qui donne comme facteur de champ démagnétisant la valeur $N \approx 0.3$ en utilisant la relation (4.2).

Avant d'aborder les mesures qui vont révéler l'aspect anisotrope de l'Effet Meissner, il est utile d'insister sur certaines précautions expérimentales nécessaires à cette étude. Tout d'abord, la forme cylindrique de l'échantillon utilisée dans cette étude. A priori, il semble important de ne pas superposer une trop forte anisotropie de forme à l'anisotropie intrinsèque au matériau. D'autre part, la vitesse de refroidissement $\dot{T} = dT/dt$ qui doit être contrôlée "au mieux" lors de la mesure de l'aimantation $M_{FC}(T)$. Nous avons pu observer que la valeur de $M_{FC}(T)$ augmente avec $\dot{T}$ (cf. Chapitre 3, §III.A).

La Fig.4.3 montre les variations angulaires des paliers des aimantations M_{FC} et M_{ZFC} à basse température mesurées dans un champ de 10 Oe. M_{ZFC} varie peu alors que M_{FC} montre clairement une dépendance angulaire.

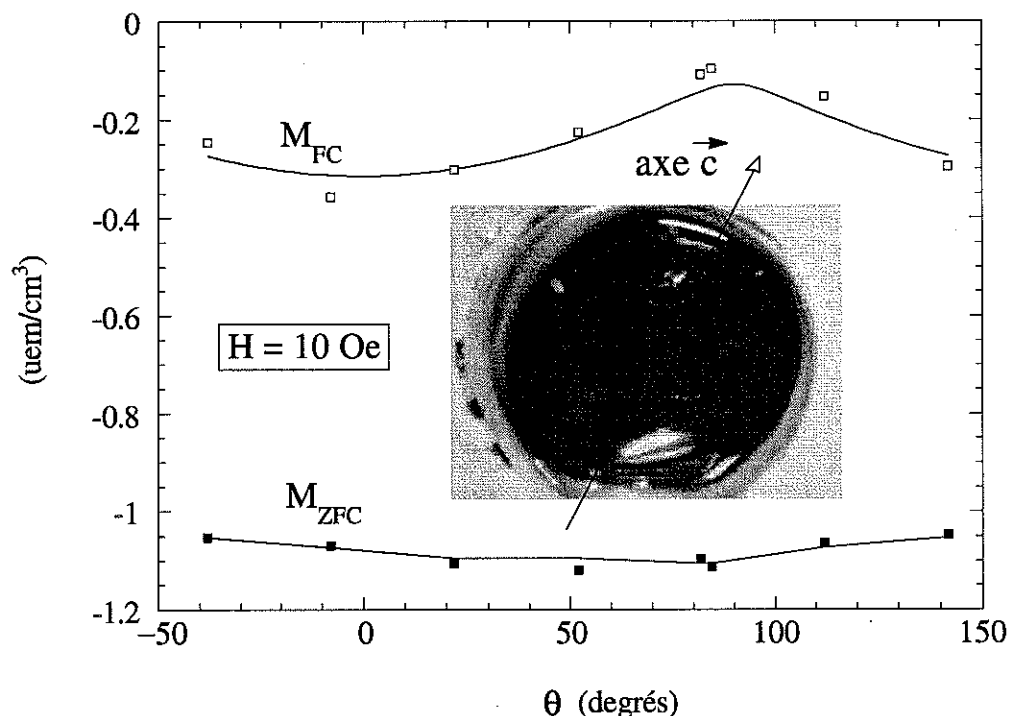


Fig. 4.3 : Variations angulaires des aimantations M_{FC} et M_{ZFC} mesurées à basse température dans un champ de 10 Oe. L'encart montre une photographie de la section circulaire du cristal YBaCuO#1 ($\Phi \approx 0.85 \text{ mm}$). θ représente l'angle entre l'axe $\vec{c}$ et le champ magnétique appliqué pour lequel l'échantillon a été refroidi.

La faible variation angulaire de M_{ZFC} peut simplement s'interpréter en considérant les déviations à une section circulaire parfaite. Pour chaque angle, il a alors été possible de calculer le facteur de champ démagnétisant $N(\theta)$. L'écart à la circularité parfaite étant faible, le

développement suivant a été utilisé : $N(\theta) = N (1 + e(\theta)/\Phi)$ avec Φ et $e(\theta)$ représentant respectivement le diamètre moyen et l'écart à ce diamètre moyen mesuré pour chaque angle. Le bon accord observé montre le résultat bien connu exprimé par la relation (4.2).

Considérons maintenant l'interprétation de l'anisotropie de l'aimantation M_{FC} . Lorsque l'échantillon est refroidi dans un champ magnétique donné, en l'absence de centres d'ancrage, les vortex sont graduellement expulsés sur la plage de température correspondant à $H_{C1} \leq H \leq H_{C2}$. En fait, l'expérience révèle l'existence d'une certaine température $T_{ir}(H)$ à partir de laquelle les deux aimantations M_{FC} et M_{ZFC} diffèrent. L'interprétation en général admise consiste à dire qu'à partir de T_{ir} , les centres de piégeages deviennent efficaces et empêchent l'expulsion du flux. En première approximation, il est possible de considérer que l'aimantation M_{FC} résulte alors simplement de l'aimantation réversible "figée" à la température T_{ir} [130]. Nous proposons de corriger cette interprétation en ajoutant à cette aimantation réversible un terme isotrope $\chi_{ir}H$ pour prendre en compte les vortex expulsés par activation thermique lorsque $T < T_{ir}$. En utilisant l'expression la plus générale de la théorie de Ginzburg-Landau anisotrope (3D) dans la limite de London "étendue" [50] l'aimantation $M_{FC}(H, \theta)$ se met alors sous la forme :

$$\begin{aligned} M_{FC} &\approx M_{eq}(T_{ir}(H), \theta) + \chi_{ir} H \\ &= -\alpha M_0 \left(1 - \frac{T_{ir}}{T_c}\right) \varepsilon(\theta) \text{Ln} \left(\frac{\beta \gamma H_{C2\perp}(T_{ir})}{H \varepsilon(\theta)} \right) + \chi_{ir} H \end{aligned} \quad (4.4)$$

avec $\varepsilon(\theta) = (\sin^2\theta + \gamma^2 \cos^2\theta)^{1/2}$, γ^2 représente le rapport des masses effectives, $H_{C2\perp}$ le champ critique supérieur parallèle à l'axe $\vec{c}$ et M_0 une constante égale à $H_{C2}(0)/8\pi\kappa^2$. Les coefficients α et β dépendent tout deux faiblement de la température et du champ. Dans la limite bas champ relative à ces mesures, la ligne d'irréversibilité peut être approximée linéairement : $(1 - T_{ir}/T_c) = a H$ avec $a \approx 10^{-3} \text{ Oe}^{-1}$ ($T_{ir} \approx 90.4 \text{ K}$ pour 10 Oe). L'insertion de cette variation dans la relation (4.4) permet alors d'interpréter la variation linéaire avec le champ magnétique de l'aimantation M_{FC} mesurée à basse température (encart Fig.4.2).

De manière plus quantitative, les résultats (Fig.4.1) nous permettent d'avoir accès à la proportion de vortex expulsée par activation thermique $\chi_{ir}H/M_{FC}(T \rightarrow 0) \approx 40 \%$ qui dans le cadre de nos hypothèses, ne dépend pas du champ⁸. Un des meilleur ajustement obtenu avec l'expression (4.4) pour les dépendances en champ (en imposant la proportion de vortex expulsée $\chi_{ir} \approx 40 \%$ $\langle \chi_{FC} \rangle$ ⁹) et en angle, permet d'obtenir les paramètres suivants : $\alpha M_0 H = \alpha M_0(T_{ir}) \approx -4.027 \cdot 10^{-3} \text{ uem/cm}^3$, $\gamma \approx 8$ et $\beta H_{C2\perp}(T_{ir}) \approx 1.3 \text{ Tesla}$.

⁸ Les mesures effectuées pour $H = 10 \text{ Oe}$ sont beaucoup moins précises pour déterminer ce rapport $\chi_{ir}H/M_{FC}$.

⁹ $\langle \chi_{FC} \rangle$ désigne la moyenne angulaire de la valeur M_{FC}/H mesurée.

Ces résultats nécessitent certains commentaires en rapport aux différentes approximations sous-jacentes à l'interprétation proposée. Par exemple, l'anisotropie de la ligne d'irréversibilité ainsi que celle du terme $\chi_{ir} H$ a été négligée. D'autre part, la relation utilisée pour l'aimantation à l'équilibre est très approximative dans le domaine bas champ. Cependant, et malgré ces approximations, les paramètres obtenus ont des valeurs raisonnables. Ainsi, la valeur du rapport d'anisotropie $\gamma \approx 8$ obtenue se trouvent en bon accord avec celle déterminée sur le même échantillon à partir de mesures rotationnelle plus précises ($\gamma \approx 8.3 \pm 0.5$) et qui sont exposées au chapitre 6.

II.C. La confrontation avec d'autres travaux

Les différents résultats relatifs à l'anisotropie de l'effet Meissner que l'on trouve dans la littérature peuvent paraître, au premier abord, controversés. Ainsi par exemple Felner et al. [9] trouvent pour des champs magnétiques de l'ordre du kOe, une aimantation rémanente plus importante lorsque $\theta = 0^\circ$ que pour $\theta = 90^\circ$ ce qui est contraire à nos résultats puisque cela indique que le nombre de vortex piégés est plus important lorsque le champ est appliqué parallèlement à l'axe $\bar{c}$ que perpendiculairement. Par contre, l'étude de N. Bontemps et al. [131] montrent pour le composé $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ sous forme de poudres orientés ou d'échantillons texturés, des résultats qui s'apparentent aux nôtres pour des valeurs de champ comparables, puisque leur fraction d'effet Meissner f est plus importante pour $\theta = 0^\circ$ que pour $\theta = 90^\circ$. Ce même type de résultat se retrouve également dans les mesures de M_{FC} de Kolesnik et al. [132]. Par ailleurs, J. Z. Liu et al. [133] ne trouvent quasiment pas d'anisotropie du pourcentage d'effet Meissner sur un même cristal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ maculé puis démaculé¹⁰.

Face à ses controverses, il est possible de faire quelques remarques. Ainsi par exemple, un commentaire de S. Kolesnik et al. [132b] sur les travaux de Felner et al. [129b] suggère que l'anisotropie mesurée sur M_{REM} peut provenir uniquement de la forme de l'échantillon. Dans leur réponse, Felner et al. [132b] reconnaissent le rôle important de la forme de l'échantillon mais indiquent néanmoins qu'ils mesurent un effet intrinsèque à l'échantillon. Dans un autre article [132c], S. Kolesnik et al. mettent clairement en évidence sur plusieurs échantillons Nb polycristallin que la forme de l'échantillon détermine l'anisotropie de M_{REM} ainsi que celle de M_{ZFC} mais pas celle de M_{FC} et que la relation (4.3) est bien vérifiée pour chaque orientation de l'échantillon par rapport au champ appliqué. D'autre part pour les champ faibles ($H = 10$ Oe), ces auteurs [132a] trouvent sur un cristal $Pb_2Sr_2Y_{0.3}Ca_{0.7}Cu_3O_8$ une anisotropie de M_{FC} conforme à nos résultats et qui peut s'interpréter avec la relation empirique $A+B\cos^2\theta$ ¹¹.

¹⁰ Par ailleurs, ces travaux mettent clairement en évidence le rôle des macles puisque la fraction f initialement de l'ordre de 40% passe à une valeur de l'ordre de 65% après avoir démaculé le cristal.

¹¹ L'ajustement de nos points expérimentaux avec cette expression est de bonne qualité. Il donne les valeurs $A \approx -0.25$ uem/cm³ et $B \approx -0.098$ uem/cm³.

Pour résumer, il semble donc qu'à faible champ (de l'ordre de 10 Oe), il existe davantage de vortex piégés à basse température suite à un processus FC, lorsque $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$ que lorsque $\vec{H} \perp (\vec{a}, \vec{b})$. Pour de plus fortes valeurs de champ magnétique (supérieures ou égales à 500 Oe) cette tendance semble s'inverser si on se réfère aux mesures de Felner et al. [129]. Ceci peut témoigner du passage de l'établissement à $T \approx T_{ir}$ d'un régime de piégeage individuel intrinsèque à bas champ, à celui d'un piégeage extrinsèque pour les plus fortes valeurs de champ magnétique.

III. La transition de phase d'un cristal supraconducteur en rotation dans un champ magnétique

III.A. Présentation

L'étude qui est maintenant rapportée met en évidence la dépendance envers la variable $\dot{\theta} = d\theta / dt$ de l'aimantation FC qui dans son expression la plus générale se révèle être une fonction du type $M_{FC}(T, \dot{T}, H, \dot{H}, \theta, \dot{\theta})$. Plus particulièrement, notre intérêt s'est porté sur l'effet d'une rotation de l'échantillon supraconducteur lors de son refroidissement sous champ. Dans un premier paragraphe, les mesures rapportées ont été effectuées à température constante à la suite de deux protocoles expérimentaux bien distincts. Elles révèlent que la variation angulaire à basse température l'aimantation notée $M_{ZR,FC}(\theta)$ obtenue suite à un refroidissement sans rotation du cristal par rapport au champ magnétique appliqué ("Zero Rotating Field Cooling") diffère complètement de celle résultant d'un refroidissement en rotation $M_{R,FC}(\theta)$. Soulignons également que, dans ce travail, les deux composantes de ces vecteurs aimantations, à savoir celles parallèle M_L et perpendiculaire M_T au champ appliqué, ont été mesurées simultanément avec le double SQUID. Dans un second paragraphe, les mesures ont été effectuées en superposant à la rotation du cristal, une variation thermique contrôlée permettant de franchir la transition supraconductrice.

III.B. Influence du protocole expérimental sur l'aimantation FC obtenue à basse température

Tout d'abord, il est important de souligner à nouveau que les mesures qui sont maintenant présentées sont issues d'un protocole qui diffère de celles exposées au §II. Alors que l'étude de l'anisotropie de l'Effet Meissner s'appuyait sur des mesures de M_{FC} pour différentes orientations du cristal lors de son refroidissement, dans cette partie le palier à basse température de l'aimantation $M_{ZR,FC}$ est atteinte pour une orientation particulière du cristal avant que ce dernier soit mis en rotation.

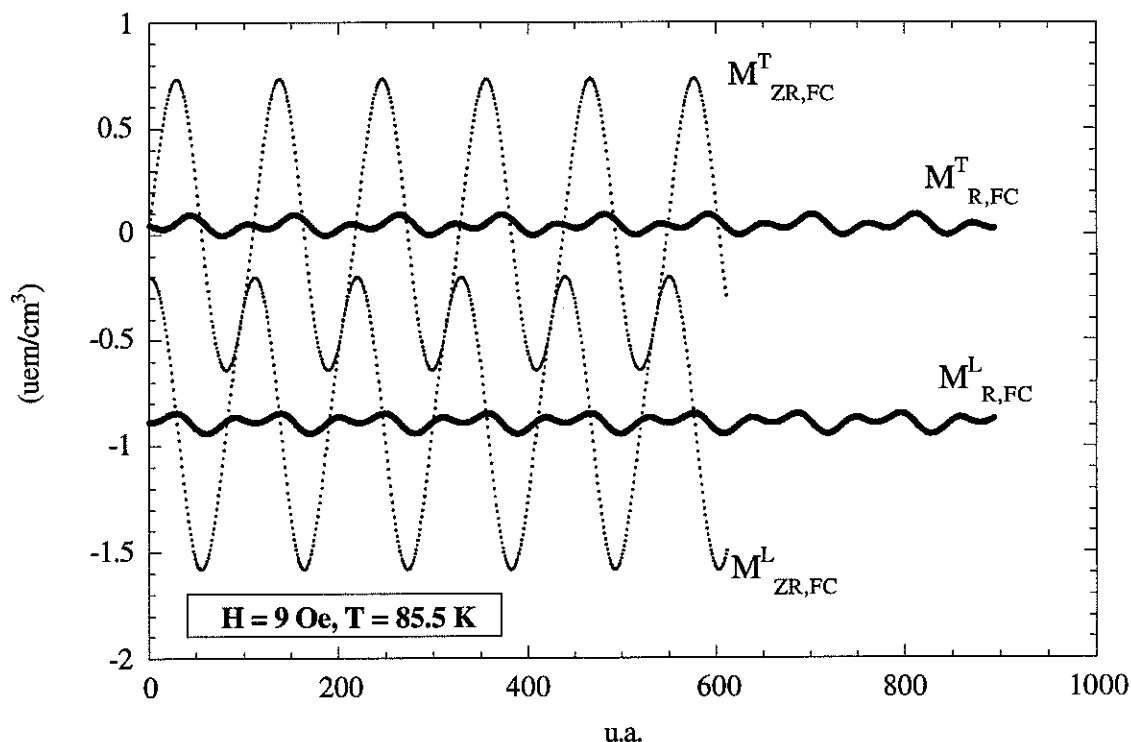


Fig.4.4 : Variation des deux composantes des vecteurs aimantations $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$ et $\vec{M}_{ZR,FC}(\theta)$ lors de la rotation du cristal à la vitesse de 3°/s.

	Terme constant M_0 (uem/cm ³)	Terme en θ M_1 (uem/cm ³)	Terme en 2θ M_2 (uem/cm ³)	Déphasage ϕ entre M_1 et M_2
$M_{R,FC}^L$	-0.88575	(0.026934)	0.029359	97.7°
$M_{R,FC}^T$	0.041632	(0.027288)	0.028236	6.8°
$M_{ZR,FC}^L$	-0.8802	0.689565	≈ 0	
$M_{ZR,FC}^T$	0.040	0.682874	≈ 0	

Tableau 4.1 : Analyse de Fourier des variations angulaires des vecteurs aimantations R,FC et ZR,FC mesurées. La convention choisie consiste à écrire les composantes $\alpha = L$ et T sous la forme : $M^\alpha = M_0^\alpha + M_1^\alpha \cos\theta + M_2^\alpha \cos(2\theta - \phi)$. Les parenthèses désignent la contribution en θ venant d'une impureté magnétique présente sur le porte échantillon.

Le même cristal YBCO#1 de forme cylindrique a été utilisé pour cette série de mesures. Les mesures de $\vec{M}_{ZR,FC}(\theta)$ et de $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$ ont été effectuées dans un champ de 9 Oe, suite à un refroidissement à vitesse approximativement constante de l'ordre de -4 K/heure et avec une vitesse de rotation égale à 3°/s. La Fig. 4.4 montre clairement que la différence de protocole expérimental donne lieu à une composante longitudinale de l'aimantation $\vec{M}_{ZR,FC}(\theta)$ qui diffèrent très nettement de $M_{FC}(\theta)$ rapportée dans l'étude de l'anisotropie de l'Effet Meissner (§II.B). On peut également voir sur la Fig.4.4 que les valeurs moyennes des variations angulaires de $M_{ZR,FC}^L$ et de $M_{R,FC}^L$ correspondent précisément à l'aimantation longitudinale M_{ZFC} mesurée au début de ce chapitre (Fig.4.3).

Mais le fait le plus marquant présenté sur la Fig.4.4 concerne la différence importante qu'il existe entre les variations angulaires des vecteurs $\vec{M}_{ZR,FC}(\theta)$ et $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$. Dans le cas où l'échantillon est refroidi sans tourner, on voit clairement que lors de sa mise en rotation, les deux composantes de l'aimantation oscillent de manière périodique à la fréquence de rotation (signal en θ) autour de d'une valeur moyenne correspondant à l'aimantation ZFC. Cette variation représente le signal de vortex rigidement ancrés à l'échantillon est qui se trouvent entraînés par le mouvement de rotation. Par contre, lorsque l'échantillon est refroidi en tournant, on peut voir sur la Fig.4.4 la présence de plusieurs harmoniques. Les résultats de l'analyse en séries de Fourier sont résumés dans le tableau 4.1. Ils montrent l'existence unique de deux contributions, une en θ et une autre en 2θ sur les signaux correspondant à chacune des composantes du vecteur $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$. Etant donné que le signal en θ persiste au dessus de T_C , nous l'attribuons à une impureté magnétique présente sur le porte échantillon. Quant au signal sinusoïdal en 2θ , celui-ci se révèle être égal à l'aimantation $M_{ZFC}(\theta)$ mesurée au début de ce chapitre (Fig.4.3) : Il s'agit de l'effet de forme de l'échantillon, le reflet des écarts au cylindre parfait.

La différence entre les vecteurs aimantations $\vec{M}_{ZR,FC}(\theta)$ et $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$ s'explique donc par le fait qu'il suffit d'appliquer un mouvement de rotation de faible fréquence au supraconducteur lors de son refroidissement sous champ pour dépiéger et expulser "tous" les vortex.

III.C. Superposition d'un mouvement de rotation à la variation thermique lors de la transition de l'échantillon supraconducteur

Il s'est alors révélé intéressant d'étudier la variation thermique de chacune des composantes des vecteurs $\vec{M}_{ZR,FC}(\theta)$ et $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$ lors du franchissement de la transition supraconductrice. La "vitesse" de variation de la température lors de ces mesures est toujours de l'ordre de 4 K/heure pour une fréquence de rotation égale à 3°/s. Considérons tout d'abord le

cas de l'aimantation $\vec{M}_{ZR,FC}(T, \theta)$ (Fig.4.5). On retrouve qu'à basse température, celle-ci est constituée d'un signal en θ pour chacune des composantes longitudinale et transverse, ce qui correspond à l'aimantation rigidement liée à l'échantillon. A partir de $T \approx 71$ K une harmonique en 2θ apparaît. Elle provient du fait que lors de la pénétration des vortex, une partie de ceux-ci se trouvent être dépiégés de l'échantillon du fait de la force de rappel du champ appliqué et des fluctuations thermiques. Il se produit un transfert d'une partie de la contribution en θ vers celle en 2θ . Puis, l'amplitude de la contribution en 2θ relatives à chacune des composantes longitudinale et transverse s'annulent alors progressivement à la température de transition, ce qui correspond à la disparition de l'état supraconducteur. On peut remarquer qu'il subsiste toujours pour $T > T_c$ la petite contribution en θ provenant de l'impureté magnétique du porte échantillon. Puis le refroidissement de l'échantillon supraconducteur soumis au mouvement de rotation dans le champ magnétique donne alors lieu à l'aimantation $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$ (Fig.4.6).

Par opposition à l'aimantation $\vec{M}_{ZR,FC}(T, \theta)$ qui n'est définie que pour $\dot{T} > 0$, $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$ présente la même variation avec la température pour $\dot{T} > 0$ que pour $\dot{T} < 0$. A basse température, mis à part le signal de l'impureté, cette aimantation est constituée de l'oscillation purement sinusoïdale en 2θ représentant la variation de $M_{ZFC}(\theta)$. Lorsque la température augmente, il se produit sur chacune des composantes de l'aimantation $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$, l'apparition d'une composante en θ qui se met à croître avec celle en 2θ . Cet effet correspond à la pénétration de vortex dans le supraconducteur qui se manifeste également par une diminution de la valeur moyenne de $M_{R,FC}^L(T, \theta)$. Comme dans le cas de l'aimantation $\vec{M}_{ZR,FC}(T, \theta)$, ces vortex se divisent en deux populations. Il y a ceux qui sont rigidement ancrés à l'échantillon et ceux qui ne le sont pas, ce qui donne lieu respectivement à une aimantation en θ et une autre en 2θ . L'amplitude de ces oscillations passe par un maximum à une certaine température, ce qui peut s'interpréter dans le cadre du modèle de Bean par la température T^* pour laquelle les vortex atteignent le centre de l'échantillon. Puis les contributions en θ et 2θ associées à chacune des deux composantes s'annulent avec le diamagnétisme à la température critique.

Nous avons pu vérifier qu'une diminution de la vitesse de rotation (passage de $\dot{\theta} = 3^\circ/s$ à $0.3^\circ/s$) conduit sensiblement à une même largeur de transition ainsi qu'à une même aimantation $\vec{M}_{R,FC}(\theta)$ à basse température.

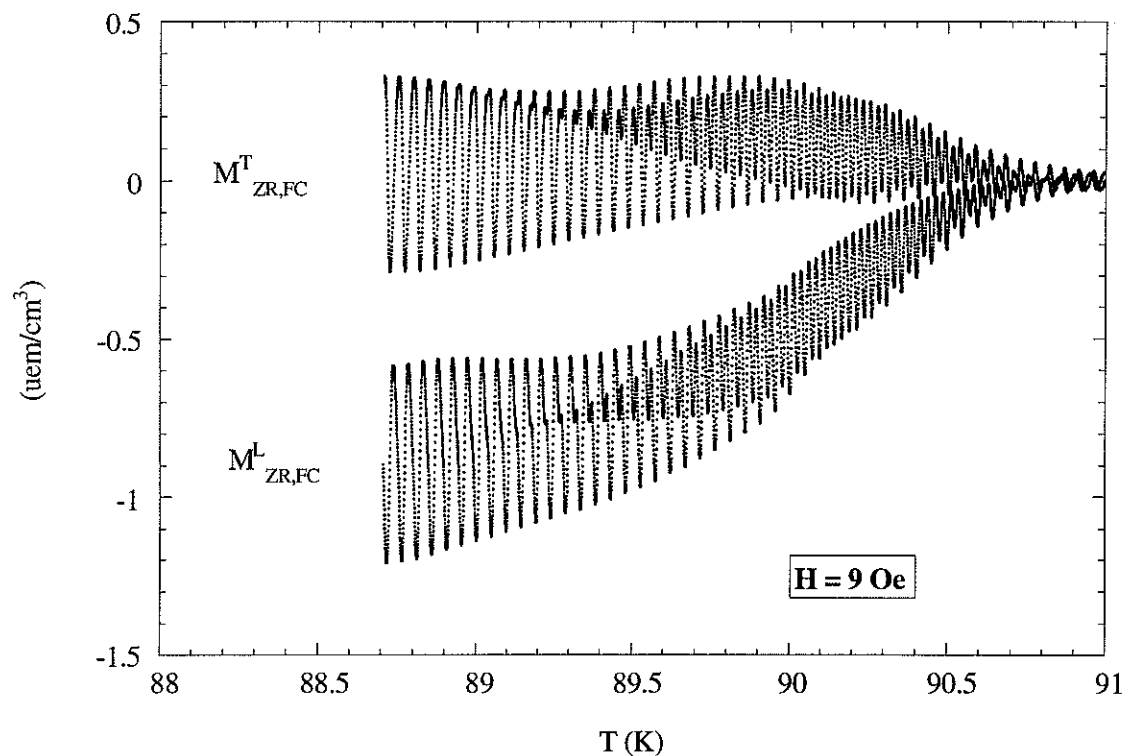


Fig. 4.5 : Variations en fonction de la température des composantes de l'aimantation $\bar{M}_{ZR,FC}(\theta)$ du cristal YBCO#1 en rotation à la vitesse de 3°/s. Cette transition est irréversible puisqu'uniquement associée à la variation $\text{sign}(\dot{T}) > 0$.

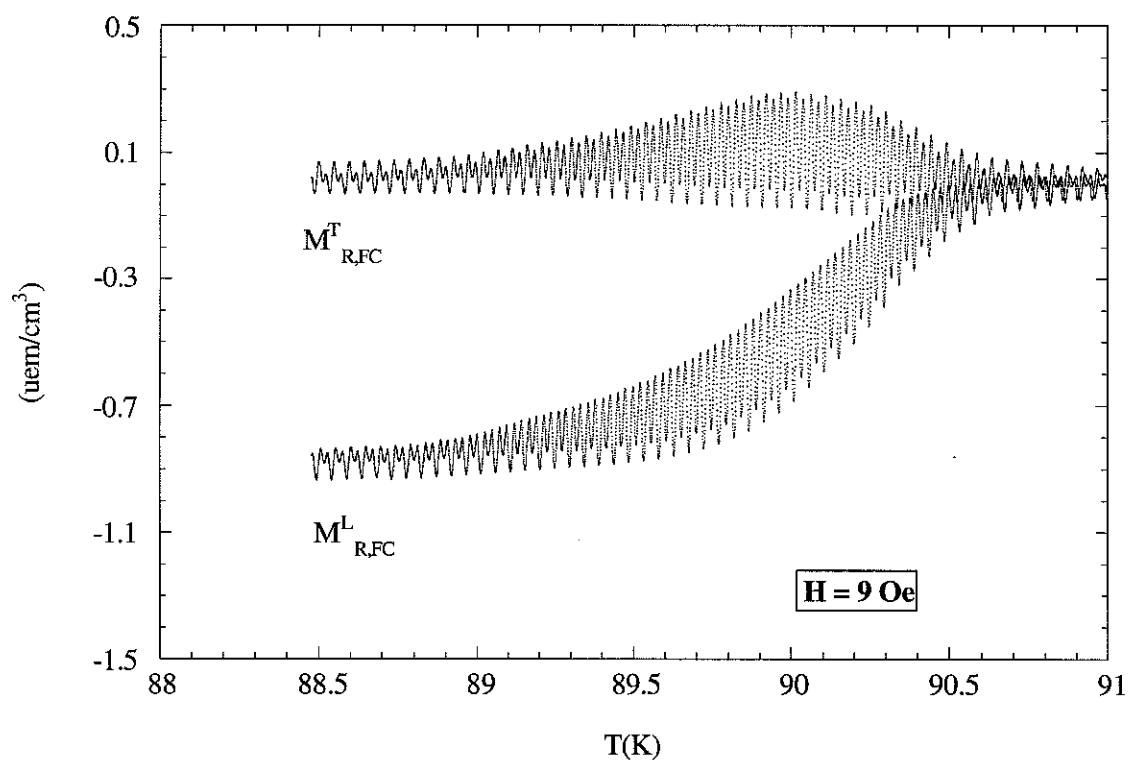


Fig. 4.6 : Variations en fonction de la température des composantes de l'aimantation $\bar{M}_{R,FC}(\theta)$ du cristal YBCO#1 en rotation à la vitesse de 3°/s. Cette transition est réversible dans le sens où elle ne dépend pas du $\text{sign}(\dot{T})$.

III.D. Comparaison avec une mesure en susceptibilité alternative

La Fig. 4.7 propose une comparaison entre les 2 composantes de l'aimantation $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$ et les contributions de la susceptibilité alternative en phase et en quadrature à l'excitation (respectivement χ' et χ''). Celles-ci ont été mesurées sur un monocristal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (de la même série que YBCO#3) à la fréquence de 158 Hz et pour une amplitude de champ alternatif égale à 9 Oe. En susceptibilité alternative comme dans le cas de la mesure des composantes de $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$, la transition est réversible dans le sens où les variations thermiques des réponses χ' et χ'' ne dépendent pas du sign ($\dot{T}$).

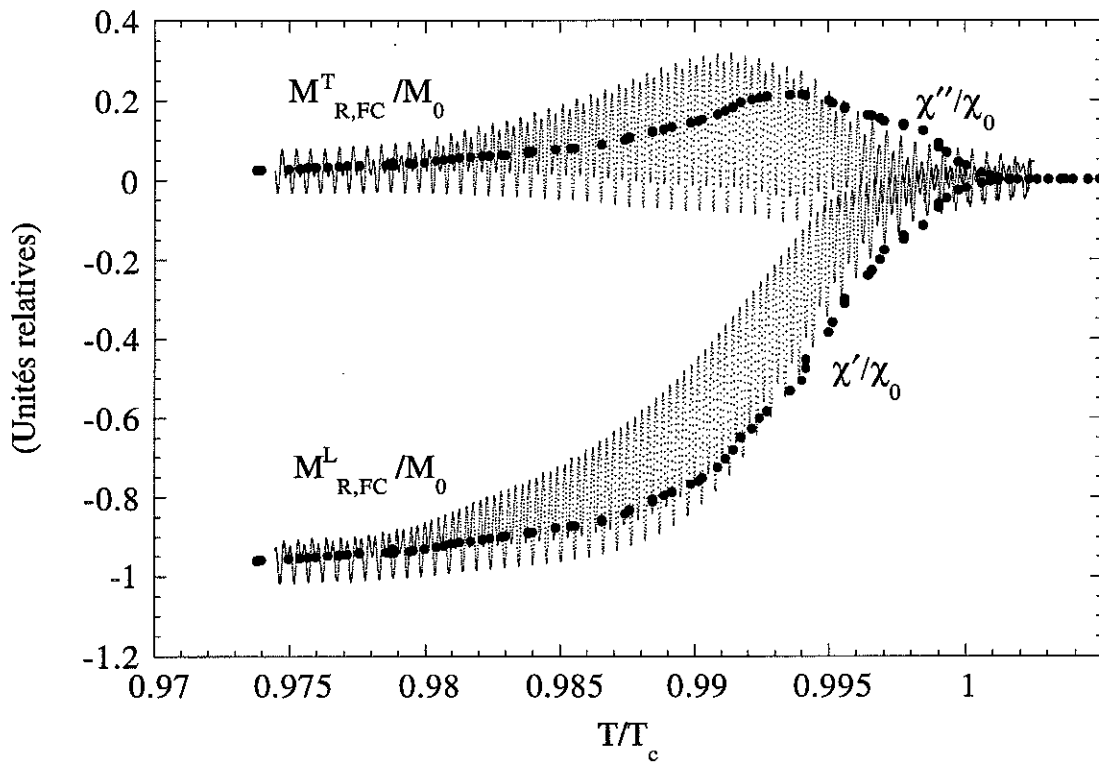


Fig.4.7 : Comparaison entre les mesures en échantillon tournant ($\omega = 3^\circ/s$ et $H = 9$ Oe) et les mesures de susceptibilité alternative à la fréquence de 158 Hz pour une amplitude de champ alternatif égale à 9 Oe. Les valeurs ont été rapportées à celles obtenues à basse température soient χ_0 pour les mesures de susceptibilité alternative et M^L_0 pour celles en échantillon tournant.

Le problème considérant un échantillon en rotation dans un champ magnétique est analogue à celui d'un échantillon fixe soumis à un champ tournant. Ce dernier est par ailleurs équivalent à 2 champs alternatifs perpendiculaires. On peut remarquer sur la Fig.4.7 que la composante longitudinale de $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$ est plutôt reliée à $\chi'(T)$ alors que la composante transverse à $\chi''(T)$. Les effets de la fréquence (à $\omega \rightarrow 0$) étant peu importants, l'élargissement de la transition observée sur les deux composantes de $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$ a principalement pour origine, la présence des deux harmoniques.

Intéressons nous maintenant brièvement à la température T^* du maximum de χ'' ainsi qu'à celle de $M_{R,FC}^L(T, \theta)$. Dans le cas des mesures de susceptibilités alternatives, la dissipation s'interprète en général avec le modèle de Bean [79a] en considérant les effets d'hystérésis liés à la pénétration et au piégeage des vortex dans le matériau supraconducteur (cf. Chapitre 3, §III.B) ¹². Dans le cadre de ce modèle, la température T^* correspond au cas où les vortex atteignent le centre de l'échantillon, ce qui correspond (dans le cas d'une plaque semi-infinie d'épaisseur D) à la condition $H^* = (2\pi/c)J_C(T^*)D = h_{ac}$. Dans le cas d'un champ tournant h_t , C. P. Bean [79b] a montré que la profondeur de pénétration des vortex est augmentée d'un facteur $\sqrt{3}$ ¹³ et la condition précédente devient alors $(2\pi/c)J_C(T^*)D = \sqrt{3} h_t$. En prenant une même variation avec la température $J_C(T^*) = J_{C0}(1-T^*/T_C)^\alpha$ (α étant un certain exposant) pour les deux cristaux de dimensions comparables, on peut voir que ces critères conduisent à une différence $(1 - T^*/T_C)$ plus importante dans le cas d'un champ tournant que dans le cas d'un champ alternatif. Cette différence est qualitativement observée sur la Fig.4.7.

IV. Quelques mesures à fort champ magnétique de l'aimantation ZFC

Pour de plus fortes valeur du champ magnétique appliqué, le même type de mesures magnétiques que celles présentées au paragraphe II a été effectué sur le cristal YBCO#2 parallélépipédique de volume et de forme assez proches du cristal cylindrique. Cette série de mesures a été effectuée sur le second magnétomètre à SQUID présenté au chapitre 2. Les mesures de M_{FC} sur cet échantillon révèlent un effet Meissner très nettement inférieur à celui observé sur le cristal YBCO#1. Par exemple dans un champ appliqué de 8 Oe les fractions d'Effets Meissner mesurées pour des vitesses de refroidissement comparables sont $f(\text{YBCO}\#2) \approx 1\%$ alors que je rappelle que $f(\text{YBCO}\#1) \approx 40\%$ ¹⁴.

Sur cet échantillon YBCO#2, nous nous sommes plus particulièrement intéressés dans ce paragraphe aux variations thermiques des aimantations M_{ZFC} pour différentes valeurs du champ magnétique H appliqué suivant l'axe $\vec{c}$ du cristal. Les différents résultats relatifs à $H = 0.8, 1.8, 4.9$ et 7.8 kOe sont représentées Fig.4.8.

¹² Une revue sur les différentes interprétations des mesures de susceptibilités alternatives dans le cas des supraconducteurs de type II est contenu dans le livre édité par R. A. Hein et al. Plus précisément, on pourra par exemple consulter dans ce livre l'article de X. Ling et J. I. Budnick [134].

¹³ Un calcul plus récent effectué par J. Gilchrist [135] indique qu'en prenant en compte la courbure des lignes de vortex, la profondeur de pénétration du flux n'est augmentée que d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport au cas statique.

¹⁴ L'explication de cette différence a certainement pour origine le "vieillessement" plus rapide de l'échantillon YBCO#2 qui a été laissé à l'air libre depuis son élaboration en 1987 alors que le cristal YBCO#1 a été protégé par une couche protectrice de verni General Electric.

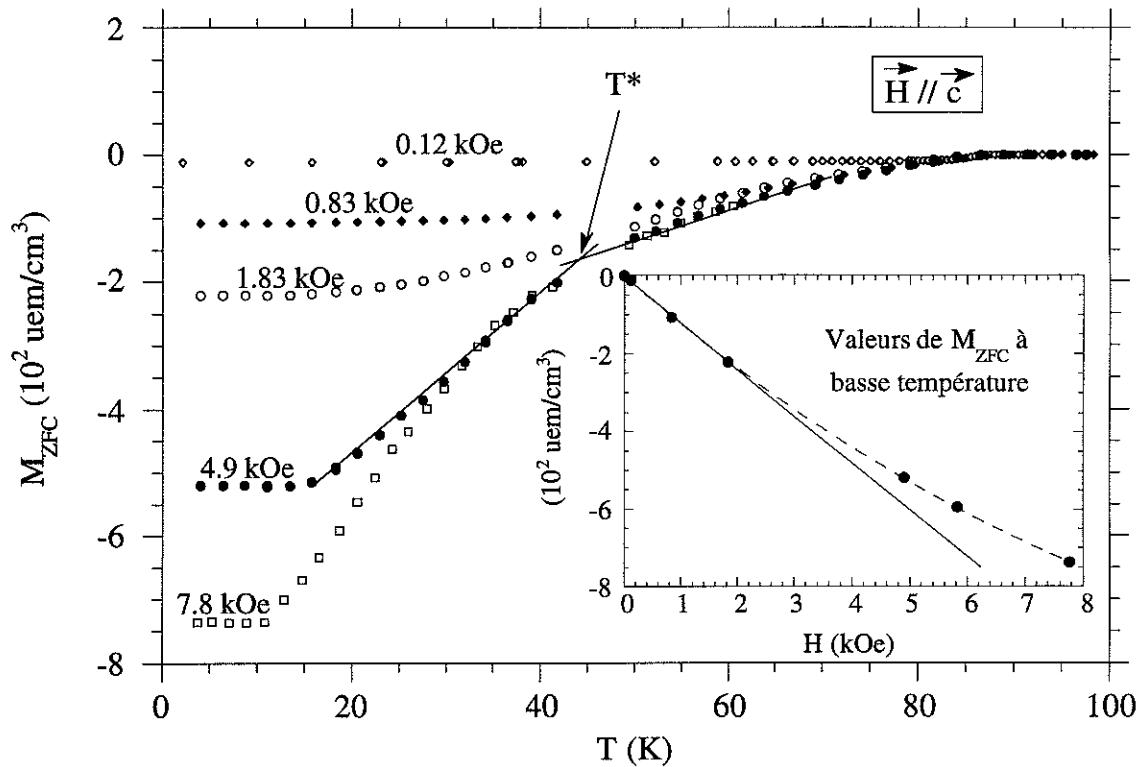


Fig. 4.8 : Variations thermiques de l'aimantations M_{ZFC} mesurées sur le cristal YBCO#2 de forme parallélépipédique. L'encart montre la variation avec le champ appliqué de l'aimantation M_{ZFC} mesurée à basse température. Les valeurs de M_{ZFC} pour $H > 2$ kOe sont clairement en dehors de la variation linéaire attendue pour un effet d'écrantage.

L'application d'un champ magnétique de plus en plus important a pour effet principal d'élargir la transition. Les différentes valeurs de $T_{C1}(H)$ englobant les mesures à bas champ sur le cristal YBCO#1 sont reportés dans la Fig.4.9. Elles indiquent une saturation de la valeur de $T_{C1}(H)$ pour les fortes valeurs de champ magnétique. Autrement dit, cela correspond à une croissance importante du champ critique $H_{C1}(T)$ à basse température. Cet effet se retrouve dans la littérature (voir par exemple [136]) et il ne semble pas qu'une interprétation satisfaisante ait été proposée mais une chose est sûr c'est qu'il remet en cause l'interprétation du $T_{C1}(H)$ pour les fortes valeurs de champ appliqué. En effet, on peut observer sur l'encart de la Fig.4.8 que les valeurs des paliers d'aimantation pour des champs appliqués supérieurs à 2 kOe se trouvent très largement en dehors de la variation linéaire prévue par la relation (4.1). A partir de cette valeur de champ, l'interprétation qui considère une aimantation ZFC à basse température comme étant purement diamagnétique réversible doit donc être remise en cause; le fait que l'aimantation ne dépende pas de la température ne témoigne pas nécessairement de l'absence de vortex dans l'échantillon. Soulignons que la valeur de H_{C1} (de l'ordre de 2 kOe) qui semble ressortir de l'encart à la Fig.4.8 est elle même très imprécise. Au chapitre 5, nous exposerons une méthode beaucoup plus fine pour déterminer H_{C1} à partir de la courbe de première aimantation $M(H)$.

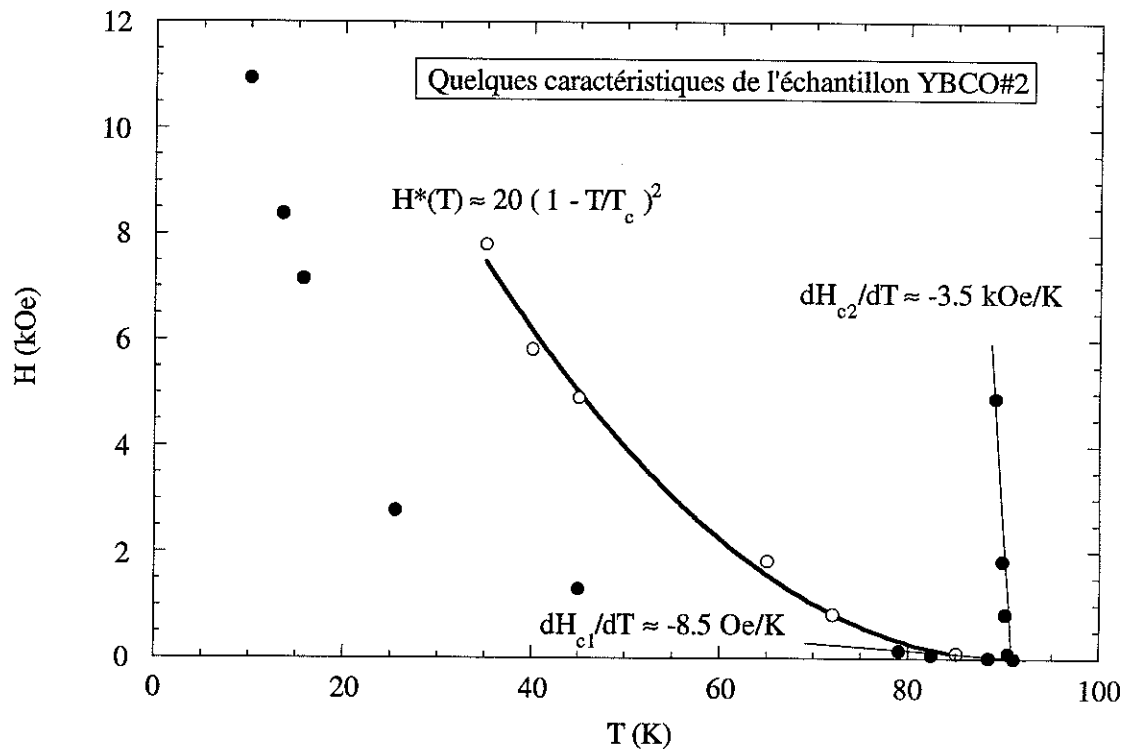


Fig. 4.9 : Quelques caractéristiques du cristal YBCO#2 telles que les températures T^* , critique inférieure T_{c1} et supérieure T_{c2} déterminées par la méthode exposée Fig.4.1 en fonction du champ magnétique H qui a été appliqué suivant l'axe $\tilde{c}$. Pour ce qui concerne la loi $T_{c1}(H)$, le champ interne H_i a été calculé avec la valeur à basse température de l'aimantation M_{ZFC} .

Une autre caractéristique peut être mentionnée sur la Fig.4.8, elle concerne une rupture de pente dans la transition, bien visible sur la courbe $M_{ZFC}(4.9 \text{ kOe})$. Cette discontinuité se produit, dans le cadre d'une description avec le modèle de Bean (se référer par exemple à [21]), à la température $T^*(H)$ pour laquelle le front de ligne de flux atteint le centre de l'échantillon. Sur la Fig.4.9, les points expérimentaux relatifs à cet effet suivent assez bien la loi phénoménologique, $H^*(T) \approx H^*(0) (1 - T/T_c)^2$, dans laquelle le champ $H^*(0) \approx 20 \text{ kOe}$.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, deux phénomènes ont principalement pu être mis en évidence. Il a tout d'abord, été question de l'anisotropie de l'Effet Meissner. Nos résultats expérimentaux supportent l'interprétation qui considère que l'anisotropie de l'aimantation $M_{FC}(\theta, H)$ (issue d'un refroidissement dans un champ magnétique dont l'orientation est fixée par rapport aux axes du cristal) correspond en grande partie, à celle de l'aimantation réversible prise à la température $T_{ir}(H)$ définissant une ligne d'irréversibilité. La valeur raisonnable du rapport d'anisotropie γ obtenue confirme cette interprétation. Le second résultat important de ce

chapitre concerne la mise en évidence du fait qu'un mouvement de rotation de l'échantillon à faible vitesse angulaire (0.3°/s) suffit à dépiéger "tous" les vortex lors d'un refroidissement sous champ. L'aimantation issue de ce protocole notée $\vec{M}_{R,FC}(T, \theta)$ se révèle à basse température être égale à l'aimantation $M_{ZFC}(T, \theta)$. Autrement dit pour une même valeur de champ magnétique appliqué (9 Oe) la fraction d'effet Meissner f de l'ordre de 40 % suite à un processus ZR,FC passe à une valeur de 100 % après un protocole R,FC. Une étude en fonction de la valeur du champ appliqué peut se révéler très intéressante. Enfin quelques caractéristiques du cristal YBCO#2 ont été rapportées dans un dernier paragraphe.

Chapitre 5

Mesures magnétiques unidirectionnelles et leur interprétation

Plan du chapitre 5

I. Introduction.....	140
II. Les grandeurs à l'équilibre thermostatique.....	141
II.A. Le champ critique inférieur $H_{c1}(T)$ caractérisant l'entrée des vortex :	
II.A.1. Mesure de $H_{c1}(T)$.	
II.A.2. Au sujet de la détermination expérimentale de $H_{c1}(T)$.	
II.B. Quelques mots sur l'aimantation réversible.	
III. L'aimantation irréversible.....	145
III.A. Généralités.	
III.B. Les différentes extensions du modèle de Bean.	
III.B.1. Une extension des hypothèses dans la limite fort champ.	
III.B.2. Les effets de l'anisotropie.	
III.B.3. Les effets de granularités.	
III.C. Les cycles d'hystérésis décrits par l'aimantation du composé $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$:	
III.C.1. Champ magnétique parallèle aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$.	
III.C.2. Champ magnétique parallèle à l'axe $\vec{c}$.	
III.C.3. Interprétation en termes de densité de courant critique:	
III.C.3.a. Quelques mots sur les différents courants critiques.	
III.C.3.b. Variations des densités de courants critiques en fonction de T.	
III.C.3.c. Variations des densités de courant critiques en fonction de H.	
IV. Conclusion.....	164

Chapitre 5 :

Les mesures magnétiques unidirectionnelles et leur interprétation.

"Nous dirons donc qu'une transformation est irréversible si le système qui la subit est le siège: (α) d'hétérogénéités de température ou de concentrations; (β) de phénomènes de frottement (mécanique) ou d'hystérésis (mécanique, diélectrique, magnétique); (γ) de phénomènes de viscosité (fluide, solide, chimique, résistance électrique). L'irréversibilité est ainsi définie par une liste exhaustive de 'facteurs d'irréversibilité', dont on vérifiera aisément que chacun est identifiable par une expérience de mesure appropriée." (F. Fer, L'irréversibilité, fondement de la stabilité du monde physique, Gauthier-Villars, 1977, p. 90).

Résumé

Ce chapitre rapporte principalement une étude de l'aimantation d'un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en fonction de la température et du champ magnétique appliqué. Les valeurs du champ critique inférieur d'apparition des vortex ont été extraites des mesures à basse température, pour les deux directions du champ $\vec{H} // \vec{c}$ et $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$. La comparaison des résultats obtenus avec ceux disponibles dans la littérature amène une discussion concernant les effets de la barrière de surface sur ce type de détermination. Puis, les différentes extensions du modèle de Bean sont démontrées pour certaines, rappelées pour d'autres. Celles-ci nous permettent de convertir la largeur des différents cycles d'hystérésis mesurés en termes de densités de courant critique. Leurs variations avec la température et le champ magnétique appliqué sont discutées. Une interprétation basée sur l'effet de "field matching" est avancée pour interpréter la "forme en papillon" des cycles d'hystérésis lorsque $\vec{H} // \vec{c}$.

I. Introduction

Les résultats présentés et discutés dans ce chapitre concernent l'étude de l'aimantation longitudinale de quelques échantillons S.H.T_c en fonction du module du champ magnétique appliqué H et de la température T . Dans le cas des échantillons monocristallins, cette étude a également été effectuée pour les deux orientations particulières du champ magnétique à savoir, $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$ et $\vec{H} // \vec{c}$. Au chapitre 3, nous avons souligné que lorsque la vitesse de variation $\dot{H}$ de la contrainte champ magnétique appliqué, n'est pas infiniment lente, l'aimantation mesurée sur ce type de système (à relaxation lente) présente en général une contribution hors équilibre qui développe une hystérésis (Fig.5.1).

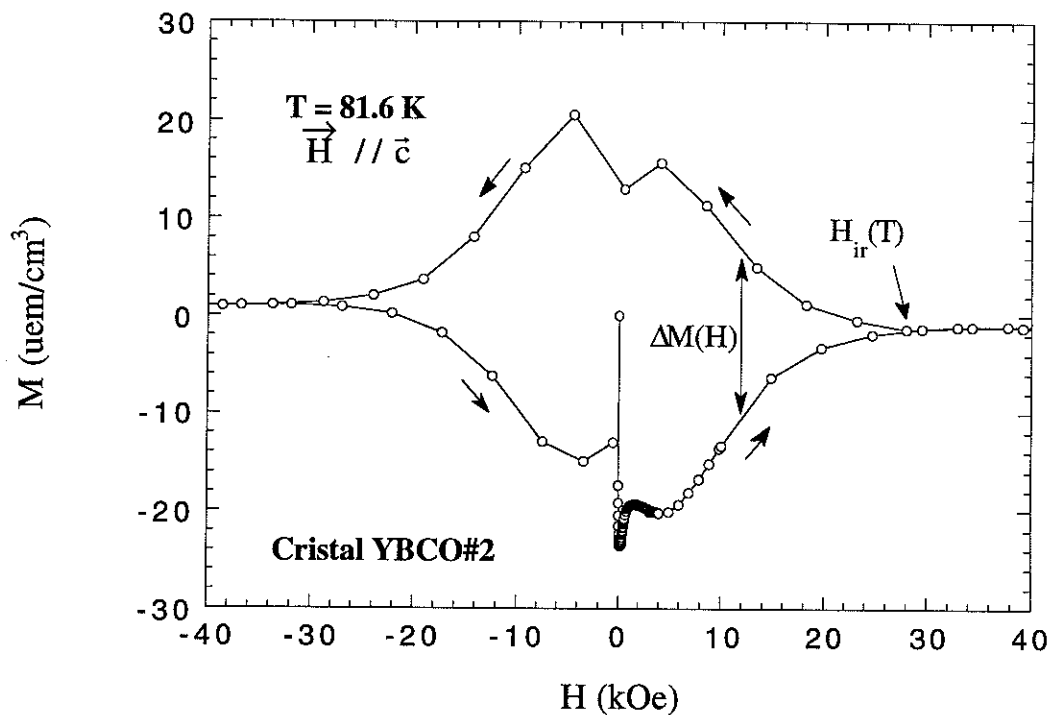


Fig.5.1 : Un exemple de cycle d'hystérésis unidirectionnel de l'aimantation mesuré sur un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Cette hystérésis disparaît au delà de la valeur de champ magnétique $H_{ir}(T)$.

Ce chapitre se compose principalement de deux parties. Dans la première, il sera brièvement question des grandeurs à l'équilibre thermostatique. La méthode de détermination du champ critique inférieur $H_{C1}(T)$ d'apparition des vortex dans le supraconducteur à partir de la courbe de première aimantation, sera présentée puis discutée. Les valeurs obtenues permettront d'obtenir une valeur majorée de l'aimantation à l'équilibre lorsque le supraconducteur passe dans l'état mixte. La deuxième partie quant à elle, concernera l'aimantation irréversible obtenue à partir de l'hystérésis unidirectionnelle en utilisant l'expression $M_{ir}(H, \dot{H}) = [M(H, \dot{H} > 0) - M(H, \dot{H} < 0)] / 2$. Nous rappelons que dans cette relation, $M(H, \dot{H} > 0)$ et $M(H, \dot{H} < 0)$ désignent respectivement les aimantations correspondant à un champ magnétique appliqué de manière croissante et décroissante. Cette

construction permet, grâce au modèle de C. P. Bean, d'avoir accès à la densité de courant critique J_c circulant dans le matériau. Dans un supraconducteur supposé homogène, un champ magnétique appliqué induit des boucles de courants qui peuvent s'étendre à tout l'échantillon. L'aimantation mesurée résulte alors simplement de l'intégration spatiale de ces courants. Très schématiquement, ceux-ci se divisent en deux catégories. On distingue les courants de surface qui donnent lieu à l'aimantation à l'équilibre lorsque le supraconducteur est dans la phase Meissner ou lorsqu'il est traversé par une distribution uniforme de vortex, des courants volumiques qui ont pour origine une distribution non homogène des vortex ancrés au matériau. Lors de l'application d'un champ magnétique, l'effet combiné de vortex qui se forment à la surface de l'échantillon puis qui se piègent, produit un gradient dans leur distribution. Dans le cadre du modèle de Bean, celui-ci est proportionnelle à J_c (cf. chapitre 3, §III). Par rapport aux mesures de transport, les mesures magnétiques offrent l'avantage de s'affranchir des problèmes relatifs aux contacts électriques ainsi que ceux provenant d'une distribution non uniforme du courant à l'intérieur de l'échantillon. Les mesures magnétiques sont de plus, les seules qui permettent d'avoir accès aux valeurs de densité de courant critique à basse température dans le cas d'échantillons massifs. Les mesures rapportées dans ce chapitre, ont été effectuées sur les monocristaux YBCO#2, YBCO#3 ainsi que sur la céramique YBCO#p.

II. Les grandeurs à l'équilibre thermostatique

II.A. Le champ critique inférieur $H_{c1}(T)$ caractérisant l'entrée des vortex

II.A.1. Mesure de $H_{c1}(T)$

Au chapitre 4, un critère permettant de déterminer le champ critique inférieur $H_{c1}(T)$ à partir des mesures de l'aimantation en fonction de la température a brièvement été exposé. Nous allons maintenant rappeler la méthode qui en général est utilisée pour déterminer ce champ critique et qui repose sur l'étude de la courbe de première aimantation $M(H)$. Il est important de garder présent à l'esprit que ces deux critères expérimentaux permettant de déterminer $H_{c1}(T)$ ne représentent en fait que des conditions nécessaires qui ne sont pas suffisantes.

Partant d'un état ZFC, l'aimantation d'un supraconducteur soumis à un champ magnétique inférieur au champ de pénétration des vortex, H_{c1} , résulte de l'écrantage parfait : $M(H) = -H/4\pi(1-N)$ où N représente le coefficient de champ démagnétisant. Lorsque $H > H_{c1}$, l'état mixte devient alors énergétiquement plus favorable que l'état Meissner et des

vortex commencent à entrer dans le supraconducteur. Cet effet se caractérise par une aimantation inférieure en valeur absolue à celle du diamagnétisme parfait. La valeur du champ magnétique pour lequel l'aimantation $M(H)$ s'écarte de la linéarité est en général prise comme étant la valeur de $H_{c1}(T)$. Cependant l'utilisation directe de ce critère donne souvent des résultats peu précis et il est préférable de tracer en fonction du champ la quantité $M - M_0 + H/4\pi(1-N)$ ¹. La valeur du champ appliqué pour laquelle cette expression n'est plus nulle correspond précisément à l'apparition des vortex.

Il faut alors apporter à cette valeur du champ appliqué H , la correction du champ démagnétisant pour obtenir le champ interne qui, dans le cas du diamagnétisme parfait, vaut $H_i = H/(1-N)$. Le coefficient de champ démagnétisant $N \approx 0.3$ est extrait de la valeur de l'aimantation réversible. La Fig.5.2 illustre cette méthode dans le cas de la courbe d'aimantation à $T = 1.5$ K du cristal YBCO#2 lorsque le champ est appliqué suivant l'axe $\bar{c}$.

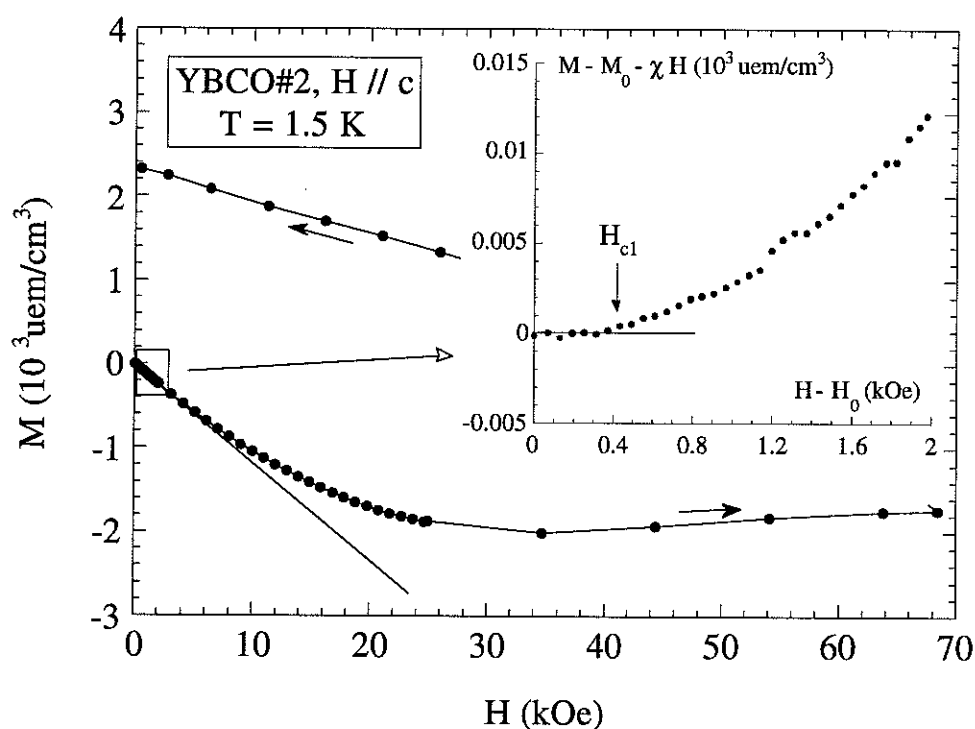


Fig.5.2 : Cycle d'hystérésis unidirectionnel décrit par l'aimantation du cristal YBCO#2 à $T = 1.5$ K. La droite a pour équation $M = -H/4\pi(1-N_{\perp})$ où $N_{\perp}$ représente le coefficient de champ démagnétisant lorsque le champ est suivant l'axe $\bar{c}$; elle correspond à la condition d'écrantage parfait. L'encart à la figure montre la valeur du champ pour laquelle les vortex commencent à pénétrer "massivement" dans l'échantillon supraconducteur.

¹ La constante M_0 est ajoutée pour traiter le cas où l'échantillon supraconducteur n'est pas refroidi en champ strictement nul. Il est bien entendu préférable pour la précision des résultats, que l'échantillon supraconducteur soit refroidi dans un champ magnétique le plus petit possible. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus (sauf mention contraire) avec le second magnétomètre à SQUID. Celui-ci ne permet pas toujours d'avoir un champ inférieur à la dizaine de Oersted.

Les différentes valeurs du champ critique inférieur à basse température obtenues lorsque le champ est appliqué parallèlement aux plans $(\bar{a}, \bar{b})$, $H_{C1//}$, et perpendiculairement, $H_{C1\perp}$, sont regroupées dans le tableau 5.1. Pour les deux directions du champ appliqué ($\alpha = //$ et $\perp$), les aimantations réversibles lorsque $H \gg H_{C1\alpha}$ sont majorées par la valeur $H_{C1\alpha}/4\pi$.

	$H_{C1\perp}$ (Oe)	$H_{C1//}$ (Oe)	$H_{C1\perp}/H_{C1//}$
$T = 1.5$ K	700 ± 50		
$T = 4.2$ K	730 ± 50	140 ± 30	≈ 5.2

Tableau 5.1 : valeurs des champs critiques inférieurs mesurés à basse température sur le cristal YBCO#2.

La valeur obtenue à basse température sur la profondeur de pénétration $\lambda_{//}(0)$ extraite de l'expression :

$$H_{C1\perp}(0) = \frac{\phi_0}{4\pi \lambda_{//}^2(T)} \ln(\kappa_{\perp} + \alpha_c) \quad (5.1)$$

en prenant $\kappa_{\perp} \approx 100$ et $\alpha_c \approx 0.5$ ($\phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Gauss/cm²) est $\lambda_{//}(0) \approx 1100$ Å ce qui est une valeur raisonnable. La littérature rapporte des valeurs de $H_{C1\perp}(0)$ pour $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ qui atteignent parfois plusieurs kOe. Nous allons maintenant brièvement discuter comment ces cas peuvent s'expliquer en considérant des effets dus à la barrière de surface.

II.A.2. Au sujet de la détermination expérimentale de $H_{C1}(T)$

Il n'est peut-être pas inutile de rappeler que le champ critique $H_{C1}(T)$ caractérise l'apparition des vortex dans le volume du supraconducteur dans le cas d'un échantillon supposé sans bords. La présence d'une surface supposée parfaite fait office de barrière et le champ de pénétration des vortex se trouve alors être augmenté : il vaut $H_S = H_C/\sqrt{2}$ (cf. chapitre 1, §III.D.2). En règle générale, on dit que la surface doit avoir très peu d'irrégularités de la taille de l'ordre de λ pour que l'effet de barrière de surface puisse être observé (voir par exemple [22, p. 80]).

On peut donner un argument simple s'appuyant sur l'effet de pointe et qui permet d'illustrer de quelle manière le champ d'apparition des vortex à la surface de l'échantillon peut être abaissé par la présence d'aspérités. Pour cela, considérons l'analogie (Fig.5.3) existant entre un supraconducteur dans l'état Meissner ($B = 0$ dans le matériau) et un conducteur en présence d'un champ électrique ($E = 0$ dans la matière).

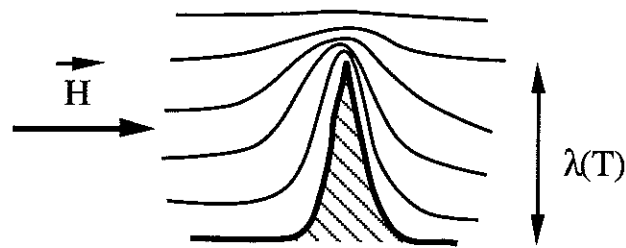


Fig.5.3 : Représentation schématique de la distorsion des lignes de champ magnétique par une aspérité de hauteur égale à $\lambda(T)$ présente à la surface d'un échantillon supraconducteur dans la phase Meissner.

A la température T et pour un champ appliqué égale à $H_{C1}(T)$, les aspérités dont la hauteur est au moins égale à $\lambda(T)$ vont être des zones favorables à l'entrée des vortex. En effet, une simple analyse dimensionnelle permet de montrer que localement, le champ atteint une valeur de l'ordre de $H_{C1}/(r/\lambda)$ où r désigne le rayon de courbure de la pointe². Si r vaut quelques fois la longueur de cohérence ξ , le champ magnétique au niveau de la pointe est alors typiquement de l'ordre de H_C . Par contre, dans le cas où l'échantillon ne présente pas d'aspérités, il faut alors appliquer un champ égal à H_S pour que les vortex puissent entrer dans le matériau. Ceci nous amène à conclure que le champ d'apparition des vortex mesuré sur un échantillon dépend de l'état de sa surface : Il est typiquement compris entre H_{C1} et H_S . Plus la surface de l'échantillon sera rugueuse, plus la valeur mesurée se rapprochera de H_{C1} . Les travaux de M. Konczykowski et al. [138] montrent clairement la disparition de la barrière lorsqu'un échantillon supraconducteur est irradié par des électrons qui endommagent la surface.

Bien entendu, cet argument omet de considérer l'effet des fluctuations thermiques. Il est clair que dans ce problème, les processus d'activation thermique seront d'autant plus efficaces pour aider les vortex à franchir la barrière de surface que celle-ci se trouvera être abaissée par la présence d'aspérités. Cependant l'argument proposé permet de donner une justification de la dispersion des résultats observée dans la littérature sur les mesures de H_{C1} (surtout) à basse température. La "divergence" de $H_{C1}(T)$ lorsque $T \rightarrow 0$ rencontrée sur certains échantillons, pourrait bien avoir pour origine la disparition des processus thermiquement activés permettant le franchissement de la barrière de surface.

II.B. Quelques mots sur l'aimantation réversible

² Cette relation est couramment utilisée par ceux qui étudient l'amorçage de l'arc électrique entre deux électrodes. Au voisinage d'une aspérité, le champ électrique local est $E_1 = \beta E_0$ où E_0 représente le champ appliqué et β son facteur d'accroissement. Celui-ci est égal à $2+h/r$ où h et r représentent respectivement la hauteur de la pointe et son rayon de courbure [137].

Dans cette étude, l'aimantation réversible de notre échantillon se révèle être beaucoup trop faible par rapport à celle irréversible (surtout à basse température) pour pouvoir être extraite avec suffisamment de précision des cycles d'hystérésis en utilisant la relation $M_{\text{rev}}(H) = [M(H, \dot{H} > 0) + M(H, \dot{H} < 0)] / 2$. Elle n'a donc pas été étudiée. Pour pouvoir réaliser une telle étude dans des conditions optimales, il est préférable en fait, d'utiliser des échantillons constitués d'une assemblée de grains dispersés dans une matrice car, comme nous allons maintenant le rappeler, la contribution irréversible à l'aimantation est proportionnelle, sous certaines conditions, à la taille de l'échantillon.

III. L'aimantation irréversible

III.A. Généralités

Il a été rappelé au §III du chapitre 3 que le modèle de Bean dans sa forme originale, suppose explicitement que la densité de courant critique J_c (le seul paramètre de cette approche) ne dépend pas de la densité de flux B . Cependant, la principale relation résultant de cette hypothèse, obtenue dans la limite des "fortes" valeurs de champ magnétique appliqué et qui relie la densité de courant critique J_c à la largeur de l'hystérésis de l'aimantation $\Delta M = M(H, \dot{H} > 0) - M(H, \dot{H} < 0)$ est très souvent utilisée pour déterminer la variation de $J_c(H)$. Par exemple, dans le cas d'un cylindre long de rayon R plongé dans un champ magnétique orienté parallèlement à son axe cette relation s'écrit :

$$\Delta M(H) = 2 M_{\text{ir}}(H) = \frac{1}{3} \frac{J_c(H)}{c} 2R \quad (5.2)$$

Soulignons tout de suite que la dépendance $J_c(H)$ déduites de mesures magnétiques, se révèlent en général pas trop éloignée de celle obtenue par mesures résistives surtout dans le cas d'une supraconductivité homogène [139],[140] ³. Pour expliquer ce résultat, on énonce en général, qu'une "faible" dépendance de J_c avec B n'affecte pas le résultat obtenu pour la première fois par C. P. Bean. Dans cette partie nous allons essayer d'étendre les hypothèses qui conduisent précisément au résultat de Bean (5.2) dans la limite fort champ ($H > H^* = 4\pi J_c R/c$) et préciser ce que signifie une "faible" variation de $J_c(B)$. Les aspects concernant l'anisotropie ainsi que la granularité (jonctions faibles) spécifiques aux céramiques S.H.Tc seront introduits dans les paragraphes suivants. Enfin, nos mesures de l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation seront interprétées à la lumière de ces développements.

³ On peut objecter que les constantes de temps d'une mesure de transport diffèrent en général de celles d'une mesure magnétique. Il est donc nécessaire de prendre en compte cette différence pour une étude comparative (voir par exemple, l'article de revue de S. Senoussi [91]).

Nous parlerons peu dans ce chapitre, du domaine bas champ (courbe de 1^{ère} aimantation) qui se caractérise par la coexistence de deux phases dans l'échantillon : la phase Meissner localisée au centre de l'échantillon est entourée par la phase Shubnikov. Dans cette description, le champ H^* qui correspond à la disparition totale de la phase Meissner en champ croissant peut être considéré comme un champ critique inférieur local $H_{C1}(R)$. Il pourrait se révéler intéressant d'essayer d'exploiter cette idée pour déterminer la forme du profil $B(r)$ de la distribution des vortex à faible champ.

III.B. Les différentes extensions du modèle de Bean

III.B.1. Une extension des hypothèses dans la limite fort champ

Le but de ce paragraphe est de déterminer précisément les hypothèses les moins restrictives possibles qui conduisent à la relation (5.2). Pour cela, considérons dans un premier temps, le cas d'un supraconducteur de type II isotrope ayant la forme d'un cylindre long de rayon R plongé dans un champ magnétique uniforme parallèlement à son axe. Cette géométrie présente l'avantage de rendre négligeable les effets de champ démagnétisant⁴.

Le point de départ de notre approche repose sur le fait que dans le cas des mesures d'aimantation traditionnelles, l'échantillon peut être considéré comme ponctuel vis à vis des bobines de détection. Dans ce cas, la densité de flux extraite de ces mesures est une valeur moyennée sur toute la forme de l'échantillon, elle a pour expression :

$$B(H) = \langle B(\vec{r}) \rangle(H) = \frac{\int d^3r B(\vec{r})}{\int d^3r} \quad (5.3)$$

la densité de flux $B(\vec{r})$ s'exprimant elle même comme la moyenne du champ microscopique local $B(\vec{r}) = \langle h \rangle$ sur une région autour d'un point repéré par le vecteur $\vec{r}$ de dimensions petites comparées à celles de l'échantillon mais grande devant l'échelle caractéristique Δx pour laquelle le champ h varie fortement. Il s'agit là de l'approximation des milieux continus qui efface la granularité du flux magnétique. Dans le cas des supraconducteur de type II, $\Delta x \approx \lambda$ la profondeur de pénétration de London.

Nous allons nous intéresser uniquement au domaine fort champ magnétique, c'est à dire à celui qui correspond à un échantillon "rempli de vortex". Dans le modèle de Bean

⁴ Le développement qui va maintenant être proposé ne s'applique donc pas tel qu'il est, aux géométries extrêmes tels que les films minces, mais une dérivation analogue peut être obtenue.

original (cf. §III du chapitre 3) cette condition correspond à un champ appliqué $H > H^*$. La détermination précise de ce champ H^* dans le cas général dépend de la distribution $B(r)$ des vortex dans l'échantillon, elle ne sera pas abordée dans ce paragraphe. Lorsque $H > H^*$, la densité de flux moyenne présente dans l'échantillon peut être obtenue par des intégrations successives par parties de l'expression (5.3). Ainsi, quelque soit le profil $B(r)$ en géométrie cylindrique, on obtient l'expression exacte de la densité de flux moyenne en fonction des dérivées successives du profil prises au point $r = R$:

$$B(H) = B(R) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(-R)^n}{(n+2)!} \left. \frac{d^n B(H)}{dr^n} \right|_R \quad (5.4)$$

A ce niveau, il est alors possible d'introduire l'hypothèse principale du modèle de Bean qu'il convient de rappeler maintenant. Ce modèle propose une approche phénoménologique au problème du piégeage des vortex en réduisant les variables à une seule spécifique du matériau supraconducteur : La densité de courant critique $J_c(B)$. L'hypothèse principale avancée par C. P. Bean est qu'un supraconducteur de type II sera capable de maintenir des courants non dissipatifs tant que leur densité n'excède pas la densité critique. Si la densité de courant est en tout point de l'échantillon égale à $J_c(B)$, le supraconducteur est dit se trouver dans l'état critique. Ceci suppose l'existence d'une relation $J_c(B)$ telle que la densité de courant soit uniquement déterminée par la connaissance de B en chaque point de l'échantillon. Avec cette hypothèse, la relation de Maxwell-Ampère s'écrit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_c(\vec{B}(\vec{r})) \quad (5.5)$$

Cette relation exprimée en coordonnées cylindriques en se limitant à des profils $B(r)$ de variation monotone⁵ devient :

$$\frac{dB}{dr} = \frac{dB}{dJ_c} \frac{dJ_c}{dr} = \text{sign}(\dot{H}) \frac{4\pi}{c} J_c(B(r)), \quad (5.6)$$

et le développement (5.4) s'écrit alors :

$$B(H, \dot{H}) = B(R) - \text{sign}(\dot{H}) \frac{8\pi}{c} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(-R)^n}{(n+2)!} \left. \frac{d^{n-1} J_c(B)}{dr^{n-1}} \right|_R \quad (5.7)$$

Plusieurs remarques peuvent être formulées pour commenter ce résultat :

⁵Ce qui exclut les plages de champ transitoires sur lesquelles le champ est inversé. Plus précisément, le domaine de validité de cette expression est pour $\dot{H} > 0$, $H > H^*$ et pour $\dot{H} < 0$, $H < H_m - H^*$ où H_m désigne le champ maximum appliqué.

- Tout d'abord ce développement est facilement généralisable à d'autres géométries ainsi qu'au cas où la densité de courant critique $J_c(B)$ est anisotrope,
- cette série est alternée, si on l'a tronque, l'erreur faite inférieure en valeur absolue au premier terme négligé, peut être évaluée, et
- ce résultat ne dépend que de grandeurs prises au point R.

Le dernier point illustre en fait le théorème de magnétostatique bien connu qui énonce que lorsque l'aimantation est uniforme, elle a uniquement pour origine des courants de surface. Nous rentrons précisément dans le cadre de ce théorème lorsque que l'on remplace une aimantation ou une densité de flux non uniforme par une autre uniforme, moyenne de cette dernière sur la taille de l'échantillon. Quant à l'approximation qui consiste à remplacer une aimantation non uniforme par sa valeur moyenne sur la taille de l'échantillon, on peut considérer qu'elle est correcte tant que l'échantillon peut être considéré comme ponctuel au regard des bobines de détection. C'est précisément cette hypothèse qui mène au développement en séries de Taylor (5.7).

A ce stade, il faut maintenant considérer le problème des conditions aux limites. Les équations de Maxwell nous enseignent que la composante de B normale à la surface est continue alors que celle transverse est discontinue en présence de courants de surface⁶ de densité S. Cette dernière condition s'écrit :

$$(\vec{B}_{\text{int}} - \vec{B}_{\text{ext}}) \times \vec{n} = \frac{4\pi}{c} \vec{S} \quad (5.8)$$

où $\vec{S}$ est relié à une aimantation suivant la relation $\vec{S} = c \vec{M}_s \times \vec{n}$ où M_s correspond en fait à l'aimantation réversible. La condition aux limites (5.8) conduit alors à la relation :

$$B(R) = H + 4\pi M_{\text{rev}} \quad (5.9)$$

Après avoir supposé $J_c(B(R)) \approx J_c(H)$, le développement en série (5.7) tronqué au premier ordre, conduit à l'expression suivante :

$$B(H) = H + 4\pi M_{\text{rev}}(H) + \text{sign}(\dot{H}) \frac{8\pi}{3c} R J_c(H) \quad (5.10)$$

Cette expression est valable quelque soit la relation $J_c(H)$ sous réserve que le terme du deuxième ordre soit bien négligeable⁷. Cette condition qui s'écrit :

⁶ Il est clair que ces courants de surface pénètrent dans l'échantillon sur une longueur égale à la profondeur de pénétration de London λ mais celle-ci est considérée comme étant "nulle" (i.e. négligeable) à l'échelle des milieux continus.

⁷ Rappelons que J_c est également une fonction de la variable $\dot{H}$.

$$J_c \gg \frac{R}{4} \left(\frac{dJ_c}{dB} \frac{dB}{dr} \right) \quad (5.11)$$

peut être vérifiée à posteriori. Le dernier terme de l'expression (5.11) correspond alors précisément à l'aimantation irréversible et on retrouve bien que la largeur du cycle d'hystérésis est donnée, au premier ordre par la relation (5.2).

III.B.2. Les effets de l'anisotropie

Les supraconducteurs à haute T_c se caractérisent par une structure lamellaire. Celle-ci introduit une anisotropie des densités de courant critique. Le modèle de Bean anisotrope, proposé par E. H. Gyorgy et al. [141], permet une généralisation de la relation (5.2). Plus précisément, dans le cas des S.H. T_c cristallins maclés ou texturés, la structure lamellaire conduit à distinguer les 3 densités de courant critique suivantes : $J_c^{c,ab}$, $J_c^{ab,ab}$ et $J_c^{ab,c}$, le premier indice désignant la direction du courant et le second celle du champ appliqué (Fig.5.4).

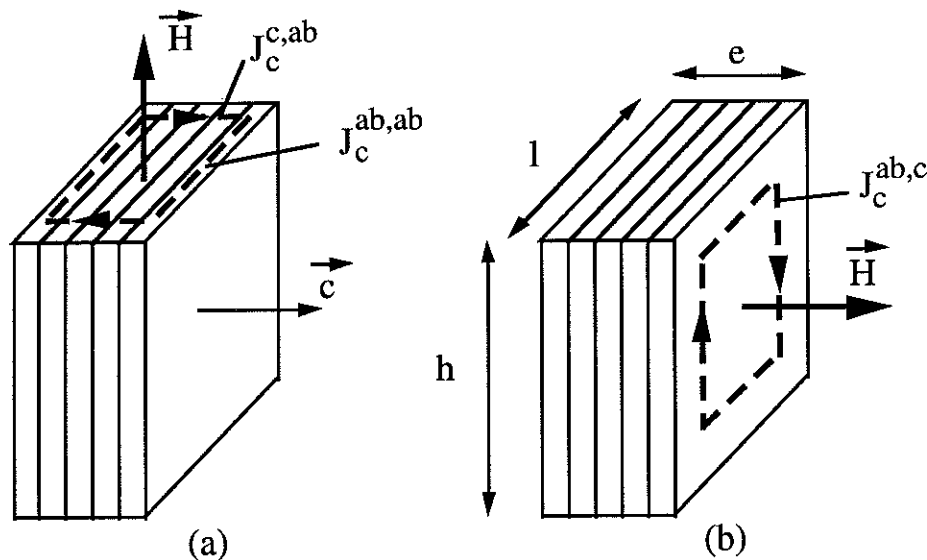


Fig.5.4 : Représentation schématique des trois différents types de courant pouvant circuler dans un S.H. T_c cristallin maclé lorsque le champ magnétique est appliqué (a) suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$ et (b) suivant l'axe $\vec{c}$.

Avec ces définitions, et en négligeant toujours les effets de champ démagnétisant, les expressions de la largeur des cycles d'hystérésis dans le cas d'un supraconducteur anisotrope de forme parallélépipédique (Fig.5.4) s'écrivent :

$$\Delta M_c(H) = \frac{1}{c} \frac{(3l-h)h}{6l} J_c^{ab,c}(H) \quad (l > h) \quad (5.12)$$

$$\Delta M_{ab}(H) = \frac{1}{2c} \text{Inf} \left(l J_c^{c,ab}(H), e J_c^{ab,ab}(H) \right) \left[1 - \frac{\text{Inf} \left(l J_c^{c,ab}(H), e J_c^{ab,ab}(H) \right)}{3 \text{Sup} \left(l J_c^{c,ab}(H), e J_c^{ab,ab}(H) \right)} \right] \quad (5.13)$$

où les indices c et ab désignent la direction du champ magnétique appliqué et la fonction $\text{Inf}(x,y)$ représente la plus petite valeur entre x et y . Ces relations (5.12) et (5.13) seront utilisées pour interpréter la variation avec le champ de la largeur des cycles d'hystérésis mesurés à différentes températures.

III.B.3. Les effets de granularité

Considérons maintenant le cas d'un matériau supraconducteur constitué par une assemblée de "grains" cylindriques infiniment longs dans la direction du champ appliqué⁸. Pour une valeur de champ supérieure à la valeur critique H_{c1} des grains, les vortex vont se distribuer suivant un état critique à l'intérieur de ceux-ci, les jonctions faibles entre grains ayant pour effet principal à fort champ⁹, d'imposer "la topologie" des courants. Autrement dit, les ampériens restent localisés au niveau des grains et ceux à la périphérie contribuent à former des courants macroscopiques circulant alternativement dans un sens puis dans l'autre avec une périodicité spatiale égale à ϕ_g .

La Fig.5.5 montre très schématiquement la coupe du profil $B(r)$ associée à une telle distribution de courant conformément à la relation de Maxwell-Ampère modifiée (5.5). Une modélisation de ce comportement est possible en considérant cette fois dans le développement (5.4), une densité de courant critique explicitement fonction de la variable r en plus de sa dépendance par l'intermédiaire de la densité de flux $B(r)$, à savoir : $J_c(B(r),r)$. Nous allons maintenant montrer à partir d'un argument assez simple que dans ce cas, la relation de Bean (5.2) peut être utilisé en remplaçant la taille caractéristique de l'échantillon $2R$ par le diamètre moyen des grains ϕ_g ¹⁰. Pour cela, considérons que les densités de courant critique sont indépendantes du champ magnétique appliqué. Nous supposons ensuite comme étant raisonnable l'extension du résultat obtenu au cas où les densités de courant critique dépendent du champ magnétique.

⁸ Ce type d'échantillon correspond en fait au cas des fils supraconducteurs multibrins.

⁹ Nous ne discutons pas ici des courants intergranulaires qui disparaissent à partir de valeurs faibles du champ magnétique (typiquement de l'ordre de la centaine d'Oersted).

¹⁰ Notons que si N représente le nombre de grains de forme cylindrique, $N \approx 4R^2/\phi_g^2$.

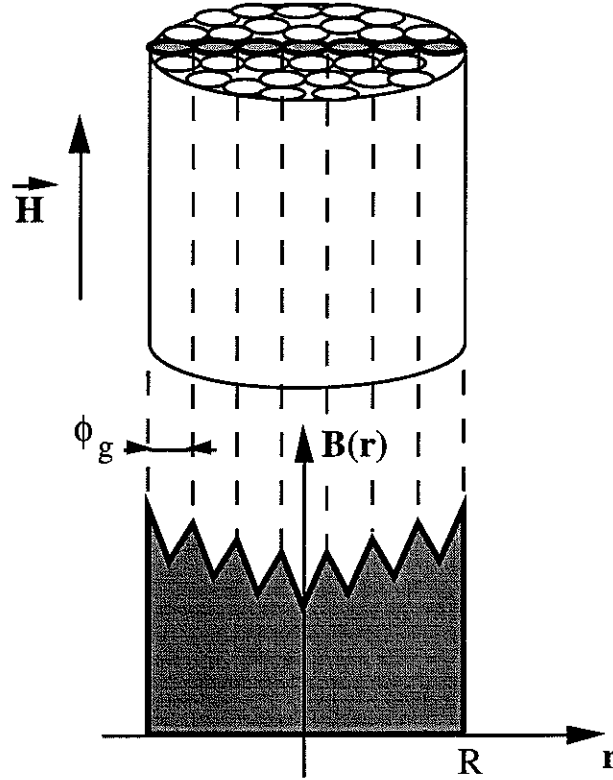


Fig.5.5 : Distribution des vortex dans un supraconducteur granulaire en champ croissant.

Appelons H^* et $\langle H^* \rangle$ le champ d'apparition des vortex au coeur du grain isolé et de la céramique respectivement, J_c et $\langle J_c \rangle$ les deux densités de courant critique qui leur sont associées. D'après "l'idée" du modèle de Bean¹¹, $H^* \approx \langle H^* \rangle$ et les deux densités de courant critique sont reliées entre elles par la relation :

$$\langle J_c \rangle \approx J_c \frac{\phi_g}{2R} \quad (5.14)$$

Il est alors possible d'insérer l'expression du courant $\langle J_c \rangle$ dans le développement (5.10) et en supposant comme au paragraphe précédent que $J_c(B(R)) \approx J_c(H)$, il en résulte que la largeur du cycle d'hystérésis, égale à deux fois l'aimantation irréversible, est dans le cas de matériaux supraconducteurs granulaires, proportionnelle au diamètre moyen des grains :

$$\Delta M(H) = \frac{1}{3c} J_c(H) \phi_g \quad (5.15)$$

¹¹ Ce que l'on entend ici par idée du modèle de Bean, est que la densité du courant critique J_c (ou $\langle J_c \rangle$) supposée indépendante du champ et l'échelle de longueur qui lui est associée $\phi_g/2$ (ou R) définissent le seul champ caractéristique du problème $H^* = 4\pi\langle J_c \rangle R/c \approx 4\pi J_c \phi_g/2c$. On suppose que lorsque J_c dépend faiblement du champ cette égalité est également vérifiée en bonne approximation. Autrement dit, si $J_c(H/H_0)$, une condition qui implique (5.11) est que $H_0 \gg H^*$.

Cette relation a par exemple été utilisée pour des échantillons multifilamentaires NbTi/CuNi lorsque les effets de proximité peuvent être négligés [142]. Il est remarquable que cette extension de la relation de Bean (5.16) soit également observée sur des échantillons S.H.T_c constitués de grains plutôt sphériques lorsque ceux-ci sont constitués d'une seule cristallite ($\phi_g \leq 20 \mu\text{m}$)[143]. Dans ce dernier cas, tout ce passe comme si le champ magnétique imposait sa symétrie cylindrique au milieu granulaire¹².

La structure granulaire semble donc avoir pour effet principal, de "fragmenter" les courants supraconducteurs à une échelle de longueur intermédiaire entre l'échelle microscopique et la taille de l'échantillon : La taille des grains.

Dans le cas de gros cristaux, il n'est pas impossible que de tels effets de granularité puissent apparaître à cause de la présence de joints de macles par exemple. Ceux-ci se manifestent par le fait que la largeur des cycles d'hystérésis ne se trouve alors plus être proportionnelle à la dimension de l'échantillon.

III.C. Les cycles d'hystérésis décrits par l'aimantation du composé YBa₂Cu₃O_{7- δ}

III.C.1. Champ magnétique parallèle aux plans ($\vec{a}, \vec{b}$)

Les demi-cycles d'hystérésis de l'aimantation présenté dans ce paragraphe ont été mesurés avec le second magnétomètre à SQUID sur le cristal YBCO#2 pour différentes valeurs de la température (Fig.5.6). Ceux-ci se caractérisent par un "maximum plus ou moins pointu" en fonction de la température à bas champ puis par une aimantation qui ne dépend pas du champ magnétique.

Le maximum de l'aimantation (en valeur absolue) observé à bas champ, n'est pas prédit par le modèle de Bean dans sa version originale qui suppose explicitement que la densité de courant critique J_c est indépendante du champ (cf. chapitre 3, §III). Cette hypothèse doit donc être abandonnée pour interpréter l'existence de ce maximum. De nombreux travaux ont repris le modèle de Bean en lui incorporant une paramétrisation phénoménologique de la loi $J_c(B)$ (tableau 5.2) ce qui permet en général d'ajuster des cycles d'hystérésis mesurés à une expression théorique. Le paragraphe précédent a montré qu'une telle approche n'est pas vraiment nécessaire puisque, sous certaines hypothèses, la variation de la largeur du cycle d'hystérésis avec le champ magnétique est directement proportionnel à $J_c(H)$. Le "véritable" problème consiste donc à comprendre l'origine de la variation de J_c en fonction du champ magnétique appliqué H et de la température T .

¹² On peut peut être voir dans cette interprétation, une manifestation du principe de symétrie de Curie.

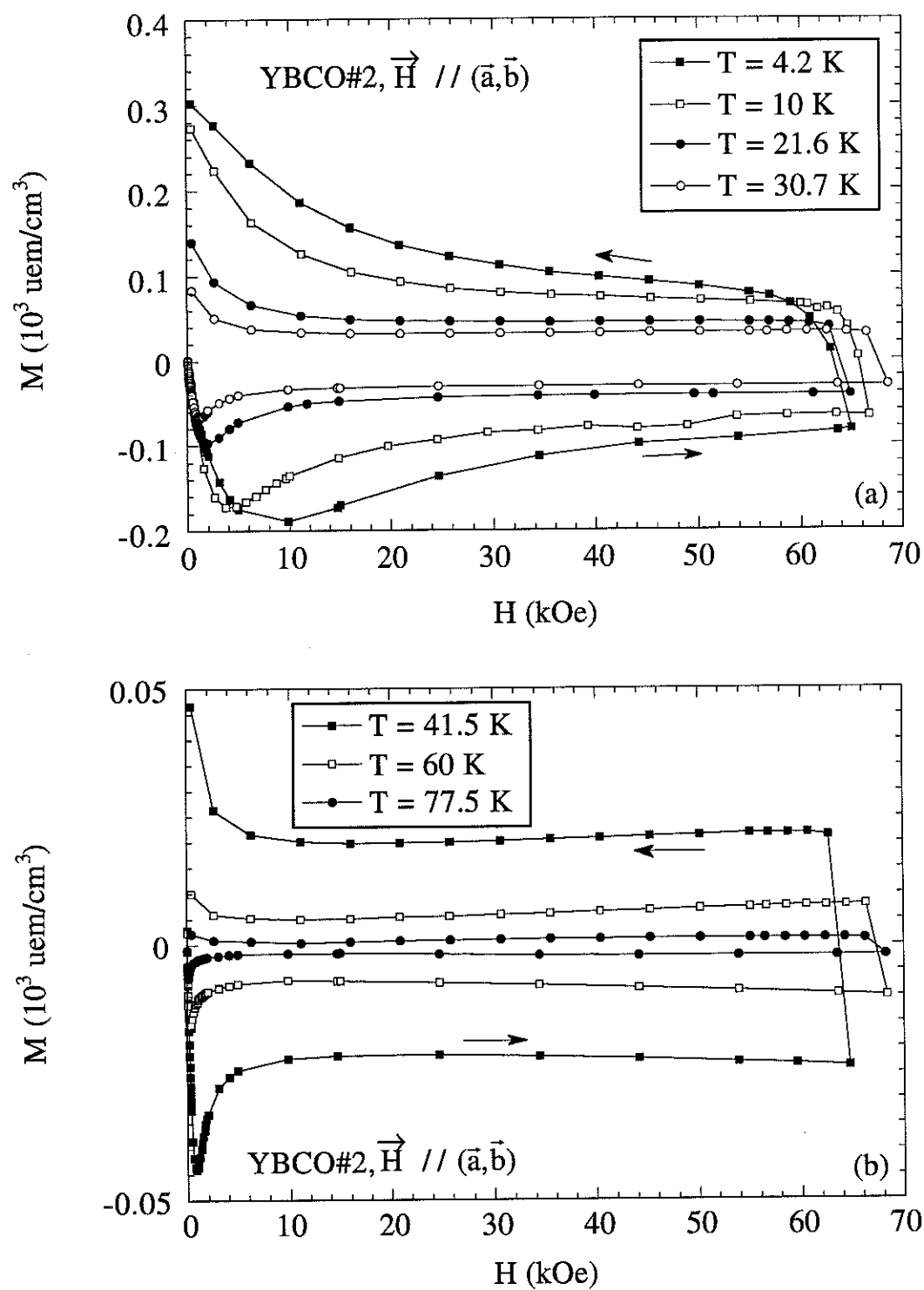


Fig. 5.6 : Demi-cycles d'hystérésis unidirectionnels décrit par l'aimantation d'un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a) aux basses températures (b) pour des températures plus élevées.

Auteurs	Expressions phénoménologiques $J_C(H)$
Bean-London [79],[144]	J_{C0}
Kim [145]	$J_{C0} / (1-H/H_0)$
Anderson-Friedel-Silcox [146]	$J_{C0} / (H/H_0)$
Irie [147]	$J_{C0} / (H/H_0)^p$
Fietz [148]	$J_{C0} \exp(-H/H_0) + J_{C1}$
Goedemoed [149]	$J_{C0} (1-H/H_{C2})$
Alden-Campbell-Coffey [150]	$J_{C0} (1-H/H_{C2}) / (H/H_{C2})^{1/2}$
Kramer [151]	$J_{C0} (H/H_{C2})^p (1-H/H_{C2})^q$

Tableau 5.2 : Récapitulatif (non exhaustif) des différentes lois phénoménologiques $J_C(H)$ que l'on trouve dans la littérature. Toutes ces expressions ont été "plus ou moins" postulées avant la découverte des S.H. T_C et abondamment reprises depuis.

Le maximum de J_C à faible champ a par exemple été interprété par S. Senoussi [91] à l'aide d'arguments similaires¹³ à ceux qui sont évoqués pour expliquer le maximum de J_C qui apparaît, dans certaines conditions, pour un champ magnétique juste inférieur à H_{C2} . Plus précisément, le réseau de vortex étant dilué lorsque H est proche de H_{C1} , les lignes de flux peuvent localement minimiser leur énergie en s'ajustant aux défauts structuraux. Elles se courbent de manière à suivre les lignes de champ et ceci est possible car l'interaction vortex-vortex est faible (le réseau de vortex est "mou" à bas champ) et peut être négligée tant que les vortex n'ont pas atteint le centre de l'échantillon. Lorsque le champ appliqué est égal à la valeur H^* pour laquelle les vortex atteignent le centre de l'échantillon, l'interaction vortex-vortex reprend ses droits et impose une décroissance de J_C avec H . A plus fort champ magnétique et dans le cas où celui-ci est orienté suivant les plans $(\bar{a}, \bar{b})$ la densité de courant J_C devient constante (Fig.5.6) ce qui indique que chaque vortex a alors atteint un régime pour lequel il est piégé individuellement¹⁴. On retrouve pour cette orientation du champ magnétique le même comportement que celui observé pour des céramiques polycristallines.

¹³ Ceux-ci sont en fait issus de la théorie du piégeage collectif (cf. chapitre 1, §V.E). A.I. Larkin et N. Yu. Ovchinnikov [74] avaient déjà suggéré comme prédictions de leur théorie, un maximum de J_C à bas champ en plus de celui à fort champ.

¹⁴ Dans une description statique, la longueur importante dans ce régime est la longueur de corrélation longitudinal L_C [74]. Lorsque L_C est inférieure à l'espacement entre vortex $(\Phi_0/B)^{1/2}$, les vortex sont piégés individuellement et J_C est déterminée par la barrière de piégeage de chaque vortex.

On peut voir sur la Fig.5.6 que la valeur du champ H^* du maximum de $\text{abs}(M_{\text{ir}})$ décroît lorsque la température augmente et que ce pic d'aimantation est plus large à basse température. Cette variation sera comparée dans le prochain paragraphe à celle issue des cycles d'hystérésis correspondant au cas où $\vec{H} // \vec{c}$.

III.C.2. Champ magnétique parallèle à l'axe $\vec{c}$

La Fig.5.7 représente les demi-cycles d'hystérésis décrit par l'aimantation du cristal YBCO#2 lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe $\vec{c}$. Le maximum à bas champ de $\text{abs}(M_{\text{ir}})$, bien que moins prononcé, est présent. La différence essentielle entre ces cycles et ceux pour lesquelles $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$ tient dans la variation non monotone de l'aimantation pour les plus fortes valeurs du champ magnétique appliqué. Ces cycles d'hystérésis ressemblant à un papillon, les termes de "Butterfly effect" leur ont été associés¹⁵. La Fig.5.8 illustre cette forme "papillon" en présentant les cycles d'hystérésis complets décrit par l'aimantation du cristal YBCO#3.

La Fig.5.9a représente la variation de $H^*(T)$ mesurée sur le cristal YBCO#2 pour les deux orientations du champ appliqué. Quelque soit la température, ce champ caractéristique de la courbe de 1^{ère} aimantation se trouve toujours être inférieur lorsque $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$ que pour $\vec{H} // \vec{c}$. Ceci constitue en quelque sorte une "réminiscence" de l'inégalité $H_{c1//}(T) < H_{c1\perp}(T)$. Les variations de $H^*_\alpha(T)$, pour les deux orientations du champ magnétique repérées par rapport aux plans ($\alpha = //$ et $\perp$), semblent être correctement décrites par une loi exponentielle de la température : $H^*_\alpha(T) = H^*_\alpha(0) \exp(-T/T_\alpha)$. La variation de $H^*_{//}(T)$ révèle un changement de régime à la température $T_{\text{cr}} \approx 10$ K. Les meilleurs ajustements des points expérimentaux donnent les paramètres suivant : Pour $T < T_{\text{cr}}$, $H^*_{//}(0) \approx 15.5$ kOe et $T_{//} \approx 7$ K et lorsque $T > T_{\text{cr}}$, $H^*_{//}(0) \approx 6.1$ kOe et $T_{//} \approx 20.4$ K. Par contre, dans la configuration $\vec{H} // \vec{c}$, il n'apparaît pas de changement de régime et les paramètres décrivant la variation exponentielle de $H^*_{\perp}(T)$ sont : $H^*_{\perp}(0) \approx 32.8$ kOe et $T_{\perp} \approx 18.3$ K.

Soulignons que les différentes températures caractéristiques $T_{//}$ (lorsque $T > T_{\text{cr}}$) et $T_{\perp}$ ne diffèrent pas trop, ce qui peut signifier que ce comportement vient du piégeage par des défauts extrinsèques au matériau. Par contre, l'origine du changement de régime à $T_{\text{cr}} \approx 10$ K lorsque le champ magnétique est suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$ s'interprète par un accroissement plus important du piégeage des vortex lorsque la température diminue.

¹⁵ On trouve également dans la littérature les termes de "peak" ou "fishtail effect".

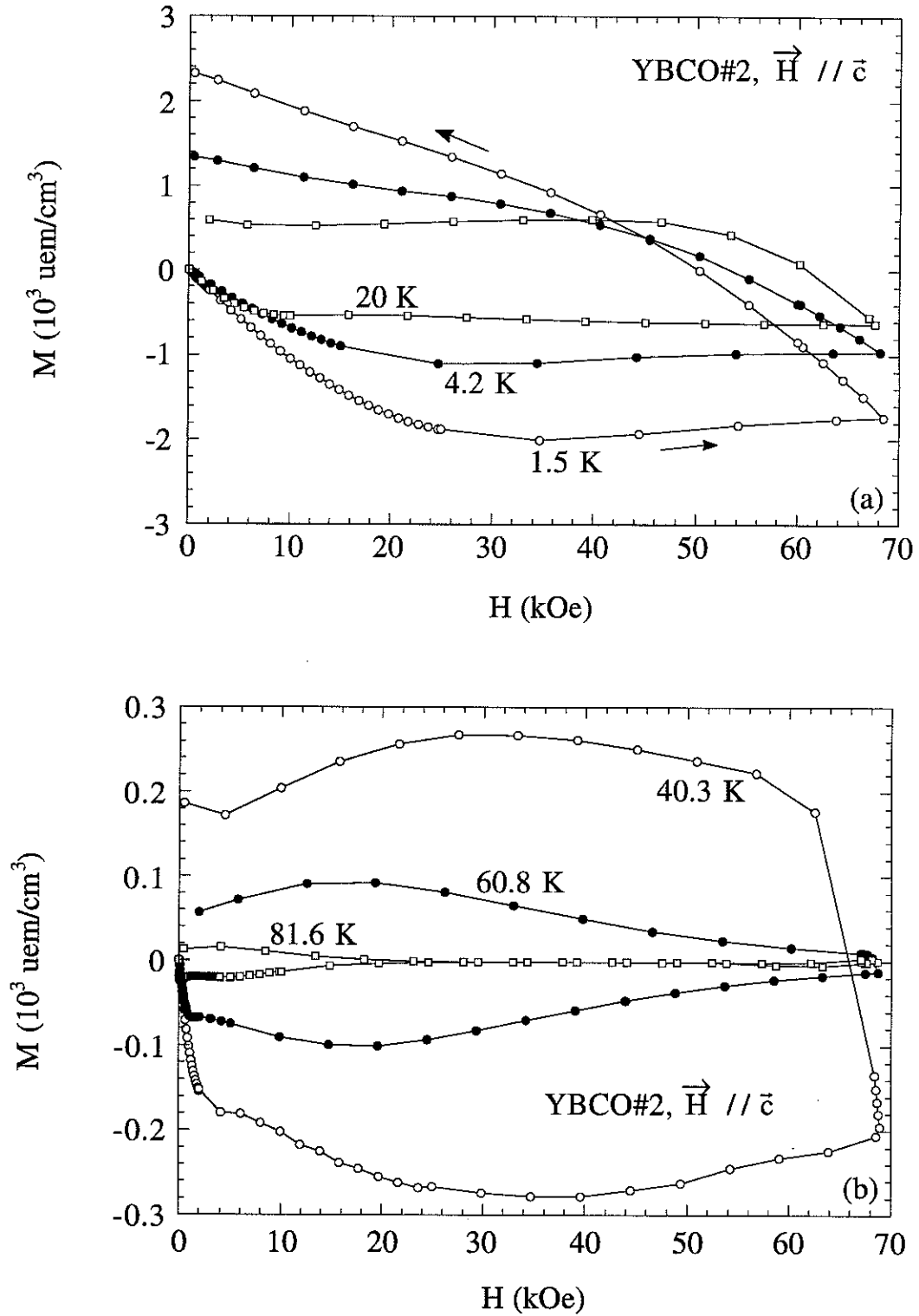


Fig.5.7 : Demi-cycles d'hystérésis unidirectionnels décrit par l'aimantation d'un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ (a) aux basses températures (b) pour des températures plus élevées. Ces cycles ont été mesurés avec le second magnétomètre à SQUID.

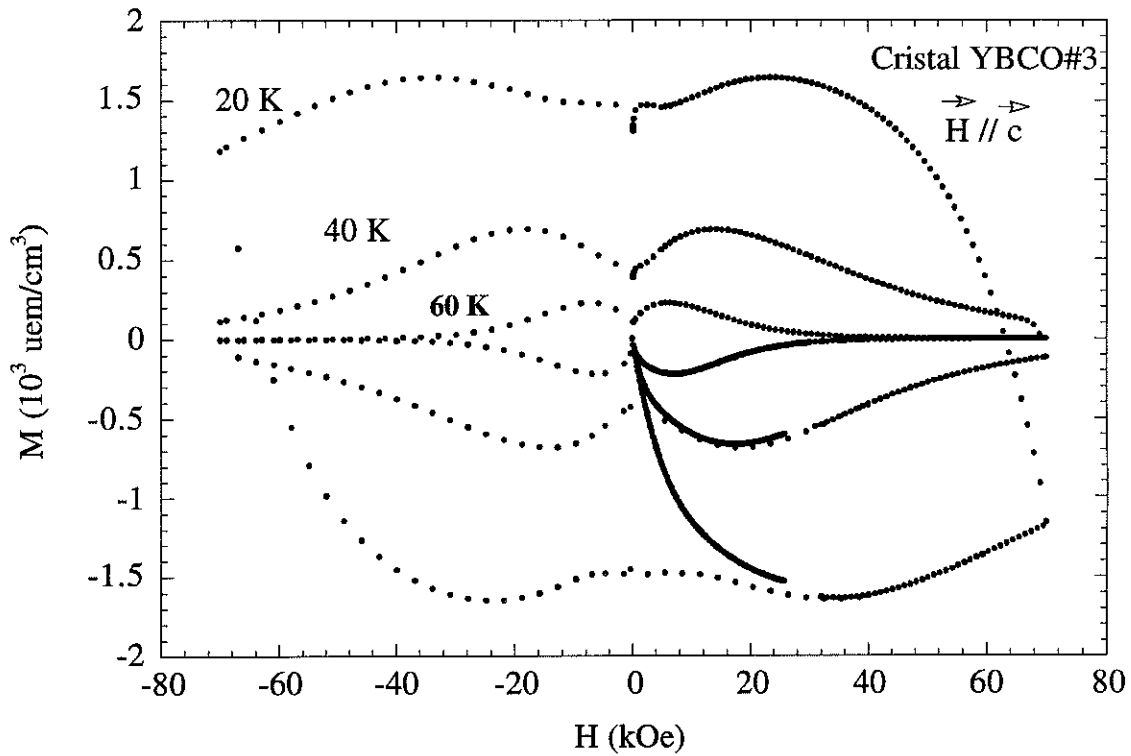


Fig.5.8 : Cycles d'hystérésis complets décrits par l'aimantation du cristal YBCO#3 et mesurés avec le magnétomètre à induction. Il est rappelé que celui-ci effectue les mesures avec une vitesse de balayage supérieure d'un ordre de grandeur par rapport aux magnétomètres à SQUID.

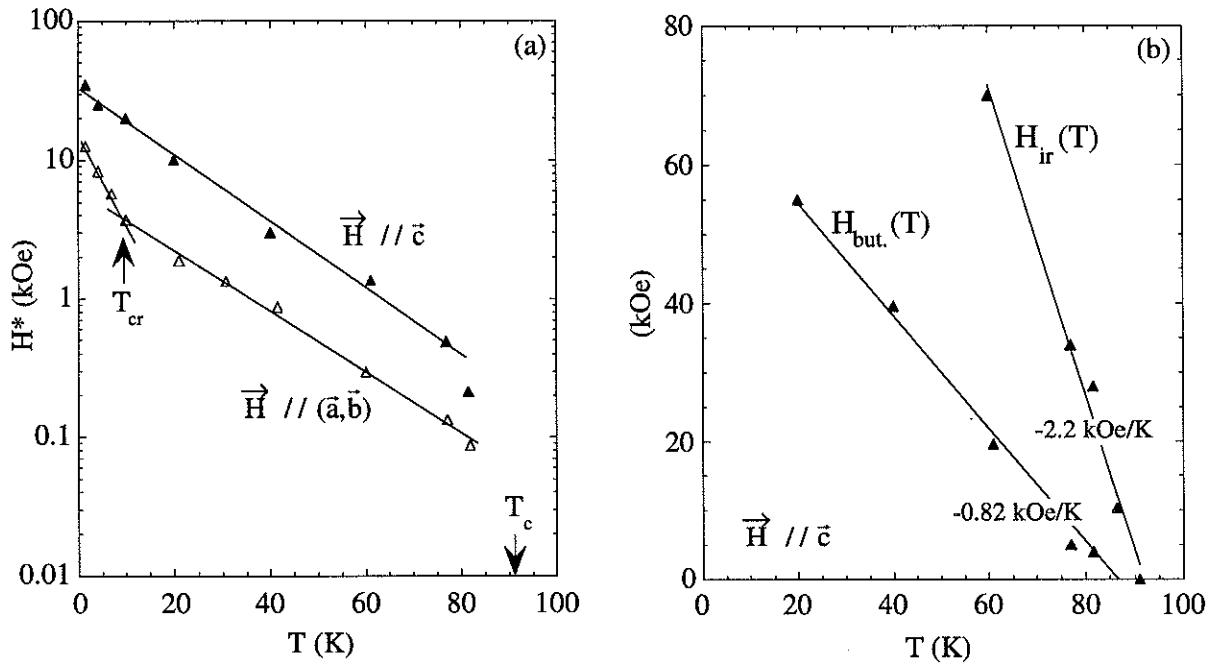


Fig.5.9 : Variations avec la température des différents champs caractéristiques des cycles d'hystérésis mesurés sur YBCO#2 pour les 2 directions du champ magnétique appliqué. (a) Les champs H^* caractéristiques de la courbe de première aimantation, (b) le champ $H_{but}(T)$ du maximum de la valeur absolue de l'aimantation et le champ $H_{ir}(T)$ qui caractérise la disparition de l'hystérésis.

Quelle est l'origine de ces variations exponentielles des champs H^*_α avec la température ? Chacun de ces champs caractéristiques est en fait une fonction d'une densité de courant critique particulière. Dans le modèle de Bean original qui constitue une approximation au premier ordre, H^* est directement proportionnelle à J_c . Le prochain paragraphe va extraire des cycles d'hystérésis mesurés (Fig.5.6 et 5.7) les densités de courant critique appropriées ce qui permettra d'étudier leur variation en fonction de la température et du champ.

III.C.3. Interprétation en termes de densité de courant critique

III.C.3.a. Quelques mots sur les différents courants critiques

L'utilisation des expressions (5.12) et (5.13) permet de convertir la largeur des cycles d'hystérésis en courants critiques pour étudier leur variation en fonction de la température et du champ appliqué. Cependant lorsque $\vec{H} \parallel (\vec{a}, \vec{b})$, la relation (5.13) fait intervenir deux courants critiques différents, $J_c^{c,ab}$ et $J_c^{ab,ab}$. La quantité $J_c^{ab,ab}$ représente la densité de courant critique décrivant le piégeage intrinsèque de la structure lamellaire. Celle-ci se révèle être toujours beaucoup plus importante que les autres, typiquement $J_c^{ab,ab} / J_c^{c,ab} \approx 200$ pour $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ ¹⁶ [91]. Comme l'échantillon cristallin YBCO#2 étudié a des dimensions e et h comparables¹⁷, on peut alors effectuer l'hypothèse $l J_c^{c,ab} \ll e J_c^{ab,ab}$ de manière à pouvoir extraire de la largeur des cycles d'hystérésis $\Delta M_{ab}(T, H)$, la densité de courant critique $J_c^{c,ab}(T, H)$ ¹⁸.

III.C.3.b. Variations des densités de courants critiques en fonction de T

La Fig.5.10 représente les variations avec la température des densités de courants critiques $J_c^{c,ab}$ et $J_c^{ab,c}$ extraites des cycles d'hystérésis Fig.5.6 et Fig.5.7. La dépendance en champ de $J_c^{ab,c}$ sera discuter dans le prochain paragraphe et ce sont uniquement les valeurs correspondant à $H = 20$ kOe qui ont été représentées. Il a également été rapporté sur la Fig.5.10, la variation avec la température de la densité de courant critique moyenne J_c extraite de cycles d'hystérésis mesurés sur une céramique polycristalline $YBa_2Cu_3O_{7.8}$. Pour cela, la relation (5.16) a été utilisée avec un diamètre moyen de grain égale à $3 \mu m$ conformément aux résultats de la référence [143]. Comme on peut le voir, les variations avec la température de

¹⁶ Dans le cas de $S.H.T_c$ plus anisotrope, ce rapport est plus élevé; il est par exemple de l'ordre de 1000 pour $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

¹⁷ $e \approx h \approx 0.75$ mm (cf. chapitre 2, §V.C.)

¹⁸ Lorsque $e \ll h$, le second terme de l'expression (5.13) ne peut plus être négligé. Ce cas se rencontre pour des films minces $S.H.T_c$ et on peut alors mesurer une proportion plus ou moins importante de la densité de courant critique "intrinsèque" $J_c^{ab,ab}$. Les fortes valeurs obtenues dans cette géométrie extrême peuvent ainsi être expliquées en partie.

ces différentes densités de courant critique sont correctement décrites par une loi exponentielle exceptée lorsque T devient "trop" proche de T_c . Les différents résultats des meilleurs ajustements obtenus sont résumés dans le tableau 5.2. On peut remarquer que la relation suivante n'est "pas trop mal" vérifiée aux basses températures : $J_c(0) \approx (J_c^{c,ab}(0) J_c^{ab,c}(0))^{1/2}$.

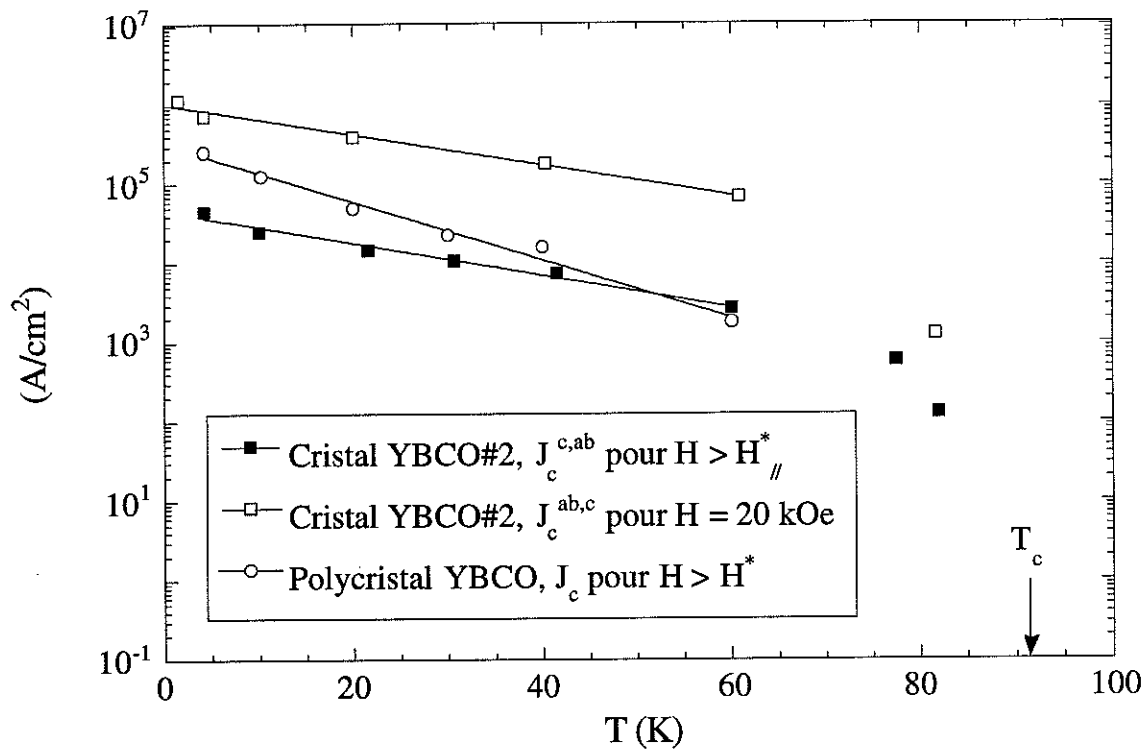


Fig. 5.10 : Variation avec la température des courants critiques extraits des cycles d'hystérésis mesurés sur un monocristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ ($T_c = 91$ K). Il est également rapporté le courant critique extrait des cycles d'hystérésis mesurés sur le polycristal YBCO#p ($\phi_g \approx 3 \mu\text{m}$).

	$J_c(0)$ en A/cm^2	T_0 en K
$J_c^{c,ab}$	$4.5 \cdot 10^4$	21.3
$J_c^{ab,c}$	10^6	22.7
J_c	$3.1 \cdot 10^5$	11.9

Tableau 5.2 : Les différents paramètres des ajustements des points expérimentaux de la Fig.5.10 avec la loi $J_c(T) = J_c(0) \exp(-T/T_0)$

Cette décroissance exponentielle avec la température de la densité de courant critique est d'ordinaire observée (suffisamment loin de T_c) sur les S.H. T_c monocristallins et polycristallins [91], [152]. L'interprétation suivante lui est en général donnée¹⁹. Lorsque la

¹⁹ voir par exemple l'article de revue de G. Blatter et al. [52].

hauteur de barrière moyenne décrivant le piégeage des vortex est telle que $\Delta U \gg K_B T$, le système relaxe très peu. Le modèle de Kim-Anderson [100] en prenant $\Delta U = \Delta U_0(1 - J_c/J_{c0})$ permet d'obtenir dans la limite $J_{c0} - J_c(t) \ll J_{c0}$ une décroissance logarithmique au cours du temps de la densité de courant critique²⁰ :

$$J_c(t) = J_{c0} \left(1 - \frac{K_B T}{\Delta U_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \right) \quad (5.16)$$

Lorsque la condition $J_{c0} - J_c(t) \ll J_{c0}$ n'est plus valable (autrement dit $J_c(t) \ll J_{c0}$, ce qui semble être le cas en général pour les S.H.T_c²¹), la théorie du traînage collectif²² [153] qui montre que la barrière décroît de manière non linéaire avec $J_c(t)$ ²³, est alors plus appropriée :

$$\Delta U = \Delta U_0 (J_{c0} / J_c)^\mu \quad (5.17)$$

Plusieurs travaux expérimentaux rapportent une telle variation non linéaire de la barrière [155] et ce résultat conduit à la décroissance suivante de la densité de courant critique :

$$J_c(t) \approx J_{c0} \left(\frac{K_B T}{\Delta U_0} \ln \left(\frac{t}{t_0} \right) \right)^{-1/\mu} \quad (5.18)$$

Il est alors possible de proposer une formule interpolant les deux régimes (5.16) et (5.18) :

$$J_c(t) = J_{c0} \left(1 - \frac{\mu K_B T}{\Delta U_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \right)^{-1/\mu} \quad (5.19)$$

qui dans la limite où $\mu \gg 1$ ²⁴ conduit à la variation exponentielle :

$$J_c(T) \approx J_{c0} \exp \left(-\frac{T}{T_0} \right) \quad (5.20)$$

avec $T_0 \approx \frac{\Delta U_0}{\ln(t/t_0)}$

²⁰ Ce processus à relaxation lente est gouvernée par la croissance au cours du temps de la barrière moyenne effective ΔU piégeant le "bundle" (fagot) de vortex.

²¹ Ceci à cause de leur faible longueur de cohérence et du caractère fortement anisotrope de la plupart d'entre eux.

²² en anglais, "collective creep",

²³ Notons tout d'abord que cette barrière croît toujours au court du temps. D'autre part, cette expression (5.18) de la barrière qui diverge lorsque $j_c \rightarrow 0$ a également été prédite par M. P. A. Fisher [154] en utilisant une approche phénoménologique de "scaling" basée sur le modèle des gouttelettes. En fait cette expression non linéaire de la barrière caractérise le modèle dit "du verre de vortex". Celui-ci constitue une véritable phase supraconductrice puisque la résistivité extraite du champ électrique $E(j) \propto \exp(-J_{c0}/J_c)^\mu$ s'annule lorsque $j_c \rightarrow 0$.

²⁴ Dans le régime de piégeage individuel de chaque vortex dans un espace 3D, $1/\mu = 7$ [153].

Les résultats expérimentaux regroupés dans le tableau 5.2 montre que les valeurs de T_0 pour les deux densités de courant $J_c^{c,ab}$ et $J_c^{ab,c}$ sont approximativement les mêmes. Cette absence d'anisotropie de cette température caractéristique témoigne que les mécanismes de piégeage des vortex sont plutôt d'origine extrinsèque (suffisamment loin de T_c) avec une hauteur de barrière ΔU_0 de l'ordre de 500 K (en prenant $t/t_0 \approx 10^{10}$). Par contre l'anisotropie se manifeste par une différence très nette entre les deux densités de courant critique $J_c^{c,ab}$ et $J_c^{ab,c}$ à température nulle. Nos résultats expérimentaux (tableau 5.2) donnent $J_c^{ab,c} / J_c^{c,ab} \approx 22$.

III.C.3.c. Variations des densités de courant critiques en fonction de H

Intéressons nous maintenant à la variation avec le champ magnétique de la densité de courant critique $J_c^{ab,c}(H)$ extraite des cycles d'hystérésis (Fig.5.7) en utilisant la relation (5.12) qui propose une extension du résultat principal issu du modèle de Bean. Cette approche est-elle justifiée ? Pour cela, il faut satisfaire à la condition (5.11) qui peut se réécrire sous la forme : $J_c \gg (H^*/4) dJ_c/dH$. Un calcul d'ordre de grandeur donne $(H^*/4) (dJ_c^{ab,c}/dH)_{\max} \approx 10^3 \text{ A/cm}^2$, ce qui est une valeur faible relativement à $J_c^{ab,c}$ de l'ordre de 10^5 A/cm^2 sur la plage de température considérée (Fig. 5.10).

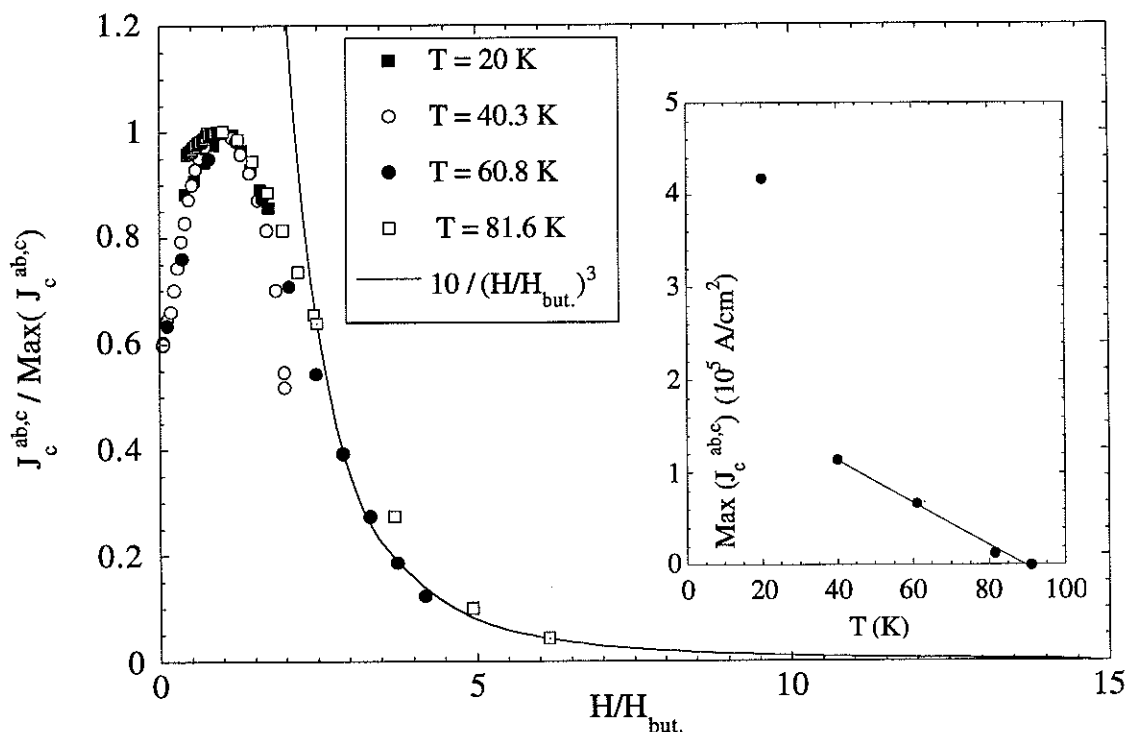


Fig.5.11 : "Scaling à un paramètre " de la densité de courant critique extraite des cycles d'hystérésis.

La Fig.5.11 propose pour différentes températures, la variation de la densité de courant ramenée à son maximum $J_c^{ab,c}/\text{Max}(J_c^{ab,c})$ en fonction du champ réduit H/H_{but} . Ce "scaling" est à un paramètre puisque, exceptée pour $T = 20$ K, $\text{Max}(J_c^{ab,c})$ et H_{but} sont des fonctions linéaires décroissantes de la température. Soulignons que l'étude de S. N. Gordeev et al. [140] montre que cet "effet papillon" observée sur l'aimantation irréversible est bien analogue à celui que l'on obtient à partir de mesures de transport de la densité de courant $J_c^{ab,c}$.

Quelle interprétation peut on proposer pour cet effet papillon ? Dans la littérature, principalement deux explications sont en général données. L'une que l'on doit à l'origine à J. L. Tholence et al. [156] et qui a été exploitée par la suite par M. Daeumling et al. [157]. (i) Selon ces auteurs, la croissance de $J_c^{ab,c}$ avec le champ magnétique appliqué a pour origine la suppression, lors de l'accroissement du champ, des propriétés supraconductrices de régions lacunaires en oxygènes ce qui a pour effet de les transformer en centres de piégeage efficace²⁵. Quant à la seconde approche, proposée L. Krusin-Elbaum et al. [158], elle permet une interprétation plus quantitative puisqu'elle prend ses origines dans la théorie du piégeage collectif. (ii) Pour ces auteurs, un changement de régime dans le traînage, qui passe de l'activation thermique de vortex isolés ($\mu = 1/7$, dans l'expression 5.19) à celle de vortex corrélés ($\mu = 3/2$), provoque un ralentissement de la relaxation de l'aimantation irréversible d'où l'apparition d'un maximum de $J_c^{ab,c}$.

En général, les deux interprétations (i) et (ii) sont présentées comme étant de tendance opposée. Ceci tiend au fait que la première interprétation est une description statique²⁶ alors que la seconde qui repose sur l'approche du piégeage collectif faible est plutôt de type dynamique. En fait, la compréhension de l'effet papillon passe, peut être, par une "réconciliation" des interprétations (i) et (ii) ²⁷. Si l'effet des lacunes d'oxygène semble assez clairement mis en évidence dans ce phénomène [157],[159] l'aspect dynamique quant à lui peut difficilement être nié [158],[160]. Un des avantages de la description (ii) est de reposer la théorie du piégeage collectif ce qui lui permet des interprétations quantitatives assez satisfaisantes à l'image de celle qui va maintenant être discutée.

Nous allons maintenant résumer l'argumentation de L. Krusin-Elbaum et al. qui leur permet d'interpréter un de leurs résultats expérimentaux, à savoir, une décroissance de $J_c^{ab,c}$ en $1/H^3$ pour les fortes valeurs de champ magnétiques. Cette même variation peut être

²⁵ En fait l'interprétation de M. Daeumling et al. va même encore plus loin. Pour ces auteurs, les régions déficientes en oxygènes peuvent percoler et conduire à comportement granulaire (i.e. avec des affaiblissements locaux de supraconductivité).

²⁶ Qui peut s'inscrire dans une approche ancrage fort si l'on s'en tient à l'aspect piégeage des vortex.

²⁷ mais aussi par une étude expérimentale des cycles d'hystérésis en fonction de la variable $\dot{H}$ décrivant la vitesse de balayage du champ.

observée sur nos mesures (Fig.5.11) pour $T = 81.6$ K et 60.8 K. Dans le régime de piégeage collectif 3D, la densité de courant critique $J_c^{ab,c} = (W/V_C)^{1/2} H^{-1}$ où $W \propto H$ représente le carré moyen de la force de piégeage aléatoire (cf. Chapitre 1, §V.E). Les dimensions du volume de corrélation $V_C = L_C R_C^2$ sont données par $L_C \approx R_C (c_{44}/c_{66})^{1/2}$ et $R_C \approx c_{44}^{1/2} c_{66}^{3/2} \xi^2/W$. Pour les fortes valeurs de champ magnétique appliqué, on se trouve dans le régime de l'élasticité locale $R_C > \lambda'^{28}$ pour lequel $c_{66} \propto H$ et $c_{44} \propto H^2$. L'ensemble de ces considérations conduit à un volume de corrélation $V_C \propto H^5$ et par conséquent $J_c^{ab,c} \propto 1/H^3$. L'écart à cette loi a pour origine dans cette interprétation le fait que l'élasticité devient non locale (i.e. $R_C \leq \lambda'$) et c'est dans ce régime que le maximum de $J_c^{ab,c}$ apparaît. Plus précisément, la décroissance de R_C lors de la diminution du champ est limitée par la distance entre vortex $a_0 = (\phi_0/B)^{1/2}$ et le maximum de courant critique apparaît lorsque $R_C = a_0$.

Pour notre part, nous pensons plutôt qu'il n'est pas exclu que le maximum de $J_c^{ab,c}$ intervienne dans un régime d'ancrage fort. Cette vision des choses est motivée par le fait que l'effet papillon est également observé pour des supraconducteurs conventionnels à basse T_C [161]. Au lieu d'un changement de régime dans le traînage qui se manifeste par un changement de l'exposant μ de l'expression (5.19), on peut considérer que le système se met à relaxer encore plus lentement selon la forme logarithmique (5.17). Ce chapitre va maintenant se terminer par une "philosophie" que l'on peut se faire de l'ancrage fort et qui est extraite de l'effet "d'accord de champ"²⁹ observé sur les échantillons irradiés avec des électrons ou des ions lourds. Comme nous allons le montrer, ce type d'approche peut également permettre d'entrevoir une interprétation du maximum de $J_c^{ab,c}$ en fonction du champ.

L'irradiation d'un échantillon supraconducteur provoque des défauts (zones amorphes³⁰) qui vont agir comme des centres d'ancrage fort sur les vortex. Si n^* représente la densité par unité de surface de défauts dans le plan perpendiculaire au champ, un maximum de courant critique est observé lorsque le champ appliqué satisfait à la condition $n^* = B^*/\phi_0$ (condition d'accord de champ). Ce maximum correspond au cas pour lequel chaque vortex occupe en moyenne un site de piégeage. En général, on considère que cet effet ne peut pas expliquer l'effet papillon [140] car il donne un champ B^* indépendant de la température alors que celui pour lequel $J_c^{ab,c}$ présente un maximum en dépend clairement (Fig.5.9.b). En fait, il est possible de comprendre "avec les mains" la dépendance en température de H_{but} dans le cadre de ce phénomène. Par opposition au cas d'un échantillon irradié, l'échantillon non irradié peut posséder des puits de potentiels pour les vortex, de différentes profondeurs étant donné que dans ce cas, les centres d'ancrage ne sont pas tous identiques. Aussi, à mesure que

²⁸ $\lambda' = \lambda(1-H/H_{C2})^{1/2}$ où λ est la profondeur de pénétration de London (cf. Chapitre 1, §V.E)

²⁹ en anglais, "field matching",

³⁰ Par exemple, l'irradiation par des ions lourds crée des défauts colonnaires qui permettent une "sérieuse" augmentation des densités de courant critique.

la température augmente, ce sont les centres de piégeage les plus profonds qui restent efficaces, mais comme statistiquement ce sont les moins nombreux, la valeur du champ H_{but} réalisant la condition d'accord de champ, décroît. Cette hypothèse peut être testée en réalisant des irradiations successives d'un même échantillon avec des particules de différentes énergies.

IV. Conclusion

Ce chapitre rapporte principalement une étude de l'aimantation en fonction du champ et de la température d'un cristal S.H.T_C, en l'occurrence YBa₂Cu₃O_{7-δ}. Dans un premier paragraphe, le champ critique inférieur parallèle et perpendiculaire aux plans CuO₂ est déterminé à basse température. Les résultats obtenus sont discutés en mettant l'accent sur la disparition de la barrière de surface lorsque cette dernière présente des aspérités de hauteur égale à $\lambda(T)$. Puis vient une présentation des différents cycles d'hystérésis mesurés pour les deux orientations du champ magnétique appliqué. L'interprétation de la largeur de ces cycles en termes de densités de courant critique est effectuée dans le cadre du modèle de Bean, après avoir montré certaines de ses principales extensions. Bien que seul le composé YBa₂Cu₃O_{7-δ} (sous forme cristalline et polycristalline) ait été étudié, les différentes caractéristiques des cycles d'hystérésis rencontrées se retrouvent sur les autres S.H.T_C. Ainsi par exemple, la décroissance exponentielle avec la température des différentes densités de courant critique est un résultat commun à l'ensemble des S.H.T_C cristallin ou polycristallin suffisamment loin T_C. On peut souligner que dans le cas des supraconducteurs conventionnels (i.e. à basse T_C), la décroissance de J_C suit plutôt en général, une loi en puissance du type $J_C(T) = J_C(0)(1-T/T_C)^\alpha$ avec $\alpha \approx 1$ (voir par exemple [162]). Ce comportement se retrouve en fait sur les S.H.T_C à proximité de T_C. Quant à l'effet papillon que nous avons étudié sur YBa₂Cu₃O_{7-δ}, il s'observe également sur des cristaux de La_{2-x}Sr_xCuO₄ [91], Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ [160], les composés au Tl [163] ainsi que sur certains supraconducteurs conventionnels [161]. Une interprétation alternative de cet effet, qui repose sur un "field matching" est avancée.

Chapitre 6

Mesures rotationnelles du vecteur aimantation des S.H.Tc

Plan du chapitre 6

I. Introduction.....	168
II. Présentation générale de l'hystérésis rotationnelle des deux composantes du vecteur aimantation des Supraconducteurs à Haute T_C (S.H.T_C).....	169
II.A. Le protocole expérimental utilisé.	
II.B. Comparaison entre les mesures issues des monocristaux $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ et $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$.	
II.C. Quelques éléments d'interprétation de l'hystérésis rotationnelle.	
II.D. Variations de l'hystérésis rotationnelle en fonction du champ et de la température.	
II.E. Comparaison entre hystérésis rotationnelle et unidirectionnelle.	
III. Les contributions réversibles au vecteur aimantation des S.H.T_C.....	180
III.A. Cas du composé $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$:	
III.A.1. Mesures proche de T_C.	
III.A.2. Mesures à plus basses températures.	
III.B. Cas du composé $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$.	
III.C. L'autre alternative à l'explication d'une anisotropie dépendant du champ.	
IV. Etude des contributions irréversibles au vecteur aimantation des S.H.T_C.....	189
IV.A. Les principales caractéristiques de la contribution irréversible à l'aimantation transverse.	
IV.B. Quelques éléments pour une comparaison entre $M_{Tir}(\theta)$ et les mesures de transport de la densité de courant critique $J_C(\theta)$.	
IV.C. Etude du pic "intrinsèque" de M_{Tir} en fonction du champ magnétique et de la température.	
IV.D. Etude des dépendances en champ et en température de la largeur angulaire du pic de M_{Tir} : Interprétation en termes d'effet précurseur à la transition de verrouillage.	
V. Conclusion.....	202

Chapitre 6 :

Mesures rotationnelles du vecteur aimantation des S.H.T_c

"A dynamical system is reversible as long as the (mechanical) forces depend only on the coordinates or, if they depend on the velocities as well, are even functions of these... We know conservative systems which do not fulfill this conditions..." (L. Onsager, Phys. Rev. 37 (1931) 405)

Résumé

Ce chapitre propose une étude des propriétés magnétiques réversibles et irréversibles des monocristaux S.H.T_c, YBa₂Cu₃O_{7-δ} (T_c ≈ 91 K) et La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ (T_c ≈ 35 K). La mesure simultanée des deux composantes du vecteur aimantation à savoir celles parallèle M_L et perpendiculaire M_T au champ magnétique appliqué, a été effectuée pour une variation continue de l'angle θ entre $\vec{H}$ et l'axe $\vec{c}$ des cristaux étudiés, ainsi que pour différentes valeurs des paramètres champ et température. En règle générale lors de ce type de mesures, la vitesse de rotation de l'échantillon n'est pas suffisamment faible pour qu'à chaque instant l'état d'équilibre thermostatique du réseau de vortex puisse s'établir. Il en résulte alors l'apparition sur chacune des composantes M_α (α = L, T), d'une contribution hors équilibre qui développe une hystérésis. La validité de la décomposition de cette hystérésis rotationnelle, $M_{\alpha}(\theta, \dot{\theta}) = M_{\alpha\text{rev}}(\theta) + M_{\alpha\text{ir}}(\theta, \dot{\theta})$, démontrée expérimentalement au chapitre 3, a permis de séparer les propriétés à l'équilibre du réseau de vortex anisotrope de celles hors équilibre pour une étude simultanée. Ainsi, l'aimantation réversible du cristal YBa₂Cu₃O_{7-δ} a pu être interprétée avec la théorie de G.L.A. lorsque la température T est supérieure à 77 K, ce qui a permis d'obtenir l'ensemble des paramètres phénoménologiques de ce composé. Pour le cristal La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄, cette théorie ne convient pas à cause du caractère trop bidimensionnel de ce composé. Quant à la contribution irréversible de l'aimantation transverse, son étude a révélé l'impact de la structure lamellaire des S.H.T_c sur le piégeage des vortex et le maximum de M_{Tir}(θ, $\dot{\theta}$) a pu être interprété en termes d'effet précurseur à la transition de "Lock-In".

I. Introduction

L'originalité de notre approche expérimentale repose en partie sur ce type de mesures effectué avec le double magnétomètre à SQUID présenté au chapitre 2. Nous rappelons brièvement que celui-ci permet d'avoir accès simultanément aux deux composantes du vecteur aimantation, à savoir celles parallèle M_L et perpendiculaire M_T au champ magnétique appliqué. Les mesures rapportées dans ce chapitre ont été réalisées pour une variation continue de l'angle θ entre l'axe $\vec{c}$ du cristal et le champ magnétique ainsi que pour différentes valeurs des paramètres champ H et température T . Il est également important de rappeler que lors de ce type de mesures, la vitesse de rotation de l'échantillon n'est en général pas suffisamment faible pour permettre au réseau de vortex d'atteindre pour chaque valeur de l'angle θ , l'état d'équilibre thermostatique. Il en résulte alors l'apparition d'une contribution hors équilibre sur chacune des composantes du vecteur aimantation qui développe une hystérésis. Celle-ci croît avec la vitesse de rotation $\dot{\theta} = d\theta/dt$ ainsi qu'avec la taille de l'échantillon (cf. chapitre 3, §III.C.2).

Deux monocristaux S.H.T_c ont tout particulièrement été étudiés avec ce dispositif, il s'agit des échantillons YBCO#1 et LSCO. Un premier paragraphe aura pour objet une présentation de l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation de ces supraconducteurs, ce qui permettra de donner quelques éléments utiles concernant son interprétation. Ainsi, la variation de l'hystérésis rotationnelle en fonction de l'anisotropie du composé, du champ magnétique appliqué ainsi que de la température sera exposée puis discutée de manière qualitative. Ensuite, la méthode permettant de séparer la contribution réversible de celle irréversible introduite et justifiée au chapitre 3 sera appliquée à chacune des composantes M_α ($\alpha = L$ et T) du vecteur aimantation. Les relations utilisées sont rappelées :

$$M_{\alpha \text{ rev}} = [M_\alpha(\theta, \dot{\theta} > 0) + M_\alpha(\theta, \dot{\theta} < 0)] / 2 \quad (6.1)$$

$$M_{\alpha \text{ ir}} = [M_\alpha(\theta, \dot{\theta} > 0) - M_\alpha(\theta, \dot{\theta} < 0)] / 2 \quad (6.2)$$

où $\dot{\theta} > 0$ et $\dot{\theta} < 0$ désignent les deux sens de rotation de l'échantillon. Le deuxième paragraphe de ce chapitre proposera une étude quantitative des deux composantes réversibles du vecteur aimantation déduites de l'expérience en utilisant les relations (6.1). L'interprétation des résultats obtenus avec l'échantillon YBCO#1 sera effectuée en utilisant principalement la théorie de Ginzburg-Landau Anisotrope (G.L.A.) dans la limite fort champ ($H_{c2} - H \ll H_{c2}$) ainsi que dans la limite de London ($H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$). Le modèle de Lawrence-Doniach (L.D.) quant à lui, sera mentionné pour discuter les mesures concernant l'échantillon LSCO. Puis viendra un troisième paragraphe consacré à l'aimantation irréversible. Etant donné l'absence de description théorique satisfaisante de ces contributions, l'interprétation des

résultats, délicate, sera menée en développant des arguments phénoménologiques. Il sera également fait référence dans cette partie à des mesures de couples magnétiques ainsi qu'à des mesures de transport de la densité de courant critique empruntées à la littérature et qui ont été effectuées sur des échantillons texturés YBa₂Cu₃O_{7-δ}. Ceci permettra d'enrichir notre discussion sur les différents aspects du piégeage des vortex. Une comparaison entre la variation angulaire de l'aimantation transverse irréversible et celle de la densité de courant critique J_c(θ) obtenue à partir des mesures de transport sera également amorcée.

II. Présentation générale de l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T_c

II. A. Le protocole expérimental utilisé

Il convient tout d'abord de bien préciser le protocole expérimental utilisé pour ces mesures rotationnelles. L'échantillon est au préalable refroidi en champ nul jusqu'à la température désirée. Le champ magnétique est ensuite appliqué, dans un premier temps, par valeurs croissantes. Pour chacune des valeurs du champ, l'échantillon est mis en rotation à la vitesse de 0.3°/s. Au bout de quelques périodes, le sens de rotation de l'échantillon est inversé. Cette inversion a toujours été effectuée approximativement pour la même orientation du champ par rapport à l'axe $\bar{c}$ du cristal. La durée d'une mesure de la variation angulaire des deux composantes du vecteur aimantation est typiquement de l'ordre de 90 minutes. Dans un second temps, le même type de mesures a été effectué en champ décroissant à partir d'une valeur maximum typiquement de l'ordre de 25 kOe. A haute température (i.e. $T \geq 77\text{K}$), il ne semble pas subsister de différence significative entre les variations angulaires des deux composantes de l'aimantation mesurées en champ croissant ($\dot{H} > 0$) et décroissant ($\dot{H} < 0$). Ce point sera repris au paragraphe II.D.

II.B. Comparaison entre les mesures issues des monocristaux YBa₂Cu₃O_{7-δ} et La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄

Les Fig.1a et 1b illustre les différences importantes existant entre les variations angulaires des deux composantes de l'aimantation des monocristaux La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ et YBa₂Cu₃O_{7-δ}. Ces mesures ont été effectuées pour une même valeur de champ magnétique $H = 10\text{ kOe}$, une même vitesse de rotation $\dot{\theta} \approx 0.3^\circ/\text{s}$ et pour différentes valeurs de la température absolue, à savoir $T = 32.5\text{ K}$ pour le composé LSCO et $T = 83\text{ K}$ pour YBCO#1. Le choix s'est porté sur ces valeurs de manière à obtenir approximativement une même température relative $T/T_c \approx 0.9$.

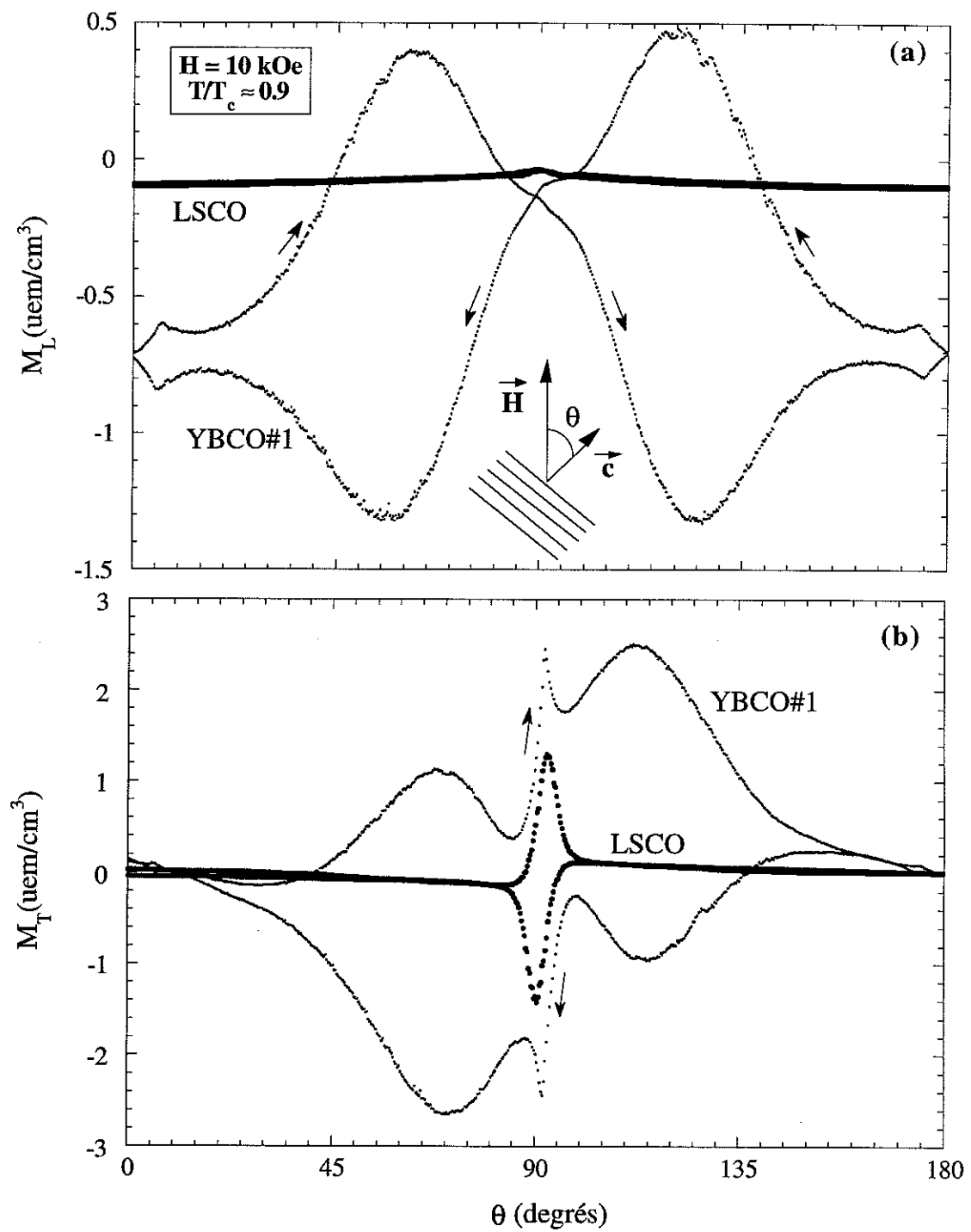


Fig.6.1 : Comparaison entre l'hystérésis rotationnelle de la composante de l'aimantation parallèle (a) et perpendiculaire (b) au champ magnétique appliqué des 2 échantillons monocristallins YBCO#1 et LSCO étudiés.

L'anisotropie de type uniaxial des composés étudiés permet de restreindre l'étude sur une période, à savoir sur l'intervalle $\{0, 180^\circ\}$. Bien que les deux échantillons soient de dimensions comparables¹, les Fig.6.1 révèlent une hystérésis très importante pour l'échantillon monocristallin YBCO#1 alors qu'elle se trouve pratiquement inexistante pour le cristal LSCO. En effet, on peut voir sur la Fig.6.1a que la composante longitudinale de l'aimantation de l'échantillon au lanthane ne révèle aucune hystérésis (dans la limite des erreurs de mesure) lorsque le sens de rotation de l'échantillon est inversé. Quant à la composante transverse (Fig.6.1b), la seule hystérésis se situe pour un angle θ voisin de 90° , c'est à dire lorsque le champ magnétique a une orientation proche de celle des plans $(\bar{a}, \bar{b})$. Au contraire, les composantes de l'aimantation relatives à l'échantillon YBCO#1 révèlent toutes deux une hystérésis importante sur toute la plage angulaire, ce qui est le reflet de forts effets de piégeage des vortex dans ce cas. Ce résultat est en accord avec les mesures unidirectionnelles que l'on trouve dans la littérature [91] et qui présente une hystérésis de l'aimantation toujours beaucoup plus importante pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ que pour $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Soulignons tout de suite que cette différence de comportement a très vraisemblablement pour origine le caractère beaucoup plus tridimensionnel (3D) du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Au paragraphe III de ce chapitre, nous déterminerons à partir des mesures des contributions réversibles à l'aimantation les facteurs d'anisotropie de ces deux composés.

II.C. Quelques éléments d'interprétation

Il semble intéressant avant d'aborder plus en détail cette étude, de se poser la question de la persistance ou non du profil de la densité de vortex $B(r)$ à l'intérieur de l'échantillon lorsque celui-ci est mis en rotation. Rappelons que cette distribution non homogène des vortex se trouve à l'origine de l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation. Si une telle distribution des vortex était présente, on devrait observer, en plus d'une différence entre les composantes de l'aimantation mesurée pour un champ magnétique croissant et celle correspondant à un champ décroissant, un traînage de chacune de ces composantes lors des rotations successives. Tel ne semble pas être le cas. Ainsi par exemple à $T = 77 \text{ K}$ et pour un champ appliqué $H = 0.5 \text{ kOe}$ (valeur qui correspond à une forte aimantation irréversible unidirectionnelle Fig.5.6), les variations maximales $\Delta M_\alpha^{\text{max}}$ des deux composantes $\alpha = L$ et T de l'aimantation évoluent de moins de 3% après 90 minutes de rotation de l'échantillon. Tout se passe comme si, lors de la mise en rotation de l'échantillon, il se produisait un "transfert" de l'hystérésis unidirectionnelle vers celle rotationnelle.

Au chapitre 3, le paragraphe II.C.2 a brièvement présenté l'origine de l'hystérésis rotationnelle de la composante transverse de l'aimantation dans le cas d'un supraconducteur de

¹ On rappelle que $V_{\text{YBCO}} \approx 1.08 \text{ mm}^3$ et $V_{\text{LSCO}} \approx 1.9 \text{ mm}^3$

type II isotrope. Il est nécessaire maintenant d'étendre cette interprétation au cas anisotrope en lui incorporant la composante longitudinale. La périodicité des variations angulaires des composantes M_L et M_T permet d'envisager leur développement en série de Fourier. En fait, il ne se révèle pas très utile, étant donné l'utilisation des relations de décomposition (6.1) et (6.2), d'aller au delà du premier terme de ces développements qui s'écrivent alors :

$$M_L(\theta, \dot{\theta}) = \langle M_L \rangle_{\text{rev}} + \Delta M_L(\theta, \dot{\theta}) = M_{L\text{rev}}(\theta) + M_{L\text{ir}}(\theta, \dot{\theta}) \quad (6.3)$$

$$M_T(\theta, \dot{\theta}) = \langle M_T \rangle_{\text{ir}} + \Delta M_T(\theta, \dot{\theta}) = M_{T\text{rev}}(\theta) + M_{T\text{ir}}(\theta, \dot{\theta}) \quad (6.4)$$

où le symbole $\langle \rangle$ représente la valeur moyenne résultant de l'intégration sur une période angulaire de la composante de l'aimantation considérée. D'autre part, ce sont les propriétés de symétrie des contributions réversibles à l'aimantation démontrées au paragraphe III.C du chapitre 3, à savoir que $M_{L\text{rev}}(\theta) = M_{L\text{rev}}(-\theta)$ et que $M_{T\text{rev}}(\theta) = -M_{T\text{rev}}(-\theta)$, qui permettent de conclure que $\langle M_L \rangle_{\text{rev}}$ est une grandeur à l'équilibre thermostatique alors que $\langle M_T \rangle_{\text{ir}}$ est purement de nature irréversible. Cette dernière est d'ailleurs du signe de $\dot{\theta}$ comme cela a été longuement discuté au chapitre 3. A ce niveau, on peut introduire la définition de la densité de flux dans la matière, $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi(\vec{I} - \vec{N})\vec{M}$ avec $\vec{N}$ représentant le tenseur des coefficients de champ démagnétisant et $\vec{H}$ le champ appliqué. Dans le cas où les effets de forme de l'échantillon peuvent être négligés (mêmes valeurs pour les composantes du tenseur $\vec{N}$ qui, en bonne approximation, peut être considéré comme étant diagonal²), les variations angulaires de l'aimantation $\Delta\vec{M}(\theta)$ sont directement reliées à celles de la densité de flux $\Delta\vec{B}(\theta)$ et donc à un mouvement oscillant des vortex. La faible importance accordée à l'anisotropie de forme se justifie dans le cas de l'échantillon YBCO#1 qui est cylindrique ainsi que pour l'échantillon LSCO. Dans ce cas, les relations (6.3) et (6.4) peuvent s'écrire :

$$4\pi(1 - N)M_L(\theta, \dot{\theta}) = \langle B_L \rangle_{\text{rev}} + \Delta B_L(\theta, \dot{\theta}) - H \quad (6.5)$$

$$4\pi(1 - N)M_T(\theta, \dot{\theta}) = \langle B_T(\dot{\theta}) \rangle_{\text{ir}} \text{sign}(\dot{\theta}) + \Delta B_T(\theta, \dot{\theta}) \quad (6.6)$$

La différence avec le cas isotrope se manifeste au travers des dépendances envers la variable angulaire θ . Il est possible d'écrire autrement ces relations en considérant, à la place des variables B_L et B_T , le module B et l'angle de traînage α de la densité de flux totale. Dans ce cas, (6.5) et (6.6) deviennent :

$$4\pi(1 - N)M_L(\theta, \dot{\theta}) = B(\theta, \dot{\theta}) \cos \alpha(\theta, \dot{\theta}) - H \quad (6.7)$$

$$4\pi(1 - N)M_T(\theta, \dot{\theta}) = B(\theta, \dot{\theta}) \sin \alpha(\theta, \dot{\theta}) \quad (6.8)$$

² $N_L \approx N_T \approx N$,

Dans le cas anisotrope, le champ appliqué ne traîne plus à angle constant derrière les vortex mais ceux-ci oscillent autour d'un angle moyen $\langle \alpha(\theta) \rangle$ ce qui donne lieu à la variation périodique observée sur les deux composantes du vecteur aimantation. Cette oscillation a pour origine une compétition entre trois effets : l'anisotropie du matériau, le piégeage (intrinsèque et extrinsèque) et la force de rappel du champ magnétique. Ainsi par exemple, les extremums très aigus de $M_T(\theta)$ que l'on peut voir sur la Fig1.b pour les deux sens de rotation, peuvent être associées comme nous le montrerons au paragraphe IV au piégeage des vortex par la structure lamellaire du matériau.

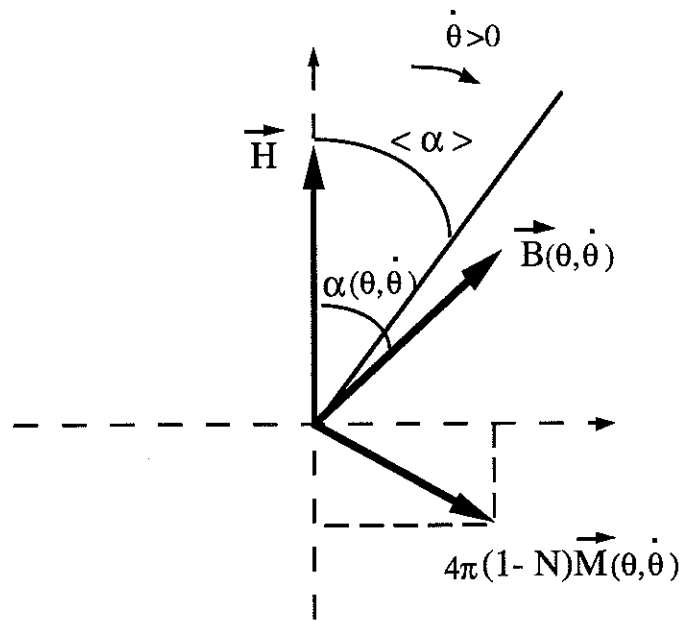


Fig.6.2 : Construction vectorielle montrant la relation entre le vecteur aimantation mesuré, la densité de flux et le champ magnétique appliqué. Lorsque le sens de rotation est inversé, c'est la construction symétrique par rapport à l'axe vertical qu'il faut alors considérer, la valeur moyenne $\langle \alpha \rangle$ qui repère la direction autour de laquelle oscille l'induction étant du signe de $\dot{\theta}$.

Le croquis Fig.6.2 propose une illustration des relations (6.7) et (6.8). L'angle $\alpha(\theta, \dot{\theta})$ entre la densité de flux et le champ appliqué est une fonction oscillante de la variable θ qui, elle, repère l'orientation du champ rapport à un axe du cristal. La valeur moyenne de cette variation $\langle \alpha \rangle$ est quant à elle une fonction impaire de $\dot{\theta}$. Cette description macroscopique globale illustre la situation expérimentale dans laquelle on se trouve. Un des défis à relever consiste à essayer d'extraire des mesures de la variation angulaire des composantes $M_L(\theta, \dot{\theta})$ et $M_T(\theta, \dot{\theta})$ des informations aussi bien "microscopiques" que macroscopiques sur la configuration des lignes vortex. En présence d'une structure lamellaire, celles-ci peuvent ne plus être rectilignes et adoptées une structure en marches d'escalier (décrochements, marches ou "kinks" en anglais). Ce point particulier sera discuté au paragraphe IV.

II.D. Variations de l'hystérésis rotationnelle en fonction du champ et de la température

Les Fig.6.3a et 6.3b permettent d'illustrer la variation de l'hystérésis rotationnelle des composantes $M_L(\theta, \dot{\theta})$ et $M_T(\theta, \dot{\theta})$ de l'échantillon YBCO#1 en fonction de la température. Pour l'ensemble de ces données expérimentales, le champ magnétique de 0.5 kOe a été appliqué après un protocole ZFC. Sur ces deux familles de courbes, on peut voir l'élargissement de l'hystérésis lorsque la température est abaissée, ce qui traduit les effets de piégeage des vortex plus importants à basse température. Ce fait est similaire à celui observé sur les cycles d'hystérésis unidirectionnels (chapitre 5). Alors que l'hystérésis rotationnelle relative à la composante transverse de l'aimantation a déjà été quelque peu étudiée par différents auteurs lors de mesures de couple magnétique [108],[109],[164], ce travail montre pour la première fois l'hystérésis relative à la composante longitudinale.

Un des faits marquants est que la composante M_L de l'aimantation totale, se révèle positive sur une certaine plage angulaire, fonction de la température et du champ appliqué. Cette observation est attribuée à l'irréversibilité qui apporte sur une demi-période angulaire, une contribution "paramagnétique" à la composante longitudinale. Celle-ci peut se comprendre si on se rapporte à l'expression (6.7). En effet, comme la fonction $\cos[\alpha(\theta, \dot{\theta})] \leq 1$, la seule explication possible réside dans la variation en fonction de l'angle θ de la densité moyenne de flux B présente dans l'échantillon. Un peu à l'image d'une pompe, l'échantillon supraconducteur anisotrope en rotation aspire et refoule des vortex de manière cyclique³. Cette oscillation du nombre de vortex s'effectue autour de la valeur moyenne correspondant à l'équilibre thermostatique. C'est précisément cet effet qui est décrit par les variations périodiques de $M_{Lir}(\theta, \dot{\theta})$ représentées sur la Fig.6.4 pour différentes températures⁴. Il est intéressant de remarquer que lorsque le champ est appliqué suivant les axes de symétrie du cristal, l'irréversibilité sur la composante M_L disparaît (i.e. les courbes $M_L(\theta, \dot{\theta})$ se croisent, Fig.6.3a). Autrement dit, pour ces deux orientation du champ magnétique, le nombre de vortex présents dans l'échantillon est celui qui correspond à l'équilibre thermostatique. On peut également remarquer que cette oscillation du nombre moyen de vortex devient plus importante à basse température où la variation de $M_{Lir}(\theta, \dot{\theta} > 0)$ est sinusoïdale (Fig.6.4). Puis, lorsque la température augmente, les extremums de cette composante irréversible se déplacent vers les valeurs de l'angle θ qui correspondent au cas où le champ est appliqué suivant l'axe $\vec{c}$. Cet effet ne se produit pas sur le cristal au lanthane comme le montre par exemple la Fig.6.1.

³ On retrouve ici l'interprétation qui est en général donnée pour interpréter les mesures de susceptibilité alternative avec la différence essentielle que le champ tournant est équivalent à deux champs alternatifs perpendiculaires.

⁴ Ces courbes ont été extraites de la Fig.6.3.b.

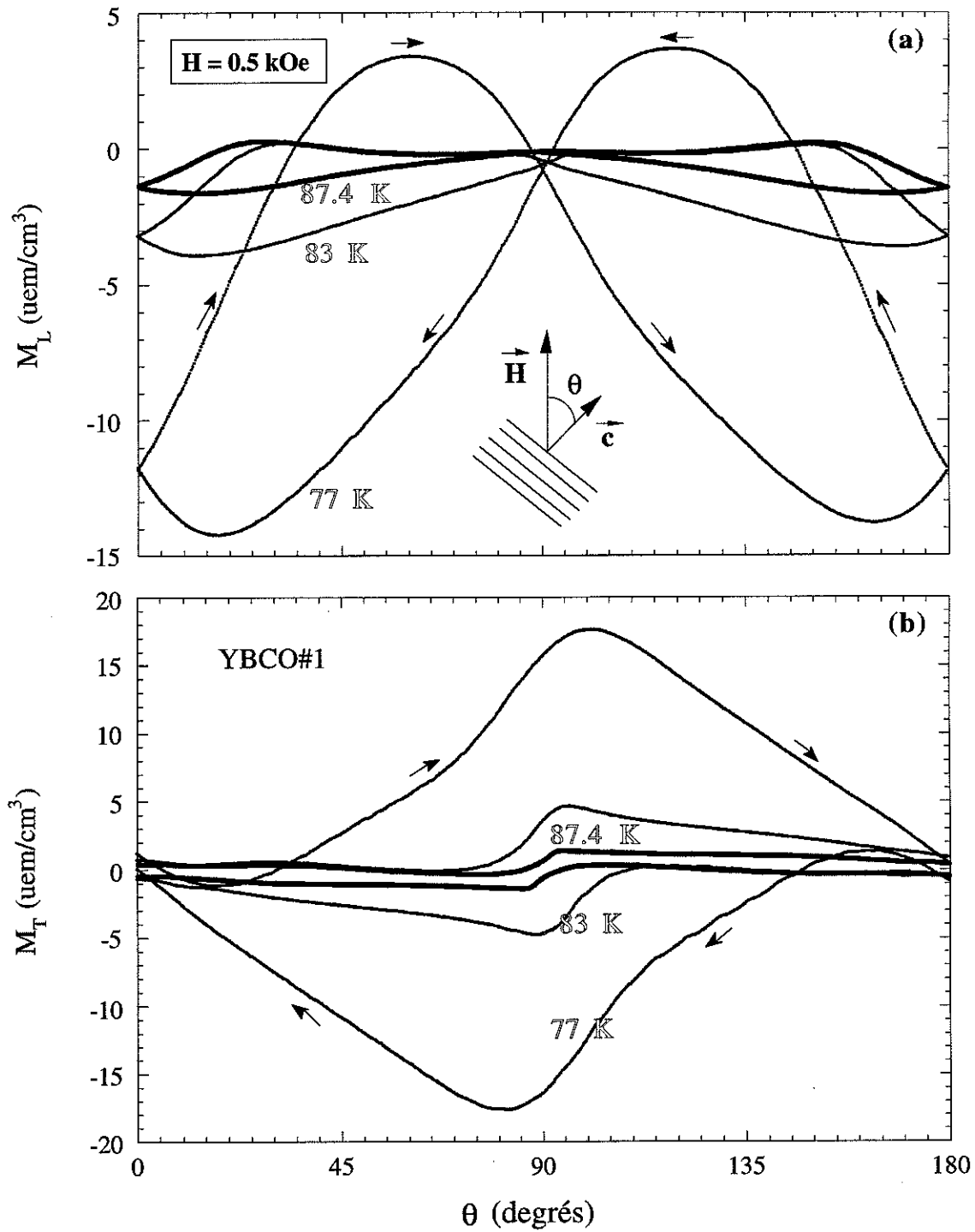


Fig.6.3 : Hystérésis rotationnelle des composantes de l'aimantation (a) parallèle et (b) perpendiculaire au champ magnétique appliqué mesurées sur le cristal YBCO#1 pour $H = 0.5$ kOe et pour différentes valeurs de la température ($T = 77$, 83 et 87.4 K).

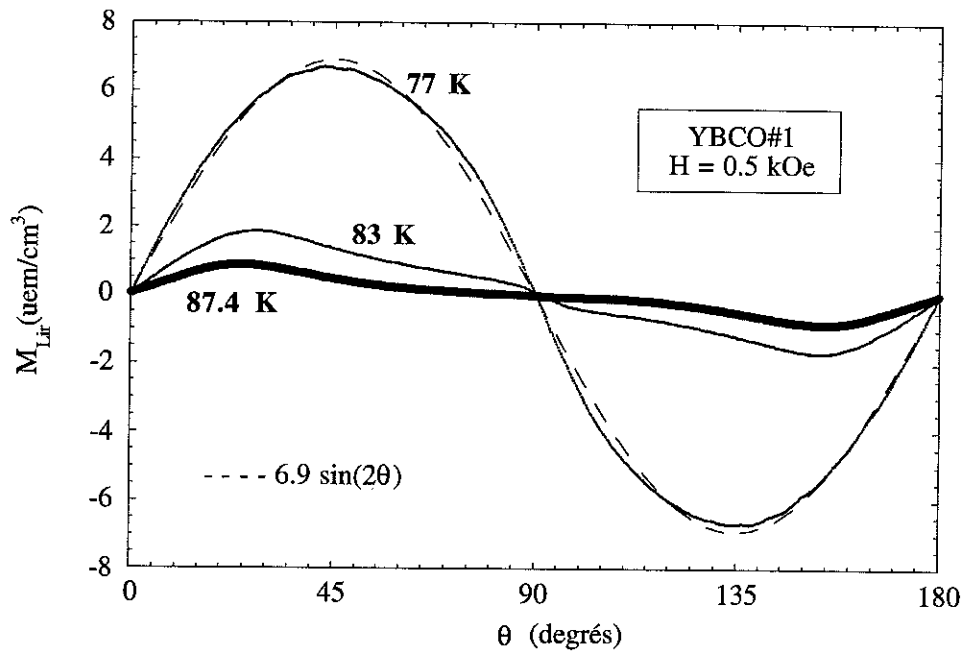


Fig. 6.4 : Variations angulaires des aimantations longitudinales irréversibles extraites de la Fig.6.3.a.

Les Fig.6.5a et 6.5b donnent en exemple l'hystérésis rotationnelle des 2 composantes du vecteur aimantation acquises par l'échantillon YBCO#1 à $T = 77 \text{ K}$ pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué. $M_L(\theta, \dot{\theta})$ et $M_T(\theta, \dot{\theta})$ révèlent toutes deux une importante hystérésis rotationnelle qui croît avec le champ magnétique. Précisons que ce type de variation ne se retrouve pas aux températures supérieures étudiées ($T = 83 \text{ K}$, 87.4 K et 90.5 K). Pour l'aimantation transverse, l'accroissement de $\langle M_T \rangle_{ir}(\dot{\theta})$ vient d'une augmentation du piégeage extrinsèque des vortex avec le champ. Pour la composante longitudinale, l'augmentation de $\Delta M_{Lir}(\theta, \dot{\theta})$ exprime une oscillation plus importante du nombre moyen de vortex à fort champ. Ce comportement se distingue de celui de l'hystérésis unidirectionnelle qui montre une largeur du cycle qui diminue lorsque le champ appliqué devient supérieur au champ $H_m \approx 5 \text{ kOe}$ à $T = 77 \text{ K}$ (cf. chapitre 5) caractéristique de l'effet papillon. La différence de comportement en champ magnétique de ces deux types d'hystérésis vient du fait que l'hystérésis unidirectionnelle a pour origine une compétition entre les forces de piégeage et une sollicitation en compression et en cisaillement du réseau de vortex alors que l'hystérésis rotationnelle résulte de la compétition entre les effets de piégeage est des modes de courbures des vortex. Nous allons maintenant proposer une comparaison entre ces deux types d'hystérésis en les ramenant à une même variable.

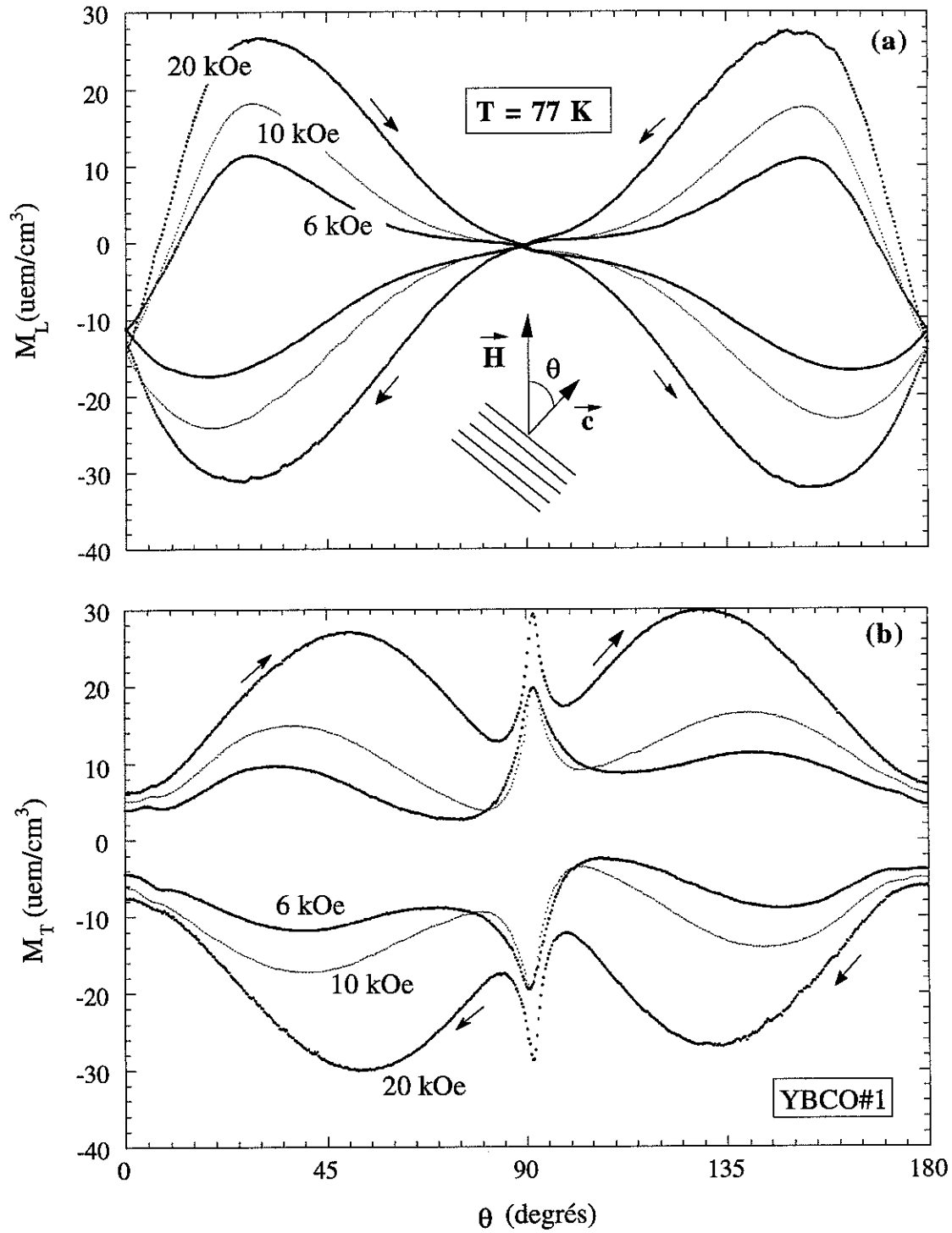


Fig.6.5 : Hystérésis rotationnelle des composantes de l'aimantation (a) parallèle et (b) perpendiculaire au champ appliqué mesurées sur le cristal YBCO#1 à $T = 77 \text{ K}$ et pour différentes valeurs du champ magnétique ($H = 6, 10$ et 20 kOe).

II.G. Comparaison entre hystérésis rotationnelle et unidirectionnelle

En regardant les cycles d'hystérésis rotationnelle de l'aimantation transverse (Fig.6.5b) on peut se demander si la forme de ces cycles résulte simplement d'une projection de l'effet papillon observé sur l'hystérésis unidirectionnelle tel qu'il a été présenté au chapitre 5. De manière à essayer d'obtenir des éléments de réponse à cette question, nous avons représenté sur un même graphique (Fig.6.6), le module de l'aimantation totale $\pm\sqrt{M_L^2 + M_T^2}$ en fonction de la variable $H \cos\theta$ correspondant au cristal YBCO#1 (extrait de la Fig.6.5) et l'aimantation unidirectionnelle $M(\vec{H} // \vec{c})$ mesurée en fonction du champ sur l'échantillon monocristallin YBCO#2.

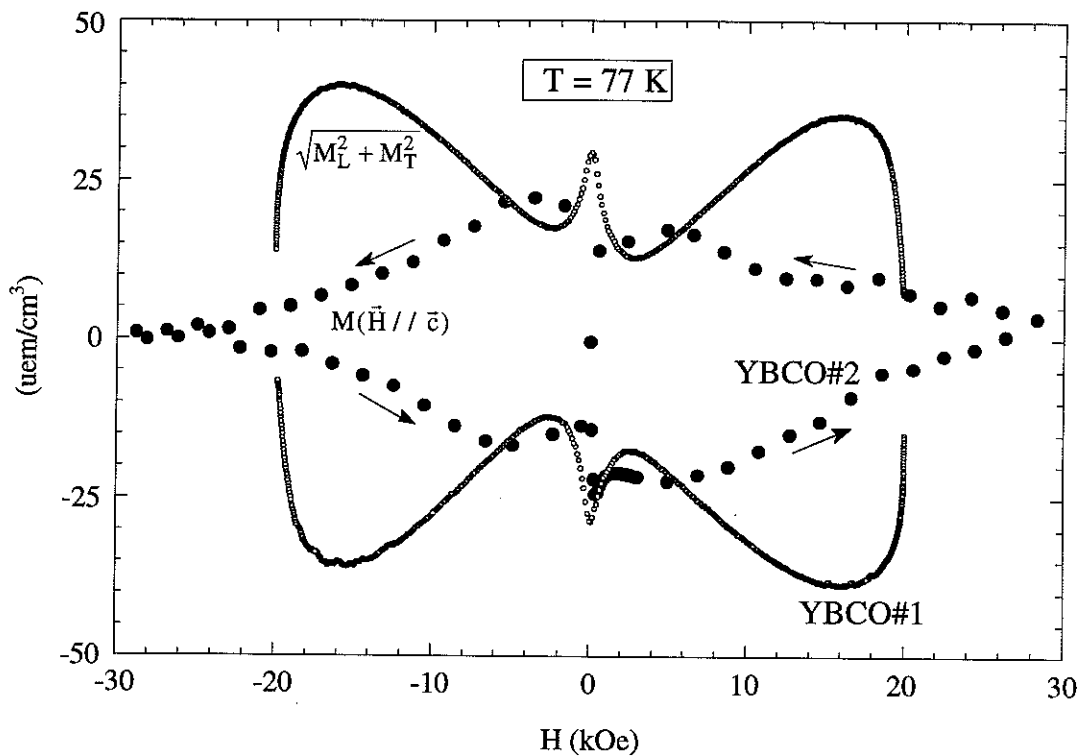


Fig.6.6 : Comparaison entre l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation mesurée sur le cristal YBCO#2 lorsque le champ est suivant l'axe $\vec{c}$ et une projection de l'hystérésis rotationnelle du module du vecteur aimantation du cristal YBCO#1. Cette dernière résulte du remplacement de la variable θ par $H \cos\theta$.

La Fig.6.6 révèle que le pic à bas champ de $M(\vec{H} // \vec{c})$ correspond à un facteur d'échelle près⁵ au pic du module de l'aimantation correspondant à $\theta \approx 90^\circ$ qui se trouve être gouverné par la composante M_{Tir} . D'autre part, comme nous l'avons déjà souligné dans les chapitres précédents, l'aimantation transverse irréversible (chapitre 3, § III.C.2) comme $M(\vec{H} // \vec{c})$ (chapitre 5, § III.C.2) sont toutes deux reliées à une certaine densité de courant

⁵ Il faut considérer en plus de la différence de géométrie entre les deux échantillons, que ces deux types de mesures ont été effectuées à des échelles de temps qui diffèrent d'un ordre de grandeur. Typiquement $0 \leq \theta / \dot{\theta} \leq 600$ secondes alors que $0 \leq H / \dot{H} \leq 6000$ secondes.

critique J_c . Autrement dit, le fait que le maximum de M_{Tir} à bas champ semble correspondre à l'extremum de l'aimantation unidirectionnelle irréversible indique que ces aimantations sont toutes deux proportionnelles à la même densité de courant critique et que celle-ci dépend uniquement de la projection du champ magnétique suivant l'axe $\vec{c}$:

$$M_{Tir}(H \cos \theta) \approx M(\vec{H} / \vec{c}) \propto J_c(H \cos \theta) \quad (6.9)$$

Nous verrons au dernier paragraphe de ce chapitre qu'en fait, la variable $H \cos \theta$ détermine le nombre moyen de kinks présents sur chaque ligne de vortex et que le maximum de M_{Tir} peut s'interpréter en considérant que les vortex redeviennent rectilignes lorsque le champ s'oriente suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$.

Par contre dès que $H > 5$ kOe, l'égalité (6.9) n'est plus du tout vérifiée. L'effet papillon se révèle être beaucoup plus important lorsque l'échantillon est soumis à un mouvement de rotation que lorsqu'il est maintenu à orientation constante par rapport au champ magnétique⁶. Le module $\sqrt{M_L^2 + M_T^2}$ n'est alors plus uniquement gouverné par la variation de $M_{Tir}(H \cos \theta)$ mais la composante M_{Lir} apporte également une contribution. D'ailleurs, l'oscillation du nombre moyen des vortex présent dans l'échantillon peut vraisemblablement expliquer en partie la forme papillon de l'aimantation transverse irréversible.

De manière à trancher au sujet de cette question d'apparente similitude entre l'hystérésis rotationnelle et celle unidirectionnelle, on peut également discuter des mesures relatives au cristal $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$. Les mesures rotationnelles que nous avons effectuées (Fig.6.1b) comme par ailleurs celles que l'on trouve dans la littérature [164] ne présentent pas d'effet papillon alors que les cycles d'hystérésis unidirectionnelle en montrent clairement l'existence pour ce composé [91],[165].

En conclusion de ce paragraphe, nous pensons que, bien que très ressemblant, l'effet papillon sur l'hystérésis rotationnelle de l'aimantation transverse ne résulte pas de celle observée sur l'hystérésis unidirectionnelle. Autrement dit : l'hystérésis rotationnelle ne se résume pas à une projection de l'hystérésis unidirectionnelle dans le cas d'un système 3D⁷. Bien entendu ces phénomènes ont tout deux une origine dans le piégeage des vortex mais l'aimantation irréversible observée constitue, dans chacun des deux cas, une réponse à une

⁶ Il est cependant possible d'objecter que les deux cristaux YBCO#1 et YBCO#2 identiques à l'origine soient devenus différents du fait qu'il n'ont pas été conservés dans les mêmes conditions. Ainsi par exemple une désoxygénation de l'échantillon YBCO#2 n'est pas une hypothèse à exclure trop rapidement et pourrait en tout cas, contribuer à un moindre effet papillon.

⁷ Une projection plus raffinée consiste à remplacer la variable $H \cos \theta$ par $H (\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$ où γ^2 représente le rapport des masses effectives. Dans ce cas, il a été vérifié que les deux cycles d'hystérésis de la Fig.6.6 ne se superposent "pas mieux".

excitation bien spécifique du réseau de vortex. Dans le cas de l'hystérésis unidirectionnelle cette excitation est plutôt une compression du réseau de vortex alors que pour l'hystérésis rotationnelle, il s'agit davantage d'une inclinaison⁸.

III. Les contributions réversibles au vecteur aimantation des S.H.T_c

III.A. Cas du composé YBa₂Cu₃O_{7-δ}

III.A.1. Mesures proches de T_c

Les deux composantes M_{Lrev} et M_{Trev} de l'échantillon YBCO#1 ont dans un premier temps, été étudiées à $T = 90.5$ K ($T_c - T = 0.5$ K) pour différentes valeurs du champ appliqué. Nous commençons par rappeler brièvement un résultat important de la théorie de G.L.A. valable aussi bien dans une région du diagramme de phase (H,T) proche de la ligne $H_{c2}(T)$ que dans la limite de London. Celui-ci concerne la dépendance angulaire du rapport M_{Trev}/M_{Lrev} qui se révèle ne dépendre que d'un seul paramètre, à savoir le facteur d'anisotropie γ^2 (cf. chapitre 1 et les références [46],[47])⁹ :

$$\frac{M_{Trev}}{M_{Lrev}} = (\gamma^2 - 1) \frac{\sin\theta \cos\theta}{\sin^2\theta + \gamma^2 \cos^2\theta} \quad (6.10)$$

Soulignons que ce paramètre γ^2 peut éventuellement, d'après la théorie de G.L.A., dépendre de la température mais pas du champ magnétique appliqué. La Fig.6.7 montre la variation angulaire du rapport M_{Trev}/M_{Lrev} mesurée pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué ($H = 0.5, 1, 2$ et 4 kOe). On remarque que, aux erreurs de mesures près, toutes les courbes se superposent conformément à la théorie. Les meilleurs ajustements obtenus avec l'expression (6.9) pour décrire les variations angulaires de ces rapports donnent comme valeur moyenne $\gamma = 8.3 \pm 0.5$ ¹⁰. L'encart à la Fig.6.7 donne en exemple l'un de ces ajustements. La

⁸ Dans le cas où l'élasticité est non locale, cette inclinaison comprend une courbure des lignes de vortex.

⁹ On peut rappeler que la théorie donne en fait les expressions des composantes de l'aimantation parallèle et perpendiculaire à $\vec{B}$, respectivement $M_B(\theta_B)$ et $M_{\theta B}(\theta_B)$, en fonction de l'angle θ_B entre l'axe $\vec{c}$ et la densité de flux. L'interprétation de nos résultats expérimentaux est effectuée en considérant les approximations suivantes : $M_{Lrev}(\theta) \approx M_B(\theta_B)$ et $M_{Trev}(\theta) \approx M_{\theta B}(\theta_B)$ qui sont justifiées dans le cadre de la théorie de G.L.A. lorsque $H \gg H_{c1}$. Ceci correspond bien à notre situation expérimentale.

¹⁰ A ce niveau il convient de donner quelques précisions concernant les différents traitements informatiques effectués sur les données et la précision des résultats obtenus. Tout d'abord, l'erreur qui vient de la méthode utilisée pour séparer sur chacune des composantes de l'aimantation, la contribution réversible de celle irréversible peut aisément être minimisée en s'appuyant sur les propriétés de symétrie des courbes résultantes. Nous rappelons que d'après la thermostatique, $M_{Trev}(\theta)$ doit être une fonction impaire alors que $M_{Lrev}(\theta)$ doit être paire (cf. chapitre 3, § III.C.3). En ce qui concerne l'ajustement avec la relation (6.10) du rapport des composantes réversibles déduit de l'expérience, il faut maintenant insister sur la principale source d'erreur de notre appareillage de mesures (le double SQUID). Celle-ci vient de la correction qu'il est nécessaire d'apporter au moment

fonction tangente de l'angle θ ($\tan\theta$) a également été représentée sur la Fig.6.7. Ainsi on peut voir que, à l'exception d'une plage angulaire de l'ordre de $\pm 20^\circ$ autour de 90° , $M_{\text{Trev}}/M_{\text{Lrev}} \approx \tan\theta$. Ce résultat illustre le fait que lors de la rotation du cristal, le vecteur $\vec{M}_{\text{rev}}$ est presque toujours aligné suivant l'axe $\vec{c}$, les boucles de courant diamagnétique "réversible" circulant préférentiellement dans les plans $(\vec{a}, \vec{b})$.

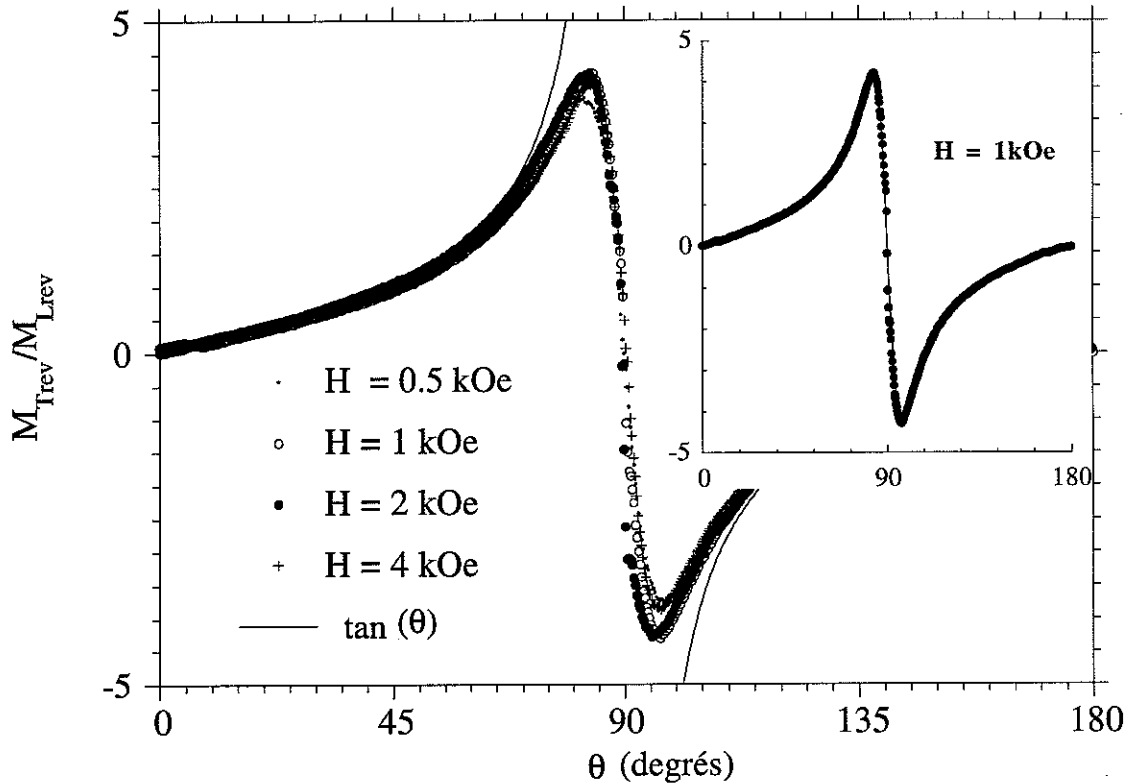


Fig. 6.7 : Variation angulaire du rapport $M_{\text{Trev}}/M_{\text{Lrev}}$ du cristal YBCO#1 à $T = 90.5\text{K}$ et pour plusieurs valeurs du champ magnétique appliqué. La fonction $\tan\theta$ est également représentée. L'encart montre un exemple d'ajustement théorique des points expérimentaux utilisant l'expression (6.10).

Rappelons maintenant les expressions des composantes transverses de l'aimantation réversibles données par la théorie de G.L.A (cf. chapitre 1, §IV.A),

$$M_{\text{Trev}}(H, \theta) = -M_0 \frac{(\gamma^2 - 1) \sin(2\theta)}{2\beta_A \varepsilon(\theta)} \left(1 - \frac{H}{H_{c2}(\theta)} \right) \quad (6.11)$$

$$M_{\text{Trev}}(H, \theta) = -\alpha M_0 \frac{(\gamma^2 - 1) \sin(2\theta)}{2 \varepsilon(\theta)} \ln \left(\frac{\beta H_{c2}(\theta)}{H} \right) \quad (6.11')$$

magnétique obtenu suite à l'opération d'extraction. En effet, il faut soustraire le signal du porte échantillon et de la canne. L'erreur de mesure qui en résulte, se reporte en fait entièrement sur la valeur moyenne $\langle M_L \rangle_{\text{rev}}$ et peut atteindre au maximum, une valeur relative de 50%. De manière à pouvoir s'affranchir de cette forte contrainte expérimentale, nous avons développé une méthode itérative qui, en s'appuyant sur la relation (6.10), permet d'éliminer cette erreur. Cette technique de traitement des données fait l'objet de l'annexe 3, elle a été testée sur plusieurs exemples; elle est toujours complétée par une vérification auto-consistante des résultats qui en sont issus.

dans les limites $H_{C2} - H \ll H_{C2}$ et $H_{C1} \ll H < H_{C2}$ respectivement. Nous rappelons que dans ces expressions, $\varepsilon(\theta) = \sqrt{\sin^2\theta + \gamma^2 \cos^2\theta}$, $M_0 \approx H_{C2//}(T)/8\pi\kappa_{//}^2$ représente l'unité d'aimantation de la théorie de G.L.A. et $\beta_A \approx 1.16$ pour le réseau de vortex triangulaire.

Le maximum de l'aimantation transverse, faiblement affecté par la contribution irréversible ($M_{Tmax} \approx M_{Trev,max}$), a été mesuré en fonction du champ magnétique. L'encart de la Fig.6.8 montre la croissance linéaire de $M_{Tmax}^{2/3}$ avec le champ appliqué. Ce résultat est en accord avec l'expression (6.11) qui prévoit la dépendance suivante lorsque H approche la valeur $H_{C2}(T)/\varepsilon(\theta_{max})$:

$$M_{Trev}(\theta_{max}) = M_0 \sqrt{\gamma^2 - 1} \left(1 - H\varepsilon(\theta_{max})/H_{C2//} \right)^{3/2} / \beta_A. \quad (6.12)$$

Etant donné que la valeur de M_{Tmax} mesurée correspond à un angle $\theta_{max} \approx 78^\circ$ qui dépend très peu du champ appliqué, il est alors possible en prenant $\gamma \approx 8.3$ d'extraire du meilleur ajustement des données expérimentales (encart Fig.6.8) les valeurs suivantes : $H_{C2//}(T=90.5K) = 40 \pm 1$ kOe et $\kappa_{//} = 170 \pm 30$ ($\kappa \approx 100$). Le premier résultat permet d'évaluer la valeur de la pente $dH_{C2//}/dT|_{T_C} \approx -8 \pm 0.5$ Tesla/Kelvin.

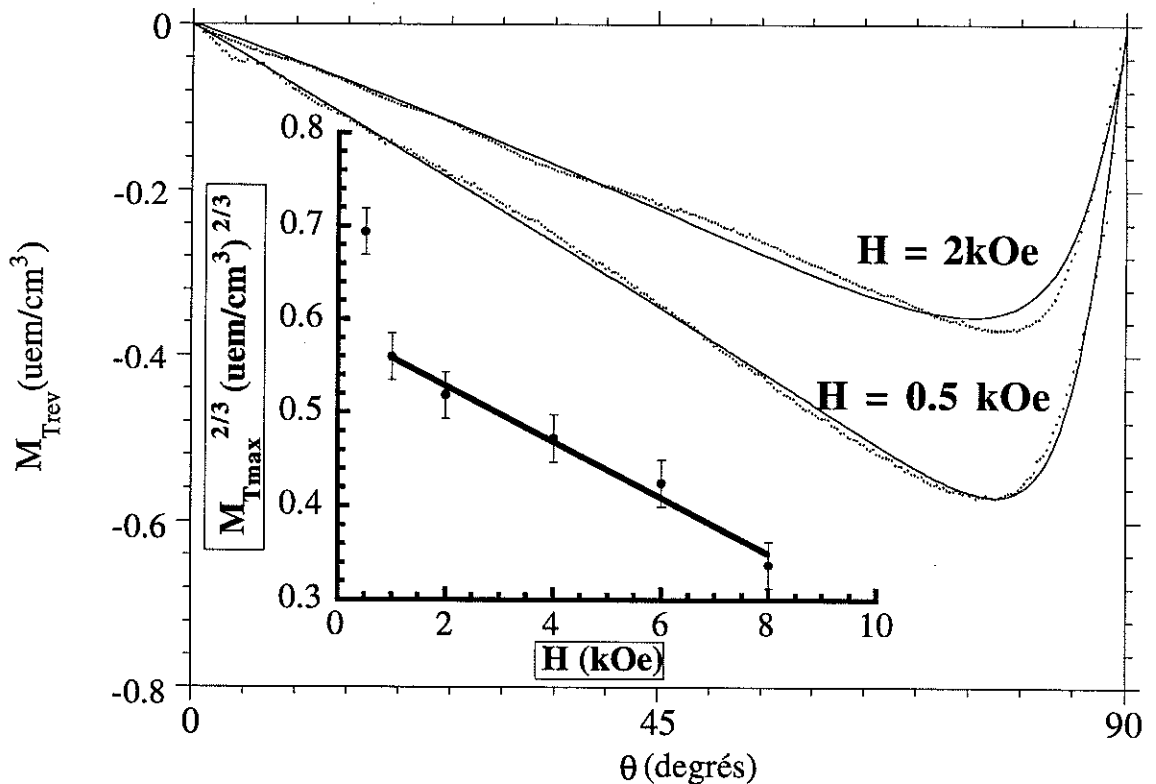


Fig. 6.8 : Variation angulaires de la composante M_{Trev} du cristal YBCO#1 pour deux valeurs de champ magnétique. L'encart montre la décroissance du maximum de M_{Trev} en fonction du champ appliqué.

Les différents paramètres obtenus ont alors été testés en les insérant dans les expressions théoriques (6.11) et (6.11'). L'interprétation des variations angulaires de M_{Trev} pour les différentes valeurs de champ $H = 0.5, 2$ et 4 kOe, a alors permis de distinguer différents régimes. Comme on peut le voir sur la Fig.6.8, la variation de $M_{Trev}(\theta)$ mesurée à 2 kOe est bien décrite par l'expression (6.11). Ce n'est pas le cas de la courbe à 4 kOe, une valeur de champ magnétique proche de $H_{c2\perp} = H_{c2}/\gamma \approx 4.8$ kOe. Le rôle important des fluctuations critiques qui est négligé dans l'approche champ moyen de G.L.A. peut être mentionné pour expliquer ce désaccord. Enfin, la variation de M_{Trev} pour $H = 0.5$ kOe est mieux décrite par l'expression (6.11') ce qui montre que l'extension (6.11') de (6.11) est plus appropriée loin de H_{c2} . Les paramètres supplémentaires $\alpha \approx 0.38$ et $\beta \approx 1.28$ extraits de ce dernier ajustement ont des valeurs raisonnables [50].

III.A.2. Mesures à plus basses températures

Le même type de mesures a été effectué pour des températures plus basses ($T = 87.4, 83$ et 77 K) et pour des valeurs de champs magnétiques allant jusqu'à 25 kOe. Pour les deux premières températures, il a pu être vérifié que la théorie de G.L.A. permet une description satisfaisante des variations angulaires du vecteur aimantation. Cependant le facteur d'anisotropie obtenu semble dépendre du champ magnétique, ce qui n'est pas prévu par la théorie de G.L.A. Cet effet se confirme à $T = 77$ K, bien que pour cette température il ne soit plus possible d'interpréter sur toute une période angulaire, les résultats expérimentaux avec l'approche tridimensionnelle anisotrope. On peut en effet voir par exemple sur la Fig.6.9, une anomalie de $M_{Trev}(\theta)$ qui se développe sur une plage angulaire proche de celle où le champ magnétique est aligné suivant l'axe $\vec{c}$. Pour l'instant, il n'existe pas d'explication claire¹¹ de ce phénomène que nous rapportons ici pour la première fois. Une étude plus spécifique se révèle être nécessaire et nous pouvons seulement constater que cette anomalie se produit à une température proche de celle pour laquelle on attend un changement de régime dimensionnel ($T_{cr} \approx 80$ K)¹² pour ce composé.

¹¹ Cet effet pourrait venir d'un effet de "Lock-In" dû aux macles. En général, l'angle qui est associé à ce phénomène est très petit, typiquement de l'ordre du degré [52] mais une distribution statistique de l'orientation des joints de macles dans la direction de l'axe $\vec{c}$ pourrait peut être, élargir cette transition.

¹² Ce critère est basé sur le calcul de $H_{c2\perp}$ à partir de la fonctionnelle de Lawrence-Doniach (cf. chapitre 1, §.IV.B.3). Deux régimes de dimensionnalité différente (2D et 3D lamellaire) sont séparés par une température caractéristiques T_{cr} déterminée à partir de l'égalité $\xi_{\perp}(T_{cr}) = \xi_{\perp}(0) / (1 - T_{cr} / T_c)^{1/2} = d / \sqrt{2}$, où d représente la distance entre 2 bi-feuillets supraconducteurs. Dans le régime 3D qui correspond au cas $\xi_{\perp}(T) \gg d$, les vortex présentent un coeur normal (vortex d'Abrikosov) alors que dans le cas quasi-2D, $\xi_{\perp}(T) \ll d$, ils en sont dépourvus (vortex Josephson).

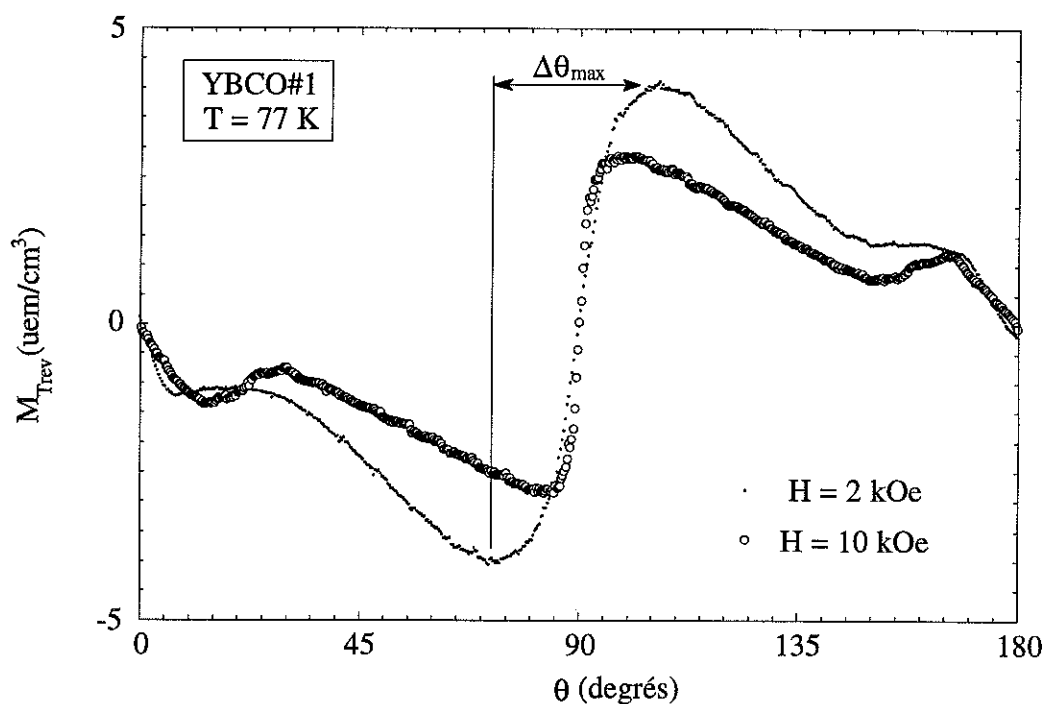


Fig. 6.9 : Variations angulaires de l'aimantation transverse réversible mesurées sur le monocristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$. On peut clairement observer une anomalie sur les courbes qui se produit pour une orientation du champ magnétique proche de l'axe $\tilde{c}$ (i.e. $\theta \approx 0$ et 180°) ainsi qu'une diminution de $\Delta\theta_{\text{max}}$ lorsque le champ magnétique augmente.

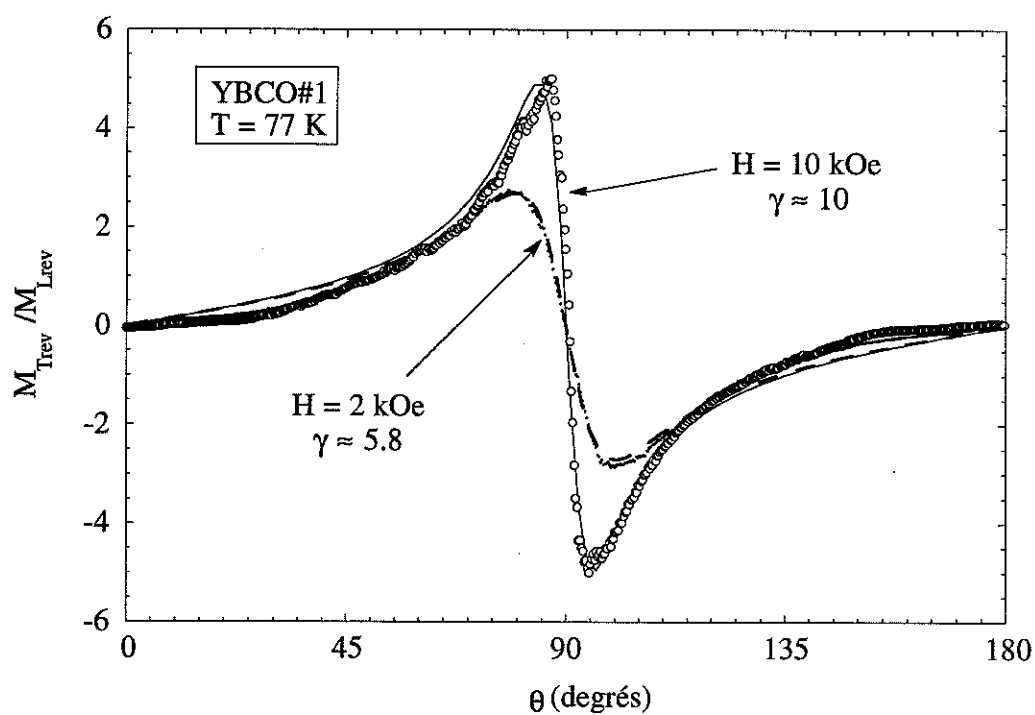


Fig. 6.10 : Ajustement des variations angulaires du rapport $M_{\text{Trev}}/M_{\text{Lrev}}$ mesurées à $T = 77 \text{ K}$ sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ pour 2 valeurs du champ magnétique appliqué.

L'autre fait marquant de la Fig.6.9 concerne la diminution importante de l'écart angulaire $\Delta\theta_{\max}$ entre les positions des deux extremums de l'aimantation M_{Trev} . Cet effet ne peut s'expliquer dans le cadre de la théorie de G.L.A. que par une dépendance en champ du facteur d'anisotropie, car conformément à la relation (6.11') :

$$\Delta\theta_{\max} \approx \frac{2}{\gamma} \left(\ln \frac{\beta\gamma H_{c2\perp}}{H} \right)^{1/2} \quad (6.13)$$

L'utilisation de cette expression (6.13) nous permet d'obtenir approximativement (i.e. en négligeant le facteur logarithmique¹³) $\gamma(10\text{kOe})/\gamma(2\text{kOe}) \approx 1.7$. Ce résultat est confirmé par l'ajustement avec l'expression (6.9) de la variation angulaire sur une période du rapport $M_{\text{Trev}}/M_{\text{Lrev}}$ qui donne comme valeurs $\gamma \approx 5.8$ et 10 pour $H = 2$ et 10 kOe respectivement (Fig.6.10).

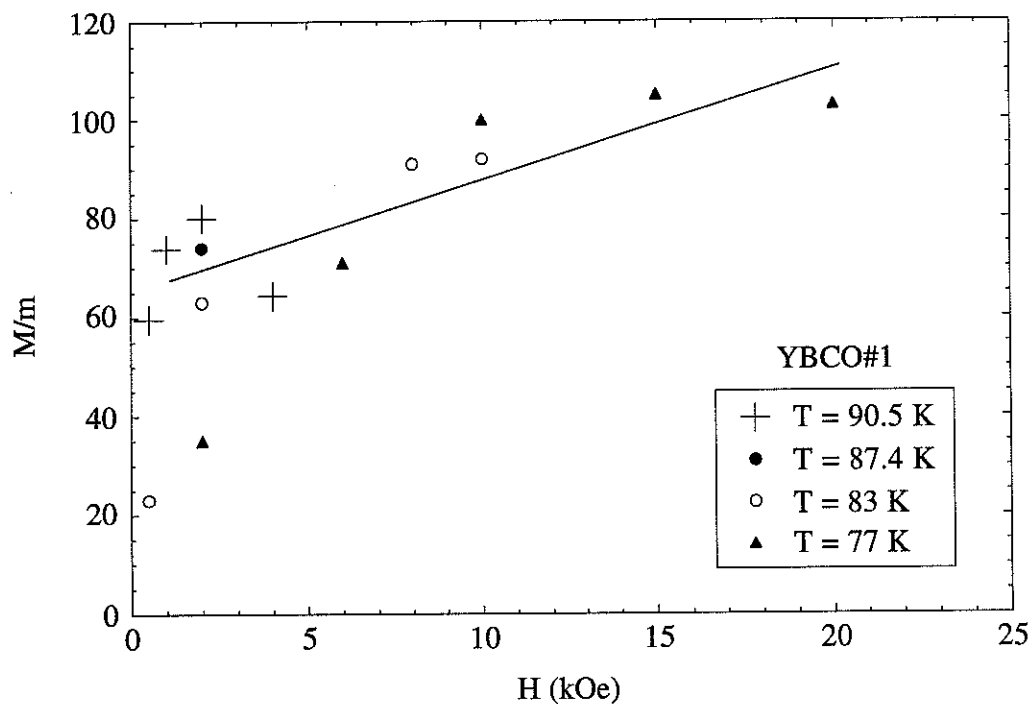


Fig.6.11 : Variation du rapport des masses effectives $\gamma^2 = M/m$ en fonction du champ magnétique et de la température. La droite montre la tendance croissante de ce rapport de l'ordre de 2 kOe^{-1} .

De manière à illustrer la tendance croissante de l'anisotropie du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ lorsque le champ magnétique augmente, nous rapportons sur la Fig.6.11 un récapitulatif de l'ensemble des valeurs obtenues pour $\gamma^2 = M/m$ en fonction du champ magnétique et de la température. Ces différents résultats ont été obtenus en utilisant l'expression théorique (6.10) et le traitement des données spécifié dans la note¹⁰.

¹³ Le rapport des facteurs logarithmiques est de l'ordre de 1.1 en prenant les paramètres du paragraphe précédent. D'autre part, on peut souligner que l'expression (6.13) est dérivée sans tenir compte de la dépendance $\gamma(H)$.

L'ensemble des résultats rapportés sur la Fig.6.11 semble indiquer une légère croissance avec le champ magnétique du facteur γ^2 pour les basses températures (i.e. $T = 77$ et 83 K). Ceci pourrait bien constituer la manifestation du changement de régime dimensionnel, mais comme on peut le constater, l'effet n'est pas "violent". Il convient tout de même d'insister sur le fait que, s'il est possible d'ajuster avec l'expression de la théorie de G.L.A. les variations angulaires du rapport M_{Trev}/M_{Lrev} pour chaque champ (Fig.6.10), cette théorie ne permet pas d'interpréter à $T = 77$ K les variations des composantes réversibles prises séparément. L'anomalie observée sur $M_{Trev}(\theta)$ lorsque le champ est proche de l'axe $\bar{c}$ en témoigne (Fig.6.9). Quant aux valeurs de γ^2 obtenues à $T = 90.5$ K, leur dispersion permet d'avoir une idée des barres d'erreurs. C'est précisément la moyenne de ces 4 valeurs qui a été donnée au paragraphe précédent.

Nous allons maintenant montrer puis discuter certains résultats obtenus avec un autre système S.H.T_C, en l'occurrence un monocristal $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ ($T_C \approx 35$ K).

III.B. Cas du composé $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$

La Fig. 6.12 montre à titre d'exemples les variations angulaires des contributions réversibles de l'aimantation transverse M_{Trev} du cristal LSCO mesurée à $T = 32.5$ K pour deux valeurs du champ magnétique appliqué, $H = 0.5$ et 10 kOe. On voit clairement que la composante de l'aimantation à fort champ, varie de manière plus brutale au voisinage de $\theta \approx 90^\circ$ (i.e. lorsque $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$). Ce fait expérimental peut être associé à un comportement plus bidimensionnel à fort champ magnétique. L'ajustement avec le résultat de la théorie de GLA de la variation angulaire de ces deux aimantations transverses n'est pas possible. Par contre, en effectuant le rapport de la position angulaire $\Delta\theta_{max}$ des deux extremums de M_{Trev} (Fig.6.12), nous avons pu obtenir un ordre de grandeur du rapport des facteurs d'anisotropie, $\gamma(10kOe)/\gamma(0.5kOe) \approx 10$ qui donne une première vérification quantitative à l'interprétation proposée. D'autre part, l'ajustement théorique avec l'expression (6.10) des variations angulaires du rapport M_{Trev}/M_{Lrev} mesurées (Fig.6.12), permet de confirmer ce résultat. Elle donne comme facteurs d'anisotropie, les deux valeurs bien distinctes $\gamma \approx 4$ et 50 pour $H = 0.5$ et 10 kOe respectivement¹⁴.

S'il convient peut être, de ne pas accorder trop de crédit aux valeurs de γ prises séparément¹⁵, il faut par contre insister sur le fait que ces valeurs sont très nettement différentes montrant ainsi un effet qui se révèle être important : le champ magnétique semble découpler le système lamellaire. Nous retrouvons sur le composé $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ la

¹⁴ Ces ajustements théoriques ont subis les mêmes processus itératifs que ceux spécifiés dans la note ¹⁰.

¹⁵ puisqu'elles découlent d'une expression théorique qui suppose le facteur d'anisotropie indépendant du champ.

tendance beaucoup plus faible observée uniquement à basse température, sur le cristal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Cette dépendance en champ du paramètre γ constitue peut être une signature du caractère quasi-2D.

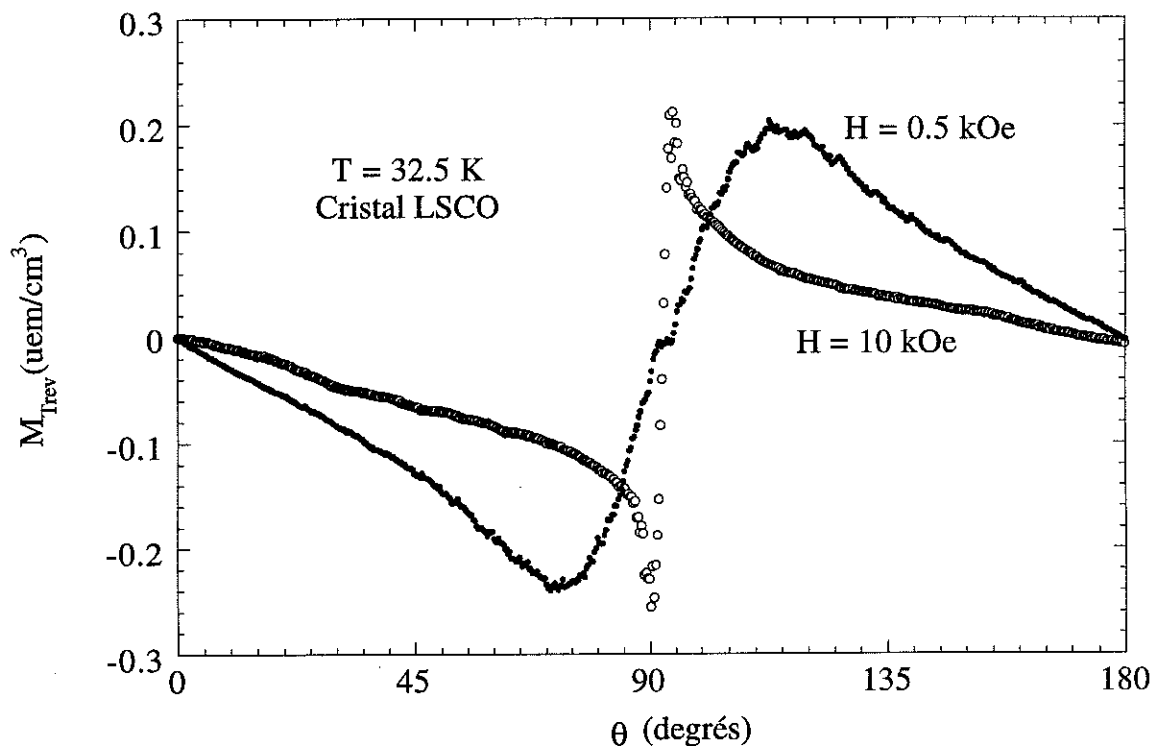


Fig.6.12: Variation angulaire de la composante M_{Trev} du cristal $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ pour deux valeurs du champ magnétique appliqué.

Considérons maintenant de manière phénoménologique, la transformation d'échelle angulaire proposée par G. Blatter et al. [49] (cf. chapitre 1, § IV.A.6). D'après celle-ci, à une dépendance en champ du paramètre d'anisotropie $\gamma(H)$ correspond une dépendance en angle. Autrement dit, γ peut, en fait, être une fonction de la variable $H\sqrt{\cos^2\theta + \gamma^{-2}\sin^2\theta}$ qui dans la limite où $\gamma^2 \gg 1$, se réduit à $\gamma(H|\cos\theta|)$. L'argument du "scaling" angulaire prévoit, dans l'hypothèse d'une variation monotone croissante de la fonction $\gamma(H)$ ¹⁶, un découplage du au champ, plus important lorsque celui-ci est suivant l'axe $\vec{c}$ que lorsqu'il est orienté dans la direction perpendiculaire. Pour illustrer ce point précis, on peut mentionner les mesures de couple magnétique effectuées par B. Janossy et al. [164] sur un cristal $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$. En effet, de manière à pouvoir interpréter leurs résultats avec la théorie de G.L.A., ces auteurs ont été obligés de considérer 2 valeurs du facteur d'anisotropie, la plus faible convenant mieux pour décrire la variation du couple lorsque θ est voisin de 90° . Par ailleurs, ces travaux montrent également que, pour $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$, le facteur d'anisotropie décroît lorsque la température augmente à champ magnétique fixé. Quant aux valeurs du facteur d'anisotropie que nous avons pu obtenir sur ce composé à plus basses températures en utilisant la relation

¹⁶ hypothèse qui, peut être, n'est pas justifiée.

(6.9), elles sont toutes comprises entre les deux valeurs extrêmes $\gamma \approx 5$ et 50. La tendance à avoir des anisotropies plus importantes pour les champs magnétiques les plus élevés est nettement confirmée. Une valeur moyenne de l'ensemble de ces résultats peut être donnée : $\langle \gamma \rangle \approx 30$.

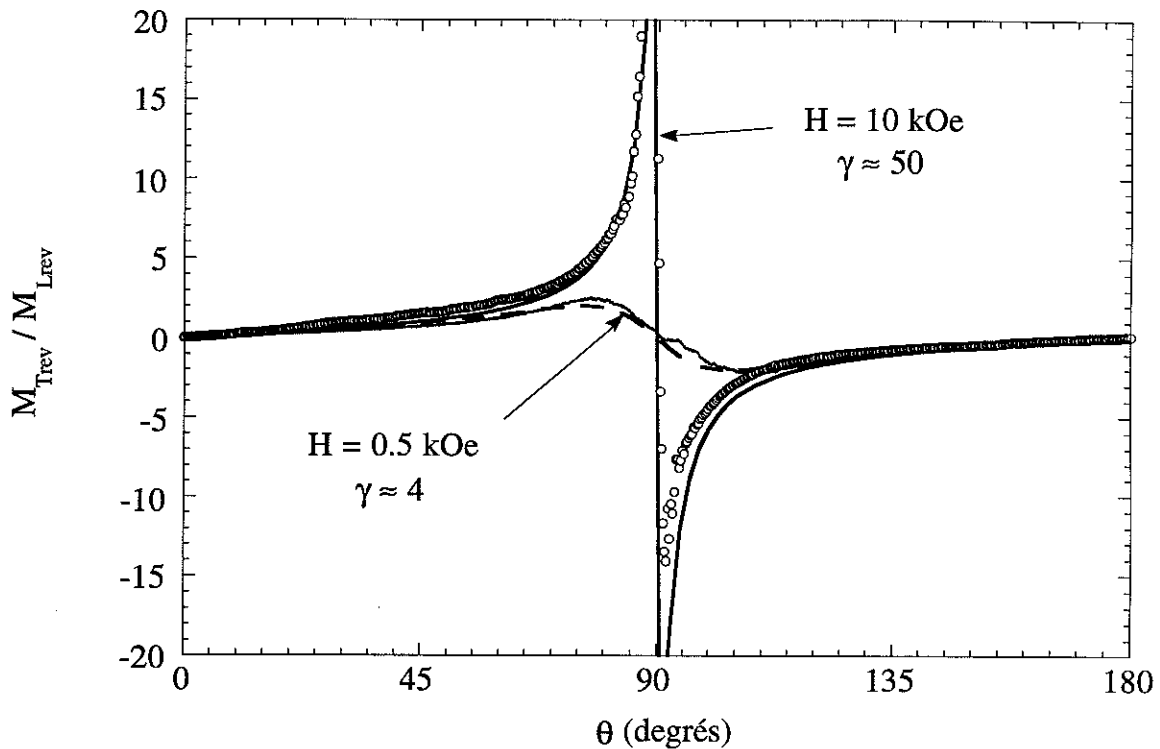


Fig.6.13 : Variation angulaire du rapport M_{Trev} / M_{Lrev} du cristal $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ et ajustement des points expérimentaux avec l'expression de la théorie de Ginzburg-Landau Anisotrope.

D'une manière générale, les évidences expérimentales semblent donc indiquer que pour $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$, le facteur d'anisotropie γ obtenue avec la théorie de G.L.A. est une fonction du champ H , de la température T , et de l'angle θ . Mais quel est le phénomène physique qui se trouve l'origine de telles dépendances ? Une explication de ces comportements peut venir d'un effet de proximité qui se développe dans la structure lamellaire [61],[166]. L'autre alternative que nous allons maintenant discuter, consiste à considérer que la théorie de G.L.A. n'est pas assez précise pour interpréter la variation angulaire du rapport M_{Trev}/M_{Lrev} (ainsi que celle de M_{Trev}) au voisinage de $\theta \approx 90^\circ$ et qu'il est alors nécessaire de considérer la description lamellaire (i.e. le modèle de Lawrence-Doniach).

III.C. L'autre alternative à l'explication d'une anisotropie dépendant du champ

Mais une dépendance en champ du facteur d'anisotropie n'est pas la seule explication possible pour les effets observés. C'est celle qui ressort de l'analyse utilisant la théorie de

G.L.A. Si on considère une théorie "plus fine" telle que celle permettant une description 3D lamellaire à proximité de T_c, il est alors possible de fournir une interprétation différente. En effet, cette approche prend en compte la formation de décrochements sur les lignes de vortex et il se pourrait que la transition de verrouillage¹⁷ puisse contribuer à faire augmenter de manière fictive, γ avec le champ. Cette alternative vaut surtout pour le cristal La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ qui révèle, comme le montre la Fig.6.11, un fort changement de la pente $dM_{Trev}/d\theta$ en fonction du champ au voisinage de $\theta \approx 90^\circ$ (i.e. $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$)¹⁸. Il n'est donc pas exclu que le fort effet du champ attribué à une variation $\gamma(H)$ vienne en partie (sinon en totalité) de la transition de "Lock-In". En revanche, comme on peut le voir sur la Fig.6.10 les mesures effectuées sur YBa₂Cu₃O_{7- δ} ne révèlent presque pas de dépendance en champ de la pente $dM_{Trev}/d\theta|_{90^\circ}$ et donc la légère variation de $\gamma(H)$ rapportée pour ce système est peut être bien réelle. Une investigation expérimentale plus poussée dans ce sens est encore nécessaire pour ces 2 composés.

Nous allons maintenant aborder l'interprétation de la variation angulaire des contributions irréversibles et plus particulièrement celle de M_{Tir} , ce qui va nous amener à revenir un peu plus longuement sur la transition de verrouillage.

IV. Etude des contributions irréversibles au vecteur aimantation des S.H.T_c

IV.A. Les principales caractéristiques de la contribution irréversible transverse

Dans ce paragraphe, nous allons principalement insister sur la variation angulaire de la composante M_{Tir} en fonction du champ magnétique et de la température. La raison essentielle tient au fait que celle-ci peut être interprétée assez simplement, (cf. Chapitre 3, §III.C) en termes de densités de courant critique et de coefficient de viscosité. Mais revenons tout d'abord sur la construction des différentes contributions. La Fig.6.14 rapporte en exemple, l'hystérésis rotationnelle de la composante transverse mesurée à T = 77 K pour un champ H = 10 kOe ainsi que les parties réversible et irréversible obtenues en utilisant les relations (6.1) et (6.2).

Comme on peut le voir sur la Fig.6.14, l'aimantation transverse de YBCO#1 à T = 77 K est principalement de nature irréversible ce qui reflète de très forts effets de piégeage des

¹⁷ "Lock-In" en anglais,

¹⁸ Nous rappelons que la manifestation expérimentale la plus directe de la transition de "Lock-In" est une variation de l'aimantation transverse au voisinage de $\theta \approx 90^\circ$, qui au lieu d'être de l'ordre de $\theta H_{c1} // \gamma / 4\pi(1-N)$ dans la théorie de G.L.A. (en supposant $\gamma \gg 1$) devient égale à $\theta H / 4\pi(1-N)$ où N désigne le facteur de champ démagnétisant. Nous reviendrons un peu plus longuement sur cette transition de verrouillage dans le prochain paragraphe.

vortex. Quant à la contribution réversible, elle apporte uniquement une très légère dissymétrie à la variation totale.

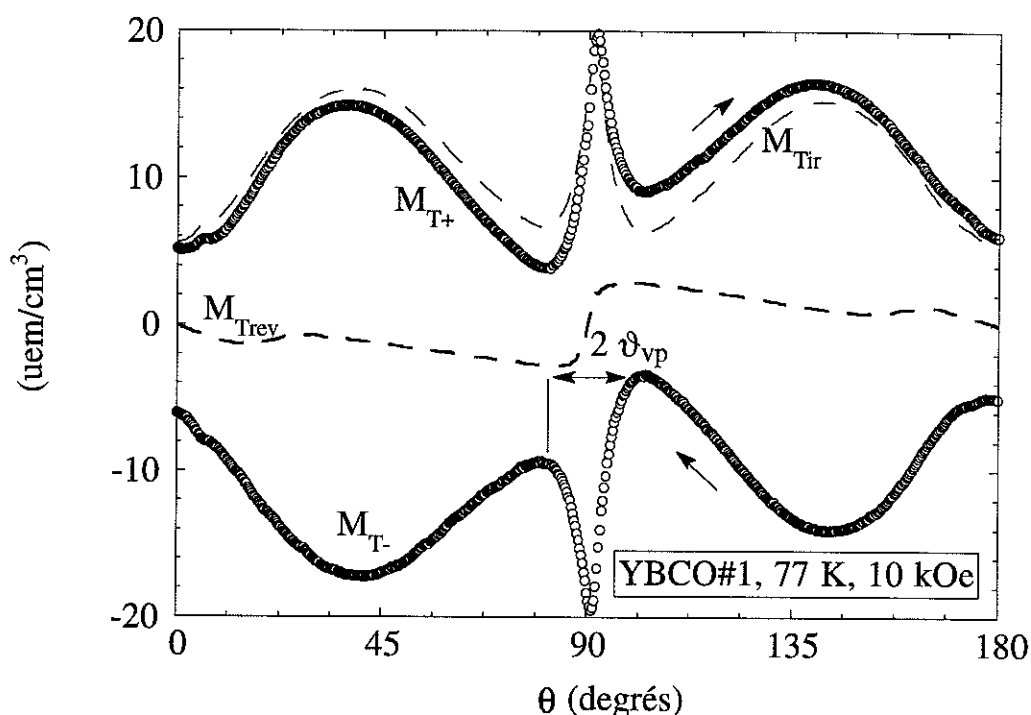


Fig.6.14 : Un exemple d'hystérésis rotationnelle de l'aimantation transverse mesurée sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Les contributions réversible et irréversible qui en sont issues sont représentées en pointillé.

De manière schématique, la variation angulaire de M_{Tir} (fonction paire de θ) se caractérise pour ce composé par :

- un pic pointu pour θ voisin de 90° (i.e. $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$),
- un maximum secondaire pour chacune des orientations du champ magnétique intermédiaire entre la direction de l'axe $\vec{c}$ et celle des plans $(\vec{a}, \vec{b})$, et
- un fond continu isotrope (donné par la valeur moyenne $\langle M_{Tir} \rangle$).

Le maximum très pointu de M_{Tir} est en général associé au piégeage "intrinsèque". En effet, dans les S.H.T.C, on peut considérer que la structure lamellaire génère des barrières de Peierls qui empêchent le mouvement des vortex. Ce mécanisme se produit un peu de manière analogue à ce qui se passe pour les dislocations dans un cristal. Nous reviendrons ultérieurement sur les nuances à apporter à une telle description de manière à pouvoir interpréter nos résultats expérimentaux. Quant au fond continu isotrope, il a pour principale origine l'ancrage des vortex sur des défauts extrinsèques du matériau. Les candidats potentiels sont les lacunes d'oxygène, les joints de macles, des inclusions de phase parasite...

De manière à terminer cette présentation générale, étudions maintenant de manière qualitative le rôle de l'anisotropie du composé sur les différentes caractéristiques du

comportement angulaire de l'aimantation transverse irréversible. Pour cela, comparons les variations de $M_{Tir}(\theta)$ extraites de la Fig.6.1 et qui se rapportent aux deux systèmes S.H.T_c étudiés à savoir $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ et $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$.

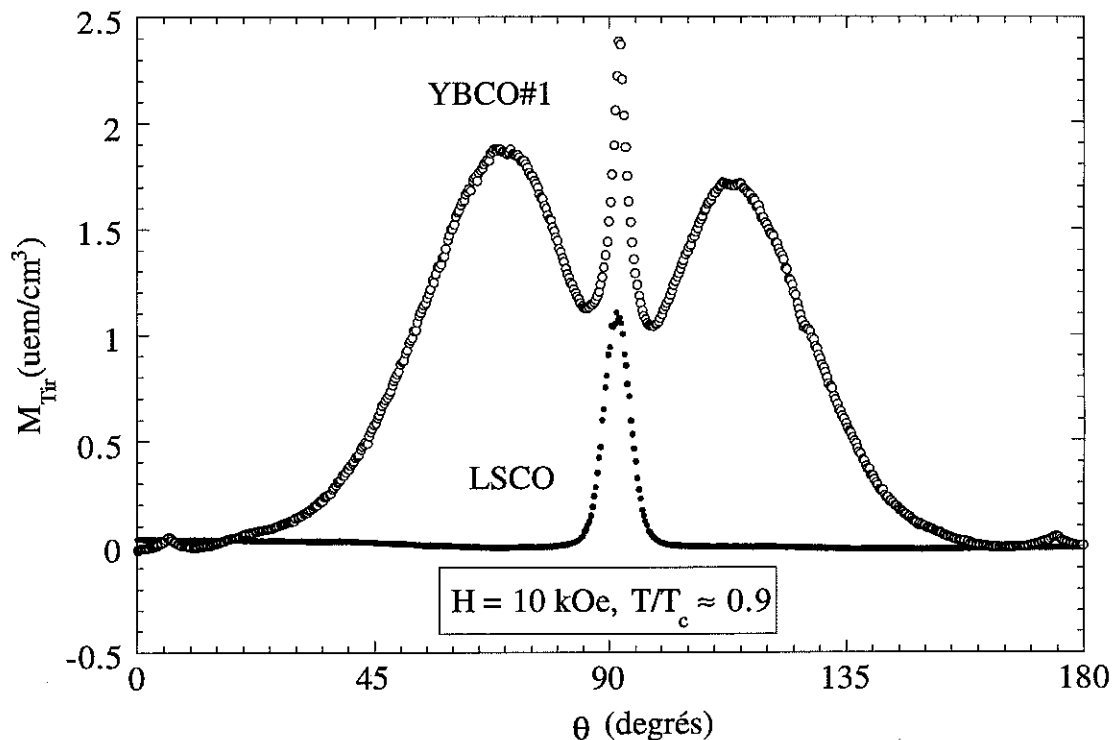


Fig.6.15 : Comparaison entre les aimantations transverse irréversibles mesurées sur les cristaux $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ à $T = 83$ K et $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ à $T = 32.5$ K.

La Fig.6.15 révèle que pour le composé au lanthane, $M_{Tir}(\theta)$ ne présente que le seul maximum correspondant au piégeage intrinsèque de la structure lamellaire. Le fond continu isotrope ainsi que les maximums secondaires sont absents, ce qui témoigne d'une certaine inefficacité des défauts extrinsèques à piéger les vortex dans ce système. Ce fait est à relié à la plus grande anisotropie de la structure du cristal $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$, à sa tendance à développer une supraconductivité quasi-2D dans laquelle le rôle des fluctuations thermiques se trouve donc être amplifié.

Dans cette partie, nous allons principalement nous intéresser à la variation brutale de M_{Tir} lorsque θ est proche de 90° et plus précisément à l'amplitude du maximum ainsi qu'à sa demi-largeur angulaire ϑ_{vp} telle qu'elle est définie sur la Fig.6.14¹⁹. Mais de manière à pouvoir mieux comprendre l'origine physique de l'aimantation transverse irréversible, commençons par comparer les résultats de la Fig.6.14 à ceux mesurés sur un échantillon

¹⁹ Pour des raisons de précision, celle-ci sera mesurée sur l'aimantation transverse totale qui, comme on peut le voir par exemple sur la Fig.6.14, est peu affectée par largeur angulaire beaucoup plus étroite de la variation de M_{Trev} .

texturé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Ceci va permettre une première discussion concernant le rôle de la microstructure sur la forme des signaux obtenus.

IV.B. Quelques éléments pour une comparaison entre $M_{\text{Tir}}(\theta)$ et les mesures de transport de la densité de courant critique

Les valeurs de $M_{\text{Tir}}(\theta)$ qui correspondent à l'échantillon $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ texturé (Fig.6.16), sont extraites des mesures de couple magnétique de K. Tenya et al. [167]. Elles ont été effectuées à $T = 77$ K dans un champ magnétique de 10 kOe. De manière à pouvoir les comparer à nos résultats de la Fig.6.14, ces valeurs ont été multipliées par un facteur d'échelle ($\alpha \approx 0.34$) prenant en compte la différence de rayon entre les deux échantillons.

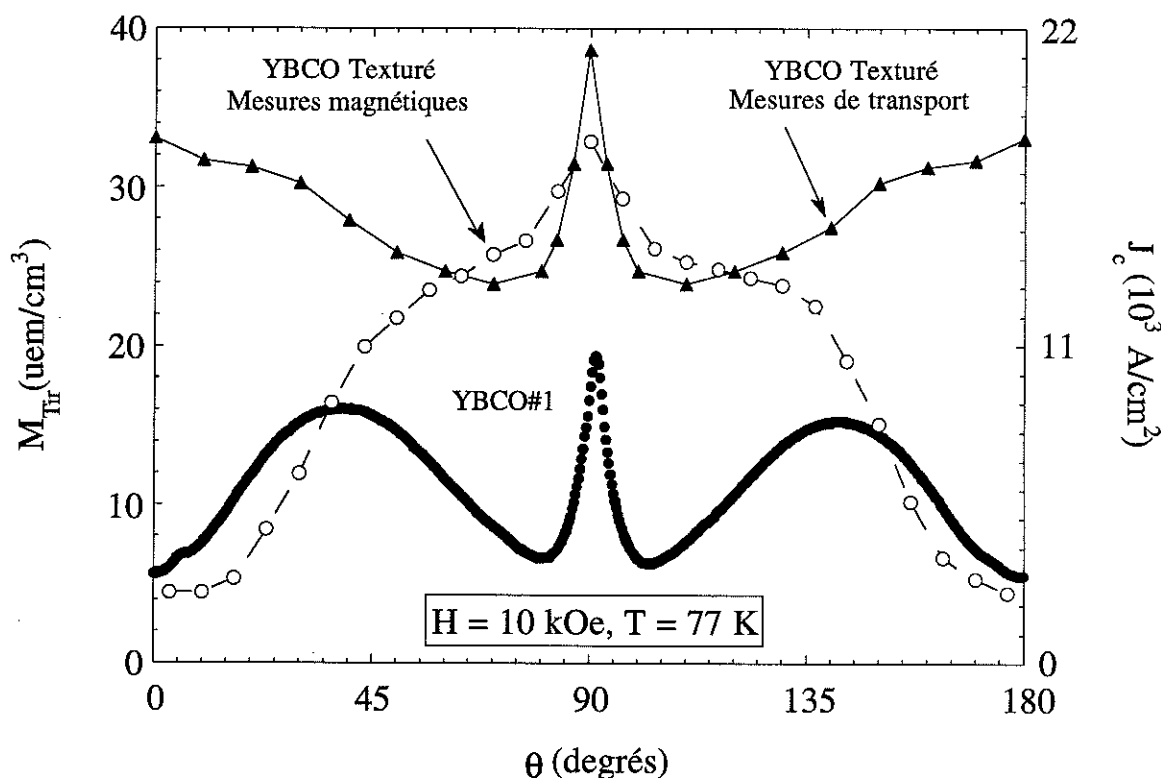


Fig.6.16 : Comparaison entre l'aimantation transverse irréversible mesurée sur un cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et celle venant d'un échantillon texturé [167]. Les mesures de transport de la densité de courant critique sont extrait de la référence [168]. La seconde échelle à droite de la figure montre également la correspondance entre les uem/cm^3 et les A/cm^2 obtenue à partir du premier terme de (6.14) et en prenant $R \approx 0.425$ mm.

L'aimantation $M_{\text{Tir}}(\theta)$ de l'échantillon texturé se révèle sur la plage angulaire approximative $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$ (Fig.6.16) plus importante que celle du cristal. Si l'augmentation significative de la valeur moyenne $\langle M_{\text{Tir}} \rangle$ peut aisément se justifier en comparant la microstructure des deux échantillons, la différence entre les deux variations angulaire est, quant à elle, plus délicate à interpréter.

La valeur plus élevée de $\langle M_{Tir} \rangle$ dans le cas de l'échantillon texturé a très vraisemblablement pour origine la présence de précipités de phase verte qui agissent comme des centres d'ancrages efficaces sur les vortex ²⁰. Par contre ces défauts extrinsèques n'occultent pas le maximum du piégeage lorsque $\theta = 90^\circ$. Ils semblent même le renforcer, en atténuant par contre son anisotropie ce qui se traduit par un maximum de M_{Tir} plus arrondi pour l'échantillon texturé. Ces résultats (Fig.6.16) semblent apporter une première indication au fait que le maximum de J_c à $\theta = 90^\circ$ n'est pas d'origine intrinsèque. Le prochain paragraphe développera un peu plus ce point particulier.

Au chapitre 3 (§III.C), nous avons introduit une expression simple permettant une interprétation du couple irréversible dans le cas isotrope²¹. En première approximation, on peut considérer la généralisation de cette approche au cas anisotrope. Elle permet d'écrire l'aimantation transverse sous la forme :

$$M_{Tir}(\theta, \dot{\theta}) = \frac{4J_c(\theta)R}{3\pi c} \text{sign}(\dot{\theta}) + \frac{\pi \eta(\theta)R^2}{2\phi_0} \dot{\theta} \quad (6.14)$$

où $J_c(\theta)$ est une "certaine" densité de courant critique qui en toute rigueur dépend de la variable $\dot{\theta}$ et $\eta(\theta)$ un coefficient de viscosité. L'approximation courante consiste, pour les faibles vitesses de rotation, à négliger le second terme de cette expression. Vérifions le dans notre cas en effectuant un rapide calcul d'ordre de grandeur de la fréquence de coupure $\dot{\theta}_c$ au dessous de laquelle, la contribution venant du frottement visqueux des vortex devient inférieure à celle ayant pour origine leur piégeage²². D'après (6.14),

$$\dot{\theta}_c = \frac{8}{3\pi^2 c R} \frac{\phi_0 J_c}{\eta} = \frac{8 c}{3\pi^2 R} \frac{\rho_n J_c}{H_{c2}} \quad (6.15)$$

où la seconde égalité est obtenue en utilisant l'expression de la viscosité en fonction de la résistivité de l'état normal ρ_n et du champ critique supérieur H_{c2} à savoir, $\eta \approx \phi_0 H_{c2} / \rho_n c^2$ [21 p.165]. En prenant $\rho_n \approx 100 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $H_{c2}(77 \text{ K}) \approx 100 \text{ Tesla}$ et $J_c(77 \text{ K}) \approx 10^4 \text{ A/cm}^2$, on obtient alors $\dot{\theta}_c \approx 30 \text{ radian/s}$, ce qui constitue plutôt une valeur minimum étant donné la large

²⁰ La phase dite verte est une phase de décomposition peritectique, elle a pour composition Y_2BaCuO_5 . Soulignons que la présence de telles inclusions dans les gros cristaux est également possible, mais en proportion moindre. Suivant le mode de texturation, la proportion de phase verte peut atteindre 35 %, alors que dans un cristal elle est au maximum de l'ordre de 10%. L'effet de cette phase sur le piégeage des vortex semble assez bien démontré [167],[168]. Pour une revue sur le sujet on pourra consulter la référence [169].

²¹ Il n'est peut être pas inutile de rappeler que la modélisation dans le cas isotrope repose sur l'approximation considérant des vortex rectilignes (i.e. approximation de l'élasticité locale). Les différents coefficients numériques sont quant à eux relatifs à un échantillon cylindrique de rayon R ce qui correspond bien à notre cas.

²² Celui-ci peut être considéré comme un frottement solide.

majoration utilisée pour le champ critique supérieur²³. De toute manière, comme cette valeur de fréquence caractéristique est supérieure d'au moins 2 ordres de grandeur à la vitesse de rotation de l'échantillon $\dot{\theta} \approx 5.10^{-2}$ radian/s, le second membre de (6.14) peut être négligé dans l'interprétation de nos résultats.

L'application du premier terme de la relation (6.14) à la valeur du maximum de l'aimantation transverse irréversible de l'échantillon texturé permet d'obtenir comme densité de courant critique $J_c(\theta = 90^\circ) \approx 2.10^4$ A/cm² pour $H = 10$ kOe²⁴. Cette valeur est tout à fait comparable à celles typiquement obtenues en mesures de transport pour cette orientation du champ magnétique. Nous avons également rapporté comme exemple sur la Fig.6.16, les densités de courant critique obtenues par l'équipe de R. Tournier sur un échantillon texturé [168]. On peut ainsi voir que lorsque le champ est appliqué selon l'axe $\vec{c}$, les mesures de transport donnent en général une densité critique nettement supérieure à celle issue des mesures magnétiques²⁵. Il est possible d'expliquer simplement ce désaccord en revenant sur la modélisation qui permet d'obtenir la relation (6.14). En effet, une des hypothèses qui mènent à ce résultat est de considérer que la ligne de vortex est piégée sur toute sa longueur. Si cela semble assez bien justifié lorsque les vortex sont piégés intrinsèquement par la structure lamellaire, il n'en est pas de même lorsque le champ quitte l'orientation des plans $(\vec{a}, \vec{b})$. Une des possibilités pour prendre en compte ce phénomène sans trop modifier l'expression (6.14) consiste à considérer un rayon effectif $R_{\text{eff}} < R$ (éventuellement dépendant de l'angle θ) à la place de celui du cylindre²⁶. Une telle approche permet par exemple de conclure que lorsque $\vec{H} // \vec{c}$, la différence entre la densité de courant critique obtenue par mesures de transport et celle venant de l'aimantation transverse irréversible vient du fait qu'en moyenne, les lignes de vortex sont piégées sur environ 10 % de leur longueur.

Nous allons maintenant plus particulièrement nous intéresser aux valeurs de $J_c(\theta = 90^\circ)$ extraites de l'aimantation transverse irréversible.

IV.D. Etude du pic "intrinsèque" de M_{Tir} en fonction du champ magnétique et de la température

²³ La valeur du champ critique supérieur utilisée est celle qui est obtenue à 77 K en considérant la variation linéaire $dH_{c2}/dT = -8$ Tesla/Kelvin déterminée au paragraphe précédent.

²⁴ L'échelle située sur la droite de la Fig.6.16 porte la graduation en A/cm² correspondant aux valeurs d'aimantation. Elle a été obtenue en prenant le rayon du cristal YBCO#1, $R \approx 0.425$ mm.

²⁵ On peut d'ailleurs remarquer la plus faible anisotropie des courants critiques de transport $J_c(90^\circ)/J_c(0^\circ) \approx 1.2$.

²⁶ On retrouve ici en quelque sorte, la même alternative que celle permettant à partir du modèle de Bean, de prendre en compte les effets de granularité dans l'interprétation de la largeur des cycles d'hystérésis unidirectionnel (cf. chapitre 5, § III.B.3).

La Fig.6.17 rapporte la variation angulaire de M_{Tir} à différentes températures et pour un champ magnétique de 2 kOe. La décroissance brutale du maximum de cette contribution pour $T < 77$ K coïncide également avec une forte diminution du fond continu isotrope (i.e. de $\langle M_{Tir} \rangle$).

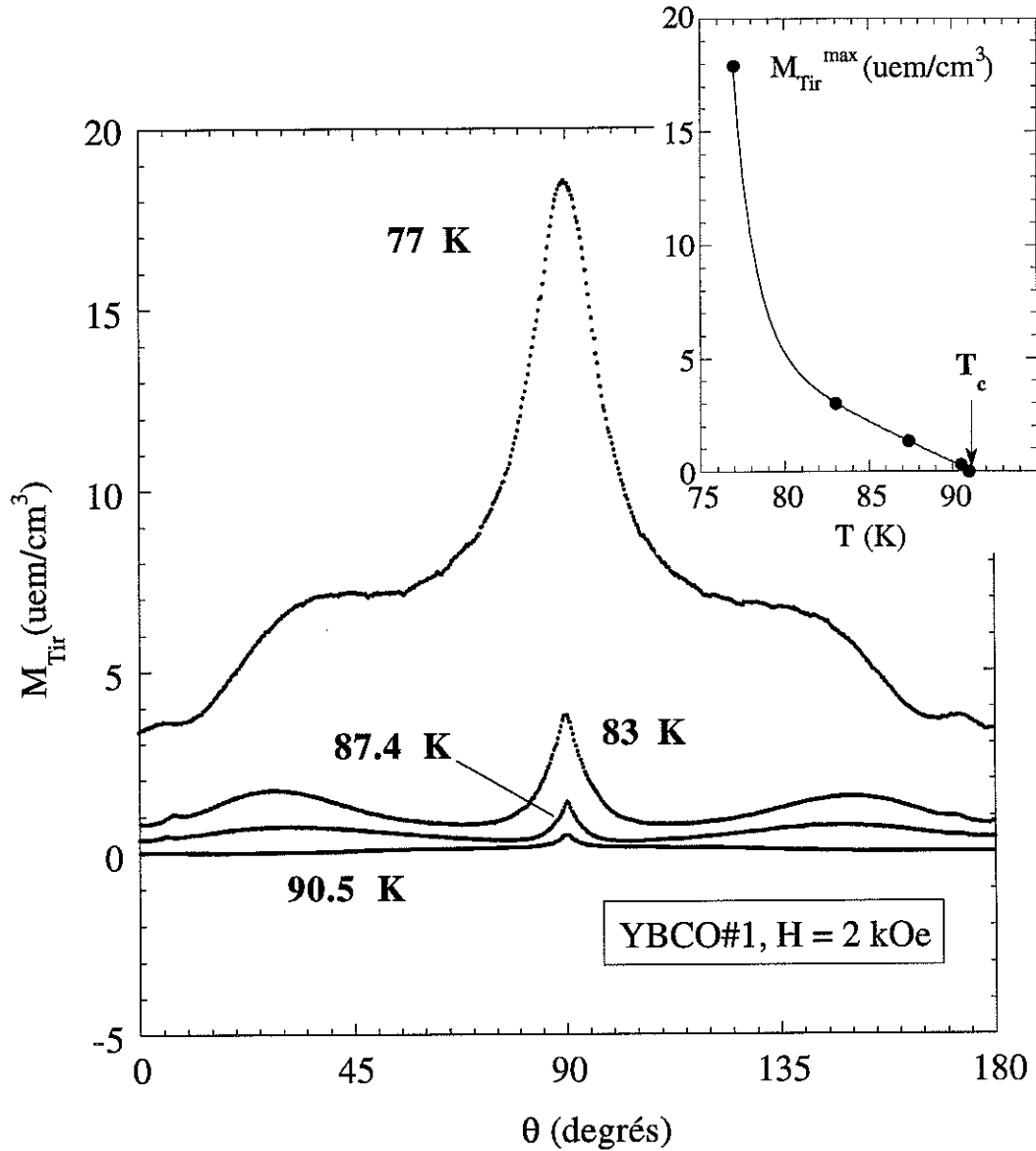


Fig.6.17 : Variation angulaire de $M_{Tir}(\theta)$ pour différentes températures. L'encart montre la décroissance avec la température du maximum de cette contribution qui correspond au cas où le champ magnétique est appliqué suivant les plans. La courbe reliant les points est une simple interpolation.

Mais commençons par la remarque suivante. L'analogie avec les barrières de Peierls-Nabarro pour les dislocations dans les solides cristallins²⁷ conduirait à une estimation de la barrière d'ancrage intrinsèque sous la forme $\exp(-\alpha \xi_{\perp}(T)/d)$, α étant une constante numérique. Par conséquent, la densité de courant critique proportionnelle à cette barrière (en première approximation) devrait devenir exponentiellement faible dès que $\xi_{\perp}(T)$ commence à être grand

²⁷ On pourra par exemple consulter sur ce sujet le livre de J. Friedel [170].

devant d, c'est à dire dès que $T > T_{cr}$. Or, les mesures de la Fig.6.17 montrent une persistance du piégeage des vortex jusqu'à $T_c - T = 0.5$ K. Cet effet ne peut donc pas être expliqué avec une barrière intrinsèque contenant uniquement un terme de type Peierls-Nabarro.

Cette interprétation qualitative rejoint le résultat théorique obtenu dans la limite 3D-lamellaire par D. Feinberg et M. Ettouhami [61],[63]. Ces auteurs montrent à partir d'un calcul perturbatif sans fluctuations thermiques, que la barrière de piégeage intrinsèque est en fait dominée par un terme qui décroît de manière linéaire avec la température. Cependant comme nous allons maintenant le discuter, les valeurs de J_c qui peuvent être extraites de nos mesures, sont trop faibles pour pouvoir être d'origine intrinsèque. Il existe donc un autre mécanisme qui gouverne la décroissance avec la température du maximum de J_c observée.

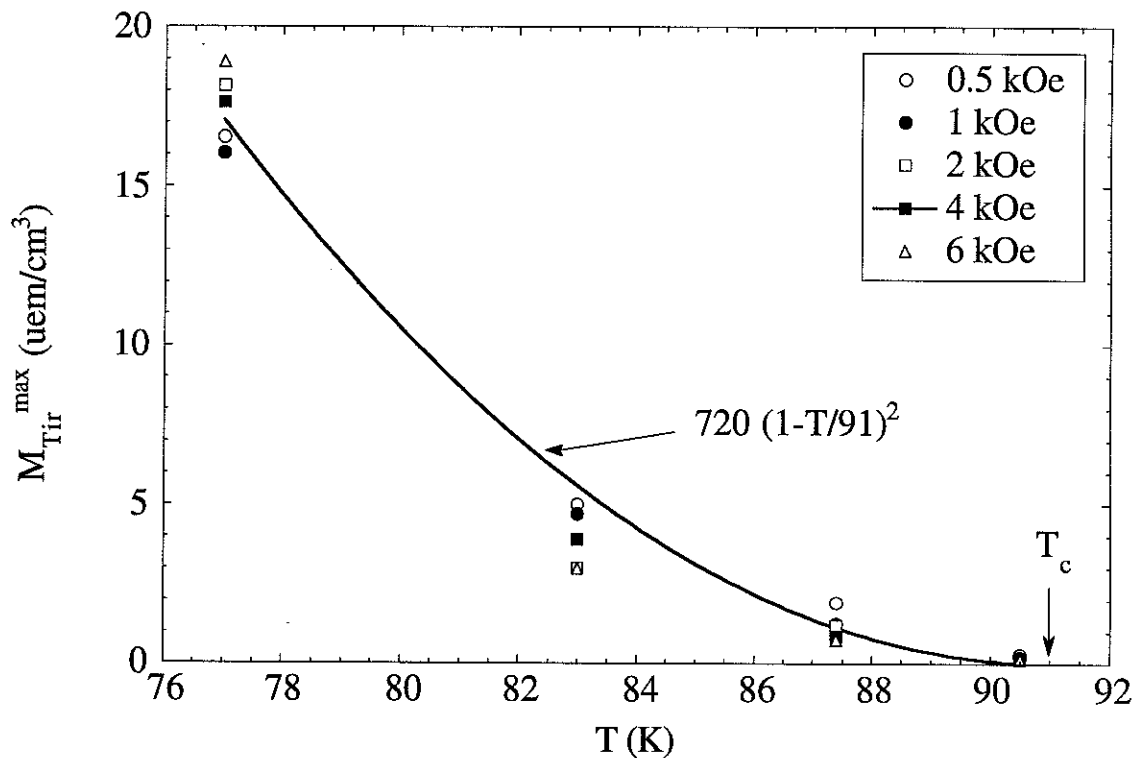


Fig.6.18 : Variation avec la température du pic intrinsèque de l'aimantation transverse irréversible. On peut remarquer la faible dépendance en champ magnétique.

La Fig.6.18 rapporte des mesures de $M_{Tir}(\theta = 90^\circ)$ pour différentes valeurs de champ magnétique et de la température. Le régime de piégeage est individuel, chaque segment de vortex ressent une barrière de potentielle de manière optimale ce qui se traduit par une non (faible) dépendance en champ des valeurs obtenues aux différentes températures. D'autre part, on peut souligner qu'il est possible d'ajuster chacune des courbes $M_{Tir}(90^\circ)$ avec une variation parabolique de la température. La densité de courant critique extrapolée à 0 K obtenue en ne considérant que le premier terme de (6.14) vaut $J_c(0) \approx 4.5 \cdot 10^5$ A/cm². Cette valeur est très inférieure à celle que l'on attend pour un piégeage intrinsèque, qui est un ordre de grandeur

inférieure au courant critique de brisure des paires de Cooper (typiquement $J_{dp} \approx 10^8\text{-}10^9$ A/cm²).

Une explication de ce résultat peut être donnée en considérant que le mécanisme qui gouverne le maximum de J_c a pour origine, le dépiégeage des kinks présents sur chaque ligne de vortex. Autrement dit, le maximum de courant critique qui peut être extrait des mesures rotationnelles est plutôt de "type" $J_c^{ab,c}$ ²⁸. Encore faut-il justifier la présence de ces kinks lorsque $\theta = 90^\circ$. Dans notre expérience, on sait que le mouvement de rotation provoque une courbure des lignes de flux près des bords de l'échantillon (cf. chapitre 3, §III.C). Par conséquent, il peut subsister à $\theta = 90^\circ$ une densité de flux perpendiculaire aux plans, rémanente. Dans le cadre de la transition de verrouillage, ceci signifie que le nombre de kinks au lieu de s'annuler passe par un minimum lorsque le champ est suivant les plans.

L'autre origine des kinks peut être due aux fluctuations thermiques. En réalité, les vortex ne sont pas infiniment rigides, mais ont une certaine élasticité. Ils peuvent contourner la barrière en se déformant, faisant intervenir par ce fait leurs degrés de liberté internes. Le mécanisme classique consiste à nucléer une paire de kink-antikink qui en se déplaçant en sens inverse vont permettre à la ligne de vortex de franchir la barrière. Ce type de mécanisme est à priori celui qui peut permettre d'interpréter les mesures de transport sous champ magnétique de la densité de courant critique.

IV.E. Etude des dépendances en champ et en température de la largeur du pic : Interprétation en termes d'effet précurseur à la transition de verrouillage

Dans un premier temps, commençons par rappeler brièvement l'idée physique qui est associée à la transition de verrouillage ("Lock-In") des lignes de vortex dans un supraconducteur présentant une structure lamellaire [71]. Celle-ci a pour origine le fait que la tension de ligne des vortex dans cette structure est inférieure lorsque ceux-ci sont alignés suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$ que lorsqu'ils se trouvent dans la direction perpendiculaire. Il en résulte que le supraconducteur peut se trouver dans un état Meissner pour la seule composante de $\vec{B}$ parallèle à $\vec{c}$. L'angle de verrouillage ϑ_v repéré par rapport aux plans $(\vec{a}, \vec{b})$ ²⁹ à partir duquel cette transition se produit, peut être déterminé simplement en égalant le champ critique inférieur $H_{c1\perp}$ à la projection de $\vec{B}$ suivant l'axe $\vec{c}$:

$$B \sin \vartheta_v \approx B \vartheta_v = H_{c1\perp} \quad (6.16)$$

²⁸ d'après la convention choisie au chapitre 5 (§III.B.2); on rappelle que le premier exposant représente la direction du courant et le second celle du champ.

²⁹ On définit l'angle ϑ comme étant égale à $\pi/2 - \theta$.

Cette relation se révèle être une bonne approximation dans le régime quasi-2D et doit être corrigé pour le cas 3D-lamellaire [61],[63] et [73].

Formulons maintenant d'une autre manière l'argument qui permet d'obtenir l'expression (6.16). Aussi peut-on dire que pour un champ magnétique appliqué dans une direction proche des plans $(\vec{a}, \vec{b})$, les décrochements sur la ligne de vortex vont disparaître ou apparaître, la transition étant réversible en absence de piégeage, lorsque la distance moyenne entre deux kinks voisins $d_k = \sqrt{\phi_0 / B |\sin \vartheta_v|}$ est de l'ordre de la profondeur de pénétration $\sqrt{4\pi} \lambda_{\perp}(T)$. Une extension de cet argument consiste à affirmer que lorsque le champ quitte les plans $(\vec{a}, \vec{b})$ par exemple, et pour un angle de "verrouillage partiel" $\vartheta_{vp} > \vartheta_v$, la ligne de vortex va retrouver une configuration plutôt rectiligne lorsque la longueur moyenne d'un kink $L_k = \beta \text{Max}(\xi_{//}, \gamma d)$ [61],[63] va être égale à leur distance moyenne d_k (Fig. 6.19)³⁰. Dans le régime 3D-lamellaire cette condition s'écrit :

$$\sqrt{\frac{\phi_0}{B |\sin \vartheta_{vp}|}} \approx \sqrt{4\pi} \beta \xi_{//}(T) \quad (6.17)$$

où β est une constante de l'ordre de 5 pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [61],[63].

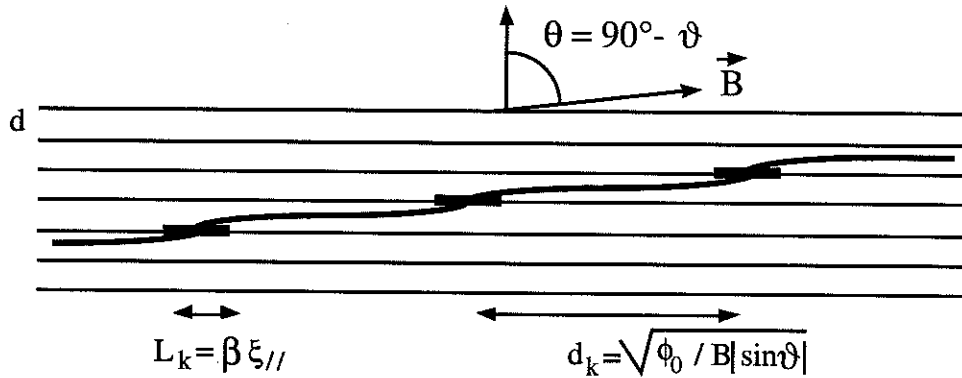


Fig.6.19 : Structure en kinks d'une ligne de vortex dans le régime quasi-3D (i.e. 3D lamellaire).

L'angle de Lock-In ϑ_v a été déterminé en fonction du champ sur les cristaux $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ et $\text{Et}_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$ par F. Steinmeyer et al. [171] à partir de mesures de couple magnétique. Pour notre part, des mesures récentes effectuées sur le monocristal LSCO semblent mettre en évidence une anomalie de M_{Trev} à un certain angle qui pourrait bien être identifié comme étant ϑ_v . De plus amples développements sont actuellement menés dans cette direction. Dans le cas du composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, l'identification de cet angle de Lock-In se révèle en fait plus délicate à cause des forts effets de piégeage des vortex présents dans ce composé. Nous n'avons pas réussi à le déterminer à partir de la mesure de la variation angulaire de la contribution réversible de l'aimantation transverse. Par contre, l'angle

³⁰ Ce type d'argument est tout à fait analogue à celui que l'on développe pour prévoir par exemple, l'apparition de marches à la surface d'un cristal lors de sa croissance.

ϑ_{vp} défini par la relation (6.17) semble pouvoir être facilement identifié sur la contribution irréversible M_{Tir} . Il s'agit de l'angle à partir duquel il se produit une rapide croissance en valeur absolue de l'aimantation transverse (Fig.6.14, 6.15) lors de l'encastrement des lignes de vortex dans la structure lamellaire. Ce mécanisme est en fait gouverné par le dépiégeage des kinks qui se trouvent être dans un régime d'ancrage fort.

En résumé, abstraction faite des fluctuations thermiques, lorsque les vortex sont suivant l'axe $\vec{c}$, ils sont plutôt rectilignes. Puis l'inclinaison du champ appliqué les rapproche des plans $(\vec{a}, \vec{b})$ et pour un angle $-\vartheta_{vp}$ donné par l'expression (6.17), des kinks commencent à se former : *chaque ligne de vortex adopte une configuration qui devient en quelque sorte commensurable à la structure lamellaire*. Puis, l'accroissement de M_{Tir} (i.e. du piégeage) à pour origine une diminution du nombre des décrochements lorsque le champ s'oriente suivant les plans. Il semble que l'on puisse parler d'effet précurseur à la transition de Lock-In pour expliquer la rapide variation angulaire de M_{Tir} au voisinage de $\theta \approx 90^\circ$. Nous proposons maintenant une interprétation quantitative de l'ensemble de nos résultats expérimentaux à l'aide de cette description.

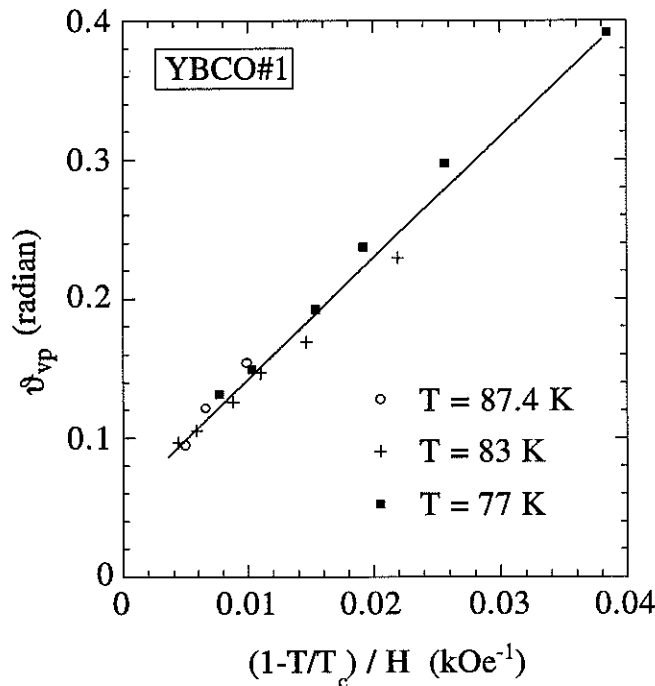


Fig.6.20 : Scaling représentant l'angle ϑ_{vp} en fonction du champ et de la température déterminé à partir de la mesure de la variation angulaire de l'aimantation transverse du cristal YBCO#1.

Notre intérêt s'est donc plus particulièrement porté sur le pic central de l'aimantation transverse irréversible. Plus précisément, nous avons mesuré la dépendance en champ et en température de sa demi-largeur angulaire ϑ_{vp} telle qu'elle est définie sur la Fig. 6.14. Lorsque celle-ci est suffisamment faible de manière à ce que la fonction sinus puisse être confondue avec l'angle (ce qui correspond typiquement à la plage de champ $4 \text{ kOe} < H < 20 \text{ kOe}$ à $T = 77$

K), nous remarquons que ϑ_{vp} à une constante près varie comme $1/H$ conformément à la relation (6.17). Les ajustements linéaires interpolant au mieux les résultats expérimentaux donnent respectivement pour $T = 77$ K, 83 K et 87.4 K les champs caractéristiques suivant $H^*(T) \approx 1.34, 0.66$ et 0.46 kOe. Cette décroissance du champ pour un accroissement de la température se révèle quantitativement en accord avec la variation de $1/\xi_{//}^2(T)$. La Fig.6.20 montre la loi d'échelle déduite de la condition (6.17) et qui représente l'angle de verrouillage partiel des vortex dans la structure en fonction du champ et de la température :

$$\vartheta_{vp} \approx (1 - T/T_c) H^*(0) / H \quad (6.18)$$

On peut remarquer sur la Fig.6.20 que la droite joignant les points expérimentaux ne passe pas par l'origine. Il existe un certain angle limite ϑ_0 qui se révèle en fait être indépendant du champ et faiblement dépendant de la température. Nous attribuons cet angle au fait qu'un petit nombre de kinks reste piégé en moyenne sur chaque ligne de vortex lorsque $\vec{H} // (\vec{a}, \vec{b})$. Le champ $H^*(0) = \phi_0 / 4\pi \beta^2 \xi_{//}^2(0)$ qui peut être extrait de la pente moyenne de la droite a pour valeur 9.4 kOe ce qui correspond à $\beta \xi_{//}(0) \approx 130 \text{ \AA} \approx 10 \xi_{//}(0)$. Cette valeur est très proche de la longueur de kink prévue par la théorie qui est pourtant basée sur une approche à l'équilibre thermodynamique sans fluctuations [61],[63]³¹. Un "raffinement" de l'interprétation proposée peut être envisagé. Il consiste à considérer que les décrochements sur les lignes de vortex sont distribués suivant un état critique. Dans ce cas, on s'attend à observer la loi d'échelle suivante pour la variation angulaire du pic "intrinsèque" : $M_{Tir} = f(B \sin \vartheta)$ lorsque $-\vartheta_{vp} < \vartheta < \vartheta_{vp}$.

Le même type d'étude a été conduit sur l'échantillon monocristallin LSCO et une interprétation similaire peut être proposée lorsque $T > 28.5$ K. Dans ce cas, le meilleur ajustement linéaire des points expérimentaux utilisant la relation (6.18) pour $T = 29.5$ et 31.5 K donne $H^*(0) \approx 7.5$ kOe (Fig.6.21) ce qui correspond à une longueur de kink $\beta_{3D} \xi_{//}(0) \approx 150 \text{ \AA}$. Cette valeur est comparable à celle obtenue pour le monocristal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

En revanche, un écart au "scaling" (6.18) apparaît pour les points expérimentaux correspondant à $T \approx 27.5$ K pour lesquels le champ caractéristique a une valeur nettement supérieure, $H^* \approx 60.2$ kOe. En considérant cette fois que la longueur du kink n'est plus gouvernée par la longueur de cohérence parallèle aux plans mais par la périodicité de la structure $d \approx 6.5 \text{ \AA}$ (régime quasi-2D), on obtient alors à partir de l'expression $H^* = \phi_0 / 4\pi\beta_{2D}^2\gamma^2d^2$, $L_k \approx \beta_{2D}\gamma d \approx 52.3 \text{ \AA}$ soit $\beta_{2D}\gamma \approx 8$.

³¹ D'ailleurs, on aurait pu s'attendre à ce que les fluctuations thermiques contribuent à augmenter de manière très significative cette longueur de kink prévue par la théorie.

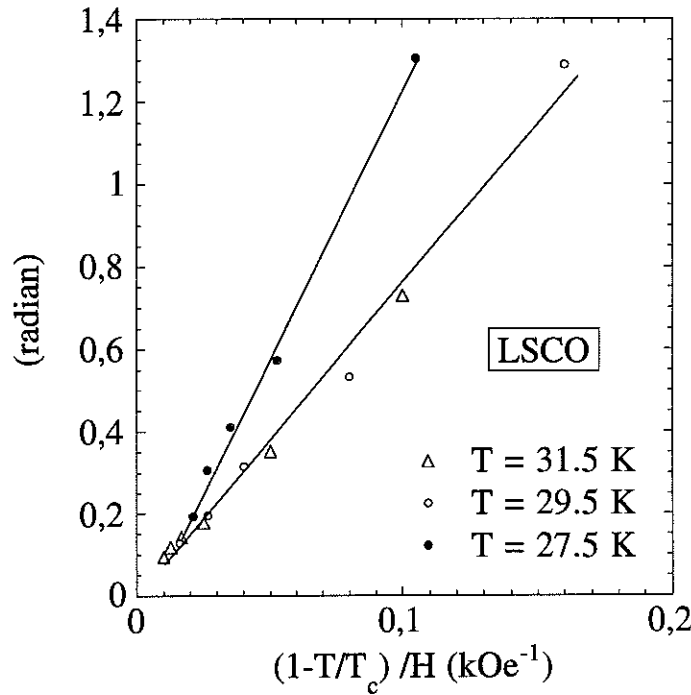


Fig.6.21 : "Scaling" représentant l'angle ϑ_{vp} en fonction du champ et de la température déterminé à partir de la mesure de la variation angulaire de l'aimantation transverse du cristal LSCO.

D'autre part, en prenant comme température de changement de régime $T_{cr} \approx 28.5$ K conformément à nos résultats expérimentaux, on obtient comme valeur pour la longueur de cohérence parallèle aux plans extrapolée à 0 K, $\xi_{//}(0) \approx 0.3 \gamma d \approx 2\gamma \text{ \AA}$. La valeur de l'anisotropie γ qui peut être extraite de cette interprétation se révèle plutôt inférieure à celles obtenues au paragraphe précédent, à partir des contributions réversibles de l'aimantation. Les différents résultats concernant l'échantillon LSCO permettent également d'obtenir une valeur du rapport $\beta_{3D}/\beta_{2D} \approx 9$. L'ensemble des grandeurs caractéristiques obtenues sur les 2 monocristaux étudiés sont en assez bon accord avec les valeurs que l'on peut trouver dans la littérature, ce qui conforte l'interprétation proposée³².

En résumé, même si le piégeage intrinsèque ne peut pas être quantifié directement à partir de nos mesures, celles-ci témoignent néanmoins de sa présence, même à haute température : les variations angulaires observées de M_{Tir} sont conformes à ce que l'on attend comme signature irréversible à la transition de "Lock-In". Il serait très intéressant d'essayer d'étendre cette interprétation à la dépendance angulaire de la densité de courant critique obtenue à partir de mesures de transport.

³² On peut préciser que des problèmes de rotation de l'échantillon sont survenus à plus basses températures, nous empêchant ainsi, de confirmer cette interprétation avec un plus grand nombre de données expérimentales.

V. Conclusion

Ce chapitre révèle pour la première fois le comportement hystérétique du *vecteur* aimantation de monocristaux S.H.T_c (YBa₂Cu₃O_{7-δ} et La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄) en rotation dans un champ magnétique appliqué. Chacune des composantes $M_{\alpha}(\theta, \dot{\theta})$ ($\alpha = L$ et T) se décompose de manière unique en une contribution réversible et une autre irréversible qui peuvent alors être analysées séparément.

Pour le cristal YBa₂Cu₃O_{7-δ}, l'étude à 0.5 K au dessous de T_c a permis de valider pour ce système, la description proche de H_{c2} avec la théorie de Ginzburg-Landau Anisotrope, montrant de ce fait le faible impact des fluctuations critiques sur les propriétés supraconductrices. Aussi, l'ensemble des paramètres phénoménologiques de ce composé, à savoir, le facteur d'anisotropie $\gamma \approx 8.3 \pm 0.5$, le paramètre de Ginzburg-Landau $\kappa \approx 100$ et le champ critique supérieur $H_{c2//}(90.5K) \approx 4$ Tesla ont pu être déterminés. Des mesures menées à plus basse température ($T \approx 80$ K) semblent mettre en évidence une dépendance en champ du facteur d'anisotropie γ . Pour le cristal LSCO, la théorie de G.L.A. ne décrit pas correctement les variations angulaires du vecteur aimantation et les différentes valeurs du facteur d'anisotropie que nous avons obtenues sont typiquement comprises entre 4 et 50. Ces mesures illustrent l'intérêt d'avoir accès simultanément aux variations angulaires des deux composantes du vecteur aimantation.

Quant aux contributions hors équilibre à l'aimantation, l'impact de la structure lamellaire des S.H.T_c a pu clairement être mis en évidence. Ainsi par exemple, la largeur angulaire du pic de M_{Tir} au voisinage de $\theta \approx 90^\circ$ qui correspond aux vortex qui s'encastrent dans la structure, a pu être reliée aussi bien pour YBa₂Cu₃O_{7-δ} que pour La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ à un effet précurseur à la transition Lock-In (effet de commensurabilité). Dans cette interprétation, l'effet des fluctuations thermiques ne semble pas être prépondérant et dans le régime 3D lamellaire, la variation avec la température de la longueur des kinks est gouvernée par la longueur de cohérence $\xi_{//}(T)$. On peut également souligner l'absence de température de changement de régime dimensionnel pour YBa₂Cu₃O_{7-δ} entre T_c et 77 K. Ceci pourrait s'expliquer par un effet de proximité qui se développe dans la structure lamellaire. Cette interprétation permettrait également d'expliquer la faible dépendance en champ du facteur d'anisotropie $\gamma(H)$ mise en évidence sur ce composé. En ce qui concerne La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄, nos mesures semblent révéler un changement de régime dimensionnel pour T_{cr} ≈ 28.5 K.

Conclusion

Conclusion Générale

Ce mémoire présente une étude des propriétés magnétiques réversibles et irréversibles de monocristaux Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_C).

Le premier chapitre résume les différentes descriptions phénoménologiques de l'état mixte de ces supraconducteurs.

Le deuxième est, quant à lui, relatif aux différents dispositifs mis en oeuvre dans cette étude ainsi qu'à une présentation des échantillons étudiés. Ils appartiennent aux systèmes YBa₂Cu₃O_{7-x} et La_{2-x}Sr_xCuO₄.

Le chapitre 3 débute par une présentation générale des deux types d'hystérésis rencontrés dans ce travail, à savoir l'hystérésis unidirectionnelle et rotationnelle du vecteur aimantation. Dans le cas de l'hystérésis rotationnelle, la séparabilité de la contribution réversible de celle irréversible a pu être démontrée pour de chacune des composantes $\alpha = L, T$: $M_{\alpha}(\theta, \dot{\theta}) = M_{\alpha\text{rev}}(\theta) + M_{\alpha\text{ir}}(\theta, \dot{\theta})$. La recherche d'une justification de ce résultat a entraîné une réflexion générale sur les phénomènes d'hystérésis et sur un éventuel traitement thermodynamique de ceux qui ont pour origine des effets de piégeage.

Le chapitre 4 présente les variations thermiques de l'aimantation d'un cristal de YBa₂Cu₃O_{7-δ}. Une anisotropie de l'effet Meissner dans le régime bas champ (i.e. $H = 10$ Oe) a pu être observée en mesurant l'aimantation M_{FC} . Elle témoigne du fait que davantage de vortex restent piégés lors du refroidissement dans un faible champ magnétique appliqué suivant les plans $(\vec{a}, \vec{b})$. Puis des mesures des deux composantes du vecteur aimantation ont été présentées dans le cas où un mouvement de rotation du cristal est superposé à la variation thermique. Des effets très intéressants montrant une réorganisation des vortex lors de leur dépiégeage ont ainsi pu être mis en évidence.

Le chapitre 5 rapporte des mesures de l'hystérésis unidirectionnelle de l'aimantation lorsque le champ est appliqué suivant les directions de haute symétrie du cristal. L'interprétation de ces cycles est effectuée en utilisant la relation de C. P. Bean qui exprime leur largeur en termes de densité de courant critique. Les limites de cette interprétation ayant été clairement précisées, les variations en champ et température des densités de courant critiques ont alors pu être interprétées. Une explication qualitative de la forme papillon des cycles d'hystérésis observée lorsque le champ magnétique est suivant l'axe $\vec{c}$, est également proposée.

Enfin, le chapitre 6 présente une étude quantitative du vecteur aimantation de deux cristaux $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Celle-ci a été effectuée pour une variation continue de l'angle θ entre l'axe $\vec{c}$ du cristal et le champ magnétique appliqué ainsi que pour différentes valeurs des paramètres champ H et température T . Les résultats ont pu être interprétés après avoir séparé la contribution réversible de celle irréversible de chacune des composantes M_α ($\alpha = L, T$). Pour le cristal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, l'étude proche de T_C a permis de valider une description avec la théorie de Ginzburg-Landau Anisotrope (G.L.A.) et de déterminer l'ensemble des paramètres de ce composé : le facteur d'anisotropie $\gamma \approx 8.3$, le champ critique supérieur parallèle aux plans $H_{C2//}(90.5\text{K}) \approx 4$ Tesla et le paramètre de G.L. $\kappa \approx 100$. Des mesures effectuées à plus basse température ($T \approx 80$ K) semblent mettre en évidence une dépendance en champ du paramètre γ . Pour le cristal $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, il a été constaté que la théorie de G.L.A. ne décrit pas correctement les variations angulaires du vecteur aimantation et le facteur d'anisotropie dépend, dans cette approche, du champ et de la température (typiquement $4 \leq \gamma \leq 50$). Quant à la contribution hors équilibre à l'aimantation transverse de ces 2 systèmes, la largeur angulaire du pic central correspondant à des vortex qui s'encastrent dans la structure, peut être reliée à un effet précurseur à la transition de Lock-In (effet de commensurabilité). L'amplitude de ce pic intrinsèque est quant à lui gouverné par le piégeage extrinsèque des kinks.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] H. K. Onnes, (a) "The disappearance of the resistivity of mercury", Comm. Leiden 122b (27 may 1911); (b) "The potential difference necessary for the electric current through mercury below 4.19 K", Comm. Leiden 133a (1913); (c) "The appearance of resistance in supraconductors which are brought into a magnetic field, at a threshold value of field", Comm. Leiden 139f (1914); (d) "The sudden disappearance of the ordinary resistance of tin, and the superconductive state of lead", Comm. Leiden 133d (1913); (e) "The imitation of an Ampere molecular current or of a permanent magnet by means of a supraconductor", Comm. Leiden 140b (1914).
- [2] S. C. Collins (non publié).
- [3] J. File and R. G. Mills, Phys. Rev. Lett. 10, 93 (1963).
- [4] W. Meissner et R. Ochsenfeld, Naturwiss., 21, 787 (1933).
- [5] H. Fröhlich, Phys. Rev. 79 (1950) 845.
- [6] L. N. Cooper, Phys. Rev. 104 (1956), 1189.
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 106 (1957) 162; Phys. Rev. 108 (1957) 1175.
- [8] G. M. Eliashberg, Soviet. Phys. JETP 11 (1960) 696.
- [9] J. G. Bednorz and K. A. Müller, Z. Phys. B 64, 189 (1986).
- [10] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, Phys. Rev. Lett. 58, 907 (1987).
- [11] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi and T. Asano, Jpn J. Appl. Phys. Lett. 27 (1988) L209.
- [12] C. W. Chu, J. Bechtold, L. Gao, P. H. Hor, Z. J. Huang, R. L. Meng, Y. Y. Sun, Y. Q. Wang, and Y. Y. Xue, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 941.
- [13] Z. Z. Sheng and A. M. Hermann, Nature 332 (1988) 55.
- [14] S. N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmaissem and M. Marezio, Nature 362 (1993) 226; S. N. Putilin, E. V. Antipov, and M. Marezio, Physica C 212 (1993) 266.
- [15] C. W. Chu, L. Gao, F. Chen, Z. J. Huang, R. L. Meng, and Y. Y. Xue, Nature 365 (1993) 323.
- [16] M. Numez-Rugueiro, J. L. Tholence, E. V. Antipov, J. J. Capponi, and M. Marezio, Science 262 (1993) 97.
- [17] F. London, "Superfluids", vol. 1, Wiley, New York, (1950); Réédition F. London, Superfluids, vol. 1, Dover, New York, 1961, p.125 à 130.
- [18] V. L. Ginzburg et L. D. Landau, J.E.T.P. URSS, 20, (1950) 1064.
- [19] L. D. Landau, Zh. éksp. teor. Fiz. 7 (1937) 19; 7(1937) 627; traduction anglaise dans "Collected Papers of L. D. Landau" edited by D. Ter Haar (Pergamon Press, Oxford 1965) p.

- 193; voir aussi L. D. Landau et E. Lifchitz, "Physique Statistique", Edition Mir (Moscou 1967) Chapitre XIV.
- [20] A. L. Fetter and P. C. Honenberg, "Superconductivity", Ed. R. D. Parks, Tome 2, (1969) p. 868.
- [21] M. Tinkham, "Introduction to superconductivity", McGraw-Hill (1975) p 148; p 111.
- [22] P. G. de Gennes, "Superconductivity of metals and alloys", Benjamin, New York, 1966.
- [23] D. Saint-James, G. Sarma, and E. J. Thomas, "Type II Superconductivity", Pergamon Press, 1968.
- [24] R. Doll and M. Näbauer, Phys. Rev. Lett. 7, (1961) 51.
- [25] W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. 9, (1962) 9.
- [26] A. A. Abrikosov, Soviet Phys. JETP 5 (1957) 1174; "Fundamentals of the theory of metals" (North-Holland Amsterdam, 1988).
- [27] B. B. Goodman, Rev. Mod. Phys. 36, (1964) 12.
- [28] L. Onsager, Nuovo Cim. 6 (Suppl. 2, 1949) 249, 261.
- [29] R. P. Feynman, "Progress in Low Temperature Physics", Ed. C. J. Gorter (North Holland, Amsterdam, 1955) 1, 17.
- [30] R. E. Peirls, "Quantum Theory of Solids", Oxford, New York, (1955) p.8.
- [31] L. V. Shubnikov, V. I. Khotkevich, Yu. D. Shepelev, and Yu. N. Riabinin, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 7, 221, 1937; Phys. Z. Sowjet. 10, (1936) 165.
- [32] D. Cribier, B. Jacrot, R. L. Madhav, and B. Farnoux, Phys. Lett. 9 (1964) 106.
- [33] U. Essmann and, H. Träuble, Phys. Lett. 24a (1967) 526.
- [34] C. R. Hu, Phys. Rev. B 6 (1972) 1756.
- [35] C. P. Bean and J. D. Livingston, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 14.
- [36] S. Weinberg, Prog. of Theor. Phys. Sup. n° 86, (1986) 43.
- [37] L. P. Gor'kov, Sov. Phys. JETP 37 (1960) 998.
- [38] V. L. Ginzburg, Sov. Phys. solid State 2 (1961) 1824.
- [39] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Müller, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2394; R. Kleiner, P. Müller, Phys. Rev. B 49 (1994) 1327; P. Müller, Physica C 235-240 (1994) 289.
- [40] Y. Iye, Comments Cond. Mat. Phys. 16 (1992) 89.
- [41] D. R. Harshman and A. P. Mills, Phys. Rev. B 45 (1992) 10684.
- [42] V. L. Ginzburg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 23, (1952) 236.
- [43] Y. Koike, H. Suematsu, K. Higuchi, and S. Tanuma, Physica B 99 (1980) 503.
- [44] A. V. Balatskii, L. I. Burlachkov, and L. P. Gor'kov, Sov. Phys. JETP 63 (1986) 866.
- [45] R. A. Klemm and J. R. Clem, Phys. Rev B 21 (1980), 1868; R. A. Klemm, Phys. Rev B 41 (1990), 117; R. A. Klemm, preprint (1993).
- [46] V. G. Kogan and J. R. Clem, Phys. Rev. B 24 (1981) 2497.
- [47] L. J. Campbell, M. M. Doria and, V. G. Kogan, Phys. Rev. B 38 (1988) 2439.
- [48] A. I. Buzdin and D. Feinberg, Phys. Lett. A 165 (1992) 281.

- [49] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 875.
- [50] Z. Hao and J. R. Clem, (a) Phys. Rev. B 43 (1991) 7622; (b) Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 2371.
- [51] A. M. Schöenberger, V. B. Geshkenbein, and G. Blatter, Phys. Rev. B. (1993).
- [52] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, "Vortices in High Temperature Superconductors", Rev. Mod. Phys. 66 (1994) 1125.
- [53] B. D. Josephson, Phys. Rev. Lett. 1 (1962), 251; Rev. Mod. Phys. 36 (1964), 216.
- [54] K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 101.
- [55] V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett., 11 (1963) 104.
- [56] F. R. Gamble, F. J. Di Salvo, R. A. Klemm, and T. H. Geballe, Science 168 (1970) 568.
- [57] W. E. Lawrence and S. Doniach, Proc. of the 12th International Conf. on Low-Temperature Physics, Kyoto (1971), Ed. E. Kanda (Keigaku, Tokyo) 361.
- [58] L. N. Bulaevskii, Sov. Phys. JETP 37 (1973) 1133.
- [59] R. A. Klemm, A. Luther and M. R. Beasley, Phys. Rev. B 12 (1975) 877.
- [60] A. M. Clogston, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 266.
- [61] A. M. Ettouhami, "Contribution à l'étude des supraconducteurs lamellaires : Phénomènes d'ancrage et effets de proximité", Thèse de L'Université Joseph Fourier-Grenoble 1 (1994).
- [62] J. P. Carton, J. Phys. I (Condensed Matter) 1 (1991) 113.
- [63] D. Feinberg and A. M. Ettouhami, Int. Jour. of Mod. Phys. B 7, (1993) 2085.
- [64] J. R. Clem, M. W. Coffey and Z. Hao Phys. Rev. B 44 (1991) 2732.
- [65] K. B. Efetov, Sov. Phys. JETP 49 (1979) 905.
- [66] A. Buzdin and D. Feinberg, J. Phys. France 51 (1990) 1971.
- [67] F. Guinea, Phys. Rev. B 42 (1990) 6244.
- [68] K. H. Fisher, Physica C 178 (1991) 161.
- [69] M. V. Feigelman, V. B. geshkenbein, and A. I. Larkin, Physica C 167 (1990) 177.
- [70] J. R. Clem, Phys. Rev. B 43 (1991) 7837.
- [71] D. Feinberg and C. Villard, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 919.
- [72] B. I. Ivlev, Yu. N. Ovchinnikov, and V. L. Pokrovsky, Mod. Phys. Lett. B 5 (1991) 73.
- [73] L. N. Bulaevskii, Phys. Rev. B 44 (1991) 910; L. N. Bulaevskii, M. Ledvij, and V. G. Kogan, Phys. Rev. B 46 (1992) 366.
- [74] A. I. Larkin et Yu. N. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. 34 (1979) 409.
- [75] R. Labush, (a) Phys. Status Solidi 19 (1967) 715; Phys. Status Solidi 32 (1969) 439; (b) Crystal Lattice Defects 1 (1969) 1.
- [76] A. M. Campbell and J. E. Evetts, Adv. Phys. 21 (1972) 129.
- [77] (a) E. H. Brandt, J. Low Temp. Phys. 26 (1976) 709; J. Low Temp. Phys. 26 (1977) 263; Phys. Rev. Lett. 56 (1986), 1381; (b) E. H. Brandt, "Concise Encyclopedia of Magnetic and superconducting Materials" Editor J. Evetts (Pergamon Press, 1992) p. 159; (c) E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1381; (d) E. H. Brandt, Physica C 195 (1992) 1; (e) E. H. Brandt,

- Int. J. Mod. Phys. B 5 (1991) 751; (f) E. H. Brandt and U. Essmann, Phys. Status Solidi B 144 (1987) 13.
- [78] J. Friedel, P. G. de Gennes, and J. Matricon, Appl. Phys. Lett. 2 (1963) 119.
- [79] C. P. Bean, (a) Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 250; Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 31; (b) J. Appl. Phys. 41 (1970) 2482.
- [80] H. T. Coffey, Phys. Rev. 166 (1968) 447.
- [81] W. A. Fietz et W. W. Webb, Phys. Rev. 178 (1969) 657.
- [82] H. Ullmaier, "Irreversible Properties of type II Superconductors", Springer Tracts in Modern Physics 76 (1975).
- [83] P. A. Lee and T. M. Rice, Phys. Rev. B 19 (1979) 3970.
- [84] H. R. Hilzinger and H. Kronmüller, J. Magn. Magn. Mat. 2 (1976), 11.
- [85] P. Weiss, J. Phys. 4 (1905) 473.
- [86] G. B. Donaldson, J. Clarke, and J. C. Mac Farlane, "Concise encyclopedia of Magnetic & Superconducting Materials", Ed. J. Evetts, Pergamon Press (1992) 512.
- [87] T. Van Duzer and C. W. Turner, "Principle of Superconductive Devices and Circuits" (Edward Arnold, 1981) 216.
- [88] R. P. Giffard, R. A. Webb, and J. C. Wheatley, J. Low Temp. Phys. 6 (1972) 533.
- [89] J.L. Tholence, M. Saint-Paul, O. Laborde, P. Monceau, M. Guillot, H. Noel, J.C. Levet, M. Potel, J. Padiou and P. Gougeon, "Studies of high temperature superconductors", Vol.6, ed. by A. Narlikar (Nova Science Publishers, New York 1990) p.37.
- [90] I. Tanaka and H. Kojima, Nature 337 (1989) 21.
- [91] S. Senoussi, J. Phys. III France 2, (1992) 1041.
- [92] Une petite bibliographie concernant J. A. Ewing (1855-1935) est donnée par B. D. Cullity, "Introduction to magnetic materials" (Addison-Wesley publishing company, 1972) p. 17.
- [93] L. Pust, J. Kadlecova, M. Jirsa, and S. Durcok, J. Low Temp. Phys. 78 (1990) 179; M. Jirsa, L. Pust, H. G. Schnack, and R. Griessen, Physica C 207 (1993) 85.
- [94] P. M. Duhem, (a) "The evolution of mechanics", Sijthoff and Noordhoff (1980) chap. XIV (English translation of "L'évolution de la mécanique", Paris, 1903); (b) "Traité d'énergétique", Paris, Gauthier-Villars (1911) 25.
- [95] P. Guélin, J. Mécan., vol. 19, n°2 (1980) 217; A. Tourabi, P. Guélin, D. Favier, Archives de Mécanique de Varsovie (1995).
- [96] A. A. Zhukov, A. V. Volkozub, P. A. J. de Groot, Ravi Kumar, and A. J. S. Chowdhury, Proceedings of M²S HTSC IV (Grenoble 1994), Physica C 235-240 (1994) 2911.
- [97] M. Wolf, J. Gleitzmann, and W. Gey, Phys. Rev. B 47, 8381 (1993).
- [98] L. Krusin-Elbaum, A. P. Malozemoff, D. C. Cronmeyer, F. Holtzberg, J. R. Clem, and Z. Hao, J. Appl. Phys. 67 (1990) 4670.

- [99] P. Bak, C. Tang and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 381; Phys. Rev. A 38 (1988) 364.
- [100] P. W. Anderson and Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 39.
- [101] Lord Rayleigh, Phil. Mag. 23 (1887) 225.
- [102] A. Herpin, "Théorie du Magnétisme", Bibliothèque des Sciences et Techniques Nucléaires (1968) p 802.
- [103] L. Néel, "Oeuvres scientifiques" Editions du CNRS (Paris, 1978), (a) p. 269; (b) p. 281; (c) p. 291, p. 295.
- [104] F. Preisach, Z. F. Physik 94, (1935), 277.
- [105] S. Chikazumi, "Physics of magnetism" (New York : Wiley, 1964) p. 297.
- [106] J. L. Porteseil, R. Vergne, J. C. Cotillard, J. Physique 38, (1977), 1541.
- [107] I. D. Mayergoyz, "Mathematical Models of hysteresis" (Springer-Verlag) 1992.
- [108] B. H. Heise, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 64
- [109] L. Fruchter, "Mesures de couple et d'aimantation d'oxydes haut T_C dans l'état supraconducteur" Thèse de l'Université Paris-Sud, Orsay (1989).
- [110] (a) M. Fuhrmans and C. Heiden, Cryogenics 16 (1976) 451; (b) C. Heiden, M. Fuhrmans, and R. Schäfer, J. Low Temp. Phys. 30 (1978) 337; (c) R. Schäfer and C. Heiden, J. Low Temp. Phys. 30 (1978) 357.
- [111] L. Onsager, Phys. Rev. 37 (1931) 405; Phys. Rev. 38 (1931) 2265.
- [112] P. G. de Gennes, "Pierre Curie et le rôle de la symétrie dans les lois physiques", in "Symetries and broken symetries in condensed matter physics", Ed. by N. Boccara, I.D.S.E.T., Paris (1981), p. 1.
- [113] P. Germain, "Mécanique" (Ecole Polytechnique, Ellipses 1986), Tome II.
- [114] L. Landau et E. Lifchitz, "Théorie de l'élasticité", Ed. Mir (1967), p. 18 et p. 189.
- [115] B. H. Lavenda, "Thermodynamics of Irreversible Process"(The MacMillan Press LTD 1978) Chap. 1.
- [116] N. Boccara, "Les Principes de la Thermodynamique Classique" (Press Universitaire de France, 1968) p 103.
- [117] S. R. de Groot et P. Mazur, "Non-equilibrium thermodynamics" (North-Holland, 1962).
- [118] H. B. Callen, "Thermodynamics" (John Wiley and Sons, Inc. 1960), chap. 16.
- [119] R. Balian, "du microscopique au macroscopique" (Ecole Polytechnique, Ellipses 1982) chap. 13.
- [120] I. Prigogine, Bull. Acad. Roy. Belg. Cl. Sci. 31 (1945) 600; I. Prigogine, "Introduction to Thermodynamics of irreversible process", Ed. M. Thomas (1955); G. Nicolis and I. Prigogine, "Self-organization in Nonequilibrium Systems" (John Wiley & Sons 1977).
- [121] M. Uehara, B. Barbara, B. Dieny and P. C .E. Stamp, Phys. Lett. A 114 (1986) 23; B. Barbara, J. E. Wegrowe, L. C. Sampaio, J. P. Nozières, M. Uehara, M. Novak, C. Paulsen and J. L. Tholence, Physica Scripta T49 (1993) 268.
- [122] A. Gerber, Z. Taranawaski, and J. J. M. Franse, Physica C 209 (1993) 147.

- [123] K. H. Müller and C. Andrikidis, Phys. Rev. B 49 (1994) II, 1294.
- [124] Y. J. M. Brechet, "Plastic Instabilities in Materials Science and in Physics", Graduate course, University Eötvös-Budapest (1994).
- [125] Shoenberg, "Superconductivity", Cambridge University Press, (1960)
- [126] G. Deutscher et K. A. Müller, Phys. Rev. Lett. 58, 1143 (1987).
- [127] D. C. Cronmeyer, A. P. Malozemoff, and T. R. Mc Guire, in High Temperature Superconductors, ed. M. B. Brodsky, R. C. Dynes, K. Kitazawa and H. L. Tuller (Materials Research Society Pittsburg PA, 1988), Vol 99, p. 203.
- [128] A. P. Malozemoff, L. Krusin-Elbaum, D. C. Cronmeyer, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, Phys. Rev. B 38, 6490 (1988).
- [129] (a) U. Yaron, I. Felner, and Y. Yeshurun, Phys. Rev. B 44, 12531 (1991); (b) I. Felner, U. Yaron, Y. Yeshurun, G. V. Chandrashekhar and F. Holtzberg, Phys. Rev. B 40, 5239 (1989).
- [130] L. Krusin-Elbaum, A. P. Malozemoff, D. C. Cronmeyer, and F. Holtzberg, Physica C 153-155, 1469 (1988).
- [131] N. Bontemps, P. Monod, and P. Regnier, J. of Less Com. Metals 164-165, 1046 (1990).
- [132] (a) S. Kolesnik, T. Skoskiewicz, and J. Igalson, Z. Korczak, Phys. Rev. B 45, 10158 (1992). S. Kolesnik, T. Skoskiewicz, J. Igalson and Z. Korczak, Cryogenics 32, 979 (1992); (b) Comment on Ref. [129b], S. Kolesnik, T. Skoskiewicz, and J. Igalson, Phys. Rev. B 43, 13679 (1991) and Felner et al.'s reply; (c) T. Skoskiewicz, S. Kolesnik, and J. Igalson, Physica B194-196, 2141 (1994).
- [133] J. Z. Liu, M. D. Lan, P. Klavins and R.N. Shelton, Phys. Lett. A 144, 265 (1990).
- [134] X. Ling et J. I. Budnick, "Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems", Ed. by R. A. Hein, T. L. Francavilla, D. H. Liebenberg (Plenum Press, New York, 1991) 377.
- [135] J. Gilchrist, Supercond. Sci. Technol. 7 (1994) 849.
- [136] T. Ishii, T. Yamada, Physica C 159 (1989) 483; H. Adrian, W. Assmus, A. Höhr, J. Kowalewski, H. Spille, F. Steglich, Physica C 162-164 (1989) 329.
- [137] G. E. Vibrans, J. Appl. Phys. 35 (1964) 2855.
- [138] M. Konczykowski, L. I. Burlachkov, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, Phys. Rev. B 43 (1991) 13707; L. I. Burlachkov, M. Konczykowski, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, J. Appl. Phys. 70 (1991) 5759.
- [139] D. M. Kroeger, C. C. Koch, and J. P. Charlesworth, J. Low Temp. Phys. 19 (1975) 493.
- [140] S. N. Gordeev, W. Jahn, A. A. Zhukov, H. Küpfer and T. Wolf, Phys. Rev. B 49 (1994) 15420.
- [141] E. H. Gyorgy, R. B. Van Dover, K. A. Jakson, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 283-7.

- [142] B. Giordanengo, "Diagramme de phase magnétique et anisotropie des composés $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ et $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ", Thèse de L'université Joseph Fourier - Grenoble I (1992).
- [143] E. Shimizu and D. Ito, Phys. Rev. B 39, (1989) 2921]
- [144] H. London, Phys. Lett. 6 (1963) 162.
- [145] Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 306.
- [146] P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 309; J. Friedel, P. G. De Gennes and J. Matricon, Appl. Phys. Lett. 2 (1963) 119; J. Silcox and R. W. Rollins, Appl. Phys. Lett. 2 (1963) 231.
- [147] F. Irie and K. Yamafuji, J. Phys. Soc. Japan 23 (1967) 255.
- [148] W. A. Fietz, M. R. Beasley, J. Silcox, and W. W. Webb, Phys. Rev. 136 (1964) A335.
- [149] S. H. Goedemoed, P. H. Kes, F. T. A. Jacobs and D. de Klerk, Physica 35 (1967) 273.
- [150] T. H. Alden and J. D. Livingston, Appl. Phys. 37 (1966) 3551; A. M. Campbell, J. E. Evetts and D. Dew Hughes, Phil. Mag. 18 (1968) 313; H. T. Coffey, Phys. Rev. 166 (1968) 447.
- [151] E. J. Kramer, J. Appl. Phys. 44 (1973) 1360.
- [152] D. K. Christen and J. R. Thompson, Nature 364 (1993) 98.
- [153] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2303; M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B. 43 (1991) 6263.
- [154] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1415; D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, Phys. Rev. B 43 (1991) 130.
- [155] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, R. J. Gambino, and M. W. Mc Elfresh Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 3093; J. G. Ossandon, J. R. Thompson, D. K. Christen, B. C. Sales, Y. Sun, and K. W. Lay, Phys. Rev. B 46 (1992) 3050.
- [156] J. L. Tholence, H. Noel, J. C. Levet, M. Potel, and P. Gougeon, Solid State Com. 65 (1988) 1131.
- [157] M. Daeumling, J. M. Seuntjens, and D. C. Larbalastier, Nature 346 (1990) 332.
- [158] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, and F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2280.
- [159] M. S. Osofsky, J. L. Cohn, E. F. Skelton, M. M. Miller, R. J. Soulen, S. A. Wolf, T. A. Vanderah, Phys. Rev. B 45 (1992) 4919.
- [160] Y. Yeshurun, N. Bontemps, L. Burlachkov, A. Kapitulnik, Phys. Rev. B. 49 (1994) 1548.
- [161] C. Becker and J. Sutton, Phil. Mag. 19 (1969) 1223; T. G. Berlincourt, R. R. Hake, and D. H. Leslie, Phys. Rev. Lett. 6 (1971) 671.
- [162] P. A. Hudson, F. C. Yin, H. Jones, IEEE Transactions on Magnetism 17 (1981) 1649.
- [163] V. Hardy, A. Wahl, A. Ruyter, A. Maignan, C. Martin, L. Coudrier, J. Provost, Ch. Simon, Physica C 232 (1994) 347.

- [164] B. Jànossy, " Etude de l'anisotropie des propriétés magnétiques des supraconducteurs à haute température critique", Thèse de l'Université Paris-Sud, Orsay (1993); B. Janossy, I. Tanaka, H. Kojima, R. Cabanel, L. Fruchter, *Physica C* 196 (1992) 73.
- [165] C. Aguillon-Levillain, "Etude de l'ancrage des vortex dans les matériaux supraconducteurs à haute température critique", Thèse de l'Université Paris-Sud, Orsay (1991).
- [166] D. Feinberg, S. Theodorakis, A. M. Ettouhami, *Phys. Rev. B* 49 (1994) 6285.
- [167] K. Tenya, H. Miyajima, Y. Otani, Y. Ishikawa, S. Kohayashi and S. Yoshizawa, *J. Phys. Soc. Jpn* 62 (1993) 1006.
- [168] J. M. Barbut, "Texturation d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ par fusion de zone sous champ magnétique. Détermination par mesure de courant critique de son diagramme de phase dans le plan (H, θ) à 77 K...", Thèse de l'Université Joseph Fourier (1994) Grenoble; D. Braithwaite, D. Bourgault, N. Schopohl, R. Tournier, J. M. Barbut, and J. C. Vallier, *J. Low. Temp. Phys.* 92 (1993) 295.
- [169] M. Murakami, *Supercond. Sci. Technol.* 5 (1992) 185.
- [170] J. Friedel, "Dislocations" (1964) Pergamon Press.
- [171] F. Steinmeyer, "Magnetic anisotropy in layered superconductors" Thesis of Walther-Meissner-Institut (1994) Garching; F. Steinmeyer, R. Kleiner, P. Müller and K. Winzer, *Europhys. Lett.* 25 (1994) 459.

Annexes

Annexe 1 : Systèmes d'unités

Ce travail utilise le système d'unités Gauss-C.G.S. La conversion des principales grandeurs physiques dans le système d'unités S.I. peut être effectuée à l'aide du tableau récapitulatif suivant¹.

Grandeurs	S.I.	C.G.S. Gauss
Champ électrique (E)	Volt par mètre (V/m)	$E(\text{u.e.s.}) = 3 \cdot 10^4 \text{ V/m}$
Courant électrique (I)	Ampère (A)	$I(\text{u.e.s.}) = 10^{-9} / 3 \text{ A}$
Résistance (R)	Ohm (Ω)	$R(\text{u.e.s.}) = 9 \cdot 10^{11} \Omega$
Flux magnétique (Φ)	Weber (Wb)	Maxwell = 10^{-8} Wb
Induction magnétique (B)	Tesla (T)	Gauss = 10^{-4} T
Champ magnétique (H)	Ampère par mètre (A/m)	Oersted = $(10^3/4\pi) \text{ A/m}$
Aimantation (M)	Ampère par mètre (A/m)	$\text{u.e.m./cm}^3 = 10^3 \text{ A/m}$
Moment magnétique (m)	Ampère mètre ² (A.m ²)	$\text{u.e.m.} = 10^{-3} \text{ A.m}^2$

Tableau résumant les principales correspondances entre les unités du système S.I. et celles du système C.G.S.

Il convient d'ajouter à ce tableau quelque mots sur le système d'unités dit C.G.S. pratique surtout utilisé dans ce travail pour convertir la largeur des cycles d'hystérésis de l'aimantation en densité de courant critique. Il consiste à exprimer une aimantation en uem/cm^3 , le champ magnétique en Oe et la densité de courant critique en A/cm^2 . Ainsi par exemple la relation de C.P. Bean en symétrie cylindrique s'écrit $J_c = 3M_{jr}/R$ dans le système S.I., $J_c = 3cM_{jr}/R$ dans le système Gauss-C.G.S. (c = vitesse de la lumière) et $J_c = 30M_{jr}/R$ dans le système Gauss-C.G.S. pratique.

¹ Un exposé plus détaillé de ces 2 systèmes d'unités peut être trouvé par exemple dans le livre de J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics" (2^{nde} édition, 1962, 1975, by John Wiley & Sons, p. 811). Une autre revue sur les systèmes d'unités a été donnée récemment par A. S. Arrott dans "Ultrathin magnetic structures I", Eds J.A.C. Bland and B. Heinrich (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1994, p. 7).

Annexe 2 : Le modèle du verre supraconducteur

Le modèle du verre supraconducteur² représente vis à vis de la supraconductivité, l'analogue du modèle verre de spins vis à vis du magnétisme. Cette approche a pour but de décrire les effets de granularité dans un système supraconducteur. Celui-ci est donc considéré comme constitué d'une assemblée de grains supraconducteurs, de tailles en général petites comparées à la profondeur de pénétration de London, et pour laquelle chacun des grains i est décrit par un paramètre d'ordre complexe avec une phase égale à Φ_i . Les grains i et j sont couplés par une énergie J_{ij} suivant le Hamiltonien³ :

$$H = - \sum_{i,j} J_{i,j} \cos(\phi_i - \phi_j - A_{ij}) \quad (\text{A2.1})$$

où le facteur de phase ou "champ de jauge" A_{ij} est déterminé à partir du potentiel vecteur A au travers de la relation :

$$A_{ij} = \frac{2\pi}{\phi_0} \int_i^j \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (\text{A2.2})$$

et pour laquelle ϕ_0 représente le quantum de flux égale à $hc/2e$. Une manifestation du désordre provient de ce que la distance entre grains est dans une certaine mesure aléatoire, ce qui agit sur le terme A_{ij} et donne lieu à des frustrations dans le système. L'équation (A2.1) conduit à un courant de type Josephson entre les grains i et j :

$$I_{i,j} = \frac{2e J_{i,j}}{h} \sin(\phi_i - \phi_j - A_{ij}) = I_{i,j}^c \sin(\phi_i - \phi_j - A_{ij}) \quad (\text{A2.3})$$

et à un moment magnétique qui est donné par le produit du courant par la surface d'une boucle joignant un ensemble de grain voisins :

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \sum_{i,j} \vec{R}_{ij} \times I_{ij} \vec{d}_{ij}. \quad (\text{A2.4})$$

Dans cette expression, $\vec{R}_{ij}$ est le vecteur joignant l'origine au milieu des grains i et j et $\vec{d}_{ij}$ représente le vecteur distance entre ces deux grains. On peut encore ajouter quelques précisions sur la dépendance en température du courant critique I_{ij}^c de la relation (A2.3). Dans le cas d'une jonction isolante (i.e. Jonction Josephson) celui-ci est donné par la relation :

² On trouve également dans la littérature les termes de verre de jauge ou de verres de phase.

³ C. Ebner and D. Stroud, Phys. Rev. B 31 (1987) 165.

$$I_{ij}^c(T) = \frac{\pi}{2e} \frac{\Delta(T)}{R_{ij}} \text{th} \left(\frac{\Delta(T)}{K_B T} \right) \quad (\text{A2.5})$$

où $\Delta(T)$ désigne le gap du supraconducteur et R_{ij} la résistance de la jonction; tandis que dans le cas d'une jonction métallique dans laquelle la supraconductivité peut être induite par effet de proximité, on a :

$$I_{ij}^c(T) = I_{ij}^c(0) \left(1 - \frac{T}{T_{c^{ij}}} \right)^2 \exp \left(-\frac{r_{ij}}{\xi_n(T)} \right) f(r_{ij} / l_H) \quad (\text{A2.6})$$

où $\xi_n(T)$ et $T_{c^{ij}}$ désignent respectivement la longueur de cohérence et la température de transition de la jonction, r_{ij} la distance minimale entre les grains i et j et la fonction f décrit l'effet du champ magnétique sur les interactions intergranulaires ($l_H = (hc/2eH)^{1/2}$ désignant la longueur magnétique).

Dans ce contexte théorique, la différence entre les aimantations FC et ZFC trouve une explication naturelle. En effet, V. M. Vinokur et al.⁴ ont montré que dans le cas général, la réponse irréversible magnétique d'un verre de jauge peut se mettre sous la forme :

$$-M_{ir}(t) \propto \int_0^t dt' q(t, t') \Delta(t, t') [H(t) - H(t')] \quad (\text{A2.7})$$

où les fonctions $q(t, t')$ et $\Delta(t, t')$ dépendent du chemin de refroidissement suivi dans l'espace de phase ($H(t), T(t)$).

Historiquement, ce modèle de verre supraconducteur fut le premier à être utilisé par K. A. Müller et al.⁵ pour interpréter la différence entre les aimantations M_{ZFC} et M_{FC} ainsi que la dynamique gelée de leur céramique S.H.T_c nouvellement découverte. Bien que l'on puisse retrouver avec cette approche une description en termes de vortex, comme nous allons brièvement le discuter, le modèle du verre de jauge diffère fondamentalement du modèle de verre de vortex tel qu'il a été introduit au chapitre 5 (§III.C.3). Dans ce dernier, la description s'attarde sur la perte de la "cristallinité" du réseau de vortex provoquée par la présence de défauts. Pour une revue sur la "zoologie" de ces différents verres, on pourra consulter par exemple l'article de G. Blatter et al.⁶

⁴ V. M. Vinokur, L. B. Ioffe, A. I. Larkin, and M. V. Feigel'man, Sov. Phys. JETP 66 (1987) 198.

⁵ K. A. Müller, M. Takashige, and J. G. Bednorz, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1143.

⁶ G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. 66 (1994) 1125.

Dans le régime bas champ magnétique (ou haute température), M. Tinkham et C. J. Lobb⁷ ont souligné l'équivalence formelle qui existe entre le modèle granulaire du verre supraconducteur et un modèle continu basé sur une description standard de la supraconductivité de type II avec des défauts piégeant les vortex. Un champ critique inférieur d'apparition de vortex Josephson $H_{C1}^j \approx \phi_0/4\pi\lambda_j^2$ peut être introduit à partir de la profondeur de pénétration $\lambda_j = (c\phi_0/16\pi^2\lambda_{JC})^{1/2}$ définie le long des joints de grains. Cette formation de vortex intergranulaires avec une distribution de champ magnétique couvrant plusieurs grains a également été discutée par J. R. Clem⁸.

⁷ M. Tinkham and C. J. Lobb, Solid State Physics 42 (1989) 91.

⁸ J. R. Clem, Physica C 153-155 (1988) 50.

Annexe 3 : Le traitement itératif des données expérimentales

Comme il a déjà été précisé dans la note¹⁰ du chapitre 6, la valeur de la composante longitudinale de l'aimantation M_L est entachée d'une erreur qui peut être assez importante. Celle-ci dépend en fait de la valeur du signal de l'échantillon par rapport à celui parasite généré par le porte échantillon et la canne le maintenant en position. Plus précisément, si l'on écrit la composante longitudinale sous la forme $M_L(\theta) = \langle M_L \rangle + \Delta M_L(\theta)$, c'est sur la valeur moyenne $\langle M_L \rangle$ que se porte cette erreur de mesure. Nous rappelons également que cette valeur moyenne $\langle M_L \rangle$ est uniquement de nature réversible.

Dans un premier temps, cette erreur s'est révélée très contraignante en introduisant une incertitude importante sur le rapport M_{Trev}/M_{Lrev} déduit des mesures et par conséquent sur la détermination du paramètre d'anisotropie γ de nos échantillons S.H.T_C. Il s'est alors révélé nécessaire de rechercher une méthode pour essayer de s'affranchir de cette contrainte expérimentale. Celle que nous avons mis au point se révèle fiable comme nous allons le montrer, surtout lorsque l'expression théorique utilisée pour ajuster les points expérimentaux est à un seul paramètre ajustable. C'est précisément le cas de l'expression issue de la théorie de G.L.A. utilisée :

$$f(\theta; \gamma) = (\gamma^2 - 1) \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta} \quad (A.3.1)$$

dans laquelle θ représente l'angle entre le champ magnétique appliqué et l'axe $\vec{c}$ du cristal étudié. L'idée de la méthode consiste à introduire un second paramètre "de fit" artificiel qui initialement, représente l'erreur relative de la mesure : $\epsilon_i = \delta \langle M_L \rangle_i / \langle M_L \rangle_i$ où i désigne le numéro de l'itération. Pour chaque ajustement des points expérimentaux avec la nouvelle expression $f(\theta; \gamma)/(1+\epsilon_i)$ on obtient une nouvelle valeur de ϵ_i optimisant les moindres carrés et qui nous permet de corriger la valeur moyenne $\langle M_L \rangle_i$. En itérant plusieurs fois ce processus, $\epsilon_i \rightarrow 0$ (condition qui nous rappelle la notion de convergence uniforme en mathématique) et nous pouvons alors obtenir le paramètre γ recherché avec une très grande précision. Il est possible de résumer cette méthode par le schéma suivant :

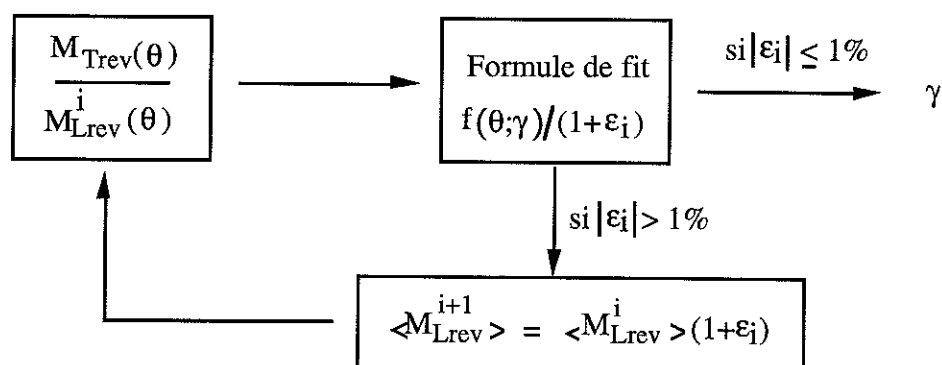
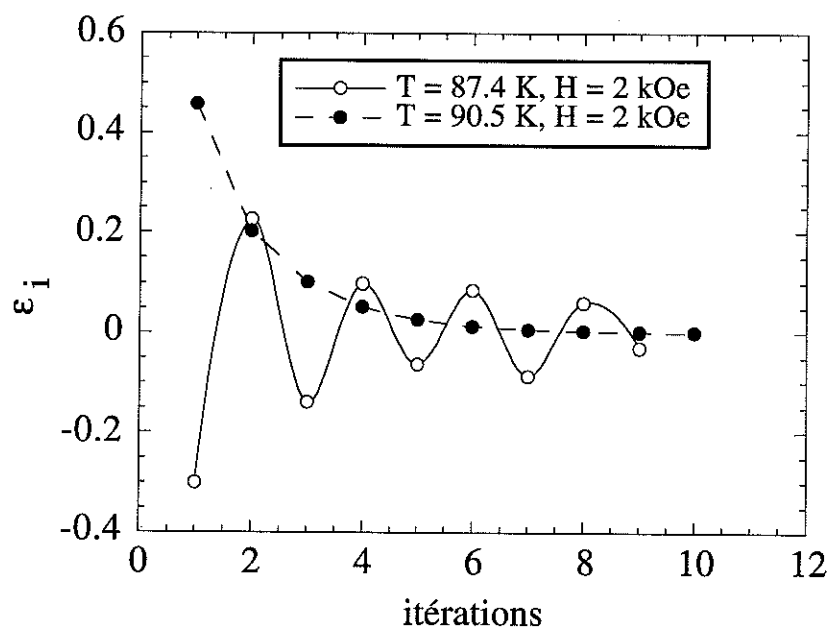


Schéma résumant le processus itératif utilisé.

Avant d'être appliqué à nos mesures, ce processus itératif a été testé sur plusieurs cas précis révélant ainsi fiabilité et très grande efficacité. Nous donnons maintenant en exemple, les deux types de convergence de ce processus itératif (i.e. $\epsilon_i \rightarrow 0$) obtenus parmi les cas concrets rencontrés les plus défavorables.



Exemples de convergence des processus itératifs montrant clairement qu'il est possible "d'éliminer" l'erreur ϵ_i .

Annexe 4 : Publications et communications relatives à ce travail ⁹

"Anisotropy of the magnetization vector in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ near T_C ".

P. Pagnat, G. Fillion, H. Noel, M. Ingold and B. Barbara.

Europhysics Letters, 29 (1995) 425.

"Anisotropy of the Meissner Effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ".

P. Pagnat, G. Fillion, B. Barbara, S. Khène, M. Lahoubi and H. Noel.

Physica C 235-240 (1994) 2573.

"Magnetic measurements of the anisotropy ratio in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ".

P. Pagnat, G. Fillion, B. Barbara, S. Khène and H. Noel.

Physica C 235-240 (1994) 2571.

"Transverse a.c. susceptibility measurements on a textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sample".

J. Fillipi, P. Pagnat, B. Barbara, M. Ingold, D. Bourgault, and R. Tournier.

Physica C 235-240 (1994) 3183.

"Magnetic Flux Penetration Process in Superconducting Nb Film covered with Lithographic Array of Ferromagnetic Particles".

Y. Otani, Y. Nozaki, H. Miyajima, B. Pannetier, M. Ghidini, J.P. Nozières, G. Fillion and P. Pagnat.

Physica C 235-240 (1994) 2945.

"Transverse magnetization of a rotating $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystal near T_C ".

P. Pagnat, G. Fillion, S. Khène, H. Noel, P. Schuster and B. Barbara.

Physica B 194-196 (1994) 2055.

⁹ parues à la date de la soutenance.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale.....	3
----------------------------	---

Chapitre 1 : La description phénoménologique des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_c).

I. Introduction.....	8
II. L'approche phénoménologique de la supraconductivité.....	10
II.A. Le postulat fondamental.	
II.B. La théorie de Ginzburg-Landau (G.L.) :	
II.B.1. La dérivation des équations de G.L.	
II.B.2. Les unités de la théorie.	
II.B.3. Le concept d'énergie de surface.	
II.C. La quantification du flux magnétique.	
II.D. Les supraconducteurs de type II :	
II.D.1. Généralités sur l'état mixte.	
II.D.2. Les différents champs critiques caractérisant la supraconductivité de type II et le diagramme de phase :	
II.D.2.a Les champs critiques inférieurs .	
II.D.2.b Les champs critiques supérieurs .	
II.D.2.c Le diagramme de phase d'un supraconducteur de type II.	
II.E. Retour sur la notion de paramètre d'ordre de l'état supraconducteur et domaine de validité de la théorie de G.L.	
III. Les principales caractéristiques des Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T _c).....	27
III.A. Une structure lamellaire.	
III.B. Une faible longueur de cohérence.	
III.C. Une supraconductivité fortement de type II lamellaire.	
IV. La description phénoménologique de l'état mixte des S.H.T _c	31
IV.A. Description dans l'approximation du continuum :	
IV.A.1. La fonctionnelle de G.L. Anisotrope.	
IV.A.2. L'anisotropie des différents champs critiques :	
IV.A.2.a. Les champs critiques inférieurs.	
IV.A.2.b. Les champs critiques supérieurs.	
IV.A.3. L'état mixte dans la limite fort champ magnétique.	
IV.A.4. L'état mixte dans la limite de London.	
IV.A.5. La structure du réseau de vortex.	
IV.A.6. Les différentes transformations d'échelles angulaires.	
IV.B. Description dans l'approximation semi-discrète :	
IV.B.1. Rappels sur les effets Josephson :	
IV.B.1.a. Introduction.	
IV.B.1.b. L'effet Josephson continu.	
IV.B.1.c. L'effet d'un champ magnétique sur une jonction Josephson.	
IV.B.2. La fonctionnelle de G.L. semi-discrète : Le modèle de Lawrence-Doniach.	
IV.B.3. Notions de changement de régime dimensionnel :	
IV.B.3.a. Champ magnétique parallèle aux couches.	
IV.B.3.b. Champ magnétique perpendiculaire aux couches.	
IV.B.3.c. Champ magnétique incliné par rapport à la structure.	
V. Un aperçu des problèmes relatifs au piégeage des vortex.....	46
V.A. Introduction.	
V.B. L'élasticité du réseau de vortex :	
V.B.1. L'élasticité dans l'approximation locale.	

V.B.2. L'élasticité non locale et ses conséquences.	
V.B.3. L'élasticité du réseau de vortex anisotrope.	
V.C. L'approche du piégeage des vortex par le concept d'état critique.	
V.D. Le problème de la sommation des forces de piégeage.	
V.E. Un aperçu de la théorie du piégeage collectif de Larkin-Ovchinnikov.	
V.F. L'énergie de piégeage à partir de la fonctionnelle de Ginzburg-Landau.	
VI. Conclusion.....	57

Chapitre 2 : Présentation des techniques expérimentales et des échantillons supraconducteurs.

I. Introduction.....	62
II. Principes de mesure d'une aimantation statique	62
II.A. Généralités sur les deux techniques de mesure d'une aimantation.	
II.B. Les magnétomètres conventionnels.	
II.C. Les magnétomètres à SQUID.	
III. Présentation du principal dispositif utilisé : Le magnétomètre à double SQUID.....	67
III.A. Caractéristique des deux SQUID et des bobines de détection.	
III.B. Les différents degrés de liberté de l'échantillon dans le double SQUID.	
III.C. L'ensemble cryogénique.	
III.D. L'ensemble produisant le champ magnétique.	
IV. Récapitulatifs des différents moyens expérimentaux utilisés.....	70
V. Présentation des différents échantillons supraconducteurs étudiés.....	71
V.A. Système $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.	
V.B. Système $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.	
V.C. Répertoires des différents échantillons supraconducteurs.	
VI. Conclusion.....	73

Chapitre 3 : L'approche thermodynamique : Vers une interprétation quantitative de l'hystérésis.

I. Introduction.....	78
II. Concepts intuitifs de grandeurs réversibles et de grandeurs irréversibles.....	79
III. Quelques exemples d'irréversibilité.....	83
III.A. Cas des variations thermiques de l'aimantation d'un supraconducteur de type II.	
III.B. Cas de l'hystérésis unidirectionnelle :	
III.B.1. Le modèle de Bean dans sa forme originale.	
III.B.2. Les cycles de Rayleigh.	
III.B.3. Propriété de symétrie de la réponse à l'équilibre thermostatique.	
III.B.4. Les limites des lois de Rayleigh.	
III.B.5. Retour au piégeage des vortex.	
III.C. Cas de l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T _c :	
III.C.1. Introduction.	
III.C.2. Généralités sur l'hystérésis rotationnelle.	
III.C.3. La méthode de décomposition appliquée à l'hystérésis rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T _c .	
III.C.4. La vérification d'une des relations de Maxwell reliant les deux composantes du vecteur aimantation.	
III.D. Récapitulatif et premières conclusions.	
IV. Vers une approche thermodynamique des phénomènes d'hystérésis.....	102
IV.A. Généralités.	
IV.B. Cas de l'hystérésis élastoplastique lors de la déformation d'un corps :	
IV.B.1. Séparabilités des contributions réversible et irréversible.	

IV.B.2. L'utilisation de potentiels.	
IV.C. Une justification de la méthode de décomposition introduisant une fonction dissipative.	
IV.D. Vers une thermodynamique quasi-statique des phénomènes d'hystérésis :	
IV.D.1. Introduction.	
IV.D.2. Quelques rappels de thermostatique et de thermodynamique linéaire.	
IV.D.3. Un principe variationnel permettant de prédire une hystérésis de l'aimantation.	
IV.D.4. Quelques éléments pour un schéma de l'hystérésis.	
IV.E. Au delà de la thermodynamique quasi-statique : L'instabilité thermomécanique et ses analogues.	
V. Conclusion.....	113

Chapitre 4 : Variations thermiques de l'aimantation des S.H.T_c

I. Introduction.....	118
II. Mesure de l'anisotropie de l'effet Meissner.....	119
II.A. Généralités.	
II.B. Mesure de l'anisotropie de l'effet Meissner dans le régime bas champ ($H \leq 100$ Oe).	
II. C. La confrontation avec d'autres travaux.	
III. La transition de phase d'un cristal supraconducteur en rotation dans un faible champ magnétique.....	126
III.A. Présentation.	
III.B. Influence du protocole expérimentale sur l'aimantation FC obtenue à basse température.	
III.C. Superposition d'un mouvement de rotation à la variation thermique lors de la transition de l'échantillon supraconducteur.	
III.D. Comparaison avec une mesure en susceptibilité alternative.	
IV. Quelques mesures à fort champ magnétique de l'aimantation ZFC.....	132
V. Conclusion.....	134

Chapitre 5 : Mesures magnétiques unidirectionnelles et leur interprétation.

I. Introduction.....	140
II. Les grandeurs à l'équilibre thermostatique.....	141
II.A. Le champ critique inférieur $H_{c1}(T)$ caractérisant l'entrée des vortex :	
II.A.1. Mesure de $H_{c1}(T)$.	
II.A.2. Au sujet de la détermination expérimentale de $H_{c1}(T)$.	
II.B. Quelques mots sur l'aimantation réversible.	
III. L'aimantation irréversible.....	145
III.A. Généralités.	
III.B. Les différentes extensions du modèle de Bean.	
III.B.1. Une extension des hypothèses dans la limite fort champ.	
III.B.2. Les effets de l'anisotropie.	
III.B.3. Les effets de granularités.	
III.C. Les cycles d'hystérésis décrits par l'aimantation du composé $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$:	
III.C.1. Champ magnétique parallèle aux plans $(\bar{a}, b)$.	
III.C.2. Champ magnétique parallèle à l'axe $\bar{c}$.	
III.C.3. Interprétation en termes de densité de courant critique:	
III.C.3.a. Quelques mots sur les différents courants critiques.	
III.C.3.b. Variations des densités de courants critiques en fonction de T.	
III.C.3.c. Variations des densités de courant critiques en fonction de H.	

IV. Conclusion.....	164
---------------------	-----

Chapitre 6 : Mesures rotationnelle du vecteur aimantation des S.H.T_c.

I. Introduction.....	168
II. Présentation générale de l'hystérésis rotationnelle des deux composantes du vecteur aimantation des Supraconducteurs à Haute T _c (S.H.T _c).....	169
II.A. Le protocole expérimental utilisé.	
II.B. Comparaison entre les mesures issues des monocristaux YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} et La _{1.85} Sr _{0.15} CuO ₄ .	
II.C. Quelques éléments d'interprétation de l'hystérésis rotationnelle.	
II.D. Variations de l'hystérésis rotationnelle en fonction du champ et de la température.	
II.E. Comparaison entre hystérésis rotationnelle et unidirectionnelle	
III. Etude des contributions réversibles des deux composantes du vecteur aimantation des S.H.T _c	180
III.A. Cas du composé YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} :	
III.A.1. Mesures proche de T _c (T = 90.5 K).	
III.A.2. Mesures à plus basse température.	
III.B. Cas du composé La _{1.85} Sr _{0.15} CuO ₄ .	
III.C. L'autre alternative à l'explication d'une anisotropie dépendant du champ.	
IV. Etude des contributions irréversibles au vecteur aimantation des S.H.T _c	189
IV.A. Les principales caractéristiques de la contribution irréversible à l'aimantation transverse.	
IV.B. Quelques éléments pour une comparaison entre M _{Tir} (θ) et les mesures de transport de la densité de courant critique J _c (θ).	
IV.C. Etude du pic "intrinsèque" de M _{Tir} en fonction du champ magnétique et de la température.	
IV.D. Etude des dépendances en champ et en température de la largeur angulaire du pic de M _{Tir} : Interprétation en termes d'effet précurseur à la transition de verrouillage.	
V. Conclusion.....	202

Conclusion générale.....	205
--------------------------	-----

Bibliographie.....	209 à 216
--------------------	-----------

Annexes 1, 2, 3 et 4.....	219 à 225
---------------------------	-----------

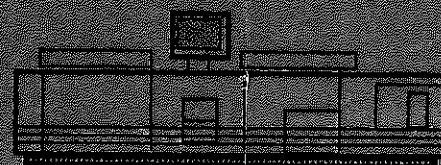
Résumé de la Thèse

Ce travail propose une étude des propriétés magnétiques anisotropes réversibles et irréversibles des monocristaux Supraconducteurs à Haute Température critique (S.H.T_C), YBa₂Cu₃O_{7-δ} (T_C ≈ 91 K) et La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ (T_C ≈ 35 K). Les différentes aimantations associées aux variations de la température T, du module du champ magnétique appliqué H et de l'orientation θ de ce dernier par rapport au cristal, ont été étudiées. Une des particularités de ce travail repose sur les mesures simultanées des deux composantes du vecteur aimantation, à savoir celles parallèle M_L et perpendiculaire M_T au champ magnétique appliqué. Celles-ci ont été effectuées pour une variation continue de l'angle θ, ainsi que pour différentes valeurs des paramètres H et T. En règle générale lors de ce type de mesures, la vitesse de rotation de l'échantillon θ̇, n'est pas suffisamment faible pour qu'à chaque instant l'état d'équilibre thermodynamique du réseau de vortex puisse s'établir. Il en résulte alors l'apparition sur chacune des composantes M_α (α = L, T), d'une contribution hors équilibre à l'aimantation qui développe une hystérésis. La validité de la décomposition de cette hystérésis rotationnelle, M_α(θ, θ̇) = M_{rev}(θ) + M_{irr}(θ, θ̇), a été démontrée expérimentalement. Elle a permis de séparer les propriétés magnétiques à l'équilibre du réseau de vortex anisotrope de celles hors équilibre. Ainsi, l'aimantation réversible du cristal YBa₂Cu₃O_{7-δ} a pu être interprétée avec la théorie de Ginzburg-Landau Anisotrope (G.L.A.) lorsque la température est proche de T_C. Ceci a permis d'obtenir l'ensemble des paramètres phénoménologiques de ce composé à savoir : le facteur d'anisotropie γ ≈ 8.3 ± 0.5, le champ critique supérieur parallèle aux plans, dH_{c2||}/dT|_{T_C} = -8 Tesla/Kelvin, et le paramètre de Ginzburg-Landau, κ ≈ 100. Des mesures à plus basse température (T < 83 K) semblent mettre en évidence une dépendance en champ de l'anisotropie γ. Pour le cristal La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄, la théorie de G.L.A. ne permet pas d'interpréter correctement les variations angulaires du vecteur aimantation et le facteur d'anisotropie dépend, dans cette description, du champ et de la température. Quant à l'étude de la contribution irréversible de l'aimantation transverse des deux cristaux étudiés, elle a révélé l'impact de la structure lamellaire des S.H.T_C sur le piégeage des vortex : la largeur angulaire du pic de M_{T||}(θ) a pu être interprétée en termes d'effet précurseur à la transition de "Lock-In".

Mots Clés : Supraconducteurs à Haute T_C - Etat Mixte - Vecteur aimantation - Anisotropie - Irréversibilité - Hystérésis - Courant critique - Etat critique.



Grenoble, juillet 1995



Impression et finition réalisées sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.

