



**HAL**  
open science

# Etude de la matière de vortex dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ à l'aide de la résonance de plasma Josephson.

Sylvain Colson

► **To cite this version:**

Sylvain Colson. Etude de la matière de vortex dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  à l'aide de la résonance de plasma Josephson.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2003. Français. NNT: . pastel-00000710

**HAL Id: pastel-00000710**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00000710>**

Submitted on 21 Jul 2010

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

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

# THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité  
**PHYSIQUE**

Présentée par  
**Sylvain COLSON**

Pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Sujet de la thèse :

**Étude de la matière de vortex dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$   
à l'aide de la résonance de plasma Josephson**

Soutenue le 15 octobre 2003 devant le jury de thèse composé de :

Johann Blatter	Rapporteur
Olivier Buisson	Examineur
Thierry Klein	Rapporteur
Pierre Le Doussal	Examineur
Yuji Matsuda	Examineur
C. J. van der Beek	Directeur



*En souvenir de ma mère.  
A mon père, à Céline, et à Béatrice.*



# Remerciements

Je remercie vivement Guillaume Petite, directeur du Laboratoire des Solides Irradiés (LSI) de l'École Polytechnique, de m'avoir accueilli dans son laboratoire pendant les trois années qu'a duré ma thèse. Mes remerciements vont également à Gianni Blatter et Thierry Klein qui ont accepté d'être mes rapporteurs, ainsi qu'à Olivier Buisson, Pierre Le Doussal, Yuji Matsuda et Kees van der Beek, pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Ce travail s'est déroulé au sein du groupe supraconductivité du LSI. Je tiens à remercier très sincèrement son chef, Marcin Konczykowski, pour m'avoir permis d'intégrer son équipe, ainsi que pour ses conseils avisés et l'aide qu'il m'a apportée.

Kees van der Beek a d'abord été mon directeur de stage d'option alors que j'étais encore élève à l'École Polytechnique, avant de devenir mon directeur de thèse un an plus tard. Dans ces deux fonctions, Kees m'a prodigué un excellent encadrement. Sa bonne humeur et son enthousiasme, sa grande disponibilité, son aide précieuse et les discussions fructueuses que nous avons eues, ont été des facteurs déterminants pour me permettre de réaliser mon travail dans de très bonnes conditions. Pour tout cela, je lui exprime mes plus sincères remerciements.

Le travail présenté ici est le résultat d'une collaboration scientifique internationale, impliquant en particulier des laboratoires hollandais, polonais et japonais. Ainsi, je tiens à remercier Peter H. Kes et Ming Li, du Laboratoire Kamerlingh Onnes, de l'Université de Leyde (Leyde, Pays-Bas), pour m'avoir fourni les échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  sur lesquels j'ai travaillé, ainsi que pour les remarques pertinentes qui m'ont permis de progresser dans mes recherches.

Mes remerciements s'adressent aussi à Stanislas Lewandowski et Halina Lewandowska, Piotr Gierlowski, Iryna Abal'osheva et Sacha Abal'oshev, pour leur accueil chaleureux lors de mes deux visites au laboratoire de l'Institut de Physique IFPAN, Académie des Sciences de Pologne (Varsovie, Pologne), dirigé par Stanislas Lewandowski, ainsi que pour le matériel, le savoir-faire et l'aide qu'ils m'ont apportés. Les deux cavités résonantes qui constituent le coeur du dispositif expérimental construit au LSI, ont été fabriquées à Varsovie à partir des plans de Piotr, qui m'a aussi été d'une aide précieuse lors de la réalisation du dispositif microonde (et grâce à qui j'ai pu découvrir la superbe ville de

## Remerciements

---

Cracovie). Iryna a réalisé pour moi les mesures de magnéto-optique différentielle incluses dans ce mémoire, alors que j'étais en pleine rédaction.

Je remercie également Yuji Matsuda pour m'avoir accueilli chaleureusement par deux fois au sein de son laboratoire à l'Institut de Physique de l'État Solide (ISSP), Université de Tokyo (Kashiwa, Japon), et pour les discussions constructives que nous avons eues (merci aussi à lui de m'avoir fait participer aux activités de groupe comme le bowling, ou la découverte de Sedo). Mes remerciements vont aussi aux différents membres de son groupe. Je citerai en particulier Koichi Izawa pour toute l'aide pratique qu'il m'a apportée (concernant aussi bien les sciences ... que la découverte du Japon : merci de m'avoir fait visiter Nikko!), Marat Gaifullin qui m'a initié à l'utilisation de la méthode bolométrique pour mesurer la résonance de plasma Josephson, qui m'a été d'un grand soutien (toujours prêt à intervenir, à n'importe quelle heure du jour ... ou de la nuit, quand surgissait une difficulté expérimentale), et qui a réalisé des mesures complémentaires pour moi, ainsi que les étudiants japonais comme Konomi Kamata, Akinori Shibata et Nakajima san. Je garderai un souvenir inoubliable des nombreux jours (et des nuits!) d'expériences à ISSP, effectuées parfois dans des conditions inhabituelles (typhon, tremblement de terre ...). Là, j'ai aussi eu l'occasion de faire la connaissance d'Edouardo B. Sonin, que je remercie pour avoir consacré une partie de son temps à discuter de la JPR avec moi, ainsi que pour m'avoir gentiment cédé sa place pour l'ascension du mont Fuji (un autre type d'expérience inoubliable!). Au Japon, j'ai pu rendre visite à Noriko Chikumoto (ISTEC, Tokyo) et à Kazuto Hirata (National Institute for Materials Science, Tsukuba). Je les remercie tous deux de m'avoir présenté leur laboratoire et différents aspects expérimentaux de la supraconductivité directement liés à mes recherches.

Merci à la Fondation Européenne pour la Science (ESF), et au Ministère Japonais de l'Éducation, de la Culture, des Sports, de la Science et de la Technologie (MEXT), pour m'avoir permis de réaliser ces différentes visites, expériences et formations à l'étranger.

Je remercie Matthew Dodgson pour les discussions fructueuses que nous avons eues, en Crète lors de la conférence Vortex II et au LSI lors de sa visite en septembre 2003, à propos de l'interprétation théorique des résultats expérimentaux présentés ici.

J'ai été très heureux de discuter à plusieurs reprises avec Mikhail Indenbom, et d'avoir profité du logiciel de magnéto-optique différentielle qu'il a mis en place au LSI ; qu'il en soit ici remercié.

Merci à François Beuneu de m'avoir permis d'utiliser l'analyseur de réseaux HP8510C de son groupe. Les mesures JPR jusqu'à 40 GHz au LSI ont été possibles grâce au tiroir de test des paramètres-S, prêté par le laboratoire de J. C. Mage du Laboratoire de Recherche de Thales. Je l'en remercie sincèrement, ainsi que Denis Créte et Bruno Marilhac.

Un grand merci aux techniciens (ou anciens techniciens) du LSI, qui m'ont permis de réaliser mon dispositif expérimental. Je pense en particulier à Frédéric Vadrot, à qui je dois les plans et la fabrication du bâti expérimental, ainsi que les différentes pièces qu'il

a dessinées et réalisées (ou fait réaliser) lors de la mise en place du système de mesure. Merci aussi à Thierry Pouthier pour sa réalisation minutieuse de différentes pièces, ainsi qu'à Stéphane Guillous, Stéphane Esnouf et Gérard Jaskierowicz, pour m'avoir permis d'irradier mes échantillons avec l'accélérateur d'électrons du LSI.

Merci aussi à Serge Bouffard et aux personnels du Ciril de nous avoir permis de réaliser nos irradiations aux ions lourds au GANIL, à Caen.

La bonne humeur, les rires, la gentillesse et la disponibilité de tous les instants de Marie-Madeleine Lemartinel et Catherine Julien, ainsi que les bonnes relations que j'ai pu entretenir avec la plupart des personnes travaillant au LSI, ont contribué pour une large part au fait que ces trois années de thèse dans ce laboratoire me laisseront de très bons souvenirs : merci à vous tous ! Sans être exhaustif, en plus de ceux déjà nommés ci-dessus, je peux citer Silvana, Francesco, Lucia, Marc, Fabien, Valério, Bruno, Nadège, Florent, Annie, Gerrit, Peter, Olivier, Hubert, Giancarlo, Nathalie, Travis, Jean-Eric, Andrea, Philippe, Grzegorz, Vincent, Sandrine, Carine, Pana, Karima. . .

J'ai pris beaucoup de plaisir à effectuer mon travail de thèse, en France comme à l'étranger. Outre l'aspect purement scientifique, qui procure parfois des joies indicibles, c'est aussi et surtout l'environnement humain qui m'a permis de mener à bien ma tâche, de faire face aux difficultés, et de passer de bons moments. A tous mes amis, qu'ils apparaissent ou non dans la liste qui suit, un grand merci ! Je pense à l'instant à Isa et Olivier (à quand le prochain salon des vins ?), Cécile et Nico (et Harry P.), Gillou, Delphine et François, Véro et Fabien, Aurore et Olivier (et la Normandie. . .), Mumu et Geoff, Sophie et Nicolas, Cécile et Martin, Sandrine et Mickaël (prêts pour une 7a ?), Tiphaine et Fabrice, Isabelle, Fabienne, Silvana et Alberto, Miyuki, Koji et Junko, Gaëlle et Nicolas, Gaëlle et Yan, Laurence et Cédric, Monica et Frédéric, Séb, Daniella et Francesco, Lily et Pédro, Sylvain, David, Stéphane B., Olivier P., Fabien A., Michèle. . .

Ma famille compte aussi beaucoup pour moi, elle a toujours été présente et d'un soutien sans faille. Même si ma mère n'est malheureusement plus parmi nous pour voir s'achever ce travail, c'est à elle, à mon père et à ma petite soeur, que je pense très fort maintenant, afin de les remercier du fond du coeur pour tout ce qu'ils ont fait pour moi, et pour leur dire toute ma reconnaissance.

Enfin, mes derniers remerciements, mais non des moindres, seront destinés à Béatrice, pour sa relecture attentive de ce manuscrit, et pour tout ce qu'elle m'a apporté au cours de l'année passée.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>21</b>
<b>1 Supraconductivité et matière de vortex</b>	<b>23</b>
1.1 Généralités sur les supraconducteurs conventionnels . . . . .	23
1.1.1 Historique . . . . .	23
1.1.2 Principales caractéristiques remarquables des supraconducteurs . .	24
1.1.3 Théories phénoménologiques . . . . .	25
1.1.3.1 Les équations de London . . . . .	25
1.1.3.2 La théorie de Ginzburg-Landau et les deux types de supra- conducteurs . . . . .	26
1.1.4 Théorie BCS . . . . .	29
1.1.5 Diagramme de phase ( $H,T$ ) . . . . .	29
1.1.6 Dynamique des vortex . . . . .	31
1.2 Les supraconducteurs à haute température critique . . . . .	32
1.2.1 Une découverte révolutionnaire . . . . .	32
1.2.2 Principales caractéristiques . . . . .	34
1.2.3 Structure d'un vortex dans un supraconducteur lamellaire . . . . .	35
1.3 La matière de vortex dans BSCCO . . . . .	37
1.3.1 Diagramme de phase ( $B,T$ ) . . . . .	37
1.3.2 La transition verre de Bragg - liquide de vortex . . . . .	38
1.3.3 La transition verre de Bragg - verre de vortex . . . . .	39
1.4 Objectif du travail présenté . . . . .	39
<b>2 Théorie de la résonance de plasma Josephson</b>	<b>41</b>
2.1 Introduction . . . . .	41
2.1.1 Deux notions utiles . . . . .	41
2.1.1.1 Oscillations de plasma dans un gaz d'électrons . . . . .	41
2.1.1.2 Effet Josephson dans les jonctions conventionnelles . . . . .	42
2.1.2 Historique de la JPR . . . . .	43

## TABLE DES MATIÈRES

2.1.2.1	La résonance de plasma Josephson avant 1990 . . . . .	43
2.1.2.2	La résonance de plasma Josephson dans les “nouveaux supraconducteurs” . . . . .	44
2.2	Théorie de la résonance de plasma Josephson en champ magnétique nul dans les supraconducteurs à haute température critique . . . . .	46
2.2.1	Effet Josephson intrinsèque . . . . .	46
2.2.2	Couplage capacitif et modification de la relation de Josephson . . . . .	47
2.2.3	La relation de Koyama-Tachiki . . . . .	50
2.2.4	Plasma Josephson transverse et longitudinal . . . . .	52
2.2.4.1	Mode de plasma Josephson transverse . . . . .	54
2.2.4.2	Mode de plasma Josephson longitudinal . . . . .	55
2.2.5	Dépendance en température de $\omega_p(B = 0, T)$ . . . . .	57
2.2.5.1	La formule d’Ambegaokar-Baratoff . . . . .	57
2.2.5.2	Modèle bifluide . . . . .	57
2.2.6	Influence des quasiparticules et forme de la raie d’absorption JPR en champ nul . . . . .	58
2.3	Influence du champ magnétique sur la résonance de plasma Josephson dans les supraconducteurs HTC . . . . .	59
2.3.1	Préliminaire : diagramme de phase $(B, T)$ de BSCCO . . . . .	59
2.3.2	Expression de la pulsation de plasma $\omega_p(B, T)$ . . . . .	61
2.3.3	Lien entre $\langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle$ et l’état de la matière de vortex . . . . .	62
2.3.3.1	Une image naïve . . . . .	62
2.3.3.2	Evolution de $\langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle$ : principaux résultats expérimentaux dans BSCCO . . . . .	63
2.3.4	Expression théorique de $\langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle$ : expansion haute température . . . . .	64
2.3.5	Forme de la raie d’absorption JPR . . . . .	65
2.3.5.1	Largeur de raie sous la ligne d’irréversibilité . . . . .	65
2.3.5.2	Largeur de raie dans le liquide de vortex . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Dispositifs expérimentaux d’observation de la résonance de plasma Josephson</b>	<b>71</b>
3.1	Introduction . . . . .	71
3.2	Méthode bolométrique . . . . .	71
3.2.1	Principe de la méthode . . . . .	71
3.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	72
3.2.2.1	Le bolomètre . . . . .	73
3.2.2.2	Technique microonde et mesure de l’absorption due à la JPR . . . . .	74
3.2.3	Résultats expérimentaux . . . . .	77

3.2.3.1	Balayage en température . . . . .	77
3.2.3.2	Balayage en fréquence . . . . .	79
3.2.4	Conclusion sur la méthode bolométrique . . . . .	80
3.3	Technique de perturbation de cavité résonante . . . . .	80
3.3.1	Principe . . . . .	80
3.3.1.1	Généralités . . . . .	80
3.3.1.2	Application à la JPR . . . . .	80
3.3.2	Dispositif expérimental . . . . .	81
3.3.2.1	Bâti expérimental . . . . .	81
3.3.2.2	Les cavités résonantes . . . . .	82
3.3.2.3	Liaisons hyperfréquences . . . . .	85
3.3.2.4	Analyseur de réseaux et corrections des mesures . . . . .	85
3.3.3	Réalisation des mesures . . . . .	87
3.3.3.1	Mesure de $Q_0$ . . . . .	87
3.3.3.2	Balayage en température . . . . .	89
3.3.3.3	Balayage en champ magnétique . . . . .	92
3.4	Conclusion . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Mesure des fluctuations thermiques et origine de la transition de phase du premier ordre du réseau de vortex</b>	<b>95</b>
4.1	Introduction . . . . .	95
4.2	Techniques expérimentales . . . . .	96
4.2.1	Choix des échantillons de BSCCO . . . . .	96
4.2.2	Mesures JPR et détermination de $\lambda_c(T)$ . . . . .	98
4.2.3	Longueur de London et mesure du rapport d'anisotropie $\gamma$ . . . . .	101
4.2.4	Détermination de la ligne de transition du premier ordre . . . . .	104
4.3	Détermination de $r_w$ et méthode d'analyse des résultats expérimentaux . . . . .	111
4.3.1	Définition de la distance d'excursion relative $r_w$ . . . . .	111
4.3.2	Lien entre $r_w$ et la résonance de plasma Josephson . . . . .	112
4.4	Résultats expérimentaux . . . . .	114
4.5	Interprétation théorique . . . . .	119
4.5.1	Relation autoconsistante pour $r_w$ . . . . .	119
4.5.2	Confrontation théorie - expérience . . . . .	122
4.5.3	Origine possible de la transition du premier ordre . . . . .	126
4.5.3.1	L'amolissement du couplage Josephson comme "moteur" de la TPO . . . . .	126
4.5.3.2	Résultat concordant : la matière de vortex "poreuse" . . . . .	128
4.5.4	Généralisation à des composés moins anisotropes . . . . .	128
4.6	Conclusion . . . . .	129

## TABLE DES MATIÈRES

<b>5</b>	<b>Fluctuations thermiques des vortex en présence de défauts colonnaires</b>	<b>131</b>
5.1	Introduction . . . . .	131
5.2	Effets de l'irradiation aux ions lourds sur BSCCO . . . . .	133
5.2.1	Principe de l'irradiation et caractéristiques des échantillons . . . . .	133
5.2.2	Effets de l'irradiation sur le dopage en oxygène: modification des paramètres physiques du matériau . . . . .	135
5.2.3	Effets de l'irradiation sur la matière de vortex . . . . .	137
5.2.3.1	Les défauts colonnaires comme centres de piégeage . . . . .	137
5.2.3.2	Détermination de la ligne d'irréversibilité . . . . .	138
5.2.3.3	Le verre de Bose et la transition verre de Bose - liquide de vortex . . . . .	142
5.2.4	Augmentation de la cohérence de phase le long de l'axe $c$ et recouplage des plans supraconducteurs . . . . .	142
5.2.5	Motivations des expériences réalisées . . . . .	144
5.3	Résultats expérimentaux et analyse . . . . .	145
5.3.1	Mesures JPR . . . . .	145
5.3.1.1	Mesures JPR en champ nul . . . . .	145
5.3.1.2	Mesures JPR sous champ magnétique . . . . .	147
5.3.1.3	Évolution de $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ . . . . .	149
5.3.2	Valeurs de $r_w$ . . . . .	151
5.3.3	Interprétation théorique . . . . .	154
5.4	Conclusion . . . . .	158
	<b>Conclusion</b>	<b>161</b>
<b>A</b>	<b>Propagation sur une ligne haute fréquence: notions, définitions et outils utiles</b>	<b>163</b>
A.1	Propagation sur une ligne haute fréquence . . . . .	163
A.2	Réflexion à l'extrémité d'une ligne . . . . .	165
A.2.1	Définition du coefficient de réflexion $\Gamma$ . . . . .	165
A.2.2	Définition du rapport d'onde stationnaire $\rho$ . . . . .	167
A.3	Le diagramme de Smith . . . . .	167
A.3.1	Historique . . . . .	167
A.3.2	Construction du diagramme de Smith . . . . .	168
A.3.3	Utilisation du diagramme de Smith . . . . .	170
<b>B</b>	<b>Cercle-Q et détermination de <math>Q_0</math></b>	<b>173</b>
B.1	Modélisation d'une cavité résonante . . . . .	173
B.2	Diagramme de Smith et cercle-Q . . . . .	176
B.3	Procédure d'ajustement . . . . .	178

**TABLE DES MATIÈRES**

---

<b>Références bibliographiques</b>	<b>181</b>
------------------------------------	------------



# Notations

Les vecteurs sont notés en caractères gras, leur module apparaît en caractères normaux, et leurs différentes composantes sont indicées par  $x$ ,  $y$  ou  $z$ . Exemple: vecteur  $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$ , de module  $A$ .

$\mathbf{A}$ : potentiel vecteur.

$a_0$ : pas du réseau de vortex d'Abrikosov;  $a_0^2 = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\Phi_0}{B}$  pour un réseau triangulaire.

$\mathbf{B}$ : induction magnétique locale (parfois utilisée par extension pour le champ magnétique).

$B_\phi$ : champ équivalent de dose, correspondant au champ magnétique pour lequel le nombre de vortex est égal au nombre de défauts colonnaires.  $B_\phi = n_\phi \Phi_0$ .

$c$ : vitesse de la lumière dans le vide;  $c = 297392458 \text{ m.s}^{-1}$ .

$c_0$ : rayon d'un défaut colonnaire.

$c_{11}$ : coefficient élastique de compression.

$c_{44}$ : coefficient élastique d'inclinaison.

$c_{66}$ : coefficient élastique de cisaillement.

$d$ : distance entre couches supraconductrices (dans les chapitres 1 et 2).

$D$ : distance entre couches supraconductrices (sauf dans les chapitres 1 et 2: épaisseur des couches isolantes).

$\text{div}$ : opérateur divergence;  $\text{div} \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$ .

$\mathbf{E}$ : champ électrique.

$e$ : charge de l'électron;  $e \approx -1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ .

$e^*$ : charge d'une paire de Cooper;  $e^* = 2e$ .

$E_F$ : énergie du niveau de Fermi.

$\text{grad}$  (ou  $\nabla$ ): opérateur gradient;  $\text{grad} f = \left( \frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right)$

$\hbar$ : constante de Planck;  $\hbar = h/2\pi \approx 1.054 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ .

## Notations

---

$\mathbf{H}$  : champ magnétique.

$H_c$  : champ critique thermodynamique (pour un supraconducteur de type I).

$H_{c_1}$  : premier champ critique (pour un supraconducteur de type II).

$H_{c_2}$  : deuxième champ critique (pour un supraconducteur de type II).

$j$  : densité de courant électrique.

$j_c$  : densité de courant critique.

$j_s$  : densité de courant supraconducteur.

$k_B$  : constante de Boltzmann ;  $k_B \approx 1.381 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ .

$m$  : masse de l'électron ;  $m \approx 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ .

$m^*$  : masse d'une paire de Cooper ;  $m^* = 2m$ .

$n_\phi$  : fluence (ou densité de défauts colonnaires) en ions.m<sup>-2</sup>.

$n$  : densité d'électrons.

$n_n$  : densité d'électrons normaux.

$n_s$  : densité d'électrons supraconducteurs.

$n_s^*$  : densité de paires de Cooper.

$Q$  : facteur de qualité d'une cavité résonante.

$Q_0$  : facteur de qualité à vide d'une cavité résonante.

$Q_c$  : facteur de qualité en charge d'une cavité résonante.

$r_w$  : *wandering length*, excursion thermique relative moyenne de deux vortex 2D.

**rot** : opérateur rotationnel ;  $\text{rot}\mathbf{A} = \nabla \wedge \mathbf{A}$ .

$s$  : épaisseur des couches supraconductrices dans BSCCO.

$T_c$  : température critique.

$u$  : écart quadratique moyen d'un vortex 2D par rapport à sa position d'équilibre.

$\gamma$  : dans le corps du texte, désigne le rapport d'anisotropie ;  $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$ . En annexe, désigne la constante de propagation sur une ligne haute fréquence.

$\delta$  : profondeur de peau d'un métal soumis à un champ électromagnétique alternatif.

$\Delta$  : *gap* supraconducteur (ou bande interdite supraconductrice).

$\Delta_r$  : opérateur laplacien ;  $\Delta_r f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$ .

$\epsilon$  : permittivité diélectrique d'un milieu ;  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ .

$\epsilon_0$  : constante diélectrique du vide ;  $\epsilon_0 = 1/(36\pi 10^9) \text{ F.m}^{-1}$ .

$\epsilon_r$  : permittivité diélectrique relative.

$\epsilon_0$  : énergie linéique typique d'une ligne de flux ;  $\epsilon_0 = \Phi_0^2 / (4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2)$ .

$\kappa$  : dans le corps du texte (sauf chapitre 3), désigne le rapport de Ginzburg-Landau ;  $\kappa = \lambda_{GL} / \xi_{GL}$ . En annexe et dans le chapitre 3, désigne le coefficient de couplage d'une cavité résonante avec l'extérieur.

$\lambda_i$  (ou  $\lambda_{L,i}$ ) : longueur de pénétration de London pour les courants circulant parallèlement à la direction  $i$ .

$\lambda_{GL,i}$  : longueur de pénétration de Ginzburg-Landau pour les courants circulant parallèlement à la direction  $i$ .

$\lambda_J$  : longueur Josephson ;  $\lambda_J = \gamma D$ .

$\mu_0$  : perméabilité magnétique du vide ;  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ .

$\xi_i$  : longueur de cohérence suivant la direction  $i$ .

$\rho_i$  : résistivité suivant la direction  $i$ .

$\sigma_i$  : conductivité électrique suivant la direction  $i$ .

$\phi$  : phase du paramètre d'ordre supraconducteur.

$\phi_{n,n+1}$  : différence de phase invariante de jauge entre les couches supraconductrices  $n$  et  $n + 1$ .

$\Phi_0$  : quantum de flux magnétique ;  $\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ .

$\omega_D$  : pulsation de Debye.

$\omega_p$  : pulsation de plasma.

$\omega_0$  : pulsation de plasma en champ nul.



# Abréviations

ARV : Analyseur de réseaux vectoriel.

BCS : Bardeen-Cooper-Schrieffer.

BSCCO :  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ .

BZ : première zone de Brillouin.

DC : Défauts colonnaires.

GL : Ginzburg-Landau.

GH : Goldin et Horowitz.

HTC : A haute température critique.

JPR : *Josephson Plasma Resonance*, résonance de plasma Josephson.

MO : Magnéto-optique.

MOD : Magnéto-optique différentielle.

NV : Nelson et Vinokur.

SHTC : Supraconducteur à haute température critique.

SQUID : *Superconducting Quantum Interference Device*.

TPO : Transition (thermodynamique) du premier ordre.

YBCO :  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

ZFC : *Zero Field Cooling*, refroidissement sous champ magnétique nul.

2D : Bidimensionnel.

3D : Tridimensionnel.



# Introduction

La découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986 a constitué un événement majeur en physique de la matière condensée. Ces nouveaux matériaux sont tous des supraconducteurs fortement de type II. En d'autres termes, dans la plus grande partie du diagramme de phase  $(H, T)$ , ils laissent pénétrer le champ magnétique en leur sein sous la forme de lignes de flux : c'est l'état mixte du supraconducteur. Ces vortex peuvent être considérés comme des lignes élastiques en interaction, placées dans un potentiel plus ou moins désordonné suivant la structure cristalline du matériau. Selon les valeurs du champ magnétique et de la température, ces lignes de flux exhibent des comportements très différents, rappelant divers états thermodynamiques de la matière ordinaire (liquide, cristal, verre). On appelle *matière de vortex* l'ensemble des états que peuvent adopter les lignes de flux dans l'état mixte d'un supraconducteur.

L'étude de la matière de vortex est intéressante aussi bien du point de vue pratique, que du point de vue théorique. Sur le plan pratique, les vortex se déplacent sous l'action d'un faible courant électrique s'ils ne sont pas bien accrochés sur le réseau cristallin du supraconducteur, ce qui provoque un phénomène de dissipation qui fait perdre au matériau son caractère de conducteur parfait. Sur le plan théorique, la matière de vortex fournit un fantastique champ d'études pour les théoriciens des systèmes élastiques désordonnés, d'autant plus qu'ils peuvent soumettre leurs prédictions théoriques au tribunal de l'expérience.

Au milieu des années 1990, O. K. C. Tsui et Y. Matsuda ont observé pour la première fois la résonance de plasma Josephson dans le matériau  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Ce phénomène permet de mesurer expérimentalement la cohérence de phase supraconductrice le long de l'axe cristallographique  $c$  du cristal de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . En 2000, L. N. Bulaevskii et A. E. Koshelev ont montré qu'il était possible d'obtenir, à partir des résultats de la résonance de plasma Josephson, une mesure directe de la grandeur des excursions thermiques des vortex. Comme il semble que les fluctuations thermiques gouvernent la fusion du solide de vortex en un liquide de vortex par un mécanisme qui reste à être élucidé, la résonance de plasma Josephson s'avère être un outil de choix pour essayer de comprendre cette transition de phase.

Ce travail de thèse a pour but de présenter des mesures quantitatives des distances

## Introduction

---

d'excursions thermiques relatives des vortex dans des échantillons très sous-dopés de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Une première partie de ces mesures a été réalisée sur des échantillons vierges, dans la phase solide de vortex (verre de Bragg) et à l'approche de la transition de phase vers le liquide de vortex. Une deuxième partie de ces mesures a été faite dans des échantillons irradiés aux ions lourds, pour évaluer l'impact d'un désordre corrélé sur le comportement des vortex.

Le premier chapitre, introductif, est consacré à la supraconductivité en général, et à la matière de vortex dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  en particulier. Les différentes notions importantes pour la suite y sont exposées brièvement. Vient ensuite un chapitre dédié à la théorie de la résonance de plasma Josephson où l'origine du phénomène est détaillée, ainsi que différentes formules théoriques permettant d'interpréter les expériences. Les techniques expérimentales utilisées pour observer la résonance de plasma Josephson font l'objet du troisième chapitre. La méthode bolométrique et la technique de perturbation de cavité résonante y sont décrites en détail. Le quatrième chapitre présente les résultats de mesures de résonance de plasma Josephson dans des échantillons vierges de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  très sous-dopés, desquels on déduit les valeurs des excursions thermiques relatives moyennes des vortex dans le solide de vortex à l'approche de la transition du premier ordre. L'analyse de ces données dans le cadre d'un modèle élastique permet de proposer une origine possible au mécanisme de la transition. Enfin, les mesures et l'analyse des fluctuations des vortex en présence de défauts colonnaires dans des échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  irradiés aux ions lourds sont au coeur du dernier chapitre.

# Chapitre 1

## Supraconductivité et matière de vortex

### 1.1 Généralités sur les supraconducteurs conventionnels

#### 1.1.1 Historique

La supraconductivité a été découverte en 1911 par H. Kamerlingh Onnes dans le mercure, à 4.2 K [1, 2]. Elle se manifeste par une disparition brutale de la résistance électrique en dessous d'une certaine température critique  $T_c$  (Fig. 1.1). Cette découverte fait suite aux travaux de H. Kamerlingh Onnes sur les propriétés de la matière à très basse température, qui l'ont amené à réussir le premier la liquéfaction de l'hélium, et pour lesquels il reçoit le prix Nobel de physique en 1913.

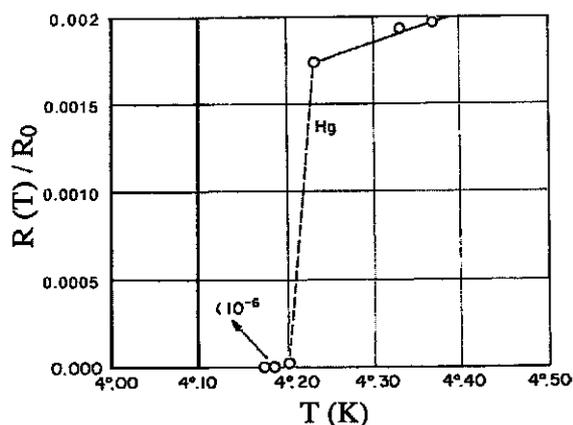


FIG. 1.1 - Découverte de la supraconductivité dans le mercure à la température de l'hélium liquide. La résistance électrique  $R(T)$ , représentée en fraction de la résistance électrique  $R_0$  mesurée à  $0^\circ\text{C}$ , s'effondre brutalement à  $T_c = 4.2$  K [2].

L'origine microscopique de ce phénomène est restée un mystère pendant plus de 45 ans. Entre 1911 et 1957, la connaissance de la supraconductivité a progressé en plusieurs étapes détaillées dans les sous-sections suivantes. On retiendra d'abord la découverte de

l'effet Meissner-Ochsenfeld en 1933 [3]. Ensuite, différentes théories phénoménologiques se sont succédées pour rendre compte des propriétés des supraconducteurs. Après le modèle bifluide de Gorter-Casimir en 1934, qui consiste à distinguer des électrons normaux et des électrons supraconducteurs [4], la théorie des frères London en 1935 [5] a introduit la notion de longueur de pénétration du champ magnétique  $\lambda$ , puis cette théorie a été étendue avec la théorie de Ginzburg-Landau en 1950 [6]. On notera aussi la contribution de Pippard en 1953, qui introduit la notion importante de longueur de cohérence  $\xi$  [7].

La théorie microscopique de la supraconductivité est mise au point en 1957 ; c'est la théorie BCS, du nom de ses auteurs J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer [8]. Elle permet d'expliquer toutes les observations expérimentales réalisées jusqu'alors, voire d'en prédire d'autres, comme l'effet Josephson (voir 2.1.1.2) prévu en 1962 par B. D. Josephson [9], et observé quelques années plus tard. En particulier, la théorie BCS introduit la notion de paire de Cooper qui correspond à deux électrons appariés grâce à une interaction attractive médiée par les phonons du réseau cristallin. Ces paires de Cooper constituent les porteurs de charge élémentaires dans la théorie BCS de la supraconductivité.

Les propriétés remarquables des supraconducteurs ont conduit les scientifiques à essayer d'élever au maximum la température critique de ces matériaux, afin de faciliter leur étude (en utilisant des systèmes de cryogénie moins lourds et moins coûteux) et leurs éventuelles applications pratiques. Malgré tous les efforts entrepris, la température critique maximale a longtemps saturé à 23.3 K, obtenue dans le composé  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  en 1973 [10]. La découverte de nouveaux supraconducteurs avec des températures critiques supérieures à 30 K a révolutionné la physique du solide à partir de la fin des années 1980 (voir section 1.2). On distingue ces supraconducteurs à haute température critique des supraconducteurs découverts entre 1911 et les années 1970. Parmi ces derniers, on appelle supraconducteurs conventionnels ceux pour lesquels la théorie BCS s'applique.

### 1.1.2 Principales caractéristiques remarquables des supraconducteurs

La première propriété remarquable des supraconducteurs est leur résistance électrique nulle, mise en évidence dans l'expérience de H. Kamerlingh Onnes [1]. La circulation d'un courant électrique persistant dans un anneau de matériau supraconducteur est une autre illustration du caractère de conducteur parfait de ces matériaux. Cette propriété n'existe que pour des intensités de courant  $I$  inférieures à un courant critique  $I_c$  au delà duquel la supraconductivité est détruite et le matériau revient dans l'état normal.

La seconde propriété remarquable des supraconducteurs est l'effet Meissner [3]. Il correspond à l'expulsion totale du flux magnétique hors du volume de l'échantillon supraconducteur auquel on applique un champ magnétique (Fig. 1.2). Les supraconducteurs présentent donc un diamagnétisme parfait. Cet effet ne se manifeste cependant que pour des champs  $H$  inférieurs à un champ limite, le champ critique thermodynamique  $H_c$ . Pour

des valeurs supérieures à  $H_c$ , la supraconductivité est détruite.

On notera également la propriété de quantification du flux magnétique. Un anneau de matériau supraconducteur dans l'état normal, soumis à un champ magnétique  $H$  perpendiculaire à son plan, puis refroidi en dessous de  $T_c$ , piège le flux magnétique lorsqu'on annule le champ  $H$ . Le flux piégé est quantifié en unités de quantum de flux [11]

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}, \quad (1.1)$$

où  $h$  est la constante de Planck, et  $e$  la charge élémentaire de l'électron.

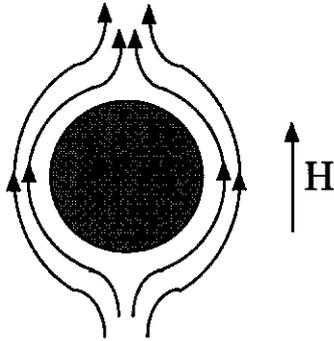


FIG. 1.2 - Illustration de l'effet Meissner. Un échantillon supraconducteur, soumis à un champ magnétique  $H$ , expulse complètement le flux magnétique hors de son volume.

Une autre caractéristique remarquable des supraconducteurs est la présence d'une bande interdite (le *gap* supraconducteur) dans le spectre des excitations électroniques, qui sépare les états excités de l'état fondamental d'une énergie  $\Delta$ .

### 1.1.3 Théories phénoménologiques

#### 1.1.3.1 Les équations de London

Le modèle bifluide de Gorter et Casimir exprime la densité totale électronique  $n$  comme la somme de deux contributions constantes et uniformes dans l'espace, celle provenant des électrons *normaux*, de densité  $n_n$ , et celle provenant des électrons *supraconducteurs*, de densité  $n_s$  ( $n = n_n + n_s$ ) [4]. Utilisant ce modèle, les frères London ont proposé la relation

$$\mathbf{j}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{A} \quad (1.2)$$

entre la densité de courant superfluide  $\mathbf{j}_s$  portée par les électrons supraconducteurs, et le potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  (dans la jauge de London  $\text{div} \mathbf{A} = 0$ ), pour rendre compte des propriétés observées sur les supraconducteurs ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ ). Dans cette relation apparaît le paramètre phénoménologique important qu'est la longueur de London

$$\lambda_L = \left( \frac{m}{\mu_0 n_s e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.3)$$

où  $m$  et  $e$  sont respectivement la masse et la charge des porteurs. Obtenues à partir de la relation 1.2, les deux équations de London [5] relient les champs électrique microscopique  $\mathbf{E}$  et magnétique microscopique  $\mathbf{B}$  à  $\mathbf{j}_s$  et s'écrivent

$$\mathbf{E} = \mu_0 \lambda_L^2 \frac{\partial \mathbf{j}_s}{\partial t}, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{B} = -\mu_0 \lambda_L^2 \text{rot } \mathbf{j}_s. \quad (1.5)$$

A l'aide de l'équation de Maxwell-Ampère, la relation 1.5 conduit à ( $\Delta_r$  est l'opérateur laplacien)

$$\Delta_r \mathbf{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} = \mathbf{0}. \quad (1.6)$$

La solution de cette équation différentielle montre que le champ magnétique, dans un supraconducteur soumis à un champ appliqué, décroît comme  $B \propto \exp(-r/\lambda_L)$ , où  $r$  est la distance par rapport à la surface du supraconducteur. La signification physique de  $\lambda_L$  apparaît alors comme la longueur de pénétration du champ magnétique dans un échantillon supraconducteur dans l'état Meissner (Fig. 1.3). Les courants d'écrantage supraconducteurs circulent donc à la surface de l'échantillon dans une fine couche d'épaisseur caractéristique  $\lambda_L$ , distance sur laquelle le champ magnétique décroît très sensiblement. Dans les supraconducteurs conventionnels,  $\lambda_L(T=0) \approx 0.01 - 0.1 \mu\text{m}$ .

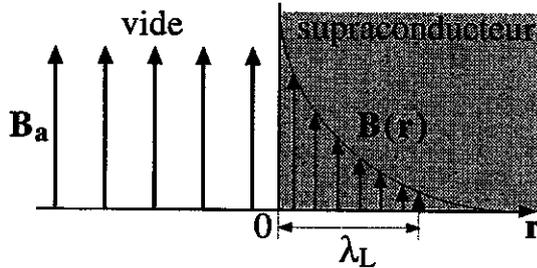


FIG. 1.3 - Signification physique de  $\lambda_L$ . La longueur de pénétration de London  $\lambda_L$  est la distance caractéristique sur laquelle le champ magnétique décroît à l'intérieur d'un supraconducteur dans l'état Meissner. Elle représente l'analogie de la profondeur de peau dans un métal.

### 1.1.3.2 La théorie de Ginzburg-Landau et les deux types de supraconducteurs

La théorie de Ginzburg-Landau (GL), initialement introduite pour décrire les transitions de phase thermodynamiques du second ordre, postule l'existence d'un paramètre d'ordre supraconducteur représenté par une fonction d'onde complexe  $\psi(\mathbf{r})$  dépendant de l'espace [6]. Son module est directement relié à la densité de porteurs appariés (les paires de Cooper),  $|\psi|^2 = n_s^*$ . Cette théorie est une généralisation de la théorie de London au cas où la densité de porteurs  $n_s^*$  peut varier dans l'espace.

L'énergie libre de GL dans l'état supraconducteur,  $F_s$ , en l'absence de champ magné-

tique appliqué, s'écrit

$$F_s = F_n + \int_V \left[ a(T)|\psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{b(T)}{2}|\psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left( \frac{\hbar}{i} \nabla - e^* \mathbf{A} \right) \psi(\mathbf{r}) \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \right] d^3r. \quad (1.7)$$

Dans cette expression,  $F_n$  est l'énergie libre du matériau dans l'état normal,  $V$  son volume,  $m^*$  et  $e^*$  respectivement la masse et la charge des porteurs élémentaires (ici, les paires de Cooper, de charge  $e^* = 2e < 0$ ),  $\mathbf{A}$  le potentiel vecteur,  $B$  l'induction magnétique locale dans le matériau, et  $a(T)$  et  $b(T)$  deux constantes phénoménologiques, *a priori* dépendantes de la température. En première approximation,  $a(T) = a'(T - T_c)$  avec  $a' > 0$  et  $b(T) = b > 0$ . La minimisation de l'énergie libre  $F_s$  par rapport au paramètre d'ordre  $\psi$  et au potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  conduit aux deux équations de Ginzburg-Landau, équations différentielles couplées décrivant le paramètre d'ordre et la densité de supercourant  $\mathbf{j}_s$  [12, 13]. De ces équations, on déduit deux longueurs caractéristiques. La longueur de cohérence de Ginzburg-Landau  $\xi_{GL}(T)$  est l'échelle de longueur des variations spatiales du paramètre d'ordre. C'est la plus courte distance sur laquelle  $\psi$  peut s'annuler ; elle s'écrit

$$\xi_{GL} = \left( \frac{\hbar^2}{2m^*|a'(T - T_c)|} \right)^{1/2}. \quad (1.8)$$

La longueur de pénétration de GL  $\lambda_{GL}(T)$  donne l'échelle de distance des variations spatiales du potentiel vecteur  $\mathbf{A}$ , et donc de l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  ; elle est donnée par

$$\lambda_{GL}(T) = \left( \frac{m^*}{(e^*)^2 \mu_0 n_s^*} \right)^{1/2} = \left( \frac{m^* \beta}{(e^*)^2 \mu_0 |a'(T - T_c)|} \right)^{1/2}. \quad (1.9)$$

On a la relation  $\lambda_L = 1.35 \lambda_{GL}$  [12]. Près de la température critique,  $\xi_{GL}(T)$  et  $\lambda_{GL}(T)$  divergent comme  $(T_c - T)^{-1/2}$ . Bien que la théorie de GL ne soit *a priori* valable que près de  $T_c$ , il se trouve qu'elle donne des résultats raisonnables dans l'ensemble du domaine de température d'existence de la supraconductivité.

$\xi_{GL}(T)$  et  $\lambda_{GL}(T)$  ont la même dépendance en température près de  $T_c$ . Le rapport de Ginzburg-Landau

$$\kappa = \frac{\lambda_{GL}(T)}{\xi_{GL}(T)} \quad (1.10)$$

est donc constant près de  $T_c$ , et permet de classer les supraconducteurs en deux grandes catégories :

- si  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  ( $\xi_{GL} > \sqrt{2}\lambda_{GL}$ ), la perte d'énergie de condensation dans l'état supraconducteur dans une couche d'épaisseur  $\lambda_{GL}$  (interface normal - supraconducteur) est supérieure au gain énergétique résultant de la pénétration du champ magnétique dans ce même volume. L'énergie d'une interface normal - supraconducteur est positive, et

le matériau cherchera à limiter au maximum la formation de cette interface. Ce matériau présentera l'effet Meissner jusqu'au champ critique thermodynamique  $H_c$  où l'énergie de condensation est exactement compensée par l'énergie diamagnétique. Pour  $H > H_c$ , le matériau revient dans l'état normal. Ce comportement est caractéristique d'un supraconducteur de type I (Fig. 1.4a).

- si  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  ( $\xi_{GL} < \sqrt{2}\lambda_{GL}$ ), la perte d'énergie de condensation dans l'état supraconducteur dans une couche d'épaisseur  $\lambda_{GL}$  (interface normal - supraconducteur) est inférieure au gain énergétique résultant de la pénétration du champ magnétique dans ce même volume. L'énergie d'une interface normal - supraconducteur est négative, et le matériau dans l'état supraconducteur est stable vis-à-vis de la formation de plus en plus d'interfaces normal - supraconducteur. Ce matériau présentera l'effet Meissner jusqu'au premier champ critique  $H_{c1}$ . Pour  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , où  $H_{c2}$  est le deuxième champ critique, le flux magnétique pénètre dans l'échantillon sous la forme de lignes de flux quantifiées, les vortex [14]. Au delà de  $H_{c2}$ , le matériau revient dans l'état normal. Ce comportement est caractéristique d'un supraconducteur de type II (Fig. 1.4b).

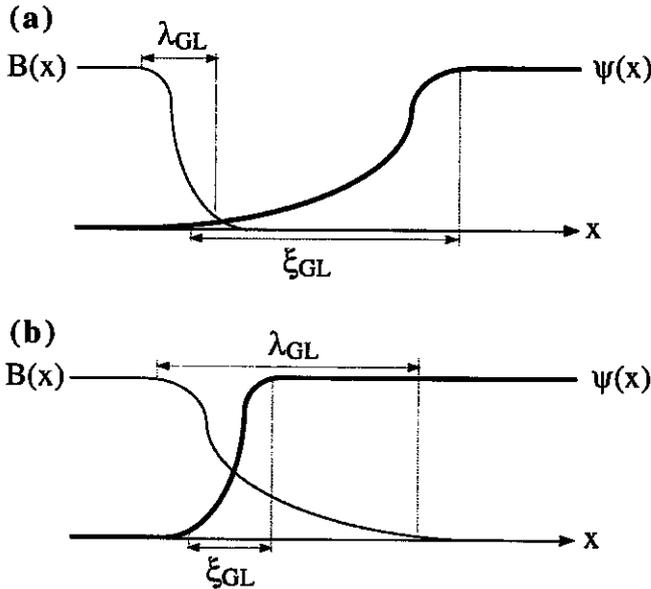


FIG. 1.4 - Échelles de longueur des variations spatiales du champ magnétique  $B(x)$  et du paramètre d'ordre  $\psi(x)$  dans les deux types de supraconducteurs. (a): Dans un supraconducteur de type I,  $\kappa < 1/\sqrt{2}$ , l'énergie du système est minimale s'il n'existe qu'une interface normal - supraconducteur à la surface de l'échantillon. (b): Dans un supraconducteur de type II,  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ , il est favorable sur le plan énergétique de créer autant d'interfaces normal - supraconducteur que possible, d'où la pénétration de vortex dans l'échantillon.

Dans la théorie de GL, le champ critique thermodynamique s'écrit

$$H_c = \frac{\Phi_0}{\sqrt{8}\pi\mu_0\xi_{GL}\lambda_{GL}}, \quad (1.11)$$

tandis que les champs critiques  $H_{c_1}$  et  $H_{c_2}$  s'écrivent [12, 15]

$$H_{c_1} \approx \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda_{GL}^2} \ln(\kappa), \quad (1.12)$$

$$H_{c_2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\xi_{GL}^2}. \quad (1.13)$$

Le tableau 1.1 indique les valeurs typiques de  $\lambda_{GL}$ ,  $\xi_{GL}$ ,  $H_c$  et  $H_{c_2}$ , à température nulle, pour des supraconducteurs conventionnels de type I et de type II.

TAB. 1.1 – Valeurs typiques de  $\lambda_{GL}$ ,  $\xi_{GL}$ ,  $H_c$  et  $H_{c_2}$ , à température nulle, pour des supraconducteurs conventionnels de type I et de type II [16].

	$\lambda_{GL}$ (nm)	$\xi_{GL}$ (nm)	$H_c$ (mT)	$H_{c_2}$ (T)
Type I	40-70	90-1600	10-80	
Type II	60-300	2-5		13-38

### 1.1.4 Théorie BCS

En 1956, Cooper considère le problème de deux électrons entre lesquels existe une interaction attractive, en présence de la mer de Fermi de tous les autres électrons. Il montre qu'il se forme un état lié entre ces deux électrons, la paire de Cooper, et ce aussi faible que soit le potentiel attractif  $V$ . A partir de ce résultat, Bardeen, Cooper et Schrieffer écrivent la théorie BCS de la supraconductivité en 1957 [8], pour laquelle ils recevront le prix Nobel de physique en 1972. Dans cette théorie, les électrons dans l'état supraconducteur sont appariés entre eux. L'interaction attractive qui conduit à la formation de ces paires est faible et provient de l'interaction électron-phonon. L'extension spatiale d'une paire de Cooper est de l'ordre de la longueur de cohérence  $\xi$ . Seule une faible proportion des électrons du matériau se condense dans l'état supraconducteur, à savoir les électrons ayant une énergie  $E$  telle que  $|E - E_F| < \hbar\omega_D$ , où  $E_F$  est l'énergie de Fermi et  $\omega_D$  la pulsation de Debye. L'énergie de condensation vaut  $\Delta$ , qui correspond au *gap* supraconducteur. L'accord entre les prévisions de la théorie BCS et les observations expérimentales est remarquable. L'état supraconducteur est donc un état quantique macroscopique.

### 1.1.5 Diagramme de phase ( $H, T$ )

Suivant qu'il est de type I ou de type II, un supraconducteur expulsera complètement ou seulement en partie le champ magnétique dans lequel il est plongé. Cela donne lieu à deux diagrammes de phase ( $H, T$ ) distincts, schématiquement représentés dans la figure 1.5 pour des supraconducteurs homogènes et isotropes. Dans le cas des supraconducteurs de

type I, le flux magnétique est complètement expulsé hors du volume du matériau quand le champ appliqué  $H$  est inférieur au champ critique thermodynamique  $H_c(T)$  : c'est l'état Meissner. Sauf dans une couche d'épaisseur  $\lambda$  à la surface du supraconducteur, l'induction magnétique locale  $B$  est nulle dans le matériau. Quand  $H > H_c(T)$ , la supraconductivité disparaît et le champ  $\mathbf{H}$  pénètre complètement dans le matériau revenu à l'état normal. En ce qui concerne les supraconducteurs de type II, l'état Meissner existe pour  $H < H_{c1}(T) < H_c(T)$ . Quand  $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$ , le matériau est toujours supraconducteur, mais le flux magnétique pénètre partiellement dans le volume de l'échantillon sous la forme de vortex. C'est l'état mixte, ou phase de Shubnikov. Pour  $H > H_{c2}(T) > H_c(T)$ , le matériau perd la propriété de supraconductivité, et laisse complètement pénétrer le champ  $\mathbf{H}$ .

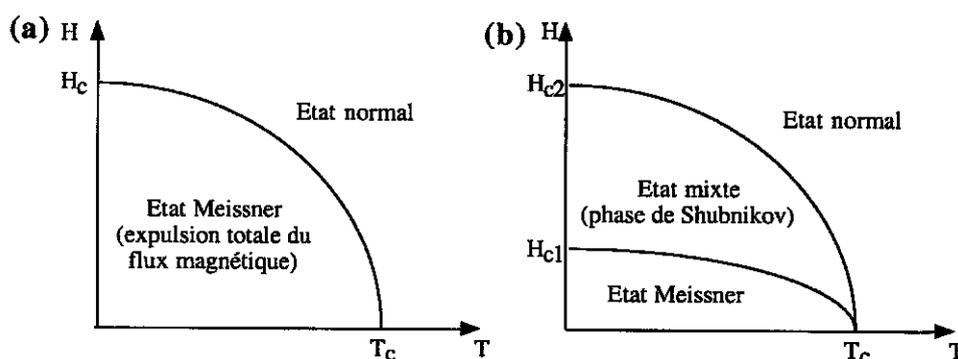


FIG. 1.5 - Diagramme de phase  $(H,T)$  schématisé pour des supraconducteurs homogènes de type I (a) et de type II (b). Pour  $H < H_c(T)$  (type I) ou  $H < H_{c1}(T)$  (type II), le supraconducteur est dans l'état Meissner et présente un diamagnétisme parfait. Pour  $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$ , le supraconducteur de type II est dans l'état mixte (ou phase de Shubnikov). Il laisse pénétrer partiellement le champ magnétique dans son volume, sous la forme de vortex. Au delà de  $H_c$  (type I) ou de  $H_{c2}$  (type II), la supraconductivité est détruite, le matériau se retrouve dans l'état normal et le champ magnétique pénètre complètement et uniformément dans l'échantillon.

Un vortex, ou ligne de flux, correspond à une inclusion de phase normale dans la phase supraconductrice. Il est constitué d'un coeur cylindrique de rayon  $\xi$ , dont l'axe est parallèle au champ appliqué  $\mathbf{H}$ . Ce coeur est dans l'état normal et laisse passer les lignes de champ magnétiques, de sorte qu'il y ait exactement un quantum de flux  $\Phi_0 \approx 2.07 \times 10^{-15}$  Wb qui traverse le matériau à l'endroit du vortex. Le paramètre d'ordre s'annule à l'intérieur du coeur de vortex. Celui-ci est entouré par une couronne cylindrique, d'épaisseur de l'ordre de  $\lambda$ , dans laquelle circulent des supercourants  $\mathbf{j}_s$  (courants non dissipatifs). Ceux-ci écrantent le champ magnétique à l'extérieur du vortex (Fig. 1.6). Ces courants créent une interaction répulsive entre les vortex, qui vont s'arranger sur un réseau triangulaire régulier — le réseau d'Abrikosov — afin de minimiser leur énergie d'interaction [12, 14]. L'existence de ce réseau a été démontrée expérimentalement pour la première fois en 1967

à l'aide de la technique de décoration magnétique [17].

Un vortex est également un défaut topologique pour la phase  $\phi$  du paramètre d'ordre supraconducteur  $\psi = |\psi| \exp(i\phi)$ , qui varie de  $2\pi$  lors d'un tour complet autour du vortex.

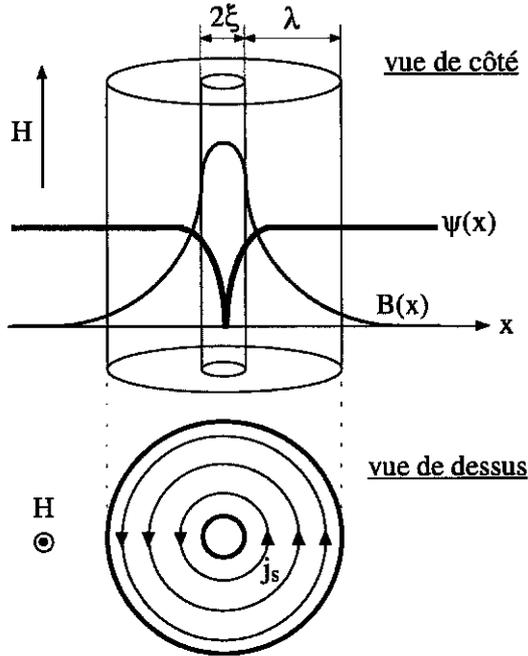


FIG. 1.6 - Schéma d'un vortex dans un supraconducteur isotrope. L'axe de symétrie du vortex est parallèle au champ  $\mathbf{H}$ . Le paramètre d'ordre s'annule à l'intérieur du cœur dans l'état normal, de rayon  $\xi$ . Le champ magnétique pénètre complètement dans ce cœur cylindrique, et décroît exponentiellement sur une distance typique de l'ordre de  $\lambda$  à l'extérieur du cœur (vue de côté). Dans cette zone, des courants non dissipatifs  $\mathbf{j}_s$  circulent autour du cœur, et écrantent le champ magnétique à l'extérieur du vortex (vue de dessus). Un vortex porte exactement un quantum de flux magnétique  $\Phi_0$ .

### 1.1.6 Dynamique des vortex

Ce sont les vortex qui déterminent pour l'essentiel la réponse électrodynamique des supraconducteurs de type II sous champ magnétique, d'où l'importance de l'étude de la matière de vortex [18].

En particulier, lors de l'application d'un courant électrique de densité  $\mathbf{j}$  dans un échantillon supraconducteur, une force de Lorentz  $\mathbf{F}_L \propto \mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$  s'exerce sur les lignes de flux. Sous l'action de  $\mathbf{F}_L$ , les vortex se mettent à bouger, créant un champ électrique  $\mathbf{E}$  colinéaire à  $\mathbf{j}$ : la résistivité électrique  $\rho$  devient non nulle et de l'énergie est dissipée en raison du mouvement des vortex; le matériau perd son caractère de conducteur parfait (Fig. 1.7a). Pour préserver la propriété de supraconductivité, les vortex doivent être piégés à l'aide de centres de piégeage qui exerceront une force  $\mathbf{F}_p$  pour les empêcher de se mouvoir sous l'action de  $\mathbf{F}_L$  (Fig. 1.7b). Ce piégeage sera efficace tant que la densité de courant appliquée ne dépasse pas un certain seuil, ou densité de courant critique  $j_c$ . Au delà ( $j > j_c$ ), la force de Lorentz excède la force d'ancrage et les vortex sont de nouveau mis en mouvement. On voit donc l'importance, pour les applications pratiques, de l'étude de la matière de vortex.

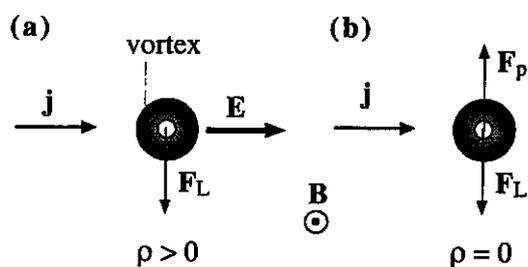


FIG. 1.7 – (a): Lors de la circulation d'un courant électrique de densité  $\mathbf{j}$  (ici orthogonale à l'induction magnétique  $\mathbf{B}$ ), les vortex sont mis en mouvement sous l'action de la force de Lorentz  $\mathbf{F}_L$ . Cela crée un champ électrique  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{j}$ , et donc de la dissipation; la résistivité électrique  $\rho$  n'est plus nulle. (b): Des centres de piégeage des vortex créent une force de piégeage  $\mathbf{F}_p$  qui s'oppose à  $\mathbf{F}_L$ . Les vortex restent immobiles sous l'action de  $\mathbf{j}$  et la supraconductivité persiste ( $\rho = 0$ ) tant que  $j < j_c$ .

## 1.2 Les supraconducteurs à haute température critique

### 1.2.1 Une découverte révolutionnaire

En 1986, Müller et Bednorz montrent qu'un oxyde à base de lanthane, baryum, cuivre et oxygène, devient supraconducteur à une température critique  $T_c \sim 35$  K [19], c'est-à-dire à une température bien supérieure à la plus haute  $T_c$  atteinte jusque-là dans  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  ( $T_c = 23$  K). Cette découverte de nouveaux matériaux supraconducteurs à haute température critique (SHTC) a révolutionné la physique de la matière condensée; elle vaudra d'ailleurs à ses auteurs le prix Nobel de physique en 1987. Dans les mois qui suivirent l'annonce de Bednorz et Müller, de nombreux groupes de part le monde ont synthétisé des oxydes supraconducteurs (contenant tous l'élément cuivre, d'où leur nom de cuprates), ayant des températures critiques de plus en plus élevées (Fig. 1.8). Parmi eux, on s'intéressera, ici, essentiellement au composé  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [20], dont la température critique atteint  $T_c \approx 90$  K.

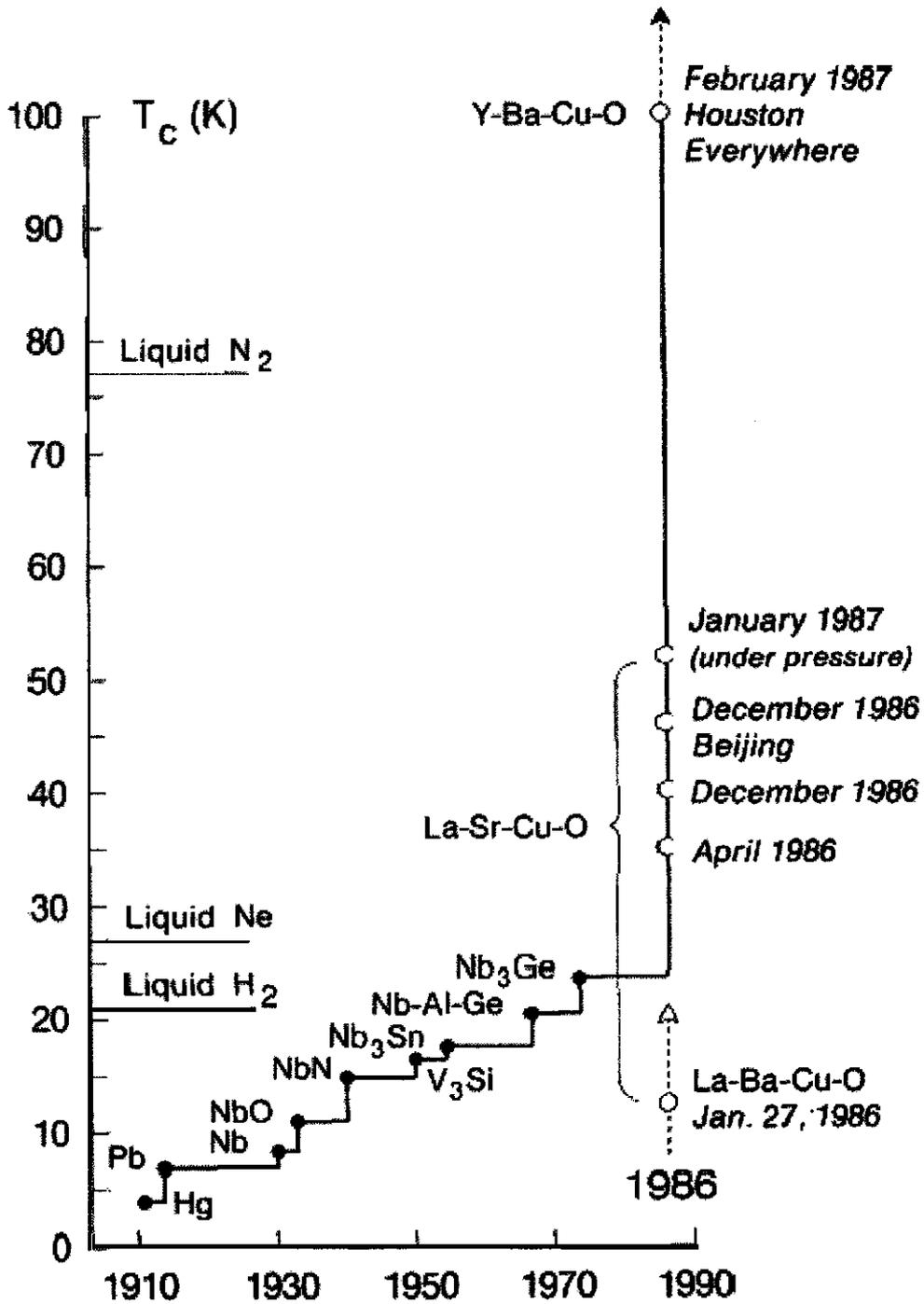


FIG. 1.8 - Evolution de la température critique dans les nouveaux supraconducteurs suite à leur découverte [21, 22].

### 1.2.2 Principales caractéristiques

Ces SHTC ont une structure cristallographique générique du type perovskite déficiente en oxygène, constituée d'un empilement alterné d'un ou plusieurs plans  $\text{CuO}_2$  fortement couplés entre eux, et de plans contenant les autres atomes. Cet empilement est parallèle à l'axe cristallographique  $c$  du matériau. La figure 1.9 détaille la structure cristallographique du composé étudié ici, à savoir  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO). Il est admis que la supraconductivité est essentiellement confinée dans les plans  $\text{CuO}_2$  alors que les autres plans sont des couches isolantes servant de réservoirs de charges. Dans BSCCO, on appelle dans la suite *couche supraconductrice* les deux plans  $\text{CuO}_2$  fortement couplés, séparés par un plan d'atomes de Ca. Leur structure particulière en feuillets confère aux SHTC une anisotropie importante, quantifiée par le rapport d'anisotropie

$$\gamma = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \frac{\lambda_{L,c}}{\lambda_{L,ab}} = \left( \frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{1/2} \approx \left( \frac{\rho_c}{\rho_{ab}} \right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

$\xi_\alpha$  est la longueur de cohérence parallèlement à  $\alpha$  ( $\alpha = ab$  pour le plan  $ab$ ,  $\alpha = c$  pour l'axe  $c$ ),  $\lambda_{L,\alpha}$  la longueur de London pour les courants circulant parallèlement à  $\alpha$ ,  $m_\alpha$  la masse effective des électrons parallèlement à  $\alpha$ , et  $\rho_\alpha$  la résistivité électrique mesurée dans l'état normal suivant  $\alpha$ . Les valeurs typiques de  $\gamma$  varient de 100 à 1000 pour BSCCO.

Les valeurs de la température critique  $T_c$  et du rapport d'anisotropie  $\gamma$  dépendent fortement de la stoechiométrie du composé, surtout dans BSCCO. Les expériences montrent que la concentration en porteurs dans les plans  $\text{CuO}_2$  est un paramètre déterminant pour les valeurs de  $T_c$  et de  $\gamma$  [24, 25]. On peut jouer sur cette concentration en modifiant le dopage en oxygène des plans réservoirs, ou en substituant un cation de plus faible valence à ceux déjà présents dans le composé. Dans BSCCO, ce dopage chimique donne lieu à un dopage en trous, qui sont les porteurs de la supraconductivité dans les plans  $\text{CuO}_2$ .

La théorie BCS ne s'applique pas dans les SHTC. Cependant, il a été prouvé que les paires de Cooper existent bien dans les SHTC [26], mais l'origine du mécanisme d'appariement reste sujette à controverse. De plus, il a été montré que la symétrie d'onde du paramètre d'ordre supraconducteur - donc du *gap* supraconducteur - n'est pas de type  $s$ , mais de type  $d$  [27, 28].

La distance intercouche, ou distance entre deux couches supraconductrices successives, vaut  $d = 1.5$  nm, alors que la longueur de cohérence  $\xi_c$  suivant l'axe  $c$  est inférieure à 0.1 nm. De fait, la fonction d'onde supraconductrice a un module quasiment nul dans l'espace intercouche. La théorie anisotrope de Ginzburg-Landau, qui suppose un milieu continu, ne s'applique donc pas à BSCCO en raison de sa structure lamellaire. L'aspect discret de cette structure est pris en compte dans le modèle de Lawrence-Doniach [29]. Les couches supraconductrices sont couplées entre elles par effet Josephson, comme l'ont montré expérimentalement Kleiner *et al.* [30, 31] (voir chapitre 2).

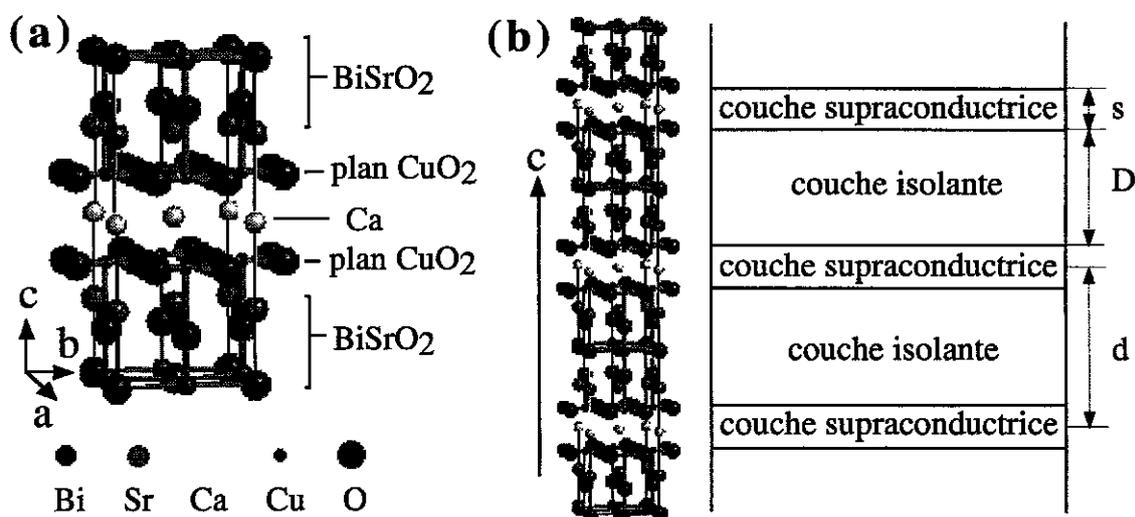


FIG. 1.9 – Structure du composé  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . (a) : Détail de la structure cristallographique quasi-carrée de BSCCO, avec les paramètres  $a \approx b \approx 0.38 \text{ nm}$  et  $c \approx 3.08 \text{ nm}$  [23]. Les deux plans  $\text{CuO}_2$ , séparés par une couche d'atomes de Ca, sont fortement couplés entre eux. La supraconductivité est localisée dans ces plans  $\text{CuO}_2$ . (b) : Les bicouches  $\text{CuO}_2$  supraconductrices (d'épaisseur  $s = 0.3 \text{ nm}$ ) alternent avec des couches isolantes  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{O}_4$  (d'épaisseur  $D = 1.2 \text{ nm}$ ) suivant l'axe cristallographique  $c$ . La distance intercouche est  $d = D + s = 1.5 \text{ nm}$ .

### 1.2.3 Structure d'un vortex dans un supraconducteur lamellaire

Les SHTC vérifient tous  $\kappa \gg 1$ , ce sont donc des supraconducteurs de type II. Du fait de la structure lamellaire des SHTC, les vortex ont une constitution particulière. On ne considèrera ici que le cas des vortex d'Abrikosov, c'est-à-dire quand le champ magnétique appliqué, et donc les vortex, sont parallèles à l'axe  $c$  du supraconducteur. Une ligne de flux tridimensionnelle (vortex 3D) se compose alors d'un empilement de vortex bidimensionnels, les "galettes de vortex" (*pancake vortices*, ou vortex 2D), localisés dans les plans supraconducteurs [32]. La figure 1.10 illustre la structure particulière d'un vortex dans BSCCO. En l'absence de fluctuations thermiques (ou de piégeage par les défauts ponctuels), les vortex 2D, qui constituent une ligne de flux, sont parfaitement alignés le long de l'axe  $c$ , ce qui représente une situation idéale (Fig. 1.10a). En réalité, les fluctuations thermiques (ou le piégeage par les défauts ponctuels) provoquent des distorsions de la ligne de flux. L'alignement parfait des vortex 2D est détruit, chaque vortex 2D d'un plan supraconducteur  $n$  s'écarte d'une distance  $u_n$  de la position d'équilibre qu'il occuperait dans le cas idéal (Fig. 1.10b).

Les effets combinés de la haute température critique des SHTC, de leur petite longueur de cohérence et d'une forte anisotropie, rendent les lignes de flux dans les cuprates très

sensibles aux fluctuations thermiques [18]. Du fait de leur structure discontinue, les vortex doivent aussi être considérés comme des objets élastiques interagissant entre eux, pouvant être soumis à des forces de piégeage. Ainsi, l'énergie élastique des lignes de flux, l'énergie d'interaction entre vortex, l'énergie d'agitation thermique et l'énergie de piégeage, représentent les quatre types d'énergie qui vont déterminer le diagramme de phase  $(H, T)$  des SHTC. Comme ces énergies peuvent être du même ordre de grandeur, il en résulte un diagramme  $(H, T)$  beaucoup plus riche que celui des supraconducteurs conventionnels. Par analogie avec la matière ordinaire où les entités élémentaires sont les atomes, on appelle *matière de vortex* l'ensemble des phases thermodynamiquement stables résultant de la compétition entre les quatre types d'énergie cités plus haut, où les entités élémentaires sont les lignes de flux individuelles [33]. La section suivante détaille les différentes phases thermodynamiques de cette matière de vortex dans BSCCO.

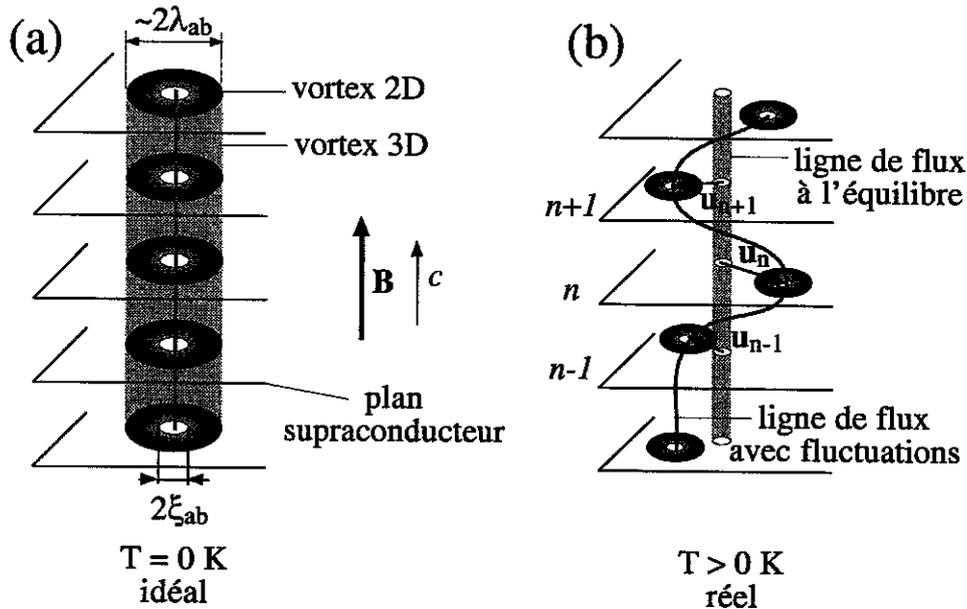


FIG. 1.10 – Schéma de la structure des vortex d'Abrikosov dans BSCCO. (a) : Ligne de flux idéale ( $T = 0$  K, pas de fluctuations thermiques, pas de piégeage). Les vortex 2D, localisés dans les plans supraconducteurs, sont constitués d'un cœur dans l'état normal, de rayon  $\xi_{ab}$ , entouré par des supercourants, qui s'étendent sur une distance de l'ordre de  $\lambda_{ab}$ , de part et d'autre du cœur. Ces vortex 2D sont empilés exactement les uns au-dessus des autres le long de l'axe  $c$  pour constituer le vortex 3D d'Abrikosov, qui se trouve dans un état d'équilibre. (b) : En réalité,  $T > 0$  et les fluctuations thermiques (ou le piégeage par des défauts ponctuels) provoquent des distorsions du vortex 3D, détruisant le parfait alignement des vortex 2D le long de l'axe  $c$ . Dans chaque plan supraconducteur d'indice  $n$ , le vortex 2D de la ligne de flux considérée s'écarte de la position d'équilibre qu'il occupait en l'absence de toute fluctuation. Cet écart est mesuré par le vecteur  $u_n$ .

## 1.3 La matière de vortex dans BSCCO

### 1.3.1 Diagramme de phase ( $B, T$ )

Les fluctuations thermiques et le piégeage par les défauts ponctuels du cristal, donnent lieu à l'existence de différents états thermodynamiques de la matière de vortex dans les SHTC [18], et en particulier dans BSCCO. Le diagramme de phase ( $B, T$ ) schématisé de BSCCO est représenté sur la figure 1.11. A bas champ et basse température, où l'énergie

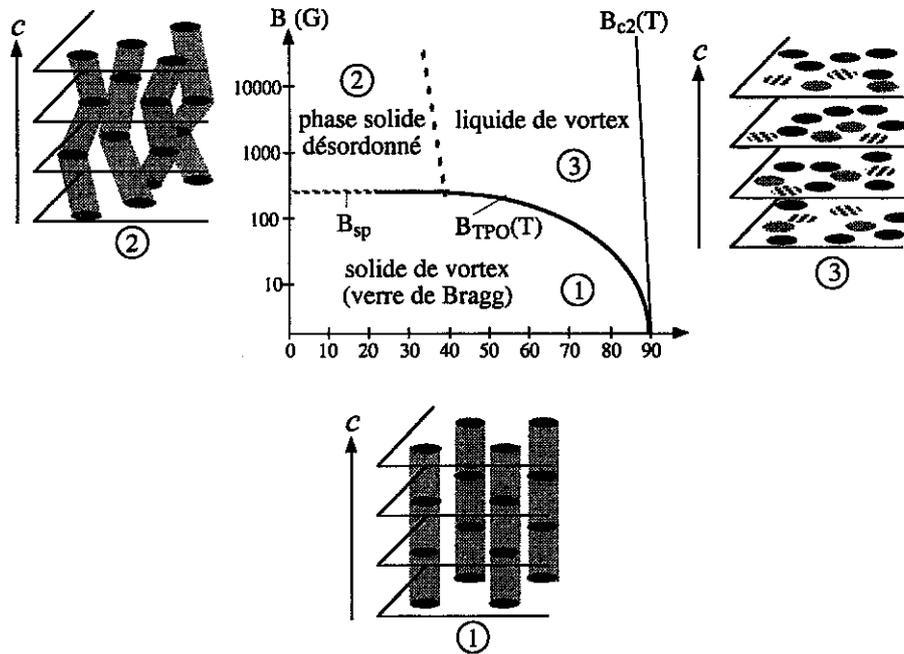


FIG. 1.11 – Diagramme de phase schématisé de la matière de vortex dans BSCCO. On distingue trois phases principales dans l'état mixte. La phase bas champ, basse température ① correspond à un état solide ordonné avec un quasi-ordre translationnel à grande distance, appelé verre de Bragg. La phase haut champ, basse température ② correspond à un état désordonné, parfois appelé verre de vortex, séparé de la phase précédente par la ligne de second pic ( $B_{sp}$ ), qui correspond à une transition thermodynamique du premier ordre, du moins pour les températures supérieures à 32 K [34]. La phase haut champ, haute température ③ correspond à l'état de liquide de vortex. La frontière entre cette phase et le verre de Bragg est une transition du premier ordre ( $B_{TPO}$ ) [35]. Les échelles de température et de champ magnétique donnent des valeurs typiques pour des échantillons de BSCCO dopés optimalement. Pour chaque phase, on a représenté schématiquement la configuration des lignes de flux.

élastique semble l'emporter sur l'énergie de piégeage, les lignes de flux sont plutôt ordonnées. Cependant, l'ordre triangulaire parfait du réseau d'Abrikosov est détruit partiellement à cause du faible désordre non corrélé provoquant le piégeage collectif des vortex

par les défauts ponctuels [36]. Ces derniers existent toujours dans un cristal de BSCCO réel (lacunes en oxygène). Il semble bien que le verre de Bragg [37, 38, 39, 40] soit la phase thermodynamiquement stable dans cette partie du diagramme de phase  $(B, T)$ . Cet état est caractérisé par un quasi-ordre translationnel à grande distance qui se manifeste par l'existence de pics de Bragg correspondant au réseau réciproque de vortex, dont l'intensité diverge comme une loi de puissance, ainsi que par un ordre topologique parfait, c'est-à-dire sans dislocation. Du point de vue statique, cet état est donc presque aussi parfait qu'un solide cristallin. Néanmoins, sur le plan dynamique, cette phase présente un comportement vitreux, d'où son nom "verre de Bragg". Il en résulte une caractéristique  $I - V$  non linéaire.

Toujours à basse température, mais à plus haut champ, les pics de Bragg des expériences de diffraction aux neutrons disparaissent [41], reflétant la disparition du quasi-ordre à grande distance. En même temps, on observe une forte augmentation de la densité de courant critique  $j_c$ . On pense que cette phase, dominée par l'énergie de piégeage, correspond à un verre de vortex [42, 43], ou solide de vortex désordonné. Il est caractérisé par une dynamique vitreuse beaucoup plus prononcée que dans le cas du verre de Bragg [39]. La caractéristique  $I - V$  est là-aussi non linéaire.

Enfin, à haute température, c'est le liquide de vortex [44] qui occupe la majeure partie du diagramme de phase  $(B, T)$ , où les fluctuations thermiques dominent. Dans cette phase, l'ordre translationnel est complètement perdu, comme le montrent les expériences de diffractions aux neutrons [41]. De plus, les vortex sont libres de se mouvoir, du fait de l'absence de piégeage, ce qui donne une caractéristique  $I - V$  linéaire (comportement ohmique).

### 1.3.2 La transition verre de Bragg - liquide de vortex

Les différents états de la matière de vortex cités précédemment sont séparés par des lignes correspondant éventuellement à des transitions de phases thermodynamiques. Plusieurs expériences ont montré que le verre de Bragg "fond" [45] en un liquide de vortex suivant une transition du premier ordre thermodynamique (TPO). Cette TPO se manifeste par un saut de la densité de vortex, qui se traduit par un saut dans l'induction magnétique  $B$ , puisque chaque vortex porte un quantum de flux (Fig. 1.12a). Ce saut a été observé aussi bien dans BSCCO [35, 46] que dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) [47, 48]. La chaleur latente de changement d'état de YBCO mesurée expérimentalement confirme bien qu'il s'agit d'une transition du premier ordre [49, 50]. La perte du quasi-ordre translationnel à la TPO va de pair avec une brusque disparition, ou du moins une forte diminution, de la cohérence de phase interplan le long de l'axe  $c$  du supraconducteur (voir chapitre 2), comme l'ont montré différentes mesures à l'aide de la résonance de plasma Josephson (Fig. 1.12b) [51, 52, 53, 54].

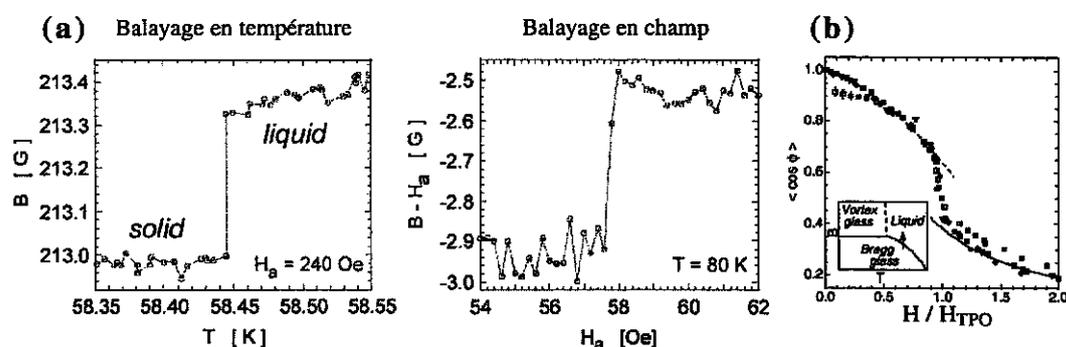


FIG. 1.12 – (a) : Saut dans l'induction magnétique locale observé à la transition verre de Bragg - liquide de vortex dans BSCCO. Ce saut montre qu'il s'agit d'une transition thermodynamique du premier ordre [35]. (b) : Brusque diminution de la cohérence de phase interplan, mesurée par  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  (voir chapitre 2) à l'aide de la résonance de plasma Josephson, dans BSCCO [52].

### 1.3.3 La transition verre de Bragg - verre de vortex

On admet généralement que cette transition est gouvernée par le désordre ponctuel [55]. Elle se manifeste expérimentalement par un second pic dans le tracé des boucles "d'aimantation locale"  $B/\mu_0 - H_a$  (voir chapitre 5 pour la définition exacte du second pic) [25], qui correspond à une forte augmentation du courant critique. Les difficultés pour atteindre l'état d'équilibre thermodynamique dans la phase solide de vortex désordonné en dessous de  $T = 40$  K ne permettaient pas d'obtenir une preuve directe de l'ordre de la transition, seuls des indices laissaient présager une transition du premier ordre [56, 57, 58]. Récemment, l'utilisation d'une technique "d'agitation" (*shaking*) des vortex a permis de mesurer directement le saut dans la densité locale de vortex, caractéristique d'une TPO [34, 59, 60]. Ce saut a été observé pour  $T \geq 32$  K, repoussant donc la limite de la TPO à cette température de 32 K. On notera que les expériences de résonance de plasma Josephson ont aussi montré une forte diminution de la cohérence de phase à cette transition, comme pour la transition verre de Bragg - liquide de vortex qui est assurément une TPO [52, 53, 54, 61]. Ces résultats tendent à montrer que la frontière qui sépare le verre de Bragg du solide de vortex désordonné et du liquide de vortex, est en fait une transition thermodynamique du premier ordre, gouvernée par les fluctuations thermiques à haute température, et par le désordre à basse température.

## 1.4 Objectif du travail présenté

On a vu le rôle important des fluctuations thermiques des vortex dans la détermination du diagramme de phase  $(H, T)$  de BSCCO [18]. Il semble que celles-ci soient aussi détermi-

nantes pour le mécanisme de la transition du premier ordre qui sépare le verre de Bragg du liquide de vortex. Un modèle permettant d'expliquer cette TPO sera validé ou non par sa capacité à rendre compte des observations expérimentales, à savoir la position de la ligne de TPO dans le diagramme de phase  $(H, T)$ , et le saut d'entropie à la TPO. Plusieurs modèles ont ainsi été proposés dans ce but [62, 63, 64, 65], répondant tous à ces deux critères de validation. La mesure directe des fluctuations thermiques des vortex dans le verre de Bragg, et de leur évolution à l'approche de la TPO, fournirait un troisième critère de validation des mécanismes proposés. Cette mesure permettrait peut-être d'en discriminer un parmi les autres, tout en fournissant des informations supplémentaires susceptibles d'éclaircir le mécanisme de la TPO.

Jusqu'à présent, aucune mesure directe de ces fluctuations n'a été faite. C'est l'objectif de ce travail que de réaliser de telles mesures. En effet, la résonance de plasma Josephson permettant de sonder la cohérence de phase interplan dans BSCCO (chapitre 2), il a été montré que les résultats des expériences de résonance de plasma Josephson à faible champ magnétique pouvaient être directement reliés aux valeurs  $r_w$  des excursions relatives moyennes des vortex, définies par  $r_w^2 = \langle (\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_{n+1})^2 \rangle$  ( $\mathbf{u}_n$  est défini sur la figure 1.10 ;  $\langle \dots \rangle$  représente la moyenne thermique et sur le désordre) [66, 67]. A l'aide de deux techniques expérimentales d'observation de la résonance de plasma Josephson (chapitre 3), on a donc mesuré les valeurs de  $r_w$  dans des échantillons de BSCCO très sous-dopés, à l'intérieur du verre de Bragg et à la transition du premier ordre (chapitre 4). De plus, dans le but de quantifier l'effet d'un désordre corrélé sur les fluctuations thermiques des vortex, on a également mesuré  $r_w$  dans des monocristaux de BSCCO irradiés aux ions lourds à haute énergie, cette irradiation créant des défauts colonnaires parallèles à l'axe  $c$  (chapitre 5).

## Chapitre 2

# Théorie de la résonance de plasma Josephson

### 2.1 Introduction

#### 2.1.1 Deux notions utiles

##### 2.1.1.1 Oscillations de plasma dans un gaz d'électrons

On appelle plasma un milieu où les charges électriques positives et négatives sont en concentrations égales, et où au moins un type de charge est mobile [68]. Cette définition s'applique en particulier au gaz d'électrons dans les métaux. On caractérise la réponse diélectrique de ce système à un champ électromagnétique extérieur de pulsation  $\omega$ , par la fonction diélectrique (relative)  $\varepsilon(\omega)$ . Dans le cas d'un gaz d'électrons libres, on a :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma)} = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega), \quad \text{avec} \quad (2.1)$$

$$\varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon''(\omega) = -\frac{\Gamma\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)}. \quad (2.2)$$

Dans ces relations,  $\omega_p = \sqrt{ne^2/\epsilon_0 m}$  désigne la pulsation de plasma,  $\Gamma$  est le taux d'amortissement du mouvement des électrons,  $n$  la densité électronique dans le matériau,  $m$  la masse effective des électrons,  $e$  la charge élémentaire de l'électron et  $\epsilon_0$  la constante diélectrique du vide. Pour  $\omega \ll \omega_p$ ,  $\varepsilon'(\omega) < 0$  alors que si  $\omega \gg \omega_p$ ,  $\varepsilon'(\omega) > 0$ . Une onde électromagnétique de pulsation  $\omega$  sera donc absorbée dans le milieu si  $\omega \ll \omega_p$ , alors qu'elle se propagera librement si  $\omega \gg \omega_p$ . Lorsque  $\omega = \omega_p$ , la partie réelle  $\varepsilon'(\omega)$  de la fonction diélectrique s'annule (en négligeant l'amortissement,  $\Gamma \approx 0$ ) et il se produit une séparation de charge qui induit des forces de rappel électrostatiques, à l'origine

du phénomène d'*oscillations de plasma*. Celles-ci correspondent à une excitation longitudinale *collective* du gaz d'électrons sous l'effet du champ électromagnétique appliqué. La densité électronique et le champ électrique oscillent alors avec la fréquence de plasma  $\omega_p/2\pi$ . On verra, en 2.1.2.1, pourquoi ce phénomène est à l'origine du nom de la résonance de plasma Josephson.

Une telle oscillation de plasma, dont on a supprimé la source d'excitation, disparaît peu à peu au cours du temps du fait des mécanismes d'amortissement qui se produisent dans le matériau. Outre les inévitables collisions entre ions et électrons, le mécanisme d'amortissement de Landau explique aussi en grande partie la disparition de l'oscillation. Ce mécanisme repose sur un transfert net d'énergie du champ électrique de l'oscillation de plasma, vers les particules individuelles qui en sont le siège, *i.e.* les électrons [69].

### 2.1.1.2 Effet Josephson dans les jonctions conventionnelles

En 1962, B. Josephson fait paraître une note dans laquelle il prédit deux effets concernant le passage des paires de Cooper, par effet tunnel, à travers une mince barrière isolante séparant deux métaux supraconducteurs (assemblage appelé depuis lors *jonction Josephson*, voir Fig. 2.1) [9]. L'effet Josephson continu se manifeste par l'existence d'un courant supraconducteur entre les deux matériaux supraconducteurs, en l'absence de toute tension appliquée aux bornes de la jonction, lorsque la phase du paramètre d'ordre supraconducteur est différente dans  $S_1$  et  $S_2$ ; l'effet Josephson alternatif consiste en une oscillation de ce courant avec une fréquence d'oscillation proportionnelle à la tension  $V$ , non nulle, présente aux bornes de la jonction.

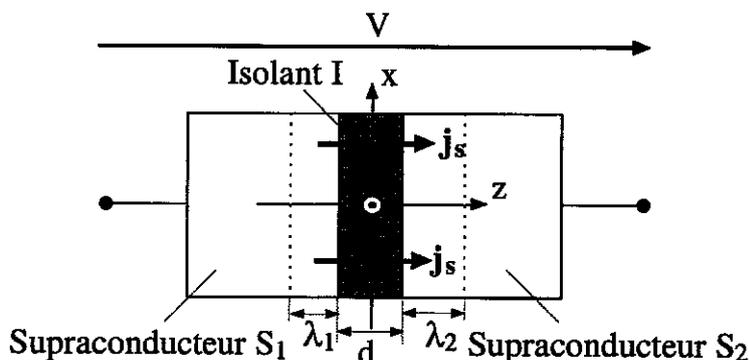


FIG. 2.1 – Schéma d'une jonction Josephson. Deux matériaux supraconducteurs,  $S_1$  et  $S_2$ , sont séparés par une mince couche isolante  $I$  d'épaisseur  $d$ .  $\lambda_1$  (resp.  $\lambda_2$ ) représente la longueur de pénétration de London dans  $S_1$  (resp.  $S_2$ ). Si la phase du paramètre d'ordre supraconducteur est différente dans  $S_1$  et  $S_2$ , un courant supraconducteur  $j_s$  circule à travers la jonction en l'absence de tension appliquée,  $V=0$  (effet Josephson continu). Ce courant oscille à une fréquence  $2eV/\hbar$  dès qu'on applique une tension  $V$  non nulle (effet Josephson alternatif).

De façon plus précise, si l'on considère deux métaux supraconducteurs,  $S_1$  et  $S_2$ , séparés par une barrière isolante  $I$ , le paramètre d'ordre supraconducteur dans chacun des deux métaux s'écrit  $\Psi_k(\mathbf{r}, t) = |\Psi_k(\mathbf{r}, t)| \exp[i\phi_k(\mathbf{r}, t)]$ , avec  $k \in \{1, 2\}$ . Les équations décrivant les deux effets précédents sont données par :

$$j_s = j_c \sin \Phi, \quad (2.3)$$

$$\frac{d(\Phi)}{dt} = \frac{2eV}{\hbar}, \quad (2.4)$$

où l'on a introduit le courant Josephson maximal  $j_c$ , et la différence de phase invariante de jauge

$$\Phi = \phi_2 - \phi_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r}, \quad (2.5)$$

avec  $\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \times 10^{-15}$  Wb le quantum élémentaire de flux, et  $\mathbf{A}$  le potentiel vecteur duquel dérive l'induction magnétique  $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ . Les relations 2.3 et 2.4 caractérisent, respectivement, les effets Josephson continu et alternatif.

### 2.1.2 Historique de la JPR

La notion de résonance de plasma Josephson est apparue un an après la prévision théorique de l'effet Josephson [70]. Elle s'est appliquée d'abord aux jonctions Josephson conventionnelles, avant d'être étudiée de façon intensive dans les supraconducteurs à haute température critique (HTC) à partir du début des années 1990. Dans cette section, après avoir présenté la JPR dans les jonctions conventionnelles, on s'intéressera au début de l'étude de la JPR dans les supraconducteurs HTC.

#### 2.1.2.1 La résonance de plasma Josephson avant 1990

Après l'article de B. D. Josephson en 1962 sur la prédiction de l'effet qui porte son nom, P. W. Anderson fut le premier à noter, de façon théorique, l'existence d'oscillations des paires de Cooper dans les jonctions Josephson, semblables à des oscillations de plasma [70]. Josephson a ensuite étudié en détail la théorie de ce phénomène [71, 72, 73]. La première observation de la résonance de plasma Josephson dans une jonction conventionnelle a été réalisée par Dahm *et al.* en 1968 [74], avant d'être étudiée expérimentalement par d'autres groupes (voir par exemple [75]).

Reprenant les notations de la section 2.1.1.2 et considérant la jonction schématique représentée dans la figure 2.1, on montre que la différence de phase  $\Phi$  entre les deux supraconducteurs obéit à l'équation [72, 73]

$$\Delta_r \Phi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \Phi, \quad (2.6)$$

où  $\Delta_r$  désigne le laplacien,  $v = 1/(\mu_0 d_J C)^{1/2}$  et  $\lambda_J = [\Phi_0/(2\pi\mu_0 j_c d_J)]^{1/2}$ , avec  $d_J = d + \lambda_1 + \lambda_2$  l'épaisseur effective de la barrière isolante,  $C$  la capacité par unité d'aire de la jonction, et  $\lambda_1$  (resp.  $\lambda_2$ ) la longueur de pénétration de London dans le supraconducteur 1 (resp. 2).  $\lambda_J$  est la longueur Josephson de la jonction. Si  $\Phi$  subit de petites oscillations d'amplitude  $\delta\Phi$  autour de la valeur  $\Phi_1$  indépendante du temps,  $\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi_1(\mathbf{r}) + \delta\Phi(\mathbf{r}, t)$ , la relation 2.6 donne, après linéarisation, l'équation d'onde

$$\Delta_r(\delta\Phi) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \delta\Phi}{\partial t^2} = \frac{\cos \Phi_1}{\lambda_J^2} \delta\Phi. \quad (2.7)$$

En cherchant une solution de la forme  $\delta\Phi \propto \exp(-i\omega t)$  à cette dernière équation,  $\delta\Phi$  doit vérifier les conditions aux limites adéquates et

$$\Delta_r(\delta\Phi) - \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{v^2} \delta\Phi = 0, \quad (2.8)$$

où la pulsation de plasma Josephson vaut  $\omega_p = [2\pi j_c \cos \Phi_1 / (\Phi_0 C)]^{1/2}$ . Une solution telle que  $\delta\Phi$  est indépendant de la position, avec  $\omega = \omega_p$ , donne lieu à une résonance au sein de la barrière, appelée résonance de plasma Josephson, qui possède des traits communs avec une résonance de plasma habituelle [73]. Elle est tout d'abord décrite comme une oscillation de la différence de phase relative du paramètre d'ordre supraconducteur dans la jonction. Excitée par un champ électromagnétique microonde, elle consiste en une oscillation longitudinale collective des paires de Cooper à travers la barrière isolante de la jonction (représentée par le courant Josephson normal au plan de la barrière), accompagnée d'un échange périodique d'énergie entre le champ électrique et l'énergie de couplage Josephson (liée au courant Josephson). Cette excitation a donc les caractéristiques d'une oscillation de plasma évoquée plus haut (voir paragraphe 2.1.1.1), où les porteurs de charges en jeu ne sont plus les électrons, mais les paires de Cooper qui se déplacent par effet tunnel d'un côté à l'autre de la barrière isolante de la jonction, d'où le nom d'*oscillations de plasma Josephson*.

### 2.1.2.2 La résonance de plasma Josephson dans les "nouveaux supraconducteurs"

Les oscillations de plasma Josephson dans les supraconducteurs à haute température critique font partie de la famille des oscillations collectives faiblement amorties dans les supraconducteurs. Ces oscillations collectives ont suscité beaucoup d'intérêt, bien avant l'apparition des supraconducteurs HTC, autant du point de vue expérimental, que du point de vue théorique. Ainsi, les modes de Carlson-Goldman ont d'abord été observés expérimentalement [76], avant de trouver une explication théorique [77, 78], alors qu'un autre type d'oscillations faiblement amorties a d'abord été prédit théoriquement [79] avant d'être observé de façon expérimentale [80].

Mishonov fut le premier à prédire théoriquement, en s'appuyant sur une base phénoménologique, l'existence possible de modes de plasma faiblement amortis dans le supraconducteur HTC  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO) (sans préciser qu'il pourrait s'agir de plasma Josephson), il propose également d'utiliser les techniques de spectroscopie et réflectivité dans l'infrarouge lointain pour observer ces oscillations de plasma [81]. En exprimant la pulsation de plasma classique  $\omega_p$  en fonction de la longueur de pénétration de London suivant les plans  $ab$ ,  $\lambda_{ab}$ , comme suit,

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{m_c \epsilon} \quad \text{et} \quad \lambda_{ab}^2 = \frac{m_{ab}}{\mu_0 e^2 n_s} \quad \text{donnent} \quad \omega_p^2 = \frac{c^2}{\gamma^2 \lambda_{ab}^2 \epsilon_r}, \quad (2.9)$$

où  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  est la permittivité diélectrique du milieu, et en tenant compte du grand rapport d'anisotropie  $\gamma = \sqrt{m_c/m_{ab}} \approx 60$ , il en déduit que les excitations de plasma ont une énergie  $\hbar\omega_p \sim 4$  meV inférieure à celle du gap supraconducteur à température nulle  $\Delta(0) \sim 30$  meV : ces modes de plasma sont donc très faiblement amortis. Dans ce qui précède,  $n_s$  est la densité d'électrons supraconducteurs,  $m_c$  (resp.  $m_{ab}$ ) la masse effective de ceux-ci le long de l'axe  $c$  (resp. le long des plans  $ab$ ) et  $\epsilon_r$  la constante diélectrique relative à haute fréquence du supraconducteur.

La première observation d'oscillations de plasma Josephson (transverses) a été faite par Tamasaku *et al.* dans le composé  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  en 1992 [82]. Ce groupe a constaté, lors de mesures de réflectivité infrarouge sur des monocristaux de  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , une brusque diminution du coefficient de réflexion caractéristique d'un seuil de plasma, et cela pour des énergies très inférieures à celle du gap supraconducteur. Ces observations ont été expliquées théoriquement deux ans plus tard par Tachiki *et al.* [83] qui ont montré, en employant le modèle phénoménologique bifluide de la supraconductivité proposé par Gorter et Casimir [4], que le seuil de plasma observé par Tamasaku correspondait à l'excitation du plasma Josephson transverse dans le matériau. Pour calculer théoriquement les formes des spectres de réflectivité observés de façon expérimentale pour différentes températures, Tachiki utilise la fonction diélectrique phénoménologique suivante :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_r \left( 1 - \frac{\omega_s^2}{\omega(\omega + i0^+)} - \frac{\omega_n^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \right), \quad (2.10)$$

où la pulsation de plasma de la composante supraconductrice  $\omega_s$  (resp. normale  $\omega_n$ ) est directement reliée à la densité de porteurs supraconducteurs  $n_s$  par  $\omega_s^2 \propto n_s$  (resp. densité d'électrons normaux  $n_n$  par  $\omega_n^2 \propto n_n$ ), avec  $\omega_s^2 + \omega_n^2 = \text{constante}$ . Dans l'équation 2.10,  $\Gamma$  est le taux de diffusion des quasiparticules, qui rend compte de l'amortissement et dépend de la température. Cette expression de la fonction diélectrique a été employée pour la première fois par Van der Marel *et al.* pour l'analyse de la réflectivité infrarouge d'échantillons de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  [84]. Sur le plan théorique, on notera aussi que le lien entre

les oscillations de plasma et les modes de Carlson-Goldman, dans les supraconducteurs lamellaires, a été étudié par Artemenko et Kobel'kov [85, 86].

Concernant la JPR dans BSCCO, O.K.C. Tsui *et al.* [87] furent les premiers à observer dans ce matériau, à l'aide de la technique bolométrique, un pic d'absorption microonde avec une dépendance anticyclotronique; mais ils donnent une mauvaise interprétation de ce phénomène. Utilisant la même technique expérimentale quelques mois plus tard, Y. Matsuda *et al.* [88] observent également ce pic d'absorption très net et l'interprètent presque correctement, en l'attribuant à la résonance de plasma Josephson transverse (alors qu'il s'agit en fait de la résonance de plasma Josephson longitudinale, voir 2.2.4.2). Utilisant la formule importante, récemment établie par Bulaevskii *et al.* [89], qui relie la pulsation de plasma Josephson  $\omega_p$  à la différence de phase invariante de jauge  $\phi_{n,n+1}$  (voir en 2.2.2 pour la signification de ce terme),

$$\omega_p^2(B,T) = \omega_p^2(0,T) \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle, \quad (2.11)$$

Matsuda donne ainsi les premières mesures expérimentales de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ , qui sont intimement reliées à l'état de la matière de vortex dans le supraconducteur étudié.

Par la suite, les expériences de mesure de la JPR dans BSCCO et d'autres matériaux HTC, à l'aide de diverses techniques, se sont développées jusqu'à aujourd'hui (voir chapitre suivant). La compréhension théorique de la JPR a aussi beaucoup progressé à partir de 1995 [90, 91] et la partie suivante, section 2, expose en détail l'explication de la JPR. De façon concomitante, le lien étroit entre la JPR et l'état de la matière de vortex a fait l'objet de plusieurs recherches théoriques qui sont présentées dans la dernière partie de ce chapitre, section 3.

## 2.2 Théorie de la résonance de plasma Josephson en champ magnétique nul dans les supraconducteurs à haute température critique

Dans tout ce qui suit, le supraconducteur étudié n'est soumis à aucun champ magnéto-statique et se trouve donc dans l'état Meissner, sauf mention contraire explicitement indiquée (voir 2.2.4). On suppose également que l'on est à température nulle.

### 2.2.1 Effet Josephson intrinsèque

Comme décrit dans le chapitre d'introduction (voir 1.2.2), la plupart des supraconducteurs HTC ont une structure lamellaire, constituée d'un empilement de plans supraconducteurs le long de l'axe cristallographique  $c$ , séparés par des couches considérées comme isolantes, semiconductrices ou normales. Cette description s'applique en particulier au

composé étudié ici, à savoir BSCCO. La figure 2.2 représente schématiquement sa structure.

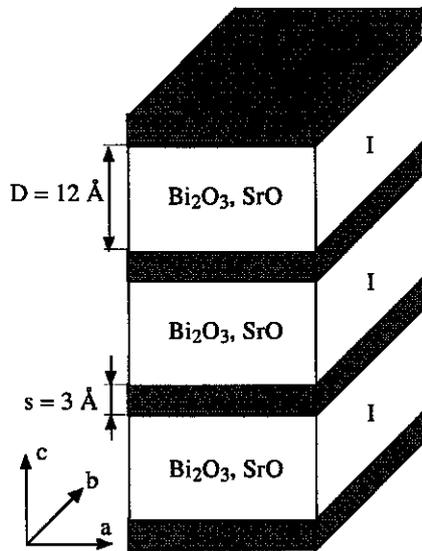


FIG. 2.2 - Structure lamellaire de BSCCO, les plans supraconducteurs  $\text{CuO}_2$  sont séparés par des couches isolantes de  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  et  $\text{SrO}$ . Cette structure peut être considérée comme un empilement de jonctions Josephson intrinsèques le long de l'axe  $c$ .

La supraconductivité est pour l'essentiel confinée dans les plans  $\text{CuO}_2$ , entre lesquels s'intercalent des couches de  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  et  $\text{SrO}$ . Un tel agencement supraconducteur-isolant-supraconducteur (SIS) rappelle à raison la constitution d'une jonction Josephson. En effet, Kleiner *et al.* [30, 31] ont montré l'existence d'un couplage Josephson entre les plans  $\text{CuO}_2$  le long de l'axe  $c$ , en mesurant directement les effets Josephson alternatif et continu dans des échantillons de BSCCO avec application d'un courant parallèlement à l'axe  $c$ . Cet effet Josephson intrinsèque a été confirmé dans BSCCO, ainsi que dans d'autres cuprates tels que  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [92] et  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [93]. Dès lors, on peut voir un cristal de BSCCO comme un empilement de jonctions Josephson intrinsèques le long de l'axe  $c$ ; les plans  $\text{CuO}_2$  jouent le rôle des électrodes supraconductrices des jonctions, et les couches de  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  et  $\text{SrO}$  font office de barrières isolantes.

## 2.2.2 Couplage capacitif et modification de la relation de Josephson

On s'intéresse ici au comportement dynamique d'un réseau de jonctions Josephson en champ magnétique nul, c'est-à-dire aux phénomènes physiques qui se produisent lors du passage d'un courant Josephson (effet tunnel de paires de Cooper) entre les deux matériaux supraconducteurs d'une jonction du réseau. Ce comportement d'un réseau de jonctions Josephson intrinsèques empilées en série (réseau 1D) n'est pas identique à celui d'un réseau 1D de jonctions Josephson conventionnelles, du fait des valeurs relatives de la longueur d'écrantage des charges, *i.e.* la longueur de Thomas-Fermi  $\mu$ , et des épais-

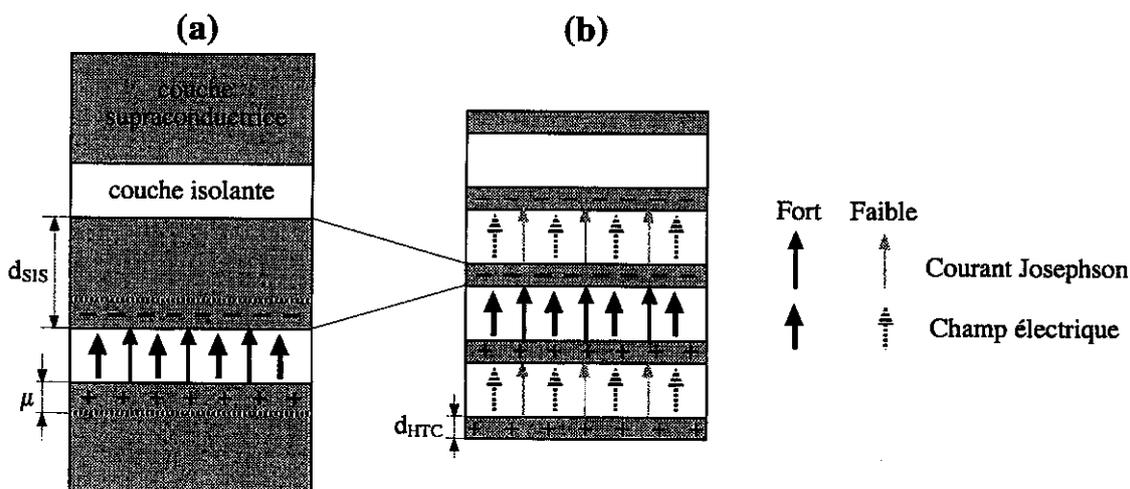


FIG. 2.3 – Schéma des deux types de réseaux 1D de jonctions Josephson. Suivant les valeurs relatives des épaisseurs des couches supraconductrices,  $d_{SIS}$  et  $d_{HTC}$ , et de la longueur d'écrantage des charges, longueur de Thomas-Fermi  $\mu$ , les jonctions se comportent de façon indépendante ou non. (a) : Réseau de jonctions SIS conventionnel. Du fait que  $\mu \ll d_{SIS}$ , le champ électrique existant dans une jonction est complètement écranté dans les jonctions suivantes et précédentes. (b) : Réseau de jonctions intrinsèques dans un supraconducteur HTC. Comme  $\mu \approx d_{HTC}$ , le champ électrique en un site n'est pas complètement écranté et se retrouve, atténué, dans les jonctions suivantes et précédentes.

seurs des couches supraconductrices,  $d_{SIS}$  dans le cas du réseau conventionnel, et  $d_{HTC}$  dans le cas du réseau intrinsèque. Alors que l'on peut négliger l'effet de charge des plans supraconducteurs pour un réseau conventionnel, cet effet doit être pris en compte dans le cas d'un réseau intrinsèque, d'autant plus qu'il est à l'origine du comportement collectif des jonctions lorsque le plasma Josephson est excité [94, 95, 96]. Pour le réseau conventionnel, la longueur d'écrantage des charges est beaucoup plus petite que l'épaisseur des couches supraconductrices ( $\mu \ll d_{SIS}$ ) [95]. Ainsi, le champ électrique créé au sein d'une jonction  $n$  est complètement écranté sur les sites des autres jonctions  $n-1, n-2, \dots; n+1, n+2, \dots$  : la neutralité de charge au sein d'une couche supraconductrice est bien respectée (voir Fig. 2.3a) et il n'existe pas de couplage longitudinal entre les différentes jonctions. Celles-ci se comportent donc de façon indépendante les unes par rapport aux autres. En ce qui concerne le réseau 1D de jonctions Josephson intrinsèques, la situation est différente. En effet, la longueur d'écrantage des charges est, cette fois, du même ordre de grandeur que l'épaisseur des couches supraconductrices ( $\mu \approx d_{HTC} \approx 3 \text{ \AA}$ ), d'où l'écrantage partiel du champ électrique généré dans une jonction. Celui-ci pénètre dans les jonctions voisines (voir Fig. 2.3b). La neutralité de charge dans les couches supraconductrices est alors brisée de façon dynamique, ce qui induit un couplage de type capacitif entre les différentes jonctions quand l'effet Josephson alternatif a lieu [96].

Ce couplage capacitif modifie sensiblement la relation de Josephson 2.4 qui n'est plus applicable telle quelle. On peut noter que certains auteurs ont négligé cet effet de charge pour l'étude de réseaux 1D de jonctions ce qui, de fait, rend leurs formules inutilisables pour la description du comportement du réseau intrinsèque présent dans BSCCO [97].

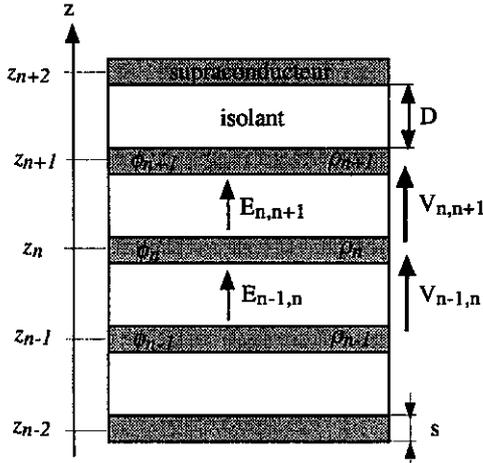


FIG. 2.4 – Structure schématique de BSCCO. Les plans supraconducteurs et isolants, empilés suivant l'axe  $z$ , sont d'épaisseur  $s$  et  $D$  respectivement. Dans chaque couche supraconductrice  $n$ , d'ordonnée  $z_n$ , la phase  $\phi_n$  du paramètre d'ordre supraconducteur et la charge  $\rho_n$ , sont supposées uniformes. De même, le champ électrique entre deux couches  $n$  et  $n+1$ ,  $E_{n,n+1}$ , est uniforme. On appelle  $V_{n,n+1}$  la tension régnant entre ces deux couches.

Pour obtenir la relation de Josephson modifiée en alternatif, on applique le raisonnement de la référence [94] à un supraconducteur en champ magnétique nul, dont les couches supraconductrices, d'épaisseur  $s$ , sont couplées par effet Josephson (voir Fig. 2.4). Comme les couches supraconductrices sont de très faible épaisseur ( $s = 3 \text{ \AA}$  pour BSCCO), on suppose que le champ électromagnétique et la phase du paramètre d'ordre supraconducteur sont uniformes à l'intérieur des couches, respectivement isolantes et supraconductrices, suivant la direction qui leur est perpendiculaire. De plus, en l'absence d'un champ magnétique externe appliqué, la différence de phase, entre couches consécutives, est uniforme lorsqu'on se déplace parallèlement à celles-ci. Dans chaque couche supraconductrice, d'ordonnée  $z_n = n(s + D)$ , on désigne par  $\phi_n(t)$  la phase du paramètre d'ordre supraconducteur, et par  $\rho_n(t)$  la densité de charge électrique. La différence de phase invariante de jauge entre deux couches consécutives  $n$  et  $n+1$ , qui délimitent la jonction élémentaire  $n$ , s'écrit alors :

$$\phi_{n,n+1}(t) = \phi_{n+1}(t) - \phi_n(t) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{z_n + \frac{s}{2}}^{z_{n+1} - \frac{s}{2}} A_z(z,t) dz, \quad (2.12)$$

où  $A_z(z,t)$  désigne le potentiel vecteur. En dérivant cette équation par rapport au temps et en utilisant la relation entre le champ électrique  $E_{n,n+1}(t)$ , uniforme entre deux couches  $n$  et  $n+1$ , et les potentiels scalaire  $A_0(z,t)$  et vectoriel  $A_z(z,t)$  suivante :

$$E_{n,n+1}(t) = -\frac{\partial A_0(z_n,t)}{\partial z} - \frac{\partial A_z(z_n,t)}{\partial t}, \quad (2.13)$$

## Chapitre 2

on obtient :

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \phi_{n,n+1}}{\partial t} = \left[ A_0(z_{n+1}, t) + \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \phi_{n+1}}{\partial t} \right] - \left[ A_0(z_n, t) + \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \phi_n}{\partial t} \right] + E_{n,n+1}(t)D. \quad (2.14)$$

Si on suppose maintenant que la densité de charge électrique est reliée au potentiel scalaire par [98, 99, 100]

$$\rho_n(t) = -\frac{\epsilon_0}{\mu^2} \left[ A_0(z_n, t) + \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \phi_n(t)}{\partial t} \right], \quad (2.15)$$

et que l'on tient compte de l'équation de Maxwell sous forme discrète

$$E_{n,n+1}(t) - E_{n-1,n}(t) = \frac{s\rho_n(t)}{\epsilon}, \quad (2.16)$$

où  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  ( $\epsilon_r$ ) désigne la constante diélectrique (relative) haute fréquence des couches isolantes, on obtient enfin la relation de Josephson modifiée lors de la prise en compte de l'effet de charge :

$$\frac{\partial \phi_{n,n+1}(t)}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} V_{n,n+1}(t) + \frac{2e}{\hbar} \frac{\epsilon_r \mu^2}{sD} (2V_{n,n+1}(t) - V_{n+1,n+2}(t) - V_{n-1,n}(t)), \quad (2.17)$$

où  $V_{n,n+1}(t) = DE_{n,n+1}(t)$  est la tension aux bornes de la jonction  $n$ . Le premier terme du membre de droite correspond à la relation Josephson en alternatif habituelle, auquel vient s'ajouter une correction qui rend compte du couplage d'une jonction avec ses deux plus proches voisines, et dont l'efficacité est mesurée par le coefficient de couplage  $\alpha = \epsilon_r \mu^2 / sD$ . Ce terme correctif disparaît dans la limite où  $\mu \ll s$ , *i.e.*  $\alpha \ll 1$ , ce qui conduit à la relation 2.4. Dans le cas de BSCCO, les valeurs  $D=12 \text{ \AA}$ ,  $s=3 \text{ \AA}$ ,  $\mu=2 \text{ \AA}$  et  $\epsilon_r=12$ , donnent  $\alpha \approx 1.3$ , ce qui confirme qu'on ne peut pas négliger la correction de la relation Josephson dans ce composé.

### 2.2.3 La relation de Koyama-Tachiki

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'évolution de  $\phi_{n,n+1} \equiv \phi_{n,n+1}(t)$  sous l'action d'un champ électrique microonde extérieur dirigé suivant l'axe  $c$ ,  $E_{z,ext} = E_0 \exp(-i\omega t)$ , et appliqué uniformément dans le supraconducteur. Celui-ci excite l'oscillation de plasma Josephson longitudinale, dont l'équation d'onde et la relation de dispersion sont déduites ci-dessous.

Le courant total  $J$  qui circule dans l'échantillon suivant l'axe  $c$  entre les couches supraconductrices  $n$  et  $n+1$ , *i.e.* dans la jonction  $n$ , s'écrit :

$$J = j_c \sin \phi_{n,n+1} + \sigma E_{n,n+1} + \epsilon \frac{\partial E_{n,n+1}}{\partial t}, \quad (2.18)$$

avec  $j_c$  le courant Josephson maximal et  $\sigma$  la conductivité électrique des quasiparticules qui existent à température finie. Dans la relation précédente, le premier terme du membre de droite désigne le courant Josephson dans la jonction  $n$ , le second terme le courant des quasiparticules et le troisième le courant de déplacement. La dérivation par rapport au temps de la relation de Josephson modifiée 2.17 donne :

$$\frac{\partial^2 \phi_{n,n+1}}{\partial t^2} = \frac{2\pi}{\Phi_0} D \frac{\partial E_{n,n+1}}{\partial t} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\epsilon_r \mu^2}{s} \left( 2 \frac{\partial E_{n,n+1}}{\partial t} - \frac{\partial E_{n+1,n+2}}{\partial t} - \frac{\partial E_{n-1,n}}{\partial t} \right). \quad (2.19)$$

A l'aide des relations 2.18 et 2.17, la relation 2.19 donne l'équation d'évolution de la différence de phase invariante de jauge  $\phi_{n,n+1}$  (équation d'onde discrète pour  $\phi_{n,n+1}$ ), ou relation de Koyama-Tachiki, du nom de ses auteurs [94, 95] :

$$\frac{1}{\omega_p^2} \frac{\partial^2 \phi_{n,n+1}}{\partial t^2} + \frac{\beta}{\omega_p} \frac{\partial \phi_{n,n+1}}{\partial t} + (1 + 2\alpha) \sin \phi_{n,n+1} - \alpha (\sin \phi_{n+1,n+2} + \sin \phi_{n-1,n}) = \frac{J}{j_c}, \quad (2.20)$$

où la pulsation de plasma  $\omega_p = c/(\lambda_c \sqrt{\epsilon_r})$ , la longueur de pénétration  $\lambda_c$  pour les courants circulant parallèlement à l'axe  $c$  et la constante d'amortissement  $\beta$  valent :

$$\omega_p = \left( \frac{2\pi D j_c}{\epsilon_0 \epsilon_r \Phi_0} \right)^{1/2}, \quad (2.21)$$

$$\lambda_c = \left( \frac{\Phi_0}{2\pi D \mu_0 j_c} \right)^{1/2}, \quad (2.22)$$

$$\beta = \frac{c \mu_0 \sigma \lambda_c}{\sqrt{\epsilon_r}},$$

avec  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H.m<sup>-1</sup>.

On cherche l'oscillation de plasma longitudinale sous la forme  $\phi_{n,n+1}(t) = \phi_L \exp[i(kz_n - \omega t)]$ . En injectant cette solution dans l'équation 2.20 linéarisée (hypothèse :  $\phi_{n,n+1}(t) \ll 1$ ), en tenant compte qu'aucun courant extérieur n'est appliqué à l'échantillon, *i.e.*  $J=0$ , et en négligeant l'amortissement dû aux quasiparticules ( $\sigma=0$ ), on obtient la relation de dispersion du plasma Josephson longitudinal :

$$\omega = \omega_p \sqrt{1 + 2\alpha[1 - \cos(k(s+D))]} \approx \omega_p \left[ 1 + \epsilon_r \mu^2 \frac{(s+D)^2}{sD} k^2 \right]^{1/2}, \quad (2.23)$$

où le dernier membre est valable pour les modes de longueurs d'onde  $\lambda$  grandes devant la taille d'une jonction ( $\lambda = 2\pi/k \gg s+D$ ). Les fréquences microondes utilisées dans les expériences décrites ici sont comprises typiquement entre 10 GHz et 100 GHz, ce qui correspond à des vecteurs d'onde  $k$  compris entre 208 m<sup>-1</sup> et 2080 m<sup>-1</sup>. Étant donnée la valeur du préfacteur de  $k$  dans la relation de dispersion,  $\epsilon_r \mu^2 [(s+D)^2/sD] \approx 8.3 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \approx (2.9 \times 10^{-10} \text{ m})^2$ , le mode de plasma Josephson longitudinal n'est quasiment pas dispersif dans le domaine de fréquences étudié.

### 2.2.4 Plasma Josephson transverse et longitudinal

L'équation de Koyama-Tachiki est l'équation d'onde pour la différence de phase invariante de jauge décrivant le plasma Josephson longitudinal. Cette équation n'est valable qu'en absence de champ magnétique statique appliqué. Dans cette sous-section, on généralise l'étude précédente au cas où les deux types de plasma Josephson, *i.e.* plasma transverse et plasma longitudinal, peuvent être excités dans le matériau.

On considère un échantillon de BSCCO d'épaisseur  $d'$  suivant l'axe  $z$ , de largeur  $L$  suivant l'axe  $x$ , et de longueur infinie (en pratique, très grande devant toutes les dimensions caractéristiques du problème) suivant l'axe  $y$ . L'axe  $c$  est parallèle à  $z$ , tandis que le plan  $ab$  est parallèle au plan  $xy$ . Cet échantillon est soumis à un champ électromagnétique microonde, tantôt pour exciter le plasma Josephson longitudinal en appliquant uniformément suivant l'axe  $c$  le champ électrique microonde  $\mathbf{E}_{mo}^{exc} = E_0^{exc} \exp(-i\omega t) \mathbf{e}_z$ , le champ magnétique microonde  $\mathbf{H}_{mo}$  créé par les oscillations de plasma étant alors parallèle à l'axe  $b$  (configuration 1), tantôt pour exciter le plasma Josephson transverse en appliquant uniformément dans le plan  $ab$ , par exemple suivant l'axe  $b$ , le champ magnétique microonde  $\mathbf{H}_{mo}^{exc} = H_0^{exc} \exp(-i\omega t) \mathbf{e}_y$ , le champ électrique microonde  $\mathbf{E}_{mo}$  créé par les oscillations de plasma étant alors parallèle à l'axe  $c$  (configuration 2);  $\mathbf{e}_z$  et  $\mathbf{e}_y$  désignent les vecteurs unitaires suivant  $z$  et  $y$ , respectivement (voir Fig. 2.5). Dans la suite, le vecteur  $\mathbf{r}=(x,y)$  désigne une position quelconque dans un plan parallèle au plan  $ab$ , à l'intérieur de l'échantillon.

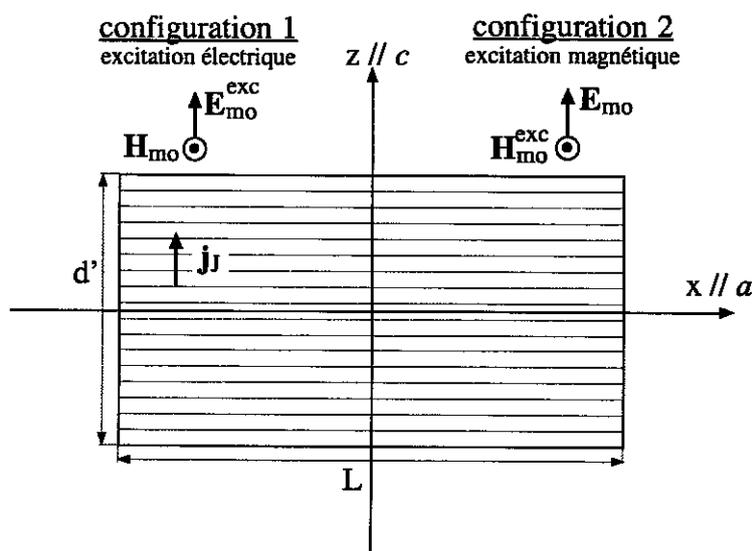


FIG. 2.5 – Configurations schématiques des champs électromagnétiques microondes appliqués pour exciter les deux types de plasma Josephson dans l'échantillon de BSCCO.

Le courant Josephson qui circule suivant l'axe  $c$  s'écrit :

$$j_J(\mathbf{r}, z, t) = j_c \sum_{n=1}^N f_n(z) \sin \phi_{n,n+1}(\mathbf{r}, t), \quad (2.24)$$

avec  $f_n(z) = 1$  si  $z_n \leq z < z_{n+1}$ ,  $f_n(z) = 0$  sinon, et  $N$  le nombre de jonctions intrinsèques en série. Dans cette expression,  $\phi_{n,n+1}(\mathbf{r}, t) = \phi_{n,n+1}^p(\mathbf{r}, t) + \phi_{n,n+1}^v(\mathbf{r})$  est la somme de deux termes si on applique un champ magnétostatique  $B \parallel c$  suffisant pour que le supraconducteur soit dans l'état mixte [101].  $\phi_{n,n+1}^p(\mathbf{r}, t)$  représente la contribution provenant des oscillations de plasma Josephson excitées par le champ microonde, alors que  $\phi_{n,n+1}^v(\mathbf{r})$  représente la contribution des vortex présents dans le matériau, immobiles car on se place à température nulle, d'où l'absence de dépendance temporelle dans  $\phi_{n,n+1}^v$ .<sup>1</sup> On peut alors développer au premier ordre en  $\phi_{n,n+1}^p \ll 1$  l'expression de  $j_J$ , ce qui donne :

$$j_J(\mathbf{r}, z, t) \approx j_c \sum_{n=1}^N f_n(z) \left[ \left( \cos \phi_{n,n+1}^v(\mathbf{r}) \right) \phi_{n,n+1}^p(\mathbf{r}, t) + \sin \phi_{n,n+1}^v(\mathbf{r}) \right]. \quad (2.25)$$

Si on ne tient compte que de la partie de  $j_J$  linéaire en  $\phi_{n,n+1}^p(\mathbf{r}, t)$ , il apparaît que le courant Josephson critique effectif vaut  $j_{eff}(\mathbf{r}, z) = j_c \sum_{n=1}^N f_n(z) \cos \phi_{n,n+1}^v(\mathbf{r})$ . En moyennant sur le volume de l'échantillon (moyenne d'espace sur le désordre désignée par  $\langle \dots \rangle_d$ ), on a :

$$j_{eff}(B) = j_c \langle \cos \phi_{n,n+1}^v \rangle_d. \quad (2.26)$$

Comme  $\omega_p \propto \sqrt{j_{eff}}$  d'après la généralisation de 2.21, la pulsation de plasma en présence du champ magnétostatique  $B \equiv B_{ext}$  et à température nulle vaut

$$\omega_p^2 \equiv \omega_p^2(B) = \frac{c^2}{\lambda_c^2(B) \epsilon_r} = \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle \omega_p^2(0). \quad (2.27)$$

Cette dernière relation montre que les vortex présents dans l'échantillon, en détruisant en partie la cohérence de phase interplan, font augmenter la longueur de pénétration  $\lambda_c$  et diminuer la fréquence de plasma Josephson. Ce lien entre les vortex et la pulsation de plasma, sur lequel repose l'essentiel de ce travail, sera étudié en détail dans la section 2.3. Dans ce qui suit, on se place de nouveau dans le cadre général de cette sous-section où l'échantillon est dans l'état Meissner.

En passant au continu dans les formules 2.12, 2.13, 2.15 et l'équation 2.24, *i.e.*  $\phi_n \rightarrow \phi$  et  $\phi_{n,n+1} \rightarrow \Phi$ , on a :

$$\Phi(\mathbf{r}, z, t) = D \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, z, t)}{\partial z} - \frac{2\pi}{\Phi_0} D A_z(\mathbf{r}, z, t), \quad (2.28)$$

---

1. A température finie, les vortex sont considérés comme gelés à l'échelle de temps caractéristique des oscillations de plasma.

$$j_J(\mathbf{r},z,t) \approx -\frac{1}{\mu_0\lambda_c^2} \left[ A_z(\mathbf{r},z,t) - \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial\phi(\mathbf{r},z,t)}{\partial z} \right], \quad (2.29)$$

$$\rho(\mathbf{r},z,t) = -\frac{\epsilon_0}{\mu^2} \left[ A_0(\mathbf{r},z,t) + \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial\phi(\mathbf{r},z,t)}{\partial t} \right], \quad (2.30)$$

$$E_z(\mathbf{r},z,t) = -\frac{\partial A_0(\mathbf{r},z,t)}{\partial z} - \frac{\partial A_z(\mathbf{r},z,t)}{\partial t}. \quad (2.31)$$

Les équations 2.28 et 2.29 ne sont valables que dans le cas de lentes variations de  $A_z(\mathbf{r},z,t)$  le long de l'axe  $c$ , *i.e.* si la longueur d'onde  $\lambda$  des oscillations de plasma est très grande devant la distance intercouche  $d = D + s$ . Le courant supraconducteur  $\mathbf{j}_s = (0,0,j_J)$ , le champ électrique  $\mathbf{E}_{\mathbf{m}o} = (0,0,E_z)$ , le champ magnétique  $\mathbf{B}_{\mathbf{m}o} = \mu_0\mathbf{H}_{\mathbf{m}o} = (0,B_y,0)$  et le potentiel vecteur  $\mathbf{A}_{\mathbf{m}o} = (0,0,A_z)$  obéissent à l'équation de London 2.29 et aux équations de Maxwell suivantes :

$$\text{div } \mathbf{E}_{\mathbf{m}o} = \frac{\rho}{\epsilon}, \quad (2.32)$$

$$\text{rot } \mathbf{E}_{\mathbf{m}o} = -\frac{\partial \mathbf{B}_{\mathbf{m}o}}{\partial t}, \quad (2.33)$$

$$\text{rot } \mathbf{B}_{\mathbf{m}o} = \mu_0 (\mathbf{j}_s + \sigma \mathbf{E}_{\mathbf{m}o}) + \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_{\mathbf{m}o}}{\partial t}. \quad (2.34)$$

En combinant les équations 2.29 à 2.34, on obtient l'équation d'onde pour  $E_z$  :

$$\left( \lambda_c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \epsilon_r \mu^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 1 - \frac{\alpha'}{\omega_p} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{\omega_p^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_z = \frac{\Phi_0}{2\pi} \left( \frac{\partial^2}{\partial t \partial z} - \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} \right) \phi, \quad (2.35)$$

où  $\alpha' = \sigma/(\epsilon\omega_p)$ . Dans ce qui suit, le membre de droite de la relation 2.35 est négligé. Les paragraphes suivants étudient les deux solutions particulières de l'équation d'onde 2.35 que sont les modes de plasma Josephson transverse et longitudinal.

#### 2.2.4.1 Mode de plasma Josephson transverse

Pour exciter ce mode, on se place dans la configuration 2. On cherche une solution de l'équation d'onde 2.35 sous la forme  $E_z(x,t) = E_T(k_x) \exp[i(k_x x - \omega t)]$  avec  $k_x = k'_x + ik''_x$ , ce qui donne la relation

$$\left[ k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_T(\omega) \right] E_z = 0, \quad (2.36)$$

avec la fonction diélectrique transverse  $\epsilon_T(\omega)$  qui vaut

$$\epsilon_T(\omega) = \epsilon_r \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i\alpha' \frac{\omega_p}{\omega} \right). \quad (2.37)$$

La relation de dispersion pour ce mode s'écrit  $k_x = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_T(\omega)}$ , soit

$$\omega^2 = \omega_p^2(1 + \lambda_c^2 k_x^2). \quad (2.38)$$

La puissance microonde absorbée par l'échantillon s'écrit  $\mathcal{P}_T = (1/2) \int_{-L/2}^{L/2} j_z E_z^* dx$ , soit [102]

$$\mathcal{P}_T = \frac{L}{2} H_{mo}^2 \frac{\sigma c^2}{|\epsilon_T(\omega)|} \frac{1}{\cosh(k_x'' L) + \cos(k_x' L)} \left[ \frac{\sinh(k_x'' L)}{k_x'' L} - \frac{\sin(k_x' L)}{k_x' L} \right]. \quad (2.39)$$

La puissance  $\mathcal{P}_T$  présente des pics de résonance pour les fréquences qui minimisent  $|\epsilon_T(\omega)|$  ou  $\cosh(k_x'' L) + \cos(k_x' L)$ . Si on néglige l'amortissement ( $\sigma=0$ ) dans les expression de  $\epsilon_T(\omega)$  et  $k_x$ ,  $\mathcal{P}_T$  a deux types de pôles :

- $\epsilon_T(\omega) = \epsilon_r[1 - (\omega_p^2/\omega^2)]$  s'annule pour la pulsation  $\omega = \omega_p$ . Cette résonance existe toujours, correspond à un vecteur d'onde nul,  $k_x = 0$ , et représente donc le mode fondamental, qui n'est pas à proprement parler transverse ;
- $1 + \cos(k_x' L)$  s'annule pour  $k_n = k_x' = (2n + 1)\pi/L$ , avec  $n \in \{0, 1, 2, \dots, +\infty\}$ . Les résonances du plasma transverse associées aux vecteurs d'onde  $k_n$  ont lieu aux fréquences  $\omega_n = \omega_p \sqrt{1 + \lambda_c^2(B) k_n^2}$ , quand elles existent. En effet,  $k_{Max,T}(\omega)$  est défini par  $k_{Max,T}(\omega) = \sqrt{\epsilon_r}(\omega/c)$ , et la condition d'existence des résonances transverses est :

$$k_{Max,T}(\omega) > \frac{\pi}{L} \quad \Leftrightarrow \quad L > L_c = \frac{\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{c}{\omega}. \quad (2.40)$$

On ne peut pas observer la JPR transverse si la taille de l'échantillon  $L$  est inférieure à la taille critique  $L_c$  [102, 103, 104, 105].

Le plasma Josephson transverse, hormis le mode fondamental, est constitué du couplage de l'onde électromagnétique se propageant le long des plans  $ab$ , avec les oscillations du courant interplan qui se propagent dans la même direction. Dans l'échantillon se produit un phénomène d'onde stationnaire de vecteur d'onde  $k_n$ . Suivant la taille de l'échantillon, on observe 0, 1, 2, ... pics de résonance, chacun correspondant à un vecteur d'onde  $k_n$  donné [102, 103, 104, 105].

#### 2.2.4.2 Mode de plasma Josephson longitudinal

Pour exciter ce mode, on se place dans la configuration 1. On cherche une solution de l'équation d'onde 2.35 sous la forme  $E_z(z, t) = E_L(k_z) \exp[i(k_z z - \omega t)]$  avec  $k_z = k_z' + ik_z''$ , ce qui donne la relation

$$\left[ \frac{\epsilon_r \mu^2}{\lambda_c^2} k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_L(\omega) \right] E_z = 0, \quad (2.41)$$

avec la fonction diélectrique longitudinale  $\epsilon_L(\omega)$  qui vaut

$$\epsilon_L(\omega) = \epsilon_r \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i\alpha' \frac{\omega_p}{\omega} \right). \quad (2.42)$$

La relation de dispersion pour ce mode s'écrit  $k_z = (\lambda_c/\mu)(\omega/c)\sqrt{\epsilon_L(\omega)/\epsilon_r}$ , soit

$$\omega^2 = \omega_p^2(1 + \epsilon_r\mu^2k_z^2). \quad (2.43)$$

Cette formule est semblable à l'équation 2.23 trouvée précédemment grâce à la relation de Koyama-Tachiki. Si on la compare à la relation de dispersion pour le plasma transverse, en tenant compte de  $\mu \ll \lambda_c$ , on voit que le plasma Josephson longitudinal n'est quasiment pas dispersif, au contraire du plasma Josephson transverse caractérisé par une dispersion importante (voir Fig.2.6).

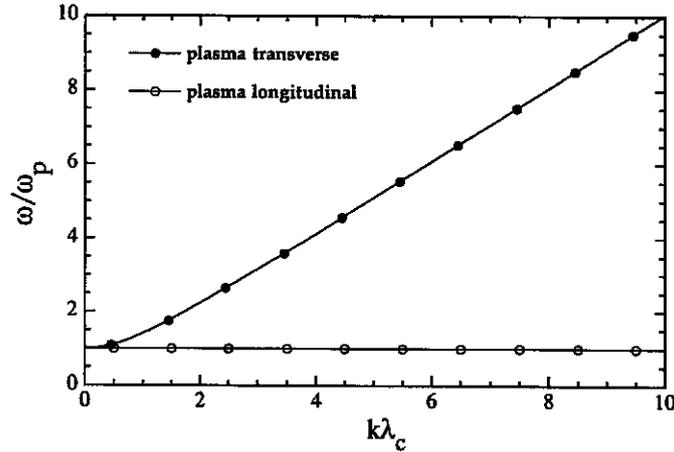


FIG. 2.6 – Comparaison des dispersions pour le plasma Josephson longitudinal et le plasma Josephson transverse. Alors que le premier ne présente presque pas de dispersion, le second montre une dispersion importante. On a choisi  $\mu = 3 \text{ \AA}$  et  $\lambda_c = 300 \text{ \mu m}$  pour calculer ces courbes.

La puissance microonde absorbée par l'échantillon s'écrit  $\mathcal{P}_L = (1/2) \int_{-d/2}^{d/2} j_z E_z^* dz$ , soit [104, 106, 107]

$$\mathcal{P}_L = \sigma E_{m0}^2 \sum_{k_n > 0} \frac{4}{d^2 k_n^2 |\epsilon_L(k_n, \omega)|^2} \propto \frac{E_{m0}^2}{2\epsilon_r} \frac{\sigma}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2 + \frac{\sigma^2}{\epsilon^2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad \text{avec } k_n = (2n + 1) \frac{\pi}{d}. \quad (2.44)$$

Dans le cas du plasma Josephson longitudinal, il existe toujours un seul pic de résonance dans  $\mathcal{P}_L$ , à la fréquence de résonance  $\omega_p$ . La condition d'existence de  $k_n$ , i.e.  $k_n <$

$k_{Max,L}(\omega)$ , est toujours vérifiée en pratique lorsqu'on travaille avec des échantillons d'épaisseur typique  $d' \approx 40 - 60 \mu\text{m}$ . En effet, la relation de dispersion 2.43 donne  $k_{Max,L}(\omega) = (\lambda_c/\mu)(\omega/c)$ . La condition sur l'épaisseur de l'échantillon s'écrit donc :

$$k_{Max,L}(\omega) > \frac{\pi}{d'} \quad \Leftrightarrow \quad d' > d_c = \pi \frac{\mu}{\lambda_c} \frac{c}{\omega}. \quad (2.45)$$

Pour des fréquences comprises entre 10 GHz et 100 GHz, l'épaisseur critique  $d_c$  de l'échantillon est comprise entre 15 nm et 1.5 nm, en prenant comme valeur typique  $\mu = 3 \text{ \AA}$  et  $\lambda_c = 300 \mu\text{m}$ .

Dans l'échantillon, le champ électrique longitudinal  $E_z$  est la superposition d'ondes stationnaires associées aux différentes valeurs de  $k_n$ . Du fait de la très faible dispersion pour ce mode, on observe un seul pic de résonance. C'est ce mode qui fut observé lors des premières expériences de mesure de la JPR par la méthode bolométrique [87, 88].

## 2.2.5 Dépendance en température de $\omega_p(B = 0, T)$

### 2.2.5.1 La formule d'Ambegaokar-Baratoff

D'après l'expression 2.21, la dépendance en température de la pulsation de plasma en champ nul,  $\omega_p(B = 0, T)$ , provient uniquement de celle du courant critique Josephson  $j_c$ . En première approximation, il semble légitime d'utiliser la formule d'Ambegaokar-Baratoff pour  $j_c(T)$  [108],

$$j_c(T) \propto \frac{\Delta(T)}{R_N} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}, \quad (2.46)$$

pour rendre compte des données expérimentales de  $\omega_p(0, T)$ . Dans la formule précédente,  $\Delta(T)$  est la bande interdite supraconductrice, et  $R_N$  désigne la résistance de la jonction Josephson dans l'état normal. La dépendance en température de  $\Delta(T)$  est donnée par la théorie BCS [109] (voir par exemple les données tabulées de Mühlischlegel [110]). Les premiers groupes qui ont observé la JPR ont utilisé cette relation pour analyser une partie de leurs résultats [51, 88, 111]. Cependant, les ajustements réalisés avec cette formule ne fonctionnent relativement bien que près de la température critique. De plus, la relation 2.46 a été dérivée dans le cadre d'un modèle d'effet tunnel cohérent des paires de Cooper et une symétrie  $s$  de  $\Delta(T)$ , ce qui n'est pas le cas de BSCCO. Il est donc injustifié d'utiliser ce modèle théorique pour expliquer toute la dépendance en température de  $\omega_p(T)$ .

### 2.2.5.2 Modèle bifluide

Le modèle phénoménologique bifluide permet de bien rendre compte de l'évolution de la pulsation de plasma en fonction de la température pas trop loin de la température

critique, en champ nul. En écrivant la fonction diélectrique sous la forme :

$$\varepsilon(\omega) = \epsilon_r \left( 1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \right) + i \frac{\sigma_c(\omega)}{\epsilon_0 \omega}, \quad (2.47)$$

et en utilisant le modèle de Drude pour l'expression de la conductivité électrique parallèle à l'axe  $c$ ,

$$\sigma_c(\omega) = \epsilon \frac{\omega_n^2}{\Gamma - i\omega}, \quad (2.48)$$

on obtient une expression semblable à 2.10, avec les mêmes notations. On notera que, dans ce modèle simple, le taux de relaxation des quasiparticules  $\Gamma$  ne dépend pas de la température. A partir de l'expression de la puissance absorbée  $\mathcal{P}_{abs} \propto \Im m[1/\varepsilon(\omega)]$  et en utilisant les dépendances en température  $\omega_s^2 \propto 1 - t^4$  et  $\omega_n^2 \propto t^4$ , Kadowaki *et al.* ont obtenu l'expression phénoménologique suivante pour la pulsation de plasma  $\omega_0(T) \equiv \omega_p(B = 0, T)$ ,

$$\omega_0(T) = \frac{\omega_0(0)}{\sqrt{2}} \left[ 1 - \tilde{\Gamma}^2 + \sqrt{(1 + \tilde{\Gamma}^2)^2 - 4\tilde{\Gamma}^2 t^4} \right]^{1/2}, \quad (2.49)$$

où  $\tilde{\Gamma} = \Gamma/\omega_0(0)$  et  $t = T/T_c$  est la température réduite [112]. Cette relation permet d'obtenir un ajustement des points expérimentaux pour  $T > 0.5 - 0.6T_c$  [112, 113].

### 2.2.6 Influence des quasiparticules et forme de la raie d'absorption JPR en champ nul

Dans ce qui précède, on ne tenait pas compte, de façon explicite, de la présence éventuelle des quasiparticules pour l'étude de la JPR. Cependant, si l'on tient compte de la symétrie  $d$  de la bande interdite supraconductrice (*gap* supraconducteur)  $\Delta$ , l'influence des quasiparticules sur la JPR n'est pas négligeable. Dans les directions de la surface de Fermi où la bande interdite s'annule, même à température nulle, des quasiparticules peuvent être excitées et interagir avec les oscillations de plasma Josephson pour les atténuer [114]. A température finie, l'influence des quasiparticules est encore plus importante et peut modifier la relation entre la pulsation de plasma  $\omega_p$  et le courant critique Josephson  $j_c$  ou la longueur de pénétration de London  $\lambda_c$

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi D}{\epsilon_0 \epsilon_r \Phi_0} j_c = \frac{c^2}{\lambda_c^2 \epsilon_r}. \quad (2.50)$$

En fait, la relation précédente reste valable à température finie, du moment que la fréquence de résonance à la JPR  $\omega_p/2\pi$  est très inférieure au taux de diffusion des quasiparticules  $\Gamma = 1/\tau_{qp}$  : alors seules les paires de Cooper participent effectivement aux oscillations de plasma. Dans le cas contraire, on doit ajouter des termes correctifs à Eq. 2.50

[115, 116]. Dans tout ce qui suit, on considère que  $\omega_p \ll \Gamma$ , et donc que la formule 2.50 est valable.

En particulier, en champ magnétique nul, la dissipation par les quasiparticules est seule responsable de l'élargissement de la raie d'absorption JPR. Ceci apparaît de façon implicite par l'intervention de la conductivité  $\sigma$  dans les expressions de la puissance absorbée obtenue pour le mode transverse, Eq. 2.39, et pour le mode longitudinal, Eq. 2.44. Comme  $\omega \sim \omega_p \ll \Gamma$ , l'expression 2.48 de la conductivité des quasiparticules suivant l'axe  $c$  se simplifie pour s'écrire  $\sigma_c \approx \epsilon\omega_n^2/\Gamma$ . En utilisant cette relation dans l'expression de la fonction diélectrique 2.47 (semblable aux expressions 2.37 et 2.42), on obtient l'expression de la puissance absorbée

$$\mathcal{P}_{abs} \propto \left| \Im \frac{1}{\epsilon(\omega)} \right| = \frac{\sigma_c/(\epsilon\omega)}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2 + \frac{\sigma_c^2}{\epsilon^2\omega^2}}. \quad (2.51)$$

Ainsi, la largeur à mi-hauteur de la raie d'absorption est directement liée au facteur  $\sigma_c/\epsilon\omega$ , et donc à la conductivité des quasiparticules [115]. Cette relation permet la mesure de  $\sigma_c$  à partir de la forme de la raie d'absorption JPR [117, 118].

On peut noter que, à partir de la corrélation de Basov [119], qui relie la conductivité électrique suivant l'axe  $c$  à la température critique  $T_c$ ,  $\sigma_c(T_c)$ , à la longueur de pénétration pour les courants parallèles à l'axe  $c$  à basse température,  $\lambda_c(0)$ , Ohashi a obtenu une relation entre  $\sigma_c(T_c)$  et la pulsation de plasma en champ nul et à température nulle  $\omega_p(0)$  [120],

$$\log \omega_p(0) = \frac{1}{2} \log \sigma_c(T_c) + \text{const.} \quad (2.52)$$

Cette relation est valable pour plusieurs cuprates, dont BSCCO.

## 2.3 Influence du champ magnétique sur la résonance de plasma Josephson dans les supraconducteurs HTC

La présente section est principalement consacrée à l'étude du lien entre la JPR et l'état de la matière de vortex dans le supraconducteur. Pour cela, un paragraphe préliminaire présente un bref rappel sur la matière de vortex dans BSCCO.

### 2.3.1 Préliminaire : diagramme de phase $(B, T)$ de BSCCO

Du fait de la structure lamellaire, de la forte anisotropie et de la haute température critique de BSCCO, les vortex possèdent un diagramme de phase très riche (voir section 1.3) [18]. On en rappelle ici les principales caractéristiques dans le cas de monocristaux

de BSCCO vierges (c'est-à-dire n'ayant subi aucun ajout de désordre contrôlé par irradiation électronique ou ionique).

Trois interactions différentes entrent en jeu dans la détermination du diagramme de phase ( $B, T$ ), donnant naissance à diverses phases de la matière de vortex [55]. L'énergie élastique  $\mathcal{E}_{el}$  est celle que coûte une déformation du réseau de vortex, l'énergie de piégeage  $\mathcal{E}_p$  rend compte de la force de piégeage exercée sur les tubes de flux par les défauts, présents de façon inévitable dans le cristal, et l'énergie thermique  $\mathcal{E}_{th} \sim k_B T$  mesure l'importance des fluctuations thermiques des vortex.

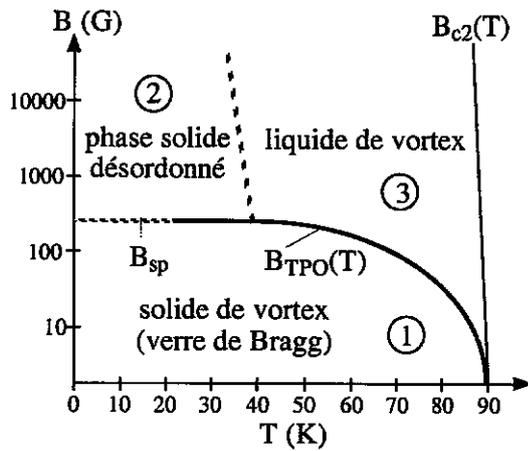


FIG. 2.7 - Diagramme de phase schématisé de la matière de vortex dans BSCCO. On distingue trois phases principales dans l'état mixte. La phase bas champ, basse température ① correspond à un état solide ordonné avec un quasi-ordre translationnel à grande distance, appelé verre de Bragg. La phase haut champ, basse température ② correspond à un état désordonné, parfois appelé verre de vortex, séparé de la phase précédente par la ligne de second pic ( $B_{sp}$ ), qui correspond à une transition thermodynamique du premier ordre, du moins pour les températures supérieures à 32 K [34]. La phase haut champ, haute température ③ correspond à l'état de liquide de vortex. La frontière entre cette phase et le verre de Bragg est une transition du premier ordre ( $B_{TPO}$ ) [35]. Les échelles de température et de champ magnétique donnent des valeurs typiques pour des échantillons de BSCCO dopés optimalement. Pour chaque phase, on a représenté schématiquement la configuration des lignes de flux.

A faible champ magnétique et faible température, l'énergie élastique est supposée dominer les deux autres,  $\mathcal{E}_{el} > \mathcal{E}_{th}, \mathcal{E}_p$ , et les vortex s'arrangent sur une structure avec un quasi-ordre translationnel à grande distance qui correspond à un solide ordonné de vortex, le verre de Bragg (①, Fig. 2.7). Les vortex 2D, présents dans les différentes couches supraconductrices et appartenant au même tube de flux, sont alors empilés les uns au dessus des autres (①, Fig. 2.8). A basse température, si on augmente le champ magnétique, on pense que l'énergie de piégeage prend relativement de plus en plus d'importance, au point de dominer les deux autres,  $\mathcal{E}_p > \mathcal{E}_{th}, \mathcal{E}_{el}$ . L'état correspondant dans le diagramme ( $B, T$ ) est un état désordonné vitreux avec une dynamique lente (②, Fig. 2.7). A haute température et haut champ, l'énergie thermique domine,  $\mathcal{E}_{th} > \mathcal{E}_p, \mathcal{E}_{el}$ , et les vortex 2D sont presque décorrélés d'un plan supraconducteur à l'autre, ce qui correspond au liquide (ou au gaz) de vortex (③, Fig. 2.7). Les vortex 2D ne sont plus corrélés que sur quelques distances intercouches (③, Fig. 2.8).

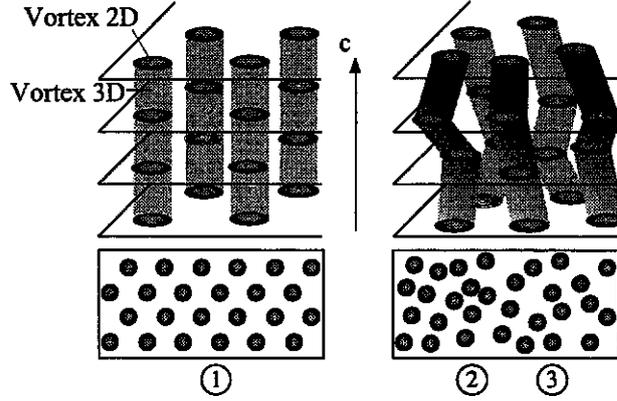


FIG. 2.8 – Représentation schématique des vortex dans BSCCO pour chacune des trois phases verre de Bragg ①, verre de vortex ② et liquide de vortex ③.

### 2.3.2 Expression de la pulsation de plasma $\omega_p(B, T)$

Bulaevskii a montré que, à la température  $T$ , la pulsation de plasma Josephson  $\omega_p(B, T)$ , sous un champ magnétique  $\mathbf{B} \parallel c$ , était reliée à la pulsation en champ nul  $\omega_p(0, T)$  par

$$\omega_p^2(B, T) = \omega_p^2(0, T) \langle \langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle \rangle_t \rangle_d, \quad (2.53)$$

où  $\langle \dots \rangle_t$  et  $\langle \dots \rangle_d$  représentent la moyenne thermique et la moyenne sur le désordre, respectivement [89]. Les vortex présents dans le matériau influent directement sur  $\langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle \equiv \langle \langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle \rangle_t \rangle_d$  en affaiblissant le couplage Josephson, ce qui fait diminuer la fréquence de plasma Josephson. Il apparaît ainsi que la JPR permet de mesurer directement le couplage Josephson dans le matériau et, de fait, l'état de la matière de vortex (voir 2.3.3). On peut noter ici que la relation 2.53 est valable tant que la fréquence de plasma est très supérieure à la fréquence caractéristique de "glissement" de la phase entre deux plans,  $\omega_v/2\pi$  (*phase slip*) [116]. Ce phénomène correspond à l'évolution de la différence de phase  $\phi_{n, n+1}$  du fait des mouvements des vortex. En d'autres termes, la période des modes d'oscillations de plasma  $T_p$  doit être très petite devant la durée caractéristique  $\tau_v = 2\pi/\omega_v$  du mouvement intra-vallée des vortex du fait des fluctuations thermiques ( $\tau_v$  est le temps d'amortissement caractéristique de la fonction de corrélation  $\langle \sin[\phi_{n, n+1}(\mathbf{0}, 0)] \sin[\phi_{n, n+1}(\mathbf{0}, t)] \rangle$  [121]). Ceux-ci sont alors considérés comme immobiles à l'échelle de temps  $T_p$ , et les oscillations de plasma sondent donc les positions instantanées des vortex dans le supraconducteur. Dans la pratique, le critère  $T_p \ll \tau_v$  est bien vérifié. Une troisième échelle de temps intervient ici, la durée expérimentale  $\tau_{exp}$  sur laquelle on moyenne  $\langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle$  pour obtenir sa valeur ; elle vérifie toujours  $\tau_{exp} \gg T_p$ . En dessous de la ligne d'irréversibilité, les mouvements des vortex sont lents par rapport au temps de mesure et on a  $\tau_v \gg \tau_{exp} \gg T_p$ . Au dessus de la ligne d'irréversibilité, on a  $\tau_{exp} \gg \tau_v \gg T_p$ .

### 2.3.3 Lien entre $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ et l'état de la matière de vortex

#### 2.3.3.1 Une image naïve

Lors de l'application d'un champ magnétique parallèlement à l'axe  $c$ , des vortex pénètrent dans le supraconducteur. Si celui-ci était sans défauts, à basse température, ces tubes de flux seraient parfaitement rectilignes et orientés perpendiculairement aux plans supraconducteurs : ils n'auraient aucune influence sur le couplage Josephson interplan. Dans le matériau réel BSCCO, du fait du très faible couplage interplan, les centres de piégeage à basse température ou les fluctuations thermiques à haute température, détruisent facilement l'alignement idéal des vortex 2D le long de l'axe  $c$ , ce qui conduit à l'affaiblissement du couplage Josephson interplan [63, 64, 122] et donc à la diminution de la fréquence de résonance de plasma Josephson, cette diminution étant d'autant plus importante que l'alignement des vortex 2D parallèlement à l'axe  $c$  est détruit.

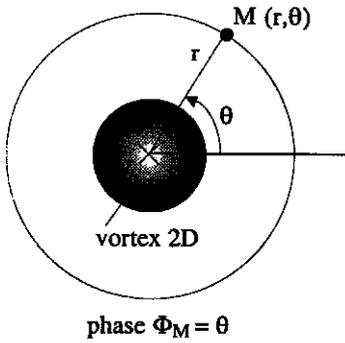


FIG. 2.9 - Détermination de la phase du paramètre d'ordre supraconducteur en un point  $M$  autour d'un vortex 2D isolé.

Une image naïve mais très parlante permet de mieux comprendre le lien étroit existant entre la valeur de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  et l'état de la matière de vortex. Pour cela, on remarque que la phase du paramètre d'ordre supraconducteur est simple à déterminer si on considère un plan contenant un vortex 2D isolé. Soit  $M$  un point de ce plan, en dehors du coeur du vortex, et de coordonnées  $(r, \theta)$  dans le repère ayant pour origine le centre du vortex ; la phase  $\phi_M$  du paramètre d'ordre supraconducteur en ce point est égale à l'angle polaire  $\theta$  (Fig. 2.9).

On considère maintenant le système représenté sur la figure 2.10. Il s'agit de deux plans supraconducteurs superposés contenant chacun un unique vortex 2D. Soient quatre points  $A, B, C, D$  régulièrement répartis sur un cercle centré sur le vortex 2, et  $A', B', C', D'$  leurs projections orthogonales sur le plan inférieur contenant le vortex 1. La phase du paramètre d'ordre supraconducteur en chacun de ces points est déterminée conformément à ce qui précède. On calcule ensuite la valeur moyenne

$$\langle \cos \phi_{1,2} \rangle = \frac{1}{4} [\cos(\phi_{2,A} - \phi_{1,A'}) + \cos(\phi_{2,B} - \phi_{1,B'}) + \cos(\phi_{2,C} - \phi_{1,C'}) + \cos(\phi_{2,D} - \phi_{1,D'})], \quad (2.54)$$

pour chacune des deux configurations représentées sur la figure 2.10. Dans le cas où les deux vortex sont parfaitement alignés parallèlement à l'axe  $c$  (Fig. 2.10a), ce qui correspond schématiquement à la phase ordonnée verre de Bragg (Fig. 2.8①), la cohérence de phase interplan n'est pas affaiblie et on trouve  $\langle \cos \phi_{1,2} \rangle = 1$ . Si l'un des vortex est au contraire décalé par rapport à l'autre (voir l'exemple de la Fig. 2.10b), comme dans

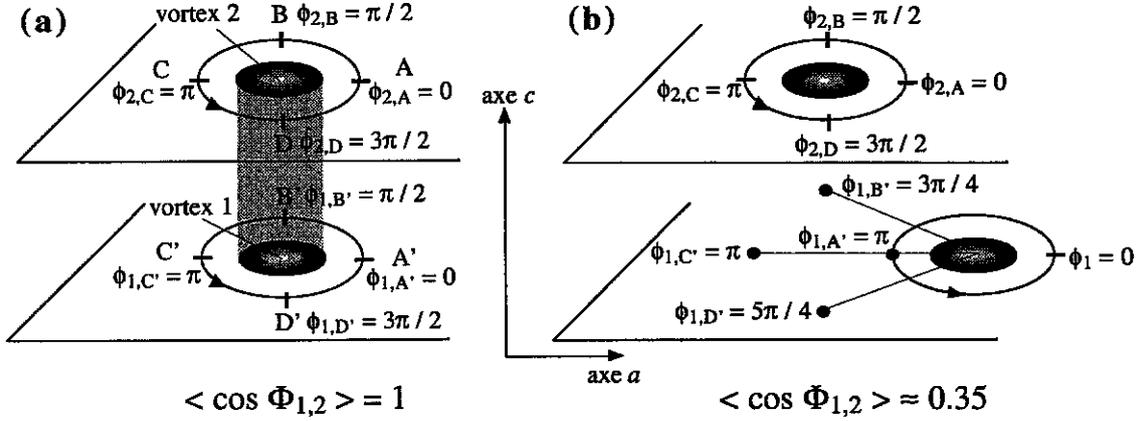


FIG. 2.10 – Deux plans supraconducteurs contiennent chacun un vortex 2D. Pour un point  $M$  quelconque d'un plan repéré par sa distance par rapport au centre du vortex  $i$  contenu dans le même plan, et par son angle polaire  $\theta_{i,M}$  relativement à la direction de l'axe  $a$ , la phase du paramètre d'ordre supraconducteur  $\phi_{i,M}$  en ce point est son angle polaire:  $\phi_{i,M} = \theta_{i,M}$ . Soient quatre points  $A, B, C$  et  $D$  régulièrement répartis autour du vortex 2, ainsi que leurs projections orthogonales  $A', B', C'$  et  $D'$  sur le plan contenant le vortex 1. Pour chacun de ces points, on calcule la valeur de la phase associée. On considère deux configurations pour calculer  $\langle \cos \phi_{1,2} \rangle$ . (a): Les vortex 1 et 2 sont parfaitement alignés suivant l'axe  $c$ , et la valeur moyenne sur les quatre couples de points  $(A, A'), (B, B'), (C, C')$  et  $(D, D')$  de  $\langle \cos \phi_{1,2} \rangle$  vaut 1. (b): Le vortex 1 est décalé par rapport au vortex 2, le couplage Josephson effectif est affaibli. On trouve dans ce cas  $\langle \cos \phi_{1,2} \rangle \approx 0.35$ .

le cas du liquide de vortex (Fig. 2.8③), la cohérence de phase interplan est affaiblie, ce qui provoque une diminution du courant Josephson critique effectif, et on obtient  $\langle \cos \phi_{1,2} \rangle \approx 0.35$ . Cette valeur, plus faible que la précédente, rend compte d'un état des vortex plus désordonné. Cet exemple illustre ainsi la relation intime entre l'état de la matière de vortex et la valeur de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ .

Récemment, E. H. Brandt et E. B. Sonin ont calculé sur ce principe les valeurs de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  à basse température en fonction du champ magnétique, dans le cas d'un gaz de vortex 2D complètement décorrélés [123].

### 2.3.3.2 Evolution de $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ : principaux résultats expérimentaux dans BSCCO

Les premières expériences de JPR sur BSCCO ont tout d'abord révélé le caractère anticyclotronique de la dépendance en champ de la fréquence de résonance de plasma Josephson (fréquence JPR  $\omega_p$ ) [87, 88]. Plus précisément, si  $B_{JPR}$  désigne le champ auquel se produit la JPR, différents groupes ont constaté que la fréquence JPR varie à peu près comme  $B_{JPR}^{-1/2}$  pour une température donnée, ou encore que  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle_{T=\text{const.}} \propto B_{JPR}^{-\eta}$ , avec  $\eta = 0.7 - 1$  [51, 88, 111]. Cette relation est vérifiée dans la phase liquide de vortex.

De plus, il a été montré expérimentalement que  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  est inversement proportionnel à la température dans la phase liquide de vortex pour un champ magnétique donné, donc que la fréquence JPR varie comme  $\omega_p \propto T^{-1/2}$  [88]. Ces deux constats expérimentaux s'accordent très bien avec la théorie de l'expansion haute-température présentée en 2.3.4 [121].

D'autre part, un saut brusque de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ , lors de la transition de l'état solide (verre de Bragg) à un état désordonné (verre de vortex ou liquide de vortex), a été observé par différents auteurs [51, 52]. A cette transition, la valeur de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  diminue brutalement de 0.7-0.8 à 0.3-0.2 environ, reflétant ainsi une diminution soudaine de la cohérence de phase interplan. Cette observation rend bien compte d'une transition du premier ordre entre les états ordonné et désordonnés de la matière de vortex dans BSCCO.

### 2.3.4 Expression théorique de $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ : expansion haute température

Les premières expériences d'observation de la JPR ont permis d'accéder à la dépendance empirique, en champ et en température, du facteur de cohérence de phase  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ . Pour expliquer théoriquement ces résultats, il faut calculer la valeur moyenne  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ , ce qui n'est pas aisé. En utilisant l'expansion haute température de la fonctionnelle de l'énergie libre, où l'on considère l'énergie Josephson (par unité d'aire)  $E_J = \Phi_0^2 / (4\pi^2 \mu_0 D \times \gamma^2 \lambda_{ab}^2) = (\Phi_0 / 2\pi) j_c$  comme une perturbation de l'énergie thermique, Koshelev obtient l'expression

$$\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle = \frac{E_J}{2k_B T} \int d\mathbf{r} \langle \cos[\phi_{n,n+1}(\mathbf{r}) - \phi_{n,n+1}(\mathbf{0})] \rangle = \frac{E_J \Phi_0}{2k_B T B} f(T, \mathbf{B}), \quad (2.55)$$

où  $f(T, \mathbf{B})$  est une fonction universelle sans dimension dépendant faiblement de la température, d'ordre unité [121]. L'expression 2.55 est valable si  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle \ll 1$  ( $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle < 0.5$  d'après des simulations numériques [121]), dans la phase liquide de vortex, en supposant que les vortex 2D sont décorrélés entre eux. Si on utilise les expressions de  $\omega_p(0, T)$  2.21 et de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  2.55, la fréquence JPR en champ  $B$  et à la température  $T$  donnée par Eq. 2.53, s'écrit

$$\omega_{pl}^2(B, T) = \frac{D \Phi_0}{2\epsilon k_B T B} j_c^2 f(T, \mathbf{B}) \approx \frac{D \Phi_0}{2\epsilon k_B T B} j_c^2. \quad (2.56)$$

Les relations 2.55 et 2.56 expliquent la dépendance expérimentale  $\omega_p^2 \propto T^{-1} B^{-\eta}$ ,  $\eta \approx 1$  [111], dans la mesure où les températures considérées sont suffisamment loin de  $T_c$  pour que les variations de  $j_c \equiv j_c(T)$  en fonction de la température soient négligeables. Cet accord entre théorie et expérience suggère donc que, assez loin de  $T_c$ , le liquide de vortex est presque complètement décorrélé.

### 2.3.5 Forme de la raie d'absorption JPR

#### 2.3.5.1 Largeur de raie sous la ligne d'irréversibilité

Les premières observations de la JPR dans BSCCO étaient faites par des balayages en champ magnétique à température et fréquence constantes. *A priori*, la largeur des raies de résonance obtenues peut s'expliquer par trois mécanismes différents :

- la dissipation provoquée par le courant de quasiparticules parallèlement à l'axe  $c$  ;
- les inhomogénéités spatiales du couplage Josephson dues à des disposition désordonnées de vortex 2D dans les plans supraconducteurs ;
- la dissipation due aux oscillations de vortex couplées aux oscillations de plasma.

Bulaevskii *et al.* ont considéré ces trois causes d'élargissement possibles, et comparé leur pertinence respective vis-à-vis des résultats expérimentaux obtenus sous la ligne d'irréversibilité [124]. En particulier, on constate dans ces conditions que la largeur de raie relative  $\Gamma/\omega_p$  est au plus une fonction faiblement dépendante du champ magnétique [87]. Ce résultat expérimental exclut le mécanisme de dissipation par les oscillations de vortex des causes d'élargissement. Celui-ci prévoit en effet une forte dépendance en champ de la largeur relative.

Pour étudier théoriquement la forme de la raie de résonance, Bulaevskii *et al.* dérivent l'équation dépendant du temps pour les petites oscillations de la différence de phase induites par un faible champ électrique extérieur de pulsation  $\omega$ ,  $\mathcal{D}_z \equiv \mathcal{D}_z(t) = \mathcal{D}_{z,0} \exp(i\omega t)$ . Cette équation est valable pour des vortex immobiles à l'échelle de temps des oscillations de plasma (le couplage des oscillations de vortex avec les modes de plasma Josephson est donc négligé dans la suite), à basse température, en négligeant les effets qui modifient la relation de Josephson conventionnelle (effets de charge et déséquilibre de la distribution des quasiparticules), et s'écrit :

$$\frac{1}{c_0^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_c \right) \frac{\partial \phi_{n,n+1}^{(r)}}{\partial t} - \sum_m L_{nm} \Delta \phi_{m,m+1}^{(r)} + \frac{1}{\lambda_j^2} [\cos \phi_{n,n+1}^{(0)}(\mathbf{r})] \phi_{n,n+1}^{(r)} = \frac{\hbar}{2eE_0} \frac{\partial \mathcal{D}_z}{\partial t}, \quad (2.57)$$

où  $c_0 = c(D/\lambda_{ab}\sqrt{\epsilon_r})$ ,  $L_{nm} \approx \frac{\lambda_{ab}}{D} (1 - \frac{D}{\lambda_{ab}})^{|n-m|}$  est l'inductance mutuelle entre les couches  $n$  et  $m$ ,  $E_0 = \Phi_0^2 D / (4\pi^2 \mu_0 \lambda_{ab}^2)$  est la rigidité de la phase dans un plan, et  $\Gamma_c = \sigma_c / \epsilon$  représente l'amortissement dû au courant de quasiparticules le long de l'axe  $c$ . La différence de phase invariante de jauge  $\phi_{n,n+1}$  est la somme de deux contributions :

$$\phi_{n,n+1}(\mathbf{r}, t) = \phi_{n,n+1}^{(0)}(\mathbf{r}) + \phi_{n,n+1}^{(r)}(\mathbf{r}, t) \quad (2.58)$$

où  $\phi_{n,n+1}^{(0)}(\mathbf{r})$  est la différence de phase qui existe en l'absence de champ électrique appliqué, et  $\phi_{n,n+1}^{(r)}(\mathbf{r}, t)$  représente les petites oscillations de la phase induites par le champ électrique.

A partir de l'équation 2.57, on obtient l'inverse de la fonction diélectrique [124],

$$\frac{1}{\varepsilon(\omega)} = \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\omega^2}{\omega(\omega - i\Gamma_c) - \omega_p^2 - i\Gamma_{inh}^2}; \quad (2.59)$$

avec la pulsation de plasma qui s'écrit  $\omega_p \equiv \omega_p^2(B, T) = \langle \cos \phi_{n, n+1}^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle \omega_0^2$ . L'élargissement inhomogène  $\Gamma_{inh}^2$  provient de l'inhomogénéité du couplage Josephson dans l'espace, induite par les distributions spatiales des vortex 2D dans les plans supraconducteurs. Bulaevskii obtient l'expression suivante :

$$\frac{\Gamma_{inh}^2}{\omega_0^2} \approx \frac{\pi\eta}{2(2\eta - 1)} \frac{B_J}{B}, \quad (2.60)$$

où  $\eta \approx 0.7 - 0.8$ .

Pour la contribution des quasiparticules à l'élargissement, on s'attend à ce qu'elle augmente comme  $B^{1/2}$  à basse température pour un supraconducteur de symétrie  $d$  et qu'elle dépende fortement de la température, ce qui est en désaccord avec les résultats expérimentaux. Cependant, il faut noter qu'il s'agit là du seul mécanisme d'élargissement qui entre en jeu pour expliquer la forme des raies d'absorption en champ magnétique nul (voir partie précédente).

Dans le cas considéré ici, le mécanisme dominant, qui explique l'élargissement, est donc l'inhomogénéité du couplage Josephson induite par les vortex 2D. La forme de raie théorique avec l'élargissement inhomogène, à basse température et en-dessous de la ligne d'irréversibilité, s'écrit alors :

$$\mathcal{P}_{abs} \propto \Im m \frac{1}{\varepsilon(\omega, B)} = \frac{\omega^2}{\varepsilon_r} \frac{\Gamma_{inh}^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2 + \Gamma_{inh}^4} \quad (2.61)$$

$$\propto \frac{B^{-1}}{\alpha_1 (B_0^{-\eta} - B^{-\eta})^2 + \alpha_2 B^{-2}}, \quad (2.62)$$

où on a utilisé  $\omega^2/\omega_0^2 = A_1 B_0^{-\eta}$ ,  $\omega_p^2/\omega_0^2 = A_1 B^{-\eta}$ , et  $\Gamma_{inh}^2/\omega_0^2 = A_2 B^{-1}$ . Ce qui donne  $\alpha_1 = A_1^2/A_2$  et  $\alpha_2 = A_2 = \pi\eta/[2(2\eta - 1)]\omega_0^2 B_J$ . Cette expression rend bien compte des formes de raie expérimentales obtenues [124].

### 2.3.5.2 Largeur de raie dans le liquide de vortex

Au contraire des raies symétriques obtenues dans le verre de vortex [124], les mesures JPR réalisées dans la phase liquide de vortex donnent des raies asymétriques, dont la forme théorique a été calculée par Koshelev *et al.* [116, 125]. La JPR est directement liée au comportement spatial et temporel du paramètre de cohérence locale  $\mathcal{C}_n(\mathbf{r}, t) = \cos \phi_{n, n+1}^{(0)}(\mathbf{r}, t)$ . Comme précédemment, la dépendance temporelle de  $\mathcal{C}_n$  sera négligée dans

la suite, puisque les configurations des vortex peuvent être considérées comme statique à l'échelle de temps des oscillations de plasma. Ces configurations statiques des vortex sont déterminées, pour l'essentiel, par les fluctuations thermiques, et sont caractérisées de façon quantitative par la moyenne thermique  $\mathcal{C}$  de  $\mathcal{C}_n$  :

$$\mathcal{C} \equiv \mathcal{C}(B, T) = \langle \cos \phi_{n, n+1}^{(0)}(\mathbf{r}) \rangle. \quad (2.63)$$

Dans le liquide de vortex, comme les vortex 2D dans deux plans consécutifs sont peu corrélés,  $\mathcal{C}_n(\mathbf{r})$  oscille très rapidement dans l'espace; ces fluctuations  $u_n(\mathbf{r}) = \mathcal{C}_n(\mathbf{r}) - \mathcal{C}$  peuvent être très supérieures à la valeur moyenne  $\mathcal{C}$ . Les petites oscillations de la phase  $\phi_{n, n+1}^{(r)}(\mathbf{r}, t)$  induites par le champ électrique extérieur appliqué, varient lentement dans l'espace, sur des échelles de longueur typiques  $L_\phi$ . Ces variations moyennent les fortes fluctuations  $u_n(\mathbf{r})$  sur des surfaces de l'ordre de  $L_\phi^2$ , et lissent l'évolution spatiale de  $\mathcal{C}_n$ . Le facteur de cohérence de phase ainsi lissé,  $\mathcal{C}_{L_\phi} = L_\phi^{-2} \int_{r < L_\phi} \mathcal{C}_n(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ , fluctue autour de la valeur moyenne  $\mathcal{C}$ . Ces fluctuations sont responsables de l'élargissement inhomogène de la raie JPR dans le liquide de vortex [116, 125, 126].

Pour déterminer la forme de la raie JPR, Koshelev utilise une expression simplifiée de l'équation d'évolution temporelle de la phase 2.57 en négligeant la dissipation des quasi-particules ( $\Gamma_c = 0$ ). En traitant séparément le cas des fréquences supérieures et inférieures à la fréquence de plasma Josephson, il obtient des expressions analytiques pour les parties droite et gauche de la raie d'absorption JPR, la description de la forme de raie au niveau du maximum échappant à cette analyse. Pour la partie "hautes fréquences" ( $\omega > \omega_p$ ), l'élargissement provient du mélange des modes de phase collectifs de différents moments et différentes fréquences, du fait de l'inhomogénéité du couplage Josephson résultant du désordre des vortex 2D le long de l'axe  $c$ . La puissance dissipée s'écrit, en unités réduites :

$$p(\omega) \frac{\delta(\omega_p^2)}{\omega^2} = f(\zeta) \quad \text{avec} \quad f(\zeta) = \frac{s_2(\zeta)}{[\zeta + s_1(\zeta)]^2 + s_2^2(\zeta)}, \quad (2.64)$$

où  $p(\omega) = \Im m[\epsilon_r/\epsilon(\omega)]$  est la puissance dissipée,  $\delta(\omega_p^2) \approx 2\omega_p \delta\omega_p$  mesure la largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance,  $s_1$  et  $s_2$  sont des fonctions qui obéissent à deux équations couplées [127].  $\zeta$  est la variable de fréquence réduite, qui s'écrit de façon simplifiée

$$\zeta = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\delta(\omega_p^2)}, \quad (2.65)$$

ou encore, en fonction du champ magnétique :

$$\zeta(B, \omega, T) = \frac{B - B_r}{B_b} + \frac{1}{\pi} \left( 2 - \frac{B}{B_r} \right) \ln \frac{B}{B_J}, \quad (2.66)$$

où  $B_r$  désigne le champ à la JPR, dont l'expression dans le cadre de l'expansion haute température est  $B_r = f_s \omega_0^2 E_J \Phi_0 / (2k_B T \omega^2)$ ,  $B_b = f_s (\omega_0 / 4\omega^2) B_J$ , et  $f_s$  est une fonction

dépendant faiblement de la température [116, 125, 127]. Cette description n'est valable que pour  $\zeta > 1$ ; en deçà, l'approximation de Born auto-consistante utilisée pour établir ce résultat n'est plus valable. En particulier, on ne décrit pas la partie de la courbe au niveau du maximum de la résonance [116].

En ce qui concerne la partie "basses fréquences" ( $\omega < \omega_p$ ), les rares fluctuations de la densité de vortex 2D, qui suppriment presque complètement le couplage Josephson sur des surfaces assez grandes, sont responsables de l'élargissement observé. Koshelev obtient pour cette partie de la courbe JPR [116, 125]

$$p(\omega) = \Im m \left[ \frac{\epsilon_r}{\epsilon(\omega)} \right] = C_1 \exp(3.18\zeta), \quad (2.67)$$

où  $C_1$  est une constante de proportionnalité. La relation précédente s'écrit aussi, en fonction du champ magnétique,

$$\Im m \left[ \frac{1}{\epsilon(B)} \right] \propto \exp \left( -3.68 \frac{B_r - B}{\eta B_r} \right). \quad (2.68)$$

Le côté gauche de la raie d'absorption JPR a donc une forme exponentielle, alors que le côté droit est décrit par une lorentzienne, ce qui reflète bien l'assymétrie des courbes observées expérimentalement.

La figure 2.11 représente un exemple de raie JPR théorique  $p(\omega)$  obtenue à l'aide des formules 2.64 et 2.67, en prenant  $\omega_p = 10$ ,  $\delta\omega_p = 0.0125$  et  $C_1 = 15$  (les valeurs des fréquences sont données en unité arbitraire). On rappelle que ces formules ne sont pas valables à proximité immédiate du maximum de la résonance.

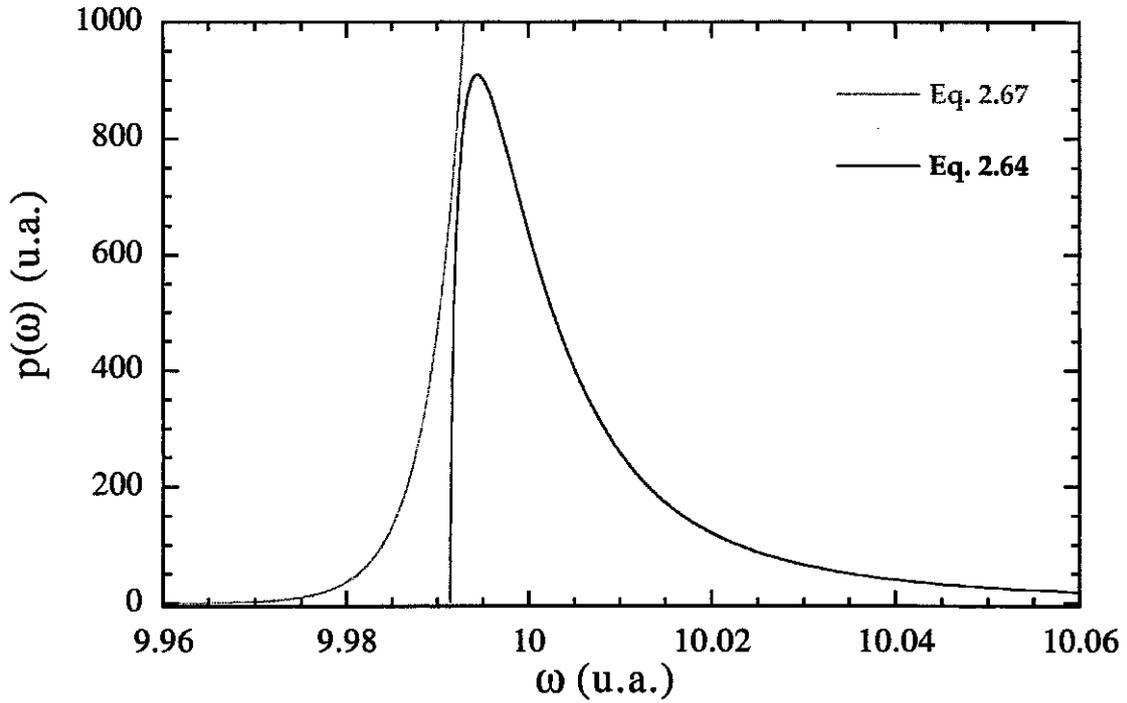


FIG. 2.11 – Exemple de raie JPR théorique dans le liquide de vortex. Les lignes grise et noire sont respectivement le résultat des formules 2.67 et 2.64, avec les paramètres  $\omega_p = 10$ ,  $\delta\omega_p = 0.0125$  et  $C_1 = 15$ . Ces formules ne sont pas valables à proximité du maximum de la résonance. En particulier, la relation 2.64 n'est valable que pour  $\zeta > 1$ , i.e.  $\omega > 10.013$  ici.



## Chapitre 3

# Dispositifs expérimentaux d'observation de la résonance de plasma Josephson

### 3.1 Introduction

On a vu dans le chapitre précédent que l'excitation de la résonance de plasma Josephson (JPR) dans un supraconducteur donnait lieu à une dissipation d'énergie dans le matériau, du fait de l'excitation des quasiparticules (voir par exemple Eq. 2.51). Un dispositif expérimental d'observation de la JPR est donc fondé sur une technique de détection de cette dissipation d'énergie dans l'échantillon. Historiquement, la méthode bolométrique fut la première employée par Tsui [87] et Matsuda [88, 128], avant qu'une technique de détection par perturbation de cavité résonante ne soit utilisée par Shibauchi sur le composé  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu(NCS)<sub>2</sub> [129]. Dans ce qui suit, on présente ces deux techniques, employées de façon complémentaire au cours de ce travail. Après une description de la méthode bolométrique utilisée à ISSP (*Institute for Solid State Physics*), Université de Tokyo, dans le groupe du professeur Y. Matsuda, on présentera en détail la technique de perturbation de cavité résonante mise en place au Laboratoire des Solides Irradiés (LSI), en France.

### 3.2 Méthode bolométrique

#### 3.2.1 Principe de la méthode

La méthode bolométrique [130] appliquée aux supraconducteurs à haute température critique a été développée par Y. Matsuda, à Princeton, pour la mesure de la viscosité

de vortex à basse température dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [128]. Cette technique a ensuite été appliquée à BSCCO par la même équipe de Princeton qui a découvert fortuitement une forte absorption microonde dans ce matériau dans la plage de fréquences 20-90 GHz. Mais l'interprétation que O.K.C. Tsui donne de ce phénomène est incorrecte [87]. C'est Y. Matsuda qui l'expliquera correctement en montrant qu'il s'agit de la JPR [88].

La méthode bolométrique consiste en une mesure très sensible de la température d'un échantillon, ce qui permet de détecter son échauffement du fait de la dissipation de l'énergie microonde lors de l'excitation de la résonance de plasma Josephson dans le matériau. Le bolomètre utilisé ici est constitué d'un thermomètre Cernox<sup>TM</sup>, dont on mesure la résistance, fixé au support en saphir sur lequel est placé l'échantillon. Le bolomètre (à la température  $T$ ), qui a une capacité thermique  $C$ , est relié à un thermostat (à la température  $T_0$ ) par un couplage de conductivité thermique  $K$ . A l'équilibre thermique,  $T = T_0$ . Si le bolomètre absorbe une puissance  $P(t)$  (par exemple la puissance absorbée par l'échantillon lors de la JPR), la variation de température  $\Delta T = T - T_0$  obéit à l'équation

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} + \frac{\Delta T}{\tau} = \frac{P(t)}{C}, \quad (3.1)$$

où  $\tau = C/K$  est la constante de temps caractéristique de la réponse du bolomètre. Pour faciliter la détection, la puissance du champ hyperfréquence envoyé sur le bolomètre est modulée en amplitude à la fréquence  $f_{mod} = \omega/2\pi$ , telle que  $\tau f_{mod} \ll 1$ . On détecte ensuite le signal bolométrique à l'aide d'un amplificateur à verrouillage de phase (*lock-in*).

Dans le cas présent, la sensibilité de la mesure est fixée par les fluctuations thermodynamiques de la température du bolomètre [131]. A l'équilibre thermique, la température *moyenne* du bolomètre est  $T_0$ . Sa température réelle  $T$  fluctue autour de  $T_0$  d'une quantité  $\delta T$ . Nous nous intéressons à la valeur quadratique moyenne  $\sqrt{\langle \delta T^2 \rangle}$  des fluctuations dont le spectre en fréquences est compris dans une bande  $\Delta f$  (déterminée par le *lock-in*) autour de la fréquence de modulation  $f_{mod}$ . La *puissance de bruit*  $P_b$  correspondant à ces fluctuations, *i.e.* la puissance thermique équivalente qui provoquerait une variation de température du bolomètre de  $\sqrt{\langle \delta T^2 \rangle}$ , vaut :

$$P_b = \sqrt{K^2 \langle \delta T^2 \rangle} = \sqrt{4k_B T_0^2 \Delta f K}. \quad (3.2)$$

En pratique, cette puissance de bruit fixe la limite de sensibilité du bolomètre utilisé pour ce travail [130, 131].

### 3.2.2 Dispositif expérimental

Les mesures du signal bolométrique sont effectuées dans une plage de températures comprises entre 5 K et 80 K dans un cryostat à hélium liquide. L'échantillon, sur son

support en saphir, est placé à l'intérieur d'un guide d'ondes. La température de ce dernier est mesurée par un thermomètre Cernox<sup>TM</sup> (désigné par  $Th_{guide}$  dans la suite) fixé au plus près de l'échantillon. Un régulateur de température LakeShore DRC-93CA contrôle la température du guide d'ondes par l'intermédiaire de  $Th_{guide}$ . La partie du cryostat contenant l'échantillon est placée entre les deux pièces polaires d'un électro-aimant conventionnel refroidi à l'eau et pouvant créer un champ magnétostatique de 1 T. Celui-ci est homogène dans un volume englobant l'ensemble du bolomètre et de la sonde à effet Hall qui, placée à l'extérieur du cryostat, mesure sa valeur.

### 3.2.2.1 Le bolomètre

Dans le dispositif expérimental utilisé à ISSP [128, 131], un saphir sert de support à l'échantillon. Celui-ci est collé sur une extrémité du support grâce à de la graisse Apiezon N, tandis qu'un thermomètre Cernox<sup>TM</sup> (désigné par  $Th_{bol}$ ) est fixé à l'autre extrémité pour mesurer sa température. L'ensemble {saphir + thermomètre  $Th_{bol}$  + échantillon} constitue le bolomètre. Il traverse en son centre la paroi la plus large d'un guide d'ondes rectangulaire en cuivre (Fig. 3.1a), de sorte que la face de l'échantillon posée sur le saphir se trouve au niveau de la surface de la paroi interne du guide d'ondes. Le thermomètre  $Th_{bol}$  se trouve quant à lui à l'extérieur du guide, et n'est pas exposé au rayonnement microonde. Des fils en manganine relient le thermomètre à un support en cuivre ancré thermiquement au guide d'ondes qui joue le rôle de thermostat. Ces fils permettent d'augmenter la résistance thermique entre le bolomètre et le thermostat. Comme on fait le vide dans l'enceinte contenant le guide et le bolomètre, seule la conduction thermique à travers les fils de manganine assure la thermalisation du bolomètre avec le thermostat (les échanges par rayonnement sont négligeables). Typiquement, à  $T_0 = 7K$ , la capacité thermique du bolomètre (due pour l'essentiel au support en saphir) vaut  $C = 4 \times 10^{-8}$  J/K, tandis que la conductivité thermique des fils de manganine vaut  $K = 2.5 \times 10^{-7}$  W/K [131]. On en déduit une constante de temps caractéristique du système  $\tau = 0.16$  s. L'amplitude de l'onde hyperfréquence arrivant sur l'échantillon doit donc être modulée à une fréquence  $f_{mod} \ll 1/\tau \approx 6.3$  Hz.

Le bolomètre ( $R_{Bolomètre} = 5 - 30$  k $\Omega$  suivant la température) constitue l'un des deux éléments résistifs d'un pont diviseur de tension, l'autre étant une résistance de référence aux bornes de laquelle est prélevé le signal envoyé vers l'amplificateur *lock-in* (Fig. 3.1b). Ce circuit est alimenté par une source de tension continue constante  $U \approx 1.5$  V, faisant circuler un courant d'une valeur de quelques microampères pour éviter tout échauffement du bolomètre. La résistance de référence, placée dans un boîtier à l'extérieur du cryostat et directement branchée sur l'amplificateur *lock-in*, est un potentiomètre dont on règle la valeur à  $R_{Référence} \approx R_{Bolomètre}$  dans la plage de températures considérée, de façon à assurer le maximum de sensibilité du montage aux variations de  $R_{Bolomètre}$ . La sensibilité du bolomètre est de quelques nanowatts à 4.2 K et quelques microwatts à 77 K. Si  $P_a$

désigne la puissance absorbée par l'échantillon à la JPR, le rapport signal sur bruit du bolomètre est :

$$\rho = P_a/P_b = P_a/\sqrt{4k_B T_0^2 \Delta f K}. \quad (3.3)$$

Cette expression montre que la détection est meilleure à basse température [131].

### 3.2.2.2 Technique microonde et mesure de l'absorption due à la JPR

Les mesures sont effectuées entre 26.5 GHz et 90 GHz, cet intervalle étant divisé en trois plages de fréquences correspondant chacune à une taille de guide d'ondes précise (Tab. 3.1). On utilise des guides d'ondes rectangulaires dans leur mode fondamental transverse électrique  $TE_{01}$  (onde progressive), obtenant ainsi une configuration du champ électromagnétique microonde adéquate pour l'excitation de la JPR dans l'échantillon. Celui-ci se trouve dans un maximum du champ électrique microonde  $E_{mo}$  parallèle à l'axe d'anisotropie  $c$  du matériau comme l'indique la figure 3.2. On voit aussi sur cette figure que le trou pratiqué dans la paroi du guide d'ondes pour faire passer le bolomètre ne perturbe presque pas les lignes de courant, donc le champ électromagnétique au niveau de l'échantillon n'est que peu influencé par la présence du bolomètre.

Un absorbeur en carbone se trouve à l'extrémité du guide d'ondes pour éviter la réflexion de l'onde qui se trouve donc dans un régime purement progressif à l'intérieur

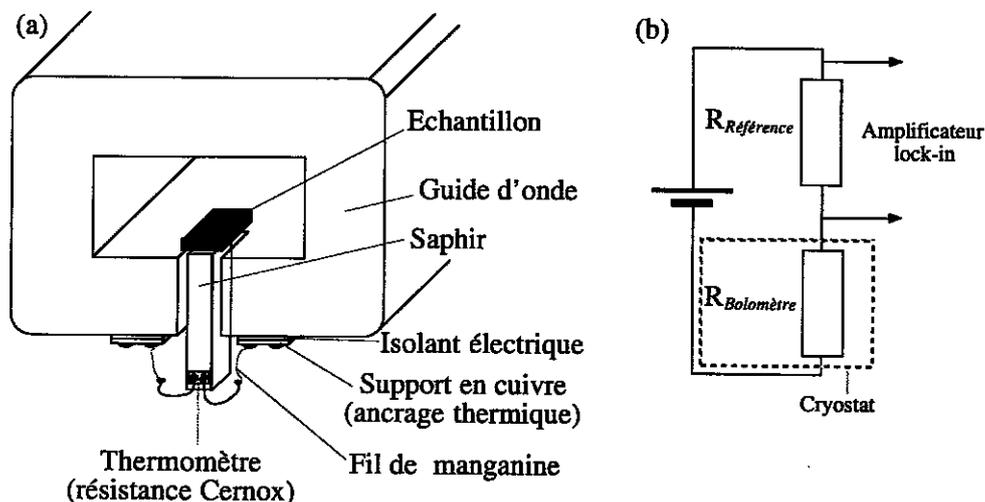


FIG. 3.1 – (a): Schéma du bolomètre inséré dans le guide d'ondes pour la détection de la JPR. (b): Diviseur de tension constitué du thermomètre  $Th_{bol}$  fixé sur le bolomètre ( $R_{Bolomètre}$ ) et d'une résistance de référence ( $R_{Référence}$ ) aux bornes de laquelle est relié l'amplificateur lock-in.

## Dispositifs expérimentaux d'observation de la résonance de plasma Josephson

TAB. 3.1 – Désignation des plages de fréquences explorées, des sources hyperfréquences et des guides d'ondes utilisés.

Bande	Fréquences (GHz)	Guide d'ondes	Source	Fréquences source (GHz)
Ka	26.5 - 40	WR-28	HP 83640A	20 - 40
U	40 - 60	WR-19	QS-6	35 - 54
			QS-4	49 - 78.5
E	60 - 90	WR-12	QS-3	77.6 - 117

du guide. Il existe autant de cannes de mesure que de guides d'ondes, toutes construites suivant le même schéma. La figure 3.3 représente la canne utilisée pour les mesures entre 26.5 GHz et 40 GHz.

Deux types d'oscillateurs microondes ont été utilisés :

- un générateur HP 83640 A pour les fréquences inférieures à 40 GHz. On ne l'a pas utilisé pour faire des balayages en fréquence ;
- différents oscillateurs à diode Gunn commandés en tension pour les fréquences supérieures à 40 GHz.

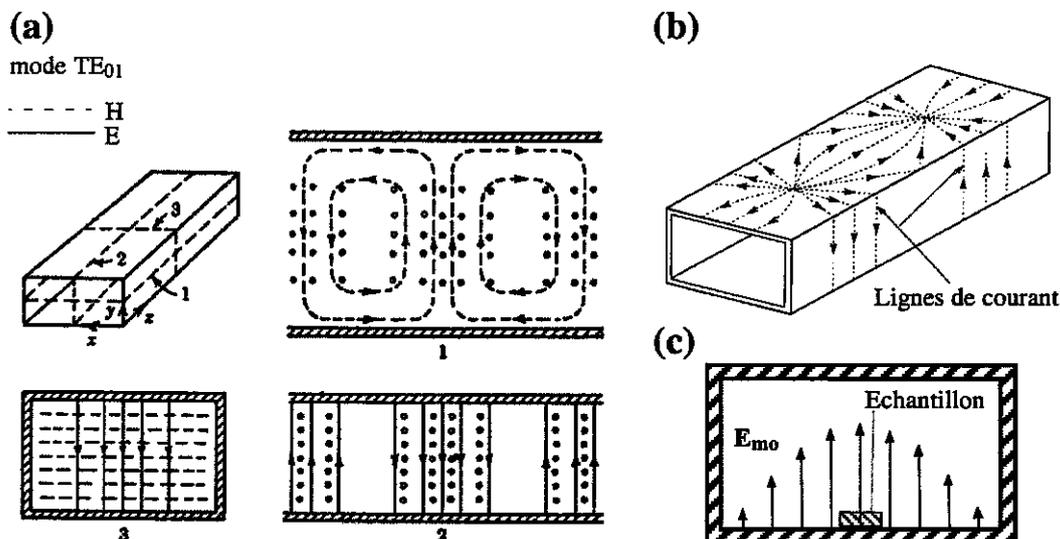


FIG. 3.2 – Illustration des lignes de champ électromagnétiques (a) [192], ainsi que des lignes de courants surfaciques (b) [193], dans un guide d'ondes rectangulaire dans le mode fondamental TE<sub>01</sub>. Les  $\circ$  indiquent un vecteur sortant du plan de la feuille vers le lecteur, les  $\bullet$  représentent un vecteur de sens opposé. (c) : L'échantillon se trouve dans un maximum du champ électrique microonde  $E_{mo}$ .

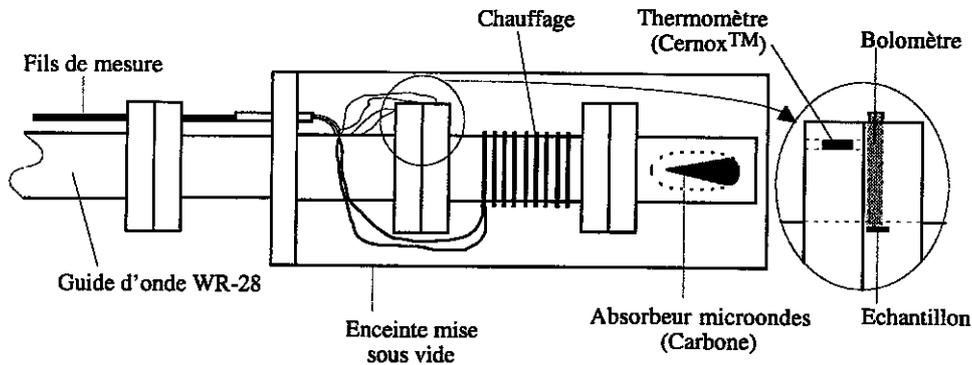


FIG. 3.3 – Schéma de l'extrémité de la canne de mesure WR-28 placée dans le cryostat.

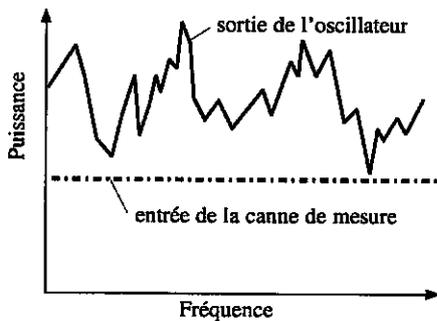


FIG. 3.4 – Illustration de l'effet de la boucle de rétroaction de contrôle de la puissance microonde envoyée sur l'échantillon.

Une alimentation haute-tension, pilotée par un ordinateur portable, est reliée à l'oscillateur à diode Gunn. La valeur de la tension appliquée commande la valeur de la fréquence en sortie de l'oscillateur, mais modifie également la puissance émise. On a réalisé des balayages en fréquence avec ce matériel en faisant varier la tension par faibles incréments successifs. Pour s'assurer que la puissance microonde reçue par l'échantillon ne varie pas en fonction de la fréquence pour un oscillateur donné, on utilise une boucle de rétroaction qui nivelle la puissance à l'entrée du guide d'ondes contenant l'échantillon (Fig. 3.4). Un dérivateur, placé sur le guide à l'entrée

de la canne de mesure, prélève une partie de la puissance microonde. Celle-ci est comparée à un niveau de référence. En fonction de l'écart relatif, on pilote un atténuateur qui ajuste ainsi le niveau d'atténuation afin de garantir une puissance constante sur l'échantillon.

Le tableau 3.1 précise le type de guide d'ondes ainsi que les oscillateurs utilisés en fonction de la fréquence souhaitée. L'amplitude de l'onde  $TE_{01}$ , qui se propage dans le guide vers l'échantillon, est modulée par un signal carré à une fréquence de 4 Hz. Ce signal de modulation sert de référence pour la détection du signal du bolomètre à l'aide de l'amplificateur *lock-in*. La figure 3.5 illustre l'ensemble du dispositif de mesure de la JPR [131].

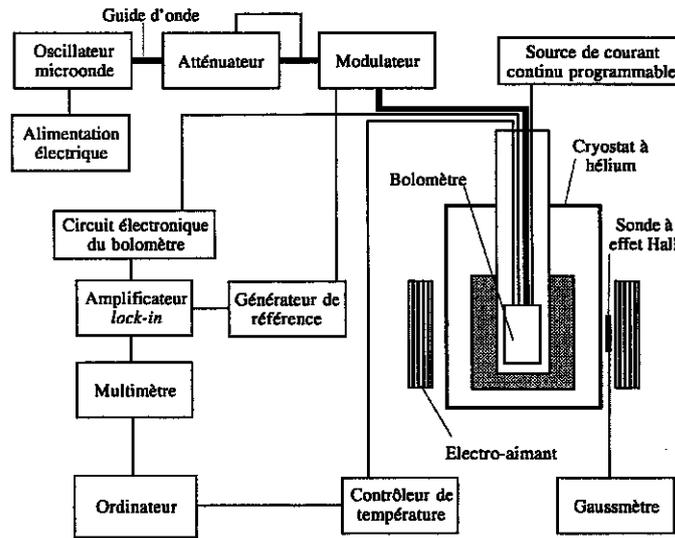


FIG. 3.5 – *Synoptique du dispositif expérimental pour la mesure de la JPR par la méthode bolométrique [131].*

### 3.2.3 Résultats expérimentaux

La méthode bolométrique permet l'observation de la JPR en fonction de l'un des trois paramètres expérimentaux variables. Ainsi, on peut mesurer le signal du bolomètre en fonction :

- du champ magnétique  $B$  appliqué, à température et fréquence constantes (balayage en champ magnétique) ;
- de la température  $T$  appliquée, à champ magnétique et fréquence constants (balayage en température) ;
- de la fréquence  $f$  appliquée, à température et champ magnétique constants (balayage en fréquence).

Les deux dernières possibilités ont été utilisées pour observer le signal JPR dans les échantillons étudiés ici. La suite de cette section présente des exemples typiques de résultats obtenus.

#### 3.2.3.1 Balayage en température

Pour effectuer ce type de mesure, l'alimentation du chauffage du guide d'ondes est reliée à un générateur de fonctions permettant de faire varier continûment la puissance de chauffage et donc la température  $T$  de l'échantillon, à une vitesse typique de  $\pm 0.5 - 1$  K/min. Dans cette configuration, le contrôleur de température ne sert qu'à observer

l'évolution de  $T$ . La figure 3.6 montre le résultat d'un balayage en température croissante et décroissante réalisé sur un échantillon de BSCCO, en champ  $B = 30$  G, à une fréquence fixe  $f = 33.54$  GHz. On observe une hystérésis suivant le sens de variation de la température. Ce décalage entre les deux courbes provient d'un faible gradient de température existant entre le thermomètre  $Th_{guide}$  et l'échantillon. Suivant le guide employé, la vitesse de balayage et la température de travail, cette hystérésis est plus ou moins présente. En pratique, elle se manifeste pour l'essentiel lors des balayages en température effectués avec le guide WR-28 (le plus massif de ceux employés). Des résultats bruts, on soustrait la dépendance en température intrinsèque du thermomètre  $Th_{bol}$  (Fig. 3.6a, ligne en pointillés). La puissance microonde absorbée présente un pic qui correspond à l'excitation de la JPR dans l'échantillon (Fig. 3.6b). On en déduit la valeur de la température de la JPR pour la fréquence utilisée; dans l'exemple de la figure 3.6,  $T_{JPR-1} = 64.4 \pm 0.4$  K ( $T$  croissant) et  $T_{JPR-2} = 65.5^{+0.4}_{-0.45}$  K ( $T$  décroissant). On obtient ainsi  $T_{JPR} = \frac{1}{2}(T_{JPR-1} + T_{JPR-2}) = 65.0^{+0.4}_{-0.45}$  K pour  $f_{JPR} = 33.54$  GHz et  $B = 30$  G. Pour vérifier que les indications de  $Th_{guide}$  sont cohérentes avec la température réelle de l'échantillon, le thermomètre  $Th_{bol}$  du bolomètre a été calibré à l'aide de  $Th_{guide}$  après ajout d'un gaz d'échange dans le guide d'ondes, afin d'assurer une bonne thermalisation de l'échantillon avec le guide.

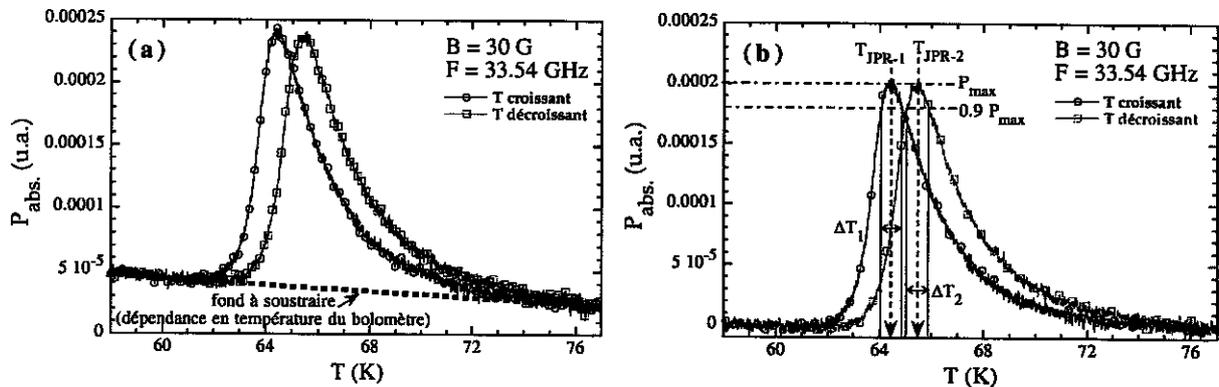


FIG. 3.6 – Puissance microonde absorbée (en unité arbitraire, u.a.) lors d'un balayage en température en champ  $B = 30$  G à la fréquence fixe  $f = 33.54$  GHz. (a) : Résultat de la mesure directe où apparaît le signal de fond du thermomètre (ligne en pointillés). Suivant que le balayage se fait en température croissante ou décroissante, le pic d'absorption ne se produit pas à la même température. (b) : Après soustraction de la dépendance en température propre au thermomètre du bolomètre, on obtient la réponse de l'échantillon. Le pic d'absorption correspond à l'excitation de la JPR dans le matériau. L'incertitude en température est déterminée à partir de la largeur du pic d'absorption à  $0.9 P_{max}$ .

**3.2.3.2 Balayage en fréquence**

Deux étapes sont nécessaires pour réaliser un balayage en fréquence. En effet, la boucle de contrôle de la puissance microonde transmise dans le guide d'ondes ne permet pas de s'affranchir des faibles variations ponctuelles de la puissance émise par l'oscillateur lors du balayage en fréquence. Celles-ci doivent cependant être éliminées du signal bolométrique, sans quoi le signal venant de l'échantillon serait noyé dans le bruit. Pour cela, le champ magnétique  $B$  étant fixé et après avoir stabilisé la température de l'échantillon à une valeur  $T_{réf}$ , on enregistre le signal du bolomètre (qui constituera le signal de référence  $S_{réf}$ , voir Fig. 3.7a) pour un balayage entre les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  ( $f_1 < f_2$ ).  $T_{réf}$  est telle que la JPR à cette température se produit à l'extérieur de l'intervalle de fréquences  $[f_1, f_2]$ , c'est-à-dire que  $f_{JPR}(T_{réf}) > f_2$ . Ensuite, on stabilise la température du système à la nouvelle valeur  $T_{éch} > T_{réf}$  et on enregistre le signal bolométrique  $S_{exp}$  pour un balayage dans le même intervalle de fréquences  $[f_1, f_2]$ . Après avoir mis  $S_{réf}$  à la même échelle que  $S_{exp}$ , on obtient le signal  $S_{éch} = S_{exp} - S_{réf}$  de l'échantillon seul (Fig. 3.7b). Un lissage des résultats fait apparaître un pic d'absorption en fonction de la fréquence, qui correspond à la JPR. On en déduit la fréquence JPR,  $f_{JPR}(B, T_{éch})$ .

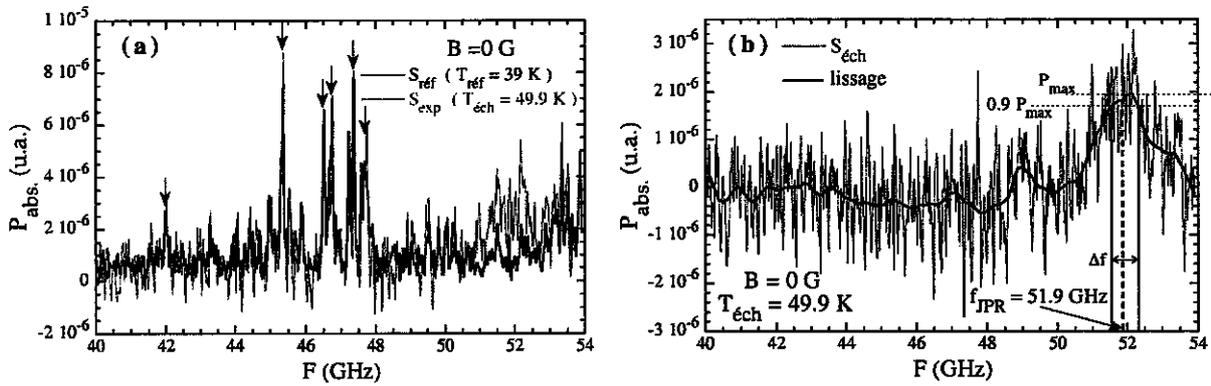


FIG. 3.7 – Puissance microonde absorbée (en unité arbitraire, u.a.) lors d'un balayage en fréquence entre 40 GHz et 54 GHz, en champ  $B = 0$  G, à la température  $T_{éch} = 49.9$  K. (a) : Résultat de la mesure directe où sont superposés le signal de référence  $S_{réf}$  (température  $T_{réf}$ ) et le signal  $S_{exp}$  contenant la JPR (température  $T_{éch}$ ). Les flèches indiquent les positions de quelques pics de puissance émis par l'oscillateur. Ceux-ci sont reproductibles et caractéristiques de l'oscillateur. Ils permettent de mettre  $S_{réf}$  à la même échelle que  $S_{exp}$ , afin de pouvoir les éliminer ensuite par soustraction des deux signaux. (b) : Signal  $S_{éch} = S_{exp} - S_{réf}$  de l'échantillon seul. Le pic d'absorption apparaît bien après lissage des résultats. Il correspond à l'excitation de la JPR dans le matériau et se produit à la fréquence  $f_{JPR}(B = 0$  G,  $T = 49.9$  K) =  $51.9^{+0.4}_{-0.35}$  GHz. L'incertitude en fréquence est déterminée à partir de la largeur du pic d'absorption à  $0.9 P_{max}$ .

### 3.2.4 Conclusion sur la méthode bolométrique

Cette méthode a l'avantage de permettre la détection de la JPR par des balayages en fréquence, ce qui est la seule technique applicable en champ nul pour les basses températures. Cependant, la puissance microonde appliquée doit être suffisante pour que la dissipation d'énergie dans l'échantillon soit détectable par le bolomètre, avec le risque de modifier localement la température de l'échantillon. De plus, la grande sensibilité du bolomètre nécessaire à cette détection donne un signal souvent très bruité (voir paragraphe 3.2.3.2). La méthode de perturbation de cavité présentée dans la suite permet de travailler avec une puissance microonde plus faible tout en ayant un meilleur rapport signal sur bruit, grâce au facteur d'amplification correspondant au facteur de qualité interne  $Q_0$  de la cavité.

## 3.3 Technique de perturbation de cavité résonante

### 3.3.1 Principe

#### 3.3.1.1 Généralités

La technique de perturbation de cavité résonante est très utilisée en matière condensée car c'est une méthode de mesure très sensible des propriétés diélectriques et/ou magnétiques des matériaux. Une cavité résonant dans un mode propre donné est caractérisée par deux grandeurs : sa *fréquence de résonance*  $f_{rés}$  et son *facteur de qualité*  $Q$  (auss appelé facteur de surtension). La méthode consiste alors à mesurer les changements de la fréquence de résonance et du facteur de qualité d'un résonateur suite à l'introduction d'un échantillon dans le volume où est confiné le champ électromagnétique, en supposant que celui-ci n'est que faiblement perturbé par la présence de l'échantillon. Les modifications de  $f_{rés}$  et de  $Q$  sont directement reliées aux changements de la réponse électrodynamique complexe de l'échantillon introduit. Plus précisément, la méthode de perturbation de cavité consiste à mesurer  $f_{rés}$  et  $Q$  pour une cavité, d'abord vide ( $f_{rés}^{cav}, Q^{cav}$ ), puis contenant l'échantillon à étudier ( $f_{rés}^{éch}, Q^{éch}$ ). De l'évolution de  $\Delta f_{rés} = f_{rés}^{éch} - f_{rés}^{cav}$  et de  $\Delta(1/Q) = 1/Q^{éch} - 1/Q^{cav}$  en fonction d'un paramètre extérieur variable comme la température ou le champ magnétique, on peut déduire différentes grandeurs caractéristiques du matériau étudié : sa permittivité diélectrique complexe, sa perméabilité magnétique complexe, ou bien encore sa conductivité électrique complexe [134].

#### 3.3.1.2 Application à la JPR

Dans le cas des supraconducteurs à haute température critique, la technique de perturbation de cavité permet d'obtenir l'impédance de surface  $Z_S = R_S + iX_S$  du matériau.

En ce qui concerne la JPR, on cherche à mesurer la dissipation induite dans le supraconducteur par l'excitation de la JPR. Comme cette dissipation provoque une modification de  $Q$ , la technique appliquée à la JPR consiste à mesurer l'évolution du facteur de qualité  $Q$  en fonction de la température ou du champ magnétique. Les premières mesures de la JPR à l'aide de cette technique ont été réalisées par Shibauchi *et al.* sur le composé quasi-bidimensionnel  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu(NCS)<sub>2</sub> [129]. Mola *et al.* utilisèrent la même technique pour le même composé [135]. Pour l'étude de la JPR dans BSCCO, Shibauchi *et al.* furent aussi les premiers à utiliser cette méthode [51], avant que Kadowaki *et al.* n'en fassent autant [136].

### 3.3.2 Dispositif expérimental

Pour réaliser les mesures de la JPR dans les échantillons de BSCCO, on a construit au LSI un dispositif expérimental qui repose sur la méthode de perturbation de cavité résonante. Le matériel utilisé pour sa conception se compose :

- d'un analyseur de réseaux vectoriel HP 8510C (désigné par ARV dans la suite) ;
- de deux cavités résonantes cylindriques en cuivre : la fréquence de résonance pour le mode TM<sub>010</sub> est 19 GHz pour l'une, 39 GHz pour l'autre ;
- d'un cryogénérateur (*cryocooler*) permettant de descendre en température jusqu'à 30 K ;
- d'un électro-aimant solénoïdal en cuivre permettant d'atteindre 1.2 kG, avec son alimentation électrique ;
- d'un bâti expérimental conçu sur mesure dans lequel s'insèrent le cryogénérateur et l'électro-aimant ;
- d'un ordinateur Macintosh Power PC 7300/166 pour collecter les données ;
- d'un régulateur de température LakeShore 340, relié à deux sondes thermométriques en platine PT-100 ;
- d'un multimètre Keithley 2700, complété par un module 7700, pour la mesure du champ magnétique avec une sonde à effet Hall de surface active  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  ;
- d'une pompe à vide Alcatel type PTM 5101 ;
- de la connectique hyperfréquence nécessaire pour effectuer les mesures.

#### 3.3.2.1 Bâti expérimental

Ce bâti a été conçu en collaboration avec F. Vadrot (LSI) pour répondre à deux objectifs :

- maintenir la tête de refroidissement du cryogénérateur dans une position permettant une connexion aisée à l'ARV, et permettre un accès facile à la cavité pour changer l'échantillon, en évitant d'avoir un métal magnétique à proximité immédiate de celle-ci ;

- permettre une utilisation simple et rapide de l'électro-aimant de 76 kg qui doit pouvoir être déplacé et posé dans une position précise, reproductible et adaptable, autour de l'enceinte contenant la cavité hyperfréquence.

Le bâti est donc constitué d'une structure en aluminium roulante qui sert de support à un rail, sur lequel coulisse un treuil permettant d'assurer le levage et le déplacement de l'électro-aimant. Pour des mesures en champ nul, ce dernier n'est pas utilisé et repose donc sur la plate-forme du bâti à l'extrémité opposée de la tête de refroidissement. Pour les mesures en champ magnétique non nul, on le déplace et on le positionne autour de l'enceinte à vide. Le guidage est assuré par deux cylindres en inox non-magnétique qui garantissent un positionnement transversal précis, et trois jeux de cales permettent de placer l'aimant à la hauteur voulue, de sorte que le champ magnétique soit homogène au niveau de l'échantillon.

L'électro-aimant, conçu initialement comme lentille magnétique, est constitué d'un bobinage de fil de cuivre émaillé refroidi naturellement par de l'huile. Ses dimensions sont les suivantes :

- diamètre intérieur : 16 cm,
- diamètre extérieur : 32.5 cm,
- hauteur : 19.8 cm,

pour une masse de 76 kg. L'intensité maximale du courant est 5 A, pour une tension de 32 V. En pratique, cet aimant est relié à une alimentation RACAL-DANA 9233 QP 2×32 V-3 A utilisée en source de courant constant, commandée par une interface GPIB. Le champ maximal que l'on peut atteindre au niveau de l'échantillon vaut alors 800 G, pour un courant de 3 A. Le champ magnétique appliqué est parallèle à l'axe  $c$  de l'échantillon de BSCCO. Il est homogène sur le volume de l'échantillon.

Le cryogénérateur est un modèle DE 202.8 de la compagnie ADP Cryogenics. Il est constitué d'un compresseur refroidi à l'eau, relié à une tête de refroidissement. Un cycle de détente de l'hélium dans la tête de refroidissement permet d'abaisser la température du doigt froid sur lequel est vissée la cavité hyperfréquence.

#### 3.3.2.2 Les cavités résonantes

Le coeur du dispositif expérimental est constitué de deux cavités résonantes permettant d'explorer le domaine de fréquences 19 GHz - 39 GHz. Ces cavités, en cuivre OFHC (*Oxygen Free High Conductivity*), ont été conçues en collaboration avec P. Gierlowski et réalisées dans son laboratoire (IFPAN, Varsovie). Ce sont des cylindres à base circulaire dont les dimensions sont détaillées dans le tableau 3.2. Elles sont constituées de trois pièces reliées entre elles par des vis en laiton (donc non-magnétiques) :

- une base circulaire constitue l'une des deux extrémités de la cavité et permet de la fixer sur le chauffage vissé sur le doigt froid du cryogénérateur. Elle comporte aussi

### Dispositifs expérimentaux d'observation de la résonance de plasma Josephson

- un logement pour le thermomètre  $Th_1$  (sonde en platine) qui permettra la régulation de la température (Fig. 3.8a, ①);
- un cylindre creux qui constitue la paroi latérale de la cavité (Fig. 3.8a, ②);
- un couvercle circulaire dans lequel vient s'insérer le deuxième thermomètre,  $Th_2$ , qui permet de mesurer la température au niveau de l'échantillon (Fig. 3.8a, ③).

TAB. 3.2 – Dimensions des cavités utilisées et description des modes de résonance utilisés pour les mesures. Le diamètre  $D$  et la hauteur  $H$  sont définis sur la figure 3.8.

Cavité	Diamètre $D$ (mm)	Hauteur $H$ (mm)	Mode	Fréquences de résonance (GHz)
n°1: 19 GHz	12	24	TM <sub>010</sub>	19.2
			TM <sub>011</sub>	20.2
			TM <sub>012</sub>	22.9
			TM <sub>013</sub>	26.9
			TM <sub>014</sub>	31.6
n°2: 39 GHz	5.9	21.2	TM <sub>010</sub>	38.7
			TM <sub>011</sub>	39.3

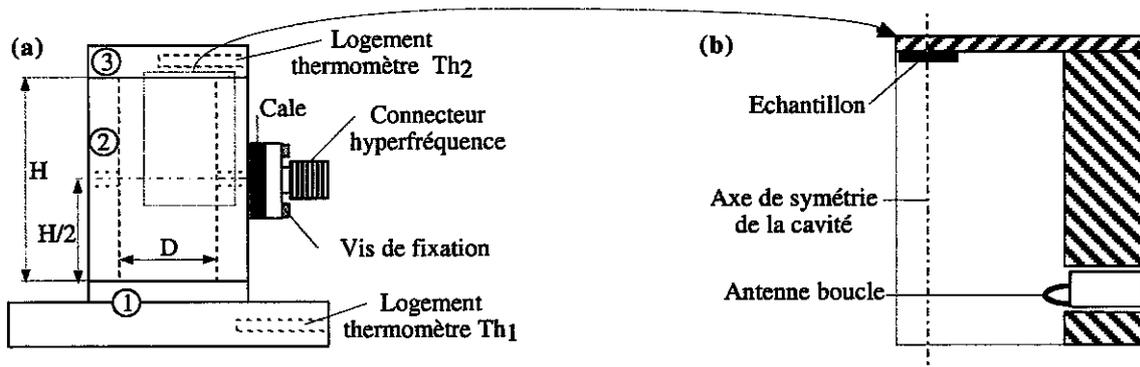


FIG. 3.8 – Schéma de détail d'une cavité résonante. (a): Les trois pièces constitutives de la cavité sont représentées assemblées. Le connecteur hyperfréquence relié à l'antenne est fixé à l'aide de deux vis en laiton dans la paroi de la cavité, et le couplage antenne - cavité est réglé en interposant des cales d'épaisseur variable entre la cavité et le connecteur. La hauteur  $H$  et le diamètre intérieur  $D$  de chaque cavité sont précisés dans le tableau 3.2. (b): Coupe longitudinale sur une partie de la cavité faisant apparaître l'antenne boucle placée à mi-hauteur de celle-ci, ainsi que l'échantillon collé au centre du couvercle.

Ces cavités sont conçues à l'origine pour être utilisées dans le mode transverse magnétique TM<sub>010</sub> (Fig. 3.9), ce qui garantit une configuration adéquate du champ électromagnétique microonde au niveau de l'échantillon collé, à l'aide de nonadécane, au centre du couvercle de la cavité. L'axe cristallographique  $c$  de l'échantillon de BSCCO est donc

parallèle à l'axe de symétrie de la cavité et au champ électrique microonde. Pour exciter le mode  $TM_{010}$  dans la cavité, celle-ci est percée de deux trous diamétralement opposés et situés à mi-hauteur (Fig. 3.8a), dont un seul est utilisé pour les mesures en réflexion. On introduit, dans l'un d'entre eux, une antenne boucle (Fig. 3.8b) qui assure le couplage (via le champ magnétique) entre la cavité et l'extérieur (*i.e.* l'ARV). Cette antenne est réalisée à partir d'un câble cryogénique en inox dont le conducteur interne, débarrassé de sa gaine à une extrémité, a été recourbé et soudé au conducteur externe pour former une boucle. Le plan de celle-ci est parallèle à l'axe de symétrie cylindrique de la cavité. En théorie, cet emplacement de l'antenne permet d'exciter préférentiellement les modes  $TM_{01n}$  de la cavité, avec  $n$  pair. En pratique, nous avons pu utiliser les cinq modes  $TM_{01n}$  de la cavité 1, avec  $n=0,1,\dots,4$ ; et l'un ou l'autre des deux modes  $TM_{010}$  et  $TM_{011}$  de la cavité 2 (Tab. 3.2). Les dimensions des cavités sont telles qu'aucun des modes  $TM_{01n}$  utilisés n'est dégénéré avec un autre mode TM ou TE (transverse électrique).

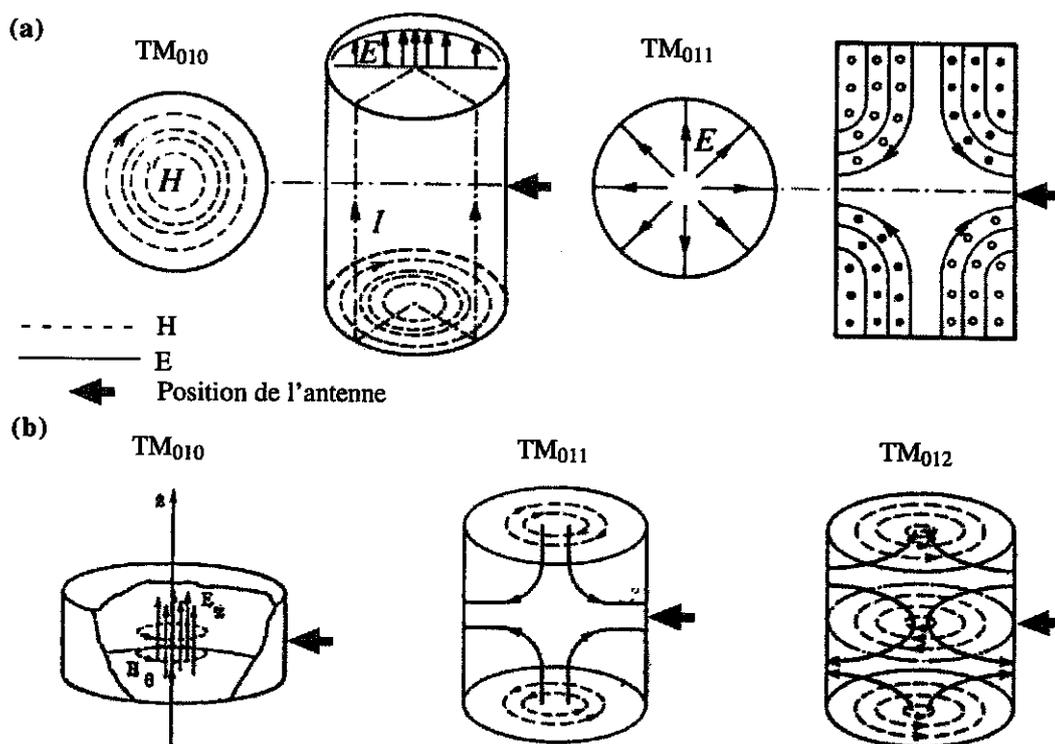


FIG. 3.9 – Configurations des lignes de champ électrique et magnétique dans les cavités résonantes pour les modes  $TM_{010}$  et  $TM_{011}$  (a) [137]. La position de l'antenne est repérée par une flèche grise. (b) : Idem pour les modes  $TM_{010}$ ,  $TM_{011}$  et  $TM_{012}$ , dans une autre représentation [138].

**3.3.2.3 Liaisons hyperfréquences**

Pour relier la cavité à l'ARV, différents câbles et types de connecteurs hyperfréquence ont été utilisés (Tab. 3.3). La fréquence maximale de l'ARV — 40 GHz — fixe la bande passante des composants hyperfréquence des connexions. La liaison est découpée en trois tronçons (Fig. 3.10). Pour le tronçon en dehors de l'enceinte cryogénique, un câble coaxial souple très faible perte <sup>1</sup> de un mètre de long a été utilisé. Pour les deux autres tronçons, un câble coaxial cryogénique semi-rigide <sup>2</sup> est employé afin d'avoir un couplage par conduction thermique entre la cavité ( $T < 80$  K) et l'extérieur ( $T > 286$  K) aussi faible que possible.

TAB. 3.3 – Câbles et connecteurs utilisés pour relier entre eux la cavité et l'analyseur de réseaux.

Liaison	Câble	Connecteurs	
		Cavité 19 GHz	Cavité 39 GHz
① ↓ ②	UFB142 A	2.4 mm	
② ↓ ③		K	
② ↓ ③	UT 85-SS	2.9 mm	
③ ↓ ④		2.9 mm	
③ ↓ ④	UT 85-SS	SMA (26.5 GHz)	2.9 mm
		SMA (26.5 GHz)	2.9 mm

**3.3.2.4 Analyseur de réseaux et corrections des mesures**

On mesure le coefficient de réflexion  $S_{11}$  de la cavité à l'aide d'un seul des deux ports de l'analyseur de réseaux vectoriel HP 8510C. Celui-ci couvre la plage de fréquences 45 MHz - 40 GHz. Pour obtenir la meilleure dynamique possible, le plan de référence des mesures est déplacé à l'entrée de la cavité hyperfréquence en procédant, à température ambiante, à une calibration du circuit de mesures par la méthode utilisant trois étalons (circuit ouvert, court-circuit et charge adaptée 50  $\Omega$ ) [139, 140]. Cette correction doit être effectuée pour chacun des modes à mesurer dans la cavité utilisée. A basse température, les caractéristiques physiques du câble cryogénique relié à la cavité sont modifiées, ce qui dégrade un peu l'effet de la correction. En particulier, le coefficient de réflexion apparent de la cavité devient supérieur à un pour certains modes, du fait de la plus faible atténuation dans le câble à basse température! Mais cela n'a aucune influence sur la détermination de la position de la JPR. La puissance microonde en sortie du port 1 est fixée à 10 dBm pour

1. Référence: Utiflex® UFB142A ; atténuation de 1dB/m. Distribué par Micro-coax.  
 2. Référence: UT 85-SS; distribué par Micro-coax.

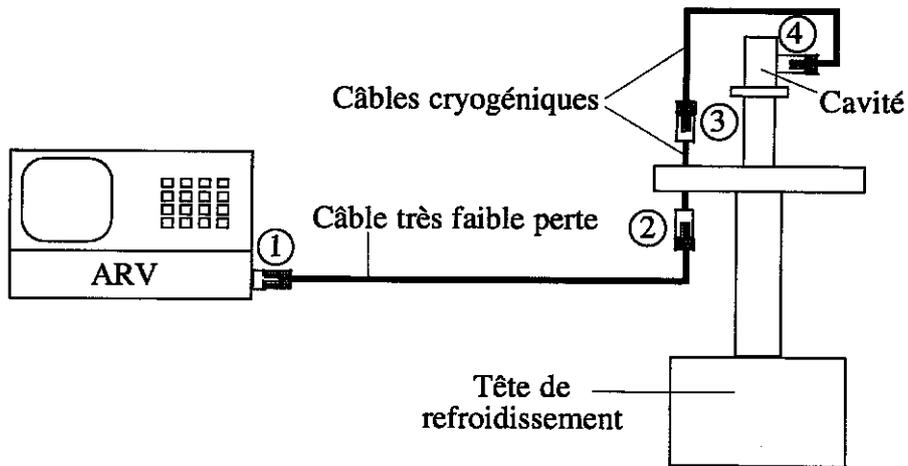


FIG. 3.10 – Schéma des liaisons et connexions hyperfréquences entre l'ARV et la cavité.

toutes les mesures, ce qui donne une puissance de l'ordre de 1 mW dans la cavité. Cette puissance varie légèrement suivant le mode de résonance considéré, du fait de l'atténuation variable en fonction de la fréquence dans les câbles de liaison.

La figure 3.11 représente l'ensemble des éléments du dispositif expérimental de mesure de la JPR avec la technique étudiée dans cette section.

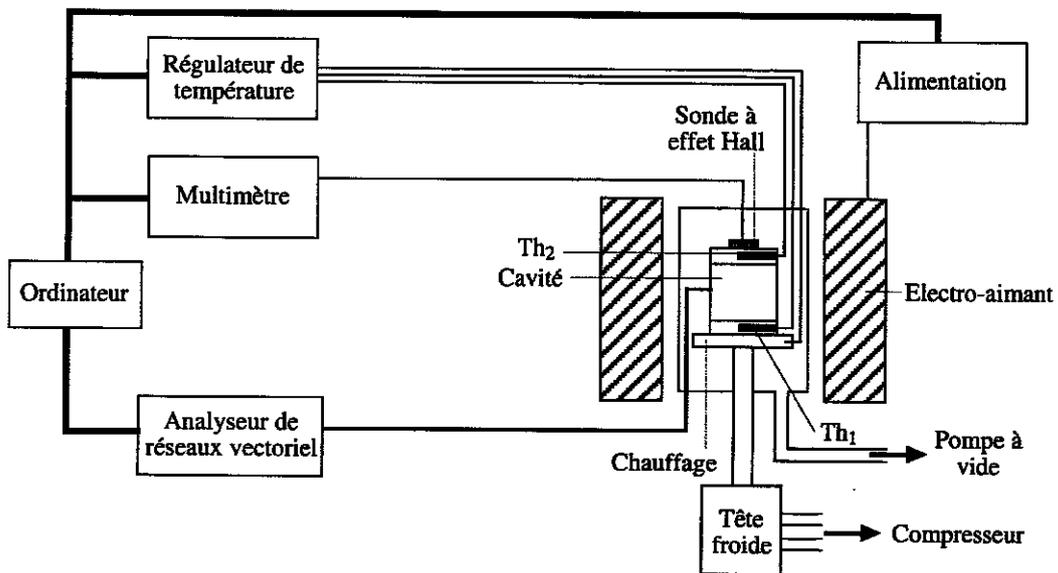


FIG. 3.11 – Synoptique du dispositif expérimental pour la mesure de la JPR par la technique de perturbation de cavité résonante.

### 3.3.3 Réalisation des mesures

Pour l'observation de la JPR par la méthode de perturbation de cavité résonante, seule l'évolution relative de la puissance microonde absorbée  $P_{abs}$  par l'échantillon dans la cavité est intéressante ici.  $P_{abs}$  est déduite de la mesure du facteur de qualité interne  $Q_0$  de la cavité pour le mode de résonance considéré. Cette mesure et la dérivation de  $P_{abs}$  font l'objet du paragraphe suivant.

#### 3.3.3.1 Mesure de $Q_0$

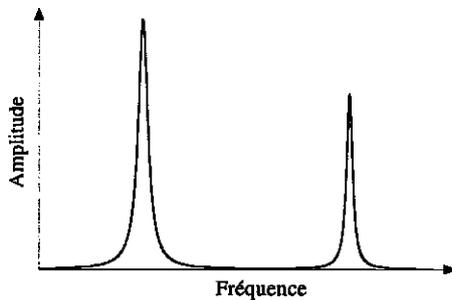


FIG. 3.12 – Courbe de réponse spectrale d'une cavité réelle.

La courbe de réponse spectrale d'une cavité idéale sans perte serait constituée d'une forêt de pics de Dirac correspondant aux différentes fréquences de résonance possibles. En réalité, il existe toujours des pertes liées à divers mécanismes qui provoquent un amortissement des oscillations du champ électromagnétique dans la cavité, ce qui a pour effet d'élargir les pics de résonance (Fig. 3.12). Le facteur de qualité  $Q$  d'une cavité est une mesure de l'écart qui la sépare de la cavité idéale sans perte correspondante : plus  $Q$  est faible, plus cet écart est important. Plus précisément,  $Q$  est un nombre sans dimension que l'on peut définir par :

$$Q = 2\pi \left[ \frac{\overline{W}}{W_d} \right]_{\omega=\omega_{rés}}, \quad (3.4)$$

où  $\overline{W}$  est l'énergie électromagnétique moyenne emmagasinée dans la cavité à la résonance,  $W_d$  l'énergie dissipée dans la cavité durant une pseudo-période, et  $\omega_{rés}$  la pulsation à la résonance [137, 141]. Les différents types de pertes énergétiques responsables de l'amortissement des oscillations sont :

- les pertes par dissipation et rayonnement au niveau du système de couplage (puissance  $P_{ex}$ );
- les pertes par radiation vers l'extérieur de la cavité, en dehors du système de couplage (puissance  $P_{rad}$ );
- les pertes ohmiques dans les parois conductrices de la cavité, où circulent des courants sur une épaisseur de l'ordre de la profondeur de peau (puissance  $P_{ohm}$ );
- les pertes par dissipation dans le diélectrique, ou l'échantillon, contenu dans la cavité (puissance  $P_{diél}$ ).

Les pertes propres sont celles qui ont lieu exclusivement à l'intérieur de la cavité. Elles sont caractérisées par la puissance  $P_0 = P_{ohm} + P_{diél}$ . On leur associe le facteur de qualité

interne (ou propre)  $Q_0$  défini par :

$$Q_0 = \frac{\omega \overline{W}}{P_0}. \quad (3.5)$$

Cette grandeur ne peut être mesurée directement puisque la cavité doit être un minimum couplée à l'extérieur, d'une part pour créer des oscillations électromagnétiques, d'autre part pour permettre une mesure de l'énergie emmagasinée dans la cavité. En pratique, on mesure donc le facteur de qualité de la cavité en charge  $Q_c$  :

$$Q_c = \frac{\omega \overline{W}}{P_0 + P_{ex} + P_{rad}}. \quad (3.6)$$

Si on définit les facteurs de qualité partiels  $Q_{ex} = (\omega \overline{W})/P_{ex}$  et  $Q_{rad} = (\omega \overline{W})/P_{rad}$ , on obtient la relation :

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ex}} + \frac{1}{Q_{rad}}. \quad (3.7)$$

Il est entendu que tous ces nombres sont calculés à la résonance, *i.e.* pour  $\omega = \omega_{rés}$ .

En général, la cavité métallique est suffisamment blindée pour que les pertes par radiation vers l'extérieur (excepté au niveau du dispositif de couplage) soient négligeables, voire nulles, ce que l'on suppose dans la suite :  $P_{rad} = 0$ . En définissant le coefficient de couplage  $\kappa$  par :

$$\kappa = \frac{P_{ex}}{P_0} = \frac{Q_0}{Q_{ex}}, \quad (3.8)$$

on relie directement  $Q_c$  à  $Q_0$  :

$$Q_c = \frac{Q_0}{1 + \kappa}. \quad (3.9)$$

En pratique, on mesure donc le coefficient de qualité en charge  $Q_c$  et le coefficient de couplage  $\kappa$  pour obtenir le coefficient de qualité interne  $Q_0$ . La figure 3.13 présente un exemple de détermination de  $Q_0$  à partir des données fournies par l'ARV. On a soustrait systématiquement 0.9 dB aux mesures de l'amplitude du coefficient de réflexion  $|S_{11}|$  afin qu'elle vérifie bien  $|S_{11}| < 1$ . Ce décalage n'a aucune influence sur la détermination de la JPR, étant donné que seules les variations de puissance *relatives* sont pertinentes. La résonance dessine dans le diagramme de Smith [142] un cercle quasi parfait, appelé cercle-Q (*Q-circle*) [143], donnant accès aux paramètres recherchés (Fig. 3.13c). Seuls les points les plus proches de la résonance sont utilisés pour réaliser l'ajustement du cercle expérimental, dont le rayon et la position à l'intérieur du diagramme permettent le calcul de  $Q_0$  et  $f_{rés}$  (Fig. 3.13d et e) [141, 144]. Le lecteur trouvera en annexe A.3 et B une explication détaillée, respectivement du diagramme de Smith et de la méthode d'obtention de  $Q_0$  et  $f_{rés}$  à partir du cercle-Q.

Dans la technique de perturbation de cavité résonante, la fréquence de travail est fixée par les dimensions de la cavité et par les modes de résonance choisis. On peut donc observer

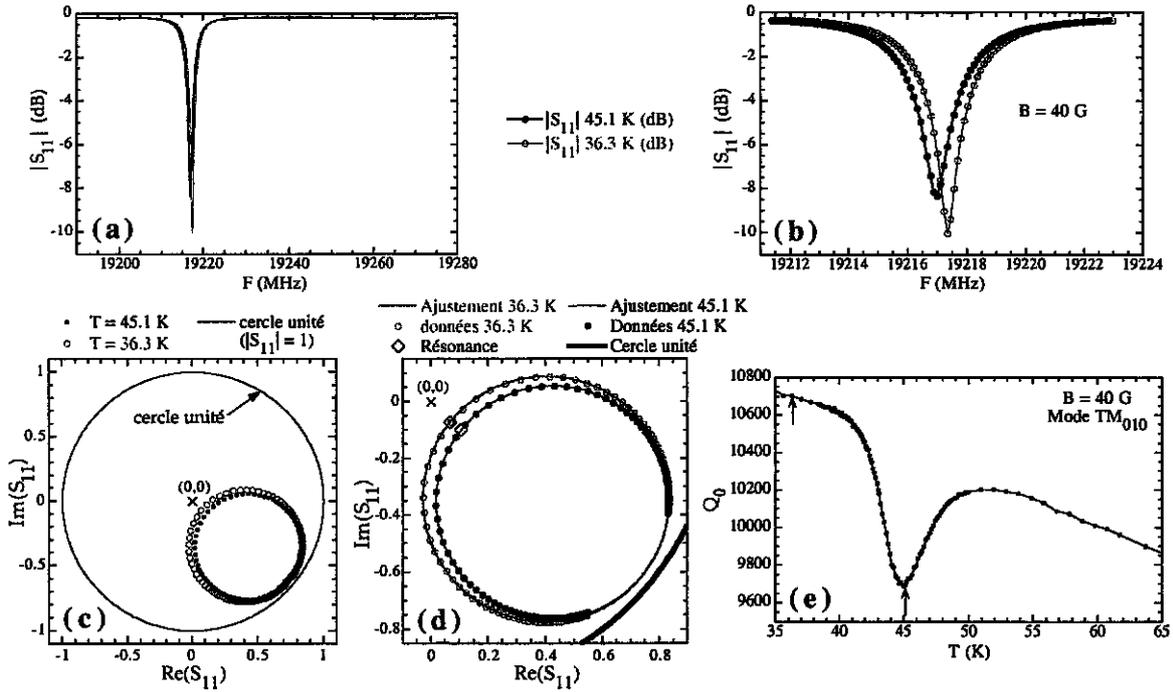


FIG. 3.13 – Mesure du coefficient de qualité  $Q_0$  pour le mode  $TM_{010}$  de la cavité 1, en champ  $B=40$  G, pour deux températures :  $T=36.3$  K (hors JPR) et  $T=45.1$  K (JPR). Dans toutes les figures, les symboles  $\bullet$  et  $\circ$  correspondent à des points de mesure. On a tracé l'amplitude  $|S_{11}|$  du coefficient de réflexion de la cavité, pour tous les points de mesure (a), et pour les seuls points utilisés pour faire l'ajustement sur les courbes de résonance afin d'extraire  $Q_0$  et  $f_{rés}$  (b). Dans le plan complexe, les deux résonances sont des cercles (c); on fait un ajustement sur les points les plus proches de la résonance (marquée par  $\diamond$ )(d), dont on extrait  $Q_0$ . En répétant cette opération pour chaque température, on obtient l'évolution de  $Q_0$  en fonction de la température, où le pic inversé correspond à la JPR (e). Les flèches indiquent les deux valeurs de  $Q_0$  obtenues à l'aide des ajustements représentés en (d).

la JPR en réalisant soit un balayage en température à champ magnétique constant, soit un balayage en champ à température constante. Les résultats obtenus dans chacun des deux cas sont détaillés ci-dessous.

### 3.3.3.2 Balayage en température

Au contraire du balayage en température *dynamique* employé dans le cas de la méthode bolométrique où les mesures étaient prises à la volée, on utilise ici un balayage *quasistatique*. On donne une suite de températures de consigne au régulateur et, pour chacune d'entre elles, on attend la stabilisation de la température, sur les deux thermomètres  $Th_1$  et  $Th_2$ , avant de mesurer le facteur de qualité  $Q_0$  pour chacun des différents modes de

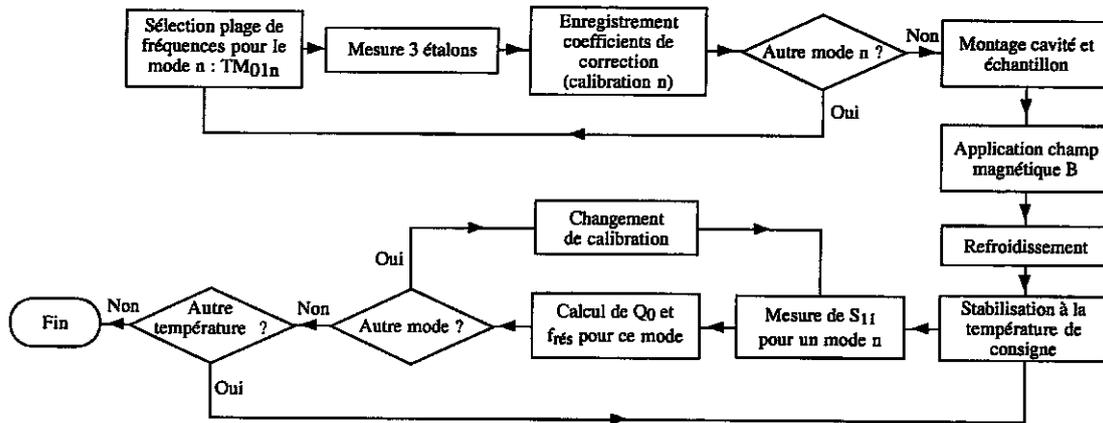


FIG. 3.14 – Schéma des diverses étapes d'un balayage en température.

résonance utilisés (Fig. 3.14). Comme l'équilibre thermique est atteint en chaque point de consigne, la température de l'échantillon est la même que celle de la cavité au moment de la mesure. Il suffit donc de faire un balayage dans un seul sens de variation de la température (croissant ou décroissant). La température de l'échantillon est donnée par  $Th_2$ . L'écart en température entre les deux thermomètres varie entre 0.3 et 1 K pour la cavité 1, entre 0 et 0.5 K pour la cavité 2. Pour chaque nouveau champ magnétique appliqué, on réalise un refroidissement sous champ, depuis une température supérieure à la température critique  $T_c$  de l'échantillon, jusqu'à la première température de consigne.

La figure 3.15 représente l'observation de la JPR dans la cavité 1 pour les cinq modes  $TM_{01n}$ ,  $n=0,1,\dots,4$ . Deux facteurs contribuent à l'évolution de  $Q_0$  en fonction de la température :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_0^{cavité}} + \frac{1}{Q_0^{échantillon}}, \quad (3.10)$$

où  $Q_0^{cavité}$  est la contribution de la cavité seule, et  $Q_0^{échantillon}$  est la contribution de l'échantillon seul. Pour le mode  $TM_{010}$  de la figure 3.15a, l'évolution de  $Q_0^{cavité}$  est représentée en pointillés. Cette augmentation régulière du fond de  $Q_0$  quand la température diminue est due, pour tous les modes, à l'augmentation de la conductivité électrique du cuivre qui constitue les parois de la cavité. La contribution de l'échantillon est déduite de la mesure de  $Q_0$  après soustraction de la contribution de la cavité, ce qui donne la puissance absorbée par l'échantillon seul (Fig. 3.15b). L'excitation de la JPR dans le matériau ne se manifeste pas seulement par une dissipation, mais aussi par une dispersion qui apparaît sous la forme d'une anomalie dans l'évolution de la fréquence de résonance des modes considérés (par exemple, pour le mode  $TM_{010}$ , voir Fig. 3.15c).

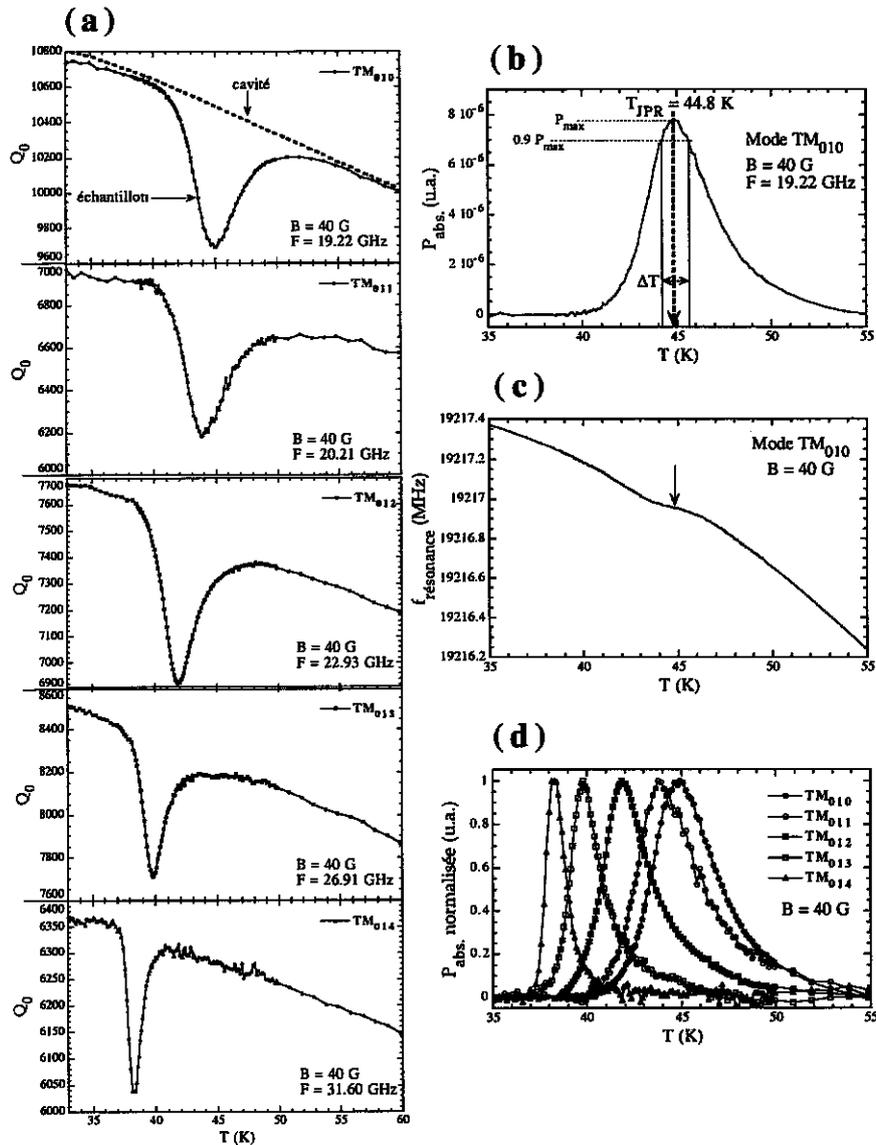


FIG. 3.15 – Résultats typiques de résonances JPR obtenus avec la cavité 1, lors d'un balayage en température décroissante, en champ magnétique constant  $B = 40$  G. (a) :  $Q_0$  pour les cinq modes  $TM_{01n}$ ,  $n=0,1,\dots,4$ . Pour le mode  $TM_{010}$ , la ligne en pointillés correspond à la variation de  $Q_0$  pour la cavité sans échantillon. (b) : Puissance microonde absorbée (en unité arbitraire, u.a.) déduite de  $Q_0$  pour le mode  $TM_{010}$ . Le pic d'absorption observé correspond à l'excitation de la JPR dans le matériau. L'incertitude en température est déterminée à partir de la largeur du pic à  $0.9 P_{max}$ . (c) : Évolution de la fréquence de résonance du mode  $TM_{010}$  lors du balayage. L'anomalie pointée par la flèche correspond à la JPR. (d) : Puissance microonde absorbée normalisée pour les cinq modes TM utilisés.

3.3.3.3 Balayage en champ magnétique

Par rapport au balayage en température, le balayage en champ permet de s'affranchir des variations des caractéristiques de la cavité (dimensions et conductivité électrique des parois) en fonction du paramètre expérimental qu'est le champ magnétique. Ainsi, on mesure plus finement l'influence de la JPR sur le facteur de qualité  $Q_0$  et la fréquence de résonance  $f_{rés}$ . Pour réaliser un balayage en champ, on refroidit au préalable l'échantillon en champ nul, jusqu'à la température de consigne. Une fois celle-ci atteinte et après stabilisation, le courant dans l'électro-aimant prend une suite de valeurs définies par l'utilisateur. Après chaque modification du courant, le nouveau champ magnétique au niveau de l'échantillon est mesuré à l'aide de la sonde à effet Hall, puis on extrait les valeurs de  $Q_0$  et  $f_{rés}$  des données de l'ARV, pour les différents modes étudiés.

La figure 3.16 donne quelques exemples typiques de résultats obtenus avec cette méthode. La température étant fixée, le facteur de qualité et la fréquence de résonance de la cavité seule sont constants. Le pic inversé observé (Fig. 3.16a à d, à comparer à Fig. 3.15a)

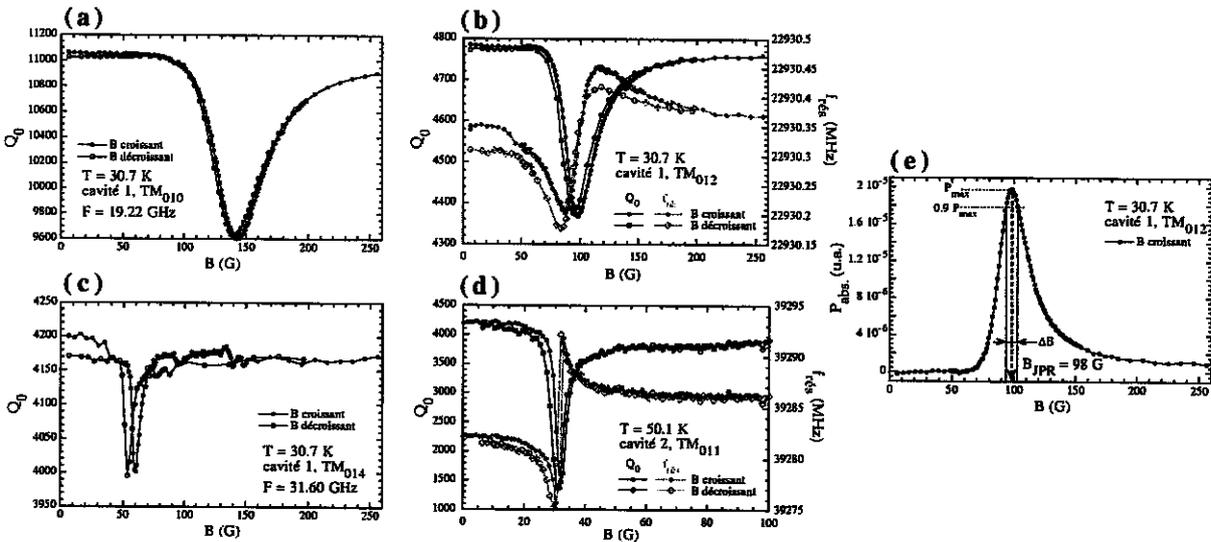


FIG. 3.16 – Résultats typiques de résonances JPR obtenus avec les deux cavités, lors d'un balayage en champ croissant puis décroissant, à une température constante.  $T = 30.7\text{ K}$  pour les trois modes observés dans la cavité 1:  $TM_{010}$  en (a),  $TM_{012}$  en (b) et (e), et  $TM_{014}$  en (c);  $T = 50.1\text{ K}$  pour le mode  $TM_{011}$  observé dans la cavité 2 en (d). On voit sur les figures (a) à (d) une faible hystérésis suivant le sens de variation du champ. L'évolution de la fréquence de résonance en fonction du champ montre une structure en double-pic, ainsi qu'un saut au champ où se produit la JPR (b,d). En (e) est représentée la puissance microonde absorbée (en unité arbitraire, u.a.) déduite de  $Q_0$  pour le mode  $TM_{012}$  de la cavité 1, en champ croissant. Le pic d'absorption observé correspond à l'excitation de la JPR dans le matériau. L'incertitude en champ est déterminée à partir de la largeur du pic à  $0.9 P_{max}$ .

représente donc uniquement la contribution de l'échantillon, sans besoin de correction vis-à-vis de la cavité. Pour les résultats de la cavité 1 (Fig. 3.16*a* à *c*), la faible hystérésis, qui apparaît suivant le sens de variation du champ, est due à des vitesses de balayage différentes en champ croissant et en champ décroissant. Pour le résultat de la cavité 2 (Fig. 3.16*d*), l'hystérésis est très faible (moins de 1 G) et rentre dans la barre d'erreur de mesure du champ. La sonde à effet Hall a en effet une précision de l'ordre de 0.3 G.

L'influence de la JPR sur la fréquence de résonance de la cavité est cette fois manifeste sur les figures 3.16*b* et *d* (au contraire des résultats du balayage en température). A la JPR apparaît une structure en double-pic dans la fréquence de résonance, avec en particulier un saut  $\Delta f_{rés}$  dans  $f_{rés}$  au niveau du maximum du pic d'absorption JPR ( $\Delta f_{rés} = 4$  MHz sur la Fig. 3.16*d*).

### 3.4 Conclusion

La méthode bolométrique et la technique de perturbation de cavité résonante ont toutes les deux été utilisées, de façon complémentaire, pour observer la JPR dans des échantillons de BSCCO. Le principal avantage de la méthode bolométrique consiste en la possibilité de faire des balayages en fréquence. En revanche, cette technique n'est sensible qu'à l'aspect dissipatif de la JPR dans le matériau, alors que la méthode de perturbation de cavité donne accès aux aspects dissipatifs (par la mesure de  $Q_0$ ) et dispersifs (par la mesure de  $f_{rés}$ ).

Chaque méthode a été utilisée dans un domaine de paramètres expérimentaux précis. La technique bolométrique a permis des mesures pour les fréquences supérieures à 40 GHz et/ou les températures inférieures à 30 K ; la technique de perturbation de cavité résonante a été utilisée pour les fréquences inférieures à 40 GHz et pour les températures supérieures à 30 K. L'ensemble des résultats obtenus permet d'étudier la matière de vortex dans BSCCO, ce qui est l'objet des chapitres suivants.



## Chapitre 4

# Mesure des fluctuations thermiques et origine de la transition de phase du premier ordre du réseau de vortex

### 4.1 Introduction

Les fluctuations thermiques jouent un rôle primordial dans le diagramme de phase  $(B, T)$  des supraconducteurs à haute température critique. La richesse de celui-ci a suscité de nombreuses études théoriques et expérimentales. En particulier, plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer le mécanisme de la transition de phase du premier ordre (TPO) [35, 41, 46] qui accompagne la transformation du solide ordonné de vortex en un liquide de vortex sans cohérence de phase à grande distance, ainsi que pour déterminer la position de cette ligne de transition dans le diagramme  $(B, T)$ . Le modèle de la fusion du solide de vortex décrit par un critère de Lindemann [62], ou celui du découplage des plans supraconducteurs dans le cas des supraconducteurs lamellaires [63, 64, 65], en sont des exemples. Si tous ces modèles ont permis de décrire correctement la position de la ligne de TPO dans le diagramme  $(B, T)$ , jusqu'à présent aucun résultat expérimental n'a permis de trancher définitivement en faveur de l'un d'entre eux.

L'objectif de ce chapitre est de mesurer directement la grandeur des excursions thermiques des lignes de flux, dans le solide ordonné de vortex, dans des échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (BSCCO) très sous-dopés, et d'expliquer leur dépendance en champ magnétique et en température. On espère que l'analyse de ces résultats permettra d'aboutir à une meilleure compréhension de l'origine de la TPO, et de mettre en avant, parmi les modèles existants, celui qui rend le mieux compte des données expérimentales.

## 4.2 Techniques expérimentales

### 4.2.1 Choix des échantillons de BSCCO

Le but à atteindre étant de mesurer de façon quantitative les déplacements thermiques des vortex dans la phase solide ordonné et d'essayer d'élucider le mécanisme qui gouverne la transition du premier ordre, on a choisi d'utiliser des échantillons de BSCCO très sous-dopés pour effectuer les mesures JPR. Ainsi, la fréquence JPR en champ nul et à température nulle  $\omega_p(0,0)/2\pi$  se trouve abaissée dans un domaine de fréquences facilement accessible par les méthodes hyperfréquences décrites au chapitre 3. Les mesures JPR sont ainsi réalisables dans la majeure partie du diagramme de phase  $(B, T)$ .

On a utilisé deux échantillons monocristallins de BSCCO, MW-101 (Fig. 4.3a) et MW-103, de tailles respectives  $1.35 \times 1 \times 0.04 \text{ mm}^3$  et  $0.7 \times 0.47 \times 0.04 \text{ mm}^3$ , provenant du même monocristal de BSCCO. Ils ont une température critique comparable,  $T_c = 69.4 \pm 0.6 \text{ K}$ . La croissance du monocristal initial a été réalisée par la méthode de la zone fondue sous une pression partielle de 25 mbar d'oxygène  $O_2$  au centre FOM-ALMOS, aux Pays-Bas, par Ming Li dans le groupe de P. H. Kes [145]. Ce cristal a été ensuite recuit pendant une semaine à  $700^\circ\text{C}$  dans un courant de diazote  $N_2$ . La fréquence JPR pour  $B = 0$  et  $T = 0$  vaut, pour ces cristaux,  $\omega_p(0,0)/2\pi \approx 61 \text{ GHz}$ .

Avant recuit, ce cristal avait une composition en Bi, Sr, Ca et Cu dans les proportions respectives 2.23:1.90:0.96:2 [23, 145]. On déduit la concentration en trous par atome de cuivre  $n_t$  dans le cristal après recuit grâce à la relation empirique

$$\frac{T_c}{T_c^{Max}} = 1 - 82.6(n_t - 0.16)^2, \quad (4.1)$$

où  $T_c^{Max}$  est la valeur maximum de  $T_c$  au dopage optimal [24]. Ici, on a  $T_c \approx 69.4 \text{ K}$  et  $T_c^{Max} = 87.3 \text{ K}$ , d'où  $n_t = 0.110$  [145].

Pour vérifier l'homogénéité des échantillons utilisés, on a eu recours à la technique de visualisation magnéto-optique (MO) [146, 147]. Cette technique permet d'observer directement l'induction magnétique locale à la surface de l'échantillon étudié. Elle repose sur l'effet Faraday, qui consiste en une rotation du plan de polarisation de la lumière linéairement polarisée à la traversée d'un milieu magnétique aimanté (Fig. 4.1). En pratique, on utilise un indicateur MO constitué d'un film mince de grenat ferreux à l'yttrium ( $Y_3Fe_5O_{12}$  ou YIG, dopé) déposé sur un substrat de grenat au gadolinium-gallium (GGG), avec anisotropie magnétique dans le plan du film [148]. Le YIG déposé est recouvert d'une couche réfléchissante d'aluminium. Cet indicateur est posé sur l'échantillon à imager. On observe, à travers l'analyseur d'un microscope équipé d'une caméra CCD, la lumière polarisée ayant traversé l'indicateur, et réfléchi sur le miroir en aluminium. Lorsque le polariseur et l'analyseur sont légèrement décroisés, l'intensité lumineuse est proportionnelle au champ magnétique local ressenti par l'indicateur (Fig. 4.2). On peut

en particulier observer la pénétration du flux magnétique à l'intérieur de l'échantillon, et ainsi détecter les défauts macroscopiques éventuels de l'échantillon.

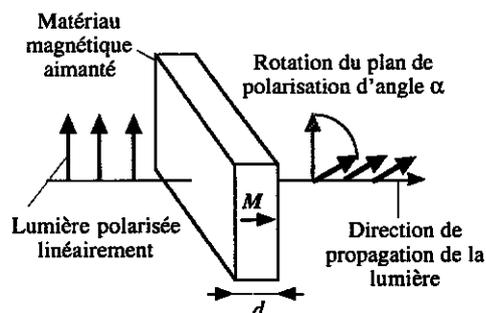


FIG. 4.1 - Illustration de l'effet Faraday à la traversée d'un matériau aimanté. On observe la rotation du plan de polarisation de la lumière linéairement polarisée à la traversée d'un matériau magnétique aimanté. L'angle de rotation  $\alpha$  dépend de l'épaisseur de matériau traversé  $d$ , et de la valeur de l'aimantation  $M$ .

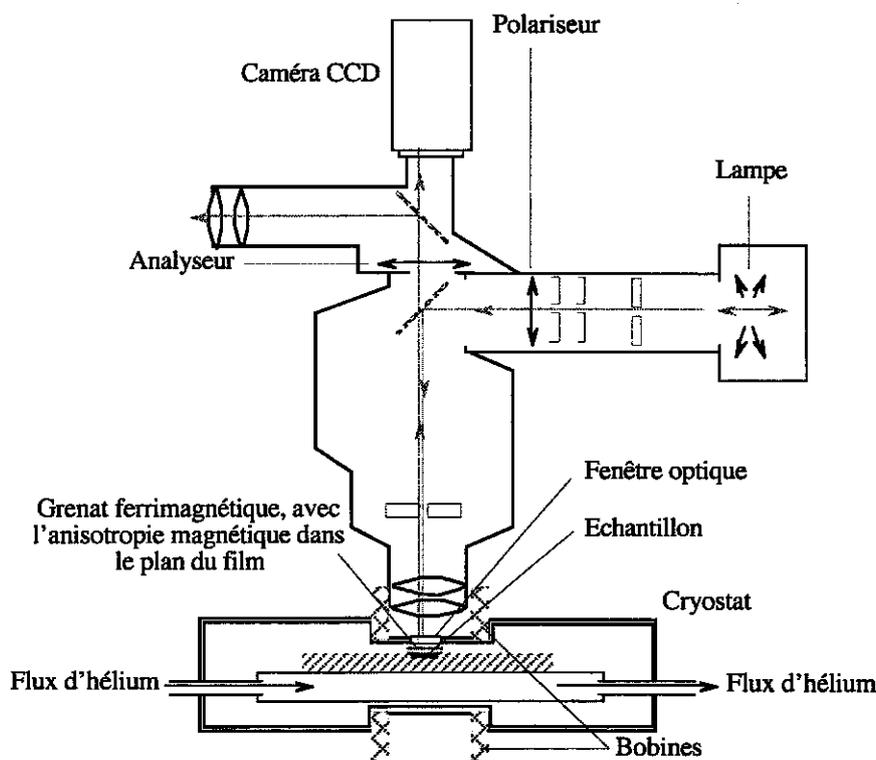


FIG. 4.2 - Schéma du dispositif expérimental magnéto-optique utilisé [149]. L'échantillon est fixé sur le doigt froid d'un cryostat à flux continu d'hélium, et un indicateur MO est posé directement dessus. Les images MO sont numérisées à l'aide de la caméra CCD fixée sur le microscope, avant d'être traitées sur un ordinateur. Les bobines constituent un électro-aimant qui permet d'appliquer un champ magnétique parallèlement à l'axe  $c$  du cristal de BSCCO étudié.

La figure 4.3*b* représente une image MO de MW-101 à 24 K avec un champ appliqué  $B=100$  G, où l'écrantage du flux magnétique est quasi complet. L'intensité lumineuse observée est d'autant plus grande que l'induction magnétique locale est élevée, et donc la zone correspondante sur l'image MO apparaît d'autant plus claire. La rainure est visible en magnéto-optique car le champ magnétique pénètre dans l'espace vide correspondant à la rainure.

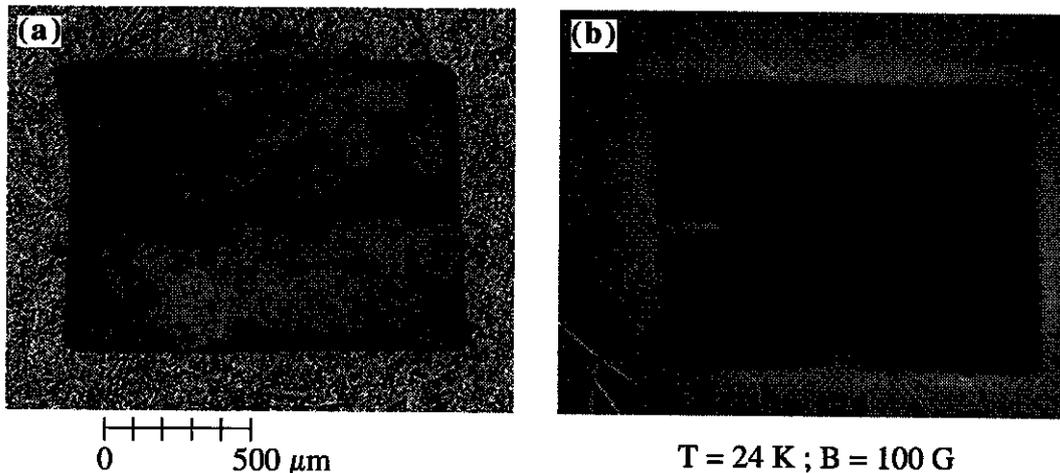


FIG. 4.3 – Échantillon MW-101. (a) : Vue directe, une rainure est présente à mi-hauteur de l'échantillon, celle-ci provient d'un début de découpe de l'échantillon à l'aide d'une scie à fil. (b) : Image magnéto-optique à  $T=24$  K avec un champ appliqué  $B=100$  G. L'échantillon est bien homogène, si ce n'est un léger défaut dans le coin supérieur droit. L'image de la rainure apparaît aussi en MO. Les zones claires correspondent aux endroits où le champ magnétique pénètre facilement, les zones sombres permettent de repérer les endroits où le champ magnétique est écranté.

### 4.2.2 Mesures JPR et détermination de $\lambda_c(T)$

Pour mesurer la JPR, les deux techniques exposées dans le chapitre 3 ont été mises en oeuvre. La méthode bolométrique a permis de mesurer la JPR dans l'échantillon MW-101 en champ nul et pour les champs supérieurs à 15 G ; la trop grande taille de cet échantillon ne permettant pas son utilisation dans les guides d'ondes utilisés pour les mesures aux fréquences supérieures à 40 GHz (limite supérieure en fréquence du dispositif à cavité résonante), c'est dans l'échantillon MW-103 que les mesures JPR dans ce domaine de fréquences ont été faites. La méthode de perturbation de cavité résonante a été utilisée pour l'échantillon MW-101 essentiellement pour les champs 2.9 G, 5.4 G, 7.5 G, 9.9 G et 12.4 G.

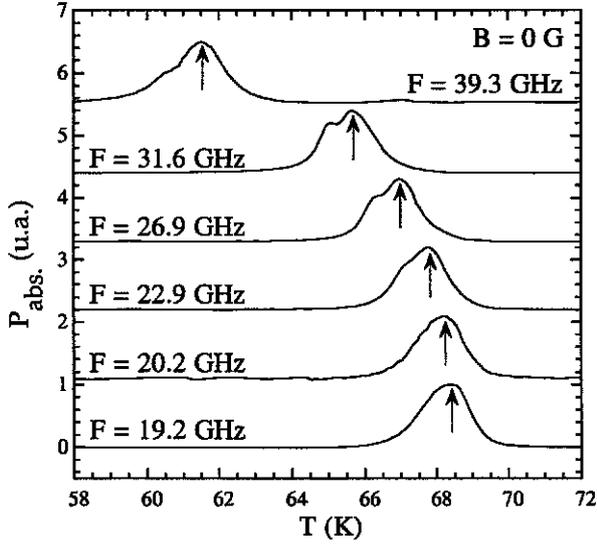


FIG. 4.4 - Raies d'absorption JPR obtenues dans l'échantillon MW-101 à l'aide de la méthode de perturbation de cavité résonante, en champ magnétique nul. Les courbes ont été décalées suivant l'axe des ordonnées. L'épaule observé sur le flanc gauche de chaque résonance provient d'une petite inhomogénéité de l'échantillon. C'est la position du pic principal, repérée par les flèches, qui est prise en compte pour déterminer la température de résonance  $T_{JPR}$  aux différentes fréquences indiquées.

Dans un premier temps, il a fallu obtenir la courbe  $\omega_p(B=0, T)$  afin de pouvoir ensuite normaliser tous les résultats JPR en champ non nul. Un exemple représentatif des résultats obtenus en champ nul dans l'échantillon MW-101 avec la méthode de perturbation de cavité résonante est représenté sur la figure 4.4. On rend bien compte de la forme de ces raies de résonance à partir de la formule 2.51. Dans le cas d'un balayage en température, à proximité de la température critique, on peut écrire :

$$\omega_p^2(t) = \omega_0^2(1 - t^2) \quad \text{et} \quad \omega^2 = \omega_p^2(t_r) = \omega_0^2(1 - t_r^2), \quad (4.2)$$

où  $t = T/T_c$  est la température réduite, et  $\omega_p(t)$  est la pulsation de plasma dans l'échantillon, fonction de la température, qui est égale à la pulsation  $\omega$  du mode propre utilisé dans la cavité lorsque la JPR se produit dans l'échantillon, à la température de résonance réduite  $t_r = T_r/T_c$ . La forme de la courbe de résonance JPR est alors donnée par [150]

$$\mathcal{P}_{abs}(T) = A \frac{\sigma_c / (\epsilon \omega)}{\left( \frac{T^2 - T_r^2}{T_c^2 - T_r^2} \right)^2 + \frac{\sigma_c^2}{\epsilon^2 \omega^2}}, \quad (4.3)$$

où  $A$  est un nombre sans dimension de mise à l'échelle et  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ , avec  $\epsilon_r = 11.5$  la permittivité diélectrique relative de BSCCO [118]. En tenant compte de la présence d'une inhomogénéité de caractéristiques ( $\sigma_c$  et  $T_r$ ) légèrement différentes de celles du reste de l'échantillon, on réalise un très bon ajustement du résultat expérimental (Fig. 4.5) en sommant les deux contributions précédentes de la forme 4.3,

$$\mathcal{P}_{abs}(T) = A_1 \frac{\sigma_{c1} / (\epsilon \omega)}{\left( \frac{T^2 - T_{r1}^2}{T_c^2 - T_{r1}^2} \right)^2 + \frac{\sigma_{c1}^2}{\epsilon^2 \omega^2}} + A_2 \frac{\sigma_{c2} / (\epsilon \omega)}{\left( \frac{T^2 - T_{r2}^2}{T_c^2 - T_{r2}^2} \right)^2 + \frac{\sigma_{c2}^2}{\epsilon^2 \omega^2}}. \quad (4.4)$$

La figure 4.5 représente un tel ajustement pour la JPR en champ nul à la fréquence 26.9 GHz sur l'échantillon MW-101, avec les paramètres

$$\begin{aligned} A_1 &= 0.044875, & A_2 &= 0.19729, \\ \sigma_{c_1} &= 1.735 \text{ S.m}^{-1}, & \sigma_{c_2} &= 3.5 \text{ S.m}^{-1}, \\ T_{r_1} &= 66.27 \text{ K}, & T_{r_2} &= 67.03 \text{ K}. \end{aligned}$$

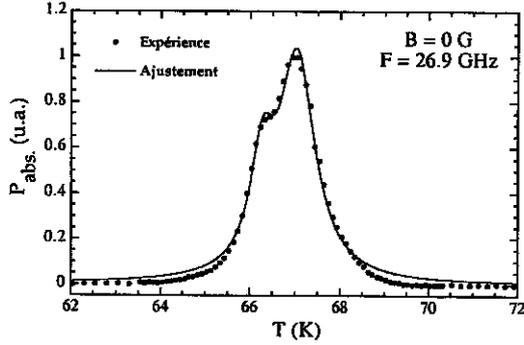


FIG. 4.5 – Comparaison des mesures expérimentales (•) et de l'ajustement théorique (ligne pleine) réalisé à l'aide de la formule 4.4 pour la forme de la raie de résonance, en champ nul, à la fréquence 26.9 GHz sur l'échantillon MW-101. On obtient un très bon accord entre théorie et expérience.

La figure 4.6 montre les fréquences JPR mesurées sur les deux échantillons en fonction de la température réduite  $t$ . On voit que les deux techniques utilisées sont cohérentes entre elles. Pour ajuster ces données expérimentales, on peut recourir à la formule de Kadowaki 2.49 dérivée dans le cadre du modèle bifluide (ajustement 1). Si ce modèle rend bien compte de la dépendance en température de la fréquence JPR non loin de la température critique, il n'est plus valable à basse température. Pour obtenir le meilleur accord possible sur la partie haute température, l'ajustement représenté sur la figure 4.6 a été réalisé pour  $t > 0.6$ . On obtient alors des paramètres qui donnent un ordre de grandeur de la fréquence JPR en champ nul et à température nulle,  $\omega_p(0,0)/2\pi \approx 54.5$  GHz, et du temps caractéristique de diffusion des quasiparticules,  $\tau_{qp} = 1/\Gamma \approx 1.4 \times 10^{-11}$  s.

Afin de pouvoir normaliser par la suite toutes les données JPR en champ magnétique non nul par celles en champ nul, il est utile de relier les points expérimentaux obtenus en  $B = 0$  par une courbe lisse. C'est l'objet de l'ajustement 2, purement phénoménologique, donné par la formule

$$f_{JPR} = \sqrt{a_1(a_3 - t - t^2)^{a_2}}, \quad (4.5)$$

où  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  sont des paramètres ajustables. Cette formule provient de la relation

$$\omega_p(B = 0, t) = \frac{c}{\lambda_c(t)\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.6)$$

dans laquelle on a utilisé une dépendance en température de la longueur de pénétration de la forme

$$\lambda_c^2(t) = \frac{\lambda_c^2(0)}{(a_3 - t - t^2)^{a_2}} \quad \text{avec} \quad a_2 \approx 0.5 \text{ et } a_3 \approx 2. \quad (4.7)$$

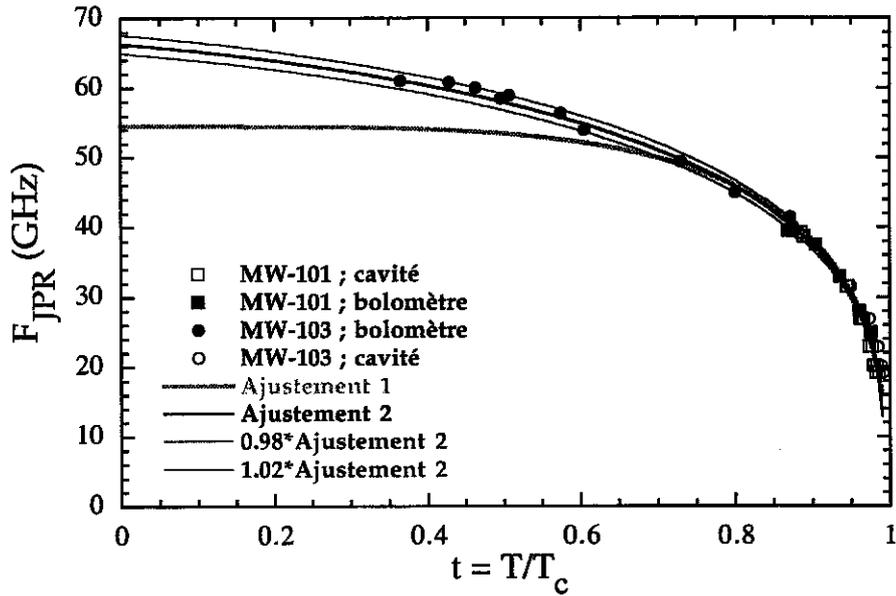


FIG. 4.6 – Fréquences JPR en champ nul obtenues dans MW-101 et MW-103 à l'aide des deux techniques expérimentales, en fonction de la température réduite  $t$ . L'ajustement 1 correspond à la formule 2.49 de Kadowaki, réalisé sur les données vérifiant  $t > 0.6$ ; il rend bien compte de l'évolution de la pulsation de plasma à proximité de la température critique, mais n'est plus valable pour les basses températures. La relation 4.5 donne l'ajustement 2, purement phénoménologique, dont le seul but est de relier les points expérimentaux entre eux à l'aide d'une courbe lisse. Les courbes  $0.98 \cdot \text{Ajustement 2}$  et  $1.02 \cdot \text{Ajustement 2}$  correspondent respectivement aux limites inférieure et supérieure de la fréquence JPR en champ nul du fait des incertitudes expérimentales.

On évalue les incertitudes expérimentales sur les mesures de la fréquence JPR en champ nul à environ deux pour cent ( $\Delta f_{JPR}/f_{JPR} = 2\%$ ). Dans les calculs qui suivent, les valeurs extrémales de  $\omega_p(0, T)$ , du fait des incertitudes expérimentales, seront obtenues en prenant 98 % ou 102 % de la valeur donnée par l'ajustement 2 (Fig. 4.6).

Des données JPR en champ nul, on déduit la longueur de pénétration  $\lambda_c(t)$  pour les courants circulant parallèlement à l'axe  $c$ , à l'aide de la relation 4.6. Pour extraire  $\lambda_c(t)$ , on a pris  $\epsilon_r = 11.5$ , valeur mesurée dans un échantillon de BSCCO légèrement sous-dopé [118].

#### 4.2.3 Longueur de London et mesure du rapport d'anisotropie $\gamma$

La longueur de pénétration  $\lambda_{ab}(t)$  pour les courants circulant parallèlement au plan  $ab$ , est déduite des mesures de l'aimantation réversible effectuées sur l'échantillon MW-101 à l'aide d'un magnétomètre SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*)

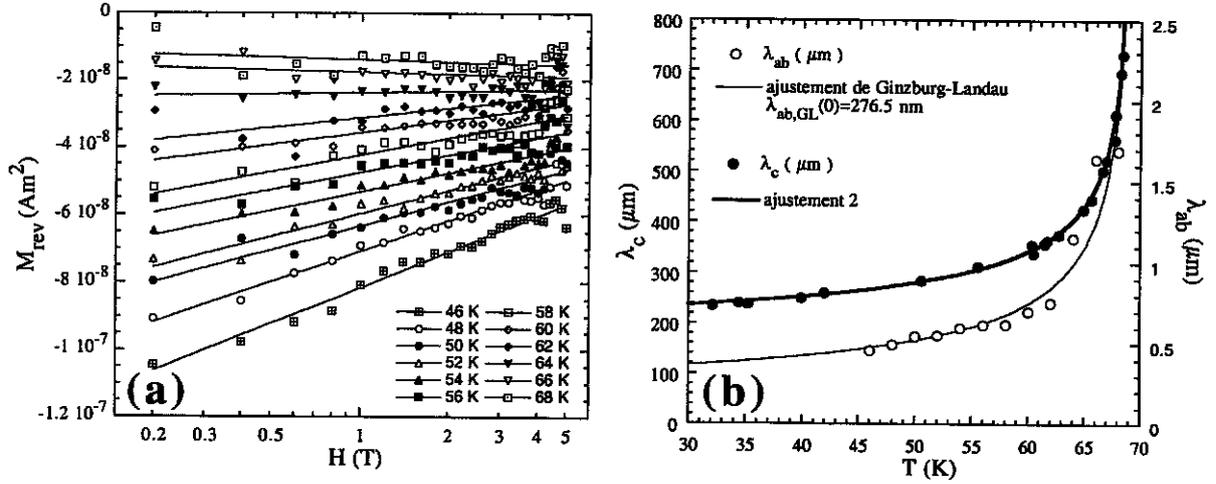


FIG. 4.7 – (a) : Aimantation réversible de MW-101 mesurée par un SQUID pour différentes températures. Les lignes correspondent à l’ajustement décrit par l’équation 4.8. (b) : Évolution de  $\lambda_{ab}$  et  $\lambda_c$  en fonction de la température. Les valeurs expérimentales (points) sont ajustées à l’aide de la formule de Ginzburg-Landau pour  $\lambda_{ab}$ , et de la relation 4.7 pour  $\lambda_c$  (voir texte).

commercial. Dans le régime de London  $\mu_0 H_{c1} \ll B \ll \mu_0 H_{c2}$  (où le paramètre d’ordre supraconducteur est supposé d’amplitude constante), l’aimantation réversible totale dans l’état liquide de vortex s’écrit :

$$M_{rev} = -\frac{\varepsilon_0(T)}{2\Phi_0} \ln\left(\frac{\eta B_{c2}}{eB}\right) + \frac{k_B T}{KD\Phi_0} \ln\frac{B_0}{B}, \quad (4.8)$$

où  $\varepsilon_0(T) = \Phi_0^2/[4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2(T)]$  est l’énergie de ligne par unité de longueur, ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H}\cdot\text{m}^{-1}$ )  $\eta \sim 0.35$ ,  $e = 2.718\dots$ ,  $K \approx 7$  est le nombre caractéristique de vortex 2D corrélés le long de l’axe  $c$ , et  $B_0 \approx B_{c2}$  [145, 151].

Au premier terme de la relation 4.8 qui décrit l’aimantation de champ moyen dans l’approximation de London, correspondant à la contribution des vortex à l’aimantation, s’ajoute un second terme d’origine entropique, la contribution des fluctuations à l’aimantation, qui provient de la distorsion des lignes de flux du fait des fluctuations thermiques [151, 152]. En appliquant cette relation aux mesures de l’aimantation réversible en fonction du champ magnétique  $H$  pour différentes températures (Fig. 4.7a), on obtient l’évolution de la longueur de pénétration de London  $\lambda_{ab}(T)$  pour les courants circulant parallèlement au plan  $ab$ , représentée en même temps que la longueur de pénétration  $\lambda_c(T)$  sur la figure 4.7b. On réalise un ajustement des mesures de  $\lambda_{ab}(T)$  à l’aide de la

formule de Ginzburg-Landau [13]

$$\lambda_{ab}(T) = \frac{\lambda_{ab,GL}(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}}, \quad (4.9)$$

avec  $\lambda_{ab,GL}(0) = 276.5$  nm (*i.e.*  $\lambda_{ab}(0) \equiv \lambda_{ab,London}(0) = 1.35\lambda_{ab,GL}(0) = 373.3$  nm) et  $T_c = 69.4$  K. Les valeurs de  $\lambda_c(T)$  sont ajustées grâce à la relation 4.7 qui correspond à l'ajustement 2.

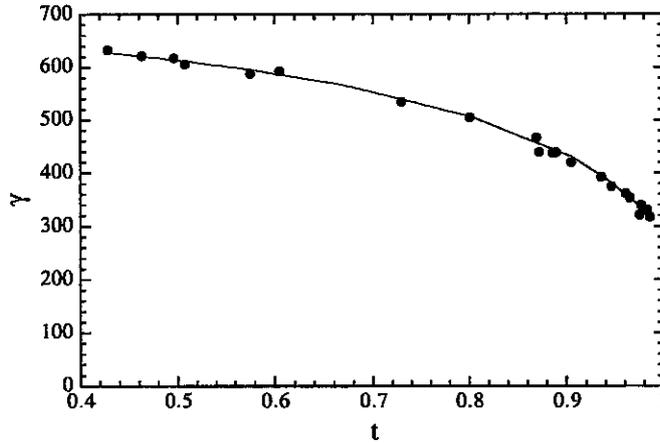


FIG. 4.8 - Rapport d'anisotropie  $\gamma(t)$  expérimental obtenu à partir des mesures de  $\lambda_c(t)$  (mesures JPR) et de  $\lambda_{ab}(t)$  (mesures SQUID). On constate que  $\gamma$  augmente quand la température diminue.

A partir des résultats expérimentaux pour  $\lambda_{ab}(t)$  et  $\lambda_c(t)$ , on obtient le rapport d'anisotropie expérimental  $\gamma(t) = \lambda_c(t)/\lambda_{ab}(t)$  (Fig. 4.8). On observe que  $\gamma$  diminue lorsque la température augmente, conduisant à la même évolution en fonction de la température pour la longueur Josephson  $\lambda_J = \gamma D$ , avec  $D=1.5$  nm. Ainsi, le champ  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$  augmente en fonction de la température (Tab. 4.1). Cette dépendance en température de  $\gamma$  rappelle une dépendance similaire pour le rapport  $\gamma^2 = \rho_c/\rho_{ab}$  défini par les résistivités parallèle ( $\rho_c$ ) et perpendiculaire ( $\rho_{ab}$ ) à l'axe  $c$ , mesurées au delà de la température critique  $T_c$  dans l'état normal de cuprates comme  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [153] ou  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$  [154].

TAB. 4.1 - Évolution expérimentale du rapport d'anisotropie  $\gamma$ , de la longueur Josephson  $\lambda_J$ , du champ  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$ , de  $\lambda_{ab}$  et de  $B_\lambda = \Phi_0/(4\pi\lambda_{ab}^2)$ , en fonction de la température réduite, pour les deux échantillons étudiés.

t	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95
$\gamma(t)$	612	592	549	505	425	370
$\lambda_J$ (nm)	918	888	823	758	638	555
$B_J$ (G)	24.6	26.3	30.5	36.1	50.9	67.2
$\lambda_{ab}$ (nm)	391	437	505	618	874	1237
$B_\lambda$ (G)	10.8	8.6	6.5	4.3	2.2	1.1

#### 4.2.4 Détermination de la ligne de transition du premier ordre

Dans chacun des deux monocristaux MW-101 et MW-103, on a mesuré la ligne de TPO à l'aide de la technique de magnéto-optique différentielle (MOD) [155] dans la partie haute température, *i.e.*  $t > 0.75$  (voir Fig. 4.14). A plus basse température, c'est la ligne dite de *second pic*  $B_{sp}(T)$  [25, 156] qui donne la position de la TPO, mesurée par la croissance abrupte de l'hystérésis observée, à  $B_{sp}$ , dans les courbes d'aimantation de l'échantillon de référence UN-25 (Fig. 4.15). UN-25 provient du même lot d'échantillons que MW-101 et MW-103 ; ses dimensions sont  $1.54 \times 0.73 \times 0.090 \text{ mm}^3$ , avec  $T_c = 69.4 \text{ K}$ . Sur cet échantillon, pour  $T > 40 \text{ K}$ , c'est la position du pic paramagnétique, observé dans les courbes d'évolution de la susceptibilité magnétique alternative en fonction de la température, qui permet de repérer la TPO [157].

Les courbes d'induction magnétique locale pour mesurer le second pic [25], ainsi que les courbes de susceptibilité alternative pour repérer le pic paramagnétique, sont obtenues à l'aide de la magnétométrie locale à sonde à effet Hall [23, 25, 35, 158, 159, 160, 161].

Cette technique repose sur l'utilisation d'une sonde à effet Hall miniature, de surface active typique  $10 \times 10 \text{ }\mu\text{m}^2$ , sur laquelle on place le centre de l'échantillon étudié (Fig. 4.9). Cette sonde permet de mesurer l'induction magnétique locale  $B_{loc}$  (plus exactement, sa composante suivant l'axe  $z$ , parallèle à l'axe  $c$  du cristal de BSCCO) à la surface de l'échantillon au point où elle est placée, en fonction du champ magnétique appliqué  $H_a \parallel z$  mesuré assez loin de l'échantillon et supposé uniforme sur l'ensemble du cristal. Par commodité, on peut alors définir une "aimantation locale"  $M_{loc}$  comme la différence entre le champ magnétique local  $B_{loc}/\mu_0$  et le champ appliqué  $H_a$ ,

$$M_{loc} = \frac{B_{loc}}{\mu_0} - H_a. \quad (4.10)$$

Néanmoins, il faut bien noter que parler d'une "aimantation locale" dans le cas d'un supraconducteur est un abus de langage. En effet, l'aimantation  $M_{loc}$  est créée par les courants circulant dans *tout* le volume de l'échantillon, suivant la relation

$$M_{loc} = \mathbf{e}_z \cdot \left( \frac{1}{2V} \int_V \mathbf{r} \wedge \mathbf{j}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \right), \quad (4.11)$$

où  $\mathbf{e}_z$  est le vecteur unitaire suivant l'axe  $z$ ,  $V$  le volume de l'échantillon, et  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  le vecteur densité de courant au point  $\mathbf{r}$ .  $M_{loc}$  ne provient donc pas de moments magnétiques microscopiques, comme dans le cas d'un ferromagnétique.

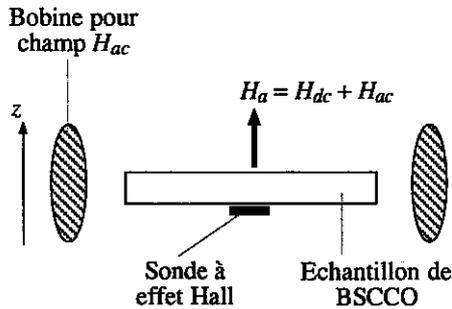


FIG. 4.9 – Illustration du montage de magnétométrie locale utilisé pour observer le pic paramagnétique ( $H_{ac} \neq 0$ ) ou le second pic ( $H_{ac} = 0$ ).

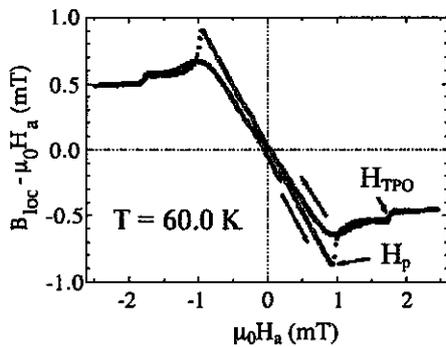


FIG. 4.10 – Exemple de courbe “d’aimantation locale”  $B_{loc} - \mu_0 H_a$  obtenue grâce à la magnétométrie locale sur UN-25 à  $T = 60$  K. Partant de  $H_a = 0$  mT, le flux magnétique est complètement expulsé jusqu’à  $H_a = H_p$ , champ de première pénétration des vortex dans l’échantillon. Un saut dans l’aimantation locale apparaît au franchissement de la TPO pour  $H_a = H_{TPO}$  [23].

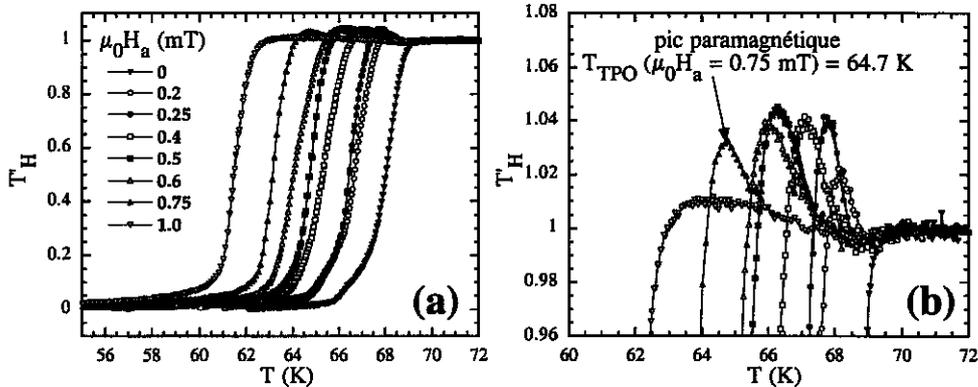


FIG. 4.11 – Observation du pic paramagnétique dans MW-101 grâce à la technique de magnétométrie locale. (a) : La transmittivité  $T'_H$  (voir texte) de l’échantillon est mesurée en fonction de la température pour différents champs magnétiques appliqués  $H_a$ . L’échantillon écran complètement le champ appliqué à basse température ( $T'_H = 0$ ) et répond de façon réversible aux variations du champ magnétique à plus haute température au-dessus de la ligne d’irréversibilité ( $T'_H = 1$ ). (b) : Le pic paramagnétique se manifeste par une réponse  $T'_H > 1$ , et correspond à la TPO pour le champ  $H_a$  et la température  $T$  appliquée. Par exemple, pour  $\mu_0 H_a = 0.75$  mT, on a  $T_{TPO} = 64.7$  K.

Pour la détermination du pic paramagnétique [157], l’échantillon et la sonde sont placés au milieu d’une petite bobine (Fig. 4.9) qui permet d’appliquer selon l’axe  $c$  de l’échantillon

un faible champ magnétique alternatif  $H_{ac} \parallel z$ , de fréquence typique 10 Hz, et d'amplitude de l'ordre de quelques gauss. La composante  $B'_{loc}$  de l'induction magnétique alternative en phase avec  $H_{ac}$ , à la surface de l'échantillon, est mesurée par la sonde à effet Hall [147]. En plus du champ  $H_{ac}$ , on applique un champ magnétique statique  $H_{dc}$  parallèle à l'axe  $z$ , et donc à l'axe  $c$  du cristal. La TPO se manifeste par un saut dans la densité de vortex, et donc un saut dans l'aimantation locale  $B_{loc}/\mu_0 - H_a$ , quand  $B_{loc} = B_{TPO}$  pour un champ appliqué  $H_a = H_{TPO}$  (Fig. 4.10). Lorsque l'on franchit la TPO, l'amplitude de  $B'_{loc}$  est alors plus grande que l'amplitude de  $H_{ac}$  (réponse paramagnétique), ce qui se manifeste par un pic de  $B'_{loc}$  (ou de la transmittivité  $T'_H = B'_{loc}/\mu_0 H_{ac}$  [162]) en fonction de  $H_a$  ou de la température  $T$  (Fig. 4.11).

Dans le cas de l'observation du second pic, on n'utilise qu'un champ magnétique statique,  $H_a = H_{dc}$  et  $H_{ac} = 0$ , et on mesure l'évolution de l'induction locale, due à la présence de l'échantillon, en fonction des variations de  $H_{dc}$ . Le tracé d'une boucle d'aimantation locale révèle la présence d'un second pic (Fig. 4.12), pour  $B_{loc} = B_{sp}$ , qui correspond à une augmentation du courant critique  $j_c$  dans l'échantillon. Ce second pic délimite la frontière, à basse température, entre une phase solide de vortex ordonné à bas champ et une phase solide de vortex désordonné à haut champ. C'est une transition thermodynamique du premier ordre [52, 56] qui se trouve être la continuation de la TPO qui se produit à plus haute température [60]. Cependant, le mécanisme de la TPO diffère suivant la plage de température considérée ; d'un mécanisme où les fluctuations thermiques sont prépondérantes à haute température, où la TPO se manifeste par le pic paramagnétique, on passe à un mécanisme dominé par le désordre à plus basse température où apparaît le second pic.

La technique de MOD permet d'atteindre une résolution de l'ordre de quelques dizaines de milligauss, et ainsi de visualiser l'évolution de l'interface liquide de vortex - solide de vortex lors de la transition du premier ordre de la matière de vortex, caractérisée par un saut  $(\delta B)_{TPO}$  dans l'induction magnétique [35]. Pour ce faire, à champ  $H_a$  et température  $T$  fixés, on enregistre dix images magnéto-optiques de l'échantillon, que l'on moyenne entre elles. Ensuite, on augmente le champ de  $\delta H_a$  avant d'enregistrer et de moyenner dix nouvelles images MO. Après avoir soustrait la première image moyenne de la seconde, on obtient l'image différentielle caractéristique de la MOD (Fig. 4.13). Cette opération est répétée vingt fois, avant de moyenner entre elles toutes les images MO différentielles obtenues, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. La figure 4.14 montre la TPO en fonction du champ magnétique dans l'échantillon MW-101, à la température  $T = 57$  K, observée par MOD. Dans le cas présent, la modulation du champ vaut  $\mu_0 \delta H_a = 0.05$  mT.

Il est intéressant de décrire de façon détaillée la figure 4.14. Une image MOD représente une carte de la perméabilité magnétique locale de l'échantillon. Ainsi sur l'image 4.14a, la quasi-totalité de l'échantillon apparaît en noir, ce qui est caractéristique de l'écrantage presque parfait de la modulation du champ appliqué  $\delta H_a$  dans la phase solide de vor-

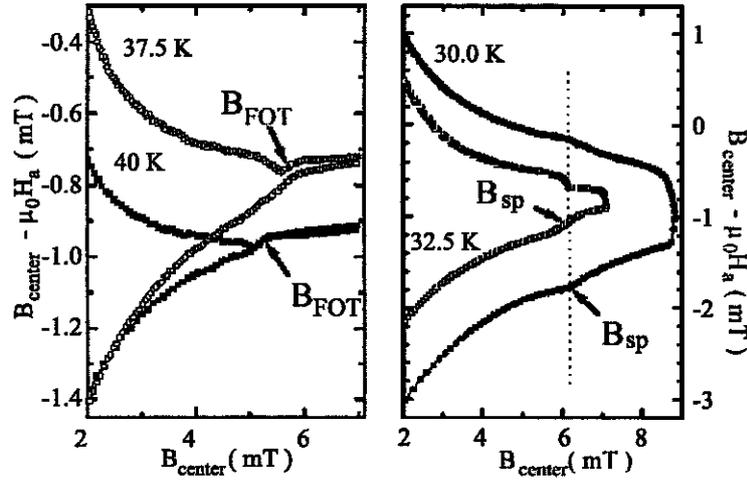


FIG. 4.12 – Évolution de la réponse magnétique de l'échantillon UN-25 à la TPO en fonction de la température. Le saut dans l'aimantation locale  $B_{center} - \mu_0 H_a$  en fonction de l'induction locale  $B_{center}$  qui se manifeste pour  $B_{center} = B_{FOT}$  à haute température ( $T = 37.5$  K et  $T = 40$  K) se transforme en second pic pour  $B_{center} = B_{sp}$  à plus basse température ( $T = 32.5$  K et  $T = 30$  K) [23].

tex (voir Fig. 4.13). Cependant, on observe dans le coin supérieur droit de l'échantillon (Fig. 4.14a, contour rectangulaire blanc) une tâche claire, de la même teinte que l'extérieur de l'échantillon, caractéristique du liquide de vortex. En effet, l'induction magnétique locale à cet endroit répond de façon réversible aux modifications du champ extérieur appliqué (comme en l'absence d'échantillon), car le liquide de vortex se trouve dans la partie réversible du diagramme de phase  $(B, T)$  de MW-101 ; les lignes d'irréversibilité  $H_{irr}(T)$  et de TPO  $H_{TPO}(T)$  coïncident dans cet échantillon. Le point  $A_1$  est dans l'état liquide de vortex à partir de  $\mu_0 H_a = 1.0$  mT, ce qui marque le début de la TPO dans l'échantillon. Les trois images suivantes (Fig. 4.14b, c et d) sont presque identiques. Ceci est en accord avec la présence d'une inhomogénéité plus sous-dopée dans l'échantillon, localisée dans le coin indiqué sur la figure 4.14a, et pour laquelle le champ de TPO  $H_{TPO}$  est plus faible que pour le reste du matériau. De plus, cela explique l'épaule présente sur les courbes JPR en champ nul (Fig. 4.4 et 4.5), pour lequel la JPR a lieu à une température inférieure à celle où la JPR se produit dans le reste de l'échantillon.

A partir de  $\mu_0 H_a = 1.4$  mT (Fig. 4.14e), le liquide de vortex confiné jusque-là dans un même endroit, commence à s'étendre sur la partie droite de l'échantillon, alors qu'une première zone de liquide de vortex apparaît dans sa partie inférieure gauche (contour rectangulaire sur la figure 4.14e). Dans un intervalle de seulement 0.3 mT, la majeure partie de l'échantillon passe de l'état solide de vortex à l'état liquide de vortex, comme le montre l'expansion rapide de la zone grise dans l'échantillon dans les figures 4.14e à

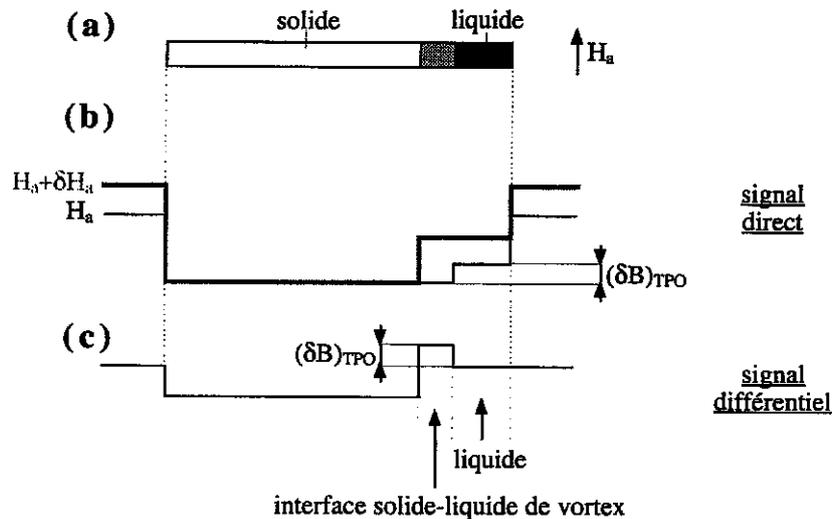


FIG. 4.13 – Illustration du principe de la technique de magnéto-optique différentielle. (a) : Vue schématique en coupe de l'échantillon observé. Le solide de vortex est représenté en blanc. Le liquide de vortex sous le champ magnétique appliqué  $H_a$  apparaît en noir sur un bord de l'échantillon, alors que la partie solide qui se transforme en liquide (interface solide - liquide) quand on applique le champ  $H_a + \delta H_a$ , est en gris. (b) : Représentation de l'induction magnétique  $B$  dans l'échantillon sous champ  $H_a$  (en noir) et  $H_a + \delta H_a$  (en gris). A l'interface solide de vortex - liquide de vortex se produit un saut  $(\delta B)_{TPO}$  de l'induction magnétique. Dans le cas représenté ici où la ligne d'irréversibilité et la ligne de TPO coïncident, le solide de vortex écran presque complètement la variation  $\delta H_a$  du champ appliqué (zone d'irréversibilité), alors que le liquide de vortex suit les variations de  $H_a$  (zone de réversibilité). (c) : Signal différentiel de  $B$  obtenu par soustraction des valeurs de  $B$  sous  $H_a + \delta H_a$  à celles sous  $H_a$ . Ce signal fait apparaître la progression de l'interface solide - liquide pour une modulation  $\delta H_a$  du champ appliqué; le liquide de vortex et l'extérieur de l'échantillon apparaissent avec le même signal différentiel car ils répondent de la même façon à la variation  $\delta H_a$ .

4.14h. Le point  $A_2$  correspond à une zone fondue à partir de  $\mu_0 H_a = 1.5$  mT (Fig. 4.14f), et le point  $A_3$  passe dans la phase liquide pour  $\mu_0 H_a = 1.7$  mT (Fig. 4.14h). Cette valeur du champ marque d'ailleurs la fin de la TPO pour MW-101, comme le montrent les images 4.14i et 4.14j) pour lesquelles il n'y a que peu d'évolution par rapport à la situation à  $\mu_0 H_a = 1.7$  mT. Cela conduit à prendre comme champ de TPO  $H_{TPO}$  pour cet échantillon, la valeur pour laquelle le point  $A_3$  subit la TPO; en l'occurrence,  $\mu_0 H_{TPO}(57\text{ K}) = 1.7$  mT.

Cette ligne,  $B_{TPO}(T)$  par MOD en  $A_3$ , est représentée sur le diagramme de phase 4.15. Les valeurs expérimentales de  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$  et  $B_\lambda = \Phi_0/(4\pi\lambda_{ab}^2)$  sont également indiquées sur ce diagramme. On y a aussi reporté les mesures de la TPO et du second pic effectuées sur l'échantillon de référence UN-25 [23]. On constate l'excellent accord sur la position de la TPO donnée par la MOD dans MW-101, et par le pic paramagnétique dans UN-25.

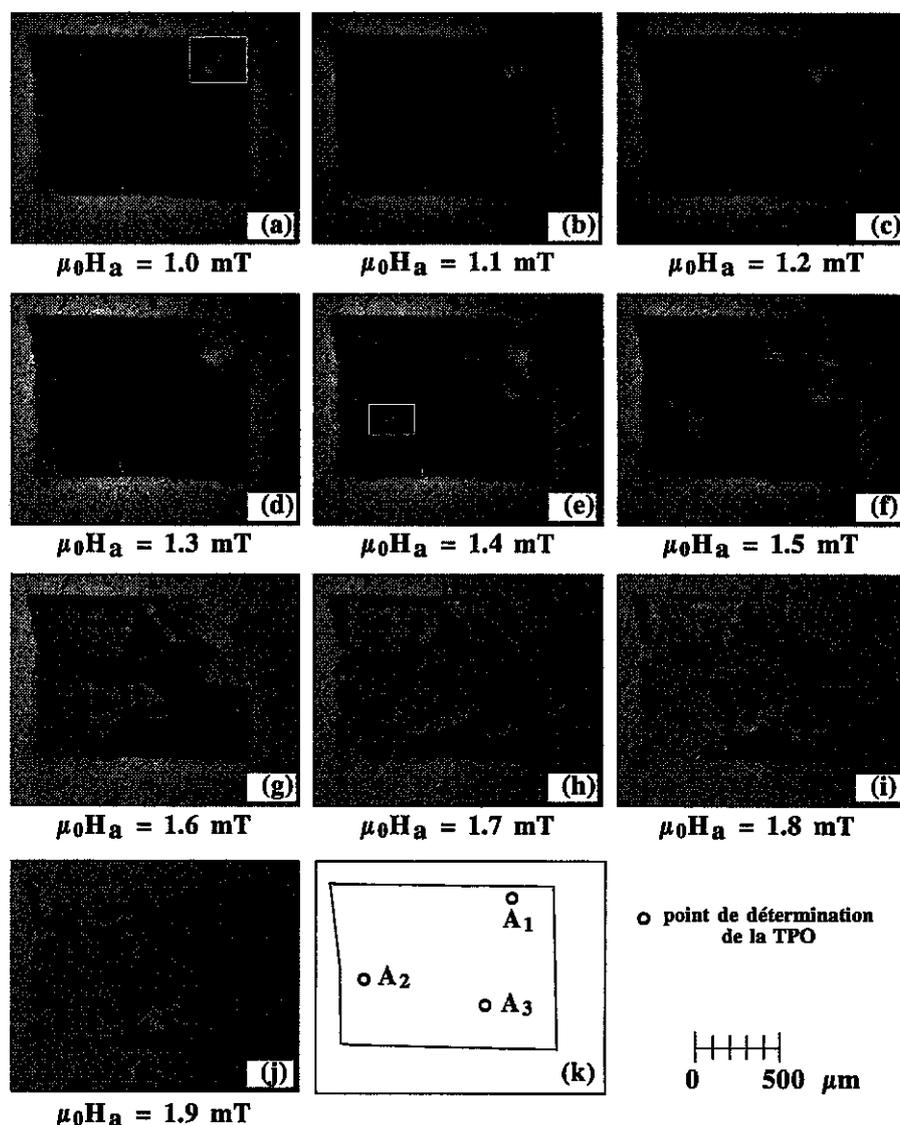


FIG. 4.14 - "Fusion" du réseau de vortex à  $T = 57$  K dans MW-101 observée grâce à la technique de magnéto-optique différentielle. Les figures (a) à (j) représentent les images MOD obtenues avec une modulation  $\mu_0\delta H_a = 0.05$  mT, pour un champ appliqué  $\mu_0 H_a$  variant de 1.0 à 1.9 mT par pas de 0.1 mT. Voir le texte pour la description détaillée de ces dix images. La figure (k) indique la position, sur l'échantillon, de trois points  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$ , pour lesquels la TPO se manifeste pour différentes valeurs du champ appliqué; les valeurs de la TPO pour  $A_3$  à différentes températures sont représentées dans le diagramme de phase 4.15. Le champ où se produit la transition en un point correspond à celui de la première image MOD pour laquelle ce point de l'échantillon devient gris (liquide de vortex). Le point  $A_3$  est le plus représentatif de la TPO de l'échantillon, et on considère que l'ensemble de l'échantillon est dans l'état liquide de vortex quand ce point a subi la TPO.

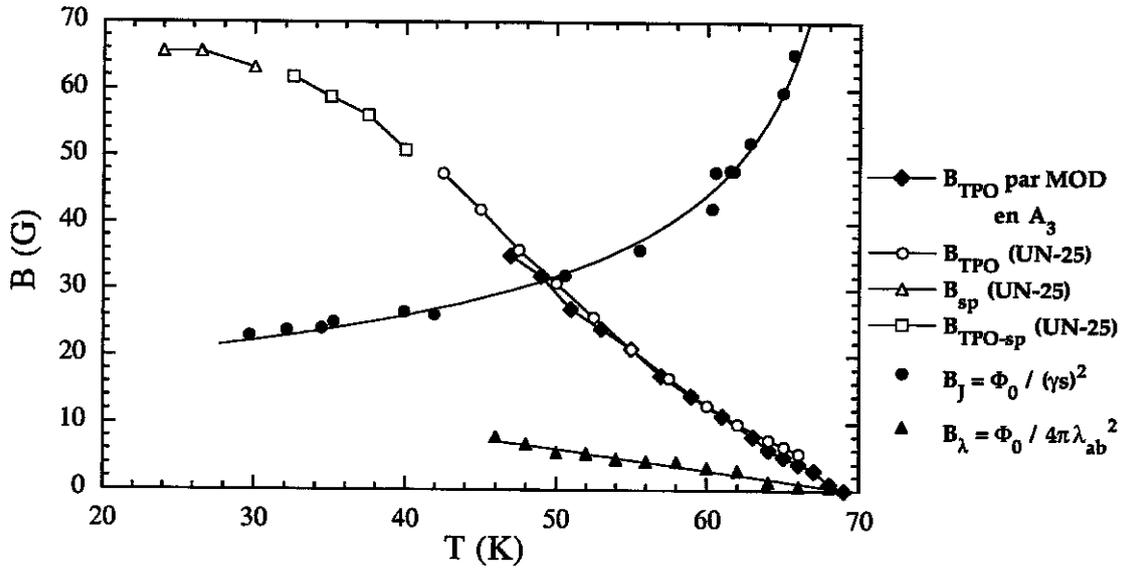


FIG. 4.15 – Diagramme de phase des échantillons de BSCCO utilisés pour les mesures de  $r_w$ , ainsi que de l'échantillon de BSCCO de référence UN-25 du même lot. Pour ce dernier sont représentées les lignes de TPO  $B_{TPO}$  (UN-25), de second pic  $B_{sp}$  (UN-25), et d'un régime intermédiaire entre le second pic et le pic paramagnétique,  $B_{TPO-sp}$  (UN-25). Ces lignes ont été obtenues à l'aide de la magnétométrie locale à sonde à effet Hall [23]. La TPO est déterminée par MOD dans MW-101 et MW-103 ( $B_{TPO}$  par MOD en  $A_3$ , voir texte). On constate le très bon accord entre les deux techniques (magnétométrie et MOD) pour donner la position de la TPO. Les valeurs expérimentales de  $\gamma$  et  $\lambda_{ab}$  permettent de représenter l'évolution de  $B_J$  et  $B_\lambda$ .

### 4.3 Détermination de $r_w$ et méthode d'analyse des résultats expérimentaux

#### 4.3.1 Définition de la distance d'excursion relative $r_w$

Dans les supraconducteurs à haute température critique lamellaires comme BSCCO, un champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe  $c$  pénètre dans l'échantillon sous la forme de lignes de flux (vortex tridimensionnels, désignés par "vortex 3D" dans la suite) constituées d'un empilement de "galettes" (vortex bidimensionnels, désignés par "vortex 2D" dans la suite) localisées dans les différents plans  $\text{CuO}_2$  supraconducteurs [32]. Un vortex 2D donné d'une ligne de flux interagit avec les autres vortex 2D qui forment la pile de "galettes" par couplage magnétique d'une part, et plus particulièrement avec ses deux plus proches voisins par couplage Josephson d'autre part. Ces interactions tendent à aligner tous les vortex 2D les uns au-dessus des autres, pour former un tube de flux rectiligne. Cependant, deux phénomènes vont à l'encontre de cette tendance à la mise en ordre des vortex 2D sous la forme d'un parfait alignement suivant l'axe  $c$  :

- le piégeage par les différents défauts ponctuels, présents dans les couches  $\text{CuO}_2$  du cristal, qui attirent les vortex 2D à eux,
- les fluctuations thermiques qui font se mouvoir les vortex 2D de façon erratique autour de leur position d'équilibre.

Ces deux causes sont à l'origine de la distorsion du vortex 3D. Dans la suite de ce chapitre, on néglige l'effet des défauts ponctuels par rapport à celui des fluctuations thermiques. Celles-ci déplacent donc chaque vortex 2D, appartenant à un tube de flux donné, d'une distance  $u_n$  (parallèlement au plan  $ab$ ) par rapport à sa position d'équilibre.

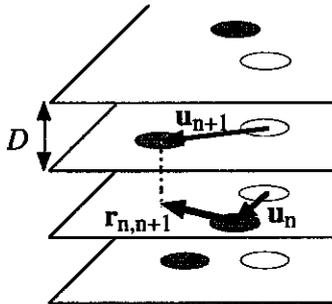


FIG. 4.16 - Illustration des excursions thermiques des vortex 2D. A l'équilibre, les vortex sont alignés perpendiculairement au plan  $ab$  (cercles vides). Sous l'effet des fluctuations thermiques, ils s'écartent de leur position d'équilibre et sont décalés les uns par rapport aux autres.  $D$  est la distance intercouche.

Deux vortex 2D situés dans deux plans adjacents  $n$  et  $n + 1$  sont décalés l'un par rapport à l'autre d'une distance  $r_{n,n+1} = u_{n+1} - u_n$  (voir Fig. 4.16). On définit la longueur d'excursion relative moyenne  $r_w$  par

$$r_w = \langle r_{n,n+1}^2 \rangle^{1/2}, \quad (4.12)$$

où  $\langle \dots \rangle$  désigne la moyenne thermique et spatiale.

Il est utile d'écrire  $r_w$  en fonction de l'écart quadratique moyen des vortex par rapport à leur position d'équilibre,  $u = \langle \mathbf{u}_n^2 \rangle^{1/2}$ . On a en effet  $r_w = \langle (\mathbf{u}_{n+1} - \mathbf{u}_n)^2 \rangle^{1/2} = [2(u^2 - \langle \mathbf{u}_{n+1} \cdot \mathbf{u}_n \rangle)]^{1/2}$ . Dans le cas de couches supraconductrices complètement découplées entre elles, on obtient  $r_w = \sqrt{2}u$ . Il est légitime de généraliser cette relation en écrivant

$$r_w^2 = \alpha u^2 \quad \text{avec} \quad \alpha \sim 1, \quad (4.13)$$

et  $\alpha = 2$  pour un découplage complet entre couches. De plus, si on néglige les rares configurations où  $\langle \mathbf{u}_{n+1} \cdot \mathbf{u}_n \rangle < 0$ , on a toujours l'inégalité  $r_w \leq \sqrt{2}u$  (et donc  $\alpha \leq 2$ ), c'est-à-dire que  $r_w/\sqrt{2}$  est une limite inférieure pour les valeurs de  $u$ .

### 4.3.2 Lien entre $r_w$ et la résonance de plasma Josephson

La distance  $r_w$  peut être directement mesurée grâce à la résonance de plasma Josephson. En effet, Koshelev et Bulaevskii ont établi que  $r_w$  et la pulsation JPR  $\omega_p$  étaient reliées [66, 67], dans le régime de vortex isolé caractérisé par  $B < \inf\{B_\lambda, B_J\}$ , par la formule

$$1 - \frac{\omega_p^2(B, T)}{\omega_p^2(0, T)} = 1 - \langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle \approx \frac{\pi B}{2\Phi_0} r_w^2 \ln \frac{\lambda_J}{r_w}, \quad (4.14)$$

avec  $B_\lambda = \Phi_0/(4\pi\lambda_{ab}^2)$  et  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$ .  $\lambda_{ab}$  est la longueur de pénétration pour les courants parallèles au plan  $ab$ , et  $\lambda_J = \gamma D$  est la longueur Josephson ( $D=1.5$  nm est la distance intercouche dans BSCCO). Cette formule s'applique pour des petites excursions  $r_w < 0.6\lambda_J$ , c'est-à-dire quand  $\langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle$  est proche de 1. Il est important de souligner qu'elle ne dépend pas du mécanisme qui régit les excursions des vortex : elle restera donc valable même dans le cas où le piégeage des vortex 2D ne sera plus négligé<sup>1</sup> (voir chapitre suivant). La condition  $B < B_\lambda$  (équivalente à  $a_0 > 2\pi^{1/2}\lambda_{ab}$ , où  $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$  est la distance intervortex) signifie que la distance  $a_0$  entre lignes de flux est plus grande que la distance  $\lambda_{ab}$  sur laquelle s'étendent les supercourants circulant autour des vortex, c'est-à-dire que les vortex 2D d'une même plan ne se chevauchent pas. La condition  $B < B_J$  (équivalente à  $a_0 > \lambda_J$ ) signifie quant à elle que le couplage interplan entre vortex 2D d'une même ligne de flux domine le couplage intraplan entre vortex 2D de lignes de flux distinctes [63]. Ces deux conditions expriment donc bien le fait que l'on se place dans le cadre d'un vortex isolé.

Quelles que soient les valeurs relatives de  $a_0$  et  $\lambda_J$ , on s'attend physiquement à ce que le facteur  $f = 1 - \langle \cos \phi_{n, n+1} \rangle$  augmente avec  $r_w$  jusqu'à atteindre un plateau où il saturera à une valeur proche de 1, pour de grandes excursions  $r_w$  ( $r_w \sim a_0$ ) qui provoquent une perte presque complète de la cohérence de phase interplan. Ce résultat a d'ailleurs été obtenu lors des simulations numériques de l'évolution de  $f$  en fonction du rapport

1. Une formule semblable avait déjà été dérivée par Koshelev *et al.* dans la référence [163] en considérant que les excursions des vortex étaient uniquement dues au mécanisme de piégeage.

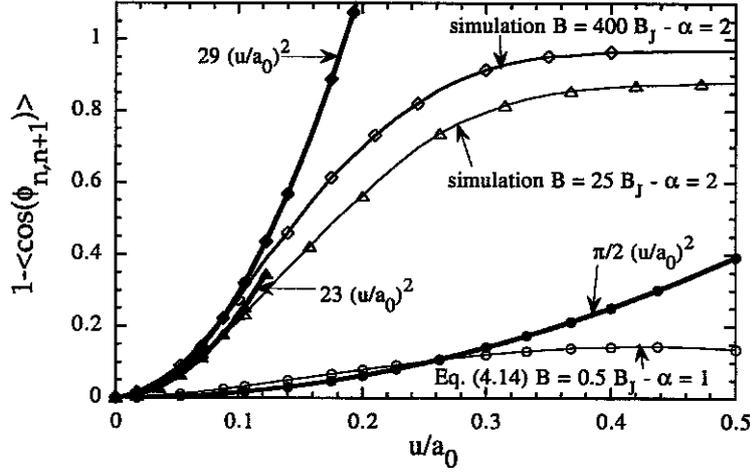


FIG. 4.17 – Simulation numérique de l'évolution de  $f = 1 - \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  en fonction de  $u/a_0 \sim r_w/a_0$  pour un gaz de vortex 2D complètement décorrélés ( $\alpha = 2$ ), à basse température, pour deux champs magnétiques élevés ( $B = 400B_J$  et  $B = 25B_J$ ) [123]. La dépendance de  $f$  est presque quadratique en  $u/a_0$  pour  $0 \leq f < 0.3 - 0.4$  dans le cas de cette simulation. On a aussi représenté l'application directe de la relation 4.14 avec  $B = 0.5B_J$ , ce qui correspond à nos expériences JPR, ainsi que la relation approchée 4.15.

$u/a_0 \sim r_w/a_0$  (Eq. 4.13) dans le cas d'un gaz de vortex 2D où l'on considère que ceux-ci sont découplés d'une couche à l'autre ( $\alpha = 2$ ) [123]. La figure 4.17 montre le résultat de la simulation de  $f$  en fonction de  $u/a_0$  à basse température (la température n'intervient pas dans la simulation) et pour deux champs magnétiques élevés (au contraire des conditions d'obtention de la formule 4.14, on a ici  $\lambda_J/a_0 = 20 \gg 1$  et  $\lambda_J/a_0 = 5 \gg 1$ ). Pour  $0 \leq f < 0.4$  ( $B = 400B_J$ ) ou  $0 \leq f < 0.3$  ( $B = 25B_J$ ), on voit sur cette figure que la dépendance de  $f$  en  $r_w$  est presque quadratique, en accord avec la relation 4.14 si on néglige la dépendance logarithmique en  $\lambda_J/r_w$ , avec cependant un préfacteur différent : de l'ordre de 23 ou 29 dans le cas de la simulation, il passe à  $\pi$  lors de l'utilisation de l'équation 4.14 en l'absence du terme logarithmique, avec le même coefficient  $\alpha = 2$  utilisé dans l'équation 4.13. Dans la suite, on utilisera donc la formule

$$r_w^2 = \frac{2\Phi_0}{\pi B} (1 - \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle) \quad (4.15)$$

pour obtenir une bonne approximation de  $r_w$  à partir des mesures expérimentales de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$ , en prenant soin de rester si possible dans le domaine de validité d'obtention de la relation 4.14. On notera que la relation 4.15 n'a de sens physique comme mesure de  $r_w$  que dans le solide de vortex. En effet, dans le liquide de vortex,  $r_w$  n'est plus défini, car il diverge du fait du mouvement diffusif des vortex 2D. Sur la figure 4.17 est également représentée la variation de  $f$  dans le cas  $B = 0.5B_J$  (ce qui correspond à notre domaine de

champ expérimental) et pour  $\alpha = 1$ , en appliquant la relation 4.14 soit directement, soit après omission de la correction logarithmique dans les même conditions : cette dernière solution est celle retenue dans la suite pour le calcul de  $r_w$ .

#### 4.4 Résultats expérimentaux

Pour déterminer  $r_w$ , la JPR a été mesurée dans les deux échantillons de BSCCO avec différents champs magnétiques appliqués relativement faibles ( $2.9 \text{ G} \leq B \leq 32.6 \text{ G}$ ), en déterminant la position de la JPR lors de balayages en température. Toutes ces mesures ont été effectuées lors de refroidissement sous champ magnétique, tout en restant à des températures supérieures à 42 K. Dans ces conditions, le piégeage des vortex est négligeable [35, 59], et le champ à l'intérieur de l'échantillon est homogène [164], même pour les faibles valeurs de  $B$  utilisées, et égal à celui mesuré par la sonde à effet Hall (voir Chap. 3). De plus, la distribution spatiale du champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon a été mesurée grâce à la technique magnéto-optique (Fig. 4.3b), ce qui a permis de vérifier, d'une part, le très bon état de l'échantillon (excepté sur une petite surface dans un des angles de MW-101, qui peut être responsable de l'épaule observé en JPR, voir fig. 4.4), d'autre part, que les barrières de surface sont très faibles.

La figure 4.18 représente l'évolution de la fréquence JPR en fonction de la température pour les différents champs magnétiques étudiés. On notera que toutes les valeurs de  $B$  vérifient la condition  $B < B_J$ , excepté peut-être pour  $B=32.6 \text{ G}$ , alors qu'elles sont toutes supérieures à  $B_\lambda$  (voir Tab. 4.1). Le régime de vortex isolé n'est donc que partiellement réalisé dans nos expériences, mais cela suffit pour nous donner un ordre de grandeur des excursions thermiques relatives  $r_w$ .

A partir des mesures JPR précédentes, les valeurs de  $\langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle = \omega_p^2(B,T) / \omega_p^2(0,T)$  sont calculées en fonction de la température pour les différentes valeurs de  $B$  ; le résultat avec les barres d'erreurs expérimentales est représenté sur la figure 4.19. La barre d'erreur en température provient de la largeur du pic JPR dans les balayages en température. L'incertitude sur les valeurs de la JPR en champ magnétique nul, 2 % en valeur relative (voir paragraphe 4.2.2), donne la barre d'erreur sur les valeurs de  $\langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle$ . On obtient finalement la dépendance en température de  $r_w$ , pour tous les champs magnétiques expérimentaux, en appliquant la relation 4.15 (Fig. 4.20). On gardera en mémoire que les valeurs de  $r_w$  calculées ici n'ont un sens physique comme mesure des  $r_w$  réels que pour les points situés dans le solide de vortex. En dehors de cette phase, dans le liquide de vortex,  $r_w$  n'est plus défini, et il faut considérer les  $r_w$  calculés uniquement comme le résultat littéral de la relation 4.15.

Pour chaque valeur de  $B$ , on observe que  $r_w$  augmente avec la température. A température fixée,  $r_w$  augmente avec le champ magnétique appliqué, ce qui signifie que le terme associé à la tension de ligne du vortex, qui intervient dans l'expression du coefficient

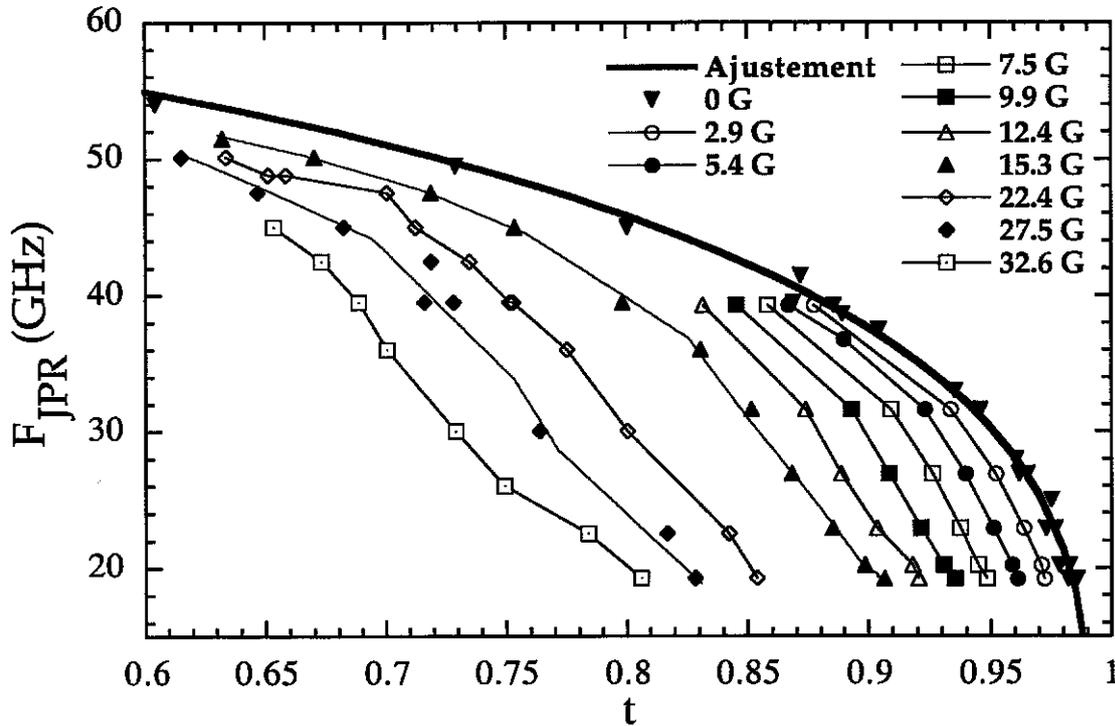


FIG. 4.18 - Évolution de la fréquence JPR en fonction de la température pour les différents champs magnétiques étudiés. La ligne en gras correspond à l'ajustement décrit par la relation 4.5 pour les points obtenus en champ nul; les autres points sont simplement reliés entre eux pour faciliter la lecture du graphique.

élastique d'inclinaison  $c_{44}$ , domine l'énergie élastique, comme expliqué plus loin. On notera aussi une autre caractéristique intéressante sur la figure 4.20, à savoir la rupture de pente qui se produit à une température  $T^*$ , fonction du champ magnétique, et au-dessus de laquelle (*i.e.* pour  $T > T^*$ ) toutes les courbes représentatives de  $r_w$  semblent rejoindre une seule et même courbe, indépendante du champ magnétique, et grossièrement représentée par la relation

$$r_w = D \left( \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \right)^{1/2}. \quad (4.16)$$

On peut comparer cette dernière expression à celle proposée par Bulaevskii *et al.* [66, 67], obtenue par le calcul dans le régime de vortex isolé, en supposant des fluctuations

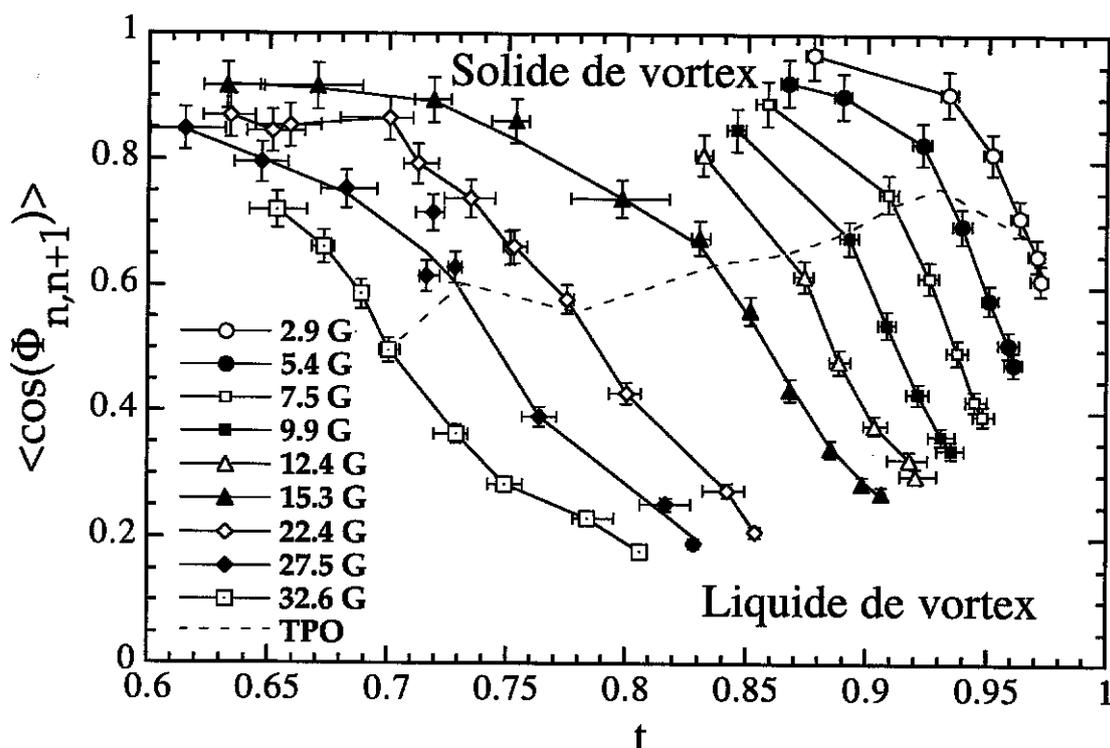


FIG. 4.19 – Les valeurs expérimentales de  $\langle \cos(\phi_{n,n+1}) \rangle$  en fonction de la température réduite pour les différents champs magnétiques utilisés, avec les barres d'erreur expérimentales. On déduit de ces données les valeurs de  $r_w$  à l'aide de la relation 4.15. En pointillés est représentée la limite entre les points expérimentaux mesurés à  $T < T_{TPO}$  situés dans le solide de vortex, et ceux obtenus à  $T > T_{TPO}$  situés dans le liquide de vortex. On observe que  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle < 0.5$  dans la phase liquide, et on retrouve le saut de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  observé à la TPO par d'autres auteurs [51, 52].

gaussiennes des vortex 2D,

$$r_w = D \left( \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \right)^{1/2} \left( \frac{2}{\ln \frac{\lambda_j}{r_w} 1 + \zeta + \sqrt{1 + \zeta}} \right)^{1/2} = D \left( \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \right)^{1/2} \left( \frac{2}{\ln \frac{\lambda_j}{r_w} f(\zeta)} \right)^{1/2}, \quad (4.17)$$

avec  $\zeta = 4\lambda_{ab}^2(T)/\lambda_j^2$ . Les résultats, indépendants du champ magnétique, de l'expression 4.16 et de la relation 4.17 où on a omis la dépendance logarithmique figurant au dénominateur, sont représentés sur la figure 4.20. La relation 4.17 semble donner une dépendance en température trop forte pour  $r_w$ .

De façon complémentaire, on a représenté sur la figure 4.21  $r_w$  en fonction de la température réduite  $T/T_{TPO}$ , où  $T_{TPO}$  indique la température de la TPO repérée par

MOD sur MW-101, pour un champ donné. Dans cette échelle de température, on distingue deux régimes différents. Pour  $T < 0.92T_{TPO}$ , les courbes  $r_w(T/T_{TPO})$  se recouvrent quel que soit le champ magnétique, alors qu'elles s'écartent les unes des autres pour  $T > 0.92T_{TPO}$ . Pour la plupart des champs utilisés, la TPO n'a pas encore débuté à  $T = 0.92T_{TPO}$  (voir aussi Fig. 4.22), ce qui signifie que les points considérés dans le premier régime sont complètement dans le solide de vortex. La figure 4.22 complète le diagramme de phase  $(B, T)$  des cristaux MW-101 et MW-103 avec la position des points où ont été faites les mesures JPR de  $r_w$ . On observe que, pour chaque valeur du champ magnétique étudiée, certaines données sont dans le solide de vortex (pour les plus grandes fréquences JPR), alors que les données à plus basses fréquences JPR sont dans le liquide de vortex. On rappelle que seuls les résultats dans le solide de vortex sont pertinents pour calculer un ordre de grandeur des  $r_w$  réels.

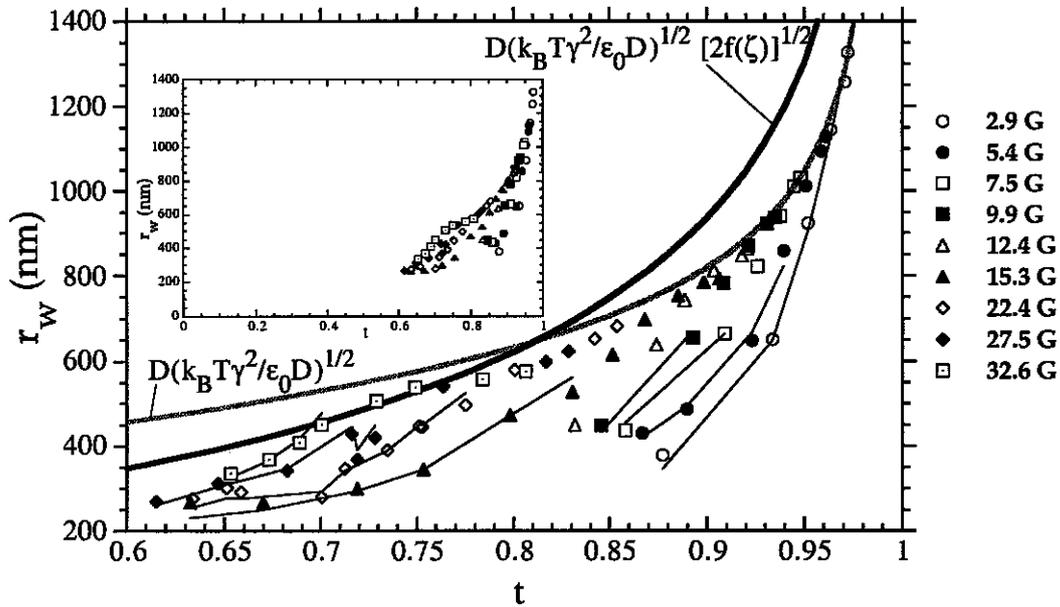


FIG. 4.20 – Les valeurs expérimentales de  $r_w$  en fonction de la température réduite  $t = T/T_c$ . Les lignes simples sont des ajustements réalisés à l'aide de la formule 4.26, où les trois termes de  $c_{44}$  sont pris en compte pour  $B \leq 9.9$  G (avec  $0.67 \leq \alpha_3 \leq 0.95$ ), et seuls les deux derniers termes de  $c_{44}$  sont utilisés pour  $B > 15$  G (avec  $0.35 \leq \alpha_2 \leq 0.5$ ). On a effectué ces ajustements uniquement pour les points situés dans le solide de vortex (où  $r_w$  a un sens). On note une rupture de pente dans l'évolution de  $r_w$  en fonction de la température, au delà de laquelle toutes les courbes  $r_w(t)$  semblent se superposer sur une seule et même courbe, à peu près décrite par la relation  $r_w = D(k_B T \gamma^2 / \epsilon_0 D)^{1/2}$  (ligne grise en gras). La relation 4.17 est représentée par la ligne noire en gras. On note que ces mesures de  $r_w$  dans le liquide de vortex doivent être considérées comme le résultat littéral de la relation 4.15, et non pas comme les mesures physiques réelles de  $r_w$ . Insert :  $r_w$  expérimentaux dans une vue étendue comprenant l'origine des  $t$  et des  $r_w$ .

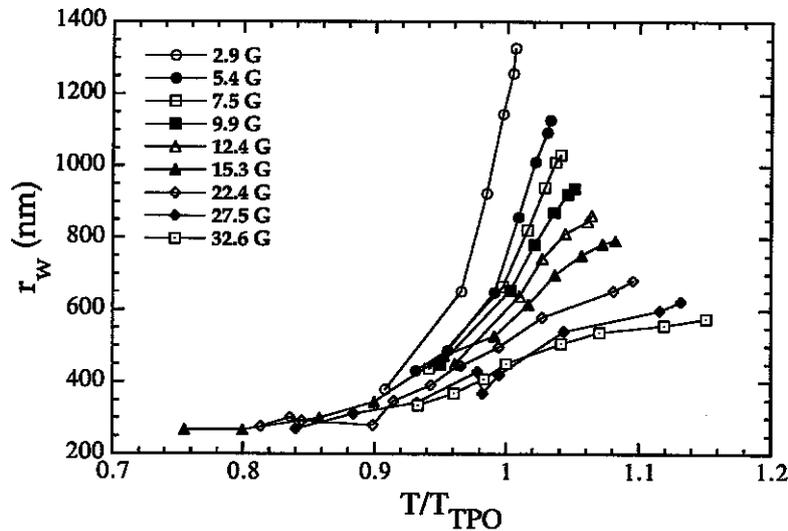


FIG. 4.21 – Les valeurs expérimentales de  $r_w$  en fonction de l'échelle de température définie par la TPO repérée par MOD,  $T/T_{TPO}$ . Les points sont reliés entre eux pour faciliter la lecture du graphique.

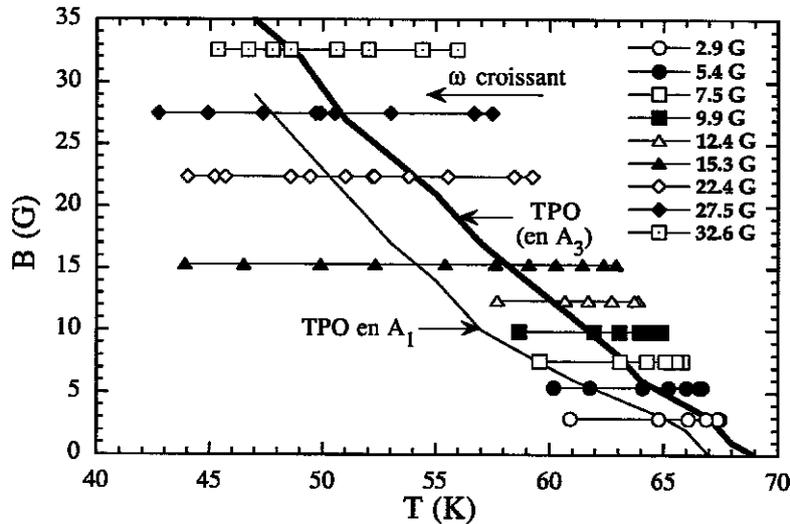


FIG. 4.22 – Localisation des points de mesure de  $r_w$  dans le diagramme de phase  $(B, T)$  des échantillons étudiés. La TPO repérée par MOD au point  $A_3$  est indiquée par la ligne en gras, une ligne simple repère la TPO en  $A_1$  (voir fig. 4.14). Les points dans le liquide de vortex vérifient  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle < 0.5$ , en accord avec le saut de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  de 0.7 à 0.3, observé à la TPO par d'autres auteurs [51, 52]. Pour un champ donné, la fréquence JPR des points de mesure augmente quand la température diminue (flèche " $\omega$  croissant").

## 4.5 Interprétation théorique

### 4.5.1 Relation autoconsistante pour $r_w$

Les expressions les plus simples de l'écart quadratique moyen  $u^2$  d'un vortex 2D par rapport à sa position d'équilibre, et donc de  $r_w^2$ , sont données par

$$u^2 \sim \lambda_{ab}^2 \frac{k_B T}{\varepsilon_0 D} \quad \text{dans le cas du couplage électromagnétique,} \quad (4.18)$$

$$u^2 \sim \lambda_J^2 \frac{k_B T}{\varepsilon_0 D} \quad \text{dans le cas du couplage Josephson.} \quad (4.19)$$

Cependant, ces expressions sont indépendantes du champ magnétique, au contraire des résultats expérimentaux de la Fig. 4.20 où  $r_w$  augmente avec le champ magnétique. Il semble donc nécessaire de recourir à une expression plus élaborée de  $u^2$  [62],

$$u^2 \approx \int_{BZ} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{k_B T}{c_{66} k_{\parallel}^2 + c_{44}(\mathbf{k}) Q_z^2}, \quad (4.20)$$

faisant intervenir le coefficient de cisaillement  $c_{66}$ , donné par [62]

$$c_{66} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{6}} \frac{\lambda_{ab}}{a_0} \frac{\varepsilon_0}{\lambda_{ab}^2} e^{-a_0/\lambda_{ab}}, & \lambda_{ab} < a_0, \\ \frac{\varepsilon_0}{4a_0^2}, & a_0 < \lambda_{ab}, \end{cases} \quad (4.21)$$

et le coefficient élastique d'inclinaison dispersif  $c_{44}(\mathbf{k})$  (Eq. 4.25), qui introduisent une dépendance en champ.  $\mathbf{k} = (k_{\parallel}, Q_z)$  est le vecteur d'onde de la déformation considérée,  $k_{\parallel}$  désignant la composante pour les déplacements parallèles au plan  $ab$ ,  $Q_z$  pour ceux parallèles à l'axe  $c$ . L'intégration sur  $\mathbf{k}$  se fait sur la première zone de Brillouin (BZ) de rayon moyen  $K_0 = \sqrt{4\pi}/a_0$ , *i.e.*  $0 \leq k_{\parallel} \leq K_0$  et  $0 \leq Q_z \leq \pi/D$ . Néanmoins, la variation en champ ainsi introduite par  $c_{66}$  va à l'encontre des observations, puisqu'elle conduit à des lignes de flux plus rigides, et donc à une diminution de  $u \sim r_w$  quand  $B$  augmente, alors que l'expérience montre une augmentation de  $r_w$  avec  $B$ .

Pour expliquer le comportement en champ et en température de  $r_w$ , on ne prendra donc en compte que  $c_{44}$ , d'autant plus que l'on se trouve dans le régime de vortex isolé ( $\lambda_{ab} < a_0$ ) et donc que  $c_{66}$  est négligeable. L'énergie élastique moyenne  $U_{el}$  associée au déplacement moyen  $u$  d'un vortex 2D d'une ligne de flux, soumis aux fluctuations thermiques, s'écrit

$$U_{el} = c_{44}(\mathbf{k}) a_0^2 \frac{u^2}{D}, \quad (4.22)$$

dans le cas où l'on néglige l'énergie de cisaillement. Afin d'obtenir une estimation de l'écart thermique moyen  $u$ , on utilise le théorème d'équipartition de l'énergie qui conduit à :

$$U_{el} = k_B T. \quad (4.23)$$

De ces deux relations, en supposant que  $r_w^2 = \alpha u^2$ , on obtient :

$$r_w^2 = \alpha \frac{Dk_B T}{a_0^2 c_{44}(\mathbf{k})}. \quad (4.24)$$

L'expression du coefficient élastique d'inclinaison  $c_{44}(\mathbf{k})$  du réseau de vortex,

$$c_{44}(\mathbf{k}) \approx \underbrace{\frac{B^2/\mu_0}{1 + \lambda_c^2 k_{\parallel}^2 + \lambda_{ab}^2 Q_z^2}}_{\text{Terme non local}} + \underbrace{\frac{\varepsilon_0}{2\gamma^2 a_0^2} \ln \left[ \frac{k_{max}^2}{K_0^2 + (Q_z/\gamma)^2} \right]}_{\text{Terme Josephson}} + \underbrace{\frac{\varepsilon_0}{2\lambda_{ab}^2 Q_z^2 a_0^2} \ln \left( 1 + \frac{a_0^2}{21.3 r_w^2} \right)}_{\text{Terme magnétique}}, \quad (4.25)$$

a été calculée par Koshelev et Vinokur (KV) [165], et Goldin et Horovitz (GH) [166]. Elle comprend trois termes, qui représentent respectivement la contribution non locale collective de l'ensemble du réseau de vortex (*Terme non local* dans l'éq. 4.25), la contribution due au couplage Josephson interplan (*Terme Josephson* dans l'éq. 4.25) et la contribution provenant des interactions électromagnétiques, de type dipôle magnétique - dipôle magnétique, entre vortex 2D de couches différentes (*Terme magnétique* dans l'éq. 4.25). On s'intéressera plus particulièrement au terme Josephson où intervient, dans la correction logarithmique à la dépendance en température, le vecteur d'onde de coupure  $k_{max} = \pi/r_{min}$  déterminé par la plus petite déformation transverse  $r_{min}$  que l'on puisse résoudre. Elle correspond à la taille effective du coeur de vortex qui serait, en l'absence de fluctuations thermiques, la longueur de cohérence parallèle au plan  $ab$ ,  $\xi_{ab}$ . Cependant, les fluctuations thermiques engendrent des déplacements relatifs des vortex 2D les uns par rapport aux autres, et la taille effective du coeur de vortex est alors donnée par  $r_{min} = r_w$  [63]. Ainsi, on a  $k_{max} = \pi/r_w$ , conformément aux résultats proposés par KV et GH [165, 166].

On évalue l'énergie élastique  $U_{el}$ , qui conduit à la relation 4.24, pour des fluctuations thermiques produisant des déformations de dimensions caractéristiques longitudinale  $L_l \approx \sup\{2a_0/\gamma, D\}$  [55, 165] ( $L_l$  admet la distance intercouche  $D$  comme borne inférieure) et transverse  $L_t \approx 2u$  (Fig. 4.23). Les composantes du vecteur d'onde typique de ces déformations intervenant dans  $c_{44}(\mathbf{k})$  valent donc  $k_{\parallel} \approx 2\pi/L_l \approx \pi/u$  et  $Q_z \approx \pi/L_l \approx \pi\gamma/2a_0 < 2\pi/D$ , la dernière inégalité étant vérifiée pour nos données expérimentales. Posant  $x = a_0/r_w$ , on obtient une relation autoconsistante (formule implicite) pour  $r_w$  :

$$r_w^2 \approx \alpha D^2 \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \left[ \frac{4}{\pi \left( \alpha x^2 + \frac{1}{4} \right)} + \frac{1}{2} \ln (0.66 x^2) + \frac{2}{\pi^2} \left( \frac{a_0}{\lambda_{ab}} \right)^2 \ln \left( 1 + \frac{x^2}{21.3} \right) \right]^{-1}. \quad (4.26)$$

Tous les paramètres intervenant dans cette équation,  $\varepsilon_0(T)/\gamma^2(T) = \Phi_0^2/4\pi\mu_0\lambda_c^2$  et  $\lambda_{ab}$  en particulier, sont connus de façon expérimentale, de sorte que l'on peut comparer le résultat du calcul de  $r_w$  à l'aide de l'équation 4.26 aux  $r_w$  expérimentaux. Bien que l'on ait

considéré qu'un seul type de déformation de vecteur d'onde  $\mathbf{k} = (k_{\parallel} = \pi/u, Q_z = \pi\gamma/2a_0)$  dans le calcul de  $U_{\text{el}}$ , sans intégrer sur les autres vecteurs d'onde possibles, le résultat 4.26 obtenu est similaire à la relation (40) de la référence [166] (Eq. 4.27 avec  $e = 2.71828\dots$ ), justifiant *a posteriori* l'approche choisie ici ;

$$r_w^2 \approx 4D^2 \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \left\{ \ln \left( \frac{\varepsilon_0 D}{k_B T} 4e \ln(4e) \right) \left[ 1 + O \left( \frac{\lambda_J^2}{a_0^2}, \frac{a_0^2}{\lambda_{ab}^2} \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (4.27)$$

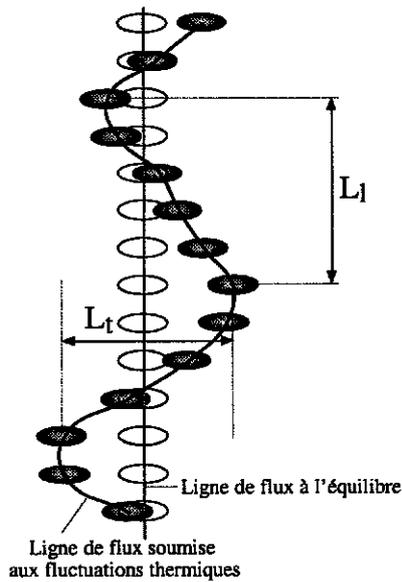


FIG. 4.23 - Illustration de la déformation d'une ligne de flux (disques pleins) du fait des fluctuations thermiques, par rapport à sa position d'équilibre (cercles). La taille typique de la déformation est caractérisée par les dimensions longitudinale  $L_l \approx 2a_0/\gamma$  et transverse  $L_t \approx 2u$ .

### 4.5.2 Confrontation théorie - expérience

Pour chaque champ magnétique comptant au moins deux points de mesure dans le solide de vortex, la figure 4.24 représente l'ajustement réalisé à l'aide de l'équation 4.26, ainsi que les limites de début ( $T_{TPO,d}$ ) et de fin ( $T_{TPO,f}$ ) de la TPO déterminées, grâce à la MOD, par l'apparition du liquide de vortex, respectivement aux points  $A_1$  et  $A_3$  (voir fig. 4.14). Pour un point de mesure à la température  $t_{mes}$ , on calcule  $r_w$  par l'équation 4.26 en utilisant les valeurs expérimentales de  $\lambda_c(t)$  et  $\lambda_{ab}(t)$  interpolées à  $t_{mes}$  à l'aide de, respectivement, l'ajustement phénoménologique décrit par la relation 4.7, et la formule de Ginzburg-Landau 4.9. La valeur expérimentale de  $r_w$  obtenue à cette température est aussi passée en paramètre, ainsi que le champ magnétique de mesure. Le seul paramètre variable  $\alpha$  est choisi de sorte que les points situés dans la région du diagramme de phase où subsiste une partie solide de vortex (*i.e.* pour  $T < T_{TPO,f}$ ) soient ajustés au mieux. Pour les trois champs les plus faibles ( $B \leq 7.5$  G), les trois termes constitutifs de  $c_{44}$  sont pris en compte, ce qui donne un ajustement paramétré par  $\alpha_3$ . Aux champs supérieurs ( $B \geq 9.9$  G), l'ajustement est réalisé soit avec les trois termes de  $c_{44}$  (paramètre  $\alpha_3$ ), soit avec seulement deux termes, à savoir le terme Josephson et le terme magnétique, en négligeant le terme non local (paramètre  $\alpha_2$ ); les indices  $i$  de  $\alpha_i$  correspondent au nombre de termes de  $c_{44}$  utilisés.

On constate que pour les quatre champs  $B = 2.9$  G,  $5.4$  G,  $7.5$  G et  $9.9$  G, les résultats expérimentaux sont très bien ajustés dans le solide de vortex en tenant compte des trois termes de  $c_{44}$ , avec un coefficient  $\alpha$  ( $\equiv \alpha_3$ ) compris entre 0.67 et 0.95. A champs plus élevés, c'est-à-dire pour  $B = 15.3$  G,  $22.4$  G,  $27.5$  G et  $32.6$  G, l'ajustement réalisé avec tous les termes de  $c_{44}$  est de moins en moins bon. Cependant, si le terme non local est omis, on obtient un très bon accord entre théorie et expérience dans cette plage de champ en choisissant  $\alpha$  ( $\equiv \alpha_2$ ) compris entre 0.35 et 0.49 (Fig. 4.24). Ainsi, les excursions relatives des vortex, et donc  $r_w$ , se comportent comme si le terme Josephson de  $c_{44}$  était toujours dominant, et la relation 4.26 explique alors bien la dépendance en température et en champ magnétique de  $r_w$  dans le solide de vortex.

Concernant les pseudo-valeurs expérimentales de  $r_w$  obtenues dans la phase liquide de vortex, on peut noter qu'elles sont systématiquement supérieures à celles données par l'ajustement 4.26 où les trois termes de  $c_{44}$  sont pris en compte, et que l'écart entre ces valeurs va croissant au fur et à mesure que l'on va plus loin dans la phase liquide de vortex, c'est-à-dire que la température augmente (voir par exemple les points au delà de la TPO dans le graphique pour  $B = 32.6$  G de la figure 4.24). Cette observation est en accord avec le fait que le  $r_w$  réel diverge dans le liquide de vortex.

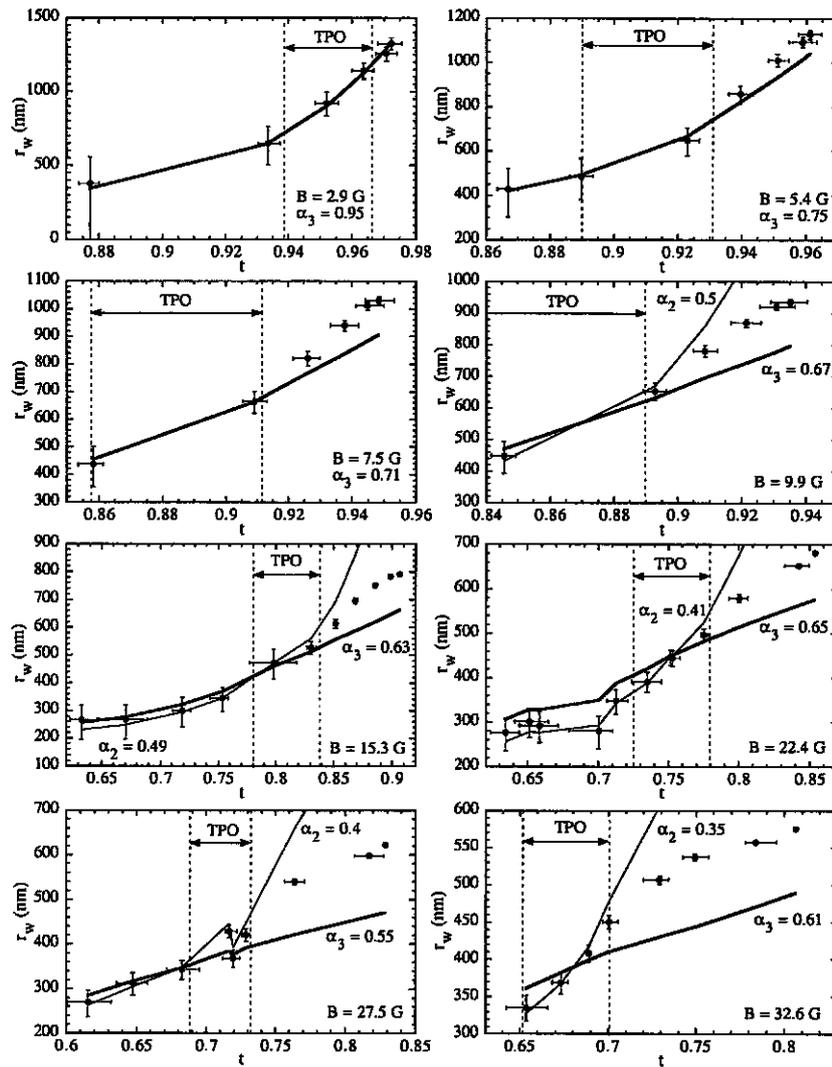


FIG. 4.24 – Ajustement des  $r_w$  expérimentaux ( $\bullet$ ) à l'aide de l'équation autoconsistante 4.26 pour huit des champs magnétiques étudiés. L'ajustement est réalisé en prenant en compte les trois termes de  $c_{44}$  (ligne en gras, paramètre  $\alpha_3$ ), ou seulement deux d'entre eux, à savoir les termes Josephson et magnétique, en négligeant le terme non local (ligne simple, paramètre  $\alpha_2$ ). Dans chaque cas, le paramètre  $\alpha_n$  ( $\equiv \alpha$  de l'éq. 4.26, l'indice  $n$  est le nombre de termes pris en compte dans  $c_{44}$ ) est choisi de façon à ajuster au mieux les points situés en dehors du liquide de vortex (vérifiant donc  $T < T_{TPO,f}$ ). Les limites de la TPO, déterminées par MOD, sont indiquées par les lignes verticales en pointillés. On constate que, dans le liquide de vortex, les pseudo- $r_w$  expérimentaux sont systématiquement supérieurs à ceux obtenus par la relation 4.26 complète (où les trois termes de  $c_{44}$  sont utilisés), et l'écart entre ces valeurs augmente avec la température. Cela illustre bien le fait que les  $r_w$  réels divergent dans le liquide de vortex.

Une analyse détaillée des poids relatifs de chacun des termes de  $c_{44}$  permet de mieux comprendre le rôle de chacun d'entre eux. Utilisant les valeurs expérimentales de  $r_w$  et  $\lambda_{ab}$ , ainsi que les valeurs de  $\alpha_3$  obtenues précédemment, l'évolution en température du poids relatif (en %) de chacun de ces termes par rapport à la somme des trois, pour les différents champs magnétiques utilisés, est représentée sur la figure 4.25. Hormis pour le point le plus au coeur du solide de vortex pour  $B = 2.9$  G, on constate que le terme Josephson (ou terme de tension de ligne) domine les deux autres contributions, non locale et magnétique, jusqu'à la fin de la TPO, tout en diminuant lorsque la température augmente. Néanmoins, le poids relatif du terme non local augmente avec la température, jusqu'à dépasser et dominer celui de la contribution Josephson à la fin de la TPO, pour les champs  $B \geq 22.4$  G.

Or d'après les résultats des ajustements, il semble bien que les  $r_w$  expérimentaux évoluent comme si le terme Josephson dominait toujours la réponse des vortex dans le solide de vortex à tous les champs magnétiques, d'où l'omission du terme non local quand celui-ci représente une trop grande contribution à  $c_{44}$  (typiquement plus de 30 %) pour les champs  $B > 15.3$  G. Si l'essentiel de la dépendance en température de  $r_w(T)$  est donné par le préfacteur  $\gamma^2 T / \varepsilon_0$  dans l'équation 4.26 (ligne grisée dans la fig. 4.20), le comportement de  $r_w$  dans le solide de vortex est très bien décrit par la correction logarithmique au terme Josephson,  $\ln[k_{max}^2 / (K_0^2 + Q_z^2 / \gamma^2)]$ , dans laquelle  $k_{max} = \pi / r_w$ . L'interprétation physique de cette correction, avec ce choix de vecteur d'onde, est la suivante: c'est l'amolissement du (terme de) couplage Josephson par les fluctuations thermiques (symbolisées par  $k_{max} \propto 1/r_w$ ) qui est à l'origine de ce comportement de  $r_w$ . On voit effectivement sur la figure 4.25 que le poids du terme Josephson dans  $c_{44}$  s'effondre à la TPO. La dépendance en champ magnétique provient du vecteur d'onde  $K_0$  délimitant la zone de Brillouin, et du vecteur d'onde  $Q_z$ .

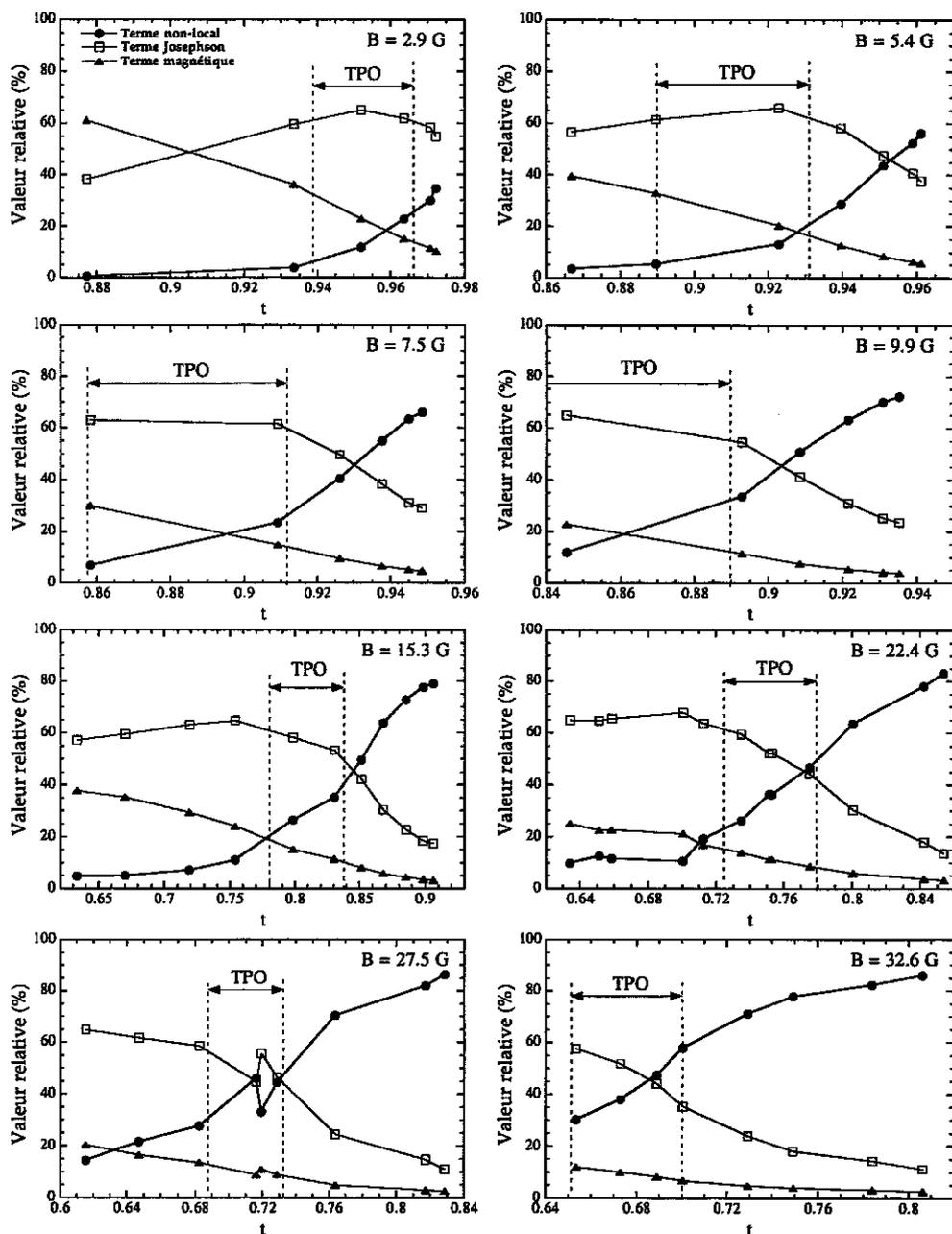


FIG. 4.25 – Evolution du poids relatif (en %) des termes non local, Josephson et magnétique de  $c_{44}$ , en fonction de la température réduite, pour les différents champs magnétiques utilisés. Les limites de la TPO, déterminées par MOD, sont indiquées par les lignes verticales en pointillés.

### 4.5.3 Origine possible de la transition du premier ordre

#### 4.5.3.1 L'amolissement du couplage Josephson comme "moteur" de la TPO

Plusieurs auteurs ont calculé théoriquement la position et la forme de la ligne de TPO dans le diagramme de phase  $(B, T)$  de supraconducteurs lamellaires [62, 65, 167]. Le plus souvent, seul le couplage électromagnétique intervient dans ces calculs, car il est très difficile de rendre compte du couplage Josephson. Cette approche est valable à basse température et à très faible champ magnétique, où le couplage électromagnétique domine effectivement la physique de la matière de vortex. Cependant, à l'approche de  $T_c$ , le couplage Josephson domine toujours [62, 65] comme le montrent les résultats précédents. L'expression théorique de la ligne de TPO rend alors moins bien compte des observations expérimentales, comme le soulignent Dodgson *et al.* [65]. De plus, en ce qui concerne les contributions des différents types de déformations à l'énergie élastique, il est clair qu'à bas champ,  $B \ll B_J = \Phi_0/\gamma^2 D^2$ , le terme Josephson domine les autres contributions, comme le montrent nos résultats pour  $B < 10$  G et les conclusions de GH [166]. A plus forts champs  $B \approx B_J$ , on s'attend à ce que la contribution non locale de  $c_{44}$  devienne aussi importante que celle de la tension de ligne. Cependant, les modes de flexion non locaux, de compression (caractérisés par le module élastique de compression  $c_{11}$ ) aussi bien que les modes de cisaillement (caractérisés par le module élastique de cisaillement  $c_{66}$ , par ailleurs négligeable), conduiraient à une diminution de  $r_w$  en fonction du champ magnétique. Cela est incompatible avec les résultats expérimentaux qui montrent une augmentation de  $r_w$  avec le champ magnétique. Ainsi, seule la réduction du couplage Josephson du fait des fluctuations thermiques permet d'expliquer les résultats observés. De fait, comme le couplage dipolaire électromagnétique (terme magnétique dans  $c_{44}$ ) est toujours petit devant le terme de couplage Josephson, comme le montrent les comparaisons des trois contributions à  $c_{44}$  sur la figure 4.25, le scénario d'une "évaporation" de ligne [65], tout comme l'hypothèse d'une fusion de type Kosterlitz-Thouless, sont exclues pour expliquer la TPO.

L'affaiblissement du couplage Josephson induit par les fluctuations thermiques des vortex 2D d'une ligne de flux, pour de grands vecteurs d'onde de ces déformations, conduit à la TPO [168]. Il s'agit donc là d'un scénario de découplage pour expliquer la TPO. Néanmoins, à la différence de Glazman et Koshelev [63], on considère que ce n'est pas *tout* le module élastique de flexion  $c_{44}$  qui s'annule à la TPO, mais uniquement la contribution due au couplage Josephson. Cela revient à annuler le logarithme en écrivant

$$r_w^2 = 0.66a_0^2. \quad (4.28)$$

Il est alors possible de dériver une expression pour la position de la ligne de TPO dans le diagramme  $(B, T)$ . Comme  $B = \Phi_0/a_0^2$ , et en injectant l'expression 4.26 de  $r_w^2$ , avec

$x = a_0^2/r_w^2 = 1/0.66$ , dans la relation 4.28, on obtient

$$B_{TPO}(T) = \frac{0.48}{\alpha} \frac{\Phi_0^3}{4\pi\mu_0 D k_B T \lambda_c^2}. \quad (4.29)$$

Utilisant cette relation avec  $\alpha = 0.8$ , on obtient un ajustement de la ligne de TPO qui donne une dépendance en température similaire à celle des données expérimentales (MOD ou pic paramagnétique) dans l'intervalle  $42 \text{ K} < T < 66 \text{ K}$ , c'est-à-dire dans la majeure partie du diagramme de phase où le second pic ne se manifeste pas (Fig. 4.26). Cependant, les valeurs de  $B_{TPO}(T)$  prédites avec ce modèle excèdent d'environ 9 G celles mesurées expérimentalement.

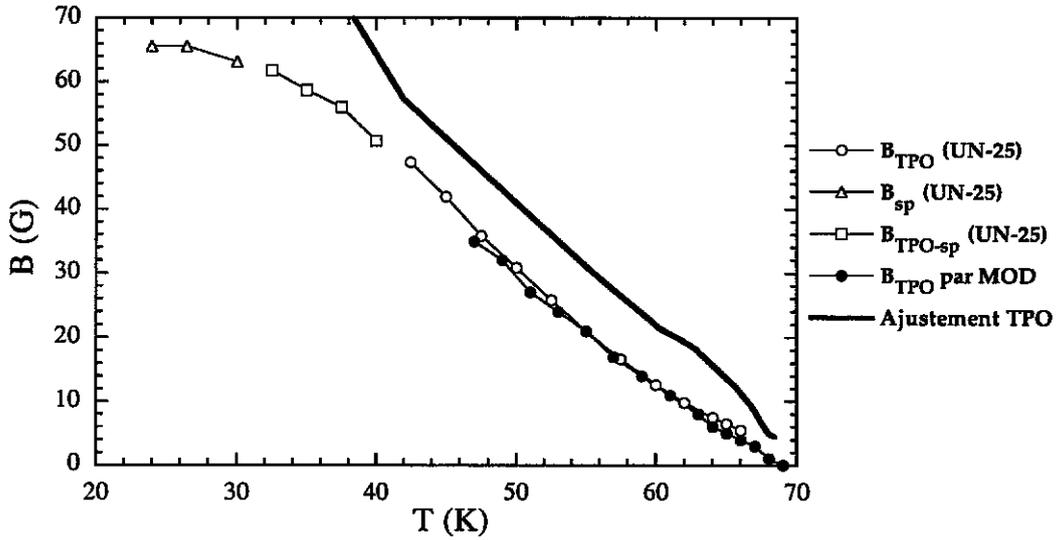


FIG. 4.26 – Diagramme de phase  $(B,T)$  des échantillons étudiés, avec l'ajustement de la ligne de TPO donné par l'équation 4.29. Si la dépendance en température du modèle correspond à celle donnée par l'expérience pour  $42 \text{ K} < T < 66 \text{ K}$ , on surévalue toutefois le champ de transition  $B_{TPO}$  d'environ 9 G.

On peut noter que la relation 4.29 est similaire à l'équation de la ligne de découplage  $B_D(T)$  de la référence [169],

$$B_D(T) \simeq \frac{\alpha_D \Phi_0^3}{4\pi\mu_0 D k_B T \gamma^2 \lambda_{ab}^2(0)} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^p \right], \quad (4.30)$$

où  $\alpha_D \approx 0.1$  est un paramètre universel,  $p = 2$  et  $\gamma$  est un paramètre. On trouve également une relation similaire pour  $B_D(T)$  dans la référence [64].

#### 4.5.3.2 Résultat concordant: la matière de vortex "poreuse"

L'irradiation aux ions lourds de BSCCO forme des défauts colonnaires isolants (DC) dans le matériau (le rendant localement amorphe) qui constituent des pièges pour les lignes de flux (voir chapitre suivant). Celles-ci auront tendance à se localiser préférentiellement sur les traces laissées par les ions dans le matériau, du moment que ces traces sont suffisamment nombreuses. Dans le cas contraire où le nombre de vortex excède celui des DC, ces derniers forment une "matrice" rigide occupée par des lignes de flux piégées, tandis que les vortex supplémentaires, non piégés, vont former des nanocrystallites de matière de vortex dans les "pores" de la matrice, constitués des régions du matériau non endommagées par l'irradiation et entourés de DC, donnant naissance à une matière de vortex "poreuse". Celle-ci a été réalisée et étudiée de façon expérimentale à l'Institut des Sciences Weizmann [170, 171], en irradiant des échantillons de BSCCO à très faibles doses  $B_\Phi = 5, 10, 20$  et  $50$  G, où  $B_\Phi = \Phi_0/d_{DC}^2$  ( $d_{DC}$  est la distance moyenne entre DC) est le champ magnétique équivalent pour lequel les nombres de DC et de vortex sont égaux. Le point important est que la TPO a été observée dans cette matière poreuse où les vortex n'ont pas d'ordre translationnel à grande distance (alors que le solide de vortex conventionnel est ordonné). Cela signifie que l'ordre du réseau de vortex (en absence de piégeage) n'influence pas la présence de la TPO qui est déterminée par le comportement individuel de chaque ligne de vortex plutôt que par leur comportement collectif. Cette conclusion corrobore le résultat obtenu ci-dessus, suivant lequel c'est l'amolissement du couplage Josephson, concernant chaque ligne de vortex individuelle de façon indépendante les unes des autres, qui conduit à la TPO.

#### 4.5.4 Généralisation à des composés moins anisotropes

Le matériau utilisé ici est très anisotrope ( $\gamma \approx 600$ ) et on peut se demander si cela ne limite pas la portée du résultat décrit. En fait, la seule restriction est que les résultats obtenus s'appliquent uniquement aux matériaux supraconducteurs **lamellaires** naturels (super-réseaux artificiels exclus) et **moins anisotropes** que celui étudié dans ce travail. En effet, l'énergie de déformation élastique et les déplacements thermiques des vortex, dépendent uniquement des paramètres adimensionnels  $\varepsilon_0 D/k_B T$  ( $= \Phi_0^2 D/[4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2 k_B T]$ ) et  $B/B_J$  ( $= B\gamma^2 D^2/\Phi_0$ ) [172]. Utiliser des matériaux moins anisotropes que BSCCO très sous-dopé conduirait seulement à une modification des valeurs numériques, sans pour autant changer les valeurs relatives des différentes contributions. D'ailleurs, le diagramme de phase des échantillons étudiés (Fig. 4.15) est équivalent à celui d'autres composés anisotropes, la seule différence résidant dans les valeurs numériques de  $B_{TPO}$  et  $B_{sp}$ , plus faibles que pour BSCCO moins sous-dopés. Néanmoins, le mécanisme proposé ici pour la TPO, entendue dans son acception large incluant le phénomène responsable du second pic, n'est certainement plus valable pour  $B \gg B_J$  (ce qui n'est pas le cas dans nos

expériences), où le comportement du réseau de vortex deviendrait plus bidimensionnel.

## 4.6 Conclusion

La technique de résonance de plasma Josephson appliquée à des échantillons de BSCCO très sous-dopés, a été utilisée pour mesurer directement la longueur de pénétration de London  $\lambda_c(T)$  et les déplacements des vortex, dus aux fluctuations thermiques, dans la phase solide de vortex. Des mesures annexes de la longueur de pénétration de London  $\lambda_{ab}(T)$ , réalisées à l'aide d'un SQUID, ont permis d'obtenir le rapport d'anisotropie expérimental  $\gamma(T)$  pour ces échantillons. Les déplacements thermiques des vortex sont caractérisés par la longueur d'excursion relative moyenne  $r_w$ , qui correspond à l'écart relatif quadratique moyen entre deux vortex bidimensionnels situés dans deux couches successives et appartenant à la même ligne de flux. A l'aide de la relation 4.14, les mesures JPR ont permis d'obtenir  $r_w$  à différents champs magnétiques  $2.9 \text{ G} \leq \mu_0 H_a \leq 32.6 \text{ G}$ . Les dépendances en température et en champ magnétique des valeurs de  $r_w$ , obtenues dans le solide de vortex, sont bien décrites par un modèle où l'énergie élastique d'une ligne de flux est dominée par le terme de tension de ligne, ou terme de couplage Josephson, du module élastique d'inclinaison  $c_{44}$ . De plus, ce résultat suggère que les fluctuations thermiques provoquent l'amolissement du couplage Josephson pour des modes de déformations de courtes longueurs d'onde, ce qui serait à l'origine de la transition de phase du premier ordre de la matière de vortex.



## Chapitre 5

# Fluctuations thermiques des vortex en présence de défauts colonnaires

### 5.1 Introduction

L'introduction de désordre cristallin contrôlé par irradiation aux ions lourds dans des supraconducteurs à haute température critique comme  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [173, 174, 175] ou  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO) [176], permet d'agir directement sur les propriétés de la matière de vortex en piégeant les vortex. Ce piégeage se manifeste par exemple par une forte augmentation de la région d'irréversibilité dans le diagramme  $(B, T)$  des supraconducteurs irradiés. Le passage d'un ion lourd de haute énergie ( $\sim \text{GeV}$ ) dans le matériau crée une trace amorphe isolante appelée défaut colonnaire (DC), qui constitue un centre de piégeage pour les vortex. On admet généralement qu'un tel désordre corrélé suivant la direction d'irradiation (dans ce cas, le potentiel d'ancrage ne dépend pas de la position le long de la trace), introduit par irradiation du matériau, donne naissance à une nouvelle phase de la matière de vortex, le verre de Bose, proposée par Nelson et Vinokur (NV) [18, 177, 178]. En exploitant l'analogie entre les vortex soumis au potentiel d'ancrage des DC et un système de bosons interagissant à deux dimensions sur un substrat désordonné, ils ont montré l'intérêt de cet état : il correspond à la réalisation d'un système où l'on peut calculer exactement les moyennes thermodynamiques de grandeurs telles que les excursions des vortex. Cette analogie est *a priori* valable dans le cas où les vortex 3D sont bien définis, c'est-à-dire quand ils forment des lignes de flux individuelles.

Dans le cas de BSCCO, la structure très anisotrope du matériau peut modifier les prévisions de la théorie de NV, puisqu'un vortex est alors considéré comme un empilement de vortex 2D [32] qui peuvent être découplés d'une couche à l'autre [63, 64], faisant perdre leur individualité aux lignes de flux. Cependant, à bas champ  $B < B_J$ , où  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$  ( $\lambda_J = \gamma D$  est la longueur Josephson) représente le champ en deçà duquel les interactions

interplans entre vortex 2D (comportement 3D) dominant les interactions coplanaires (comportement 2D); les chaînes de vortex 2D le long de l'axe  $c$  se comportent comme des lignes de flux distinctes. Ainsi, on observe, en présence de défauts colonnaires, un système de vortex ayant les caractéristiques du verre de Bose. La dynamique des vortex, par exemple, correspond bien aux prévisions du modèle du verre de Bose [179, 180, 181]. En effet, en exploitant des mesures locales de la relaxation de l'induction magnétique, il a été montré que, à basse température, les caractéristiques courant - tension  $I(V)$  sous champ magnétique de monocristaux de BSCCO irradiés aux ions lourds obéissent à la loi prévue par NV,

$$\mathcal{E} \propto \exp \left[ -\frac{U}{k_B T} \left( \frac{j_c}{j} \right)^\mu \right], \quad (5.1)$$

avec  $\mu \approx 1$  ou  $\mu \approx 1/3$  [179, 181]. Dans la relation 5.1,  $\mathcal{E}$  désigne le champ électrique,  $U = U_0 f(T)$  l'énergie caractéristique de piégeage des vortex par les DC,  $j_c$  la densité de courant critique et  $j$  la densité de courant appliquée. L'argument  $U j_c^\mu$  dans cette expression donne des informations sur l'énergie de liaison des vortex aux DC. Il s'avère que dans BSCCO, à faible champ,  $U(T) \sim \exp(-T/T^*)$  comme prévu par la théorie [18, 177, 178].  $T^* \approx b_0 (U_0 \varepsilon_1)^{1/2} \propto (1-t)$  est une échelle typique d'énergie ( $b_0 = \max[c_0, \sqrt{2} \xi_{ab}]$  est le rayon effectif d'un DC, où  $c_0$  est le rayon typique d'un DC et  $\xi_{ab}$  la longueur de cohérence suivant les plans  $ab$ ;  $\varepsilon_1 = (\varepsilon_0/\gamma^2) \ln \kappa$  est la tension de ligne, avec  $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/(4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2)$  et  $\kappa = \lambda_{ab}/\xi_{ab}$ ). La forme exponentielle de  $U(T)$  témoigne de grandes excursions thermiques des vortex autour des traces sur lesquelles ils se trouvent piégés. On peut donc, en utilisant la résonance de plasma Josephson (JPR), tenter de vérifier si les vortex effectuent réellement de telles excursions en présence de DC.

Dans ce chapitre, on présente des mesures, réalisées à l'aide de la JPR, des excursions thermiques relatives moyennes  $r_w$  des vortex en présence de désordre corrélé introduit par irradiation aux ions lourds. Le but est de confronter aux résultats expérimentaux les prévisions théoriques de NV concernant les excursions des vortex, et de vérifier ou non la dispersion possible des vortex 2D appartenant à une même ligne de flux sur plusieurs DC dans le cas où  $B$  est très inférieur au champ équivalent de dose,  $B_\phi = n_\phi \Phi_0$  [182] ( $B_\phi$  et  $n_\phi$  sont définis dans le paragraphe suivant). Les échantillons de BSCCO étudiés ont été irradiés dans deux géométries différentes, les DC étant soit parallèles à l'axe  $c$  (échantillon irradié droit), soit distribués dans un secteur angulaire de 15 degrés autour de l'axe  $c$  (échantillon irradié "splay"). Il s'avèrera que, dans les conditions de proportion relative des vortex et des DC réalisées expérimentalement, c'est-à-dire avec  $B \ll B_\phi$ , on n'observe pas de différence fondamentale dans le comportement en température et en champ magnétique de  $r_w$  par rapport à celui mis en évidence sur les échantillons non irradiés étudiés au chapitre précédent.

## 5.2 Effets de l'irradiation aux ions lourds sur BSCCO

### 5.2.1 Principe de l'irradiation et caractéristiques des échantillons

L'irradiation des échantillons de BSCCO a été réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), à Caen (France). Le principe de l'irradiation est le suivant : des ions plomb émis par une source sont injectés dans un cyclotron à secteurs séparés où ils sont accélérés. Ils passent ensuite à travers une feuille de carbone très mince (feuille "d'épluchage") qui permet d'augmenter leur charge ( $\text{Pb}^{56+}$ ), avant d'être injectés dans un nouveau cyclotron qui va les accélérer pour qu'ils atteignent une énergie cinétique de l'ordre de 5.8 GeV. Celle-ci fixe à 50  $\mu\text{m}$  l'épaisseur maximale des échantillons pouvant être utilisés, afin que les ions aient une énergie suffisante pour les traverser en créant un défaut homogène suivant leur épaisseur. A la sortie du second cyclotron, le faisceau d'ions est dirigé vers la cible sur laquelle sont fixés les échantillons de BSCCO à irradier, placés dans une enceinte à vide. Le flux d'ions est environ  $10^8 \text{ ions.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ , la fluence utilisée est  $n_\phi \approx 4.8 \times 10^{10} \text{ ions.cm}^{-2}$ . Pour assurer une exposition homogène de la cible, toute sa surface ( $2 \times 3 \text{ cm}^2$ ) est balayée par le faisceau d'ions de façon asynchrone, verticalement (1 kHz) et horizontalement (3 Hz) [183]. Le passage des ions dans le matériau provoque la formation de traces amorphes isolantes (les défauts colonnaires) pouvant être assimilées à des cylindres de rayon typique  $c_0 \approx 3.5 \text{ nm}$  où la supraconductivité est localement détruite. Chaque impact d'ions crée un DC ; la densité de DC peut être exprimée en champ équivalent de dose  $B_\phi$ ,  $B_\phi$  étant la valeur du champ magnétique qu'il faudrait appliquer pour qu'il y ait exactement autant de vortex que de DC. Ici,  $B_\phi = \Phi_0 n_\phi = 1 \text{ T}$ .

Les échantillons utilisés sont des monocristaux de BSCCO très sous-dopés, de caractéristiques avant irradiation similaires à celles des échantillons étudiés dans le chapitre précédent. Les irradiations sont effectuées à température ambiante. Deux configurations géométriques différentes ont été retenues pour la disposition des DC par rapport à la structure lamellaire des monocristaux. L'échantillon MW-111, de dimensions  $1.16 \times 0.66 \times 0.04 \text{ mm}^3$ , a été irradié de telle sorte que les DC soient parallèles à l'axe  $c$  (irradiation droite), et donc tous parallèles entre eux (Fig 5.1a et b). La distance moyenne entre DC est  $d_{DC} = 1/n_\phi^{1/2} = 45.6 \text{ nm}$ . L'échantillon MW-110, de dimensions  $0.98 \times 0.60 \times 0.04 \text{ mm}^3$ , était placé sur une plaque animée d'un mouvement de rotation suivant deux axes orthogonaux contenus dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau. L'amplitude de la rotation suivant chaque axe est de 30 degrés, et les rotations sont faites avec deux fréquences incommensurables, afin d'obtenir une distribution de DC inclinés entre 0 et 15 degrés par rapport à l'axe  $c$ , et ce dans toutes les directions de l'espace (Fig. 5.1c et d), ce qui correspond à une irradiation dispersive dans un angle solide  $\Omega \approx 0.21 \text{ stéradian}$  (irradiation "splay"). Comme l'échantillon est incliné par rapport au faisceau d'ions, la densité de traces est légèrement inférieure à  $B_\phi$ .

L'observation magnéto-optique (le lecteur se reportera au paragraphe 4.2.1 pour l'ex-

plication de la technique magnéto-optique) de l'échantillon MW-111 après irradiation est présentée dans la figure 5.2. Les trois images magnéto-optiques (Fig. 5.2*b, c* et *d*) montrent le très bon état de l'échantillon, qui ne contient qu'un défaut macroscopique visible dans un de ses coins. Les températures critiques de MW-110 et MW-111 irradiés valent  $T_c = 75.6 \pm 0.3$  K.

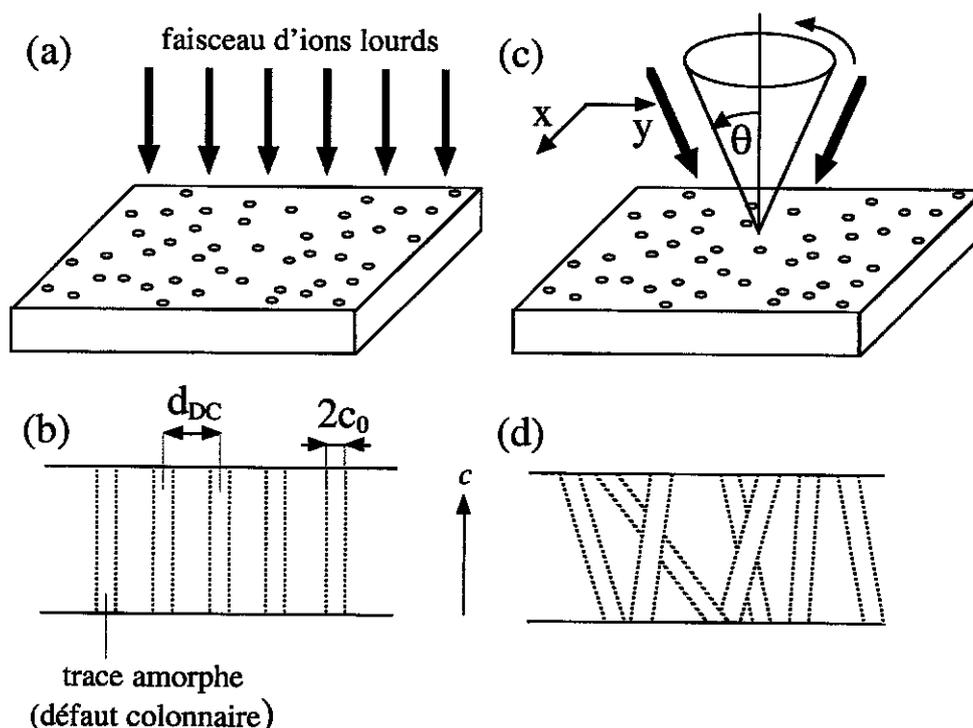


FIG. 5.1 – Illustration des deux géométries d'irradiation utilisées. L'irradiation droite pour MW-111 est illustrée en (a). Le faisceau d'ions (représenté par les flèches en gras) est parallèle à l'axe  $c$  de l'échantillon, tout comme les défauts colonnaires créés. Ceux-ci, de rayon  $c_0 \approx 3.5$  nm, sont espacés les uns des autres de la distance moyenne  $d_{DC}$ , comme indiqué en (b). L'irradiation dispersive représentée en (c) est réalisée en faisant osciller l'échantillon MW-110 suivant deux axes de rotation indépendants  $x$  et  $y$ . Les oscillations, d'amplitude 30 degrés, sont faites avec deux fréquences incommensurables suivant chaque axe (3 Hz et 10 Hz). Le plan  $xy$  est orthogonal à l'axe du faisceau d'ions. Le résultat (d) de cette irradiation est l'obtention d'un ensemble de DC dont les axes sont distribués dans un cône d'axe parallèle à l'axe  $c$ , et d'angle au sommet  $\theta = 15$  degrés (donc dans un angle solide  $\Omega \approx 0.21$  stéradian).

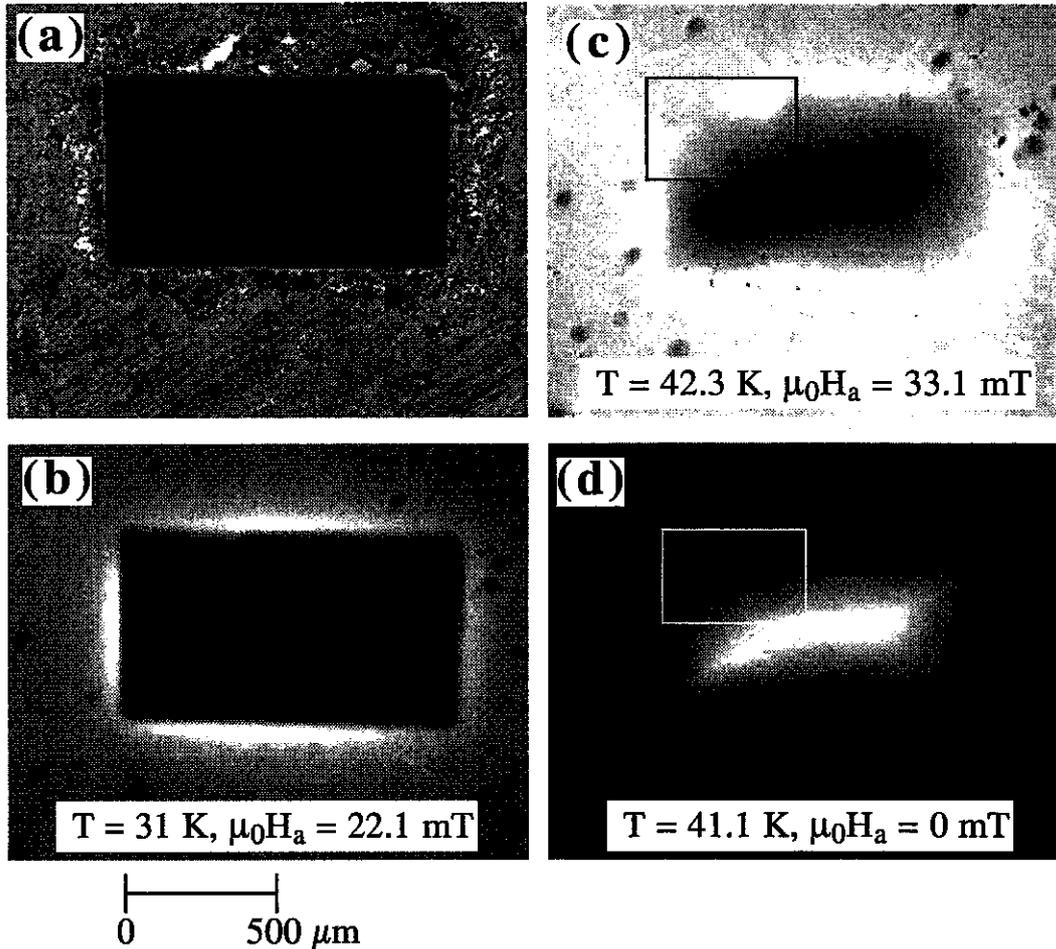


FIG. 5.2 – Échantillon MW-111 irradié. (a) : vue directe. (b) Image magnéto-optique (MO) à  $T = 31$  K avec un champ appliqué  $\mu_0 H_a = 22.1$  mT. Hormis dans le coin supérieur gauche où quelques inhomogénéités apparaissent, l'échantillon écrante parfaitement le flux magnétique après refroidissement en champ nul (ZFC). (c) : Image MO à  $T = 42.3$  K avec un champ appliqué  $\mu_0 H_a = 33.1$  mT. Le flux pénètre dans l'échantillon de façon homogène ; cette pénétration est plus rapide dans la partie encadrée. (d) : Image MO à  $T = 41.1$  K de la relaxation en champ nul, après avoir appliqué  $\mu_0 H_a = 33.1$  mT. L'inhomogénéité encadrée dans le coin supérieur gauche apparaît nettement. Le reste de l'échantillon est bien homogène.

## 5.2.2 Effets de l'irradiation sur le dopage en oxygène : modification des paramètres physiques du matériau

Le premier effet de l'irradiation aux ions lourds sur un supraconducteur est une modification de sa température critique  $T_c$ . Dans le cas de BSCCO très sous-dopé, l'irradiation

provoque une augmentation de  $T_c$ . A partir de la relation empirique

$$\frac{T_c}{T_c^{Max}} = 1 - 82.6(n_t - 0.16)^2, \quad (5.2)$$

entre la concentration en trous par atome de cuivre  $n_t$  dans le cristal et sa température critique  $T_c$  ( $T_c^{Max}$  est la valeur maximum de  $T_c$  au dopage optimal) [24], et comme avant irradiation  $n_t \approx 0.11 < 0.16$  pour les échantillons utilisés, on constate que l'augmentation de  $T_c$  est due à une augmentation de la concentration en trous. Celle-ci provient d'un auto-dopage en oxygène des plans  $\text{CuO}_2$ . En effet, lors de l'irradiation, des atomes d'oxygène sont expulsés hors des traces laissées par le passage des ions, et s'accumulent dans la matrice non irradiée autour des défauts colonnaires ainsi formés [23, 184]. Ce mécanisme de mouvement des atomes d'oxygène et d'auto-dopage, démontré comme étant le facteur dominant dans la modification de  $T_c$  observée dans des films minces de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n+1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+x}$  ( $n = 1, 2$ ) irradiés aux ions lourds [185], a été confirmé comme étant le responsable de l'augmentation de  $T_c$  dans BSCCO monocristallin, et donc dans MW-110 et MW-111 [23, 184]. De plus, les atomes d'oxygène expulsés diffusent avec le temps dans la matrice non irradiée, conduisant à une évolution de la température critique  $T_c$  avec la durée de stockage des échantillons à l'air libre [23, 184]. Pour être cohérentes entre elles, les diverses expériences de mesure ont donc été réalisées pendant une période de temps de l'ordre de quelques dizaines de jours tout au plus, l'évolution de  $T_c$  n'étant sensible qu'après plus de cent jours.

Le corollaire de l'augmentation de  $T_c$ , suite à l'irradiation, est une diminution de la longueur de pénétration de London  $\lambda_{ab}$  pour les courants parallèles au plan  $ab$ , conformément à la relation empirique de Uemura [186]

$$T_c \propto 1/\lambda_{ab}^2. \quad (5.3)$$

Utilisant les valeurs de  $T_c = 69.4$  K et de  $\lambda_{ab,London}(0) = 373.3$  nm mesurées sur l'échantillon non irradié MW-101, ainsi que la valeur  $T_c = 75.6$  K de MW-110 et MW-111 irradiés, on déduit  $\lambda_{ab,London}(0)$  pour ces deux échantillons grâce à la relation 5.3,

$$\lambda_{ab,London}^{MW-110}(0) = \lambda_{ab,London}^{MW-101}(0) \sqrt{\frac{T_c^{MW-101}}{T_c^{MW-110}}} = 357.7 \text{ nm}. \quad (5.4)$$

Les variations relatives de  $\lambda_{ab,L} \equiv \lambda_{ab,London}$  et de  $T_c$  entre MW-101 (non irradié) et MW-110 (irradié "splay") valent :

$$\Delta\lambda_{ab,L} = \left| \frac{\lambda_{ab,L}^{MW-110} - \lambda_{ab,L}^{MW-101}}{\lambda_{ab,L}^{MW-101}} \right| \approx 4 \% \text{ et } \Delta T_c = \left| \frac{T_c^{MW-110} - T_c^{MW-101}}{T_c^{MW-101}} \right| \approx 9 \%. \quad (5.5)$$

### 5.2.3 Effets de l'irradiation sur la matière de vortex

Dans tout ce qui suit, on suppose que les DC et le champ magnétique appliqué (et donc les lignes de flux) sont parallèles à l'axe  $c$  du supraconducteur BSCCO étudié.

#### 5.2.3.1 Les défauts colonnaires comme centres de piégeage

Dans le cadre de la description d'un vortex 3D comme empilement de vortex 2D localisés dans les plans  $\text{CuO}_2$ , l'énergie  $E_v$  d'un vortex 2D est la somme de son énergie de coeur  $E_{v,c}$  et de l'énergie électromagnétique  $E_{v,ém}$ ; elle s'écrit [176]:

$$E_v = E_{v,c} + E_{v,ém} = \frac{\mu_0}{2} H_c^2 \pi \xi_{ab}^2 D + \frac{\Phi_0^2 D}{4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2} \ln \frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}} = \frac{1}{4} \varepsilon_0 D + \varepsilon_0 D \ln \frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}}, \quad (5.6)$$

où  $H_c$  est le champ critique thermodynamique,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  H.m<sup>-1</sup>,  $D$  est la distance intercouche,  $\Phi_0$  le quantum de flux,  $\xi_{ab}$  la longueur de cohérence parallèle au plan  $ab$  et  $\varepsilon_0 = 2\pi\mu_0 H_c^2 \xi_{ab}^2 = \Phi_0^2 / 4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2$  l'énergie caractéristique d'un vortex par unité de longueur. L'énergie de coeur  $E_{v,c}$  représente le coût énergétique à payer pour faire passer dans l'état normal le coeur du vortex 2D, d'aire  $\pi\xi_{ab}^2$ .  $E_{v,ém}$  est la somme de l'énergie des supercourants circulant autour du coeur, et de celle du champ magnétique. L'énergie  $E_l$  d'un vortex 2D localisé sur un défaut colonnaire (plus précisément, sur l'intersection d'une trace amorphe avec le plan  $\text{CuO}_2$  contenant le vortex 2D étudié) de rayon  $c_0$  est modifiée de deux façons. D'une part, l'énergie de coeur change sensiblement. Comme le rayon de la zone amorphe d'un DC est comparable au rayon du coeur de vortex,  $\xi_{ab}(T)$ , une partie importante de ce coeur est occupée par la région amorphe du DC lorsque le vortex est piégé sur la trace. D'autre part, les supercourants sont plus faibles et doivent circuler autour d'un disque de rayon  $c_0$  correspondant à la taille du DC, au lieu d'un disque de rayon  $\xi_{ab}$  dans le cas d'un vortex "libre" (Fig. 5.3). L'énergie de piégeage  $E_p$  d'un vortex 2D localisé sur un DC de rayon  $c_0$  est donc la somme de l'énergie de piégeage du coeur,  $E_{p,c} = \frac{1}{4}\varepsilon_0 D [c_0^2 / (2\xi_{ab}^2)]$ , et de l'énergie de piégeage électromagnétique  $E_{p,ém} = \varepsilon_0 D \ln(c_0/\xi_{ab})$ , d'où

$$E_p = E_v - E_l = E_{p,c} + E_{p,ém} \approx \frac{1}{2} \varepsilon_0 D \ln \left( 1 + \frac{c_0^2}{2\xi_{ab}^2} \right). \quad (5.7)$$

Le dernier membre de droite de la relation 5.7 a été proposé par NV comme une expression de  $E_p$  qui fait l'interpolation entre la limite  $c_0 \ll \xi_{ab}$ , où l'énergie de piégeage de coeur domine, et la limite  $c_0 \gg \xi_{ab}$ , où l'énergie de piégeage électromagnétique l'emporte [178]. En présence de DC, il est donc énergétiquement plus favorable pour un vortex de se localiser sur les traces amorphes plutôt que dans les zones non irradiées de l'échantillon: les DC constituent des centres d'ancrage pour les vortex.

De fait, la force de piégeage engendrée par ces DC est très grande par rapport à celle qui existe dans le matériau non irradié. Cela se manifeste essentiellement par de grandes valeurs de la densité de courant critique  $j_c$  à partir desquelles les vortex sont mis en mouvement (et donc la propriété de supraconductivité est perdue), ainsi que par une forte augmentation du champ d'irréversibilité  $B_{irr}(T)$  (voir sous-section suivante), en dessous duquel une réponse magnétique irréversible du matériau apparaît (ouverture d'une boucle d'hystérésis) [179].

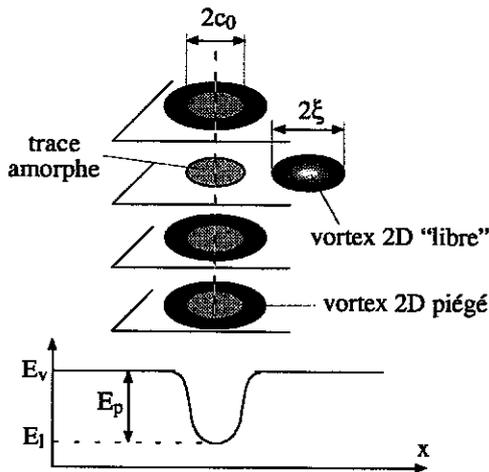


FIG. 5.3 – Illustration schématique du piégeage des vortex 2D par un défaut colonnaire (trace amorphe) créé par le passage d'un ion de haute énergie. Un vortex 2D "libre" en-dehors de la trace de l'ion a une énergie  $E_v$ , alors qu'un vortex 2D localisé sur la trace voit son énergie abaissée à la valeur  $E_l$ , situation plus favorable sur le plan énergétique : le vortex 2D est piégé, avec une énergie de piégeage  $E_p = E_v - E_l$ .

On notera aussi que les DC induisent une renormalisation de la longueur de pénétration  $\lambda_{ab}$ . En effet, les DC étant isolants, les supercourants d'écrantage des vortex, et donc les interactions intervortex associées à ces supercourants, sont plus faibles. Il est montré dans la référence [187] que des DC de rayon  $c_0$  introduits avec une densité superficielle  $n_d$  provoquent une renormalisation de  $\lambda_{ab}$  en  $\tilde{\lambda}_{ab}$  suivant

$$\frac{1}{\tilde{\lambda}_{ab}^2} = (1 - 2\pi c_0 n_d) \frac{1}{\lambda_{ab}^2}. \quad (5.8)$$

Dans le cas étudié ici où  $B_\phi = 1$  T, avec  $c_0 = 3.5$  nm, la correction apportée est de 2%, donc dans la barre d'erreur de détermination de  $\lambda_{ab}$  à partir des mesures d'aimantation, évaluée à 3% (voir chapitre précédent). Dans la suite, on ne tiendra pas compte de cette correction.

### 5.2.3.2 Détermination de la ligne d'irréversibilité

La technique de magnéto-optique différentielle (MOD) [155] a été utilisée pour déterminer la position de la ligne d'irréversibilité  $B_{irr}(T)$  dans les deux échantillons, MW-110 et MW-111 irradiés (voir le paragraphe 4.2.4 pour l'explication de la MOD). La figure 5.4

illustre le principe de détermination de la ligne d'irréversibilité (IRL) dans MW-111 à la température  $T = 68.5$  K, en fonction du champ magnétique appliqué  $H_a$ . Le protocole expérimental est identique à celui déjà mis en oeuvre pour observer la transition du premier ordre (TPO) sur MW-101, en particulier, la modulation du champ utilisée pour obtenir une image différentielle est  $\delta H_a = 0.05$  mT.

On peut détailler les observations de MOD. L'image 5.4a montre l'échantillon qui écranter presque complètement la modulation du champ  $\delta H_a$  (il apparaît en noir), reflétant l'état irréversible de "l'aimantation locale" dans MW-111 irradié à  $\mu_0 H_a = 1.0$  mT. Seul le coin inférieur droit (marqué par un contour rectangulaire blanc) ne manifeste aucun écrantage. Cela provient d'une inhomogénéité déjà mise en évidence dans la figure 5.2. En augmentant le champ magnétique de 1.0 mT à 1.4 mT (Fig. 5.4a à e), on observe la disparition progressive, en MOD, du coin supérieur droit de l'échantillon, qui passe petit à petit dans l'état magnétique réversible. A partir de  $\mu_0 H_a = 1.5$  mT, et jusqu'à  $\mu_0 H_a = 1.8$  mT (Fig. 5.4f à i), la disparition de l'échantillon des images MOD est très rapide, montrant le passage en 0.03 mT de la quasi-totalité de l'échantillon dans l'état magnétique réversible. Enfin, MW-111 a complètement disparu des images MOD à 1.9 mT (Fig. 5.4j), ce qui signifie que l'ensemble de l'échantillon, à ce champ et à la température de 68.5 K, répond de manière réversible aux faibles variations du champ magnétique. La position de la ligne d'irréversibilité est donc déterminée par les valeurs 1.5 mT (début du passage dans l'état magnétique réversible) et 1.9 mT (fin du passage dans l'état magnétique réversible). Ces valeurs, ainsi que celles déterminées de la même façon à d'autres températures, sont reportées dans le diagramme 5.5.

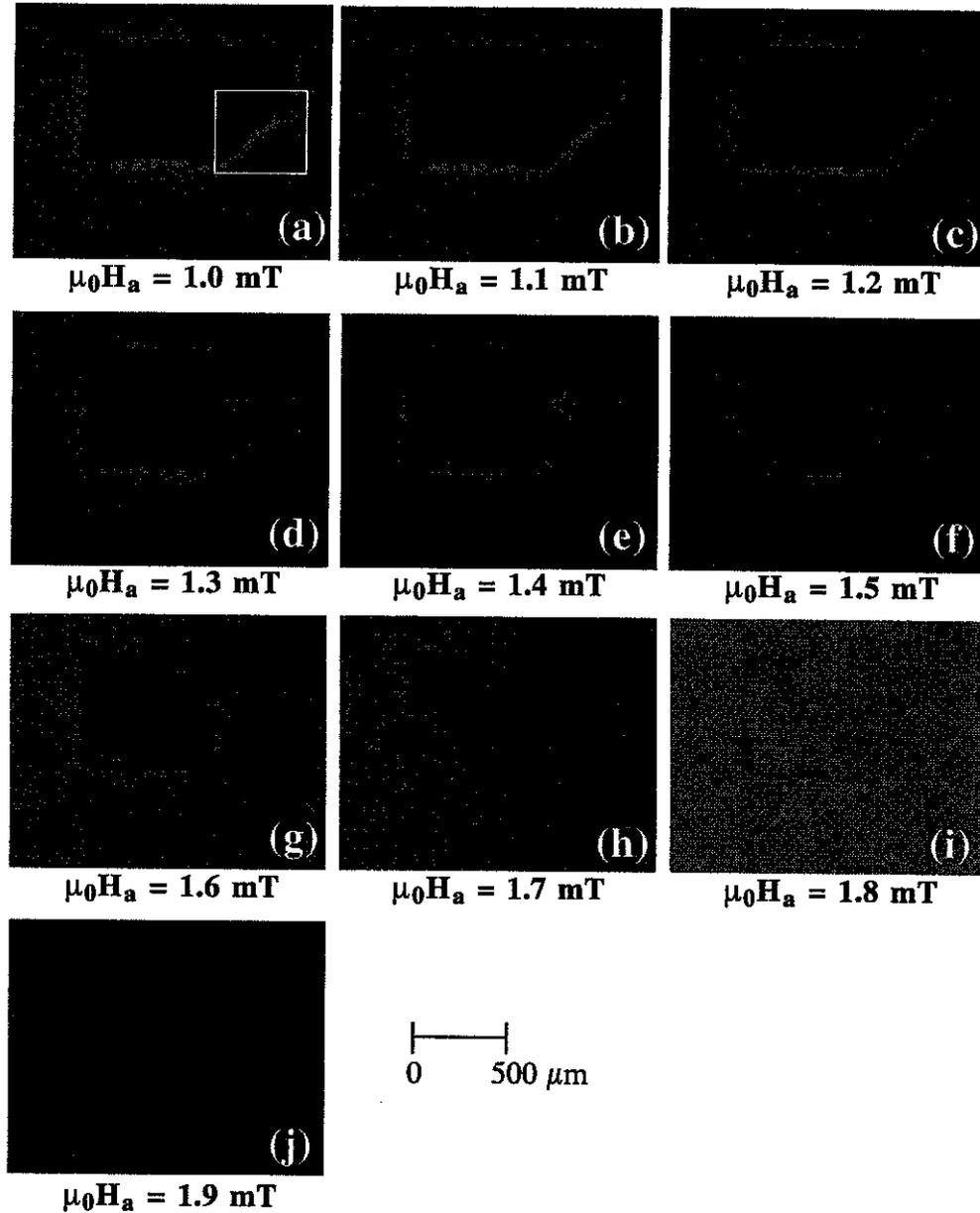


FIG. 5.4 – Manifestation de la ligne d'irréversibilité à  $T=68.5 \text{ K}$  dans MW-111 observée grâce à la technique de magnéto-optique différentielle. Les figures (a) à (j) représentent les images MOD obtenues avec une modulation  $\mu_0 \delta H_a = 0.05 \text{ mT}$ , pour un champ appliqué  $\mu_0 H_a$  variant de 1.0 à 1.9 mT par pas de 0.1 mT. Voir le texte pour la description détaillée de ces dix images. Les valeurs du champ pour lesquelles l'échantillon "disparaît" de l'image MOD correspondent à la position de la ligne d'irréversibilité. Celle-ci, déterminée par MOD à différentes températures, est reportée dans le diagramme de phase 5.5.

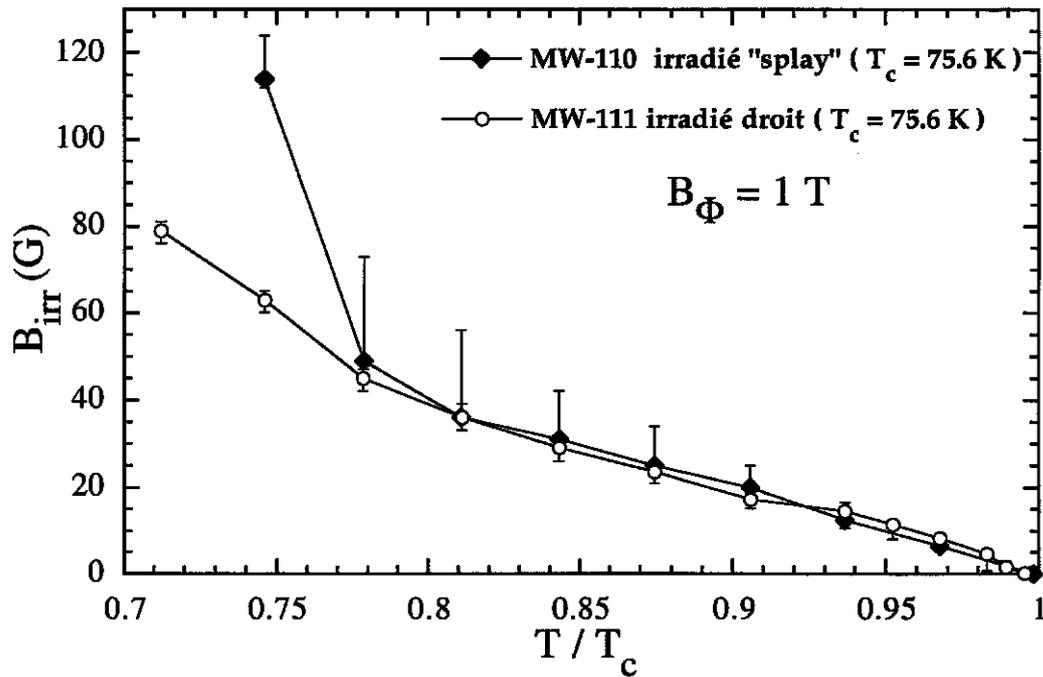


FIG. 5.5 – Position de la ligne d'irréversibilité  $B_{irr}(T)$  pour MW-110 et MW-111 irradiés, déterminée par magnéto-optique différentielle (MOD). Pour MW-110 et MW-111, les barres d'erreur correspondent à la plage de champ sur laquelle la disparition de l'échantillon des images MOD a lieu (voir texte). Pour MW-110, la périphérie de l'échantillon reste apparente en MOD sur une grande plage de variation du champ magnétique (d'où de grandes barres d'erreur), alors que tout l'intérieur de l'échantillon passe dans la région de réponse magnétique réversible sur un intervalle de seulement quelques gauss.

### 5.2.3.3 Le verre de Bose et la transition verre de Bose - liquide de vortex

On s'attend à ce que la présence de DC modifie le comportement des vortex piégés sur ces défauts. Les premières études théoriques ont utilisé une méthode de transfert ("mapping") reposant sur l'analogie entre des vortex localisés sur des défauts à trois dimensions, et des bosons placés dans un potentiel désordonné à deux dimensions et évoluant dans un temps imaginaire [177, 178]. La trajectoire d'un boson dans ce temps imaginaire correspond alors à la trajectoire de la ligne de flux dans l'épaisseur de l'échantillon. A basse température et à champ  $B < B_\phi$ , cette théorie prédit la localisation des vortex sur les DC, formant une nouvelle phase de la matière de vortex appelée verre de Bose (par analogie avec la localisation des bosons dans un potentiel désordonné à deux dimensions). Ce nouvel état est caractérisé par un coefficient d'inclinaison  $c_{44}$  infini et une résistivité linéaire nulle. La ligne de transition entre le verre de Bose et le liquide de vortex est donnée par la ligne d'irréversibilité  $B_{irr}(T)$ , en deçà de laquelle une hystérésis magnétique apparaît lors des mesures de l'induction locale en fonction du champ magnétique appliqué [188].

### 5.2.4 Augmentation de la cohérence de phase le long de l'axe $c$ et recouplage des plans supraconducteurs

Une autre conséquence directe de la géométrie linéaire des DC est le renforcement de l'alignement des vortex 2D le long des traces, ce qui provoque le rétablissement de la cohérence de phase supraconductrice intercouche à des températures et à des champs magnétiques où, dans le matériau non irradié, cette cohérence est presque complètement perdue et les vortex 2D sont quasiment découplés d'une couche à l'autre. Ce recouplage intervient à des champs représentant une fraction non négligeable de  $B_\phi$ . Ainsi, les mesures de la conductivité électrique suivant l'axe  $c$  [189, 190, 191, 192] et les mesures JPR qui sondent directement la cohérence de phase parallèlement à l'axe  $c$  du supraconducteur [193, 194, 195, 196, 197], ont montré sans ambiguïté le renforcement de l'alignement des vortex 2D le long des DC. En particulier, les expériences JPR ont montré l'existence d'une ligne de recouplage en fonction du champ magnétique, dans des échantillons de BSCCO irradiés droit. En effet, à haute température (c'est-à-dire dans le liquide de vortex), un seul pic JPR est observé, à  $B_{JPR,1} < B_\phi/6$ , lors des balayages en champ magnétique à température et fréquence constantes, comme dans le cristal non irradié. Mais à plus basse température, toujours dans le liquide de vortex, un deuxième pic JPR apparaît à plus haut champ,  $B_{JPR,2} > B_\phi/3$ . La présence simultanée de ces deux pics JPR est une caractéristique propre aux échantillons de BSCCO irradiés aux ions lourds. Cela signifie que le courant Josephson maximal, proportionnel à la pulsation JPR  $\omega_{pl}$ , est une fonction non monotone du champ magnétique (proportionnel à la densité de vortex) après introduction des DC (Fig. 5.6).

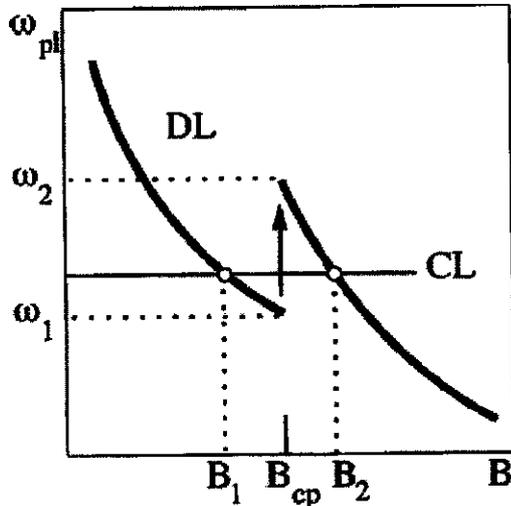


FIG. 5.6 – Dépendance en champ de la pulsation de résonance de plasma Josephson  $\omega_{pl}$  en fonction du champ magnétique [196]. En présence de défauts colonnaires,  $\omega_{pl}$  a une dépendance non monotone en champ magnétique. En particulier,  $\omega_{pl}$  “saute” pour un champ de recouplage  $B_{cp} \sim B_\phi/6$  (voir texte). Dans l’intervalle de fréquences  $\omega_1 \leq \omega_{pl} \leq \omega_2$ , on observe deux pics JPR, le premier pour le champ  $B_1 < B_{cp}$  (correspondant à un liquide de vortex découplé DL), et le second pour  $B_2 > B_{cp}$  (correspondant à un liquide de vortex recouplé CL).

La dépendance non monotone de  $\omega_{pl}$  en champ magnétique provient du réalignement des vortex 2D sur les traces disponibles lorsque, à l’approche de  $B_\phi$ , les traces les plus favorables se remplissent. En effet, quand on fait croître le champ magnétique, la brusque augmentation de  $\omega_{pl}$  (s’apparentant à un saut) qui se produit au champ de recouplage  $B_{cp} \sim B_\phi/6$ , signifie que la cohérence de phase le long de l’axe  $c$  augmente aussi brutalement, du fait du réalignement des vortex 2D sur les DC.

La dépendance de  $B_{JPR,1}$  en fonction de l’angle  $\theta$  que fait le champ appliqué avec les DC (c’est-à-dire que le pic JPR associé à la fréquence fixe  $\omega_{pl}$  se manifeste pour une composante  $B_{z,1} = B_{JPR,1} \cos \theta$  constante) montre que le liquide de vortex à bas champ  $B < B_\phi/6$  est découplé suivant l’axe  $c$  [194]. *A contrario*, le champ  $B_{JPR,2}$  où l’on observe le deuxième pic JPR est presque indépendant de l’angle  $\theta$  sur une grande plage de variation de cet angle, reflétant ainsi un état où la cohérence de phase est bien préservée le long de l’axe  $c$ , du fait de la persistance de l’alignement des vortex 2D parallèlement aux DC, eux-mêmes parallèles à l’axe  $c$ . Cet état est caractéristique d’un liquide de vortex couplé suivant  $c$  [194]. Par conséquent, dans BSCCO, en présence de DC, il se produit une transition de recouplage dans le liquide de vortex, à  $B_{cp} \sim B_\phi/6$ , lorsqu’on augmente le champ appliqué parallèlement aux DC. Le liquide de vortex découplé qui existe à bas champ  $B < B_\phi/6$  est transformé en un liquide de vortex couplé à haut champ  $B > B_\phi/6$ , ce qui correspond à un recouplage des vortex 2D le long des DC (Fig. 5.7). Cet accroissement de la cohérence de phase le long de l’axe  $c$  quand le champ augmente va à l’encontre du comportement observé dans BSCCO non irradié. A partir d’une certaine valeur  $B_h > B_\phi/3$ , les vortex sont de nouveau découplés et on observe une diminution de la cohérence de phase suivant l’axe  $c$  quand le champ appliqué augmente.

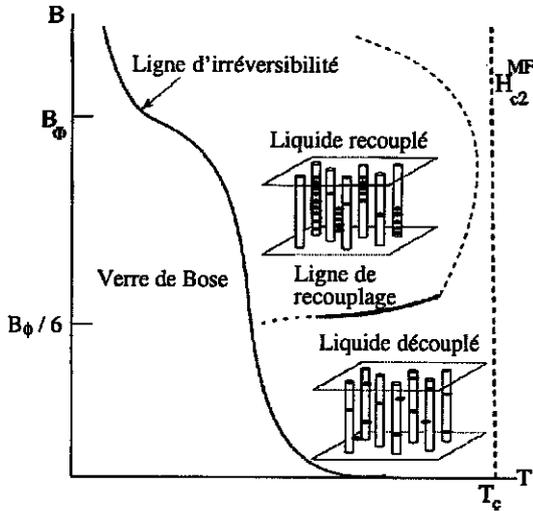


FIG. 5.7 – Diagramme de phase  $(B,T)$  schématisé, pour des échantillons de BSCCO irradiés aux ions lourds, illustrant la position de la ligne de recouplage issue des mesures JPR [196]. Les configurations adoptées par les vortex en dessous et au-dessus de cette ligne sont aussi représentées.

Ces mesures JPR d'un recouplage des vortex 2D par les DC se produisant à  $B \sim B_\phi/6$  sont en accord avec la brusque augmentation du champ d'irréversibilité observée à  $B \sim B_\phi/6$  sur des échantillons de BSCCO irradiés à différentes doses  $0.1 \text{ T} \leq B_\phi \leq 4 \text{ T}$  [198]. On notera également la présence d'un "second pic", à  $B_{sp} \sim B_\phi/6$ , dans les courbes "d'aimantation locale" mesurées, dans le régime de réponse magnétique irréversible (c'est-à-dire en dessous de la ligne d'irréversibilité), sur des échantillons de BSCCO irradiés aux ions lourds [199, 200].

### 5.2.5 Motivations des expériences réalisées

Des mesures de la ligne d'irréversibilité dans des échantillons de BSCCO irradiés aux ions lourds ont montré que, à bas champ  $B < B_\phi/6$ , cette ligne avait une forme exponentielle  $B_{irr} \sim \exp[(\epsilon_0 D)/(k_B T)]$  [188]. Cette expression est obtenue en supposant qu'un cristal de BSCCO contenant des DC se comporte comme un supraconducteur "discret" lorsque le nombre de vortex est très inférieur au nombre de traces ( $B \ll B_\phi$ ). Les vortex 2D d'une même ligne de flux sont alors nécessairement localisés sur un DC, mais ils peuvent se distribuer sur différentes traces, tout en préservant l'individualité du vortex 3D auquel ils appartiennent (Fig. 5.8). En effet, la distance intervortex  $a_0 \propto 1/B^{1/2}$  étant très grande devant la distance moyenne entre colonnes  $d_{DC} \propto 1/B_\phi^{1/2}$ , chaque vortex peut utiliser plusieurs traces, tout en restant éloigné des lignes de flux plus proches voisines. Tout se passe comme si les vortex 2D étaient placés dans un milieu où ils peuvent se localiser sur un ensemble discret de sites. Cependant, cet ensemble est suffisamment dense pour que le comportement de la matière de vortex soit semblable à celui observé dans les échantillons non irradiés [188].

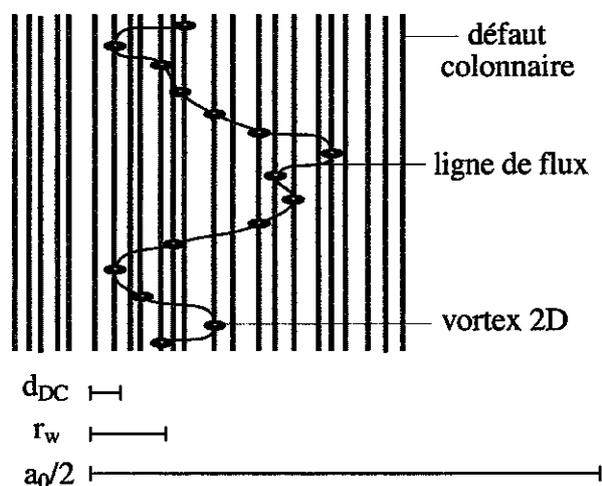


FIG. 5.8 - Description de BSCCO irradié en terme de supraconducteur "discret" [188]. Pour  $B \ll B_\phi$ , une ligne de flux conserve son individualité et les vortex 2D qui la constituent sont dispersés sur plusieurs traces. On a alors  $d_{DC} < r_w < a_0$ , où  $d_{DC}$  est la distance moyenne entre colonnes,  $r_w$  la distance d'excursion relative moyenne des vortex, et  $a_0$  la distance intervortex.

La détermination des distances d'excursions relatives moyennes  $r_w$  dans les échantillons MW-110 et MW-111 irradiés permettra de comparer  $r_w$  à la distance entre traces  $d_{DC}$ , et peut-être validera-t-elle la description en supraconducteur "discret" citée ci-dessus. De plus, si cette description est vérifiée, l'ajustement qui décrivait correctement le comportement de  $r_w$  dans BSCCO non irradié (voir chapitre précédent) devrait aussi s'appliquer aux mesures de  $r_w$  dans les cristaux de BSCCO irradiés aux ions lourds.

## 5.3 Résultats expérimentaux et analyse

### 5.3.1 Mesures JPR

#### 5.3.1.1 Mesures JPR en champ nul

On a mesuré la JPR dans MW-110 et MW-111 à l'aide des deux techniques décrites précédemment, méthode bolométrique et perturbation de cavité résonante (voir chapitre 3). Ces mesures ont été effectuées en champ magnétique nul, avant et après irradiation pour MW-110, et après irradiation pour MW-111. Dans le cas de MW-110 avant irradiation, toutes les mesures ont été faites avec la méthode bolométrique. Les deux échantillons après irradiation ont été mesurés avec les deux techniques. La figure 5.9 montre la fréquence JPR en champ nul  $\omega_0(t)/2\pi = \omega_p(B = 0, t)/2\pi$  en fonction de la température réduite  $t$  pour les trois échantillons. On constate que l'irradiation a accru de façon significative la fréquence JPR en champ nul, du fait de l'auto-dopage en oxygène cité au paragraphe 5.2.2. Comme la longueur de pénétration de London  $\lambda_c$  pour les courants circulant parallèlement

à l'axe  $c$  est reliée à  $\omega_0(t)$  par la relation [81]

$$\omega_0^2 = \frac{c^2}{\lambda_c^2 \epsilon_r}, \quad (5.9)$$

avec  $c$  la vitesse de lumière dans le vide et  $\epsilon_r = 11.5$  la constante diélectrique relative à haute fréquence du matériau [118], on observe que l'irradiation a fait diminuer  $\lambda_c$ . Cette diminution s'explique par le fait que les atomes d'oxygène expulsés hors des traces laissées par les ions, se retrouvent en partie dans les couches isolantes BiO, provoquant une diminution du paramètre  $c$  de la maille cristalline [201], et donc de  $\lambda_c$ . Cela montre que l'irradiation aux ions lourds n'introduit pas seulement des ions oxygène dans les plans CuO<sub>2</sub> ( $T_c$  augmente) mais aussi dans les plans BiO ( $\lambda_c$  diminue). L'irradiation n'est donc pas complètement équivalente à un dopage ordinaire où l'on introduit des ions oxygène uniquement dans les plans CuO<sub>2</sub>.

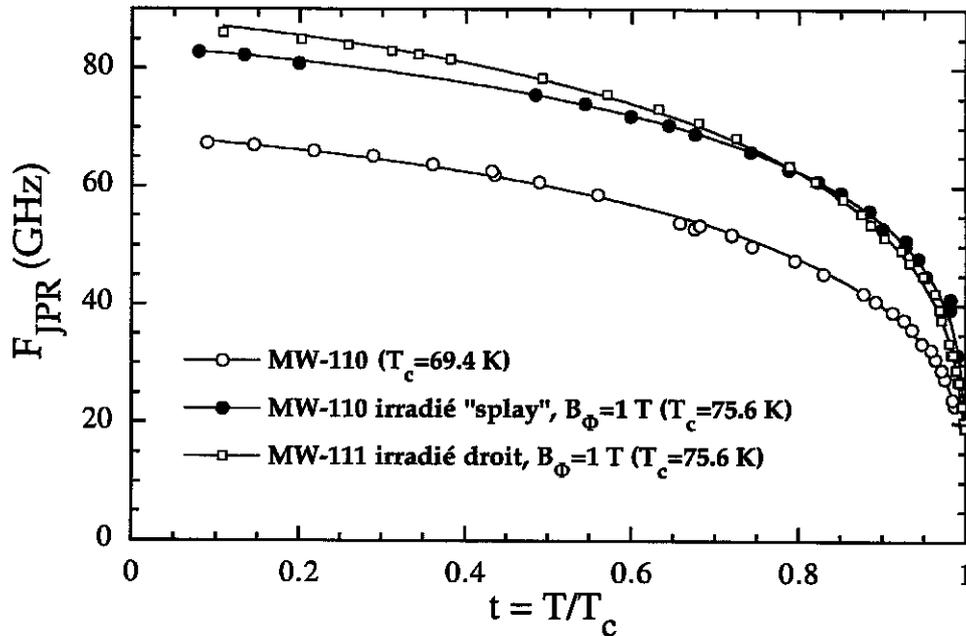


FIG. 5.9 – Fréquence JPR en champ magnétique nul  $\omega_0/2\pi$  en fonction de la température réduite  $t = T/T_c$  pour MW-110 avant irradiation, MW-110 irradié "splay", et MW-111 irradié droit. L'irradiation, qui a augmenté le dopage en oxygène des échantillons, a provoqué une augmentation de  $\omega_0$ , et donc une diminution de la longueur de pénétration  $\lambda_c$ .

De cette mesure directe de  $\lambda_c$  dans les échantillons irradiés, en supposant une dépendance en température de Ginzburg-Landau de  $\lambda_{ab}(t) = \lambda_{ab,GL}(0)/(1-t)^{1/2}$  avec  $\lambda_{ab,GL}(0) = 263.3$  nm (voir paragraphe 5.2.2), on peut obtenir un ordre de grandeur du rapport

d'anisotropie  $\gamma(t) = \lambda_c(t)/\lambda_{ab}(t)$  de MW-110 et MW-111, représenté sur la figure 5.10. A titre de comparaison, les valeurs de  $\gamma(t)$  mesurées dans MW-101 apparaissent également sur cette figure.

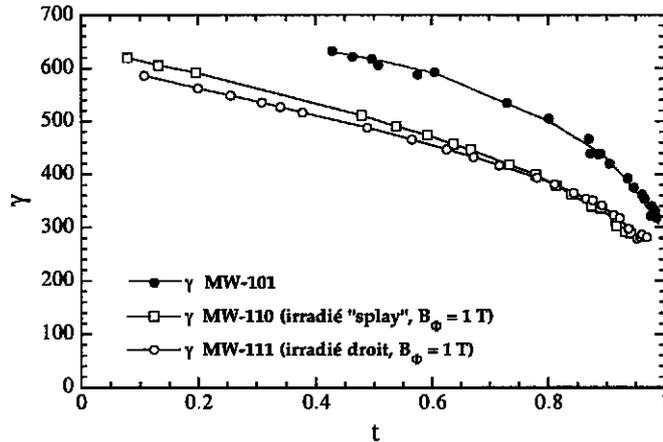


FIG. 5.10 - Rapports d'anisotropie  $\gamma(t)$  des deux échantillons irradiés MW-110 et MW-111, et de l'échantillon non irradié MW-101 étudié au chapitre précédent, servant de référence pour l'état avant irradiation de MW-110 et MW-111.

Hormis le même type de variation en température de  $\gamma(t)$  déjà observé sur MW-101 (voir paragraphe 4.2.3), on constate que les anisotropies de MW-110 et MW-111 sont à peu près équivalentes, et inférieures à celle de MW-101. Cette observation est en accord avec l'idée que MW-110 et MW-111 ont été dopés en oxygène par l'irradiation, et sont donc moins sous-dopés et moins anisotropes que MW-101.

### 5.3.1.2 Mesures JPR sous champ magnétique

On a représenté dans la figure 5.11 la dépendance en température de la fréquence JPR pour différents champs magnétiques appliqués,  $\mu_0 H_a = 10$  G, 20 G, 30 G, 100 G, 300 G, 500 G et 700 G, mesurée dans les deux échantillons MW-110 et MW-111 irradiés. De la même façon que pour MW-101 et MW-103, toutes les mesures JPR pour  $\mu_0 H_a \leq 300$  G ont été effectuées lors de refroidissements sous champ magnétique, tout en restant à des températures supérieures à 41 K, ce qui garantit l'homogénéité du champ magnétique à l'intérieur des échantillons, et le fait que la valeur de  $B$  mesurée est correcte (voir début de la section 4.4).

Pour chaque échantillon, toutes les mesures JPR à des fréquences JPR  $f_{JPR}$  supérieures à 40 GHz ont été effectuées à l'aide de la technique bolométrique, au Japon. De même, toutes les mesures JPR pour  $f_{JPR} < 40$  GHz ont été effectuées à l'aide de la méthode de perturbation de cavité résonante en France, à deux exceptions près : pour MW-110 en champ  $\mu_0 H_a = 30$  G et pour MW-111 en champ nul, les deux méthodes ont été utilisées pour  $f_{JPR} < 40$  GHz. L'ajustement 4.5 (voir fin du paragraphe 4.2.2) a été utilisé pour

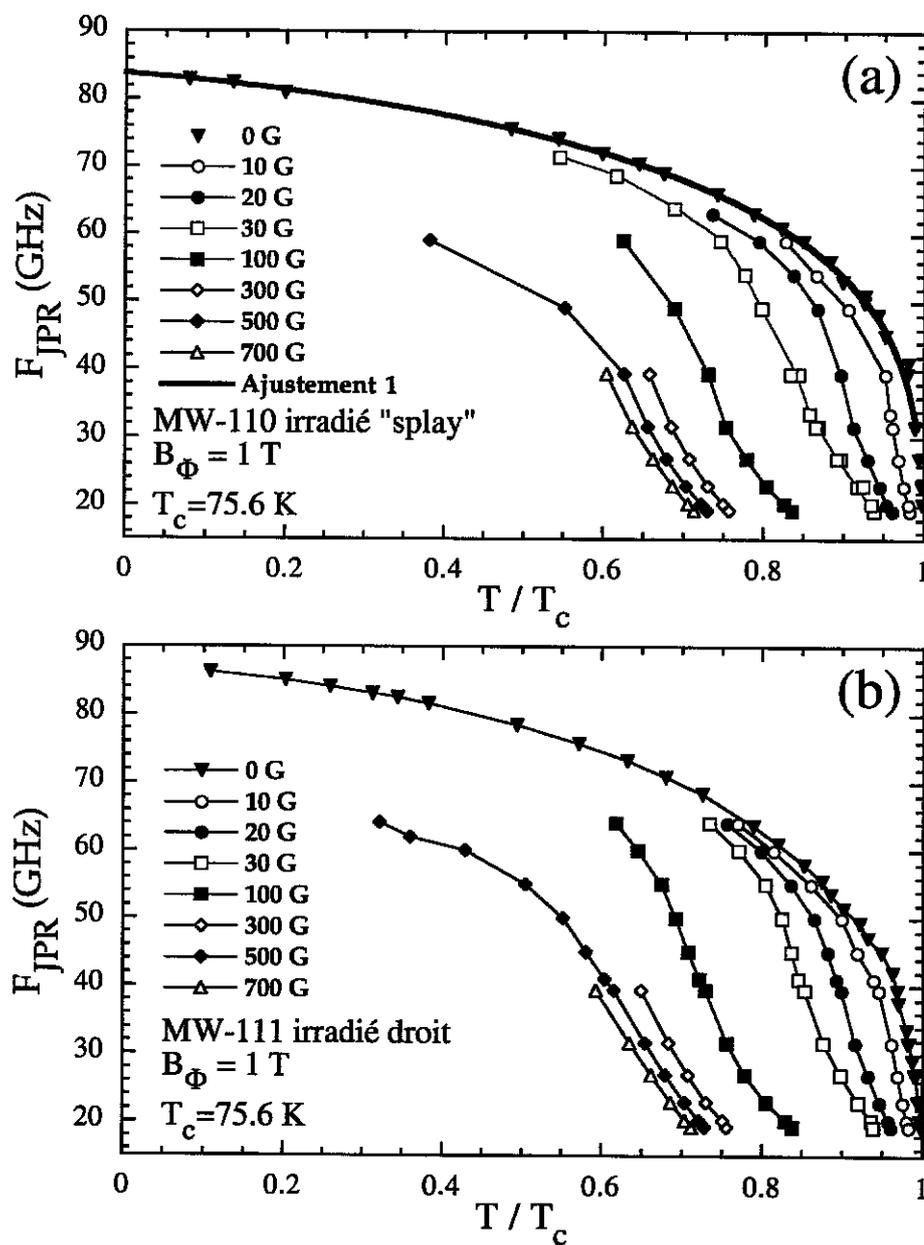


FIG. 5.11 -- Evolution de la fréquence JPR en fonction de la température pour MW-110 (a) et MW-111 (b), et cela pour les différents champs magnétiques étudiés. On a ajusté les résultats en champ nul grâce à la relation 4.5 du chapitre précédent uniquement pour MW-110 (Ajustement 1).

relier les points en champ nul de MW-110 (noté Ajustement 1 sur la figure 5.11) et de MW-111 (non représenté). Cet ajustement permettra de normaliser les données sous champ par celles en champ nul, pour calculer  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle = [\omega_p(B,T)/\omega_p(0,T)]^2$ , où  $\phi_{n,n+1}$  est la différence de phase invariante de jauge entre les couches supraconductrices  $n$  et  $n + 1$ , et  $\langle \dots \rangle$  représente la moyenne thermique et sur le désordre (voir chapitre 2).

### 5.3.1.3 Évolution de $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$

Les résultats des calculs de  $\mathcal{C}(t) = \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle(t)$  sont représentés sur la figure 5.12. A faible champ  $B \leq 30$  G,  $\mathcal{C}(t)$  décroît brusquement de 0.7-0.9 à 0.15-0.3, comme dans les échantillons non irradiés étudiés précédemment. Ce saut de  $\mathcal{C}(t)$  persiste à  $B = 100$  G, et même à  $B = 500$  G, avec une amplitude cependant de plus en plus faible. Dans les deux échantillons irradiés, on observe que la valeur supérieure à laquelle  $\mathcal{C}(t)$  sature, du côté basse température, diminue très sensiblement lorsque le champ magnétique augmente. Cette différence dans la valeur du plateau supérieur de  $\mathcal{C}(t)$  est particulièrement frappante si on compare la courbe représentative de  $\mathcal{C}(t)$  pour  $B = 30$  G à celle pour  $B = 500$  G dans MW-110, ou bien celle pour  $B = 10$  G à celle pour  $B = 500$  G dans MW-111. Cette perte de cohérence de phase parallèlement à l'axe  $c$  signifie que les vortex 2D sont de plus en plus désordonnés le long de cet axe quand le champ augmente. En outre, si on compare les valeurs de  $\mathcal{C}(t)$  pour chaque échantillon, à  $t = 0.8$  et  $B = 30$  G par exemple, on observe que  $\mathcal{C}_{MW-110}(t) \approx 0.61 < \mathcal{C}_{MW-111}(t) \approx 0.79$ . Les vortex semblent donc être plus désordonnés dans l'échantillon irradié "splay" que dans celui irradié droit, et ce pour  $B \leq 100$  G, en accord avec le fait que le désordre relatif des traces est plus important dans MW-110 que dans MW-111.

Comme le saut de  $\mathcal{C}(t)$  correspond à la transition du premier ordre (TPO) dans les échantillons vierges, il peut être intéressant de tracer la position du point d'inflexion de la courbe  $\mathcal{C}(t)$  dans le diagramme de phase  $(B,T)$  des échantillons irradiés (Fig. 5.5). Le résultat apparaît sur la figure 5.13. Compte tenu des barres d'erreur, ces points d'inflexion se situent sur la ligne d'irréversibilité, non seulement à faible champ  $B \leq 30$  G, mais aussi à plus fort champ  $B = 100$  G. On notera qu'à faible champ, la ligne d'irréversibilité d'un échantillon irradié se superpose à la ligne de TPO d'un échantillon vierge de même  $T_c$  [23]. Cette observation, alliée à la similitude de comportement de  $\mathcal{C}(t)$  dans les échantillons irradiés (MW-110, MW-111) ou vierges (MW-101, MW-103) pour  $B \leq 30$  G, laisse deviner que le piégeage par les DC est peu efficace à haute température.

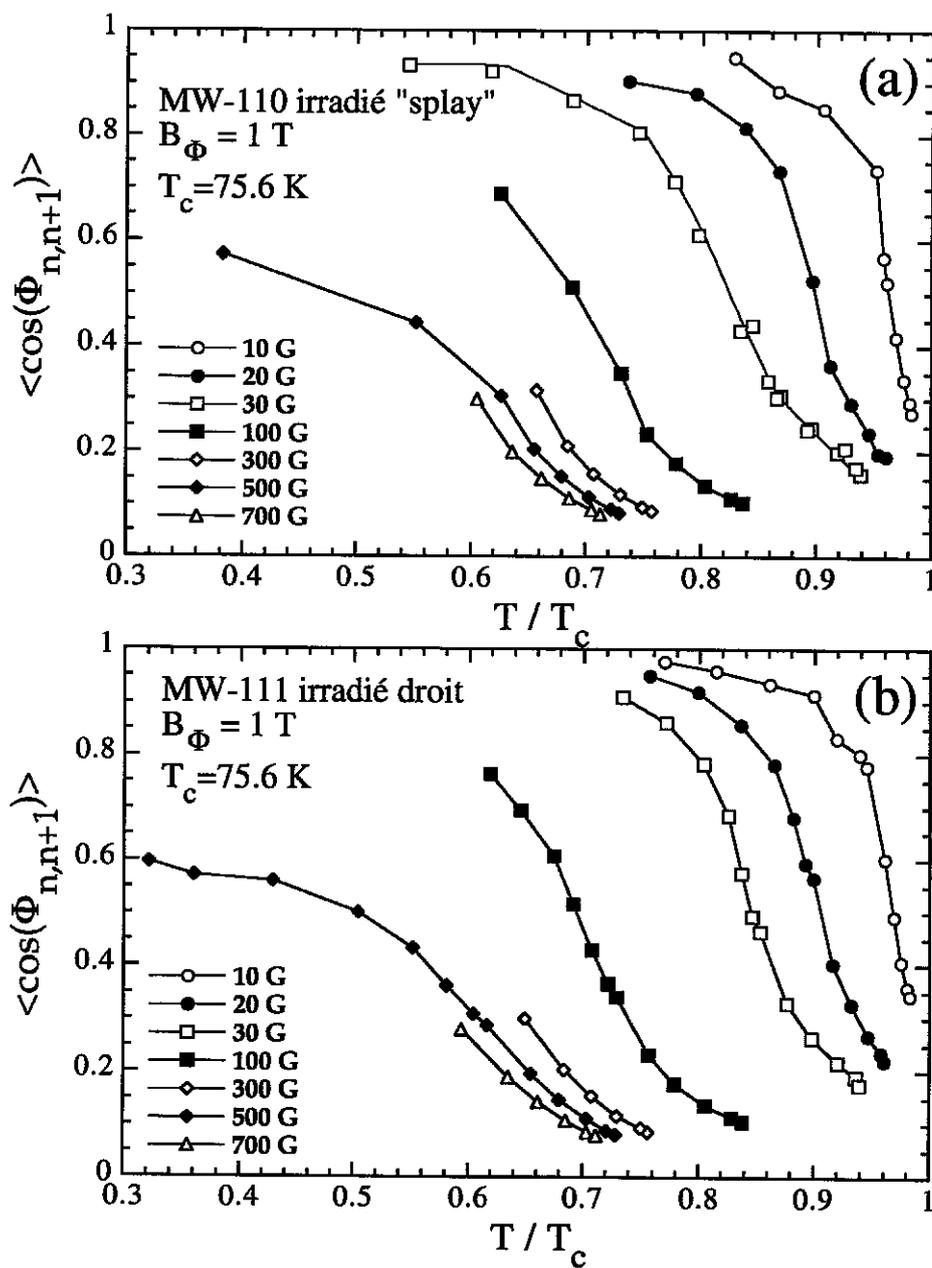


FIG. 5.12 – Évolution de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  en fonction de la température pour MW-110 (a) et MW-111 (b), et cela pour les différents champs magnétiques étudiés.

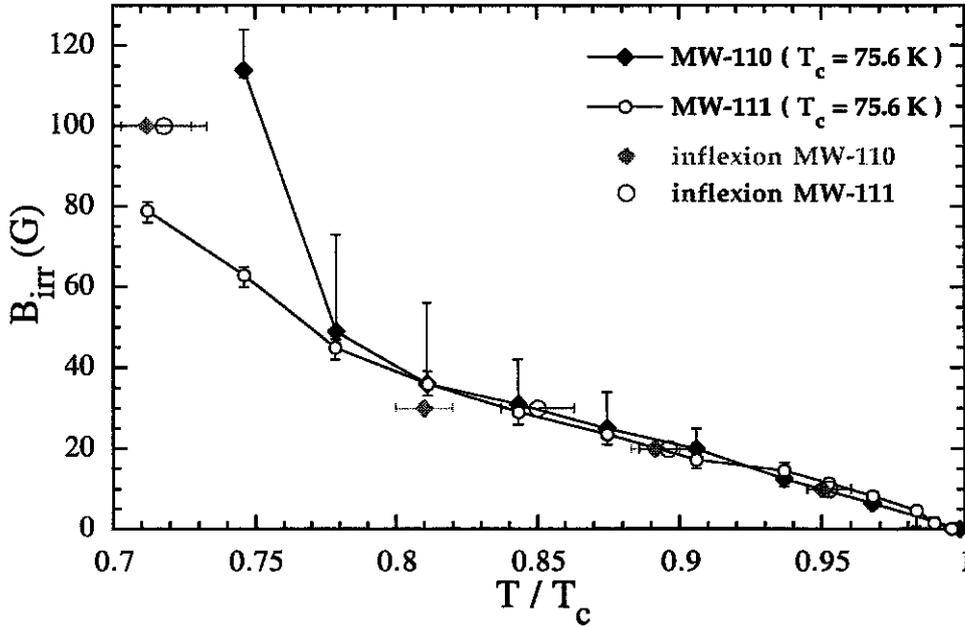


FIG. 5.13 – Emplacement du point d'inflexion de la courbe  $(\cos \phi_{n,n+1})(t)$  pour MW-110 irradié “splay” (inflexion MW-110) et MW-111 irradié droit (inflexion MW-111) dans le diagramme  $(B,T)$  de ces échantillons. Tenant compte des barres d'erreur, on constate que ces points se situent sur ou à proximité immédiate de la ligne d'irréversibilité obtenue par magnéto-optique différentielle.

### 5.3.2 Valeurs de $r_w$

A partir des mesures JPR précédentes, on calcule les valeurs des excursions relatives moyennes  $r_w$  des vortex grâce à la relation 4.15,

$$r_w^2 = \frac{2\Phi_0}{\pi B} (1 - \langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle), \quad (5.10)$$

où  $\Phi_0$  est le quantum de flux élémentaire. On utilise ici cette formule uniquement pour les trois champs les plus faibles, à savoir 10 G, 20 G et 30 G. On notera alors que, comme pour MW-101, la condition  $B < B_J$  d'utilisation de la relation précédente ( $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$  avec  $\lambda_J = \gamma D$  la longueur Josephson), est vérifiée (Tab. 5.1).

Les mesures de  $r_w$  sur les deux échantillons irradiés sont représentées sur la figure 5.14. On retrouve des caractéristiques similaires à celles des mesures de  $r_w$  dans MW-101, et on ne note aucune différence significative en terme de comportement de  $r_w$  entre l'échantillon irradié droit, et celui irradié “splay”. En ce qui concerne les valeurs relatives de  $r_w$  dans

TAB. 5.1 – Evolution du champ  $B_J = \Phi_0/\lambda_J^2$  en fonction de la température réduite, pour les deux échantillons irradiés étudiés.

$t$	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95
$B_J$ (G)	36	41	49	62	83	116

MW-110 et MW-111 à  $B$  et  $T$  donnés, elles sont identiques à  $B = 10$  G et à  $B = 20$  G, compte tenu des barres d'erreur (Fig. 5.15 et fig. 5.16). Pour  $B = 30$  G, on note que  $r_w$  est plus grand dans MW-110 que dans MW-111 pour  $t \leq 0.84$ , en accord avec la remarque concernant les valeurs de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  dans les deux échantillons (paragraphe 5.3.1.3).

Pour chaque valeur de  $B$ ,  $r_w$  augmente avec la température. On note également une rupture de pente dans l'évolution de  $r_w$  en fonction de la température, au delà de laquelle les courbes  $r_w(t)$  pour différents champs se croisent, alors qu'elles semblaient toutes rejoindre une seule courbe indépendante du champ magnétique, donnée par l'équation 4.16,

$$r_w = D \left( \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \right)^{1/2}, \quad (5.11)$$

dans le cas de MW-101. Pour comparaison, on a également représenté cette équation dans la figure 5.14. On remarque que, pour chaque valeur du champ magnétique, les points correspondant à la rupture de pente sont en général les plus proches de la courbe représentative de l'éq. 4.16, comme pour MW-101. Par analogie avec les résultats sur MW-101, qui sera justifiée par la suite, on anticipe que les  $r_w$  situés au delà de cette rupture de pente se trouvent dans la phase liquide de vortex ( $r_w$  non pertinents) et n'ont alors pas de signification physique réelle, contrairement aux  $r_w$  situés en deçà qui sont dans le solide de vortex ( $r_w$  pertinents). En ce qui concerne ces derniers, on constate aussi qu'à température fixée,  $r_w$  augmente avec le champ magnétique, comme pour l'échantillon non irradié. La grande similitude de comportement observé entre les mesures de  $r_w$  sur MW-101 d'une part, et sur MW-110 et MW-111 irradiés d'autre part, conduit à essayer d'utiliser le même modèle pour expliquer ces résultats.

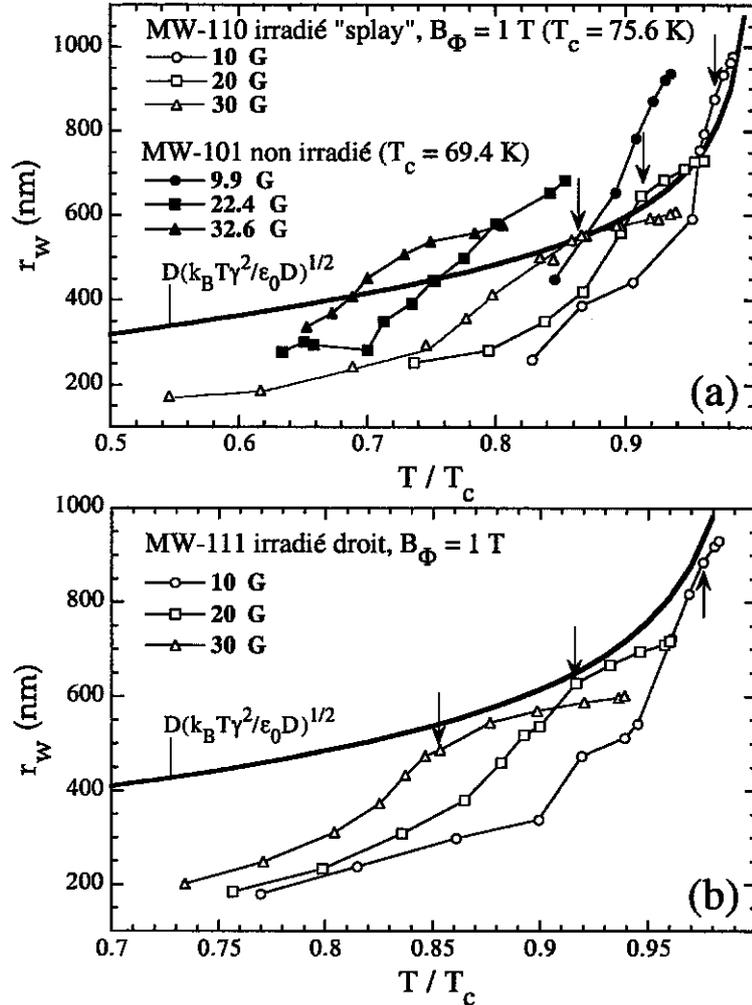


FIG. 5.14 – Valeurs expérimentales de  $r_w$  en fonction de la température réduite  $t = T/T_c$ , pour MW-110 (a) et MW-111 (b). Pour comparaison, on a aussi représenté  $r_w$  pour MW-101 en (a), pour des champs équivalents à ceux utilisés dans MW-110. On constate que les valeurs de  $r_w$  sont plus élevées, à  $t$  et  $B$  équivalents, dans MW-101. Les DC restreignent donc les mouvements des vortex. On note une rupture de pente (indiquée par une flèche) dans l'évolution de  $r_w$  en fonction de la température, au delà de laquelle les courbes  $r_w(t)$  pour différents  $B$  se croisent. Par analogie avec les résultats sur MW-101, on anticipe que les points de mesure au delà de la rupture de pente se trouvent dans le liquide de vortex; ils doivent être considérés comme le résultat littéral de la relation 5.10, et non pas comme les mesures physiques réelles de  $r_w$ . On a aussi représenté l'évolution de  $D(k_B T \gamma^2 / \epsilon_0 D)^{1/2}$  (Eq. 4.16) en fonction de la température. Pour chacune des valeurs du champ magnétique, on remarque que la rupture de pente se situe généralement au niveau des points expérimentaux les plus proches de la courbe donnée par l'équation précédente.

### 5.3.3 Interprétation théorique

La distance moyenne entre DC,  $d_{DC}$ , pour les échantillons irradiés avec une dose  $B_\phi = 1$  T, vaut  $d_{DC} = (\Phi_0/B_\phi)^{1/2} = 45.6$  nm. Cette longueur est relativement faible par rapport aux distances moyennes intervortex  $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$  pour chacun des champs magnétiques étudiés. Si on calcule le nombre moyen de DC disponibles par vortex  $n_{DC/v} = (a_0/d_{DC})^2$ , on constate qu'il est très grand (voir Tab. 5.2). De plus, si on compare les plus faibles valeurs de  $r_w$  mesurées sur les deux échantillons irradiés, de l'ordre de  $r_{w,min} \approx 150$  nm, à  $d_{DC}$ , on se rend compte que les vortex 2D d'une même ligne de flux dans le solide de vortex ne sont pas localisés sur un seul DC (auquel cas on aurait  $r_{w,min} < d_{DC}$ ) mais sont au contraire délocalisés sur plusieurs DC. Dans ces conditions où  $B \ll B_\phi$ , on peut alors reprendre le raisonnement de C. J. van der Beek *et al.* [188], et interpréter le système étudié comme un supraconducteur "discret", les vortex 2D se localisant sur un certain nombre de DC disponibles, ces derniers étant en nombre suffisant. Comme les DC sont tous à peu près équivalents, l'énergie de tous les vortex 2D est diminuée de la même quantité  $E_p$ , à cause du piégeage sur les DC, et la physique du solide de vortex à très bas champ n'est pas très différente de celle qui existe dans les cristaux de BSCCO non irradiés [188].

TAB. 5.2 - Distance moyenne entre vortex  $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$  et nombre moyen de DC disponibles par vortex  $n_{DC/v}$ , pour les différentes valeurs  $B$  du champ magnétique étudiées.

$B$ (G)	10	20	30
$a_0$ (nm)	1439	1017	831
$n_{DC/v}$	1000	500	333

Il apparaît alors légitime d'essayer d'interpréter le comportement en champ et en température de  $r_w$  à l'aide du même modèle que celui employé dans le cas des échantillons non irradiés MW-101 et MW-103. Ce modèle fait intervenir le coefficient élastique d'inclinaison  $c_{44}$ , constitué de la somme de trois termes représentant chacun un type d'interaction (voir section 4.5, page 119). A l'aide de la relation 4.26,

$$r_w^2 \approx \alpha D^2 \frac{k_B T \gamma^2}{\varepsilon_0 D} \left[ \frac{4}{\pi \left( \alpha x^2 + \frac{1}{4} \right)} + \frac{1}{2} \ln (0.66 x^2) + \frac{2}{\pi^2} \left( \frac{a_0}{\lambda_{ab}} \right)^2 \ln \left( 1 + \frac{x^2}{21.3} \right) \right]^{-1}, \quad (5.12)$$

avec  $x = a_0/r_w$  et  $\varepsilon_0(T)/\gamma^2(T) = \Phi_0^2/4\pi\mu_0\lambda_c^2$ , on peut essayer d'ajuster les mesures de  $r_w$  faites sur les échantillons irradiés. Pour réaliser ces ajustements, on utilise les  $r_w$  et  $\lambda_c$  expérimentaux, et on suppose que  $\lambda_{ab}(t) = \lambda_{ab,GL}(0)/(1-t)^{1/2}$  avec  $\lambda_{ab,GL}(0) = 263.3$  nm, valeur obtenue à partir de celle mesurée sur l'échantillon non irradié MW-101, en utilisant la relation empirique 5.3 de Uemura [186].

Les figures 5.15 et 5.16 représentent le résultat des ajustements sur MW-110 et MW-111. Les limites inférieures et supérieures de la température d'irréversibilité  $T_{IRL}(B) = T(B_{irr})$  mesurées sur MW-110 et MW-111 grâce à la magnéto-optique différentielle (technique définie paragraphe 4.2.4), apparaissent également sur ces graphiques. Cette ligne correspond à la transition verre de Bose - liquide de vortex [188]. Les ajustements sont réalisés suivant le protocole déjà décrit en 4.5.2, en choisissant le paramètre variable  $\alpha$  pour que les points situés dans le solide de vortex, donc tels que  $T < T_{IRL}$ , soient ajustés au mieux. Pour chaque champ magnétique de mesure, on ajuste les résultats expérimentaux, soit avec les trois termes de  $c_{44}$  (paramètre  $\alpha_3$ ), soit avec seulement deux termes, à savoir le terme Josephson et le terme magnétique, en négligeant le terme non local (paramètre  $\alpha_2$ , ajustement 2).

Dans le cas de MW-110, on constate que pour  $B = 10$  G, les valeurs expérimentales de  $r_w$  dans le solide de vortex sont très bien ajustées en prenant en compte les trois termes de  $c_{44}$ , avec  $\alpha_3 = 0.75$ . A  $B = 20$  G, les deux ajustements rendent aussi bien compte des observations expérimentales (l'accord est légèrement meilleur avec l'ajustement 2), avec  $\alpha_2 = 0.48$  et  $\alpha_3 = 0.62$ . A  $B = 30$  G, c'est l'ajustement 2 qui donne le meilleur accord, avec  $\alpha_2 = 0.43$ . En ce qui concerne MW-111, les deux ajustements donnent un très bon accord avec les valeurs expérimentales de  $r_w$  dans le solide de vortex à  $B = 10$  G; les paramètres utilisés valent alors  $\alpha_2 = 0.55$  et  $\alpha_3 = 0.64$ . A  $B = 20$  G et  $B = 30$  G, c'est l'ajustement 2 qui donne le meilleur accord avec les observations, en prenant  $\alpha_2 = 0.4$  ( $B = 20$  G) et  $\alpha_2 = 0.35$  ( $B = 30$  G). Pour les deux échantillons, le modèle utilisé pour expliquer le comportement de  $r_w$  en champ et en température dans le cas de BSCCO non irradié s'applique bien, ce qui valide l'interprétation en terme de supraconducteur "discret" proposée dans la référence [188] (voir 5.2.5). De plus, cela confirme la faible efficacité du piégeage par les traces à haute température, conformément au résultat présagé suite aux observations de  $\langle \cos \phi_{n,n+1} \rangle$  en 5.3.1.3. Ce constat est aussi en accord avec l'évaluation théorique de Bulaeviskii *et al.* [66] qui montre la très faible influence des DC sur  $r_w$  près de  $T_c$ .

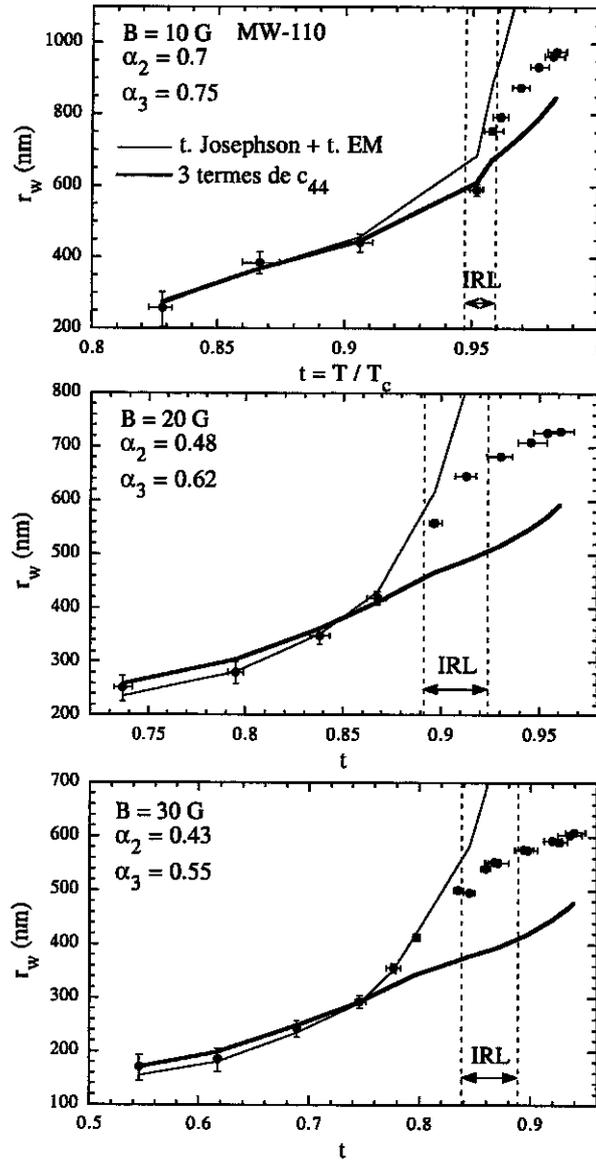


FIG. 5.15 – Ajustement des  $r_w$  expérimentaux (●) mesurés sur MW-110 irradié "splay", à l'aide de l'équation autoconsistante 4.26 pour les trois champs magnétiques étudiés. L'ajustement est réalisé en prenant en compte les trois termes de  $c_{44}$  (ligne en gras notée "3 termes de  $c_{44}$ ", paramètre  $\alpha_3$ ), ou seulement deux d'entre eux, à savoir les termes Josephson et magnétique, en négligeant le terme non local (ligne simple notée "t. Josephson + t. EM", paramètre  $\alpha_2$ ). Dans chaque cas, le paramètre  $\alpha_n$  ( $\equiv \alpha$  de l'éq. 4.26, l'indice  $n$  est le nombre de termes pris en compte dans  $c_{44}$ ) est choisi de façon à ajuster au mieux les points situés avant la ligne d'irréversibilité mesurée par magnéto-optique différentielle (lignes verticales en pointillés nommées IRL).

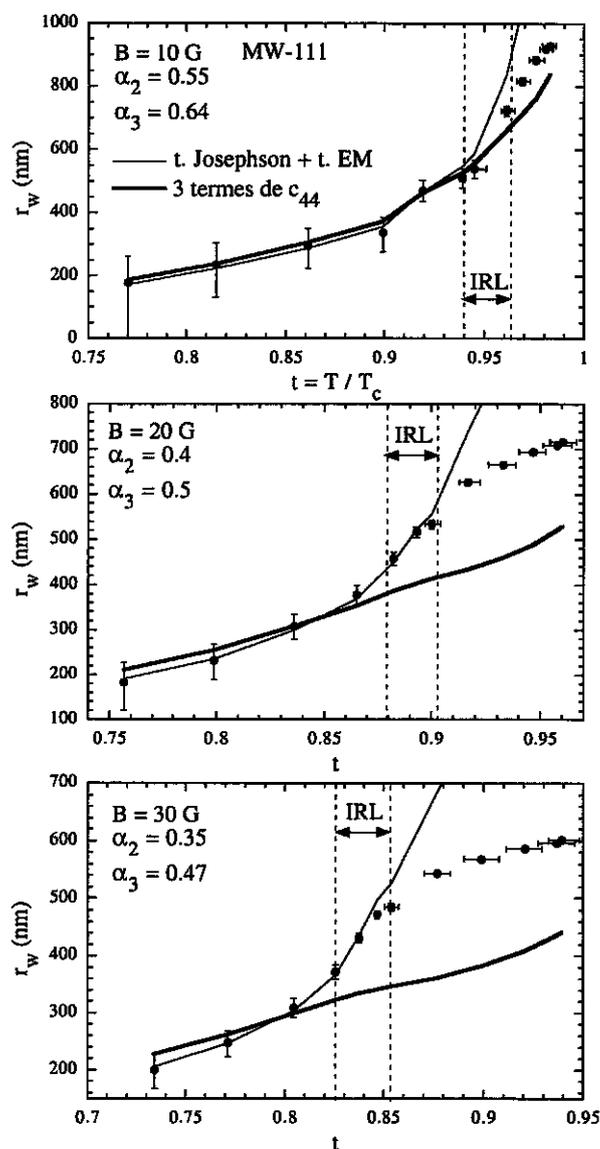


FIG. 5.16 – Ajustement des  $r_w$  expérimentaux (●) mesurés sur MW-111 irradié droit, à l'aide de l'équation autoconsistante 4.26 pour les trois champs magnétiques étudiés. L'ajustement est réalisé en prenant en compte les trois termes de  $c_{44}$  (ligne en gras notée "3 termes de  $c_{44}$ ", paramètre  $\alpha_3$ ), ou seulement deux d'entre eux, à savoir les termes Josephson et magnétique, en négligeant le terme non local (ligne simple notée "t. Josephson + t. EM", paramètre  $\alpha_2$ ). Dans chaque cas, le paramètre  $\alpha_n$  ( $\equiv \alpha$  de l'éq. 4.26, l'indice  $n$  est le nombre de termes pris en compte dans  $c_{44}$ ) est choisi de façon à ajuster au mieux les points situés en deçà de la ligne d'irréversibilité IRL déterminée par magnéto-optique différentielle (lignes verticales en pointillés).

Il est intéressant de comparer les valeurs de  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  obtenues lors des ajustements effectués sur chacun des trois échantillons MW-101 (et MW-103) non irradié, MW-110 irradié “splay” et MW-111 irradié droit. Que ce soit pour  $\alpha_2$  (Fig. 5.17a) ou pour  $\alpha_3$  (Fig. 5.17b), on constate que les valeurs obtenues dans les trois échantillons sont similaires, et varient peu avec le champ magnétique. Ce résultat permet de valider l’utilisation de la même description élastique pour expliquer le comportement des excursions relatives moyennes des vortex à faible champ magnétique dans les échantillons de BSCCO non irradiés et dans ceux irradiés aux ions lourds avec  $B \ll B_\phi$  et  $B < B_J$ . Cette description corrobore aussi l’idée suivant laquelle les vortex se comportent comme des lignes élastiques pour  $B \ll B_\phi$ . Autrement dit, dans le verre de Bose ( $B < B_{irr}$ ), lorsque les défauts colonnaires sont beaucoup plus nombreux que les vortex 3D ( $B \ll B_\phi$ ), ces derniers se comportent comme s’ils avaient chacun leur propre individualité, signifiant par là que les vortex 2D constituant une même ligne de flux sont corrélés entre eux.

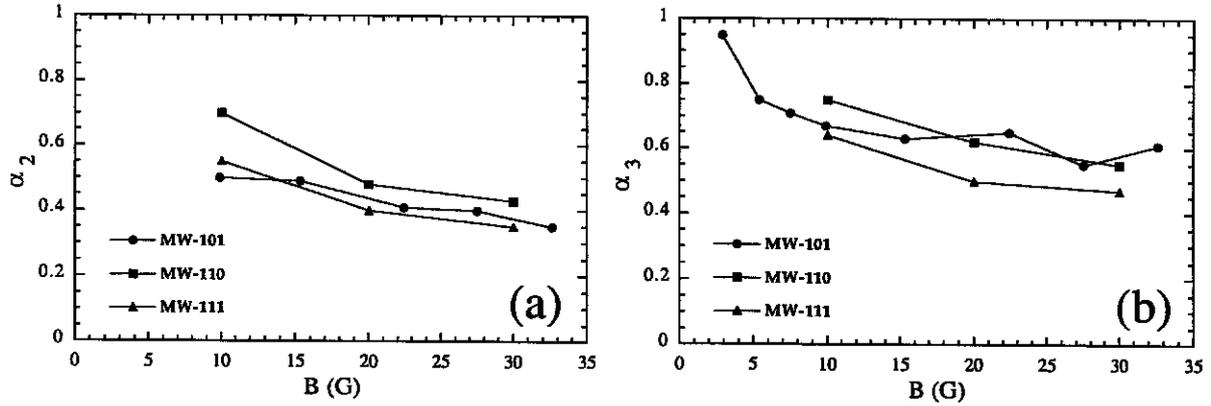


FIG. 5.17 – Comparaison des paramètres d’ajustement  $\alpha_2$  (a) et  $\alpha_3$  (b) pour les trois échantillons MW-101 (non irradié), MW-110 (irradié “splay”) et MW-111 (irradié droit). Pour les trois cristaux, les paramètres sont du même ordre de grandeur, et presque indépendants du champ magnétique.

## 5.4 Conclusion

Deux échantillons de BSCCO très sous-dopés ont été irradiés avec des ions lourds à une dose  $B_\phi = 1$  T, dans deux configurations géométriques différentes. Les défauts colonnaires créés par le passage des ions sont soit parallèles à l’axe  $c$  (MW-111), soit inclinés entre 0 et 15 degrés par rapport à cet axe (MW-110). Utilisant la technique de résonance de plasma Josephson et suivant une démarche identique à celle mise en oeuvre au chapitre précédent, on a pu mesurer la longueur de pénétration de London  $\lambda_c$  et les longueurs moyennes d’excursions relatives  $r_w$  dans ces échantillons irradiés. Les valeurs de  $r_w$  dans le solide de

vortex, obtenues avec les trois champs magnétiques  $B = 10$  G, 20 G et 30 G, présentent des dépendances en champ et en température similaires à celles observées dans les échantillons non irradiés. La description utilisée pour rendre compte du comportement de  $r_w$  dans ces échantillons reste valable pour MW-110 et MW-111. Cela confirme la validité, à faible champ  $B \ll B_\phi$ , de la description en terme de supraconducteur “discret” [188] des cristaux irradiés, où l’on considère que tous les vortex 2D d’une même ligne de flux sont localisés uniquement sur des DC, ces derniers étant en nombre suffisant pour réaliser un maillage “discret” du supraconducteur. De plus, on montre ainsi qu’à  $B \ll B_\phi$  et  $B < B_J$ , les vortex se comportent bien comme des lignes élastiques, sans quoi l’ajustement de  $r_w$  présenté au chapitre précédent ne s’appliquerait pas ici.



# Conclusion

Ce travail de thèse s'inscrit dans la recherche d'une compréhension toujours meilleure de la matière de vortex dans les supraconducteurs à haute température critique, et en particulier dans  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Dans ce but, la résonance de plasma Josephson est une sonde incomparable de l'état d'ordonnement des *galettes* de vortex dans un cristal de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Utilisant cette technique et des échantillons de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  très sous-dopés, il a été possible d'obtenir pour la première fois des informations quantitatives directes sur l'ampleur des fluctuations thermiques des vortex dans le verre de Bragg et à l'approche de la transition de phase du premier ordre conduisant au liquide de vortex, en faible champ magnétique.

Pour accéder à ces informations, on a réalisé un dispositif expérimental permettant d'observer la résonance de plasma Josephson à l'aide d'une technique de cavité résonante. A l'aide de ce dispositif et d'un autre système reposant sur la méthode bolométrique, on a pu mesurer directement, et pour la première fois, les valeurs  $r_w$  des excursions thermiques relatives moyennes des vortex dans le verre de Bragg et à proximité de la transition du premier ordre. On a montré que les amplitudes de  $r_w$ , ainsi que leur dépendance en champ magnétique et en température, sont bien expliquées par une description élastique des lignes de flux faisant intervenir le seul coefficient élastique d'inclinaison (ou de flexion)  $c_{44}$ . Ce coefficient est la somme d'un terme non-local collectif provenant des interactions avec les autres lignes de flux, d'un terme Josephson mesurant la force du couplage Josephson reliant entre eux les différentes *galettes* de vortex les plus proches d'une même ligne de flux, et d'un terme magnétique associé aux interactions électromagnétiques à grande distance entre les *galettes* de vortex de cette ligne de flux. On déduit des expériences que la tension de ligne, ou terme Josephson, domine l'énergie élastique d'une ligne de flux dans le verre de Bragg à haute température. A l'approche de la transition du premier ordre, le couplage Josephson s'amollit pour les modes de déformations de courtes longueurs d'onde du fait d'une renormalisation par les fluctuations thermiques, ce qui semble conduire à la transition. Ces résultats apportent donc un nouvel éclairage sur le mécanisme de la transition du verre de Bragg au liquide de vortex.

On a également mesuré l'influence d'un désordre corrélé suivant l'axe cristallographique  $c$  sur les excursions thermiques relatives moyennes des vortex. Les valeurs et le comporte-

## Conclusion

---

ment de  $r_w$  obtenus sur des cristaux de  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  irradiés aux ions lourds peuvent s'interpréter avec la même description que celle utilisée dans les échantillons vierges. Dans le cas étudié ici, où les défauts colonnaires sont beaucoup plus nombreux que les vortex, ces résultats s'interprètent dans le cadre d'un modèle de supraconducteur *discret*. Les *galettes* de vortex restent localisées sur les traces, qui, pour chaque ligne de flux sont suffisamment nombreuses pour constituer un maillage assez fin à l'échelle des excursions thermiques de ces vortex. A  $B \ll B_\phi$ , ceux-ci se comportent donc de la même façon que dans un supraconducteur vierge.

## Annexe A

# Propagation sur une ligne haute fréquence: notions, définitions et outil utiles

### A.1 Propagation sur une ligne haute fréquence [133]

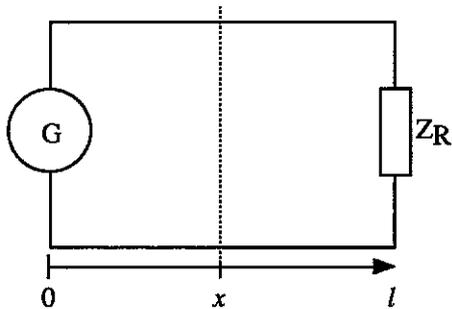


FIG. A.1 – Générateur  $G$  et charge d'impédance  $Z_R$  reliés par une ligne de longueur  $l$ .

On considère une ligne de longueur  $l$  reliant un générateur à une charge d'impédance  $Z_R$  (Fig. A.1). L'origine des coordonnées spatiales est prise au niveau du générateur  $G$ . On s'intéresse à un tronçon de ligne de longueur  $dx$ , situé en  $x$ , et dont les constantes réparties valent, d'une part,  $Rdx$  et  $Ldx$  (modélisation des pertes d'énergie dans les conducteurs de la ligne), d'autre part,  $Gdx$  et  $Cdx$  (modélisation des pertes d'énergie dans le diélectrique de la ligne) (Fig. A.2).  $R$ ,  $L$ ,  $G$  et  $C$  représentent respectivement la résistance, l'inductance, la conductance et la capacité linéique.

Dans tout ce qui suit, on se place dans le cas de grandeurs harmoniques en fonction du temps  $t$ , de pulsation  $\omega$  (la tension et le courant varient sinusoïdalement avec  $t$ ). Une grandeur complexe instantanée s'écrit alors  $\underline{a}(x,t) = \underline{A}(x)e^{j\omega t}$ , où  $\underline{A}(x) = A(x)e^{j\phi_A(x)}$

## Annexe A

( $A(x) \geq 0$ ) est l'amplitude complexe de  $\underline{a}(x,t)$ . La grandeur réelle associée vaut  $a(x,t) = \Re e[\underline{a}(x,t)] = A(x) \cos(\omega t + \phi_A(x))$ .

On obtient les équations de propagation suivantes pour la tension  $\underline{V} \equiv \underline{V}(x)$  et le courant  $\underline{I} \equiv \underline{I}(x)$ ,

$$\frac{\partial^2 \underline{V}}{\partial x^2} = \gamma^2 \underline{V} \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 \underline{I}}{\partial x^2} = \gamma^2 \underline{I}, \quad (\text{A.1})$$

où la constante de propagation  $\gamma$ , et l'impédance caractéristique de la ligne  $Z_c$  (utilisée plus loin), valent :

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)}, \quad (\text{A.2})$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}}. \quad (\text{A.3})$$

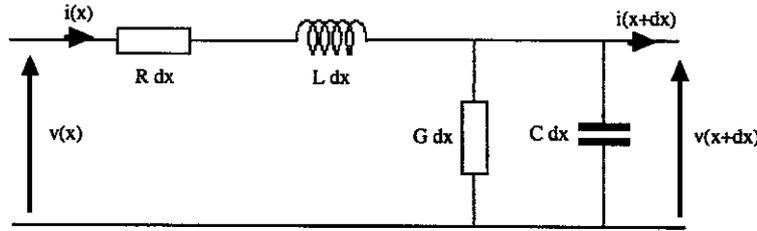


FIG. A.2 - Représentation quadripolaire d'un tronçon de ligne de longueur  $dx$ .

Les solutions des équations de propagation (Eq. A.1) s'écrivent :

$$\begin{aligned} \underline{V}(x) &= \underline{V}_i e^{-\gamma x} + \underline{V}_r e^{\gamma x}, \\ \underline{I}(x) &= \underline{I}_i e^{-\gamma x} + \underline{I}_r e^{\gamma x}, \end{aligned}$$

avec  $\underline{V}_i/\underline{I}_i = -(\underline{V}_r/\underline{I}_r) = Z_c$ . Si l'on écrit  $\gamma = \alpha + j\beta$ , on obtient :

$$\underline{v}(x,t) = \underbrace{\underline{V}_i e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - \beta x)}}_{\text{onde incidente}} + \underbrace{\underline{V}_r e^{\alpha x} e^{j(\omega t + \beta x)}}_{\text{onde réfléchie}}. \quad (\text{A.4})$$

$\underline{v}(x,t)$  apparaît comme la superposition d'une onde incidente  $\underline{v}_i(x,t) = \underline{V}_i e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - \beta x)}$  dans la direction des  $x$  croissant, et d'une onde réfléchie  $\underline{v}_r(x,t) = \underline{V}_r e^{\alpha x} e^{j(\omega t + \beta x)}$  dans la direction des  $x$  décroissant. Ces deux ondes se propagent en sens contraire avec la vitesse de phase  $v_\phi = \omega/\beta$  ( $v_\phi = 1/\sqrt{LC}$  pour les lignes sans perte) et, dans le cas de lignes réelles avec pertes, elles s'amortissent exponentiellement avec le paramètre d'affaiblissement  $\alpha$  mesuré en Nepers par mètre (Np/m) ou en dB/m ( $\alpha_{\text{dB/m}} = [(\ln 10)/20]\alpha_{\text{Np/m}} \approx$

$0.1151\alpha_{dB/m}$ ). L'impédance  $Z(x)$  ainsi que l'impédance d'entrée  $Z_0$  (vue depuis le générateur, *i.e.* en  $x = 0$ ) valent

$$Z(x) = Z_c \frac{Z_0 - Z_c \tanh(\gamma x)}{Z_c - Z_0 \tanh(\gamma x)} \quad \text{et} \quad Z_0 = Z_c \frac{Z_R + Z_c \tanh(\gamma l)}{Z_c + Z_R \tanh(\gamma l)}. \quad (\text{A.5})$$

Ainsi, si  $Z_R = Z_c$ , il vient  $Z_0 = Z_c$  et donc pour tout  $x$ ,  $Z(x) = Z_c$ . Il n'existe alors aucune onde réfléchie sur la ligne qui est dans un régime d'ondes purement progressives. Le courant et la tension sont en phase et toute la puissance transportée par l'onde progressive l'est sous forme de puissance active.

## A.2 Réflexion à l'extrémité d'une ligne [133]

### A.2.1 Définition du coefficient de réflexion $\Gamma$

Comme nous nous intéressons à la réflexion en bout de ligne, nous prenons l'origine des abscisses au niveau du récepteur d'impédance  $Z_R$ , l'impédance caractéristique de la ligne de longueur  $l$  étant  $Z_c$  (Fig. A.3). La tension, le courant et l'impédance mesurés en

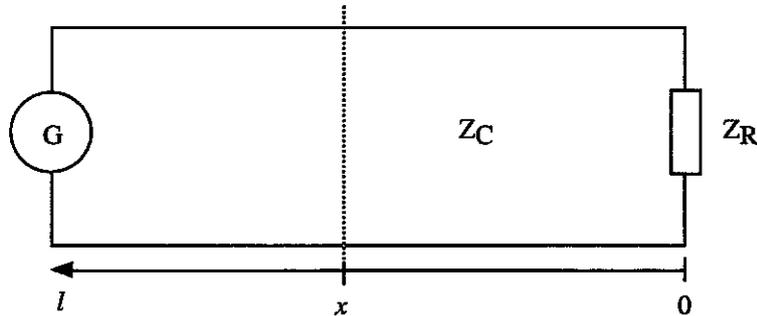


FIG. A.3 – Ligne d'impédance caractéristique  $Z_c$  avec la convention pour l'étude du coefficient de réflexion.

un point  $x$  quelconque de la ligne en fonction des mêmes grandeurs mesurées sur la charge (indiquées par  $R$ ) valent :

$$\underline{V}(x) = \underline{V}_R \cosh \gamma x + Z_c \underline{I}_R \sinh \gamma x, \quad (\text{A.6})$$

$$\underline{I}(x) = \underline{I}_R \cosh \gamma x + \frac{\underline{V}_R}{Z_c} \sinh \gamma x, \quad (\text{A.7})$$

$$Z(x) = Z_c \frac{Z_R + Z_c \tanh \gamma x}{Z_c + Z_R \tanh \gamma x}. \quad (\text{A.8})$$

Le coefficient de réflexion complexe  $\underline{\Gamma}(x)$  en un point  $x$  de la ligne est défini comme le quotient de l'amplitude de l'onde réfléchie par l'amplitude de l'onde incidente en ce point,

soit :

$$\Gamma(x) = \frac{V_r e^{-\gamma x}}{V_i e^{\gamma x}} = \Gamma_R e^{-2\gamma x}, \quad (\text{A.9})$$

où le coefficient de réflexion sur le récepteur ( $x = 0$ ) vaut :

$$\Gamma_R = \frac{V_r}{V_i} = \frac{Z_R - Z_c}{Z_R + Z_c}. \quad (\text{A.10})$$

TAB. A.1 - Les deux types d'ondes pouvant exister sur une ligne suivant les valeurs extrêmes que peut prendre  $\Gamma$  (0 ou 1).

$\Gamma_R = 0$ : régime d'ondes progressives	$\Gamma_R = 1$ : régime d'ondes stationnaires
$Z_R = Z_c$ : pas de réflexion	$Z_R = 0$ : court-circuit $Z_R = \infty$ : circuit ouvert $ Z_R - Z_c  =  Z_R + Z_c $ , <i>e.g.</i> si $Z_c$ réel et $Z_R$ est une réactance pure

Dans le cas général d'un coefficient de réflexion quelconque  $\Gamma_R$ , on a :

$$\underline{V}(x) = \underline{V}_i e^{\gamma x} [1 + \Gamma_R e^{-2\gamma x}], \quad (\text{A.11})$$

$$\underline{I}(x) = \underline{I}_i e^{\gamma x} [1 - \Gamma_R e^{-2\gamma x}], \quad (\text{A.12})$$

$$Z(x) = Z_c \frac{1 + \Gamma_R e^{-2\gamma x}}{1 - \Gamma_R e^{-2\gamma x}} = Z_c \frac{1 + \Gamma(x)}{1 - \Gamma(x)}. \quad (\text{A.13})$$

La figure A.4 représente les variations des valeurs efficaces de la tension et du courant dans une ligne sans perte. Ceux-ci oscillent en fonction de la distance  $x$  au récepteur entre deux extréma. Au point  $x_1$ ,

- la tension est maximale et vaut  $V_M = (V_i/\sqrt{2})(1 + \Gamma_R)$ ,
- le courant est minimal et vaut  $I_m = (I_i/\sqrt{2})(1 - \Gamma_R)$ ,
- l'impédance est maximale et vaut  $Z_M = Z_c \frac{1+\Gamma_R}{1-\Gamma_R}$ .

Au point  $x_2$ ,

- la tension est minimale et vaut  $V_m = (V_i/\sqrt{2})(1 - \Gamma_R)$ ,
- le courant est maximal et vaut  $I_M = (I_i/\sqrt{2})(1 + \Gamma_R)$ ,
- l'impédance est minimale et vaut  $Z_m = Z_c \frac{1-\Gamma_R}{1+\Gamma_R}$ .

Ce régime semi-stationnaire apparaît, par exemple pour la tension, comme la superposition d'un régime d'onde progressive d'amplitude  $V_m$  et d'un régime d'onde stationnaire d'amplitude variant de 0 à  $V_M - V_m$ .

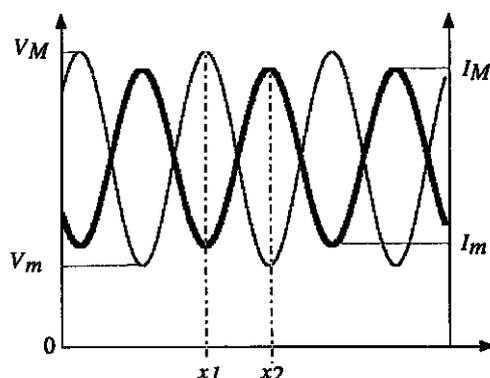


FIG. A.4 – Variations des valeurs efficaces de la tension et du courant mesurées le long d'une ligne sans perte dans le cas du régime semi-stationnaire.

### A.2.2 Définition du rapport d'onde stationnaire $\rho$

Le rapport (ou taux) d'onde stationnaire ROS (TOS), ou *voltage standing wave ratio* (VSWR), est donné par :

$$\rho = \frac{V_M}{V_m} = \frac{I_M}{I_m} = \frac{1 + \Gamma_R}{1 - \Gamma_R}, \rho \in [1; +\infty[. \quad (\text{A.14})$$

TAB. A.2 – Les différents régimes d'ondes établis sur la ligne en fonction des valeurs de  $\rho$ .

Valeurs de $\rho$	Régime établi sur la ligne
$1 \leq \rho \ll 10$	Proche du régime d'ondes progressives
$1 \ll \rho \leq 10$	Désadaptation ligne - charge assez sensible
$\rho > 10$	Proche du régime d'ondes stationnaires

On peut noter les deux relations suivantes :

$$Z_M = \rho Z_c \quad ; \quad Z_m = Z_c / \rho. \quad (\text{A.15})$$

## A.3 Le diagramme de Smith

### A.3.1 Historique [202]

Phillip Hagar Smith (1905-1987) commença à travailler en 1928, dans les laboratoires de la Bell Telephone, à la conception et à l'installation d'équipement pour des antennes directionnelles. Sa principale préoccupation était le problème d'adaptation des lignes de

transmissions aux antennes. A l'époque, les mesures physiques des positions de minima et de maxima de la tension étaient pénibles à réaliser (vus la taille et l'encombrement des systèmes, deux personnes étaient nécessaires pour procéder aux mesures!), ce qui a conduit Phill H. Smith à imaginer le diagramme qui porte aujourd'hui son nom. Si la première version, encore imparfaite, utilisait des coordonnées rectangulaires qui ne permettaient pas de représenter toutes les impédances possibles, une seconde version, imaginée en 1936, et utilisant cette fois des coordonnées polaires, permettait de pallier cet inconvénient. C'est au début de 1937 que la version finale du diagramme de Smith, qui repose sur une transformation bilinéaire conforme, a vu le jour. Cependant, il faudra attendre janvier 1939, avec l'article paru dans *Electronics* [142], pour que ce nouvel outil soit révélé à l'ensemble de la communauté travaillant dans le domaine des hautes et hyper-fréquences.

### A.3.2 Construction du diagramme de Smith [203]

Pour une charge d'impédance  $Z_R$  placée en bout de ligne, la formule A.8 donne la valeur de l'impédance mesurée sur la ligne de transmission à la distance  $x$  de la charge. La complexité de cette formule rend son utilisation laborieuse, sauf si l'on dispose d'un outil simple d'emploi, comme un abaque, qui permette de déduire facilement  $Z(x)$  à partir de  $Z_R$ , la distance  $x$  au récepteur étant connue, et vice-versa. Un tel abaque existe : c'est le diagramme de Smith. Il s'agit d'une ingénieuse représentation graphique de la transformation d'impédance réalisée par une ligne de transmission de longueur  $x$ . En fait, le diagramme de Smith est une représentation polaire de la valeur du coefficient de réflexion complexe, assortie d'un ensemble d'échelles marginales donnant les valeurs d'autres grandeurs électriques utiles comme le ROS ou les pertes en retour (en dB).

La représentation de toutes les valeurs  $Z(x)$  mesurables nécessiterait un demi-plan infini ( $R \geq 0$ ), ce qui est impossible. La formule A.13 montre que le coefficient de réflexion complexe  $\underline{\Gamma}(x)$  et l'impédance  $Z(x)$  en un point de la ligne sont liés par une relation bilinéaire (et donc bijective). Cette relation peut donc s'inverser pour donner :

$$\underline{\Gamma}(x) = \frac{Z(x) - Z_c}{Z(x) + Z_c} \quad (\text{A.16})$$

soit, en normalisant par l'impédance caractéristique  $Z_c$  connue :

$$\underline{\Gamma}(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{z}(\mathbf{x}) - 1}{\mathbf{z}(\mathbf{x}) + 1}. \quad (\text{A.17})$$

Ainsi, la transformation bilinéaire A.17 ramène le demi-plan infini  $\Re[z(x)] \geq 0$  (plan  $Z$ ) à l'intérieur du disque de rayon unité  $|\Gamma(x)| \leq 1$  (plan  $\Gamma$ ), qui est une surface finie. Cette fonction est une transformation conforme [204], c'est-à-dire que la forme d'une

petite figure dans le plan  $Z$  est conservée dans le plan  $\Gamma$ . En particulier, si deux lignes se coupent avec un angle donné dans le plan d'impédance complexe, leurs transformées se couperont avec le même angle dans le plan du coefficient de réflexion complexe. La transformation bilinéaire possède aussi la propriété remarquable que tout cercle dans le plan d'impédance complexe est transformé en un cercle ou une droite dans le plan  $\Gamma$ , et vice-versa.

Par la formule A.17, les lignes d'équirésistance  $r = R/Z_c = cste$  (avec  $Z_c$  résistance pure) sont transformées en des cercles :

- de centre  $(r/(1+r); 0)$ ,
- de rayon  $1/(1+r)$ ;

et les lignes d'équiréactance  $x = X/Z_c = cste$  sont transformées en des arcs de cercles, orthogonaux à la famille de cercles d'équirésistance, et :

- de centre  $(1; 1/x)$ ,
- de rayon  $1/x$ .

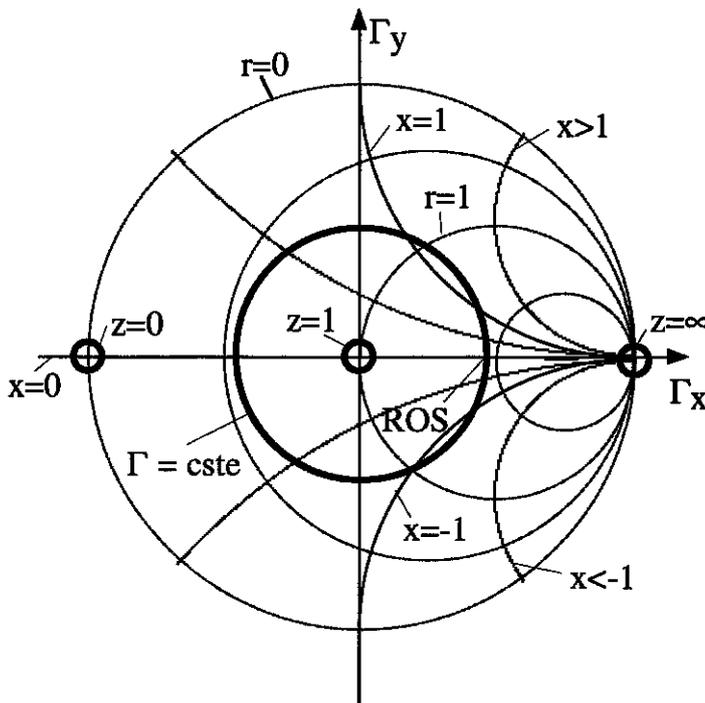


FIG. A.5 - Diagramme de Smith simplifié avec quelques éléments caractéristiques. Les cercles d'équirésistance sont dessinés en gris.

On remarquera que le cercle  $r = 0$  est centré à l'origine du plan  $\Gamma$  et qu'il correspond au

cercle de rayon unité  $\Gamma = 1$  : c'est donc lui qui délimite le diagramme de Smith. L'axe  $x = 0$  se confond avec l'axe des abscisses  $\Gamma_y = 0$  (Fig. A.5).

Dans le plan  $\Gamma$ , les trois points remarquables  $z = 0$ ,  $z = 1$  (*i.e.*  $Z = Z_c$  : adaptation parfaite) et  $z = \infty$  sont situés sur l'axe des abscisses, aux points d'abscisses respectives -1, 0 et 1.

### A.3.3 Utilisation du diagramme de Smith [203, 205]

Considérons une ligne sans perte (*i.e.*  $\alpha = 0$ ) au bout de laquelle on place une charge d'impédance normalisée  $1/3 + j0.5$ . Comment trouver l'impédance à une distance  $l$  de la charge? Comme la ligne est sans perte, la formule A.9 s'écrit :

$$\underline{\Gamma}(l) = \underline{\Gamma}_R e^{-j2\beta l} \quad (\text{A.18})$$

et signifie que  $\forall l$ ,  $|\underline{\Gamma}(l)| = |\underline{\Gamma}_R| = \text{cste}$ , c'est-à-dire que tous les points représentatifs des impédances de la ligne se trouvent sur le cercle centré à l'origine et de rayon  $|\underline{\Gamma}_R|$ . De plus, d'après Eq.A.18, le vecteur représentatif du coefficient de réflexion au niveau de la charge tourne d'un angle  $-2\beta l$  (*i.e.* dans le sens horaire) pour donner le coefficient de réflexion mesuré à la distance  $l$  de la charge, et vice-versa. Nous savons donc comment procéder pour trouver  $Z(l)$  (Fig. A.6). On trace le vecteur  $\underline{\Gamma}_R$  (point A) et le cercle centré à l'origine et de rayon  $|\underline{\Gamma}_R|$ , puis on fait tourner ce vecteur dans le sens horaire d'un angle  $2\beta l$  pour obtenir le vecteur  $\underline{\Gamma}(l)$  (point B), qui correspond à une impédance  $z(l) = 3 + 1.6j$ . On lit aussi directement la valeur du ROS (point C) et de son inverse au niveau des intersections du cercle  $\Gamma = \text{cste}$  avec l'axe des abscisses. En effet, d'après Eq.A.15, l'impédance réduite maximale est réelle et vaut  $z_M = \rho$ . Ici, on trouve  $\rho \approx 4.15$ .

Plus généralement, lorsqu'on se déplace du point de mesure vers le générateur (resp. la charge), on tourne dans le sens horaire (resp. anti-horaire) d'un angle double de la longueur électrique de la ligne entre la charge et le point de mesure. En pratique, la circonférence du diagramme de Smith est graduée en longueur d'onde, ce qui évite d'avoir à calculer directement cet angle.

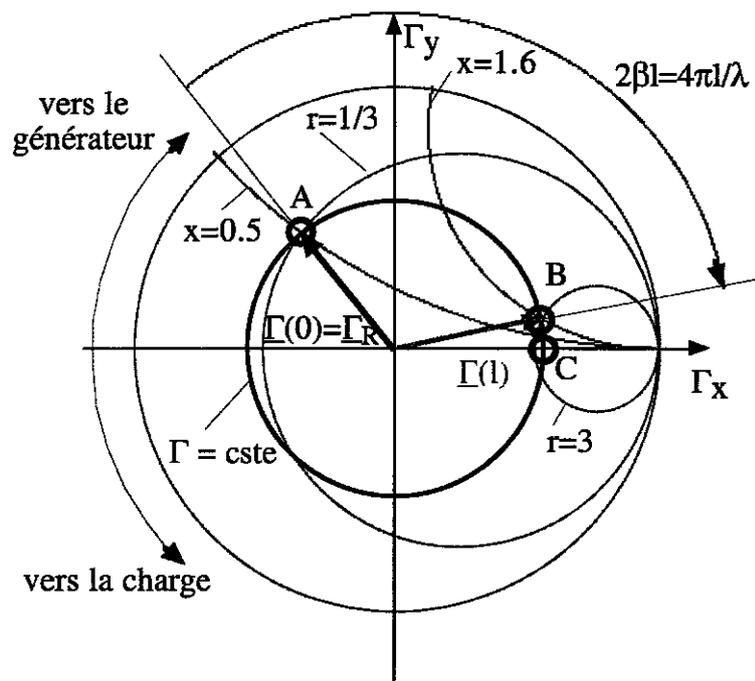


FIG. A.6 - Exemple d'utilisation du diagramme de Smith.



## Annexe B

# Cercle-Q et détermination de $Q_0$

### B.1 Modélisation d'une cavité résonante

On peut modéliser le circuit de mesure du coefficient de réflexion d'une cavité résonante par le circuit électrique équivalent représenté dans la figure B.1. On distingue quatre ensembles différents dans ce circuit :

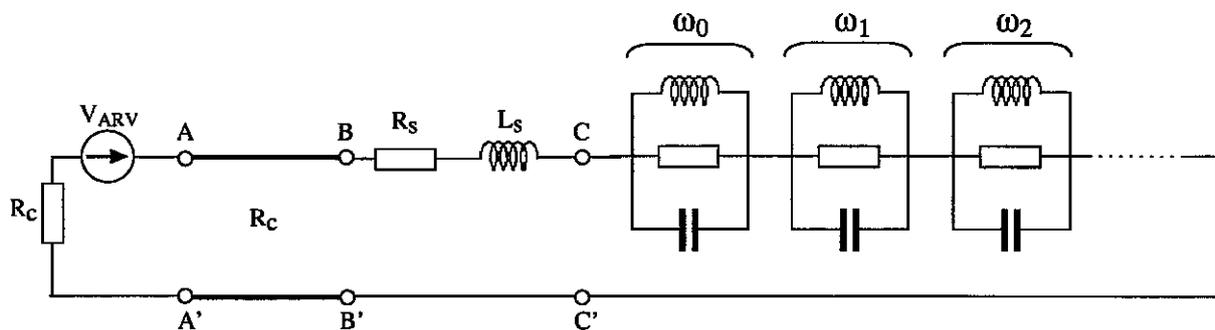


FIG. B.1 – Circuit électrique équivalent du dispositif de mesure du coefficient de réflexion d'une cavité résonante, à l'aide d'un analyseur de réseaux.  $AA'$  est le port de mesure de l'analyseur, qui est représenté par une source de tension et une impédance interne  $R_c$ . Celle-ci est adaptée à la ligne coaxiale d'impédance caractéristique  $R_c$  et de longueur  $l = AB = A'B'$ , qui relie l'analyseur au port d'entrée  $BB'$  de la cavité. La résistance  $R_s$  et la réactance  $L_s$  représentent le dispositif de couplage. Le résonateur proprement dit est situé à droite des points  $CC'$ . Chaque mode de résonance  $M_n$  est schématisé par un circuit RLC parallèle, de fréquence de résonance  $f_n = \omega_n/2\pi$ .

- à gauche des points  $AA'$ , l'ARV est représenté par une source de tension et une impédance interne  $R_c$ , supposée réelle. Le port  $AA'$  correspond au port de sortie de l'ARV ;

- la ligne coaxiale reliant l'ARV au connecteur placé sur la cavité résonante, est représentée par les tronçons de ligne AB et A'B', d'impédance caractéristique réelle  $R_c$ . L'ARV et la ligne de connexion sont donc adaptés;
- le dispositif de couplage entre la cavité et l'ARV est schématisé par la résistance  $R_s$  et l'inductance  $L_s > 0$ . En effet, on considère ici un couplage inductif, assuré par une antenne boucle;
- la cavité elle-même est représentée à droite des points CC'. Chaque mode de résonance  $M_n$  est schématisé par un circuit RLC parallèle, de pulsation de résonance  $\omega_n$ . Une infinité de ces circuits sont placés en série (pointillés sur la figure B.1).

Dans ce qui suit, on s'intéresse uniquement au mode de résonance 0, schématisé par les éléments caractéristiques  $R_0$ ,  $L_0$  et  $C_0$ . On se place dans une bande de fréquence étroite

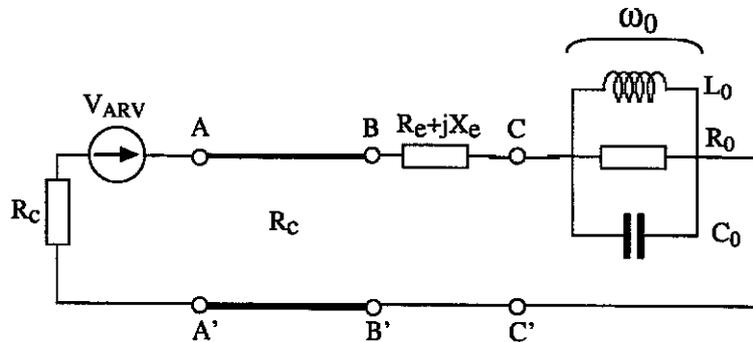


FIG. B.2 - Circuit électrique équivalent simplifié du dispositif de mesure du coefficient de réflexion d'une cavité résonante. On ne s'intéresse qu'au mode de résonance  $M_0$  de la cavité. Les autres modes et le dispositif de couplage sont schématisés par une impédance globale  $Z_e = R_e + jX_e$ .

autour de la fréquence de résonance  $f_0 = \omega_0/2\pi$ , les autres fréquences de résonance  $f_n$ ,  $n \neq 0$ , étant supposées suffisamment éloignées; on a alors :

$$|\omega - \omega_0| \ll \omega_0. \quad (\text{B.1})$$

L'ensemble des modes non considérés est maintenant représenté par une impédance complexe globale  $Z_m = R_m + jX_m(\omega)$ , que l'on regroupe avec l'impédance qui caractérise le dispositif de couplage. On obtient donc une impédance externe  $Z_e = R_e + jX_e(\omega) = (R_m + R_s) + j[X_m(\omega) + L_s\omega]$  (Fig. B.2). A l'aide de la procédure de calibration utilisant trois étalons [139, 140], le plan de référence de mesure du coefficient de réflexion est déplacé de la sortie de l'analyseur (port AA'), à l'entrée de la cavité, juste avant le dispositif de couplage (port BB'). L'impédance d'entrée vue par l'analyseur, aux bornes du plan de référence, vaut :

$$Z(\omega) = R_e + jX_e + \frac{R_0}{1 + jQ_0 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}, \quad (\text{B.2})$$

où  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$  est la pulsation de résonance, et  $Q_0 = R_0 C_0 \omega_0$  le facteur de qualité propre de la cavité, associé aux pertes énergétiques se produisant exclusivement à l'intérieur du résonateur, pour le mode  $M_0$  considéré. Cependant, pour mesurer  $Q_0$ , il est nécessaire de relier la cavité au monde extérieur, *i.e.* à l'ARV, via un dispositif de couplage. Cela revient à placer une charge en parallèle au circuit résonant qui représente le mode  $M_0$ , ce qui va influencer la résonance étudiée. Pour comprendre l'effet du dispositif de mesure sur les grandeurs mesurées, on considère la nouvelle modélisation de l'ensemble représentée sur la figure B.3. L'ensemble du dispositif de mesure externe à la cavité est représenté

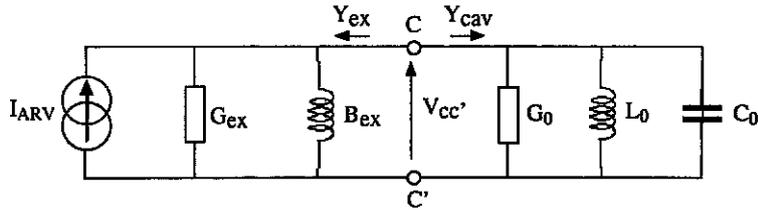


FIG. B.3 – Circuit électrique équivalent du dispositif de mesure du coefficient de réflexion. La cavité excitée sur le mode  $M_0$ , d'admittance  $Y_{cav}$ , est chargée par le dispositif de mesure externe (ARV et antenne de couplage), d'admittance  $Y_{ex}$ .

par une admittance complexe  $Y_{ex} = G_{ex} + jB_{ex} = 1/(R_c + R_e + jX_e)$ , alors que la cavité excitée sur le mode  $M_0$  est représentée par l'admittance :

$$Y_{cav} = G_0 \left( 1 + j2Q_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right), \quad (B.3)$$

où  $G_0 = 1/R_0$ , et on a tenu compte de la relation B.1. En pratique, on mesure donc un nouveau système résonant, la cavité chargée, d'admittance :

$$Y_c = Y_{ex} + Y_{cav} \quad (B.4)$$

$$= (G_{ex} + G_0) \left[ 1 + j2Q_c \frac{\omega - \omega_c}{\omega_0} \right], \quad (B.5)$$

où la fréquence de résonance en charge  $\omega_c$ , et le facteur de qualité en charge  $Q_c$ , valent :

$$\omega_c = \omega_0 \left( 1 - \frac{B_{ex}}{2Q_0 G_0} \right), \quad (B.6)$$

$$Q_c = Q_0 \frac{G_0}{G_0 + G_{ex}}. \quad (B.7)$$

Le dispositif de mesure influence donc la résonance propre de la cavité de deux façons. D'une part, la conductance externe  $G_{ex}$ , qui représente pour l'essentiel les pertes dans le circuit extérieur et le dispositif de couplage, diminue le facteur de qualité qui devient

$Q_c < Q_0$ ; d'autre part, la susceptance externe  $B_{ex}$ , qui rend compte du dispositif de couplage et de la présence des autres modes au sein de la cavité, modifie la fréquence de résonance du nouveau résonateur {cavité + système de couplage + impédance externe}.

La tension aux bornes de la cavité chargée valant  $V$ , on peut calculer la puissance  $P_0$  dissipée dans  $G_0$ , *i.e.* dans la cavité excitée sur le mode  $M_0$ , ainsi que la puissance  $P_{ex}$  dissipée dans  $G_{ex}$ , *i.e.* dans le circuit externe :

$$P_0 = \frac{1}{2}|V|^2 G_0, \quad P_{ex} = \frac{1}{2}|V|^2 G_{ex}. \quad (\text{B.8})$$

On en déduit le coefficient de couplage :

$$\kappa = \frac{P_{ex}}{P_0} = \frac{G_{ex}}{G_0}, \quad (\text{B.9})$$

ce qui permet d'écrire la relation B.7 sous la nouvelle forme :

$$Q_c = \frac{Q_0}{1 + \kappa}. \quad (\text{B.10})$$

On notera que le coefficient de couplage est la somme de deux contributions,

$$\kappa = \kappa_1 + \kappa_2, \quad (\text{B.11})$$

où  $\kappa_1 \propto R_c$  décrit le couplage due aux pertes qui ont lieu exclusivement dans le circuit externe (ARV et ligne de connexion), à gauche du plan de référence défini par BB' dans la figure B.2.  $\kappa_2 \propto R_e = R_m + R_s$  représente les pertes dans le système de couplage cavité - extérieur (ici, une antenne boucle) dans le cas où  $R_m \approx 0$ .

## B.2 Diagramme de Smith et cercle-Q

Revenons au schéma B.2 et supposons, pour simplifier, que la réactance  $X_e$  est constante. Lorsque la fréquence varie, le lieu des points décrits dans le plan d'impédance complexe par l'impédance du circuit vu par l'analyseur, est alors un cercle. En effet, on a :

$$\forall \omega, \left| Z(\omega) - \left( R_e + \frac{R_0}{2} + jX_e \right) \right|^2 = \frac{R_0^2}{4}. \quad (\text{B.12})$$

Ce cercle est appelé cercle-Q (ou *Q-circle* [143]); il est centré au point  $(R_e + R_0/2, X_e)$  et a pour rayon  $R_0/2$ . Lorsque la fréquence augmente, le point représentatif de l'impédance se déplace dans le sens horaire sur le cercle (Fig. B.4a). D'après la propriété de la transformation bilinéaire reliant  $Z$  à  $\Gamma$ , la résonance est aussi caractérisée par un cercle dans le plan du coefficient de réflexion complexe  $\Gamma$  (Fig. B.4b). C'est ce cercle-Q que mesure

l'analyseur de réseaux vectoriel lors des expériences d'observation de la JPR à l'aide de la technique de perturbation de cavité résonante. Plus exactement, comme  $X_e$  dépend de la fréquence, le point représentatif de l'impédance, ou du coefficient de réflexion, dessine une boucle, assimilable à une portion de cercle non loin de la résonance.

Le coefficient de réflexion mesuré par l'analyseur vaut :

$$\Gamma = \frac{Z - R_c}{Z + R_c} = \frac{Z_e + \frac{1}{Y_{cav}} - R_c}{Z_e + \frac{1}{Y_{cav}} + R_c} \quad (\text{B.13})$$

Pour une fréquence loin de la résonance (cavité désaccordée),  $Y_{cav}$  tend vers l'infini, et  $\Gamma$  tend vers le coefficient de réflexion désaccordé  $\Gamma_d$  défini par :

$$\Gamma_d = \frac{Z_e - R_c}{Z_e + R_c} = 1 - 2Y_{ex}R_c \quad (\text{B.14})$$

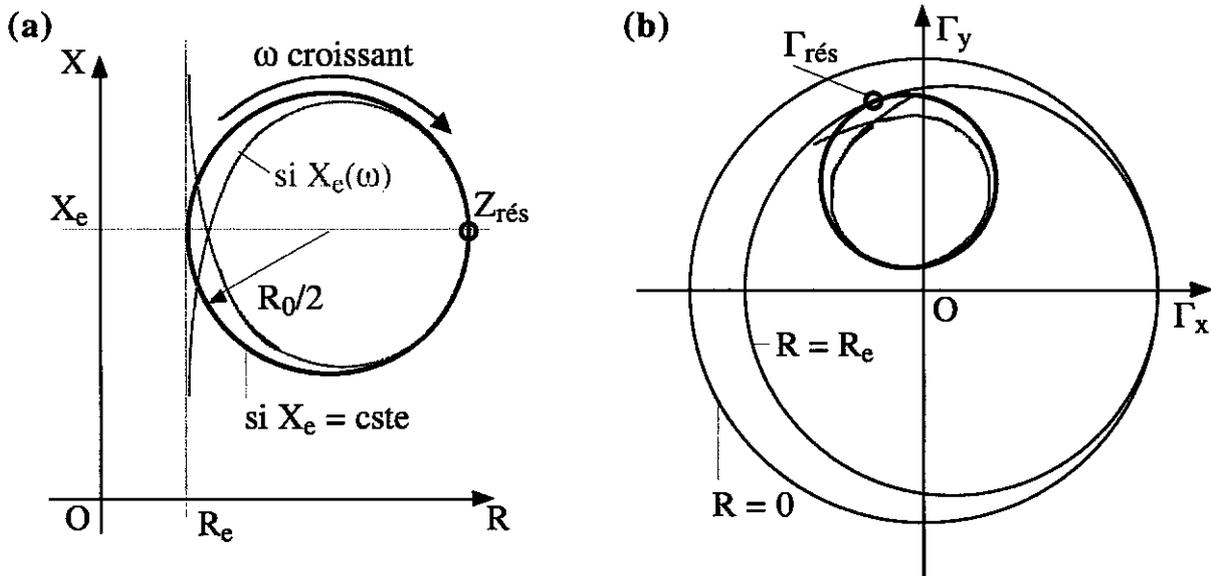


FIG. B.4 – Représentation du cercle-Q dans le plan d'impédance complexe (a) et dans le plan du coefficient de réflexion complexe (b). La résonance est caractérisée par un cercle parfait dans le cas idéal où  $X_e$  est indépendant de la fréquence. En pratique,  $X_e$  varie avec  $\omega$ , et la résonance est représentée par une boucle (en gris sur la figure), qui se confond avec le cercle idéal à proximité de la résonance.

## Annexe B

---

Le coefficient de réflexion s'écrit maintenant, après avoir multiplié le numérateur et le dénominateur de l'équation B.13 par  $Y_{ex}Y_{cav}$ , et en tenant compte des relations B.4 et B.14 :

$$\Gamma = \Gamma_d + \frac{Y_{ex}}{Y_c}(1 - \Gamma_d), \quad (\text{B.15})$$

soit, en utilisant l'expression B.5,

$$\Gamma = \Gamma_d + \frac{de^{j\gamma}}{1 + jQ_c 2^{\frac{\omega - \omega_c}{\omega_0}}}, \quad (\text{B.16})$$

où le diamètre du cercle-Q dans le plan des coefficients de réflexion complexe, vaut :

$$d = \frac{2\kappa_1}{1 + \kappa}, \quad (\text{B.17})$$

et l'angle de rotation  $\gamma$  est :

$$\gamma = -2A \tan\left(\frac{X_e}{R_e + R_c}\right). \quad (\text{B.18})$$

Ainsi, l'expression B.16 du coefficient de réflexion mesuré montre que l'on peut extraire, à partir des mesures, les quatre paramètres de la résonance  $Q_c$ ,  $\kappa$ ,  $Q_0$  et  $\omega_c$ .

### B.3 Procédure d'ajustement

On peut écrire l'expression B.16 sous une autre forme [144] :

$$\Gamma = \frac{j\Gamma_d Q_c 2^{\frac{\omega - \omega_c}{\omega_0}} + \Gamma_d + de^{j\gamma}}{jQ_c 2^{\frac{\omega - \omega_c}{\omega_0}} + 1}. \quad (\text{B.19})$$

On reconnaît dans l'expression précédente une transformation homographique (ou transformation de Möbius) :

$$\Gamma = \frac{a_1 t + a_2}{a_3 t + 1}, \quad (\text{B.20})$$

où  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  sont des constantes complexes, et  $t$ , fréquence normalisée, est la variable qui vaut

$$t = 2 \frac{\omega - \omega_c}{\omega_0}. \quad (\text{B.21})$$

La méthode d'ajustement des données expérimentales consiste à résoudre le système sur-déterminé de  $N$  équations à trois inconnues complexes ( $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ) composé de  $N$  coefficients de réflexion expérimentaux  $\Gamma_k$ ,  $k \in \{1, \dots, N\}$ , associés aux fréquences normalisées

$t_k$ , et mesurés par l'ARV. Seule la fréquence de résonance en charge  $\omega_c/2\pi$  peut être déterminée avec précision. Au lieu de la relation B.21, on utilise donc

$$t \approx 2 \frac{\omega - \omega_c}{\omega_c} \quad (\text{B.22})$$

comme variable dans la procédure itérative de résolution du système. Cette procédure est exposée en détail dans les références [141] et [206].



# Bibliographie

- [1] H. Kamerlingh Onnes, *Leiden Comm.*, **120 b**, **122 b**, **124 c** (1911).
- [2] H. Kamerlingh Onnes, *Nobel lecture*, 11 décembre 1913.
- [3] W. Meissner et R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [4] C. J. Gorter et H. B. G. Casimir, *Phys. Z.* **35**, 963 (1934); *Z. Techn. Phys.* **15**, 539 (1934).
- [5] F. et H. London, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A149**, 71 (1935).
- [6] V. L. Ginzburg et L. D. Landau, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950).
- [7] A. Pippard, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A216**, 547 (1953).
- [8] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [9] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [10] J. R. Gavaler, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 480 (1973).
- [11] B. S. Deaver et W. M. Fairbank, *Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders*, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 43 (1961).
- [12] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, 2<sup>e</sup> éd., McGraw-Hill (1996), ISBN 0-07-064878-6.
- [13] M. Héritier, *Transitions de phase électroniques - Magnétisme itinérant - Supraconductivité*, Cours du DEA de Physique des Solides de la région parisienne, 1999-2000.
- [14] A. A. Abrikosov, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **32**, 1442 (1957) [*Sov. Phys. - JETP* **5**, 1174 (1957)].
- [15] E. H. Brandt, *Vortices in superconductors*, *Physica C* **369**, 10 (2002).
- [16] Niklas Mros, *Intrinsic Josephson effects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  single crystals: effects of Josephson vortices on critical current fluctuations and rf induced resonances*, Thèse, Université de Göteborg, Suède, éd. par Chalmers (1999), ISBN 91-7197-817-8.
- [17] U. Essmann et H. Träuble, *The direct observation of individual flux lines in type II superconductors*, *Phys. Lett.* **24A**, 526 (1967).
- [18] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, *Vortices in high-temperature superconductors*, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).

## Références bibliographiques

---

- [19] J. G. Bednorz et K. A. Müller, *Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, *Z. Phys.* **64**, 189 (1986).
- [20] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi et T. Asano, *A new high- $T_c$  oxide superconductor without a rare earth element*, *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.* **27**, L209 (1988).
- [21] K. A. Müller et J. G. Bednorz, *Science* **237**, 1133 (1987).
- [22] J. G. Bednorz et K. A. Müller, *Perovskite-type oxides - the new approach to high- $T_c$  superconductivity*, *Nobel lecture*, 8 décembre 1987.
- [23] Ming Li, *Studies of vortex matter in strongly underdoped  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$  crystals*, Thèse, Université de Leyde, octobre 2002.
- [24] M. R. Presland, J. L. Tallon, R. G. Buckley, R. S. Liu et N. E. Flower, *General trends in oxygen stoichiometry effects on  $T_c$  in Bi and Tl superconductors*, *Physica C* **176**, 95 (1991).
- [25] B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T. W. Li, P. H. Kes, et M. Konczykowski, *Vortex-lattice phase transitions in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  crystals with different oxygen stoichiometry*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996).
- [26] C. E. Gough, M. S. Colclough, E. M. Forgan, R. G. Jordan, M. Keene, C. M. Muirhead, A. I. M. Rae, N. Thomas, J. S. Abell, et S. Sutton, *Nature* **326**, 855 (1987).
- [27] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun, et M. B. Ketchen, *Pairing Symmetry and Flux Quantization in a Tricrystal Superconducting Ring of  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
- [28] C. C. Tsuei et J. R. Kirtley, *Pairing symmetry in cuprate superconductors*, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
- [29] W. E. Lawrence, S. Doniach, *Theory of layer structure superconductors*, *Proceedings of the 12th international conference on low temperature physics, Kyoto*, E. Kanda (Ed.), 361, Academic Press of Japan, Kyoto (1971).
- [30] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel et P. Müller, *Intrinsic Josephson effects in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8 + \delta$  single crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2394 (1992).
- [31] R. Kleiner et P. Müller, *Intrinsic Josephson effects in high- $T_c$  superconductors*, *Phys. Rev. B* **49**, 1327 (1994).
- [32] J. R. Clem, *Two-dimensional vortices in a stack of thin superconducting films: a model for high-temperature superconducting multilayers*, *Phys. Rev. B* **43**, 7837 (1991).
- [33] George W. Crabtree, David R. Nelson, *Vortex physics in high-temperature superconductors*, *Physics Today* **50**, 38 (1997).
- [34] N. Avraham, *Study of the thermodynamic nature of the disorder-driven vortex matter phase transition*, Thèse, Weizmann Institute of Science (décembre 2000).

- [35] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur, H. Shtrikman, *Thermodynamic observation of first-order vortex-lattice melting transition in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$*  *Nature* **375**, 373 (1995).
- [36] A. Larkin et Y. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979).
- [37] T. Nattermann, *Scaling approach to pinning: charge-density waves and giant flux creep in superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2454 (1990).
- [38] T. Giamarchi, P. Le Doussal, *Elastic theory of flux lattices in the presence of weak disorder*, *Phys. Rev. B* **52**, 1242 (1995).
- [39] T. Giamarchi, P. Le Doussal, *Phase diagrams of flux lattices with disorder*, *Phys. Rev. B* **55**, 6577 (1995).
- [40] T. Giamarchi, S. Bhattacharya, *Vortex phases*, *condmat*, 0111052 (2001).
- [41] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. McK. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski, K. Mortensen, *Direct observation of magnetic flux lattice melting and decomposition in the high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.95}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$* , *Nature* **365**, 407 (1993).
- [42] M. P. A. Fisher, *Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- $T_c$  oxides*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).
- [43] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse, *Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors*, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [44] David R. Nelson, *Vortex entanglement in high- $T_c$  superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1973 (1988).
- [45] A. Houghton, R. A. Pelcovits, A. Sudbø, *Flux lattice melting in high- $T_c$  superconductors*, *Phys. Rev. B* **40**, 6763 (1989).
- [46] H. Pastoriza, M. F. Goffman, A. Arribère, et F. de la Cruz, *First order phase transition at the irreversibility line of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2951 (1994).
- [47] Ruixing Liang, D. A. Bonn, et W. N. Hardy, *Discontinuity of Reversible Magnetization in Untwinned YBCO Single Crystals at the First Order Vortex Melting Transition*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 835 (1996).
- [48] U. Welp, J. A. Fendrich, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, et B. W. Veal, *Thermodynamic Evidence for a Flux Line Lattice Melting Transition in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* , *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4809 (1996).
- [49] A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, *Calorimetric measurement of the latent heat of vortex-lattice melting in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$* , *Nature* **382**, 791 (1996).
- [50] Marlyse Roulin, Alain Junod, Andreas Erb, et Eric Walker, *Calorimetric Transitions on the Melting Line of the Vortex System as a Function of Oxygen Deficiency in High-Purity  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$* , *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1722 (1998).

## Références bibliographiques

---

- [51] T. Shibauchi, T. Nakano, M. Sato, T. Kisu, N. Kameda, N. Okuda, S. Ooi, T. Tamegai, *Interlayer phase coherence in the vortex matter phases of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$* , *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1010 (1999).
- [52] M.B. Gaifullin, Yuji Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, et K. Kishio, *Abrupt Change of Josephson plasma frequency at the phase boundary of the Bragg glass in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2945 (2000).
- [53] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, *Vortex state of high- $T_c$  superconductors studied by Josephson plasma resonance*, *Physica C* **362**, 64 (2001).
- [54] Y. Matsuda, *Probing phase transitions of vortex matter by Josephson plasma resonance*, *Supercond. Sci. Technol.* **15**, 291 (2002).
- [55] V. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R. A. Doyle, P. H. Kes, *Lindemann criterion and vortex-matter phase transitions in high-temperature superconductors*, *Physica C* **295**, 209 (1998).
- [56] C. J. van der Beek, S. Colson, M. V. Indenbom et M. Konczykowski, *Supercooling of the disordered vortex lattice in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4196 (2000).
- [57] C. J. van der Beek, S. Colson, M. Konczykowski et M. V. Indenbom, *Supercooling of the high field vortex phase in single crystalline BSCCO*, *Physica C* **341-348**, 1319 (2000).
- [58] D. Giller, A. Shaulov, T. Tamegai, Y. Yeshurun, *Transient vortex states in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3698 (2000).
- [59] N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D. E. Feldman, T. Tamegai, P. H. Kes, Ming Li, M. Konczykowski, C. J. van der Beek, et E. Zeldov, *'Inverse' melting of a vortex lattice*, *Nature* **411**, 451 (2001).
- [60] N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D. E. Feldman, E. Zeldov, T. Tamegai, P. H. Kes, Ming Li, M. Konczykowski, C. J. van der Beek, *First-order disorder-driven transition and inverse melting of the vortex lattice*, *Physica C* **369**, 36 (2002).
- [61] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, *Josephson plasma resonance crossing the second peak; first order nature of the Bragg-to-vortex glass transition*, *Physica C* **357-360**, 432 (2001).
- [62] G. Blatter, V. Geshkenbein, A. Larkin, H. Nordborg, *Low-field phase diagram of layered superconductors: the role of electromagnetic coupling*, *Phys. Rev. B* **54**, 72 (1996).
- [63] L. I. Glazman, A. E. Koshelev, *Thermal fluctuations and phase transitions in the vortex state of a layered superconductor*, *Phys. Rev. B* **43**, 2835 (1991).
- [64] L. L. Daemen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, J.Y. Coulter, *Critical current of Josephson-coupled systems in perpendicular fields*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1167 (1993).

- [65] M. J. W. Dodgson, A. E. Koshelev, V. B. Geshkenbein, G. Blatter, *Evaporation of the pancake -vortex lattice in weakly-coupled layered superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2698 (2000).
- [66] L. N. Bulaevskii, A. E. Koshelev, V. M. Vinokur et M. P. Maley, *Plasma resonance at low magnetic fields as a probe of vortex line meandering in layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **61**, R3819 (2000).
- [67] A. E. Koshelev et L. N. Bulaevskii, *Josephson coupling and plasma resonance in a vortex crystal*, *Physica C* **341-348**, 1503 (2000).
- [68] C. Kittel, *Introduction to Solid States Physics*, 4<sup>e</sup> édition, John Wiley & Sons (1971), ISBN 0-471-49021-0.
- [69] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, 2<sup>e</sup> édition, John Wiley & Sons (1975), ISBN 0-471-43132-X.
- [70] P. W. Anderson, in *Lectures on the Many-Body Problem*, vol. II, E. R. Caianiello, éd. par Academic Press, Inc., New York, 1964, p. 113.
- [71] B. D. Josephson, *Coupled superconductors*, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 216 (1964).
- [72] B. D. Josephson, *Supercurrents through barriers*, *Adv. Phys.* **14**, 419 (1965).
- [73] B. D. Josephson, *Superconducting barriers: the plasma resonance and related properties*, in *Quantum Fluids*, D. F. Brewer, éd. par North-Holland, Amsterdam, 1966, p. 174. 419 (1965).
- [74] A. J. Dahm, A. Denenstien, T. F. Finnegan, D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 859 (1968) et Erratum, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1020 (1968).
- [75] N. F. Pedersen, T. F. Finnegan, D. N. Langenberg, *Magnetic field dependence and Q of the Josephson Plasma Resonance*, *Phys. Rev. B* **6**, 4151 (1972).
- [76] R. V. Carlson, A. M. Goldman, *Propagating order-parameter collective modes in superconducting films*, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 11 (1975).
- [77] A. Schmid, G. Schön, *Collective oscillations in a dirty superconductor*, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 941 (1975).
- [78] S. N. Artemenko, A. F. Volkov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **69**, 1764 (1975) [*Sov. Phys. JETP* **42**, 896 (1975)].
- [79] J.E. Mooij et G. Schön, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 114 (1985).
- [80] O. Buisson, P. Xavier, J. Richard, *Observation of propagating plasma modes in a thin superconducting film*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3153 (1994).
- [81] T. M. Mishonov, *Predicted plasma oscillations in the  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  high-temperature superconductor*, *Phys. Rev. B* **44**, 12033 (1991).
- [82] K. Tamasaku, Y. Nakamura, S. Uchida, *Charge dynamics across the  $\text{CuO}_2$  planes in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$* , *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1455 (1992).
- [83] M. Tachiki, T. Koyama et S. Takahashi, *Electromagnetic phenomena related to a low-frequency plasma in cuprate superconductors*, *Phys. Rev. B* **50**, 7065 (1994).

## Références bibliographiques

---

- [84] D. van der Marel, H.-U. Habermeier, D. Heitmann, W. König et A. Wittlin, *Infrared study of the superconducting phase transition in  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* , *Physica C* **176**, 1 (1991).
- [85] S. N. Artemenko, A. G. Kobel'kov, *Plasma oscillations of superconducting electrons in layered superconductors*, *JETP* **58**, 445 (1993).
- [86] S. N. Artemenko, A. G. Kobel'kov, *Collective modes in layered superconductors*, *Physica C* **253**, 373 (1995).
- [87] Ophelia K.C. Tsui, N.P. Ong, Y. Matsuda, Y.F. Yan, et J.B. Peterson, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 724 (1994).
- [88] Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, et K. Kumagai, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4512 (1995).
- [89] L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, M. Tachiki, *Low frequency magneto-optical properties of Josephson-Coupled superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 801 (1995).
- [90] M. Tachiki, *Josephson plasma in cuprate high  $T_c$  superconductors*, *Physica C*, **282-287**, 383 (1997).
- [91] M. Tachiki, M. Machida, *Current understanding of Josephson plasma theory and experiments in HTSC*, *Physica C*, **341-348**, 1493 (2000).
- [92] J. D. Hettinger, K. E. Gray, B. W. Veal, A. P. Paulikas, P. Kostic, B. R. Washburn, W. C. Tonjes et A. C. Flewelling, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4726 (1995).
- [93] T. Shibauchi, H. Kitano, K. Uchinokura, A. Maeda, T. Kimura et K. Kishio, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2263 (1994).
- [94] T. Koyama et M. Tachiki, *I-V characteristics of Josephson-coupled layered superconductors with longitudinal plasma excitations*, *Phys. Rev. B* **54**, 16183 (1996).
- [95] M. Machida, T. Koyama, M. Tachiki, *Dynamical breaking of charge neutrality in intrinsic Josephson junctions: common origin for microwave resonant absorptions and multiple-branch structures in the I-V characteristics*, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4618 (1999).
- [96] M. Machida, T. Koyama, A. Tanaka, M. Tachiki, *Theory of the superconducting phase and charge dynamics in intrinsic Josephson-junction systems: microscopic foundation for longitudinal Josephson plasma and phenomenological dynamical equations*, *Physica C*, **331**, 85 (2000).
- [97] S. Sakai, P. Bodin et N. F. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **73**, 2411 (1993).
- [98] H. Suhl, *Inertial mass of a moving fluxoid*, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 226 (1965).
- [99] P. W. Anderson et A. H. Dayem, *Radio-frequency effects in superconducting thin film bridges*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 195 (1964).
- [100] E. Šimánek, *Inhomogeneous superconductors*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1994, ISBN 0-19-507828-4.

- [101] M. Tachiki, T. Koyama et S. Takahashi, *Josephson plasma in high temperature superconductors*, in *Coherence in high temperature superconductors*, G. Deutscher, A. Revcolevschi, édité par World Scientific, (1996), ISBN : 981-02-2650-0.
- [102] S. Takahashi, M. Tachiki, I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku, K. Kadowaki, *Josephson plasma excitation in high- $T_c$  superconductors with finite dimensions*, *Physica C*, **293**, 64 (1997).
- [103] I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku, K. Kadowaki, *Sample size dependence of the Josephson Plasma Resonance in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Physica C* **282-287**, 1599 (1997).
- [104] K. Kadowaki, I. Kakeya, M. B. Gaifullin, T. Mochiku, S. Takahashi, T. Koyama, M. Tachiki, *Longitudinal Josephson-plasma excitation in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  : direct observation of the Nambu-Goldstone mode in a superconductor*, *Phys. Rev. B*, **56**, 5617 (1997).
- [105] I. Kakeya, K. Kindo, K. Kadowaki, S. Takahashi, T. Mochiku, *Mode separation of the Josephson plasma in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. B* **57**, 3108 (1998).
- [106] M. Tachiki, S. Takahashi, et K. Kadowaki, *Microwave absorption of longitudinal Josephson plasma in cuprate high  $T_c$  superconductors*, *Physica C* **282-287**, 2421 (1997).
- [107] K. Kadowaki, M. Gaifullin, T. Mochiku, Y. Matsuda, K. Kumagai, S. Takahashi, M. Tachiki, *Longitudinal Josephson plasma excitation in vortex state of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Czechoslovak Journal of Physics* **46**, 1625-suppl. S3 (1996).
- [108] V. Ambegaokar, A. Baratoff, *Tunneling between superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963); *Erratum*, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 104 (1963)
- [109] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Theory of superconductivity*, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [110] B. Mühlshlegel, *Die thermodynamischen Funktionen des Supraleiters*, *Zeit. für Physik* **155**, 313 (1959).
- [111] Yuji Matsuda, Marat B. Gaifullin, Ken-ichi Kumagai, Makoto Kosugi, et Kazuto Hirata, *Interlayer phase coherence in the vortex state of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  probed by Josephson plasma resonance*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1972 (1997).
- [112] K. Kadowaki, I. Kakeya, T. Wakabayashi, R. Nakamura, S. Takahashi, *Temperature dependence of Josephson plasma modes in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  near  $T_c$* , *Int. J. Mod. Phys. B* **14**, 547 (2000) [addendum à *Int. J. Mod. Phys. B* **13**, 3405 (1999)]
- [113] I. Kakeya, R. Nakamura, T. Wada, K. Kadowaki, *Josephson plasma resonance in solid and glass phases of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Physica C* **362**, 234 (2001).
- [114] S. E. Shafranjuk, M. Tachiki, *Quasiparticle damping of Josephson plasma mode in layered superconductors*, *Europhys. Lett.* **44**, 348 (1998).

## Références bibliographiques

---

- [115] S. N. Artemenko, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, V. M. Vinokur, *Effect of quasi-particles on interlayer transport in highly anisotropic layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **59**, 11587 (1999).
- [116] A. E. Koshelev, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, *Josephson coupling, phase correlations, and Josephson plasma resonance in vortex liquid phase*, *Phys. Rev. B* **62**, 14403 (2000).
- [117] M.B. Gaifullin, Yuji Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, et R. Yoshizaki, *c-Axis Superfluid Response and Quasiparticle Damping of Underdoped Bi:2212 and Bi:2201*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3928 (1999).
- [118] M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, R. Yoshizaki, *c-electron transport in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$  probed by Josephson plasma resonance*, *Physica C* **362**, 228 (2001).
- [119] M.B. Gaifullin, Yuji Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, et R. Yoshizaki, *c-axis response of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ : a pseudogap and possibility of Josephson coupling of  $\text{CuO}_2$  planes*, *Phys. Rev. B* **50**, 3511 (1994).
- [120] Y. Ohashi, *Theory of Basov correlation between penetration depth and conductivity along the c-axis in high- $T_c$  cuprate superconductors*, *J. Phys. Soc. Japan* **69**, 659 (2000).
- [121] A. E. Koshelev, *Plasma resonance and remaining Josephson coupling in the "Decoupled vortex liquid phase" in layered superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3901 (1996).
- [122] L. L. Daemen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, J.Y. Coulter, *Josephson-coupled systems in perpendicular magnetic fields*, *Phys. Rev. B* **47**, 11291 (1993).
- [123] E. H. Brandt et E. B. Sonin, *Interlayer Josephson coupling for a gas of pancake vortices*, *Phys. Rev. B* **66**, 064505 (2002).
- [124] L. N. Bulaevskii, D. Dominguez, M. P. Maley, A. R. Bishop, O. K. C. Tsui, N. P. Ong, *Linewidth of c-axis plasma resonance in Josephson-coupled superconductors*, *Phys. Rev. B* **54**, 7521 (1996).
- [125] A. E. Koshelev, L. N. Bulaevskii, *Fluctuation broadening of the plasma resonance line in the vortex liquid state of layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **60**, R3743 (1999).
- [126] A. E. Koshelev, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, *Josephson plasma resonance as a structural probe of vortex liquid*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 902 (1998).
- [127] M. W. Coffey, *Josephson plasma resonance lineshape in the vortex liquid state at high frequency*, *Phys. Rev. B* **63**, 052505 (2001).
- [128] Y. Matsuda, N. P. Ong, Y. F. Yan, J. M. Harris, J. B. Peterson, *Phys. Rev. B* **49**, 4381 (1994).

- [129] T. Shibauchi, A. Mashio, M. Sato, T. Tamegai, H. Mori, S. Tajima, S. Tanaka, *J. Low Temp. Phys.* **105**, 1715 (1996); T. Shibauchi, M. Sato, A. Mashio, T. Tamegai, H. Mori, S. Tajima, S. Tanaka, *Phys. Rev. B* **55**, R11977 (1997).
- [130] J. Schmidt et I. Solomon, *J. Appl. Phys.* **37**, 3719 (1966).
- [131] Marat B. Gaifullin, *The Josephson plasma resonance in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , Thèse, département de Physique, Université d'Hokkaido, Sapporo, Japon (1998).
- [132] Charles P. Poole, *Electron spin resonance : a comprehensive treatise on experimental techniques*, New York : Interscience Publishers (1967).
- [133] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités*, éd. Dunod (1996).
- [134] O. Klein, S. Donovan, M. Dressel, G. Grüner, *Microwave cavity perturbation technique : Part I: Principles*, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **14**, 2423 (1993); S. Donovan, O. Klein, M. Dressel, K. Holczer, G. Grüner, *Microwave cavity perturbation technique : Part II: Experimental scheme*, *ibid.*, 2459 (1993); M. Dressel, O. Klein, S. Donovan, G. Grüner, *Microwave cavity perturbation technique : Part III: Applications*, *ibid.*, 2489 (1993).
- [135] M.M. Mola, J.T. King, C. P. McRaven, S. Hill, J.S. Qualls, J. S. Brooks, *Phys. Rev. B* **62**, 5965 (2000); M. M. Mola, *Superconducting mixed state phase diagram of  $\kappa - (BEDT - TTF)_2Cu(NCS)_2$* , Thèse, Montana State University (2001).
- [136] K. Kadowaki, I. Kakeya, T. Wakabayashi, S. Takahashi, *Temperature dependence of Josephson plasma modes in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  near  $T_c$* , *Int. J. Mod. Phys. B* **14**, 547 (2000) [Add. à *Int. J. Mod. Phys. B* **13**, 3405 (1999)].
- [137] G. Boudouris, *Cavités électromagnétiques*, Dunod (1971).
- [138] Om P. Gandhi, *Microwave Engineering and applications*, Pergamon Press (1981).
- [139] Agilent, *Effective Impedance Measurement using OPEN/SHORT/LOAD correction*, *Application Note* **346-3**.
- [140] Vincent Moreau, *Contribution à la caractérisation micro-onde de films supraconducteurs à haute température critique par la méthode du résonateur coplanaire*, Thèse, Université de Paris VI (2000).
- [141] D. Kajfez, *Q factor*, Vector Fields, Oxford (1994), ISBN : 0-930071-06-9.©
- [142] P.H. Smith, *Transmission-line calculator*, *Electronics* **12**, 29-31, january 1939; *An improved transmission-line calculator*, *Electronics* **17**, 130, january 1944; P. S. Carter, *Charts for transmission line measurements and computations*, *RCA Rev.* **3**, 355-368, january 1939.
- [143] W. Altar, *Q circles - A means of analysis of resonant microwave systems*, *Proc. I.R.E.*, **35**, Part I, p. 355-361, April 1947; Part II, p. 478-484, May 1947.
- [144] D. Kajfez et E. J. Hwan, *Q-factor measurement with network analyzer*, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **MTT-11**, 666 (1984); D. Kajfez, *Linear fractional*

## Références bibliographiques

---

- curve fitting for measurement of high Q factors, IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. **42**, 1149 (1994).
- [145] M. Li, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. A. Menovsky et P.H. Kes, *Superconducting properties of strongly underdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  single crystals*, *Phys. Rev. B* **66**, 024502 (2002).
- [146] A. A. Polyanskii, V. K. Vlasko-Vlasov, M. V. Indenbom et V. I. Nikitenko, *Visualization of the penetration and trapping of magnetic flux in high-temperature superconductors*, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15**, 872 (1989).
- [147] S. Colson, *Etude des propriétés magnétiques du supraconducteur à haute température critique  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  dans la phase mixte*, Rapport de stage d'option de physique de l'état solide, Ecole Polytechnique, juillet 1999 (non publié).
- [148] I. A. Dorosinskii et al., *Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magneto-optic films with in-plane anisotropy*, *Physica C* **203**, 149 (1992).
- [149] S. Berry, *Étude de la dynamique des vortex par des mesures locales de relaxation magnétique dans le composé supraconducteur  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$* , Thèse, Université de Paris-Sud, U.F.R. scientifique d'Orsay, octobre 1999.
- [150] Selon les relations 4.2, on a  $\omega_p^2/\omega^2 = (1 - t^2)/(1 - t_r^2)$ , d'où  $f_1 = 1 - \omega_p^2/\omega^2 = (T^2 - T_r^2)/(T_c^2 - T_r^2)$ . Le facteur  $f_1$  qui apparaît dans le premier terme du dénominateur de l'expression 2.51 de  $\mathcal{P}_{abs}$  est donc remplacé par son expression en fonction de la température  $T$ . On obtient alors la relation 4.3, en supposant que la conductivité  $\sigma_c$  ne varie pas ou peu sur la plage de température considérée.
- [151] A. E. Koshelev, *Ginzburg-Landau theory of fluctuation magnetization of two-dimensional superconductors*, *Phys. Rev. B* **50**, 506 (1994).
- [152] L. N. Bulaevskii, M. Ledvij, V. G. Kogan, *Fluctuations of vortices in layered high- $T_c$  superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3773 (1992).
- [153] S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, L. F. Schneemeyer et J. V. Waszczak, *Temperature dependence of the resistivity tensor in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2.2}\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_8$  crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2194 (1988).
- [154] S. Ono et Yoichi Ando, *Evolution of the resistivity anisotropy in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. B* **67**, 104512 (2003).
- [155] A. Soibel, E. Zeldov, M. Rappaport, Y. Myasoedov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, *Imaging the vortex-lattice melting process in the presence of disorder*, *Nature* **406**, 282 (2000); <http://www.weizmann.ac.il/home/fnsup/research-mo-visualiz.html#diffmo>
- [156] N. Chikumoto, M. Konczykowski, N. Motohira et A. P. Malozemoff, *Flux-creep crossover and relaxation over surface barriers in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1260 (1992).

- [157] N. Morozov, E. Zeldov, D. Majer, et M. Konczykowski, *Paramagnetic ac susceptibility at the first-order vortex-lattice phase transition*, *Phys. Rev. B* **54**, R3784 (1996).
- [158] M. Konczykowski, F. Holtzberg et P. Lejay, *Local Hall probe magnetometry: a new technique for investigation of magnetic flux penetration, exclusion and trapping in HTSC*, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, S331 (1991).
- [159] E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V. M. Vinokur et H. Shtrikman, *Geometrical barriers in high-temperature superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
- [160] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, N. Chikumoto, H. Shtrikman, *Nature of the irreversibility line in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* , *Europhys. Lett.* **30**, 367 (1995).
- [161] D. Majer, E. Zeldov, H. Shtrikman et M. Konczykowski, *Local magnetization measurements in high temperature superconductors*, p. 271, in *Coherence in high temperature superconductors*, Guy Deutscher et Alex Revcolevschi, World Scientific (1996-Singapour), ISBN : 981-02-2650-0.
- [162] J. Gilchrist et M. Konczykowski, *Superconductors screen viewed as one or two inductive loops*, *Physica C* **212**, 43 (1993); C. J. van der Beek, M. Konczykowski, V. M. Vinokur, G. W. Crabtree, T. W. Li, P. H. Kes, *Vortex dynamics in a  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  crystal with columnar defects*, *Phys. Rev. B* **51**, 15492 (1995).
- [163] A. E. Koshelev, L. I. Glazman, A. I. Larkin, *Disorder-induced decoupling of pancake vortices in a layered superconductor*, *Phys. Rev. B* **53**, 2786 (1996).
- [164] M.V. Indenbom, H. Kronmüller, T.W. Li, P.H. Kes, A.A. Menovsky, *Equilibrium magnetic properties and Meissner expulsion of magnetic flux in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$  single crystals*, *Physica C* **222**, 203 (1994).
- [165] A. E. Koshelev, V. M. Vinokur, *Pinning-induced transition to disordered vortex phase in layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **57**, 8026 (1998).
- [166] T. R. Goldin et B. Horovitz, *Anharmonicity of flux lattices and thermal fluctuations in layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **58**, 9524 (1998).
- [167] M. J. W. Dodgson, V. B. Geshkenbein, G. Blatter, *Defect-Unbinding transition in layered superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5358 (1999).
- [168] S. Colson, M. Konczykowski, M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, P. Gierlowski, Ming Li, P.H. Kes et C. J. van der Beek, *Vortex fluctuations in underdoped  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 137002 (2003).
- [169] P. H. Kes, H. Pastoriza, T. W. Li, R. Cubitt, E. M. Forgan, S. L. Lee, M. Konczykowski, B. Khaykovich, D. Majer, D. T. Fuchs et E. Zeldov, *Flux lattice melting and dimensional crossover in Bi-2212 single crystals*, *J. Phys. I France* **6**, 2327 (1996).

## Références bibliographiques

---

- [170] S. S. Banerjee, A. Soibel, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, M. Menghini, Y. Fasano, F. de la Cruz, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, T. Tamegai, *Melting of "porous" vortex matter*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 087004 (2003).
- [171] M. Menghini, Y. Fasano, F. de la Cruz, S. S. Banerjee, Y. Myasoedov, E. Zeldov, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, et T. Tamegai, *First-order phase transition from the vortex liquid to an amorphous solid*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 147001 (2003).
- [172] A. E. Koshelev, *Point-like and line-like melting of the vortex lattice in the universal phase diagram of layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **56**, 11201 (1997).
- [173] D. Bourgault, S. Bouffard, M. Toulemonde, D. Groult, J. Provost, F. Studer, N. Nguyen, B. Raveau, *Modifications of the physical properties of the high- $T_c$  superconductors  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $0.1 \leq \delta \leq 0.7$ ) by 3.5-GeV xenon ion bombardment*, *Phys. Rev. B* **39**, 6549 (1989).
- [174] L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, F. Holtzberg, *Vortex confinement by columnar defects in  $YBa_2Cu_3O_7$  crystals: enhanced pinning at high fields and temperatures*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [175] M. Konczykowski, F. Rullier-Albenque, E. R. Yacoby, A. Shaulov, Y. Yeshurun, P. Lejay, *Effect of 5.3-GeV Pb-ion irradiation on irreversible magnetization in Y-Ba-Cu-O crystals*, *Phys. Rev. B* **44**, 7167 (1991).
- [176] W. Gerhäuser, G. Ries, H. W. Neumüller, W. Schmidt, O. Eibl, G. Saemann-Ischenko et S. Klaumünzer, *Flux-line pinning in  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$  crystals: interplay of intrinsic 2D behavior and irradiation-induced columnar defects*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 879 (1992).
- [177] David R. Nelson et V. M. Vinokur, *Boson localization and pinning by correlated disorder in high-temperature superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1992).
- [178] David R. Nelson et V. M. Vinokur, *Boson localization and correlated pinning of superconducting vortex arrays*, *Phys. Rev. B* **48**, 13060 (1993).
- [179] M. Konczykowski, N. Chikumoto, V. M. Vinokur, M. V. Feigelman, *Experimental evidence for Bose-glass behavior in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  crystals with columnar defects*, *Phys. Rev. B* **51**, 3957 (1995).
- [180] C. J. van der Beek, M. Konczykowski, V. M. Vinokur, T. W. Li, P. H. Kes, G. W. Crabtree, *Vortex line pinning and Bose-glass dynamics in heavy-ion irradiated  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  single crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1214 (1995).
- [181] C. J. van der Beek, M. Konczykowski, V. M. Vinokur, G. W. Crabtree, T. W. Li, P. H. Kes, *Vortex dynamics in a  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  crystal with columnar defects*, *Phys. Rev. B* **51**, 15492 (1995).
- [182] A.E. Koshelev, P. Le Doussal, V.M. Vinokur, *Columnar defects and vortex fluctuations in layered superconductors*, *Phys. Rev. B* **53**, R8855 (1996).

- [183] R. J. Drost, *Flux pinning by extended defects in layered superconductors*, Thèse, Université de Leyde, (septembre 1999).
- [184] M. Li, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, H. W. Zandbergen et P. H. Kes, *Self-doping caused by oxygen displacements in heavy-ion-irradiated  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  crystals*, *Phys. Rev. B* **66**, 14535 (2002).
- [185] A. Pomar, Z. Konstantinovic, L. Martel, Z. Z. Li, et H. Raffy, *Interplay of Self-Doping and Disorder in Epitaxial  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+x}$  ( $n = 1, 2$ ) Thin Films under Heavy-Ion Irradiation*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2809 (2000).
- [186] Y.J. Uemura, G.M. Luke, B. J. Sternlieb, J.H. Brewer, J.F. Carolan, W.N. Hardy, R. Kadono, J.R. Kempton, R.F. Kiefl, S.R. Kreitzman, P. Mulhern, T.M. Riseman, D. Ll. Williams, B.X. Yang, S. Uchida, H. Takagi, J. Gopalakrishnan, A.W. Sleight, M.A. Subramanian, C.L. Chien, M.Z. Cieplak, Gang Xiao, V.Y. Lee, B.W. Statt, C.E. Stronach, W.J. Kossler, X.H. Yu, *Universal correlations between  $T_c$  and  $n_s/m^*$  (carrier density over effective mass) in high- $T_c$  cuprate superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2317 (1989).
- [187] A. Wahl, V. Hardy, J. Provost, Ch. Simon, A. Buzdin, *Unusual field dependence of the reversible magnetization in heavy ions irradiated thallium-based single crystals*, *Physica C* **250**, 163 (1995).
- [188] C. J. van der Beek, M. Konczykowski, A. V. Samoilov, N. Chikumoto, S. Bouffard, M. V. Feigel'man, *Defect-unbinding and the Bose-Glass Transition in layered superconductors*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5136 (2001).
- [189] W. S. Seow, R. A. Doyle, et A. M. Campbell, G. Balakrishnan et D. McK. Paul, K. Kadowaki, G. Wirth, *Influence of columnar defects on vortex dynamics in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  from out-of-plane and flux transformer transport measurements*, *Phys. Rev. B* **53**, 14611 (1996).
- [190] R. A. Doyle, W. S. Seow, Y. Yan, A. M. Campbell, T. Mochiku, K. Kadowaki, et G. Wirth, *Local Electrodynamics in Heavy Ion Irradiated  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1155 (1996).
- [191] N. Morozov, M. P. Maley, L. N. Bulaevskii, et J. Sarrao, *Reentrant c-axis magnetoresistance in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  with columnar defects: Evidence for recoupling of the vortex liquid*, *Phys. Rev. B* **57**, R8146 (1998).
- [192] N. Morozov, M. P. Maley, L. N. Bulaevskii, V. Thorsmolle, A. E. Koshelev, A. Petrean, W. K. Kwok, *Structure of Vortex liquid phase in irradiated  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$  crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1008 (1999).
- [193] M. Sato, T. Shibauchi, S. Ooi, T. Tamegai, et M. Konczykowski, *Recoupling of decoupled vortex liquid by columnar defects in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$* , *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3759 (1997).

## Références bibliographiques

---

- [194] M. Kosugi, Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, L.N. Bulaevskii, N. Chikumoto, M. Konczykowski, J. Shimoyama, K. Kishio, K. Hirata, et K. Kumagai, *Coupling transition of the vortex liquid in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  with columnar defects*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3763 (1997).
- [195] Tetsuo Hanaguri, Yoshishige Tsuchiya, Song Sakamoto, Atsutaka Maeda, David G. Steel, *Effects of Columnar Defects on the Josephson Plasma Resonance in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$* , *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3177 (1997).
- [196] M. Kosugi, Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, L.N. Bulaevskii, N. Chikumoto, M. Konczykowski, Jun-ichi Shimoyama, K. Kishio, et K. Hirata, *Josephson coupling in the vortex-liquid state of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  with columnar defects*, *Phys. Rev. B* **59**, 8970 (1999).
- [197] T. Shibauchi, M. Sato, N. Kameda, S. Ooi, T. Tamegai, M. Konczykowski, *Interaction between columnar defects and pancake vortices in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$  studied by Josephson plasma resonance*, *Physica C* **341-348**, 973 (2000).
- [198] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, R.J. Drost, P.H. Kes, N. Chikumoto, S. Bouffard, *Entropy, vortex interactions and the phase diagram of heavy-ion irradiated  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* , *Phys. Rev. B* **61**, 4259 (2000).
- [199] M. Konczykowski, N. Chikumoto, V. Vinokur et M. Feigelman, *Relaxing magnetic hysteresis loop: the measurement of the critical current or of the divergence of flux creep barrier?*, *Physica C* **235-240**, 2845 (1994).
- [200] Noriko Chikumoto, Makoto Kosugi, Yuji Matsuda, Marcin Konczykowski, Kohji Kishio, *Magnetic studies on the field-driven transition from decoupled to coupled pancake vortex phase in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  with columnar defects*, *Phys. Rev. B* **57**, 14507 (1998).
- [201] T. W. Li, P. H. Kes, W. T. Fu, A. A. Menovsky, J. J. M. Franse, *Anisotropic oxygen diffusion in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$  single crystals*, *Physica C* **224**, 110 (1994).
- [202] <http://www.qsl.net/w4fal/smithchart/phsmith.html>
- [203] Robert E. Collin, *Foundations for microwave engineering*, McGraw-Hill, Inc. (2<sup>nd</sup> edition, 1992).
- [204] J.C. Slater, *Microwave Electronics*, *Rev. Mod. Phys.* **18**, 441 (1946).
- [205] S. Ramo, J. R. Whinnery et T. Van Duzer, *Fields and waves in communication electronics*, John Wiley & Sons, Inc. (1965).
- [206] D. Kajfez, *Numerical determination of two-port parameters from measured unrestricted data*, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **24**, 4 (1975).



