

Une fable de phases en interaction dans les cuprates supraconducteurs contée par le transport thermique

par

Gaël Grissonnanche

Thèse présentée au département de physique
en vue de l'obtention du grade de docteur ès sciences (Ph.D.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 7 Mars 2016

Le 7 Mars 2016

le jury a accepté la thèse de Monsieur Gaël Grissonnanche dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Louis Taillefer
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur Claude Bourbonnais
Membre interne
Département de physique

Marc-Henri Julien
Membre externe
Laboratoire National de Champs Magnétiques Intenses
(Grenoble, France)

Professeur Denis Morris
Président rapporteur
Département de physique

À toi petite portugaise, ma lumière

“Science sans conscience n’est que ruine de l’âme”
François Rabelais, Pantagruel, VIII

Sommaire

Cette thèse traite l'interaction d'ordres en compétition dans les cuprates supraconducteurs dopés en trous ; il sera question de supraconductivité et d'ordre de charge.

Dans une première étude, la conductivité thermique κ_{xx} sous forts champs magnétiques du cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO) est utilisée pour mesurer le champ critique H_{c2} . Cette expérience révèle la forte compétition entre la supraconductivité et l'ordre de charge dans ces matériaux dopés en trous. Ce résultat représente la première mesure directe de H_{c2} dans cette famille de supraconducteurs et démontre l'absence de liquide de vortex à température nulle.

Dans une deuxième étude, la combinaison de l'effet Hall thermique κ_{xy} et de mesures électriques sous forts champs magnétiques permet l'exploration de la loi de Wiedemann-Franz dans le cuprate YBCO. En démontrant que cette loi est satisfaite au-dessus du champ magnétique H_{c2} déterminé lors du premier projet, cette expérience montre qu'il ne reste pas de supraconductivité au-dessus de H_{c2} et que l'état normal des cuprates sous-dopés est métallique.

Dans une troisième étude, l'effet Hall thermique κ_{xy} est utilisé pour sonder la surface de Fermi d'un matériau dans sa phase supraconductrice. Pour les cuprates sous-dopés en trous, ce projet révèle qu'il n'y a pas de reconstruction de la surface de Fermi en champ nul par l'ordre de charge à courte portée. Cette expérience pionnière représente ainsi le trait d'union manquant entre de nombreux résultats qui pourtant parurent contradictoires au premier abord.

Remerciements

Tandis que le lecteur probablement meurt déjà d'impatience de lire le contenu de cette thèse, le voilà donc trébucher sur cette section émotionnelle et inévitable des remerciements. Si celui-ci décèle un certain classement dans ce qui va suivre, cela ne saurait en rien représenter l'ordre alphabétique, bien qu'avantageusement égalitaire. Non ! L'ordre alphabétique n'a jamais su susciter la larmichette, la poignante étreinte, l'effusion sentimentale qui nous ouvre le cœur à l'autre dans un élan de sincérité. Alors crains pour le décorum lecteur, car l'excès de gratitude qui suit saura te retourner le ventre et l'esprit !

En haut il y a dieu nous dit-on, peut-être, mais pour moi en haut il y a mon directeur de thèse, Louis Taillefer, qui m'a accueilli avec la plus belle chaleur humaine lorsque je n'étais que jeune étudiant parisien en désespoir de grands froids. Il m'a offert une chance et m'a invité à rester ces quatre dernières années au Québec, sa maison. Je ne le remercierais jamais assez pour tout ce qu'il m'a apporté, je pourrais d'ailleurs m'économiser ici car il en a déjà probablement oublié la moitié... mais pourtant non, je garde à mon esprit chaque moment sincère passé ensemble, chaque discussion scientifique ainsi que les autres. Avec le temps, je garderai peut-être les autres d'ailleurs, car la Science avance chaque jour et change de visage, tandis que ces instants uniques nous construisent et nous rendent notre humanité. N'allons pas croire que tu ne sois pas inspirant, ton intuition n'a d'égale que la tienne (solitude nécessaire pour qui siège au sommet de l'Olympe), elle est un phare de motivation pour qui ouvre les yeux et distingue sa lumière. Merci Louis parce que tu as cru en moi, pour ta générosité qui m'offre encore les meilleures opportunités, pour ta patience aussi lorsque je suis compliqué, et pour m'avoir laissé crier ma passion.

À la droite du père, il y a Nicolas Doiron-Leyraud. Je n'ose imaginer ce qu'aurait été mon doctorat sans Nicolas ; il aurait probablement manqué de ce piquant assaisonné de nos nombreux voyages en conditions extrêmes, aussi bien pour le physicien que pour l'échantillon de mesures. Je lui dois beaucoup, il a su m'aider à forger l'expérimentateur que je suis aujourd'hui à travers ses conseils avisés et sa rigueur de travail. Merci Nicolas pour ce duo que nous avons formé et pour ces intuitions inestimables que tu as su en moi faire germer.

À présent il y a les apôtres, la grande famille du groupe Taillefer. S'il est un sage dans les sous-sols du département de physique, c'est bien Jacques Corbin ; son savoir, sa patience et sa gentillesse sont habités d'une bonté enveloppante qui ont toujours offert réponse et réconfort à toutes mes interrogations. Comment te remercier assez Jacques, et comment m'excuser d'avoir été si dépendant de ta connaissance ? Finalement je ne regrette rien et je t'interrogerais encore et encore ! Et toi Simon (et pourtant je précise que ce ne sont pas les vrais apôtres), fervent successeur de Jacques dans ce laboratoire où ta jeunesse, ta motivation et ta gentillesse crée cet agencement inimitable de succès scientifiques et de joie de vivre. Mon Fazel, nous seuls savons combien je te dois, aussi je ne m'épancherai pas trop ici, gardons ce secret. Cependant je souhaite te le dire aujourd'hui et continuerai de te le dire demain : tu es un ami exceptionnel, un scientifique exceptionnel et avant tout un être humain exceptionnel ; le trio gagnant. Je te remercie d'avoir fait rayonner sur moi ton exceptionnalité et garde tous ces moments passés ensemble dans mon cœur.

Cette liste ne finit pas ici bien entendu, mais aérons ces lignes pour offrir ses aises à la lecture. Je n'oublie pas Olivier qui, en plus de m'avoir fait goûter mon premier pot de cornichons du Québec, a su contribuer à mon éducation expérimentale mais aussi musicale. Rappelons-nous ces soirées entières à lancer ces expériences qui ne fonctionnaient pas ; nous blâmions la vieille sonde, mais n'était-ce pas à cause de ce débit de paroles qui fusaient entre nous ? Ton calme est une inspiration, puisses-tu le garder précieusement. Je te remercie d'avoir été un pilier pour moi et un colocataire idéal, je rame depuis à retrouver pareil que toi. Toi Jean-Philippe tu t'en es allé trop tôt, mais je t'ai retrouvé tout au long des conférences auxquelles nous avons participé ensemble à travers le monde. Tu es alors devenu mon mentor en ces lieux intimidants et m'as prodigué des leçons que je garde pour toute ma vie d'orateur. Je te remercie aussi pour ces rires que nous avons échangés lorsque l'ennuie était à couper au couteau. Sophie, je regrette de ne pas te l'avoir dit avant et me trouve penaud de devoir te l'écrire : je te dois tant, grâce à toi j'ai pris conscience des difficultés que pouvaient connaître les femmes si peu représentées dans notre domaine. Tu m'as insufflé la force de changer cette réalité en commençant par me changer moi-même, je t'en suis infiniment reconnaissant. Dans ce défilé d'anciens du groupe, je pense à Alexandre J.-F., rappelle-toi ces heures entières passées à discuter de tout mais aussi de n'importe quoi ! Ton bureau faisant face au mien, on aurait pu jurer à la catastrophe, et pourtant il n'en fut rien. Nous avons grandi ensemble notre passion de l'informatique dans un âge d'or qui influence encore aujourd'hui tout nouvel-e étudiant-e joignant le groupe. Mon doctorat aurait été davantage laborieux si tu ne m'avais pas fait découvrir ces outils qui me servent encore quotidiennement aujourd'hui.

Tandis que le lecteur compte le nombre d'apôtres pour voir s'ils sont bien au nombre de douze, continuons notre énumération qui n'est toujours pas terminée. Je remercie alors Marcin, bien que de passage sur la banquise, sa sympathie et son amitié sont d'autant de réconfort pour qui subit les longues heures hivernales. Son expertise technique m'a permis d'approfondir et de mûrir mon

expérience en laboratoire, la sagesse slave à n'en pas douter. Je pense à Sven dont l'infailibilité du personnage force le respect. Impeccable, toujours serviable et doué à la fois, je te remercie pour l'exemple que tu donnes. Bien sûr il y a Francis, le frère jumeau québécois de Sven, pas nécessairement pour la ressemblance, mais pour ces sièges qu'ils échangèrent à l'autre bout du monde en finissant leur doctorat, improbable événement du cosmos. Je te remercie Francis pour la passion exemplaire que tu démontres au laboratoire et ta sincérité à fleur de peau, puissent-elles inspirer la prochaine génération. Merci également à vous deux Patrick B. et Alexandre O., votre sérénité, que je qualifierais de conception pûrement québécoise, est une leçon de vie pour moi qui n'arrive que rarement à me taire. Et enfin, je n'oublie pas Arezoo dont la détermination, la gentillesse et le courage sont un modèle pour ma vieille caboche de doctorant. Je te remercie pour ces heures de discussions où tu m'as enseigné ta culture, puisse la Perse redevenir ce qu'elle fût : tout comme toi une source de tolérance et de connaissances.

Tournons-nous à présent vers les anges du département, sans qui nous réaliserions encore nos expériences en regardant les pommes tomber. Je pense à l'équipe cryogénique dont les deux membres forment un inimitable duo, je parle bien sûr de Mario et de Stéphane. Je vous remercie pour ces heures d'échanges, de conjectures et de débats qui ont considérablement accru ma patience et mon amour de l'hélium sous sa forme liquide. La question se pose, souhaitions-nous en apprendre autant ? Il y a aussi les baroudeurs de l'atelier, Frédéric et Benoît qui sont les sculpteurs de nos outils. Je les remercie pour leur disponibilité, leur expertise et leur patience face à nos attentes saugrenues et bien trop souvent pressées. Je remercie Dominique qui, de grande patience, offre son aide, sa pugnacité et sa gentillesse en balayant pour nous d'un geste (parfois bien pénible pour elle) les soucis bureaucratiques de la vie. Et enfin merci Patrick pour ton temps et ton efficacité à résoudre tout problème inopiné du monde informatisé de notre quotidien.

Je crains que cette métaphore biblique incongrue ne touche à sa fin, mais cette partie ne saurait s'arrêter là, et de nombreuses personnes restent à remercier. Je serais bien ingrat si je ne remerciais pas nos collaborateurs de l'Université de Colombie Britannique à Vancouver : Doug Bonn, Walter Hardy, Ruixing Liang, Brad Ramshaw, James Day et Jordan Baglo. Rien n'aurait été possible sans leurs échantillons d'une qualité exceptionnelle, sans eux nos travaux seraient construits sur du sable. Je suis très sincèrement reconnaissant de l'aide incomparable que Steffen Krämer et David Graf nous ont apportée dans les laboratoires de champs magnétiques intenses à Grenoble et Tallahassee ; ma vie en ces lieux n'en eut pas été la même. J'aimerais aussi mettre à l'honneur ma province d'accueil et remercier le Font de Recherche sur la Nature et les Technologies du Québec (FQRNT) qui m'a offert sa confiance et un soutien remarqué dans mon doctorat.

Débutons à présent ce paragraphe qui éveille le doute dans l'esprit du lecteur : l'auteur n'en ferait-il pas un peu trop pour s'approprier la complaisance des évaluateurs ? J'aimerais remercier ici le président de mon comité Denis Morris, ainsi que Claude Bourbonnais pour m'avoir suivi tout

au long de mon doctorat et pour la lecture de ce document fort utile en cale de table (si tel est le cas, penser à réparer la table). J'ajoute Marc-Henri Julien à ses remerciements, pour m'accompagner dans les dernières heures de ce doctorat en apportant son expertise et son temps à cette évaluation.

Voici l'heure tant attendue des êtres venus d'ailleurs, ceux qui ne connaissent bien souvent pas les lois de l'Univers et qui s'en portent très bien; je parle bien entendu de mes autres amis. Nombre d'entre eux seront ici absents, j'espère qu'ils ne m'en tiendront pas rigueur. Toi Yvain, qui gravite bien trop souvent entre Joe Dassin, la dialectique et sa grand-mère la boîte à camembert, je te remercie pour m'avoir révélé la magie de l'écriture, puis de la lecture, et d'avoir ravivé la flamme de cet humour débridé qui nous enrobe de sa complexe simplicité et qui ne tuera jamais personne sur la Terre, pas même le bon goût. Je n'oublie pas mon Anne-Sophie, amie des gens et des bêtes qui parfois sont les mêmes. Insaissable, charmante et drôle, tu as tout pour plaire, je te jalouse tout en te remerciant infiniment d'avoir été là lorsque j'en avais le plus besoin. Bien sûr que je pense à toi Marie, pour qui me prends-tu ? Je te le dis Marie : ton rire changera la face du monde. Je te remercie pour ton immense gentillesse, vertu inconditionnelle qui me laisse béat d'admiration. Amoureux des étoiles, artiste, chanteur hors pair, Aurélien tu es tout cela à la fois et je te remercie pour m'avoir laissé m'immiscer dans ton monde en me laissant monter sur les planches avec toi. Mon bon Fabien, certaines mauvaises langues disent que tu es le seul chimiste que je tolère, la vérité c'est que ce n'est pas de la tolérance mais une grande amitié que je te voue depuis que nos conversations ont remplacé le bruit de fond que faisait pour nous notre professeure de chimie en ces temps reculés. . . Je te remercie de bien accepter de refaire le monde avec moi à chacune de nos rencontres. Dominic B., merci d'avoir été présent pour moi en cette province où tu es né, d'avoir toujours accepté la discussion même lorsque mes propos étaient creux et d'avoir ri à la médiocrité de mon humour lorsque tout le monde s'était résigné. Aussi bien sûr il y a toi Isabelle, ta douceur, ta sincérité, ta gentillesse m'apaisent. Toi Dominique M., je te remercie pour la relecture de ce dit "ouvrage", et plus particulièrement pour la spontanéité et le dévouement que tu as démontrés lorsque tu me l'as proposé; puisse-t-on trouver pareille mansuétude chaque jour de notre vie. Et dire que j'ai failli oublier mon bon Pierrot qui depuis quelques années vit trop loin de moi. Je te remercie pour ta grande sincérité qui m'a aidé à relever la tête lorsque le chemin ne semblait plus embelli de l'arbre à passion. Je remercie ton bon cœur de breton d'avoir su supporter cet auvergnat renfrogné que je suis resté. Également, j'aimerais remercier deux entités qui n'en sont pas moins humaines, le café lecture Les Augustes riche de tout ce qui compte dans la vie et qui m'a offert ce lien au monde que je recherchais en vain; de même que l'Université Populaire et Citoyenne du Puy-de-Dôme, ses membres ont le cœur sur la main et me l'ont prêté, je ne l'oublierai pas. Pour finir, Gaïa tu entres dans ma vie lorsque ce doctorat a déjà bien changé la couleur de mes cheveux, lorsque je referme ce chapitre épais que l'on nommera entre nous "avant". Aussi, j'hésite à t'inclure dans ces lignes car il me semble que ton arrivée ouvre un tout autre livre. Cependant, je serais muflé de ne pas te remercier pour ton somptueux sourire et ta joie détonante, ta spontanéité entraînante et ta volonté

inspirante, ils m'enivrent.

Et puis il y a la famille, berceau du monde et incurable parenté ! La généalogie est parfois complexe mais forme une richesse inépuisable de chaleur humaine. Je pense à ma mère qui m'offre encore aujourd'hui un modèle exemplaire de détermination et de courage. Je te remercie Maman pour ton optimisme et ton amour, il est un lieu unique au monde de réconfort vers lequel tes enfants nagent à la rescousse lorsqu'il y a orage, je souhaite que tu sois heureuse. Mon père, personnalité parfois insaisissable mais présente et aimante. Je te remercie Papa pour cette délicatesse que tu communique à tes enfants lorsque tu prends soin de toi et du monde qui t'entoure, je te souhaite aussi d'être heureux. Mon frère, je te remercie d'avoir supporté un aîné qui n'avait bien souvent que peu de temps et de patience à te consacrer, pardonne-moi. Je te souhaite d'être un bon père. Ma grand-mère mériterait un chapitre à elle seule, si ce n'est bien plus, elle est la douce matriarche d'une famille nombreuse pour laquelle elle a investi sa vie et je lui suis infiniment reconnaissant pour les fruits de ce long labeur. Je te remercie Mémé pour ta sagesse, ta tendresse et ta bonté. Puis il y a ceux qui ne sont pas en âge de lire et qui me percent les tympans à l'heure où j'écris ces lignes, je veux bien sûr parler de ma nièce Lyana et de mon neveu Lyam. Je vous remercie de m'inculquer ces règles de patience dont je manque et de m'apprendre les lois mystérieuses de la transmission aux futures générations ; je vous souhaite de grandir heureux et libres. Comme je l'ai écrit plus haut, l'arbre généalogique a de multiples branches et branchages, je ne pourrai malheureusement pas remercier tout le monde avec ces simples mots, mais sachez tantes et oncles, cousins et cousines, que je pense à vous et que je vous suis reconnaissant de tout ce que vous m'avez apporté, vous êtes dans mon cœur. Je n'oublie pas non plus Helena, José et João qui m'ont adopté dans un pays que je considère aujourd'hui, grâce à eux, ma maison. Je vous remercie, ma famille lusitanienne, pour l'immense générosité et amour que vous m'offrez.

Toute cette grandiloquence pour finir avec les rois mages, enfin pas vraiment, juste l'étoile qui leur aurait indiqué le chemin, phénomène tout aussi pratique qu'incroyable soit dit en passant. Lorsqu'une de ces étoiles apparaît dans le ciel, sa gravité est si forte que l'on s'envole vers elle. Elle rayonne alors de toute sa bonté et de sa sagesse sans même demander à recevoir, et c'est la vie qui guérit de sa lumière et de son amour. Je ne t'ai pas oublié, ce n'est pas parce que tu es à la toute fin que je te mésestime ; bien au contraire, je t'ai placé ici dans un souci d'intimité, afin que soient partis les lecteurs les moins tenaces et que nous demeurions en petit comité à la lecture de ces lignes. Merci Inês pour ces merveilleuses années passées ensemble, pour ces aventures que nous avons vécues heureux, vivants et libres, et pour m'avoir révélé le monde sensible des choses et de l'esprit. Ton amour et ton amitié, je les garde dans mon cœur le temps d'une vie.

Contributions et Publications

Dans le groupe de Louis Taillefer, à chaque étudiant est offerte la possibilité de participer à quantité de projets, ce nombre-là étant plus que nécessaire pour étancher la soif de savoir de tout individu. Ainsi, j'expose dans cette partie la liste de mes contributions en tant que doctorant dans le groupe Taillefer au travers de quatre années de vie d'expérimentateur. Il faudra faire la distinction entre projets principaux et secondaires. Les premiers reflétant une contribution majoritaire à la tête de tels travaux, les seconds une contribution variable qui sera détaillée au cas par cas. On retiendra que toutes ces expériences sont une pierre à la construction de l'étudiant, une porte laissée ouverte à l'expression de sa passion.

Projets principaux

Titre : *Direct measurement of the upper critical field in a cuprate superconductor*

Auteurs : G. Grissonnache, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, S. René de Cotret, A. Juneau-Fecteau, S. Dufour-Beausejour, M.-E. Delage, D. LeBoeuf, J. Chang, B. J. Ramshaw, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, S. Adachi, N. E. Hussey, B. Vignolle, C. Proust, M. Sutherland, S. Kramer, J.-H. Park, D. Graf, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer

Journal : *Nature Communications* **5**, 3280 (2014)

Cet article est détaillé au chapitre 3, il rapporte la première mesure directe du champ supérieur critique H_{c2} dans les cuprates. C'est à travers de multiples voyages dans les laboratoires de champs magnétiques intenses à Grenoble et à Tallahassee que je me suis construit une méthode de travail personnelle pour l'ensemble de mon doctorat. Celle-ci servant aussi bien à l'expérience qu'à l'analyse, allant de la rédaction d'articles scientifiques aux très nombreuses conférences dans lesquelles j'ai pu présenter le projet. Nicolas Doiron-Leyraud et moi-même avons ainsi écuminé les aéroports et les salles de préparation pendant plus d'un an pour obtenir des mesures de conductivité thermique à basse température sous forts champs magnétiques. Il en ressort également le développement d'une

méthode de mesure unique permettant la calibration de thermométrie dans ces conditions extrêmes qui sera de même utile pour la mise en œuvre de nombreuses autres expériences.

Titre : *Wiedemann-Franz law in the underdoped cuprate superconductor $YBa_2Cu_3O_y$*

Auteurs : G. Grissonnanche, F. Laliberte, S. Dufour-Beausejour, M. Matusiak, S. Badoux, F. F. Tafti, B. Michon, A. Riopel, O. Cyr-Choiniere, J. C. Baglo, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Kramer, D. LeBoeuf, D. Graf, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer

Journal : [Physical Review B **93**, 064513 \(2016\)](#)

Cet article est détaillé au chapitre 4, celui-ci établit la loi de Wiedemann-Franz dans les cuprates sous-dopés, confirmant les travaux de H_{c2} en conductivité thermique et exprimant la nature métallique de l'état normal du régime sous-dopé des cuprates. Avec Nicolas Doiron-Leyraud, j'ai eu le très grand plaisir encore une fois de participer à l'ensemble du travail expérimental. Nous avons mis en œuvre une mesure thermique à forts champs magnétiques en hélium 3 en-dessous de ~ 500 mK en collaboration avec le LNCMI de Grenoble ; une expérience unique combinée à des mesures électriques prises à Tallahassee nous permettant ainsi d'établir le résultat de ce projet. Par la suite, en réunissant ces expériences le travail d'analyse m'a permis de montrer que la loi de Wiedemann-Franz transverse était alors satisfaite. La rédaction de l'article avec mon directeur de thèse a été tout aussi éclairante que constructive et m'a offert une méthode rédactionnelle pour ce genre de travail.

Titre : *Onset field for Fermi-surface reconstruction in the cuprate superconductor YBCO*

Auteurs : G. Grissonnanche, F. Laliberte, S. Dufour-Beausejour, A. Riopel, S. Badoux, M. Caouette-Mansour, M. Matusiak, A. Juneau-Fecteau, P. Bourgeois-Hope, O. Cyr-Choiniere, J. C. Baglo, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Kramer, D. LeBoeuf, D. Graf, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer

Journal : [arXiv :1508.05486](#)

Cet article est détaillé au chapitre 5, celui-ci établit l'existence d'un champ critique auquel la surface de Fermi des cuprates sous-dopés se reconstruit en poche d'électrons à l'intérieur de la phase supraconductrice. Ce résultat a été obtenu par des mesures d'effet Hall thermique en partie réalisées à Grenoble et Tallahassee avec Nicolas Doiron-Leyraud, mais aussi en solo à Sherbrooke. Ce projet m'a offert de grandes libertés aussi bien expérimentales que théoriques. En effet, initié par Francis Laliberté et Sophie Dufour-Beauséjour en 2011, l'effet Hall thermique est une jeune recrue dans notre groupe dont nous ne comprenions pas vraiment les aboutissants et qui se trouve très peu étudiée par nos confrères théoriciens. Ainsi, de nombreuses heures de recherches, de réflexions et de discussions, personnelles et d'autres passionnantes avec Louis Taillefer, ont abouti à l'épanouissement de ma curiosité scientifique, débouchant sur le résultat de ce projet.

Projets secondaires

Titre : *Decrease of upper critical field with underdoping in cuprate superconductors*

Auteurs : J. Chang, N. Doiron-Leyraud, O. Cyr-Choinière, G. Grissonnanche, F. Laliberté, E. Hassinger, J-Ph. Reid, R. Daou, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, Louis Taillefer

Journal : *Nature Physics* **8**, 751 (2012)

Cet article questionne la nature et l'étendue des fluctuations supraconductrices mesurées par effet Nernst et a permis d'identifier l'évolution non-monotone en dopage du champ critique supérieur H_{c2} dans Eu-LSCO. Ce projet se différencie du projet H_{c2} par conductivité thermique sur YBCO en ce qu'il constitue une mesure indirecte du champ critique dans un cuprate, tout en apportant des informations essentielles à la région d'existence des fluctuations supraconductrices dans le diagramme de phase. Ma participation à ce projet tient d'expériences d'effet Nernst réalisées à forts champs magnétiques au LNCMI de Grenoble qui ont permis de compléter l'étude menée par Johan Chang.

Titre : *Hall, Seebeck and Nernst coefficients of underdoped $HgBa_2CuO_{4+\delta}$: Fermi-surface reconstruction in an archetypal cuprate superconductor*

Auteurs : N. Doiron-Leyraud, S. Lepault, O. Cyr-Choinière, B. Vignolle, G. Grissonnanche, F. Laliberté, J. Chang, N. Barisic, M. K. Chan, L. Ji, X. Zhao, Y. Li, M. Greven, C. Proust, Louis Taillefer

Journal : *Physical Review X* **3**, 021019 (2013)

Cet article démontre la généralisation de la reconstruction de la surface de Fermi des cuprates sous-dopés en trou dans $HgBa_2CuO_{4+\delta}$, un matériau de maille tétragonale à un seul plan CuO_2 par cellule unité, beaucoup plus simple à étudier que YBCO tout en étant très propre. J'ai eu la chance de participer à ce projet lors d'expériences d'effet Seebeck à très forts champs magnétiques sur la bobine hybride de Tallahassee. Cette expérience démontre ainsi que ce coefficient thermoélectrique subit également un changement de signe dans $HgBa_2CuO_{4+\delta}$, tout comme l'effet Hall, ou encore ce qui est observé dans les autres cuprates comme YBCO, Eu-LSCO et maintenant LSCO.

Titre : *Two types of nematicity in the phase diagram of the cuprate superconductor YBCO*

Auteurs : O. Cyr-Choinière, G. Grissonnanche, S. Badoux, J. Day, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer

Journal : *Physical Review B* **92**, 224502 (2015)

Cet article rapporte l'observation de deux phases nématiques différentes dans le cuprate YBCO. L'une dont l'origine serait l'ordre de charge, l'autre plus sous-dopée émergerait de l'ordre de spin. J'ai débuté ce projet avec Olivier Cyr-Choinière le premier jour de mon doctorat et se trouve publié

en sa toute fin : une aventure de longue haleine qui représente également les difficultés et les aléas d'un projet scientifique. J'ai eu la possibilité d'épauler Olivier tout au long de ce projet, ce qui m'a offert mes premiers galons en tant qu'expérimentateur : partageant l'expérience, l'analyse et une partie de la réflexion sur la physique de ces résultats.

Titre : *Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor*

Auteurs : S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberté, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Béard, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer, Cyril Proust

Journal : *Nature* (2016)

Cet article rapporte un lot important d'expériences d'effet Hall électrique en champs magnétiques pulsés jusqu'à 88 T. Ce projet a permis de définir la région en dopage où la surface de Fermi est reconstruite dans le cuprate YBCO, démontrant qu'il existe un dopage critique $p = 0.16$ où l'ordre de charge s'éteint, distinct du point critique du pseudogap $p^* = 0.19$. Ces mesures permettent de conclure que l'ordre de charge et le pseudogap sont des phénomènes différents. Ma contribution à ce projet est purement un travail d'analyse algorithmique, ayant réalisé des calculs d'effet Hall à partir de modèles théoriques développés par Nigel Hussey pour YBCO. Ces calculs ont permis de corroborer le changement de densité de porteurs à p^* mesuré par effet Hall.

Table des matières

Sommaire	iii
Contributions et Publications	ix
Introduction	1
1 L'hégémonie cuprate	3
1.1 Qu'est-ce qu'un cuprate ? Ça se mange ?	3
1.2 Découvrir la structure cristalline des cuprates avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	4
1.3 Le diagramme de phase des cuprates : un casse-tête ou une richesse ?	6
1.3.1 Composé parent ($p = 0$)	6
1.3.2 Doper en trous le composé parent ($p \neq 0$)	9
1.4 Phase Supraconductrice	11
1.5 Ordre de charge	13
1.5.1 Ordre de charge à courte portée en champ magnétique nul	13
1.5.2 Ordre de charge à longue portée en champ magnétique intense	17
1.5.3 Résumé sur l'ordre de charge dans les cuprates	22
1.6 Surface de Fermi des cuprates	23
1.6.1 Surface de Fermi des cuprates sur-dopés en trous	23
1.6.2 Surface de Fermi des cuprates sous-dopés en trous	24
1.7 Conclusion	29
2 Méthodes expérimentales	30
2.1 Le kit du physicien expérimentateur	30
2.2 Conductivité Thermique longitudinale κ_{xx}	31
2.2.1 Coefficient thermique longitudinal	32
2.2.2 Dépendance en température de κ_{xx}	33
2.2.3 Dépendance en champ magnétique de κ_{xx}	37
2.3 Conductivité Thermique transverse κ_{xy}	40

2.3.1	Coefficient thermique transverse	41
2.3.2	Dépendance en température de κ_{xy}	42
2.3.3	Dépendance en champ magnétique de κ_{xy}	43
2.4	Résistivité ρ_{xx} et effet Hall électrique R_H	45
2.5	Techniques de mesures	47
2.5.1	Échantillons	47
2.5.2	Porte-échantillon	50
2.5.3	Sonde & Instrumentation	54
2.5.4	Laboratoires de champs magnétiques intenses	56
2.5.5	Laboratoire de Sherbrooke : Bobine supraconductrice & <i>Variable Temperature Insert</i>	57
2.5.6	Mesures thermiques en champ magnétique	59
2.5.7	Conclusion	60
3	À la recherche du champ magnétique critique des cuprates	61
3.1	Qu'est-ce que le champ magnétique critique H_{c2} ?	62
3.1.1	L'État Meissner	62
3.1.2	L'État mixte	63
3.1.3	Le champ magnétique critique H_{c2}	64
3.2	Pourquoi mesurer H_{c2} dans les cuprates ?	64
3.2.1	L'État mixte complexe des cuprates	65
3.2.2	Le Capharnaüm H_{c2} : des mesures indirectes incohérentes	67
3.3	Comment mesurer H_{c2} dans les cuprates ?	68
3.3.1	Supraconducteur <i>s-wave</i>	69
3.3.2	Supraconducteur <i>d-wave</i>	70
3.4	Conductivité thermique longitudinale sous forts champs magnétiques	71
3.4.1	Mesures de κ_{xx} dans YBCO	72
3.4.2	Mesures de κ_{xx} dans Y248	73
3.4.3	Mesures de κ_{xx} dans Tl2201	74
3.5	Résistivité électrique sous forts champs magnétiques	75
3.6	Diagramme de phase $H - T$	76
3.7	Diagramme de phase $H_{c2} - p$ et $T_c - p$	77
3.8	Conclusion	79
4	Un clou de plus dans le cercueil : la loi de Wiedemann-Franz dans les cuprates	80
4.1	L'état normal des cuprates sous-dopés (!) : les pour	81
4.2	L'état normal des cuprates sous-dopés (?) : les contre	82
4.2.1	Chaleur spécifique	82

4.2.2	Aimantation	83
4.3	Loi de Wiedemann-Franz	84
4.3.1	Loi de Wiedemann-Franz longitudinale	85
4.3.2	Loi de Wiedemann-Franz transverse	86
4.4	En quête de la loi de Wiedemann-Franz dans les cuprates sous-dopés	87
4.4.1	Résistivité électrique transverse ρ_{xy}	87
4.4.2	Résistivité électrique longitudinale ρ_{xx}	88
4.4.3	Conductivité électrique transverse σ_{xy}	89
4.4.4	Conductivité thermique transverse κ_{xy}	90
4.5	Loi de Wiedemann-Franz : dépendance en champ magnétique	90
4.6	Loi de Wiedemann-Franz : dépendance en température	92
4.7	Conclusion	93
5	Cachée dans la phase supraconductrice : la reconstruction de la surface de Fermi	94
5.1	Quelle surface de Fermi pour les cuprates sous-dopés en trous ?	95
5.2	L'effet Hall thermique : <i>one probe to rule them all</i>	96
5.3	Quelle surface de Fermi à $H = 0$?	96
5.4	Quelle surface de Fermi à $H > H_{c2}$?	99
5.5	Un champ seuil de reconstruction de surface de Fermi : H_{RSF}	100
5.6	Une température seuil de reconstruction de surface de Fermi : T_{RSF}	101
5.7	Comprendre les différentes sondes mesurant l'ordre de charge	102
5.8	Diagramme $H - T$: RSF et ordre de charge 3D	103
5.9	Discussion	104
5.10	Conclusion	108
	Conclusion	108
A	Thermométrie en champ magnétique intense	111
A.1	Thermométrie en champ magnétique : un problème ?	111
A.2	Créer une surface de calibration $T - R_{Cernox} - H$	112
A.3	Maintenir la température du porte échantillon en champ magnétique	115
A.4	Mesurer un gradient transverse ΔT_y avec un seul thermomètre	115
B	Mesures d'effet Hall thermique supplémentaires	118
B.1	Liste des échantillons mesurés	118
B.2	Mesures de κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx} dans les cuprates	119
B.3	Mesures de κ_{xy} en fonction de H dans les cuprates	130

Table des matières

xvii

Bibliographie

137

Liste des tableaux

2.1	Diffuseurs d'électrons et leur dépendance en température	34
2.2	Liste des instruments de mesure	56
B.1	Liste des échantillons mesurés en effet Hall thermique	118

Table des figures

1.1	Structure cristallographique de YBCO	5
1.2	Diagramme de phase $T - p$ des cuprates	6
1.3	Structure de bandes du composé parent des cuprates	7
1.4	Influencer les paramètres t et U	10
1.5	Cuprates : induire de nouvelles phases électroniques par dopage en trous	11
1.6	Symétrie du gap supraconducteur	12
1.7	Température T_{SRO} & vecteur d'onde de charge Q_{CO} en champ nul dans YBCO $p = 0.12$	14
1.8	Dépendance en dopage de T_{SRO} & Q_{CO} dans YBCO à champ nul	15
1.9	Anisotropie de l'intensité de l'ordre de charge et de Q_{CO} dans YBCO à champ nul	15
1.10	Compétition entre <i>ordre de charge</i> et <i>supraconductivité</i> dans YBCO	16
1.11	Ordre de charge à longue portée par RMN dans YBCO	18
1.12	Ordre de charge à longue portée par ultrasons dans YBCO	19
1.13	Ordre de charge à longue portée par rayons-X en champ magnétique pulsé dans YBCO	20
1.14	Ordre de charge à longue portée par rayons-X en champ magnétique constant dans YBCO	21
1.15	Diagrammes de phase de l'ordre de charge à $H = 0$ et $H > H_{c2}$ dans YBCO	22
1.16	Surface de Fermi des cuprates sur-dopés	23
1.17	Surface de Fermi des cuprates sous-dopés à $H = 0$	24
1.18	Dépendance en dopage des arcs de Fermi	25
1.19	Surface de Fermi des cuprates sous-dopés à $H > H_{c2}$	27
1.20	Dépendance en dopage de la poche d'électrons	28
2.1	Schéma de mesure de κ_{xx}	31
2.2	Conductivité thermique en température d'un métal	35
2.3	Conductivité thermique en température de YBCO $p = 0.18$	36
2.4	Conductivité thermique en champ magnétique d'un supraconducteur <i>s-wave</i>	38
2.5	Conductivité thermique en champ magnétique d'un supraconducteur <i>d-wave</i>	39
2.6	Schéma de mesure de κ_{xy}	40

2.7	Conductivité thermique transverse en température de YBCO	43
2.8	Conductivité thermique transverse en champ magnétique des métaux	44
2.9	Conductivité thermique transverse en champ magnétique de YBCO sous T_c	45
2.10	Schéma de mesure de résistivité ρ_{xx} et d'effet Hall électrique R_H	46
2.11	Échantillons de YBCO	48
2.12	Montage expérimental de mesure thermique	50
2.13	Calibration de Cernox & thermocouple différentiel	51
2.14	Illustration de l'effet Seebeck et du principe d'un thermocouple	52
2.15	Sonde de Tallahassee, Porte échantillon nu, Instruments de mesure	55
2.16	Aimant hybride de Tallahassee	57
2.17	Aimant supraconducteur, cryostat & VTI à Sherbrooke	59
3.1	État Meissner, état mixte et H_{c2}	62
3.2	État mixte des cuprates, <i>solide et liquide</i> de vortex	65
3.3	Mesurer H_{vs} en résistivité	66
3.4	Mesures indirectes de H_{c2} dans les cuprates	68
3.5	Diffusions des électrons pour $H < H_{c2}$ et $H > H_{c2}$	69
3.6	Conductivité thermique en champ magnétique d'un <i>s-wave</i> à H_{c2}	70
3.7	Conductivité thermique en champ magnétique d'un <i>d-wave</i> à H_{c2}	71
3.8	Conductivité thermique en champ magnétique de YBCO $p = 0.11$	72
3.9	Conductivité thermique en champ magnétique de Y248	73
3.10	Conductivité thermique en champ magnétique de Tl2201 $T_c = 33$ K	74
3.11	Résistivité en champ magnétique pulsé et diagramme $H - T$ de YBCO	75
3.12	Diagrammes $H_{c2} - H_{vs} - T$ de YBCO $p = 0.11$, Y248, Tl2201 $T_c = 33$ K	76
3.13	Diagrammes $H_{c2} - p$ et $T_c(H) - p$ des cuprates	77
3.14	Diagramme $H_{c2} - p$ comparé aux mesures de fluctuations supraconductrices	78
4.1	Saturation de la conductivité thermique κ_{xx} et diagramme $H_{c2} - T_{SRO} - p$	81
4.2	Chaleur spécifique et Aimantation de YBCO $p = 0.11$	83
4.3	Nombre de Lorenz L en fonction de la température dans un métal	85
4.4	ρ_{xy} et R_H de YBCO $p = 0.11$ fonction du champ magnétique	88
4.5	ρ_{xx} de YBCO $p = 0.11$ fonction du champ magnétique	88
4.6	σ_{xy} de YBCO $p = 0.11$ fonction du champ magnétique	89
4.7	κ_{xy} de YBCO $p = 0.11$ au-dessus de H_{c2} fonction du champ magnétique	90
4.8	Loi de Wiedemann-Franz dans YBCO $p = 0.11$ fonction du champ magnétique	91
4.9	Loi de Wiedemann-Franz dans YBCO $p = 0.11$ fonction de la température	92
5.1	Dessins des arcs de Fermi et de la poche d'électrons des cuprates sous-dopés	95

5.2	Effet Hall thermique et surface de Fermi à $H \sim 0$	97
5.3	Détection de T_c dans l'effet Hall thermique	98
5.4	Effet Hall thermique et surface de Fermi à $H > H_{c2}$	99
5.5	Champ seuil H_{RSF} de reconstruction de la surface de Fermi sous-dopée	100
5.6	Température seuil T_{RSF} de reconstruction de la surface de Fermi sous-dopée	101
5.7	Comparaison entre effet Hall thermique κ_{xy} et électrique R_H	102
5.8	Diagramme $H - T$ de H_{RSF} pour YBCO $p = 0.11$ et $p = 0.12$	104
5.9	RSF : comparer le libre parcours moyen à la longueur de corrélation de l'ordre de charge	105
5.10	Poche d'électrons en diamant et effet Hall	107
A.1	Cernox : Magnétorésistance et calibration champ nul	112
A.2	Courbes de κ_{xx} avec/sans calibration en champ magnétique	113
A.3	Calibration en champ magnétique des thermomètres	114
A.4	Mesure du gradient transverse ΔT_y avec un seul thermomètre	116
B.1	YBCO $p = 0.08$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	119
B.2	YBCO $p = 0.09$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	120
B.3	YBCO $p = 0.11$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	121
B.4	YBCO $p = 0.12$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	122
B.5	YBCO $p = 0.14$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	123
B.6	YBCO $p = 0.16$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	124
B.7	YBCO $p = 0.18$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	125
B.8	Tl2201 $p = 0.248$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	126
B.9	Tl2201 $p = 0.257$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	127
B.10	Eu-LSCO $x = 0.11$: κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx}	128
B.11	Eu-LSCO $x = 0.16$: κ_{xy} , κ_{xx}	129
B.12	LSCO $x = 0.144$: κ_{xy} , κ_{xx}	129
B.13	LSCO $x = 0.15$: κ_{xy} , κ_{xx}	129
B.14	YBCO $p = 0.11$: κ_{xy} vs H , $T = 0.7, 4, 8, 16, 22, 36$ K	130
B.15	YBCO $p = 0.11$: κ_{xy} vs H , $T = 45, 54, 68$ K	131
B.16	YBCO $p = 0.12$: κ_{xy} vs H , $T = 0.7, 4, 5.5, 8, 10, 14$ K	132
B.17	YBCO $p = 0.12$: κ_{xy} vs H , $T = 20, 23, 34.5, 50.5, 53, 58.5$ K	133
B.18	YBCO $p = 0.18$: κ_{xy} vs H	134
B.19	Tl2201 $p = 0.248$: κ_{xy} vs H	134
B.20	Hg1201 $T_c = 65$ K : κ_{xy} vs H	134
B.21	LSCO $x = 0.144$: κ_{xy} vs H	135
B.22	LSCO $x = 0.15$: κ_{xy} vs H	136

Introduction

La Physique moderne trouve probablement son origine au début du XX^{ème} alors que la communauté scientifique de l'époque pense avoir atteint l'apogée de notre compréhension du monde. Quelques bizarreries, certes, demeurent au champ de la découverte, "des pacotilles" s'amuse à en rire certains. Au grand dam de ces personnages bien-pensants, et pour le grand plaisir d'une imagination frustrée par tant de certitudes, rien de tout cela n'est vrai ! Les scientifiques alors inventent de nouveaux outils qui leur permettront dès lors de percer les premiers secrets de l'électron, de l'atome et de bien d'autres particules qui peuplent cet univers et peut-être tant d'autres : la Mécanique Quantique était née.

Presque simultanément est découverte la supraconductivité en 1911 par le néerlandais Heike Kamerlingh Onnes. Cet événement devient rapidement un des grands puzzles que la Physique classique ne pourra expliquer. Personne n'avait anticipé que la résistance d'un métal comme le mercure (Hg) puisse se rendre à zéro à une température au-dessus du zéro absolu. Cette question épineuse, ainsi que de nombreuses consœurs qui lui seront contemporaines, pousseront les physiciennes et physiciens à inventer de nombreux outils mathématiques et théoriques pour y répondre. En effet, il faudra tout d'abord finaliser les ébauches de la première quantification, puis donner à Landau le temps de décrire les métaux dans ce modèle formidable qu'est le Liquide de Fermi, et pour finir le coup de pouce final sera donné par la seconde quantification. L'ingéniosité de la théorie conventionnelle de la supraconductivité publiée en 1957 par John Bardeen, Leon Cooper et John Schrieffer [1], n'est autre que le fruit de l'imagination de générations de chercheurs surmontant le carcan du savoir établi. Les années qui suivront cette découverte s'enfermeront alors dans la certitude que la supraconductivité nous a livré tous ses secrets ; une erreur orgueilleuse bien sucrée pour notre soif de connaissances.

Temps béni pour la matière condensée, les années 70 ouvrent une nouvelle ère à la Physique. Depuis 20 ans les électrons ont la fâcheuse tendance à être considérés "quasi-libres". Mais l'heure est désormais aux matériaux *fortement corrélés* avec la découverte des *fermions lourds* [2] et des *supraconducteurs organiques* [3]. Les théoriciens réalisent alors qu'il va falloir soulever le tapis et faire face aux migraines ; car les électrons interagissent et créent de cette manière les plus belles

phases de la matière !

Cette tendance gagne en rythmes et en couleurs lorsqu'en 1986 Johannes Georg Bednorz et Karl Alexander Müller découvrent une nouvelle famille de supraconducteurs : les *cuprates* [4]. La température critique de ces matériaux augmente au fur et à mesure des découvertes jusqu'à parcourir la moitié du chemin avec les chaleurs ambiantes. La matière condensée se polarise sur ces ovnis désormais appelés les *hauts- T_c* . Le constat est immédiat : fortement corrélés, les cuprates portent avec eux la fraîcheur d'une nouvelle Physique encore indisposée à se laisser appréhender par le savoir scientifique dit *moderne*. La théorie navigue à présent de mystère en mystère, et les physiciennes et physiciens se trouvent aujourd'hui face à une énigme aussi grande à déchiffrer que celle rencontrée par nos pairs au début du siècle dernier avant que la mécanique quantique ne voit le jour. En effet, nul ne doute à présent qu'un formalisme soluble pour rendre intelligibles les fortes corrélations entre électrons, entrouvrira la porte à un siècle de renouveau pour la connaissance humaine.

Les travaux qui seront présentés dans cette thèse se placent à l'orée du savoir établi sur ces matériaux hégémoniques, les cuprates. L'heure fait la part belle à l'expérience scientifique, principal outil d'avancées dans ce domaine de la Physique. Aussi, par des mesures de transport thermique nous essaierons de déboiser dans ce rapport comment les multiples phases électroniques et exotiques connues cohabitent, renforcent et suppriment la supraconductivité des *hauts- T_c* . Il sera tout d'abord question d'étudier la force de la supraconductivité en la supprimant par de forts champs magnétiques lors d'une expérience de conductivité thermique à basse température. Dans un deuxième temps, il sera examiné la nature de l'état normal des cuprates en présence de forts champs magnétiques dans une phase d'ordre de charge ; ceci grâce à l'effet Hall thermique et une règle emblématique des métaux : la loi de Wiedemann-Franz. Finalement, nous utiliserons pour la première fois dans un matériau l'effet Hall thermique pour sonder la surface de Fermi des cuprates dans leur phase supraconductrice, ceci afin d'y rechercher l'état fondamental sur lequel se construit cette mystérieuse phase de la matière.

Chapitre 1

L'hégémonie cuprate

1.1 Qu'est-ce qu'un cuprate ? Ça se mange ?

Si c'est la première fois que vous entendez parler des *cuprates*, c'est probablement que vous avez vécu dans une grotte, aussi j'aimerais vous souhaitez un bon retour parmi les vivants.

En 1983, Karl Alexander Müller (un chimiste de réputation internationale) et Johannes Georg Bednorz (un jeune cristallographe), travaillant au laboratoire d'IBM à Zurich, se mettent en quête d'une nouvelle famille de supraconducteurs à haute température critique (T_c) en convoitant principalement les oxydes. En effet, la supraconductivité découverte dans SrTiO_3 a laissé à Müller le sentiment que le chemin à suivre se trouve dans les structures pérovskites.

En 1985, découragé par deux années infructueuses, Müller feuillette un article de Bernard Raveau chercheur à Caen, lequel travaille sur des céramiques à base d'oxygène et de cuivre. Ce groupe français a en effet la même année observé un comportement de métal dans un oxyde de LaBaCuO à température pièce, ce qui ne manque pas d'intriguer Müller et Bednorz qui décident de mesurer en Suisse ce matériau à basse température.

C'est en début d'année 1986 que les deux futurs prix Nobel observent la supraconductivité avec la plus haute T_c encore jamais mesurée dans $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$: $T_c = 35 \text{ K}$ [4]. Une nouvelle famille de supraconducteurs était née : les **cuprates**, aussi appelés *haut- T_c* .

Bien que le journal allemand dans lequel avait été publiée leur découverte en septembre 1986 était peu connu des physiciens, l'emballement fut immédiat et des scientifiques par milliers à travers le monde se mirent au défi de reproduire et même espérer dépasser cette température critique. En janvier 1987, Paul Chu à l'université de Houston fit la découverte d'un composé cuprate à base

d'Yttrium : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [5] (qui sera le principal matériau d'étude de cette thèse) ; celui-ci révélant une T_c aussi élevée que 90 K, au-dessus de la température de liquéfaction de l'azote ! Il n'en fallait pas davantage pour embraser la communauté scientifique d'une fièvre supraconductrice contagieuse.

En mars 1987, l'*American Physical Society* (APS) décide d'organiser une “*Special Panel Discussion on Novel Materials and High-Temperature Superconductivity*” à New York durant son congrès annuel. Trois milles scientifiques se tassent alors dans l'hôtel Hilton où se déroule la discussion. On retiendra cet événement comme le “*Woodstock de la Physique*”, même si probablement l'unique drogue circulant alors fut le café et qu'il y eût tout au plus quelques hurluberlus debout sur des chaises. Néanmoins, cet événement marquait pour longtemps le commencement de l'**hégémonie cuprates**.

1.2 Découvrir la structure cristalline des cuprates avec $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

Découvrons les cuprates à travers la lentille d'un matériau tout particulier qui sera l'objet d'étude de cette thèse : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO). Bien que YBCO fut très vite l'idole des physiciens du solide en 1987 par sa T_c mirobolante, ce n'est pas la raison pour laquelle il est à Sherbrooke notre cuprate fétiche comme nous l'expliquerons bientôt.

YBCO comporte toutes les qualités d'un cuprate classique, à savoir que c'est un matériau à caractère fortement *bidimensionnel*, composé de plans de CuO_2 d'où émerge toute la physique des hauts- T_c . Il possède deux de ces plans par cellule unité, on le dit *bicouche*. Sa structure cristalline est légèrement orthorhombique (cf. figure 1.1a) de paramètres de maille : $a = 3.8227 \text{ \AA}$, $b = 3.8872 \text{ \AA}$, $c = 11.6802 \text{ \AA}$ (au dopage maximal $y = 7$) [6].

À travers les différentes familles de cuprates connues, les plans de cuivre oxygène CuO_2 sont généralement à caractère carré (cf. figure 1.1b), comme c'est le cas pour : $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (LBCO), $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO), $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Tl2201), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201) et $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg1201), etc. . . Chaque plan CuO_2 est séparé d'un plan isolant servant de réservoir de charges pour ces derniers. Pour YBCO, ce sont des plans BaO (cf. figure 1.1a).

Les cuprates sont des matériaux dont les plans CuO_2 peuvent être dopés soit en électrons, soit en trous. Dans cette thèse nous ne retiendrons que les cuprates dit **dopés en trous**. Ce dopage chimique est différent en fonction de la famille de cuprates étudiée. Le dopage peut plus ou moins affecter le désordre dans les plans CuO_2 à raison qu'il soit plus ou moins proche de ces derniers dans la cellule unité.

Le dopage en trous tout particulier de YBCO se fait loin des plans CuO_2 , ce qui en fait le cuprate le plus propre à notre connaissance et explique ainsi sa popularité dans la communauté. En effet, des chaînes de cuivre oxygène CuO sont situées aux limites de la cellule unité selon l'axe b (cf. figure 1.1a). Celles-ci peuvent ainsi être soit vides en oxygène ($y = 6$), soit pleines ($y = 7$), y étant la concentration en oxygène dans les chaînes. Les oxygènes électronégatifs des chaînes CuO arrachent des électrons aux plans CuO_2 , ce qui a pour conséquence un dopage en trous de ces derniers à mesure que l'on remplit les chaînes CuO d'oxygène.

En raison du caractère unidimensionnel de ces chaînes CuO , YBCO possède une structure orthorhombique, les plans CuO_2 sont donc légèrement distordus par rapport au réseau carré initial. Les chaînes CuO peuvent aussi s'ordonner de différentes manières en fonction de y . Lorsqu'elles sont pleines d'oxygène $y = 7$, on appelle cet ordre *ortho-I* (cf. figure 1.1c), lorsqu'elles sont à moitié remplies, on appelle cet ordre *ortho-II* (cf. figure 1.1c). Ici *ortho-N* représente la période de l'ordre dans les chaînes en nombre de cellules unités. On constate en figure 1.1d que le diagramme de phase $T - y$ est riche en ordre de chaînes CuO .

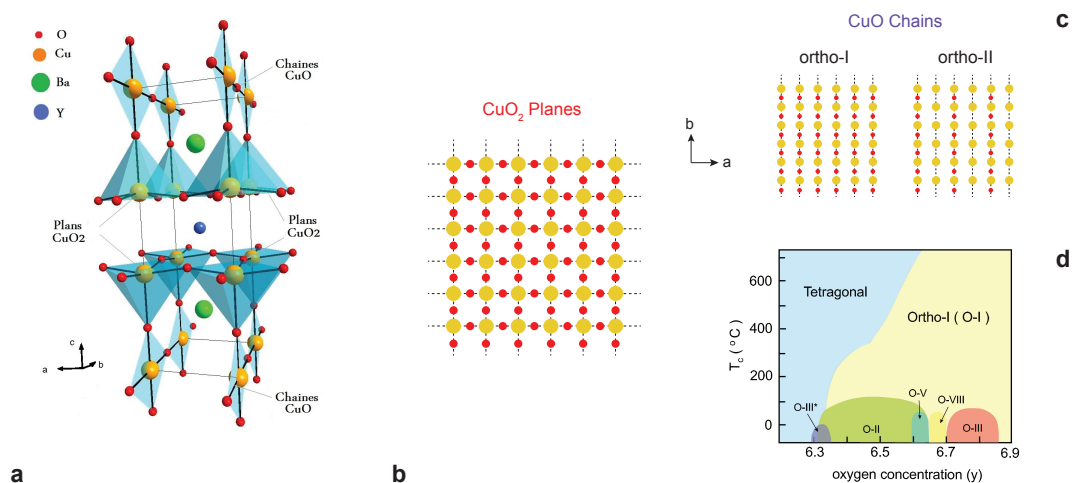


FIGURE 1.1 (a) Structure cristallographique de YBCO ; (b) Plan de CuO_2 des cuprates ; (c) Chaînes de CuO de YBCO ; (d) Diagramme de phase $T - y$ dans YBCO où y est la concentration en oxygène dans les chaînes CuO [7]

Seul bémol pour YBCO, les chaînes CuO ont un caractère métallique et donc contribuent au transport selon l'axe b comme nous le verrons dans les chapitres suivants. La contribution des chaînes au transport augmente à mesure que y croît vers sa valeur maximale. Cet effet parasite peut se révéler un handicap lorsqu'il est question d'extraire la physique des CuO_2 selon l'axe b .

1.3 Le diagramme de phase des cuprates : un casse-tête ou une richesse ?

Réponse courte : les deux. Cependant, tout passionné de la Nature doit admettre que les cuprates représentent l'un des plus beaux voyages que la Physique contemporaine offre aux esprits curieux.

Comme nous le mentionnions dans la partie précédente, il est possible de doper les plans de cuivre oxygène CuO_2 en trous, on dénomme ce dopage p . Le composé *parent* désigne le matériau non-dopé ($p = 0$). Le diagramme de phase des cuprates en température T et dopage en trous p est un des plus riches de la matière condensée (cf. figure 1.2). En effet, le composé parent est un **isolant de Mott**. À p très élevé, le matériau est un **liquide de Fermi**. Entre ces deux mondes émerge une jungle de phases aux couleurs de l'**antiferromagnétisme** (AF), d'**ordre de spin** (SO), d'**ordre de charge** (CO), de **supraconductivité** (SC) et d'une étrange présence que l'on nomme **pseudogap** (PG) à défaut de pas pouvoir le caractériser davantage.

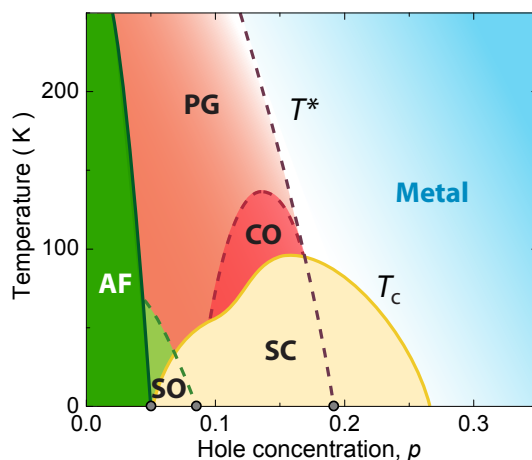


FIGURE 1.2 Diagramme de phase des cuprates dopés en trous, tout particulièrement YBCO (adapté de l'œuvre initiale de Nicolas Doiron-Leyraud); **AF** : phase antiferromagnétique; **SO** : ordre de spins; **SC** : phase supraconductrice (sous la température T_c); **CO** : ordre de charge; **PG** : phase pseudogap (sous la température T^*); **Metal** : liquide de Fermi

1.3.1 Composé parent ($p = 0$)

On ne peut être déçu des cuprates, ceux-là ne nous abandonnent jamais à l'ennui ni à la végétation. En effet, si le calcul de bandes naïf clame haut et fort que le composé parent doit être un "métal", "un très bon métal" précise-t-il; l'impertinente réalité rit : "bien essayé, mais c'est un isolant !".

Dans les plans CuO_2 du composé parent, le cation Cu^{2+} est dans la configuration orbitale $3d^9$ et l'anion O^{2-} en $2p^6$. Il y a hybridation entre les orbitales $3d_{x^2-y^2}$ du Cu et $2p_x, 2p_y$ de l'O qui

résulte en une **bande demi-remplie** au niveau de Fermi : **il y a un électron par cuivre** (cf. figure 1.3a). Cependant le composé parent est-il un métal ? Les premiers calculs de bande par LDA (Local Density Approximation) et DFT (Density Functional Theory), qui négligent les fortes interactions électroniques, suggèrent que celui-ci en est bien un [8] avec une surface de Fermi couvrant la moitié de la première zone de Brillouin.

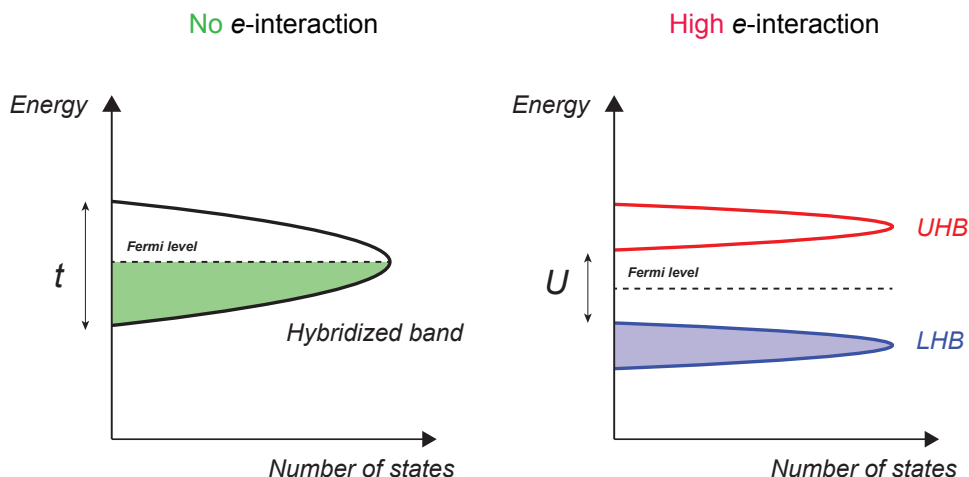


FIGURE 1.3 Structure de bandes du composé parent des cuprates : (**a**) Sans interaction électronique $U = 0$; (**b**) Avec interaction électronique $U \gg t$ [9]

En réalité, dans les cuprates, les interactions électroniques prédominent la physique de ces matériaux, elles ne peuvent donc pas être négligées en première approximation comme nous allons le détailler.

Modèle de Hubbard

Considérons l'intégrale de transfert t d'un électron sur un site atomique i (de Cu par exemple) à son plus proche voisin j . Soit U l'énergie de répulsion coulombienne entre deux électrons sur un même site atomique i . Regardons à présent l'hamiltonien de Hubbard pour décrire notre système :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}} \quad (1.1)$$

$$\Leftrightarrow = t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + U \sum_i n_{i,\uparrow} n_{i,\downarrow} \quad (1.2)$$

Le terme d'**énergie cinétique** \mathcal{H}_0 est un hamiltonien de liaisons fortes, $c_{i,\sigma}^\dagger$ est l'opérateur de

création d'un électron sur un site i de spin σ (\uparrow ou \downarrow), et t étant l'intégrale de transfert définie plus haut, mais aussi l'amplitude de l'énergie cinétique du système, ainsi que la largeur de bande (cf. figure 1.3a).

Le terme d'**interaction électronique** \mathcal{H}_{int} a pour amplitude la répulsion coulombienne U , $n_{i,\uparrow}$ est l'opérateur du nombre d'occupation du site i par un électron de spin \uparrow ($= 0$ si vide, 1 si occupé); s'il y a deux électrons (\uparrow et \downarrow) sur un même site atomique i , alors cela coûte au système une énergie U .

Discutons à présent l'amplitude relative entre t et U [10] :

- **Liquide de Fermi** : dans le cas de forte densité de porteur de charge (fort écrantage des répulsions électroniques U par le gaz d'électrons), l'intégrale de transfert t d'un atome à l'autre est élevée devant U : $t \gg U$. L'énergie cinétique prédomine et les interactions électroniques U sont traitées en perturbation. Le système a la symétrie d'un gaz d'électrons délocalisés : c'est un **métal**. La théorie des bandes est ici valide et les calculs de champs moyen tels que la LDA et la DFT fonctionnent.
- **Isolant de Mott** : dans le cas de faible densité de porteur de charge (faible écrantage des répulsions électroniques U par le gaz d'électrons), U est important et peut engendrer un régime où $t \ll U$. Les interactions électroniques U localisent les électrons à un par site (pour une bande à demi-remplissage), l'énergie cinétique est traitée en perturbation. Le système est un cristal d'électrons de même symétrie que le réseau ionique : c'est un **isolant dit de Mott**, avec pour gap $\sim U$ (cf. figure 1.3b). La théorie des bandes n'est plus valide et les calculs de champs moyen tels que la LDA et la DFT sont incorrects.
- **Transition de Mott** : a lieu lorsque $t \sim U$.

Il est intéressant de remarquer que l'**isolant de Mott** est un système **antiferromagnétique**. En effet, en considérant un électron par site atomique, tout en se plaçant dans la limite $\frac{t}{U} = 0$: il y a alors dégénérescence du spin électronique de cet électron sur le sites atomique correspondant (étant parfaitement localisé, l'électron peut prendre le spin qu'il souhaite). En revanche, dans le cas réel $t \ll U$, l'énergie cinétique introduit une perturbation qui tend à délocaliser légèrement les électrons de leur site électronique :

- i) Si les électrons sont ordonnés de manière *ferromagnétique*, le transfert d'un électron d'un site à l'autre sans changer de spin ne peut pas se faire par principe d'exclusion de Pauli.
- ii) Si les électrons sont ordonnés de manière *antiferromagnétique*, le transfert d'un électron d'un site à l'autre sans changer de spin peut avoir lieu car la règle d'exclusion de Pauli est satisfaite.

Le terme d'énergie cinétique introduit donc un couplage *antiferromagnétique* dit de **super-**

échange qui minimise l'énergie du système.

Retour aux cuprates

On est en droit de se demander : pourquoi donc les cuprates sont-ils des matériaux électronique-ment *fortement corrélés* ?

La raison se trouve du côté du cuivre qui est un métal de transition, donc de couche électronique d partiellement remplie. Les orbitales d sont par nature plus localisées que les orbitales s par exemple. Qui dit *orbitale localisée* comprend que le recouvrement des orbitales est plus faible entre deux atomes de Cu voisins, l'intégrale de transfert t est alors amoindrie engendrant un régime où $t \ll U$ [11].

La bande hybridée entre Cu et O est alors divisée en deux sous-bandes séparées par un gap U centré au niveau de Fermi d'environ 2 eV [12] (cf. figure 1.3b) : la bande de Hubbard supérieure **UHB** et la bande de Hubbard inférieure **LHB**.

1.3.2 Doper en trous le composé parent ($p \neq 0$)

Dans la partie précédente, nous avons pu discuter le fait que dans l'univers des corrélations électroniques se trouvent deux antagonistes : les **liquides de Fermi** ($t \gg U$)¹ et les **isolants de Mott** ($t \ll U$). Ainsi nous sommes en droit de poser la question suivante : que se passe-t-il donc entre ces deux mondes ? Peut-on se rendre continûment de l'un à l'autre ? C'est ici-même que se trouve la physique merveilleuse des cuprates.

Mais tout d'abord passons en revue les différentes façons d'affecter les paramètres t et U [10] :

- paramètre t : appliquer de la pression sur un matériau a pour effet de rapprocher les atomes les uns des autres, ceci engendre un plus grand recouvrement des orbitales. Par conséquent, t étant l'intégrale de transfert, sa valeur augmente sous l'effet de la pression ainsi que la largeur de bande (cf. figure 1.4a).
- paramètre U : le potentiel coulombien dans le modèle du jellium (gaz d'électron homogène) est donné par $V(r) = \frac{\exp(-q_0 r)}{r}$, avec r la distance à l'électron ; on considère donc que le potentiel coulombien est écranté sur la longueur caractéristique de Thomas-Fermi $1/q_0$.

1. En réalité, dans cette limite il y a toujours possibilité de transition vers un état antiferromagnétique et ce même à la limite $U \rightarrow 0^+$ si les conditions d'emboîtement (nesting) de la surface de Fermi sont présentes, en particulier pour des électrons sur réseau comme en figure 1.4

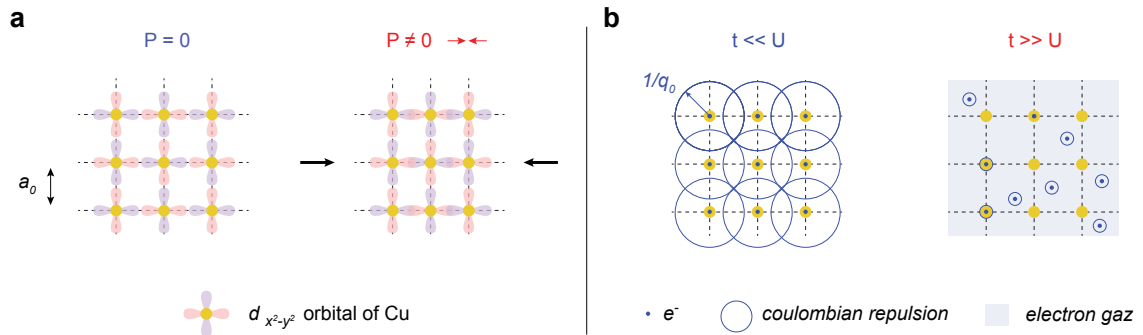


FIGURE 1.4 (a) Effet de la pression sur l'intégrale de transfert t ; (b) Effet du dopage sur le paramètre U [10]

Or, $q_0 \sim n^{1/3}$, avec n la densité de porteurs de charge (électrons ou trous). Considérons a_0 la distance entre deux atomes (de cuivre par exemple) :

1. Si $1/q_0 \gg a_0$ la répulsion coulombienne est mal écrantée par le gaz d'électron car sa densité est faible, U est grand, les corrélations électroniques sont *fortes*.

2. Si $1/q_0 \ll a_0$ la répulsion coulombienne est bien écrantée par le gaz d'électron car sa densité est élevée, U est faible, les corrélations électroniques sont *faibles*.

Ainsi en augmentant la densité de porteurs de charge n , on écrante davantage le potentiel répulsif coulombien, l'effet des interactions électroniques s'en trouve réduit. Réguler n peut se faire par dopage chimique en électrons ou en trous (cf. figure 1.4b).

Pour en revenir aux cuprates, nous avons vu dans la partie précédente que le composé parent ($p = 0$) est un **isolant de Mott**. Par dopage en trous (p finie) des plans CuO_2 , on augmente la densité de porteurs de charge n (ici les porteurs de charges sont des trous). Ainsi il est possible de se retrouver de l'autre côté de la carte à fort dopage ($p \gg 0$), dans le monde des **liquides de Fermi** (cf. figure 1.2).

Mais entre les deux rives, la traversée en dopage du diagramme de phase des cuprates regorge de phénomènes exotiques émergeant des corrélations électroniques plus ou moins fortes (cf. figure 1.5), à savoir : de l'*antiferromagnétisme*, de la *supraconductivité* à haute-température critique, de l'*ordre de charge*, de l'*ordre de spin*, le fameux *pseudogap* et peut-être encore tant d'autres ... Nous détaillerons certaines de ces phases dans les parties qui suivront.

Il serait tentant de décrire toutes les phases émergentes de cette physique de fermions fortement corrélés, cependant nous ferons le choix dans cette thèse de nous concentrer sur la supraconductivité et l'ordre de charge qui seront sondés et étudiés en profondeur dans ce document.

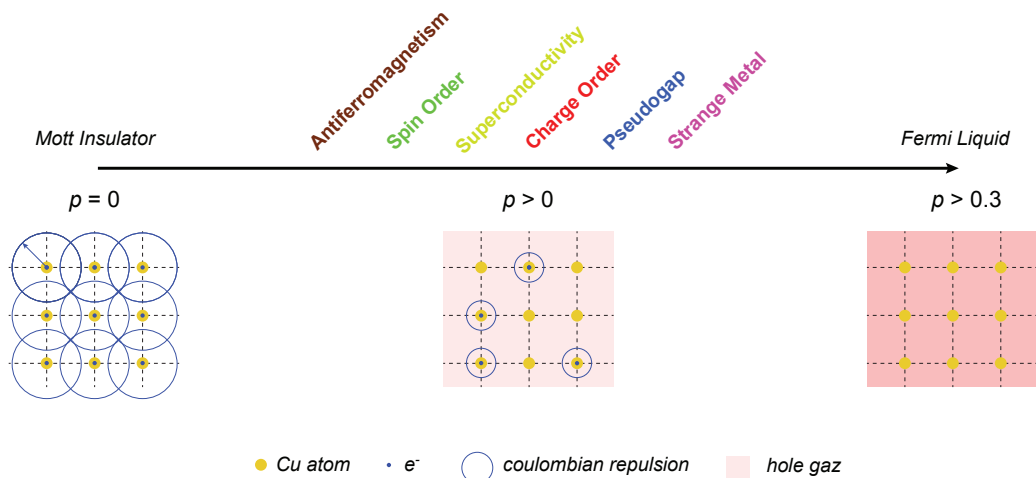


FIGURE 1.5 Doper en trous un isolant de Mott pour induire de nouvelles phases électroniques

1.4 Phase Supraconductrice

On pourrait *a priori* penser que la supraconductivité est la carotte poussant l'âne écrivant cette thèse à avancer. Cependant il faut bien admettre que l'on ne se concentre que très peu sur la phase supraconductrice des cuprates en 2015, celle-ci ayant été, dès les premiers jours de la découverte, assidûment étudiée. Le temps est aux ordres électroniques de la phase normale ! Nous y reviendrons par la suite.

Même si la supraconductivité des cuprates se définit par une résistance nulle et un effet Meissner comme tout bon supraconducteur, il serait un crime de ne pas admettre qu'en-dessous de la température critique T_c se cachent quelques merveilles qui valent la peine d'être détaillées dans cette section. Comme l'ensemble de la physique de ces matériaux, la supraconductivité se développe dans les plans CuO_2 à partir d'un certain dopage en trous $p \simeq 0.05$, la température critique T_c est maximale ($T_{c,\text{max}}$) autour de $p \simeq 0.16$ et disparaît à fort dopage ($p > 0.28$). C'est donc un dôme supraconducteur que l'on observe (cf. figure 1.2), avec une anomalie autour de $p \simeq 0.12$ que nous expliquerons dans la section sur l'ordre de charge.

Développons ici un vocabulaire qui nous sera fort utile par la suite : on parle de cuprates **sous-dopés** pour les dopages inférieurs à celui de $T_{c,\text{max}}$ ($p \simeq 0.16$) ; de cuprates **sur-dopés** pour les dopages supérieurs à celui de $T_{c,\text{max}}$; de dopage **optimal** à $T_{c,\text{max}}$.

À présent, intéressons-nous à la manière dont les cuprates se démarquent des supraconducteurs dits *conventionnels* (supraconducteurs obéissant à la théorie BCS) :

- **longueur de cohérence ξ** : cette longueur caractéristique, également la taille d'une paire de Cooper, est très courte ($\sim 10 \text{ \AA}$) par rapport aux supraconducteurs conventionnels ($\sim 100 \text{ \AA}$), ce qui exprime une supraconductivité plus robuste notamment à l'épreuve d'un champ magnétique externe [12].
- **symétrie du gap** : le gap supraconducteur Δ n'est pas uniforme sur la surface de Fermi comme dans une supraconductivité conventionnelle où il est dit de symétrie *s-wave* (en référence aux orbitales atomiques) (cf. figure 1.6b). En effet, dans l'ensemble des cuprates sa symétrie est dite *d-wave*, *i.e.* le gap s'annule et change de signe dans la direction (π, π) de la première zone de Brillouin (PZB), on parle de **nœuds du gap** (cf. figure 1.6c); et se trouve maximal dans la direction $(\pi, 0)$ [13, 14, 15, 16, 17]. La dépendance angulaire du gap dans la PZB est alors : $\Delta(\mathbf{k}) = \Delta_0(\cos(k_x) - \cos(k_y))$
- **force d'appariement** : elle n'est pas non plus conventionnelle et demeure le plus grand mystère de ce domaine. En effet, cette force, au sens de "colle supraconductrice", n'est pas l'interaction *électron-phonon* de la théorie BCS; dans les cuprates celle-ci serait d'origine électronique. Il a été avancé que des fluctuations de spin antiferromagnétiques seraient à la base de l'appariement dans les supraconducteurs haute- T_c . Cette hypothèse tient de la présence d'ordre antiferromagnétique toujours présent non loin du dôme supraconducteur dans l'ensemble des diagrammes de phase de ces matériaux (cuprates, fermions lourds, composés organiques, pnictures, etc. . .); mais aussi parce que les fluctuations de spin antiferromagnétiques favoriseraient une symétrie *d-wave* devant *s-wave*.

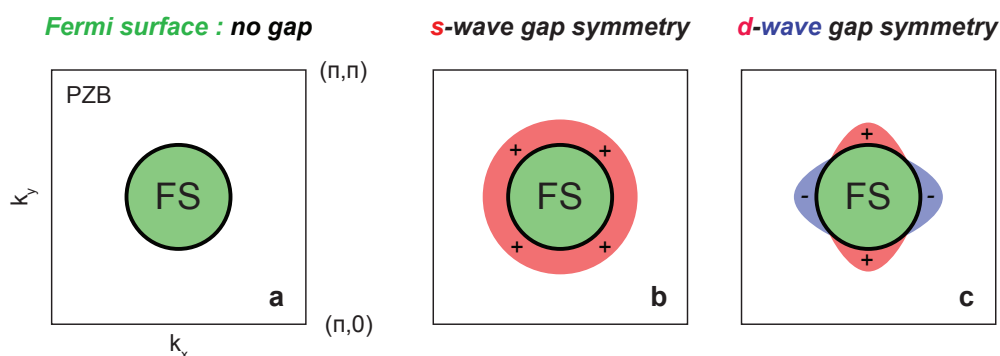


FIGURE 1.6 (a) Surface de Fermi (SF) dans la PZB ; (b) Gap supraconducteur conventionnel de symétrie *s-wave* représenté en rouge ; (c) Gap supraconducteur des cuprates de symétrie *d-wave* représenté en rouge (de signe positif) et bleu (de signe négatif), aux nœuds le gap s'annule et change de signe

Il est plus que probable que la phase supraconductrice des cuprates détienne encore de nombreux secrets pour nous physiciens du solide, cependant l'axe de recherche privilégié depuis les années 2000 est l'étude de la phase normale de ces matériaux qui demeure l'une des plus riches de la matière

condensée de part les multiples phases électroniques qui la peuplent. Cette phase normale détiendrait peut-être les secrets de la colle supraconductrice ?

Dans cette thèse nous nous intéresserons à la phase normale, en particulier l'ordre de charge, comme à la phase supraconductrice en étudiant le champ magnétique critique H_{c2} nécessaire à supprimer complètement la supraconductivité.

1.5 Ordre de charge

Découvert dans YBCO au début du doctorat rapporté dans cette thèse [18], l'ordre de charge (CO) a pris toute la place dans le domaine des cuprates ; son origine fascine et demeure à ce jour un charmant mystère. À noter que cet ordre est désormais vu dans l'ensemble des cuprates dopés en trous, il est omniprésent. Son interaction intime avec la supraconductivité exacerbe l'intérêt que nous aurons à l'étudier.

Comme nous le verrons, on pourrait *a priori* penser qu'il y a plusieurs ordres de charge, l'un vivant sans champ magnétique à haute température, et l'autre naissant sous l'effet d'un champ magnétique à basse température. Nous les détaillerons comme deux phénomènes différents en premier lieu, puis montrerons qu'ils sont une seule et même phase électronique.

Nous n'emploierons pas les chemins de la découverte historique qui débute par des mesures de RMN en champ magnétique intense en 2011 [18], mais choisirons une voie plus pédagogique qui consiste à parler de fluctuations de l'ordre de charge en champ nul (mesures de rayons-X) avant son émergence à longue portée (mesures de RMN et ultrasons).

1.5.1 Ordre de charge à courte portée en champ magnétique nul

La raison pour laquelle trois décennies furent nécessaires pour découvrir l'ordre de charge dans YBCO tient peut-être dans ce qu'il est d'*incommensurable* (alors que de période $4a$ dans d'autres cuprates) et de *courte portée* (**SRO** : *Short Range Order*) en champ magnétique nul ; un casse-tête de plus pour nous autres chercheurs.

Température T_{SRO} & vecteur d'onde de charge Q_{CO}

En 2012, des mesures de rayons-X [19, 20] rapportent qu'en-dessous d'une température T_{SRO} , des modulations de charge à courte portée apparaissent au vecteur d'onde $Q_{\text{CO}} \simeq 0.31$ dans YBCO à un dopage $p = 0.12$ ($y = 6.67$, $T_c = 67$ K). A mesure que la température décroît, l'intensité des rayons-X augmente graduellement (cf. figure 1.7a). La longueur de corrélation² de ces modulations dans le plan ne dépasse jamais $\xi_{\text{ab}} \simeq 70 \text{ \AA} \simeq 18a$, tandis que celle le long de l'axe c est très courte $\xi_c \simeq 10 \text{ \AA} \simeq c$. En champ magnétique nul, le pic de rayons-X de l'ordre de charge au vecteur d'onde Q_{CO} est situé à $l = 0.5$ ³. Un pic d'intensité à $l = 0.5$ montre que les modulations de charge dans les plans CuO_2 changent d'un plan à l'autre. On parle alors d'**ordre bidimensionnel à courte portée** (SRO-2D).

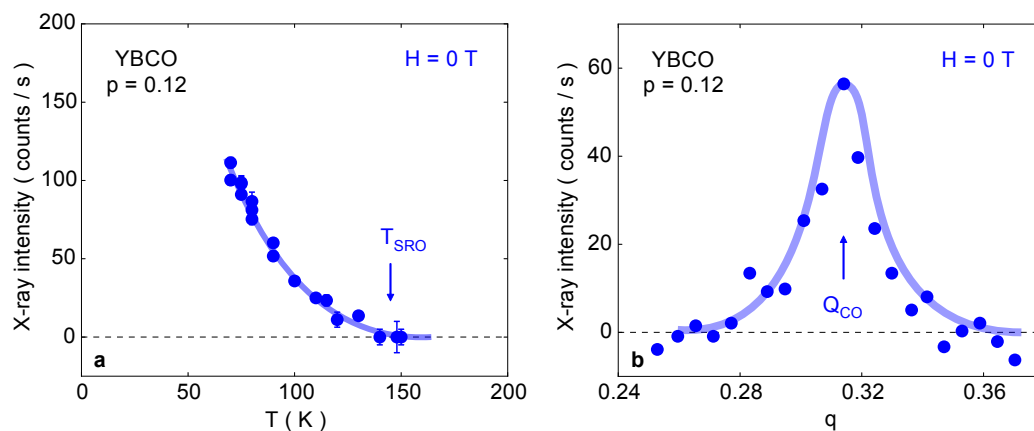


FIGURE 1.7 (a) Mesure de l'intensité de l'ordre de charge en rayons-X pour YBCO $p = 0.12$ en champ nul, $T_{\text{SRO}} \simeq 140$ K [19]; (b) Mesure à $T \simeq T_c$ du pic de l'ordre de charge à $Q_{\text{CO}} \simeq 0.31$ dans l'intensité des rayons-X tracée en fonction de q dans $(0, 2 - q, l = 0.5)$ [21]

Dépendance en dopage de T_{SRO} & Q_{CO}

Peu de temps après la découverte, les experts des rayons-X se sont mis à faire la tournée des synchrotrons afin d'extraire l'essence de ce nouvel ordre. Il n'a pas fallu longtemps avant de dévoiler que la température T_{SRO} de l'ordre de charge forme un dôme centré à $p = 0.12$ [22, 23]. Celui-ci semble vivre dans une région en dopage dessinée entre $0.08 < p < 0.16$ (cf. figure 1.8a).

En revanche, le vecteur d'onde Q_{CO} change monotoniquement en dopage, cette dépendance est encore sujette à débat (cf. figure 1.8b), bien que de nombreuses théories proposent aujourd'hui une explication à ce résultat [24, 25, 26, 27, 28, 29].

2. La longueur de corrélation $\xi_{\text{a,b}} = a, b / (\pi \text{LMH})$ où LMH est la largeur à mi-hauteur du pic des rayons-X

3. (h, k, l) sont les indices de Miller, $l = 0.5$ représente une modulation selon l'axe c de la même période que les plans CuO_2 , YBCO possédant deux plans par cellule unité

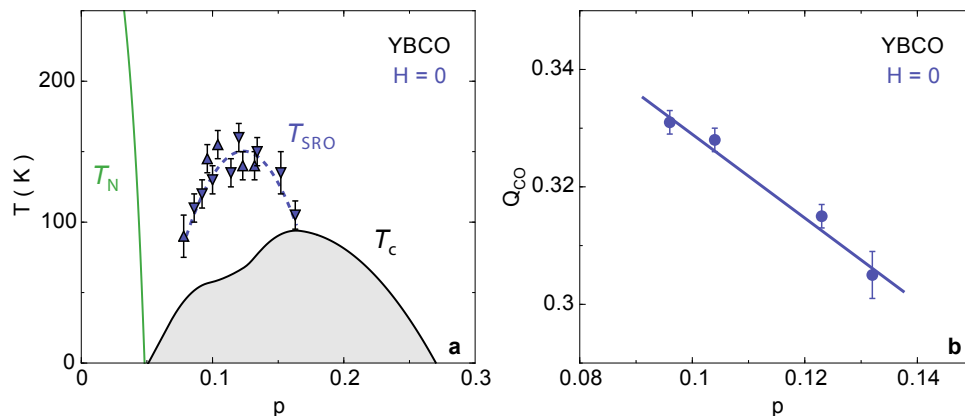


FIGURE 1.8 (a) Dépendance en dopage de T_{SRO} à champ magnétique nul [22, 23]; (b) Dépendance en dopage du vecteur d'onde l'ordre de charge Q_{CO} selon l'axe b [23]

Anisotropie de l'ordre de charge et de Q_{CO}

Au demeurant, YBCO étant orthorhombique, il pourrait paraître naturel de penser que l'ordre de charge est anisotrope. Eh bien non, cette anisotropie ne serait pas totalement corrélée en dopage à la déformation du cristal. Bien que le vecteur d'onde Q_{CO} soit légèrement différent dans la direction a par rapport à b , il est surtout à noter que l'ordre de charge n'a pas la même "force" (comprendre : l'intensité des rayons-X n'est pas aussi grande) selon l'axe considéré, ce qui se traduit par une intensité plus faible selon l'axe a que l'axe b [22, 23] (cf. figure 1.9b). L'ordre de charge a donc une tendance à l'unidirectionnalité à faible dopage selon l'axe b [30], qui disparaît à $p > 0.12$ en dopage, l'ordre devient alors davantage *isotrope* (cf. figure 1.9a).

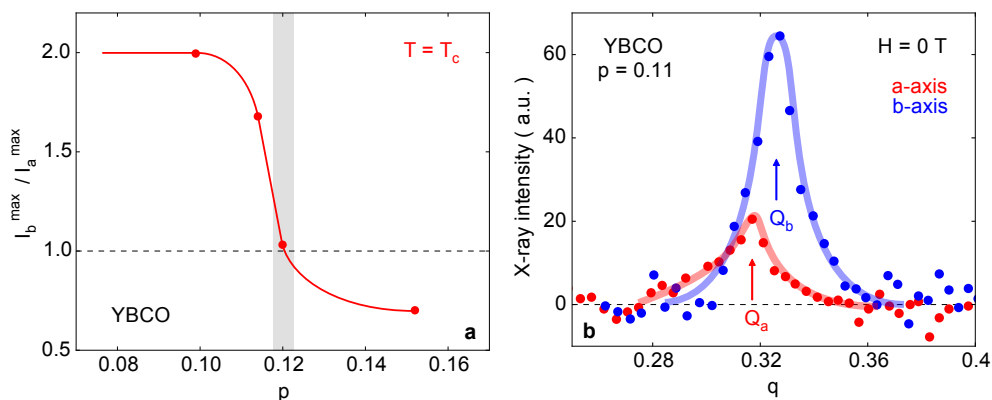


FIGURE 1.9 (a) Dépendance en dopage du caractère anisotrope de l'amplitude du pic des rayons-X de l'ordre de charge à champ magnétique nul [22]; (b) Anisotropie du vecteur d'onde Q_{CO} et de l'amplitude du pic des rayons-X de l'ordre de charge à $T \simeq T_c$ dans YBCO $p = 0.11$ [22]

Compétition entre ordre de charge et supraconductivité

On pourrait penser que ces modulations de charge à courte portée ont déjà délivré tous leurs secrets, mais nous avons gardé le meilleur pour la fin de cette sous-section. En effet, voilà que l'ordre de charge est en compétition directe avec la supraconductivité [19] !

Lorsque la température est abaissée en-dessous de T_c , l'amplitude du pic des rayons-X de l'ordre de charge décroît de nouveau. En appliquant un champ magnétique externe H , la supraconductivité est affaiblie et l'ordre de charge gagne de nouveau en intensité jusqu'à atteindre $T_c(H)$ où elle diminue de nouveau [19, 21, 22, 23].

Ce résultat vient expliquer pour la première fois pourquoi le dôme supraconducteur dans YBCO montre un affaissement à $p = 0.12$ (cf. figure 1.2). Si la supraconductivité supprime cette phase SRO, ces modulations de charge affaiblissent elles-mêmes la supraconductivité où elles se trouvent être le plus fort en dopage.

Cette intime interaction suggère que les deux ordres sont en compétition pour la même densité d'états. Dans l'éventualité où ces deux ordres auraient une origine commune [25, 26, 27, 28, 29], étudier l'ordre de charge reviendrait à questionner l'origine de la supraconductivité.

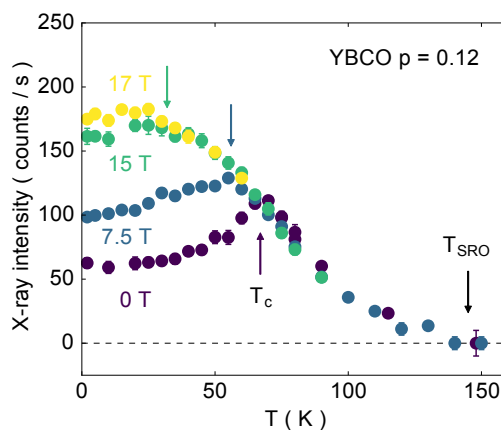


FIGURE 1.10 Mesure de l'intensité de l'ordre de charge en rayons-X selon l'axe a pour YBCO $p = 0.12$ à différents champs magnétiques, $T_{SRO} \sim 140$ K, $T_c(H = 0) = 67$ K; les flèches de couleurs représentent les $T_c(H)$ aux champs magnétiques correspondants [19, 21, 22, 23] (figure adaptée de Chang *et al.* [19])

Omniprésence de l'ordre de charge dans les cuprates

Nous avons fait le choix de ne parler que de YBCO dans cette sous partie car il est le matériau d'étude de cette thèse. Cependant l'effervescence autour de ce sujet ces dernières années a fait naître l'omniprésence de ces modulations de charge dans l'ensemble des cuprates étudiés, à savoir

LBCO [31], LSCO [32], Bi2212 [33], Bi2201 [24], Hg1201 [34], etc... Cet ordre à courte portée est donc une propriété universelle des cuprates dopés en trous.

1.5.2 Ordre de charge à longue portée en champ magnétique intense

Dans la partie précédente nous avons pu constater que les modulations de charge observées en champ magnétique nul à haute-température sont affaiblies par l'émergence de la supraconductivité : c'est une compétition directe. Ainsi, est-il possible que ces modulations deviennent un ordre à longue portée lorsque la supraconductivité est détruite sous forts champs magnétiques ? Il paraît naturel de se poser la question dans cet ordre de pensée, cependant comme nous allons le voir, l'approche historique est tout autre.

Ordre de charge & Résonance Magnétique Nucléaire

Bien avant la fièvre rayons-X, c'est en 2011 que débute l'aventure de l'ordre de charge dans YBCO et ce par une expérience de RMN (Résonance Magnétique Nucléaire) réalisée sous champs magnétiques intenses par le groupe de Marc-Henri Julien au LNCMI de Grenoble [18]. À très basse température dans YBCO, la fréquence quadripolaire du cuivre ν_Q se dédouble ($\Delta\nu_Q \neq 0$)⁴ au-dessus d'un champ magnétique seuil H_{NMR} [35], ce qui traduit une transition de phase vers un ordre de charge. Suite aux mesures d'ultrason [36], celui-ci est associé à un ordre à *longue portée* (**LRO** : *Long Range Order*), celui-ci n'existe pas en champ nul (cf. figure 1.11a).

En se plaçant au-dessus de H_{NMR} , un balayage en température révèle une température seuil T_{NMR} en-dessous de laquelle apparaît cet ordre (cf. figure 1.11c). On constatera que $T_{\text{NMR}} \ll T_{\text{SRO}}$, la température à laquelle apparaisse les modulations de charge.

Tout comme les modulations de charge SRO mesurées par rayons-X à haute-température, cet ordre est le plus robuste à $p = 0.12$ (cf. figure 1.11b,d), suggérant une connexion entre les deux phénomènes.

Il est à noter qu'une étude poussée de RMN révèle que cet ordre serait *nématique*, *i.e.* celui-ci brise la symétrie de rotation du cristal : l'ordre de charge SRO aurait un potentiel plus grand selon l'axe b que selon l'axe a [37].

Tout en répandant de nombreux indices, la RMN n'est pas une sonde expérimentale résolue en vecteur d'onde et ne permet pas de connaître *a priori* la connexion de cet ordre LRO avec celui SRO mesuré par rayons-X.

4. Traduit un changement de gradient de champ électrique des atomes de cuivre en fonction de leur position dans le plan

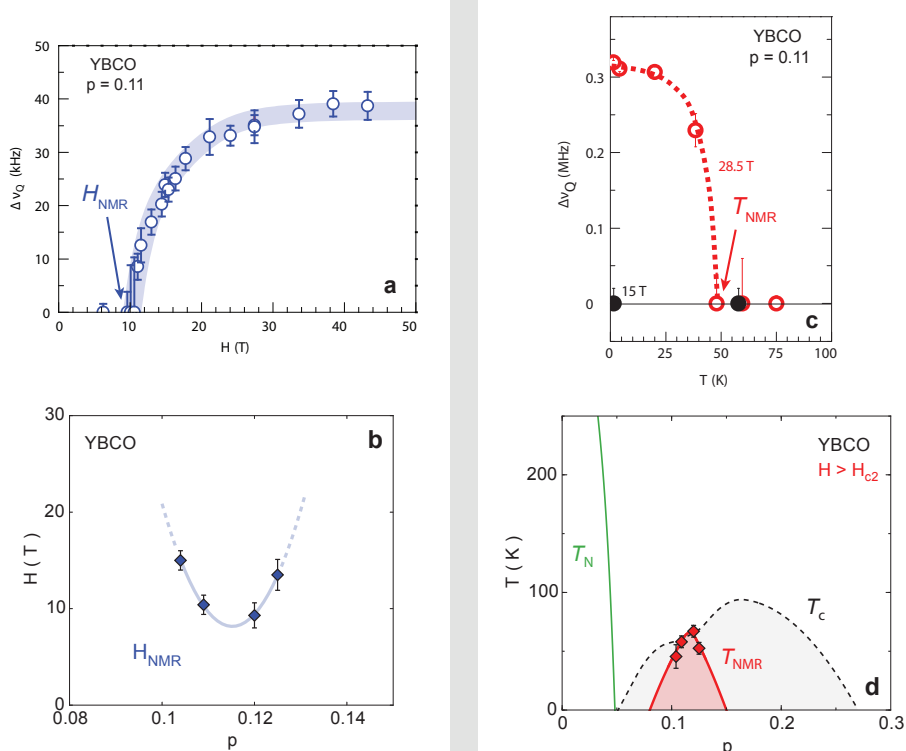


FIGURE 1.11 Un dédoublement de la fréquence quadrupolaire ν_Q sur les sites de cuivre, indique l'émergence d'un ordre de charge LRO, *i.e.* $\Delta\nu_Q \neq 0$ - (**a**) Mesure de $\Delta\nu_Q$ en fonction du champ magnétique, au-dessus d'un certain champ magnétique seuil $H_{\text{NMR}} = 10.4 \pm 1$ T un ordre de charge à longue portée se manifeste par le dédoublement $\Delta\nu_Q \neq 0$ pour YBCO $p = 0.11$ à 2 K [35]; (**b**) Dépendance en dopage de H_{NMR} [35]; (**c**) Mesure de $\Delta\nu_Q$ en fonction de la température, en-dessous d'une certaine température seuil $T_{\text{NMR}} = 50 \pm 5$ K un ordre de charge à longue portée se manifeste par le dédoublement $\Delta\nu_Q \neq 0$ pour YBCO $p = 0.11$ à $H > H_{\text{NMR}}$ [18]; (**d**) Dépendance en dopage de T_{NMR} [35]

Ordre de charge & Ultrasons

Deux ans plus tard, une mesure d'ultrasons au LNCMI de Toulouse dans le groupe de Cyril Proust corrobore l'expérience de RMN en détectant une transition de phase thermodynamique (possiblement un ordre de charge) sous forts champs magnétiques [36].

En effet, à basse température, différents modes de la vitesse du son propagés dans YBCO $p = 0.11$ sont marqués d'un champ seuil $H_{\text{ultrasound}}$ au-delà duquel une nouvelle phase émerge (cf. figure 1.12a). Cette transition est rapidement associée à l'ordre de charge LRO vu par RMN, même si les ultrasons ne peuvent résoudre *a priori* la nature de cette phase. Le chapitre 5 de cette thèse présente des travaux d'effet Hall thermique permettant de confirmer cette hypothèse.

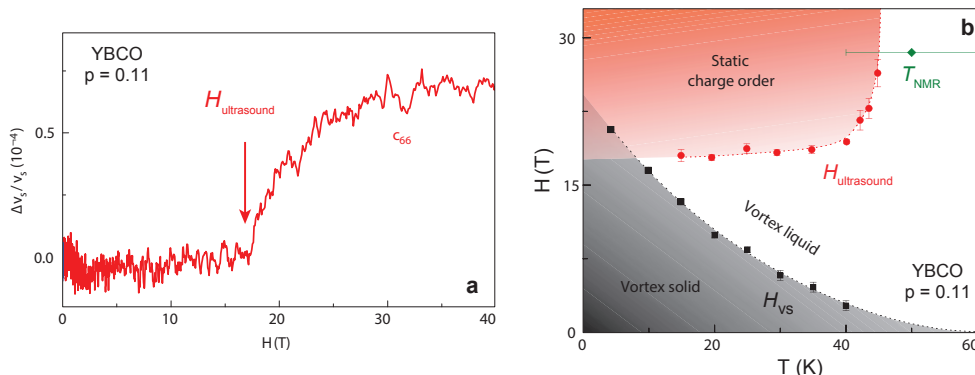


FIGURE 1.12 (a) Mesure de la vitesse du son v_s du mode c_{66} en fonction du champ magnétique dans YBCO $p = 0.11$ [36]. Au champ seuil $H_{\text{ultrasound}} = 18 \text{ T}$ à 20 K , l'anomalie mesurée par le son indique une transition de phase thermodynamique; (b) Dépendance $H - T$ du champ seuil $H_{\text{ultrasound}}$

La dépendance en température de $H_{\text{ultrasound}}$ présentée en figure 1.12b, révèle la zone $H - T$ dans laquelle se meut l'ordre de charge LRO, avec une température seuil $T_{\text{ultrasound}} \simeq T_{\text{NMR}}$.

Il est à noter que les champs seuils $H_{\text{ultrasound}} = 18 \pm 0.5 \text{ T}$ et $H_{\text{NMR}} = 10.4 \pm 1 \text{ T}$ à $p = 0.11$ diffèrent assez largement. Une explication sera également proposée au chapitre 5 de cette thèse.

Ordre de charge par rayons-X sous champs magnétiques intenses

Les expériences d'ultrasons et de RMN délivrent une richesse d'informations sur cette nouvelle phase naissante à forts champs magnétiques; en revanche elles demeurent muettes quant au vecteur d'onde de cet ordre de charge à longue portée et ne peuvent être *a priori* reliées à l'ordre SRO-2D mesuré par rayons-X en champ nul. Il faut attendre 2015 pour que deux mesures de diffraction par rayons-X sous forts champs magnétiques apportent la pièce manquante à ce puzzle [38, 39].

Piqûre de rappel : Dans les parties précédentes, nous avons tout d'abord montré que les modulations de charges à courte portée mesurées par rayons-X étaient bidimensionnelles (SRO-2D) à $H = 0$, c'est-à-dire qu'elles n'étaient pas corrélées entre plans CuO_2 , ou encore que l'intensité des rayons-X mesurée au vecteur d'onde Q_{CO} est maximale à $l = 0.5$ (l étant l'indice de Miller selon l'axe c). Une autre manière de le voir est de s'intéresser à la longueur de corrélation inter-plan ξ_c de ces modulations de charge. En champ nul, $\xi_c \simeq c$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de corrélations de la charge selon l'axe c entre cellules unités : les modulations de charge **SRO-2D à $H = 0$** ont pour vecteur d'onde **$(0, Q_{\text{CO}}, l = 0.5)$** .

Une *première expérience* de rayons-X sous champs magnétiques pulsés jusqu'à 28 T au SLAC en Californie menée par Gerber *et al.* démontre que les **modulations de charge SRO-2D** devenaient

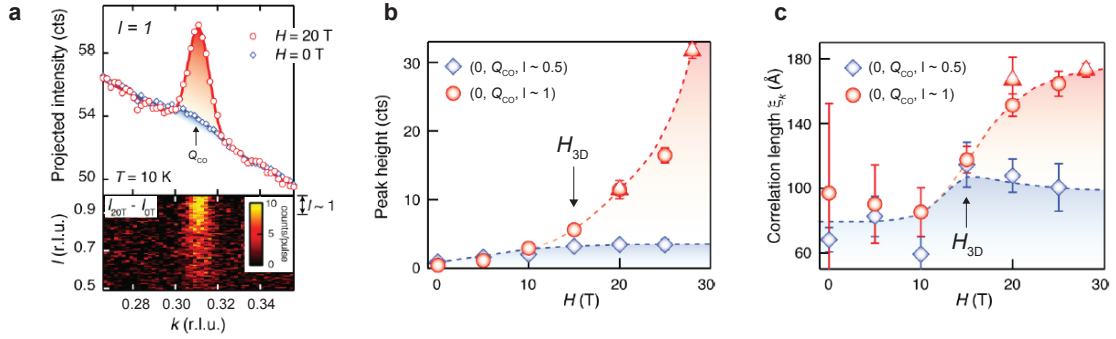


FIGURE 1.13 (**a**) Intensité des rayons-X selon l'axe b à $l = 1$ dans YBCO $p = 0.12$ à $T = 10$ K [38] : I_{0T} à $H = 0$ T en bleu et I_{20T} à $H = 20$ T en rouge. La carte de couleur $I_{20T} - I_{0T}$ montre que la transition en champ à Q_{CO} ne se passe qu'à $l = 1$, et non à $l = 0.5$ (modulations de charge à haute température [19, 20]); (**b**) Hauteur du pic Q_{CO} à $l = 0.5$ (points bleus) et $l = 1$ (points rouge) en fonction du champ magnétique à 10 K. À $H_{3D} \simeq 15$ T l'ordre de charge Q_{CO} est dominé par $l = 1$ par rapport à $l = 0.5$ (modulations de charge à haute température); (**c**) Longueur de corrélation de l'ordre de charge dans le plan ξ_{ab} à $l = 0.5$ (points bleus) et $l = 1$ (points rouges) en fonction du champ magnétique à 10 K. À $H_{3D} \simeq 15$ T l'ordre de charge Q_{CO} à $l = 1$ devient longue portée par rapport à $l = 0.5$ qui demeure courte portée

un **ordre de charge longue portée tridimensionnel** ou **LRO-3D** au même vecteur d'onde Q_{CO} au-delà d'un certain champ seuil H_{3D} [38]; $H_{3D} = 15 \pm 1$ T pour YBCO $p = 0.12$.

En d'autres termes, en plus des modulations **SRO-2D** de vecteur d'onde $(0, Q_{CO}, l = 0.5)$ à $H = 0$ qui demeurent, apparaît un ordre **LRO-3D** de vecteur d'onde $(0, Q_{CO}, l = 1)$ à $H > H_{3D}$; ce qui se traduit par une cohérence entre les plans CuO_2 d'une même cellule unité de YBCO (cf. figure 1.13). Il n'y a donc pas de brisure de symétrie de translation selon l'axe c par rapport au réseau.

Une *seconde expérience* de rayons-X en champ constant jusqu'à 17 T menée par Chang *et al.* [39] complète la première en apportant de précieuses informations sur l'ordre de charge LRO-3D :

- l'ordre **LRO-3D** ne se développe que selon l'axe b du cristal, il est donc **unidirectionnel**, comme illustré en figure 1.14a,b.
- la dépendance en température du champ critique H_{3D} est similaire à celle de l'ordre observé par ultrasons dans YBCO $p = 0.11$ comme le trace la figure 1.14d.
- la dépendance en dopage du champ critique H_{3D} est similaire à celle des ultrasons et de la RMN (cf. figure 1.14e). Le champ critique de la RMN H_{NMR} est le champ précurseur de l'ordre de charge LRO-3D comme mesuré par rayons-X.
- la longueur de corrélation dans le plan à $H = 0$ est au maximum $\xi_{ab} \simeq 70 \text{ \AA} \simeq 18a$, alors qu'à $H = 17 \text{ T} > H_{3D}$: $\xi_b \simeq 310 \text{ \AA} \simeq 80b$ (avec $a \simeq b$), ce qui traduit le caractère *longue portée* de l'ordre en question.

- la longueur de corrélation selon l'axe c à $H = 0$ est au maximum $\xi_c \simeq 10 \text{ \AA} \simeq c$, alors qu'à $H = 17 \text{ T} > H_{3D}$: $\xi_c \simeq 50 \text{ \AA} \simeq 10c$, ce qui traduit le caractère *tridimensionnel* de l'ordre en question.

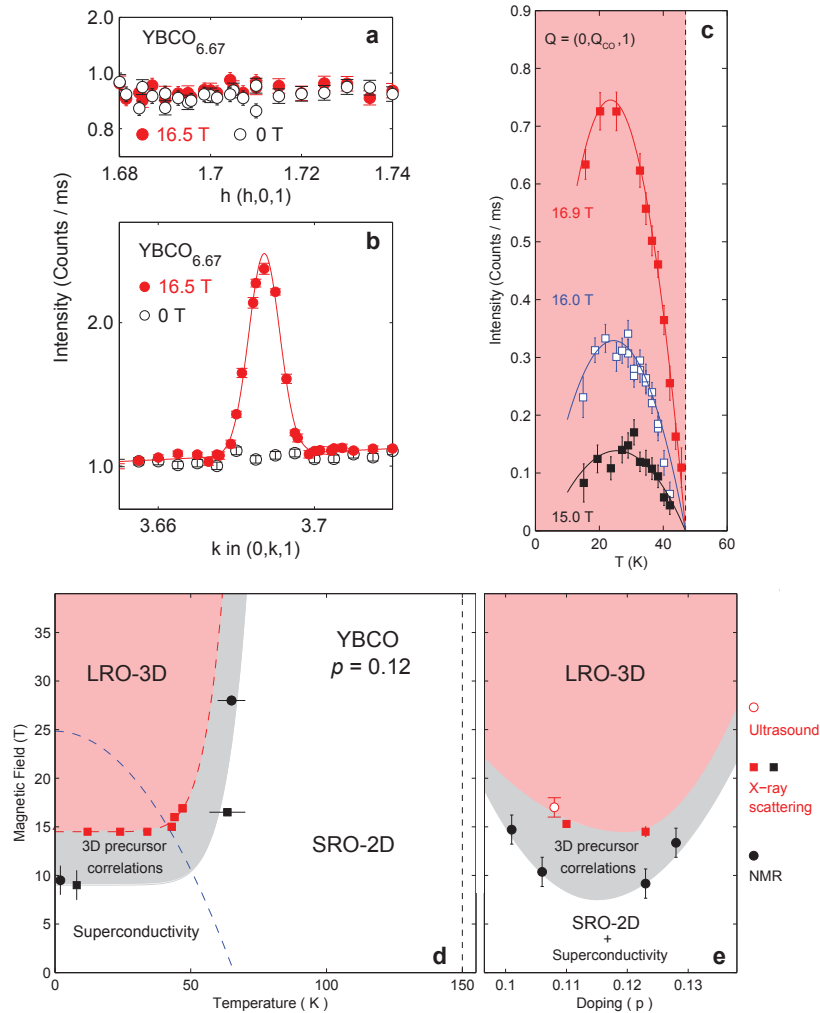


FIGURE 1.14 (a) Intensité des rayons-X au vecteur Q_{CO} selon l'axe a du cristal de YBCO $p = 0.12$ ($T_c = 67 \text{ K}$, $y = 6.67$), il n'y a pas de transition à H_{3D} [39]; (b) Intensité des rayons-X au vecteur Q_{CO} selon l'axe b du cristal de YBCO $p = 0.12$ ($T_c = 67 \text{ K}$, $y = 6.67$), le pic de l'ordre LRO-3D apparaît à $H_{3D} = 15 \pm 0.5 \text{ T}$ [39]; (c) Intensité des rayons-X au vecteur Q_{CO} selon l'axe b en fonction de la température à différent champ magnétique [39]; (d) Diagramme de phase $H - T$; (e) Diagramme de phase $H - p$; la zone rouge représente l'ordre LRO-3D, la zone grise le précurseur de l'ordre LRO-3D, le trait bleu en pointillés définit la supraconductivité, la zone blanche représente les modulations de charge SRO-2D [39]

1.5.3 Résumé sur l'ordre de charge dans les cuprates

Cette sous-partie a pour objectif de résumer l'information contenue dans la section sur l'ordre de charge pour en dessiner une image intelligible.

Les mesures de rayons-X sous champs magnétiques intenses [38, 39] semblent réconcilier les mesures de rayons-X en champ nul [19, 21, 20, 22, 23] avec les mesures de RMN [18, 35, 37] et d'ultrasons [36] sous champs magnétiques intenses. Les travaux présentés dans cette thèse au chapitre 5 proposeront une explication quant aux divergences de champ seuil entre RMN H_{NMR} , ultrasons $H_{\text{ultrasound}}$ et rayons-X $H_{3\text{D}}$; cependant soyons d'accord ici pour conclure que ces trois expériences semblent décrire un même phénomène physique.

À l'heure à laquelle ce document se rédige, il se construit le scénario suivant :

- **ordre de charge à courte portée (SRO)** : celui-ci apparaît à haute-température à $\mathbf{H} = \mathbf{0}$, bien au-dessus de T_c . Il est **bidimensionnel** de vecteur d'onde Q_{CO} , en compétition avec la supraconductivité, et **nématique** dans le plan *i.e.* il brise la symétrie de rotation (cf. figure 1.15a).
- **ordre de charge à longue portée (LRO)** : celui-ci apparaît à basse température au-delà d'un certain champ magnétique seuil $H_{3\text{D}}$ une fois la supraconductivité affaiblie. Il est **tridimensionnel** de même vecteur d'onde Q_{CO} , *i.e.* il acquiert une cohérence selon l'axe c , et **unidirectionnel** dans le plan (cf. figure 1.15b)

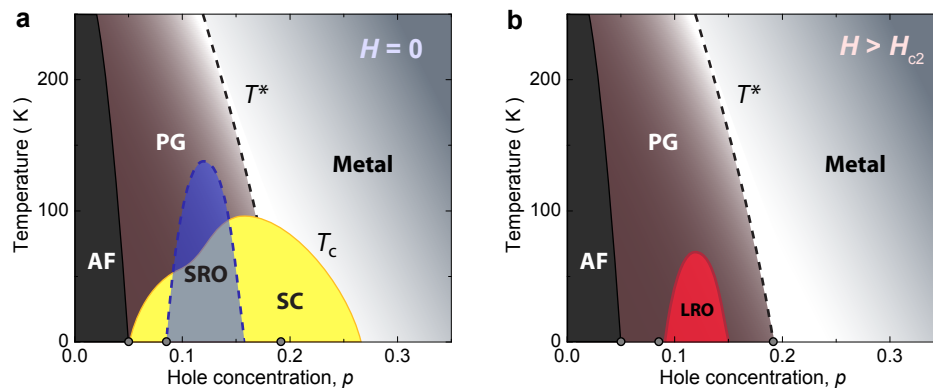


FIGURE 1.15 (a) Diagramme de phase $T - p$ à $H = 0$, l'ordre de charge est de courte portée SRO-2D; (b) Diagramme de phase $T - p$ à $H > H_{c2}$ (H_{c2} étant le champ critique pour supprimer la supraconductivité), l'ordre de charge est longue portée LRO-3D

1.6 Surface de Fermi des cuprates

Comme nous l'avons décrit en début de ce chapitre, il n'est pas évident de penser que les cuprates possèdent une surface de Fermi (**SF** : *Surface de Fermi*) qui conceptuellement n'existe que pour un liquide de Fermi, *i.e.* lorsque les interactions entre électrons demeurent négligeables devant l'énergie cinétique de ces derniers. Cependant, dans le doute, interrogeons le concept de surface de Fermi à travers le diagramme de phase des cuprates, sait-on jamais ?

1.6.1 Surface de Fermi des cuprates sur-dopés en trous

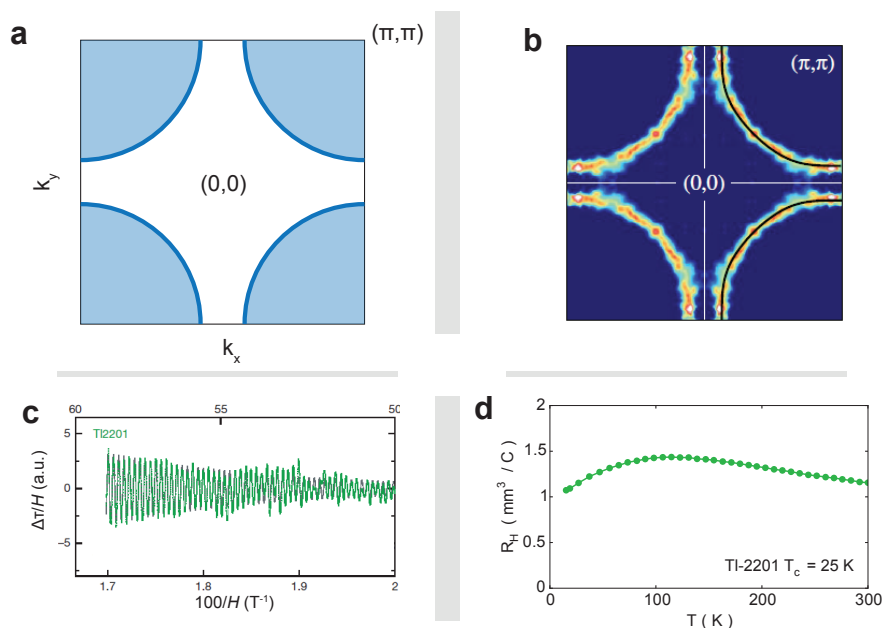


FIGURE 1.16 (**a**) Dessin de la PZB avec la surface de Fermi de trous des cuprates sur-dopés en bleu; (**b**) Surface de Fermi du cuprate sur-dopé TI2201 mesurée par ARPES [40]; (**c**) Mesure d'oscillation quantique par aimantation du cuprate sur-dopé TI2201 [41], la fréquence $F = 18000$ T est proportionnelle à la taille de la surface de Fermi; (**d**) Mesure d'effet Hall électrique positif [42], démontrant le caractère trou de la surface de Fermi sur-dopée

Du côté très sur-dopé du diagramme de phase ($p > 0.20$, cf. figure 1.2), les cuprates semblent être des métaux [43, 44]. Un calcul de bandes révèle que la surface de Fermi doit être une **poche de trous** unique bidimensionnelle centrée au point (π, π) et occupant 65 % de la PZB (cf. figure 1.16a). C'est en effet ce que des mesures d'ARPES (à $H = 0$) [40] et d'oscillations quantiques (à $H > H_{c2}$) [41] confirment en accord l'une avec l'autre (cf. figure 1.16b,c). L'effet Hall électrique R_H est de ce fait positif et sa valeur à $T = 0$ est donnée par : $R_H(0) = \frac{1}{ne}$ [43, 42] où e est la charge élémentaire,

n est la densité de porteur contenue dans la poche de trous mesurée par oscillations quantiques et ARPES (cf. figure 1.16d).

Ainsi la surface de Fermi des cuprates sur-dopés semble être à ce jour un mystère éclairci.

1.6.2 Surface de Fermi des cuprates sous-dopés en trous

A mesure que l'on se rapproche de l'isolant de Mott à $p = 0$, les corrélations électroniques augmentent en intensité, ce qui assombrit le concept même de surface de Fermi. Il est alors troublant de questionner la manière dont la surface de Fermi se transforme, voire disparaît en sous-dopant. De plus, dans la région sous-dopée des cuprates ($p \leq 0.16$) émerge un ordre de charge comme nous l'avons déjà détaillé, et qui dit "ordre brisant la symétrie de translation" dit aussi "reconstruction de la PBZ et de la surface de Fermi".

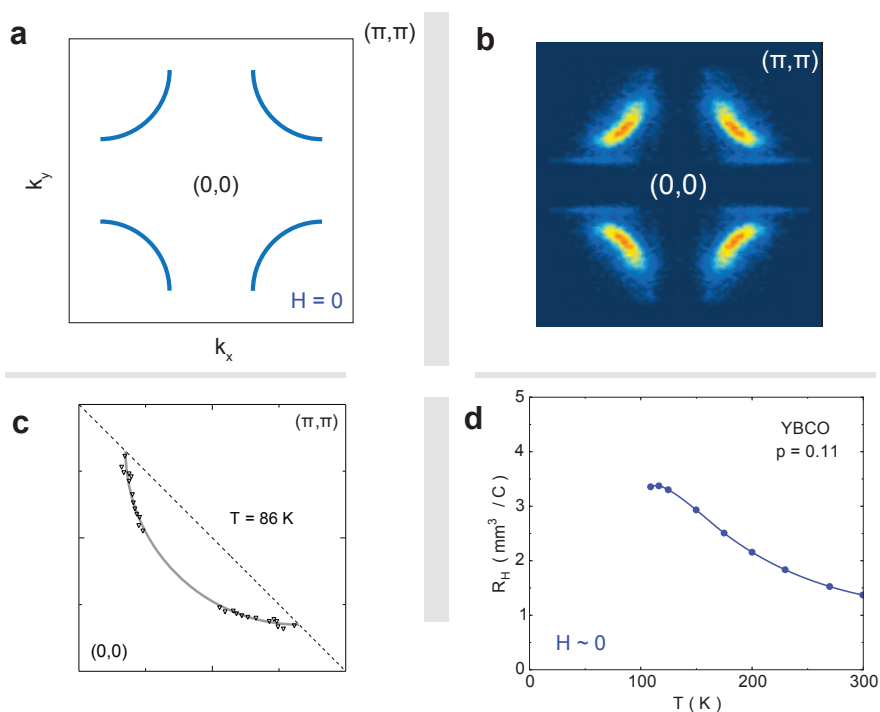


FIGURE 1.17 (a) Dessin de la PBZ montrant les arcs de Fermi des cuprates sous-dopés à $H = 0$ de type trou; (b) Surface de Fermi du cuprate sous-dopé YBCO mesurée par ARPES [45]; (c) Surface de Fermi du cuprate sous-dopé Bi2212 mesurée par STM [46], un quart de la PBZ est représenté; (d) Mesure d'effet Hall électrique positif à haute température, démontrant le caractère trou de la SF sur-dopée à $H \simeq 0$ [47]

Nous allons voir dans cette partie comment la SF évolue en présence de ces phénomènes électroniques, et en présence ou non de champ magnétique externe. Ainsi comme pour l'ordre de

charge, nous distinguerons les sondes expérimentales mesurant la surface de Fermi à $H = 0$ et celle à forts champs magnétiques à $H > H_{c2}$; nous détaillerons leurs contradictions apparentes.

Surface de Fermi sous-dopée à $H = 0$

Parmi les sondes expérimentales mesurant la SF à champ nul d'un matériau se trouvent l'ARPES (*Angle Resolved Photo Emission Spectroscopy*, uniquement en champ nul), le STM (*Scanning Tunneling Microscope*) et l'effet Hall électrique (proche du champ nul). Dans les cuprates sous-dopés, ces deux premières sondes s'accordent pour décrire qu'il existe bel et bien une SF et que celle-ci serait de type *trou* à $H = 0$ [45, 46], au détail prêt (fondamental) que cette SF mesurée ressemble à la SF sur-dopée mais ouverte aux anti-noeuds, *i.e.* dans les directions $(\pi, 0)$ et $(0, \pi)$. On parle alors d'**arc de Fermi** (cf. figure 1.17a,b,c).

Des mesures à haute température et à très faible champ magnétique $H \simeq 0$ d'effet Hall électrique [47] reflètent le type *trou* de ces arcs de Fermi (cf. figure 1.17d), ceux-là en quelque sorte similaires à haute température à la SF fermée sur-dopée. Tandis que le STM ou l'ARPES mesure la surface de Fermi jusqu'à très basse température, l'effet Hall électrique à $H \simeq 0$ est limité à des températures au-dessus de T_c car la supraconductivité court-circuite électriquement le matériau : $R_H = 0$. Ainsi, il n'est pas possible d'extraire davantage d'information de l'effet Hall électrique sans appliquer un fort champ magnétique pour détruire la phase supraconductrice.

La dépendance en dopage révèle que les arcs de Fermi apparaissent en-dessous d'un dopage critique $p^* \sim 0.19$ [48] auquel la SF se reconnecte aux anti-nœuds (cf. figure 1.18). Pour $p < p^*$, les arcs de Fermi n'ont de cesse de rétrécir jusqu'à pratiquement disparaître à très faible dopage.

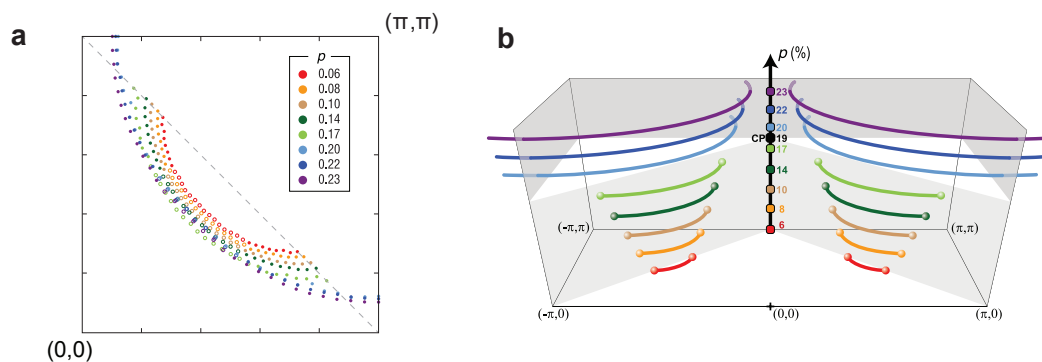


FIGURE 1.18 Dépendance en dopage des arcs de Fermi en fonction du dopage en trous p , à un certain dopage critique $p^* \sim 0.19$ les arcs se reconnectent en la grosse poche de trous sur-dopés [48] (**a**) Mesure des arcs de Fermi par *QPI* en STM; (**b**) Dessin de la figure précédente

Avec à notre disposition des mesures directes de SF tel que l'ARPES et le STM, il serait

tentant d'imaginer que la SF sous-dopée est à ce jour parfaitement connue. Cependant, ces sondes ne mesurent qu'en champ nul et des matériaux différents de YBCO (Bi2212 et Bi2201), et c'est bien là leurs limitations. Comme nous l'avons vu, un ordre de charge à longue portée émerge en affaiblissant la supraconductivité, est-il possible que celui-ci brisant la symétrie de translation induise une reconstruction de la surface de Fermi (**RSF** : *Reconstruction de la Surface de Fermi*) à forts champs magnétiques ? Nous répondrons à cette question au chapitre 5.

Surface de Fermi sous-dopée à $H > H_{c2}$

La mesure d'oscillations quantiques (OQ) en 2007 par le groupe de Louis Taillefer dans un échantillon de YBCO sous-dopé [49] fût la découverte maîtresse de cette dernière décennie. Ces OQ traduisent l'existence d'une surface de Fermi bien définie à très basse température et à forts champs magnétiques dans la région sous-dopé du diagramme de phase. Historiquement cette expérience a su renouveler ce domaine d'étude et diriger la communauté inévitablement vers la découverte de l'ordre de charge dans YBCO et autres cuprates.

En appliquant un champ magnétique $H > H_{c2}$ pour supprimer la supraconductivité à très basse température, l'expérience montre l'apparition d'oscillations quantiques de fréquence $F \sim 530$ T [49, 52, 53, 54], correspondant à une unique surface de Fermi occupant 2 % de la PZB (cf. figure 1.19b,c). Des mesures d'effet Hall électrique négatif [50, 51] et de Seebeck négatif [52] réalisées par la suite montrent que cette SF est de type **électron** (cf. figure 1.19a,c,d).

Ainsi l'on dénomme **reconstruction de la surface de Fermi (RSF** : *Reconstruction de la Surface de Fermi*) le passage de la **poche de trous sur-dopée** à cette petite **poche d'électrons sous-dopée**.

Nous avons vu dans la partie précédente que l'effet Hall électrique R_H à $H \simeq 0$ n'est mesurable qu'au-dessus de T_c à haute température, celui-ci étant positif, reflétant les arcs de Fermi. En appliquant un champ magnétique $H > H_{c2}$ supprimant la phase supraconductrice, l'effet Hall devient négatif à basse température en-dessous d'une température T_0 (cf. figure 1.19d). Le terme RSF peut aussi être utilisé pour désigner le passage de la SF trou à haute température à SF électron à basse température dans la région sous-dopé du diagramme de phase.

La dépendance en dopage de la poche d'électrons indique une présence dans une région restreinte du diagramme de phase que l'on pourrait désigner en-dessous de T_0 (cf. figure 1.20a). Celle-ci n'est pas sans rappeler le dôme que forme la température T_{NMR} de l'ordre de charge à $H > H_{NMR}$ en figure 1.11d.

En matière condensée, l'apparition d'un ordre électronique brisant la symétrie de translation implique une reconstruction de la PZB ce qui induit une RSF. Ainsi l'origine de la poche d'électrons

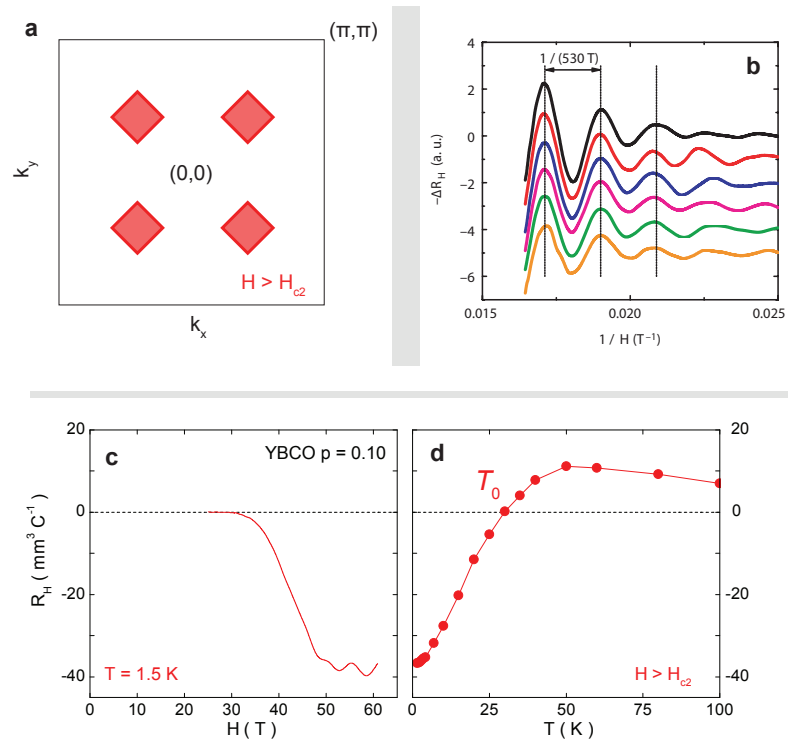


FIGURE 1.19 (a) Dessin de la PZB montrant la poche d'électrons des cuprates sous-dopés à $H > H_{c2}$ (en rouge); (b) Mesure d'oscillations quantiques dans l'effet Hall de fréquence $F = 530$ T pour YBCO $p = 0.10$ [49]; (c) Mesure d'effet Hall électrique négatif à basse température pour $H > H_{c2} \simeq 35$ T dans YBCO $p = 0.10$ [50, 51], le signe de R_H traduit le type *électron* de la surface de Fermi, de plus on observe les mêmes oscillations quantiques qu'à la figure précédente; (d) Mesure d'effet Hall électrique de YBCO $p = 0.10$ à $H = 55$ T, R_H devient négatif en-dessous d'une certaine température T_0 , traduisant une reconstruction de la surface de Fermi de type *trou* à *électron* en fonction de la température [51]

semble aujourd'hui intimement liée à l'apparition de l'ordre de charge dans la même région du diagramme de phase en dopage.

Dans ce sens, l'effet Hall électrique change de courbure à l'apparition de l'ordre de charge SRO à T_{SRO} et $H \simeq 0$ (cf. figure 1.20b). De plus, en appliquant un champ magnétique $H > H_{c2}$, on induit à la fois un changement de signe dans R_H et la transition vers l'ordre de charge LRO-3D, cela à des températures sensiblement proches. Il est à présent plus que probable que le premier soit engendré par le second.

La mesure d'oscillations quantiques dans le composé au mercure Hg1201 [56], ainsi qu'un effet Hall électrique et Seebeck négatifs [57] confirment que la poche d'électrons est universelle dans les

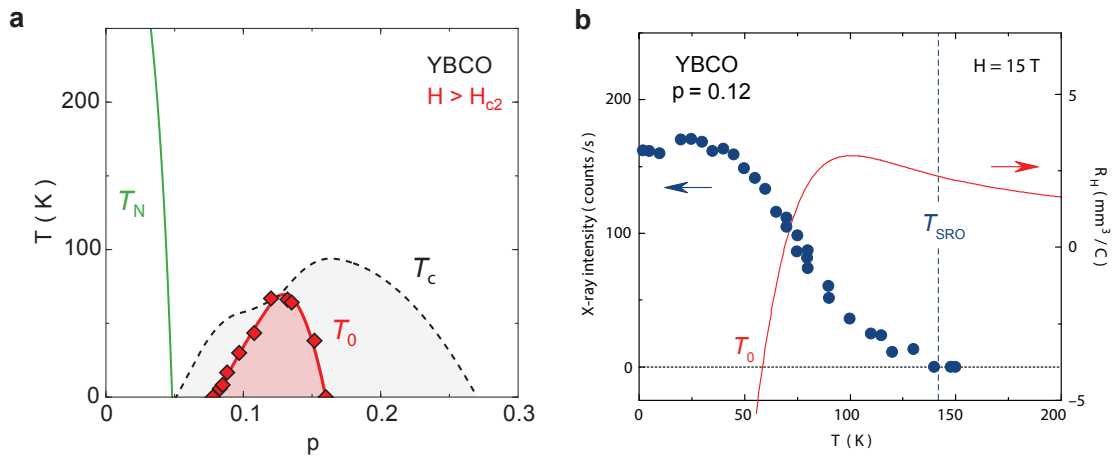


FIGURE 1.20 (a) Dépendance en dopage de la température T_0 de changement de signe de l'effet Hall électrique, représentant la présence de la poche d'électrons dans le diagramme de phase [51]; (b) L'apparition des modulations d'ordre de charge à T_{SRO} initie un changement de courbure négative dans l'effet Hall électrique [55, 19, 51]

cuprates sous-dopés en trous.

Surface de Fermi sous-dopée à $H = 0$ ou $H > H_{c2}$: contradiction ?

S'il peut paraître *a priori* contradictoire que dans la région sous-dopée des cuprates l'ARPES et le STM à $H \simeq 0$ mesurent une SF de type *trou* : les arcs de Fermi, alors qu'à $H > H_{c2}$ l'effet Hall électrique et le Seebeck mesurent une petite poche d'électrons, il est important de se rappeler que ces expériences ne se recouvrent pas en champ magnétique. Ainsi en transport électrique il n'est pas possible d'étudier le signe des porteurs de charges sous T_c , tandis que cela se trouve être le domaine de compétence de l'ARPES et du STM.

Les travaux réalisés en effet Hall thermique κ_{xy} rapportés au chapitre 5 de cette thèse tenteront d'apporter une vision conciliante à ces contradictions apparentes.

1.7 Conclusion

À travers cette introduction non-exhaustive de l'hégémonie cuprate, il apparaît évident que de nombreuses questions demeurent en suspens quand à l'origine de la supraconductivité dans ces matériaux, ainsi que des différents ordres électroniques dont regorge le diagramme de phase des cuprates.

Il semble que le mot d'ordre dans notre domaine aujourd'hui soit : *qui souhaite comprendre l'appariement des électrons doit étudier la phase normale*. Ainsi tout au long des travaux présentés dans cette thèse, nous sonderons l'interaction entre la supraconductivité et l'ordre de charge avec l'espoir d'éclairer la raison pour laquelle ces deux phases de la matière émergent dans les cuprates.

Chapitre 2

Méthodes expérimentales

2.1 Le kit du physicien expérimentateur

S'il n'est pas encore clair pour le lecteur que l'expérience sera à l'honneur dans cette thèse, le narrateur se doit de préciser que les travaux rapportés dans ce document sont de nature *expérimentale*.

Afin de sonder les cuprates, le groupe de recherche de Louis Taillefer se spécialise dans le transport électrique, thermique et thermoélectrique. Cela peut être sous champs magnétiques, et/ou à très basse température, et/ou sous pression.

Le travail expérimental de cette thèse est tourné vers le transport thermique à basse température et sous champs magnétiques intenses jusqu'à 45 T. En effet, la conductivité thermique κ_{xx} et l'effet Hall thermique κ_{xy} sont les sondes qui ont permis ici d'étudier l'interaction intime entre la supraconductivité et l'ordre de charge dans des laboratoires de forts champs magnétiques comme le LNCMI à Grenoble (France) et le NHMFL à Tallahassee (Floride, USA), en plus de mesures complémentaires uniques au laboratoire de Sherbrooke disposant de bobines supraconductrices jusqu'à 20 T.

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord la conductivité thermique longitudinale, puis transverse afin de comprendre les expériences de ce doctorat. L'équation maîtresse sera tout au long de ces pages :

$$\mathbf{j}_Q = -\bar{\kappa} \nabla T \quad (2.1)$$

où \mathbf{j}_Q est le vecteur de courant de chaleur, $\bar{\kappa}$ le tenseur de conductivité thermique et T la température.

Finalement nous ferons la part belle aux techniques de mesures développées et utilisées pour mener à succès les travaux de cette thèse.

2.2 Conductivité Thermique longitudinale κ_{xx}

La *conductivité thermique longitudinale*, plus communément appelée **conductivité thermique** ou κ_{xx} est une propriété mesurable de la matière lorsque l'on applique une chaleur \dot{Q} d'un côté d'un matériau en l'ancrant thermiquement de l'autre côté à un point froid. Cela a pour conséquence de générer un gradient thermique longitudinal $\Delta T_x = T^+ - T^-$ (T^+ la température du côté chaud, T^- la température du côté froid) sur une distance L le long de l'échantillon en question de largeur w et d'épaisseur t (cf. figure 2.1).

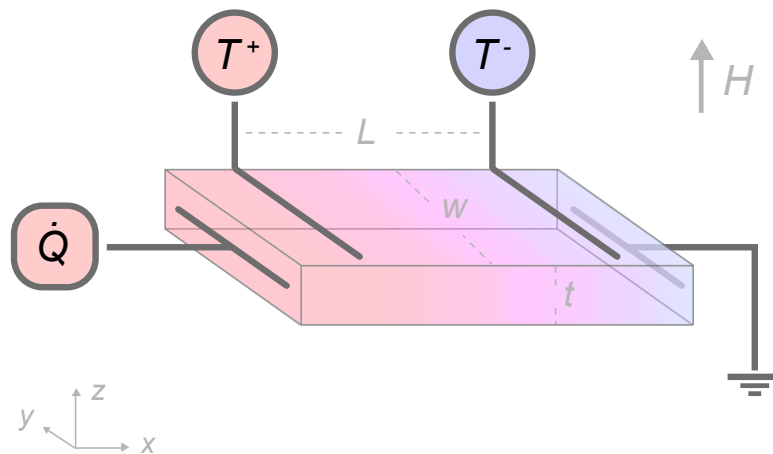


FIGURE 2.1 Schéma de mesure de la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} , le gradient thermique est représenté par le gradient de couleur (rouge : chaud, bleu : froid)

Montrons à présent comment obtenir la quantité κ_{xx} de cette expérience.

2.2.1 Coefficient thermique longitudinal

Appliquons un courant de chaleur $j_{Q,x}$ le long de l'axe x du matériau étudié, sans champ magnétique H . L'équation maîtresse 2.1 devient alors :

$$\begin{pmatrix} j_{Q,x} \\ 0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \kappa_{xx} & \kappa_{xy}(H) \\ -\kappa_{yx}(H) & \kappa_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}$$

En l'absence de champ magnétique $\kappa_{xy}(H=0) = -\kappa_{yx}(H=0) = 0$, d'où l'équation suivante :

$$j_{Q,x} = -\kappa_{xx} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.2)$$

Le courant de chaleur $j_{Q,x}$ est relié à la puissance (ou chaleur) \dot{Q} appliquée à l'échantillon par la relation :

$$\dot{Q} = \iint j_{Q,x} dS = j_{Q,x} w t$$

Pour finir, on peut approximer :

$$-\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T_x}{L} = \frac{T^+ - T^-}{L}$$

Ainsi on obtient la formule dépendante des quantités expérimentalement mesurables, à savoir \dot{Q} , ΔT_x , α :

$$\kappa_{xx} = \frac{\dot{Q}}{\alpha \Delta T_x} \quad (2.3)$$

avec $\alpha = w t / L$ le facteur géométrique de l'échantillon étudié.

2.2.2 Dépendance en température de κ_{xx}

La conductivité thermique est une sonde formidablement sensible aux phénomènes de diffusion quels qu'ils soient, ainsi qu'à la densité de porteurs de chaleur. Cette richesse offre des avantages comme des inconvénients en fonction de l'information recherchée. En ce qui concerne les travaux de cette thèse, seule la conductivité thermique électronique $\kappa_{xx,e}$ est d'intérêt, or la conductivité thermique totale mesurée κ_{xx} est souvent la somme des conductivités de chaque porteur de chaleur dans un matériau, à savoir : électrons $\kappa_{xx,e}$, phonons $\kappa_{xx,ph}$, fluctuations de spin $\kappa_{xx,spin}$, etc ...

$$\kappa_{xx} = \kappa_{xx,e} + \kappa_{xx,ph} + \kappa_{xx,spin} + \dots$$

Tandis qu'à haute température les phonons conduisent 2/3 de la chaleur dans les cuprates, nous étudierons ici la conductivité thermique de YBCO à basse température où la physique électronique domine davantage le transport de chaleur comme nous allons le voir. Nous ne parlerons plus vraiment de la conductivité thermique phononique $\kappa_{xx,ph}$ désormais, cependant les phonons resteront présents comme source non négligeable de diffusion des électrons.

Conductivité thermique en température d'un métal

Pour un liquide de Fermi, la conductivité thermique électronique κ_e est reliée à la chaleur spécifique C_e par la formule semi-classique suivante [58] :

$$\kappa_e = \frac{1}{3} C_e v_F^2 \tau = \frac{1}{3} C_e v_F l \quad (2.4)$$

où v_F est la vitesse au niveau de Fermi, τ le temps de relaxation des électrons entre deux diffusions, l le libre parcours moyen des électrons (avec $l = v_F \tau$); τ (ou l) peut avoir différentes origines comme nous le verrons.

De plus la chaleur spécifique elle-même est reliée à la température T et la densité d'état au niveau de Fermi $N(E_F)$ par :

$$C_e = \frac{\pi^2}{3} N(E_F) k_B^2 T = \pi^2 k_B^2 \frac{n}{m^* v_F^2} T \quad (2.5)$$

où E_F est l'énergie au niveau de Fermi, k_B la constante de Boltzmann, n la densité d'électrons et m^* la masse effective des électrons.

On obtient finalement relation :

$$\kappa_e = \frac{\pi^2 k_B^2}{3} \frac{n\tau}{m^*} T \quad (2.6)$$

Dans cette équation 2.6, il est important de distinguer trois informations qui nous seront utiles par la suite :

- n est dépendant de la température
- τ est dépendant de la température
- $\kappa_e \sim n \tau \sim n l \sim N(E_F) \tau$

La conductivité thermique des électrons peut être dégradée par de nombreux mécanismes de diffusion possédant chacun un taux de diffusion $1/\tau_i$ propre à chaque diffuseur (*e.g.* phonons, électrons, impuretés, etc ...). Le taux de diffusion total τ_{tot} est donné par la loi de Matthiessen :

$$\frac{1}{\tau_{\text{tot}}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots \quad (2.7)$$

Diffuseurs	$1/\tau_i$	$C_{e,i}$	$\kappa_{e,i}$
Impuretés	T^0	T	T
Phonons	T^3	T	T^{-2}
Électrons	T^2	T	T^{-1}

TABLE 2.1 Diffuseurs d'électrons et leur dépendance en température

La conductivité thermique électronique totale correspondante s'obtient par :

$$\frac{1}{\kappa_{e,\text{tot}}} = \frac{1}{\kappa_{e,1}} + \frac{1}{\kappa_{e,2}} + \dots \quad (2.8)$$

Examinons les processus de diffusions des électrons les plus courants, *i.e.* le taux de diffusion des électrons $1/\tau_i$ et leur dépendance en température [59] :

En fonction du régime de température étudié, les diffuseurs majoritaires ne sont pas les mêmes. Ainsi, en connaissance de ces régimes et à partir de la table 2.1 on peut reconstituer une courbe typique de conductivité thermique d'un métal (cf. figure 2.2a). La figure 2.2b montre la conductivité thermique du cuivre en accord parfait avec la théorie.

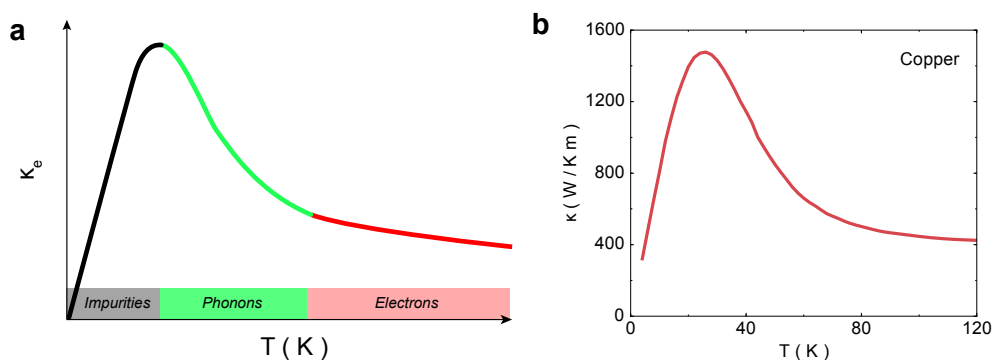


FIGURE 2.2 (a) Conductivité thermique d'un métal, les différentes couleurs représentent les diffuseurs d'électrons dominant aux différents régimes de température [59]; (b) Conductivité thermique du cuivre

Conductivité thermique en température d'un supraconducteur

Nous ne nous intéresserons pas ici au régime très basse température, *i.e.* < 1 K, car il n'est pas en lien avec les travaux de cette thèse et mériterait tout un chapitre à lui seul. Ainsi, en ce qui concerne la dépendance en température de la conductivité thermique il ne sera pas nécessaire pour l'instant de faire la différence entre gap supraconducteur *s-wave* (supraconducteurs conventionnels) et gap supraconducteur *d-wave* (les cuprates) [60, 61]. Comme écrit précédemment, nous nous intéressons seulement à la conductivité thermique des électrons $\kappa_{xx,e}$.

Dans un supraconducteur, il faut distinguer :

- le **superfluide** : l'ensemble des paires de Cooper, de densité n_s . Le superfluide ne participe pas au transport thermique car les paires faisant partie d'un condensat ne peuvent transporter d'entropie.
- le **fluide normal** : l'ensemble des électrons non appariés, de densité n . Sous T_c , ce ne sont pas tous les électrons qui condensent en paires, mais seulement une infime partie, les autres restant non appariés, comme dans un métal. C'est le fluide normal d'électrons qui conduit la chaleur sous T_c .

Examinons à présent le cas de YBCO afin d'illustrer le comportement typique en température de la conductivité thermique d'un supraconducteur haut- T_c :

- 1) $T > T_c$: la diffusion électron-électron ($e-e$) est majoritaire, comme dans un métal (cf. figure 2.2a). La conductivité thermique évolue en : $\kappa_e \sim 1/T$.
- 2) $T \leq T_c$: une partie des électrons condense, ce qui se traduit par une chute de la densité électronique n (du fluide normal); la diffusion $e-e$ diminue en raison de la perte de diffuseurs (les électrons qui ont condensé), le libre parcours moyen l augmente [62, 63], cependant beaucoup plus vite que n ne diminue. Ainsi à mesure que T décroît, la conductivité thermique augmente : $\kappa_e (\sim n l) \nearrow$
- 3) $T \ll T_c$: le libre parcours moyen l devient fixé par les impuretés $l = l_0$; mais n continue de diminuer car de plus en plus de paires condensent. Ainsi la conductivité thermique diminue : $\kappa_e (\sim n l_0) \searrow$

Ce comportement en température est illustré par la conductivité thermique de YBCO $p = 0.18$ en figure 2.3a. Il est à noter que le pic de conductivité thermique est principalement électronique dans le cas de YBCO [64]. Cependant à T_c , la conductivité thermique est dominée par les phonons : $\kappa_{xx} = \frac{1}{3} \kappa_e + \frac{2}{3} \kappa_{ph}$.

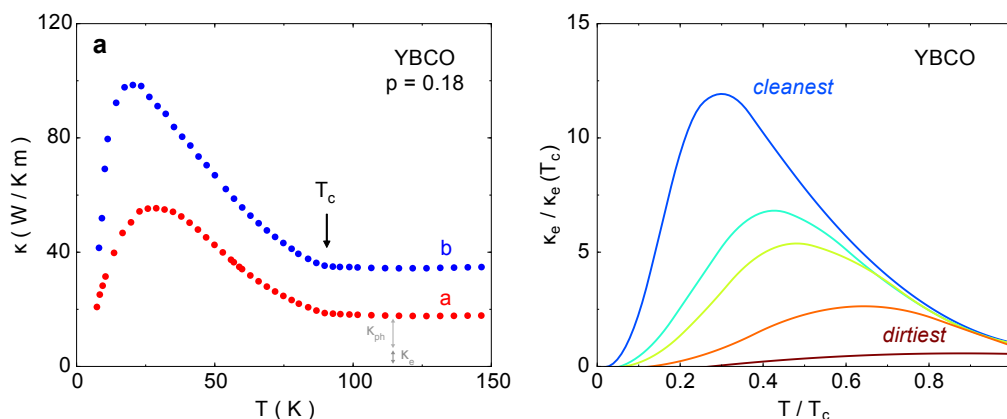


FIGURE 2.3 (a) Conductivité typique d'un échantillon de YBCO, ici à $p = 0.18$, en rouge l'axe a , en bleu l'axe b [65]. Il est indiqué au-dessus de T_c la proportion de κ_{ph} par rapport à κ_e ; (b) Conductivité thermique électronique κ_e (normalisée par $\kappa_e(T_c)$, sa valeur à T_c) dans YBCO en fonction de la température à différents taux d'impuretés [64] : le plus propre en bleu, le plus sale en rouge

YBCO étant un système orthorhombique dont les chaînes conductrices participent au transport selon l'axe b , on remarque alors en figure 2.3a que $\kappa_a < \kappa_b$. En effet, la physique des plans CuO_2 se reflète en κ_a , alors que la physique des chaînes vient en quelque sorte parasiter celle des plans le long de l'axe b : $\kappa_{\text{chaîne}} = \kappa_b - \kappa_a$ [65]. Même si nous nous concentrons sur des mesures de conductivité thermique longitudinale le long de l'axe a , il sera impératif de mesurer κ_a et κ_b pour les mesures de conductivité thermique transverse comme nous le verrons par la suite.

La position et la hauteur du pic de conductivité thermique sont fixées par le nombre d'impuretés dans le matériau [64]. Plus l'échantillon est pur, plus ce pic est élevé et positionné à basse température (cf. figure 2.3b).

2.2.3 Dépendance en champ magnétique de κ_{xx}

Dans cette section, nous nous intéresserons à la conductivité thermique longitudinale sous champ magnétique externe H perpendiculaire au courant de chaleur. Ceci dans le contexte des supraconducteurs de type *s-wave* (supraconducteur conventionnel) et de type *d-wave* (cuprates) à basse température, ce qui sera le régime de mesure des travaux de cette thèse.

Énumérons tout d'abord les différences existantes entre ces deux types de supraconducteurs dans la limite $T \rightarrow 0$:

- *s-wave* : la surface de Fermi est complètement gappée (cf. figure 1.6b), il n'y a pas de quasiparticules pour transporter la chaleur à $T = 0$: $\kappa_{xx}/T = 0$.
- *d-wave* : la surface de Fermi n'est pas gappée aux nœuds où le gap supraconducteur s'annule (cf. figure 1.6c). Les quasiparticules nodales conduisent alors la chaleur à $T = 0$: $\kappa_{xx}/T \neq 0$.

En appliquant un champ magnétique H à un supraconducteur (inférieur à H_{c2}), on induit systématiquement un régime de vortex qui pénètrent le matériau. Ces vortex sont des zones normales dans le supraconducteur, de la taille d'une paire de Cooper ξ_0 , qui est aussi la longueur de cohérence du supraconducteur. Dans chaque vortex passe un quantum de flux magnétique $\phi_0 = h/2e$. Le champ magnétique dans le vortex peut "s'étaler" sur une longueur λ en dehors du vortex, c'est la longueur de London (nous reviendrons sur ces concepts au chapitre suivant). La distance entre vortex d dans un supraconducteur est appelée *longueur magnétique*, avec $d \sim 1/\sqrt{H}$.

Les vortex ne conduisent pas la chaleur. Cependant, nous allons montrer qu'ils sont un élément fondamental, de manière indirecte, pour le transport de chaleur à $T = 0$, contribuant différemment selon le type de gap supraconducteur.

Dépendance en champ pour un supraconducteur *s-wave*

À $T = 0$, la densité d'état d'un *s-wave* ne présente aucun état proche du niveau de Fermi E_F en-dessous de l'énergie du gap supraconducteur Δ_0 (cf. figure 2.4a). Il n'y a donc aucun transport de chaleur par les quasiparticules à $H = 0$: $\kappa_{xx}(0)/T = 0$.

En revanche, à $H \neq 0$ les quasiparticules normales se trouvant dans le cœur des vortex transmettent par effet tunnel entre vortex, cela crée une conductivité thermique non nulle $\kappa_{xx}(H)/T \neq 0$

(cf. figure 2.4b). A mesure que le champ magnétique H augmente, les vortex séparés d'une distance $d \sim 1/\sqrt{H}$ se rapprochent, de plus en plus de quasiparticules voyageant par effet tunnel. La conductivité thermique dans un s -wave à $T = 0$ augmente en fonction du champ magnétique comme (cf. figure 2.4c) :

$$\kappa_e(H) \sim \exp\left(-\frac{d}{2\xi_0}\right) \sim \exp\left(-\alpha\sqrt{\frac{H_{c2}}{H}}\right) \quad (2.9)$$

avec α une constante multiplicative [66].

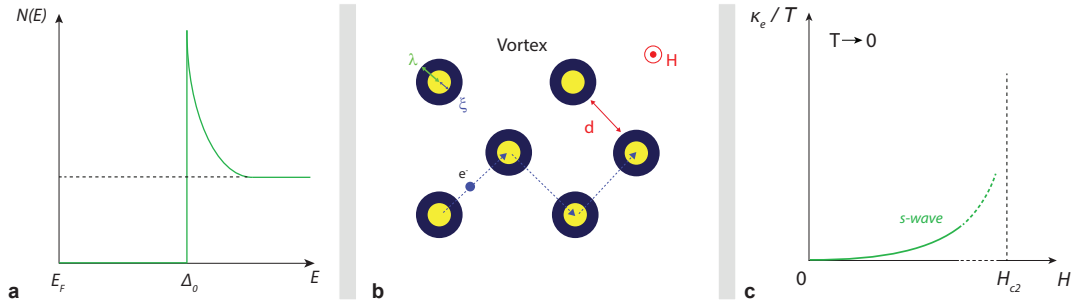


FIGURE 2.4 Supraconducteur de gap s -wave à $T = 0$ (**a**) Densité d'état $N(E)$ en fonction de l'énergie E ; (**b**) Dessin des quasiparticules normales à l'intérieur des vortex transportant la chaleur par effet tunnel d'un vortex à l'autre ; (**c**) Conductivité thermique électronique κ_e en fonction du champ magnétique H

Dépendance en champ pour un supraconducteur d -wave

À $T, H = 0$, $\kappa_{xx}/T = \kappa_0/T \neq 0$ est non-nulle pour un d -wave (cf. encadré dans figure 2.5c). En effet, des états proches du niveau de Fermi E_F dans la densité d'état sont accessibles pour le transport de chaleur (cf. encadré dans figure 2.5a), ceux-là proviennent des nœuds dans le gap supraconducteur. À $T = 0$ et $H \neq 0$, comme dans un s -wave des quasiparticules normales peuvent transiter par effet tunnel entre vortex, seulement ce processus est "court-circuité" par les quasiparticules nodales qui transportent la chaleur entre vortex. Ces quasiparticules subissent un *effet Doppler* lorsqu'elles passent dans la zone de super-courants autour d'un vortex, c'est **effet Volovik** [67] (cf. encadré dans figure 2.5b).

Cet *effet Volovik* a pour conséquence d'abaisser l'énergie des quasiparticules (cf. figure 2.5a) :

$$E(k, H) = E(k, 0) - E_H = E(k, 0) - \hbar\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_s \quad (2.10)$$

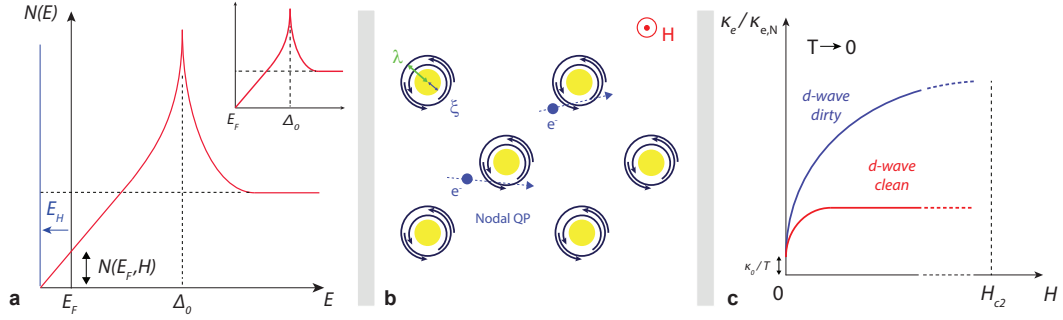


FIGURE 2.5 Supraconducteur de gap *d-wave* à $T = 0$ [67] (**a**) Densité d'état $N(E)$ en fonction de l'énergie E décalée de l'énergie Doppler E_H au champ magnétique H , en encadré la densité d'état à $H = 0$; (**b**) Dessin des quasiparticules nodales subissant un effet Doppler au voisinage des vortex, les flèches courbées représentent les super-courants autour d'un vortex; (**c**) Conductivité thermique électronique κ_e (normalisée par $\kappa_{e,N}$ sa valeur dans l'état normal) en fonction du champ magnétique H , en bleue la limite sale, en rouge la limite propre

avec $E_H \sim \sqrt{H}$ l'énergie Doppler associé à l'*effet Volovik* [67] et v_s la vitesse superfluide des super-courants. La densité d'état étant linéaire proche de E_F dans un *d-wave* :

$$N(E_F, H) \sim E_H \sim \sqrt{H} \rightarrow \frac{C_{el}}{T} \sim \sqrt{H} \quad (2.11)$$

Ainsi à $T = 0$ et $H \neq 0$, la conductivité thermique peut prendre deux comportements en fonction de la pureté de l'échantillon étudié, ce qui est équivalent à considérer le libre parcours moyen fixé par les impuretés l_0 (cf. figure 2.5c) :

- **limite propre**, *i.e.* $l_0 > d$: la distance entre vortex d fixe le libre parcours moyen dominant $l = d$ ¹. Par conséquent κ_{xx}/T sera constant car :

$$\kappa_{xx}/T \sim \frac{C_{el}}{T} l \sim \sqrt{H} \frac{1}{\sqrt{H}} \sim \mathbf{A}$$

- **limite sale**, *i.e.* $l_0 < d$: la distance entre impuretés l_0 fixe le libre parcours moyen dominant $l = l_0$. Par conséquent κ_{xx}/T sera en \sqrt{H} car :

$$\frac{\kappa_{xx}}{T} \sim \frac{C_{el}}{T} l \sim \sqrt{H}$$

Ces prédictions ont été obtenues en simulation numérique dans les références suivantes [69, 70].

1. Les vortex sont des centres diffuseurs de quasiparticules, ils se comportent comme un réseau d'impuretés en ce qui concerne la diffusion des électrons [68]

Nous avons développé ici tous les principes théoriques qui nous seront utiles à l'interprétation des travaux présentés dans cette thèse. Intéressons-nous à présent à l'autre coefficient thermique qui sera tout aussi central dans ce document que la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} .

2.3 Conductivité Thermique transverse κ_{xy}

La *conductivité thermique transverse*, plus communément appelée **conductivité thermique de Hall** ou *effet Righi-Leduc* ou encore κ_{xy} est une propriété mesurable de la matière lorsque l'on applique une chaleur \dot{Q} d'un côté d'un matériau en l'ancrant thermiquement de l'autre côté à un point froid et en appliquant un champ magnétique externe H perpendiculaire au courant de chaleur. Cela a pour conséquence de générer un gradient thermique longitudinal $\Delta T_x = T^+ - T^-$ (T^+ la température du côté chaud, T^- la température du côté froid) sur une distance L le long de l'échantillon en question et d'épaisseur t ; mais aussi un gradient thermique transverse ΔT_y entre les bords séparés d'une largeur w (cf. figure 2.6).

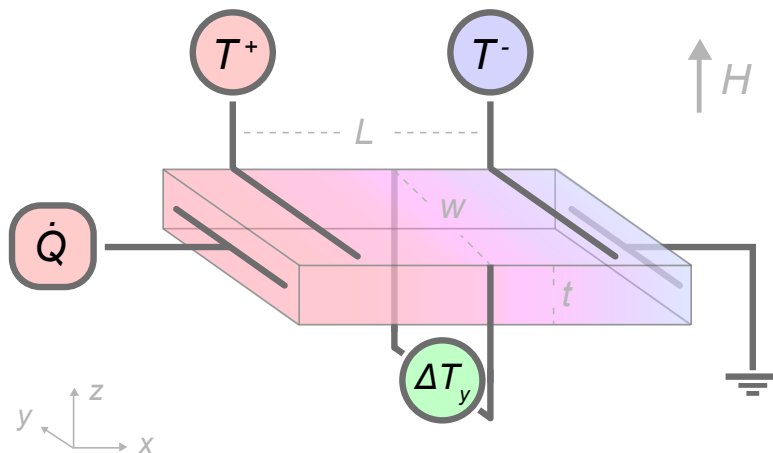


FIGURE 2.6 Schéma de mesure de la conductivité thermique transverse κ_{xy} , le gradient thermique est représenté par le gradient de couleur (rouge : chaud, bleu : froid)

Montrons à présent comment obtenir la quantité κ_{xy} de cette expérience.

2.3.1 Coefficient thermique transverse

Appliquons un courant de chaleur $j_{Q,x}$ le long de l'axe x du matériau étudié, sous un champ magnétique externe H . L'équation maîtresse 2.1 devient alors :

$$\begin{pmatrix} j_{Q,x} \\ 0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \kappa_{xx} & \kappa_{xy}(H) \\ -\kappa_{yx}(H) & \kappa_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}$$

En présence de champ magnétique, les relations d'Onsager sont $\kappa_{xy}(H) = -\kappa_{yx}(H)$, d'où l'équation suivante :

$$0 = -\kappa_{yx} \frac{\partial T}{\partial x} + \kappa_{yy} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.12)$$

On peut approximer :

$$\begin{cases} -\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T_x}{L} \\ -\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\Delta T_y}{w} \end{cases}$$

Ainsi, avec l'aide de la relation d'Onsager, on obtient la formule en dépendance des quantités expérimentalement mesurables, à savoir κ_{yy} , ΔT_y , ΔT_x , L , w :

$$\kappa_{xy} = -\kappa_{yy} \frac{\Delta T_y}{\Delta T_x} \frac{L}{w} \quad (2.13)$$

avec κ_{yy} le coefficient de conductivité thermique longitudinale selon l'axe y (celle-ci ne peut pas être mesurée lors de la même expérience si le système n'est pas tétraogonal).

Lors d'une mesure sur un système *orthorhombique* comme YBCO, afin d'obtenir κ_{xy} , si le courant thermique $j_{Q,x}$ est appliqué selon l'axe a (b), *i.e.* $x = a$ (b), alors $\kappa_{xy} = \kappa_b$ (κ_a). Ainsi, une mesure de κ_b (κ_a) sera nécessaire en tournant l'échantillon de 90° dans une autre expérience, car celle-ci n'est pas réalisable dans la présente configuration des contacts (cf. figure 2.6).

Lors d'une mesure sur un système *tétraogonal* $x = y$, $\kappa_{xx} = \kappa_{yy}$, il n'est pas nécessaire de faire de mesure supplémentaire de κ_{yy} car κ_{xx} est obtenu directement de cette configuration de contacts (cf. figure 2.6).

Distinguons plusieurs propriétés faisant de κ_{xy} une sonde expérimentale de choix par rapport à κ_{xx} :

- **purement électronique** : contrairement à κ_{xx} , κ_{xy} est une mesure du transport de chaleur des électrons, elle n'est pas contaminée par les phonons car ceux-ci ne peuvent être déviés en présence de champ magnétique n'étant pas chargés.
- **sensible au signe des quasiparticules** : pour un système à une bande (comme c'est le cas des cuprates), κ_{xy} sera positif si les porteurs sont de type *trou*, et négatif si de type *électron*.

Nous verrons dans les chapitres 4 et 5, comment κ_{xy} est une expérience unique en transport pour sonder la phase supraconductrice et celle normale des cuprates.

Intéressons-nous à présent, aux dépendances en température et champ magnétique de ce coefficient thermique. Nous nous concentrerons sur YBCO pour illustrer les prédictions théoriques de certains modèles, car les travaux sur l'effet Hall thermique ne sont finalement pas très nombreux.

2.3.2 Dépendance en température de κ_{xy}

Afin de générer un signal transverse de conductivité thermique κ_{xy} , il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique H non nul, cependant celui-ci sera considéré dans cette partie $H < H_{c2}$, *i.e.* la supraconductivité ne sera pas supprimée par le champ magnétique externe.

La dépendance en température de κ_{xy} est extrêmement similaire à celle de κ_{xx} comme nous l'avons décrit dans les sections précédentes [71, 72, 73]. Ceci en raison du fait que :

$$\kappa_{xy} \sim n \tau \sim n l$$

où n est la densité d'électrons, τ le temps de relaxation des électrons entre deux diffusions, l le libre parcours moyen des électrons (avec $l = v_F \tau$, v_F la vitesse au niveau de Fermi).

Ainsi, on explique le comportement en température de κ_{xy} , illustré en figure 2.7, par :

- 1) $T > T_c$: la diffusion électron-électron (*e-e*) est extrêmement forte, la conductivité thermique transverse est presque nulle en : $\kappa_{xy} \sim 1/T$.

- 2) $T \leq T_c$: une partie des électrons condensent ce qui se traduit par une chute de la densité électronique n (du fluide normal); la diffusion $e-e$ diminue en raison de la perte de diffuseurs (les électrons qui ont condensé), le libre parcours moyen l augmente par un facteur 100 [62, 63], beaucoup plus vite que n ne diminue. Ainsi à mesure que T décroît, la conductivité thermique transverse augmente : $\kappa_{xy} (\sim n l) \nearrow$
- 3) $T \ll T_c$: le libre parcours moyen l devient fixé par les impuretés $l = l_0$; mais n continue de diminuer car de plus en plus de paires condensent. Ainsi la conductivité thermique transverse diminue : $\kappa_e (\sim n l_0) \searrow$
- 4) $T \rightarrow 0$: de récents travaux [74, 75] exposent qu'étant donné que les quasiparticules de Bogoliubov, qui sont générées à partir d'une paire de Cooper pour transporter la chaleur à $T \rightarrow 0$, sont une superposition de trous et d'électrons, cette symétrie particule-trou compense les contributions transverses de chaque porteur au transport de chaleur, ainsi : $\kappa_{xy} \simeq 0$

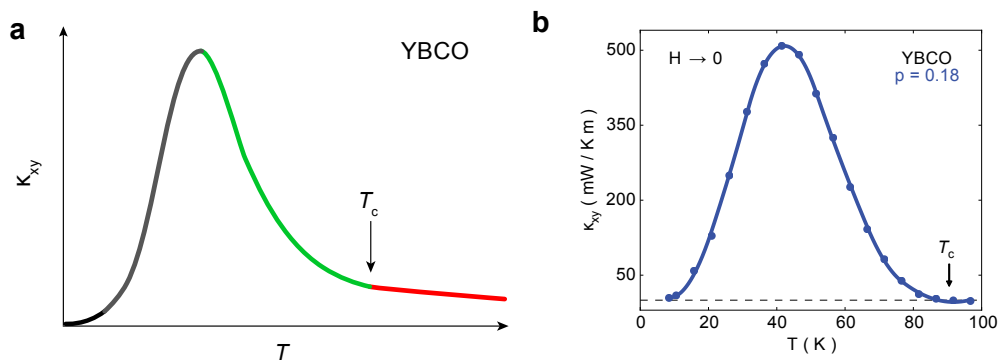


FIGURE 2.7 (a) Conductivité thermique transverse, les différentes couleurs dans la courbe représentent les différents régimes en température (1 : noir; 2 : gris; 3 : vert; 4 : rouge); (b) Conductivité thermique transverse de YBCO sur-dopé à $p = 0.18$ et $H = 3$ T, κ_{xy} est positif reflétant la poche de trous de la surface de Fermi des cuprates sur-dopés [62, 63, 76, 77, 78, 79]

2.3.3 Dépendance en champ magnétique de κ_{xy}

Dépendance en champ magnétique de κ_{xy} dans l'état normal d'un métal

Tout comme le tenseur de résistivité électrique $\vec{\rho}$ se trouve être le tenseur inverse de la conductivité électrique $\vec{\sigma}$, il existe de la même manière le tenseur inverse de la conductivité thermique $\vec{\kappa}$: la résistivité thermique \vec{w} . La conductivité thermique transverse peut alors s'exprimer en fonction des résistivités thermiques longitudinales et transverses :

$$\kappa_{xy} = \frac{w_{xy}}{w_{xx}w_{yy} + w_{xy}^2}$$

De la même manière que la résistivité électrique transverse dans un métal est linéaire en champ $\rho_{xy} \sim H$ par la force de Lorentz qui s'appliquent sur les électrons, on obtient aussi $w_{xy} \sim H$. De plus, $w_{xx}w_{yy} \gg w_{xy}^2$, ainsi :

$$\kappa_{xy} \sim w_{xy} \sim H$$

Ce comportement est en effet celui observé pour les métaux comme dans le potassium à faible champ magnétique [80] (cf. figure 2.8a); cependant le potassium étant multibande, la magnétorésistance thermique engendre un comportement non-monotone à fort champ. De même, cette linéarité en champ est mesurée dans l'état normal des cuprates comme YBCO [62, 77, 78] illustré en figure 2.8b; mais aussi du pnicture $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [81] et du fermion lourd CeCoIn_5 [82, 83].

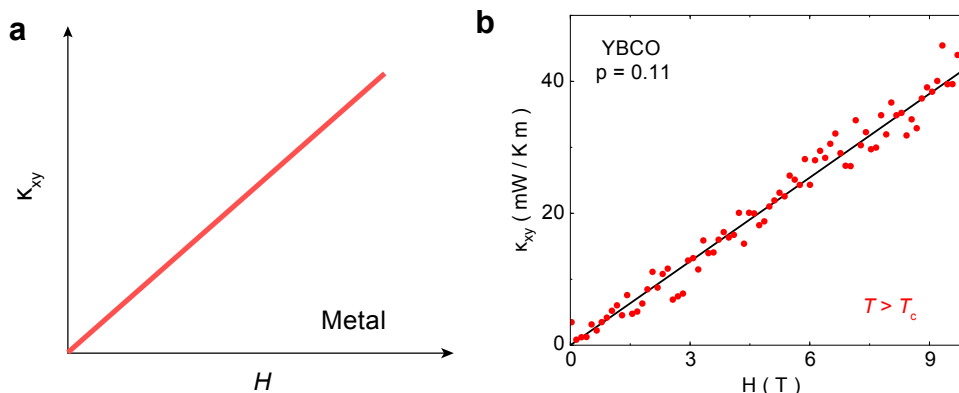


FIGURE 2.8 (a) Conductivité thermique transverse linéaire en champ magnétique dans un métal [80]; (b) Conductivité thermique transverse en fonction du champ magnétique de YBCO sous-dopé à $p = 0.11$ ($T_c = 61$ K) et $T = 68$ K dans l'état normal

Dépendance en champ magnétique de κ_{xy} dans l'état supraconducteur de YBCO

Sous T_c , l'effet Hall thermique se délaïsse de sa monotonie linéaire de l'état normal et s'engage sur de nouvelles courbes en fonction du champ magnétique.

Les quasiparticules participant au transport thermique transverse sous T_c sont également soumises à la physique de l'*effet Volovik* décrit dans le cas de la conductivité thermique κ_{xx} . Ainsi la densité de porteur $n \sim \sqrt{H}$.

Distinguons deux régimes en champ magnétique H sous T_c de la conductivité transverse κ_{xy} :

— **faible champ**, *i.e.* $l_0 < d$: la distance entre impuretés l_0 fixe le libre parcours moyen

dominant $l = l_0$. Par conséquent κ_{xy} sera en \sqrt{H} car :

$$\kappa_{xy} \sim n l_0 \sim \sqrt{H}$$

— **fort champ**, *i.e.* $l_0 > d$: la distance entre vortex d fixe le libre parcours moyen dominant $l = d$. Par conséquent κ_{xy} sera constant car :

$$\kappa_{xy} \sim n d \sim \sqrt{H} \frac{1}{\sqrt{H}} \sim \mathbf{A}$$

La conductivité thermique transverse montre un pic en champ magnétique qui se situe à $l_0 = d$ comme illustré en figure 2.9a [71, 73]. Cette prédiction est observée expérimentalement dans YBCO [76, 78] comme le montre la figure 2.9b.

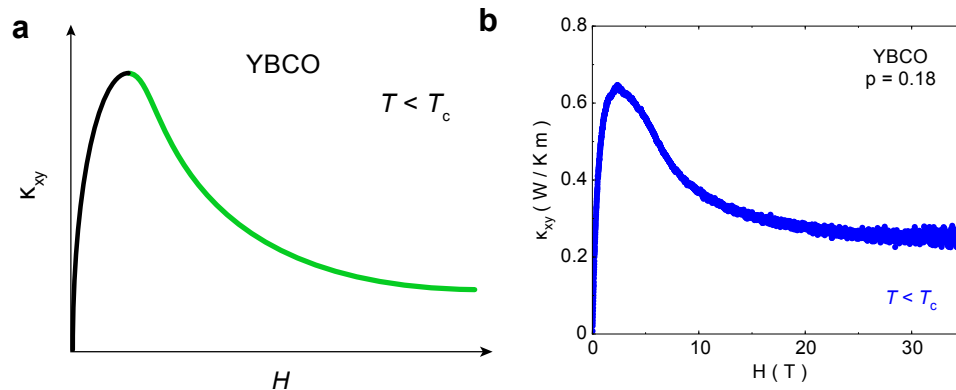


FIGURE 2.9 (**a**) Conductivité thermique transverse dans YBCO sous T_c , en noir le régime $l_0 < d$, en vert $l_0 > d$ [71, 73]; (**b**) Conductivité thermique transverse de YBCO sur-dopé $p = 0.18$ ($T_c = 92$ K) à $T = 36$ K dans l'état supraconducteur [76, 78, 79]

Nous avons fini ici de développer les ingrédients de bases à l'interprétation des travaux expérimentaux d'effet Hall thermique de cette thèse.

2.4 Résistivité ρ_{xx} et effet Hall électrique R_H

En raison d'expériences complémentaires de résistivité ρ_{xx} et effet Hall électrique R_H dans cette thèse, nous décrivons ici simplement le schéma de montage de ces deux techniques. Pour une étude plus approfondie de ces deux mesures sur YBCO, le lecteur peut consulter la thèse formidablement complète de David Leboeuf à ce sujet [84].

Pour ces deux expériences, un courant électrique I selon l'axe x et un champ magnétique externe H perpendiculaire au plan xy sont appliqués à l'échantillon (cf. figure 2.10). Cela crée une différence de potentiel longitudinale ΔV_x sur une distance L le long de l'échantillon d'épaisseur t et transverse ΔV_y entre les bords séparés d'une largeur w .

Les quantités mesurables dans cette expérience permettant d'obtenir ρ_{xx} et R_H s'expriment ainsi :

$$\begin{cases} \rho_{xx} = \frac{\Delta V_x}{I} \alpha \\ \rho_{xy} = \frac{\Delta V_y}{I} t \\ R_H = \frac{\rho_{xy}}{H} \end{cases}$$

où ρ_{xy} est la résistivité transverse et $\alpha = wt/L$ le facteur géométrique de l'échantillon.

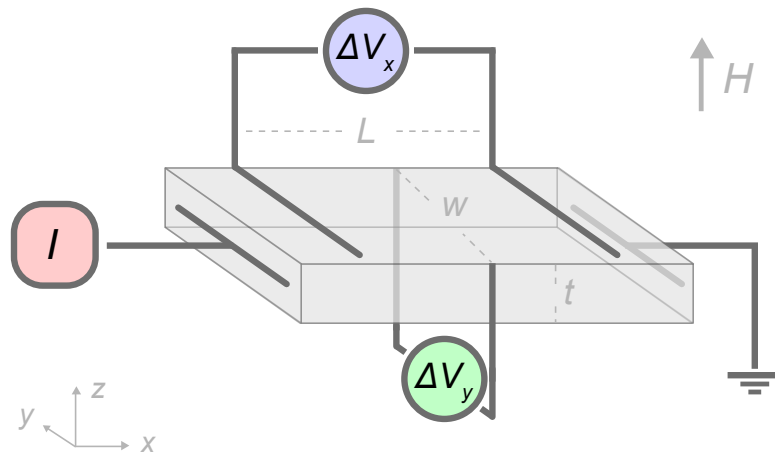


FIGURE 2.10 Schéma de mesure de la résistivité ρ_{xx} et de l'effet Hall électrique R_H

2.5 Techniques de mesures

Il est peu de dire que le travail d'un expérimentateur jouit d'une riche diversité sans cesse réinventée et qu'il repose sur le travail manuel, la technique, l'informatique, le développement, le travail d'équipe, et bien d'autres merveilles. Faire de la physique expérimentale permet avant tout de comprendre le monde sur lequel le pied se pose chaque matin d'une vie (minimum requis pour garantir qu'il demeurera attaché à notre jambe une fois dans un dangereux laboratoire), mais aussi pour entendre cette réalité nous parler dans son propre langage. À la fin de ce doctorat, il m'est agréable de me promener dans le laboratoire et de percevoir chaque murmure d'une expérience (parmi le bruit des pompes sans doute), d'anticiper les conséquences de chaque décision que je prends, de m'efforcer à percer les secrets des derniers systèmes de mesure me résistant encore.

Quoi de plus satisfaisant que de conduire une expérience de sa naissance jusqu'à sa présentation devant une audience de pairs ! L'expérimentateur vit dans deux mondes. Le premier, le monde matériel physique qu'il connaît, qu'il aime et qu'il maîtrise (du mieux qu'il peut), *i.e.* **le laboratoire**. Par celui-ci, il se permet les raisonnements les plus logiques basés sur des connaissances acquises de la compréhension de son environnement, ceci afin de mener à bien les expériences les plus saugrenues. Le second, le monde encore imaginaire de la physique qu'il tente de percer à jour, chaque expérience réussie rajoute une petite brique de savoir pouvant parfois faire écrouler tout le reste ; le forçant alors à interpréter différemment ce qu'il comprenait jusqu'à présent. Ainsi, il façonne à sa manière la physique qu'il étudie mais se doit de rester ouvert à ce qu'il ne peut anticiper : ce qui n'est pas encore découvert. Dans ces deux mondes, l'imagination a toujours la part belle et sait récompenser les esprits les plus créatifs.

Dans les parties qui vont suivre, nous décrirons le premier de ces mondes, **le laboratoire**. Nous tenterons de partager avec le lecteur ce quotidien atypique.

2.5.1 Échantillons

Aucune expérience de matière condensée ne serait possible sans échantillon du matériau d'étude, de leur qualité dépend le succès d'une mesure. Ainsi, la Physique du solide dépend du chimiste plus que tout autre domaine de la Physique, les échantillons sont la pièce maîtresse de ces œuvres expérimentales.

Depuis 10 ans à présent, les échantillons de YBCO dont nous disposons proviennent du groupe de Doug Bonn et Walter Hardy, conçus par Ruixing Liang à l'Université de Colombie Britannique (UBC) à Vancouver. Leur monocristaux de YBCO sont reconnus pour être les plus purs au monde.

1^{ère} étape : Fabrication de cristaux

Depuis la découverte de YBCO en 1987, la fabrication de cristaux a connu des avancées considérables. La technique utilisée par UBC est expliquée en détail dans les références [84, 85, 86, 87].

Les échantillons que nous recevons sont de fines plaquettes démaclées (de parfaits monocristaux) permettant une mesure dans les plans CuO_2 , avec un axe cristallographique du plan (a ou b) aligné selon les bords de l'échantillon (l'axe c est selon l'épaisseur de l'échantillon). Leur concentration en oxygène y est déjà connue à la réception, cependant le dopage en trous p est mesuré à Sherbrooke comme nous le verrons. Ces échantillons possèdent également des contacts d'or évaporés à la surface et diffusés à l'intérieur du matériau. Ces contacts sophistiqués permettent un meilleur contact électrique entre la surface de YBCO et les fils d'argent connectés aux instruments de mesure² (cf. figure 2.11a).

Lors de mesures *électriques*, les contacts sont d'une importance majeure afin qu'un courant électrique puisse se propager de manière uniforme dans l'échantillon. YBCO étant un matériau bidimensionnel, il n'est pas rare que des discontinuités apparaissent dans les plans à cause de microfissures et influencent les mesures en cas de courant non uniforme, celui-ci devant "sauter" d'un plan à l'autre pour se propager.

Lors de mesures *thermiques*, la qualité des contacts est d'une moindre importance car même si le contact électrique est mauvais, les phonons sont toujours présents pour assurer le transport du courant de chaleur, ce qui le rend très uniforme à travers l'échantillon.

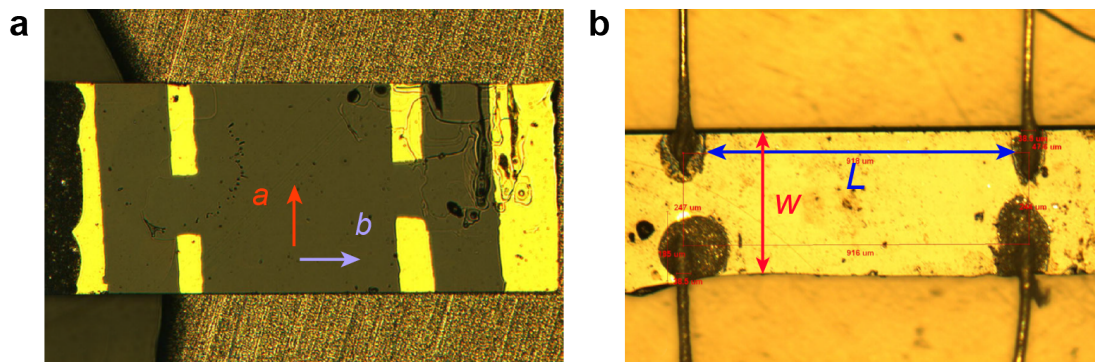


FIGURE 2.11 (**a**) Échantillon démaclé de YBCO nu, en doré les contacts d'or évaporé en surface ; (**b**) Échantillon de YBCO avec fils d'argent collés sur les contacts d'or avec de la peinture d'argent, L la longueur pertinente du facteur géométrique et w la largeur de l'échantillon

2. La surface lisse et vitreuse de YBCO en fait un très mauvais connecteur électrique

2^{ème} étape : Détermination du dopage en trous p

Lors de la synthèse de YBCO, la concentration en oxygène y est un paramètre contrôlable et contrôlé. Cependant, bien que le dopage en trous p dépende de la quantité d'oxygène y dans les chaînes CuO, celui-ci dépend aussi de la qualité de l'ordre de ces mêmes chaînes. Ainsi la quantité y n'est pas liée de manière univoque au dopage des plans CuO₂, la concentration en oxygène n'est pas la quantité pertinente. En effet, un échantillon à la composition chimique $y = 6.5$ préparé à UBC, aura le même dopage en trous p qu'un échantillon non ordonné étudié dans la littérature à la composition chimique $y = 6.6$. Alors comment mesurer p ?

À UBC, Liang *et al.* [88] ont établi une relation empirique univoque entre le dopage en trous p dans les plans CuO₂ et la hauteur de la cellule unité c . Le paramètre de maille c diminue lorsque le dopage p augmente, reflétant une attraction électrostatique croissante entre les plans CuO₂ chargés en trous et les réservoirs de charge dopés en électrons que sont les chaînes CuO à mesure que la quantité de trous dans les plans CuO₂ augmente. Dès lors, en mesurant la température critique T_c et le paramètre de maille c pour chaque dopage en oxygène, Liang *et al.* ont permis d'établir une carte de correspondance T_c - p ³.

Ainsi, à la réception d'un échantillon de YBCO, nous établissons son dopage p en déterminant sa T_c par une simple mesure de résistivité et nous regardons dans la carte T_c - p [88]. La T_c est donc la quantité expérimentale pertinente pour le dopage de YBCO.

3^{ème} étape : Préparation pour mesure

Afin de réaliser notre première expérience, à la réception du nouveau venu il est nécessaire de poser des fils de mesures sur l'échantillon. Dans notre laboratoire, nous posons des fils d'argent (25, 50 ou 100 μm d'épaisseur) que nous collons avec de la peinture d'argent (*Dupont 49-29*) sur les contacts d'or de YBCO (cf. figure 2.11b). Ce dépôt se fait à la main sur une zone d'une centaine de μm au plus large, il ne faut pas déborder pour ne pas étaler la peinture d'argent sur tout l'échantillon, surtout ne pas trembler !

Lorsque cette étape est réalisée, il est important de caractériser le facteur géométrique de l'échantillon sous microscope optique. Les échantillons sont typiquement rectangulaires (l'axe de courant x étant le plus long), avec une surface de l'ordre de 0.4-1 mm² et une très faible épaisseur (le long de l'axe c) de l'ordre de 10-100 μm .

L'échantillon, un grain de sable dans l'ensemble du montage expérimental, est alors prêt à être mesuré en conditions extrêmes.

3. La variation du taux d'impuretés d'un échantillon à l'autre peut grandement influencer T_c dans un supraconducteur *d-wave*, et donc *a priori* briser l'équivalence T_c - p décrite ici. Cependant, dans notre cas, les échantillons provenant tous du même fournisseur et des mêmes techniques de croissance, ils contiennent *a priori* des taux d'impuretés équivalents

2.5.2 Porte-échantillon

A présent, passons à l'étape suivante qui consiste à mettre notre échantillon préparé sur un porte-échantillon qui servira à la mesure.

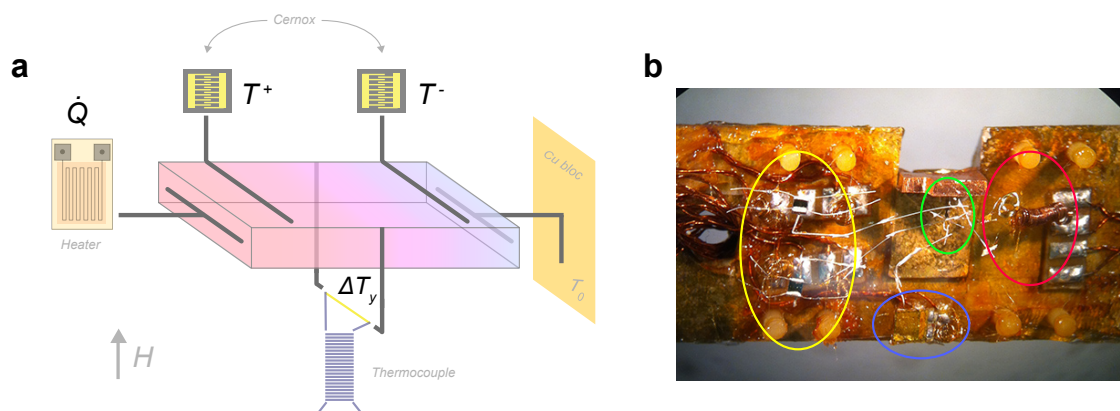


FIGURE 2.12 (a) Schéma réel du porte-échantillon de mesure thermique ; (b) Photo du montage de mesure thermique, bleu : le heater, vert : l'échantillon, jaune : les thermomètres, rouge : le thermocouple différentiel

Sur ce porte-échantillon se trouvent les **thermomètres** nécessaires à mesurer ΔT_x , le **thermocouple** mesurant ΔT_y et le **heater d'échantillon** (élément chauffant) créant le courant de chaleur pour les mesures thermiques, le **bloc de cuivre** servant d'ancrage thermique froid à l'échantillon. La température du porte-échantillon, que l'on nomme aussi **température principale** T_0 , est connue grâce à un thermomètre calibré placé sous le porte-échantillon ; cette température est régulée par un **heater principal** lui aussi placé sous le porte-échantillon.

Thermomètres

Un *thermomètre* est un objet dont une propriété physique mesurable peut être associée bijectivement à une température. Comme thermomètre, nous utilisons dans notre laboratoire des oxydes appelés *Cernox*. Nous mesurons leur résistance qui augmente monotoniquement en décroissant la température et diverge à $T \rightarrow 0$ (cf. figure 2.13a). Ainsi il y a une parfaite correspondance entre la résistance R_{cernox} d'une *Cernox* et la température T . Plus la résistance change rapidement en température, plus le thermomètre est précis ; la divergence à basse température de la résistance R_{cernox} des *Cernox* accroît donc considérablement la précision de ces thermomètres. C'est pour cette raison que les *Cernox* sont utilisées entre $T \sim 1$ K et 100 K.

Nous utilisons ainsi une *Cernox* par température à mesurer, *i.e.* une pour T^+ , de résistance R^+ et

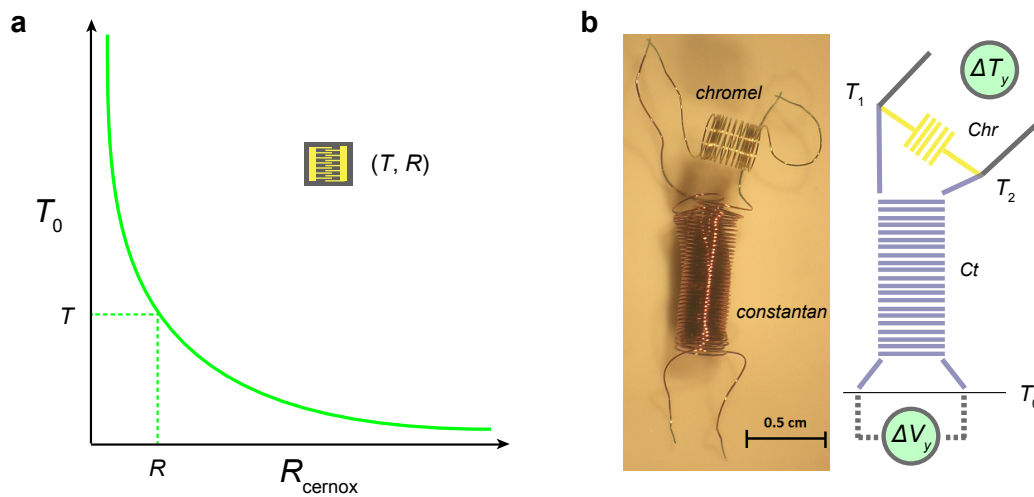


FIGURE 2.13 (a) Calibration de la résistance d'une Cernox R_{cernox} sur la température principale T_0 . Par la suite, il suffit de mesurer la résistance de la Cernox R pour connaître à quelle température T celle-ci correspond ; (b) Thermocouple différentiel de type E. En violet : le constantan, en jaune : le chromel, en gris : les fils d'argent allant à l'échantillon. La mesure du voltage ΔV_y au pied du thermocouple nous donne directement la différence de température ΔT_y aux extrémités du thermocouple en utilisant son coefficient Seebeck $S_{\text{ther}}(T)$

une pour T^- , de résistance R^- (cf. figure 2.12). Ces résistances peuvent changer d'une expérience à l'autre, ainsi il est important de les recalibrer sur la température principale T_0 lors de chaque expérience (cf. figure 2.13a). On en déduit le gradient thermique longitudinal $\Delta T_x = T^+ - T^-$ (de l'ordre de ~ 1 K) et la température moyenne de l'échantillon $T_{\text{av}} = (T^+ + T^-)/2$.

En-dessous de 20 K, les *Cernox* ont le grand inconvénient de développer une forte magnétorésistance [89] qui rend leur calibration, souvent réalisée à $H = 0$, obsolète (cf. figures A.1b). Pour contourner ce problème, nous avons développé au cours de ce doctorat une technique unique de thermométrie calibrée en champ magnétique tout à fait efficace et discutée en annexe A.

Thermocouple

Les thermocouples ont le grand avantage fort agréable de mesurer directement une différence de température au lieu d'une température absolue, ce qui est parfaitement adapté à la mesure très fine du gradient thermique transverse ΔT_y qui est bien souvent de l'ordre de ~ 1 mK (à la limite de la résolution thermique). La sensibilité des thermocouples accroît à mesure que la température augmente, contrairement aux Cernox. Ils ont le désavantage cependant d'être très peu sensibles pour des températures inférieures à 10 K. La raison à cela provient de l'effet Seebeck des matériaux dont ils sont constitués, car celui-ci devient toujours nul à $T = 0$.

Les thermocouples utilisent le *pouvoir thermoélectrique* comme système de mesure de la température, aussi connu sous le nom d'*effet Seebeck*. L'*effet Seebeck* est l'apparition d'un champ électrique \mathbf{E} et donc d'une différence de potentiel ΔV entre les points chaud et froid d'un même métal auquel on applique un gradient de température ΔT . Le pouvoir thermoélectrique S est alors donné par :

$$S = -\frac{\|\mathbf{E}\|}{\|\nabla T\|} = -\frac{\partial V}{\partial T} = -\frac{\Delta V}{\Delta T}$$

Dans une vision classique, si l'on applique un gradient de température à un barreau métallique (qui est donc un circuit ouvert), dans la zone "chaude" les électrons auront une énergie et une vitesse plus importante que dans la zone "froide". Cela va engendrer un mouvement moyen des électrons vers la zone basse température. Mais le circuit étant ouvert, il y aura au bout d'un certain temps accumulation des électrons du côté basse température et ainsi apparition d'un champ électrique qui va lui-même s'opposer au mouvement des électrons. Dans le régime permanent, le champ électrique \mathbf{E} résultant est opposé au gradient de température ∇T (cf. figure 2.14a).

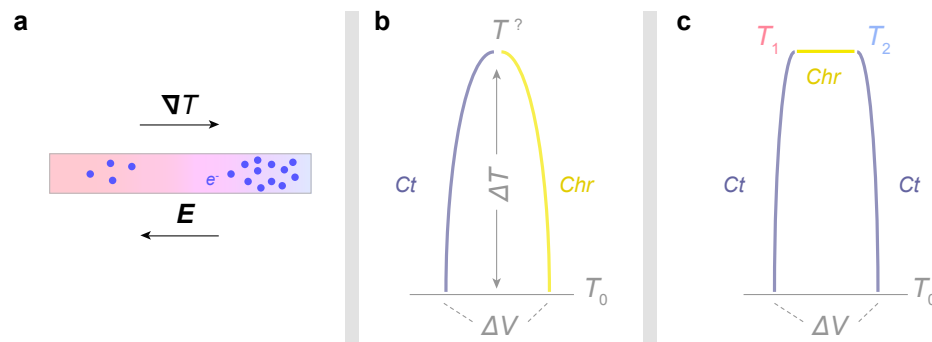


FIGURE 2.14 (a) *Effet Seebeck*, en rouge le côté chaud, en bleu de côté froid, les points bleus étant la population d'électrons; (b) Thermocouple simple, la mesure de la différence de voltage ΔV aux bornes du thermocouple donne $\Delta T = T^? - T_0 = \Delta V / S_{\text{ther}}$, et si T_0 est connue, $T^?$ l'est aussi; (c) Thermocouple différentiel, la mesure de la différence de voltage ΔV aux bornes du thermocouple donne $\Delta T = T_1 - T_2 = \Delta V / S_{\text{ther}}$

En pratique, pour mesurer cette différence de potentiel ΔV due à un gradient de température ΔT , il ne suffit pas de connecter un voltmètre à chaque extrémité du métal, car dans ce cas, les fils pour la mesure seraient eux aussi à des températures différentes, ce qui produirait un effet thermoélectrique supplémentaire ... L'astuce est le *thermocouple* : on utilise un deuxième métal soudé au premier, le point de soudure est alors à une température $T^?$ inconnue, tandis que le voltmètre est à une température T_0 connue (ici la température du porte-échantillon). En connaissant l'évolution en température des pouvoirs thermoélectriques des deux métaux, on peut alors remonter à la température $T^?$ (cf. figure 2.14b).

Le thermocouple que nous utilisons dans cette expérience est dit de *type E* (cf. figure 2.13b,c) composé de chromel Chr (Cr 10%, Ni 90%) et constantan Ct (Cu 54%, Ni 45%, Mn 0.75% et Fe 0.25%). Il est préféré aux autres types pour sa bonne sensibilité dans la gamme de température mesurée, sa faible magnétorésistance [90] et conductivité thermique [91].

Nous n'utilisons pas ici un thermocouple *simple* Ct-Chr (cf. figure 2.14b), mais un thermocouple dit *différentiel* Ct-Chr-Ct (cf. figure 2.14c), le principe est cependant le même. Comme décrit en figures 2.14b et 2.13c, les "pieds" du thermocouple en constantan sont ancrés à la température T_0 et l'on y mesure le voltage ΔV_y généré dans le thermocouple par le gradient thermique ΔT_y . Voyons comment ces quantités sont reliées :

$$\Delta V_y = - \int_{T_0}^{T_1} S_{Ct} dT - \int_{T_1}^{T_2} S_{Chr} dT - \int_{T_2}^{T_0} S_{Ct} dT = (S_{Ct} - S_{Chr}) \Delta T_y = S_{ther} \Delta T_y$$

où S_{Ct} est le Seebeck du constantan, S_{Chr} est le Seebeck du chromel, S_{ther} est le Seebeck du thermocouple de *type E*.

Ainsi lors de l'expérience, le thermocouple est connecté thermiquement à l'échantillon, mais c'est une différence de voltage ΔV_y qui est réellement mesurée puis convertie en température grâce à une table donnant S_{ther} accessible à tous sur internet : $\Delta T_y = \Delta V_y / S_{ther}$.

Heater d'échantillon

Le *heater d'échantillon* est une résistance de $R_{heater} = 5 \text{ k}\Omega$ à laquelle l'on envoie un courant électrique I_{heater} connu qui est alors transformé en chaleur par *effet Joule*. La puissance thermique générée est alors $\dot{Q} = R_{heater} I_{heater}^2$ qui servira pour le calcul de la conductivité thermique longitudinale $\kappa_{xx} = \dot{Q} / \Delta T_x \alpha$.

Le *heater d'échantillon* choisi ici est une jauge de contrainte, c'est en réalité un métal très sale dont les impureté fixent la résistance à toute température et donc R_{heater} n'a ni dépendance en température, ni magnétorésistance, ce qui se révèle très pratique expérimentalement.

Température du porte-échantillon

La température du porte-échantillon T_0 est mesurée par une *Cernox* qui est elle est achetée calibrée en température. Celle-ci est collée en-dessous du porte-échantillon, parfaitement ancrée thermiquement à celui-ci. Pour que l'expérience soit menée à bien, il faut que les fluctuations de T_0 soient inférieures au mK.

Heater principal du porte-échantillon

Afin de pouvoir changer la température du porte-échantillon T_0 , un *heater*, dit *principal*, est collé sur le montage loin des échantillons directement sur le porte-échantillon. C'est en général lui aussi une jauge de contrainte de l'ordre de 120Ω et de taille plus imposante (2 cm) que les *heaters d'échantillon* (3 mm). Ainsi lorsque l'on change T_0 avec l'instrument de mesure, le *heater principal* sert à réguler la température du porte-échantillon en chauffant celui-ci plus ou moins fort.

Toutes les mesures à basse température sont réalisées sous vide $\sim 10^{-6}$ mbar, le porte-échantillon est donc pompé comme nous allons le voir par la suite. Nous avons donc ainsi décrit tous les éléments du porte-échantillon, intéresserons-nous désormais à la sonde sur laquelle celui-ci est attaché.

2.5.3 Sonde & Instrumentation

À présent que nous avons monté notre échantillon sur le *porte-échantillon*, étudions alors comment celui-ci se rend à très basse température sous champs magnétiques. La réponse simple étant : “en le fixant sur une sonde”. Mais qu'est-ce qu'une sonde ?

Une sonde peut être vue comme une extension du porte-échantillon, en ce sens on ne descend pas le porte-échantillon à la main dans le cryostat d'hélium liquide, ce qui serait fâcheux, mais grâce à une tige en métal fort longue $\simeq 2$ m que l'on insère dans un cryostat (cf. figure 2.15a).

Cependant, quant aux heures investies dans la conceptions d'une sonde, il serait dommage de résumer celle-ci à une vulgaire tige. En effet, c'est de cette sonde dont va dépendre la stabilité thermique du porte-échantillon, et donc des échantillons, à travers un choix judicieux de matériaux la constituant, bien souvent le cuivre (pour sa conductivité thermique élevée), le laiton (plus solide que le cuivre) et l'inox (pour sa résistance mécanique). Par la suite, des fils de mesures vont connecter le porte-échantillon électroniquement aux instruments de mesure placés dans le laboratoire. On dénombre en général une cinquantaine de fils de cuivre, torsadés en paire, partant du haut de la sonde (là où sont connectés les instruments de mesure), jusqu'en bas (là où est connecté le porte-échantillon). Pour finir, la tige constituant le squelette de la sonde est bien souvent creuse ce qui permet de connecter une pompe au sommet de la sonde qui viendra pomper le porte-échantillon et le placer sous vide pendant la durée de l'expérience.

Au début de ce doctorat, Nicolas Doiron-Leyraud (professeur associé du groupe) et Jacques Corbin (technicien du groupe) ont “*designé*” une sonde d'un diamètre fin (< 3 cm) pouvant aller dans le cœur étroit des bobines résistives des laboratoires de forts champs magnétiques tel que le LNCMI à Grenoble ou le NHMFL à Tallahassee : nous lui donnons alors le nom très personnel de “*sonde de Tallahassee*” (cf. figure 2.15a,b). Merveille d'invention mais extrêmement fragile, elle

possède deux chambres de pompage, une pour le porte-échantillon et une autre permettant de réguler le contact thermique de la sonde avec le cryostat en y introduisant un gaz d'échange tel que l'hélium. Elle est conçue pour se rendre à des températures de l'ordre de 300 mK avec de l' ^3He , mais ne sera jamais utilisée dans ce sens. La plus basse température atteignable avec celle-ci étant 1.5 K en ^4He .

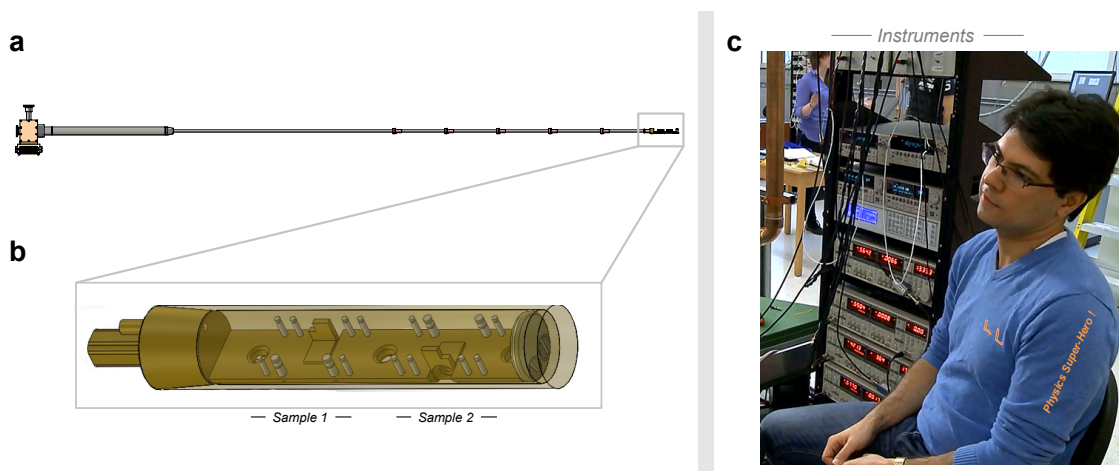


FIGURE 2.15 (a) Sonde Tallahassee ; (b) Porte échantillon pouvant mesurer deux échantillons en même temps, *i.e.* le nombre d'instruments nécessaires à l'expérience est multiplié par deux ; (c) Rack regroupant l'ensemble des instruments de mesure, et Fazel Fallah Tafti, post-doctant dans le groupe pris en flagrant délit de discussion dans le laboratoire au lieu de travailler

Après sa fabrication à l'atelier du département de physique à Sherbrooke par Frédéric Francoeur et Benoît Couture (technicien du département), Francis Laliberté (autre doctorant du groupe à l'époque) a su installer les quelques cinquante fils de cuivres sur la sonde. Pour finir, la tâche fort agréable et délicate de préparation du porte-échantillon m'a été assignée, m'ouvrant la porte à l'expertise de la conception de nombreux montages que je réaliserai avec plaisir plus tard dans mon doctorat. La *sonde de Tallahassee* est la sonde avec laquelle tous les travaux de mon doctorat ont été réalisés, que cela soit à Sherbrooke ou dans les laboratoires de champs magnétiques intenses.

Pour finir, une liste d'instruments viennent se connecter au sommet de la sonde pour contrôler les éléments du porte-échantillon (cf. figure 2.15c), nous donnons une liste complète de ces derniers dans le tableau 2.2.

À présent intéressons-nous au cryostat dans lequel sera insérée la sonde et à la provenance du champ magnétique dans l'expérience.

Porte-échantillon	Instruments	Utilité
Cernox $T^{+/-}$	Lockin SR830	Mesure la résistance des Cernox, l'avantage par rapport à un pont de résistance Lakeshore 370 est de pouvoir lire toutes les Cernox du montage en même temps
Thermocouple	Nanovoltmètre Keithley 2182 & Préamplificateur maison	Le préamplificateur multiplie par un gain de 1000 le voltage mesuré du thermocouple et le nanovoltmètre mesure ce faible voltage
Heater échantillon	Source de courant Keithley 6621	Génère un courant électrique DC envoyé au <i>heater d'échantillon</i> et transformé alors en chaleur
Cernox T_0	Lakeshore 340	Mesure la résistance de la Cernox principale calibrée en température, la calibration est insérée dans l'instrument de mesure, ainsi au lieu de simplement lire la résistance, on obtient directement la température T_0 en Kelvin
Heater principale	Lakeshore 340	Envoie un courant dans le <i>heater principale</i> afin d'ajuster la température T_0 lue avec le même instrument

TABLE 2.2 Liste des instruments de mesure

2.5.4 Laboratoires de champs magnétiques intenses

On ne peut pas dire que le bilan carbone de ce doctorat soit des plus glorieux, aussi deux tiers des résultats présentés dans cette thèse ont été pris dans des laboratoires de forts champs magnétiques pouvant aller jusqu'à 35 T au LNCMI à Grenoble (France) et jusqu'à 45 T au NHMFL à Tallahassee (Floride, USA).

Les cuprates sont des supraconducteurs avec un champ magnétique critique H_{c2} très élevé, ainsi les champs magnétiques disponibles à Sherbrooke ne sont pas suffisants (max 20 T) pour supprimer totalement la supraconductivité dans ces matériaux ; d'où le recours à ces laboratoires externes. Pour s'y rendre, une proposition de projet (écrite par Nicolas Doiron-Leyraud, responsable de ces expéditions) doit être soumise au laboratoire en question, si l'expérience retient l'attention du comité évaluateur, une période d'une semaine nous est allouée pour réaliser notre expérience ; ceci avec l'aide d'un scientifique localement installé : David Graf à Tallahassee et Steffen Krämer à Grenoble.

Les aimants de forts champs magnétiques sont des bobines résistives de cuivre (principalement) dans lesquels peut passer $\sim 35\,000\text{ A}$ pour générer $\sim 35\text{ T}$. Afin que la bobine ne fonde pas, des quantités gigantesques d'eau se rendent à l'aimant constamment pour le refroidir. Cet apport d'eau a la malencontreuse conséquence de générer des fortes vibrations créant alors du bruit dans la mesure. Réduire ce bruit est un des premiers challenge de l'expérience sur place. Le cœur de ces bobines est en général de très petit diamètre $\sim 3\text{ cm}$, d'où la création d'une sonde thermique miniature, celle dont nous avons parlé, celle-ci dite *de Tallahassee*. Un cryostat d'hélium liquide est placé au centre de la bobine, la sonde y est directement insérée.

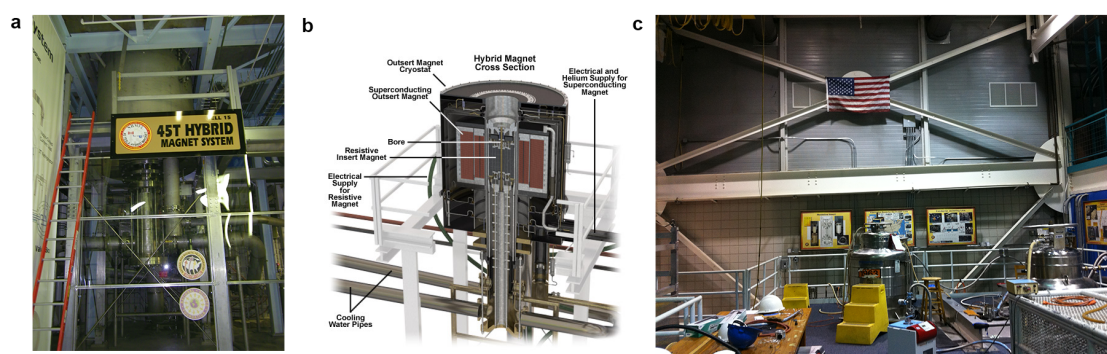


FIGURE 2.16 Photos de l'*Hybride* de Tallahassee, ce monstre est haut de 7 m et lourd de 32 tonnes, sa conception a coûté 15 millions de dollars (**a**) Photo de dessous de la bobine hybride ; (**b**) Schéma de coupe de l'*Hybride* ; (**c**) Photo du dessus de l'*Hybride* où le cryostat se trouve avec les instruments de mesure

Illustrons par des chiffres ces grands instruments en discutant le cas particulier de la *bobine Hybride* de Tallahassee pouvant se rendre à **45 Tesla**, le plus fort champ magnétique statique au monde (cf. figure 2.16). Cet aimant est constitué d'une bobine supraconductrice de 11.5 T de rayon immense de 10 mètres qui est refroidi par **2 800 litres d'⁴He superfluide** en permanence, ce qui implique un pompage constant sur ce liquide. Au centre se trouve une bobine résistive de 33.5 T refroidit par **15 000 litres d'eau froide par minute**. Pour atteindre 45 T, il faut une **puissance de 33 MW**, le coût de fonctionnement de l'*Hybride* à ce champ est de **4 000\$ par heure**.

Le lecteur pourra tirer ses propres conclusions quant à ces ressources utilisées.

2.5.5 Laboratoire de Sherbrooke : Bobine supraconductrice & Variable Temperature Insert

Tandis qu'il serait sage de dire que le tiers des résultats présentés dans cette thèse ont été pris au laboratoire de Sherbrooke, en réalité bien davantage d'expériences y ont été réalisées qui ne seront

pas rapportées ici, soit parce qu'elles constituent de multiples projets secondaires, soit parce qu'elles ont fait partie de préparations pour les mesures dans les laboratoires de forts champs magnétiques.

À Sherbrooke notre laboratoire dispose de **5 bobines supraconductrices**, allant de **13 à 20 T** (cf. figure 2.17a,c). Ces aimant sont installés au fond de **cryostat de 50 à 100 L** d'hélium liquide (cf. figure 2.17a,b). Les sondes peuvent y être insérées directement dans l'hélium liquide, ce que nous faisons parfois, où alors nous pouvons utiliser un VTI (*Variable Temperature Insert*).

Pour comprendre ce qu'est un VTI et à quoi celui-ci sert, imaginons-nous être la sonde. Si nous, la sonde, sommes directement insérés dans l'hélium liquide à l'intérieur du cryostat, alors nous serons thermodynamiquement obligés de nous retrouver à la température de l'hélium liquide, *i.e.* 4.2 K. Il est possible d'augmenter notre température T_0 au-dessus de 4.2 K usant de notre *heater principal*. Cette température peut ainsi grimper théoriquement jusqu'à 300 K et même davantage, pourquoi pas ? Il y a cependant plusieurs inconvénients à cela :

- le bain d'hélium liquide lui reste toujours à 4.2 K, tandis que la sonde est un élément beaucoup plus chaud dans ce bain : pour conséquence le bain bout, cela coûte cher et l'on perd très vite le précieux liquide, ce qui raccourcit le temps disponible à la mesure.
- la différence de température entre la paroi externe de la sonde $\simeq 4.2$ K et l'intérieur de la sonde T_0 subit des radiations de corps noir à mesure que T_0 s'éloigne de la température du bain. Ces radiations faussent les mesures thermiques.
- la différence de température entre la paroi externe de la sonde $\simeq 4.2$ K et l'intérieur de la sonde T_0 crée une instabilité qui perturbe la température T_0 à mesure que T_0 s'éloigne de la température du bain ; on peut imaginer ces deux températures comme deux extrémités d'un ressort qui se détend à mesure qu'on le déforme en l'étirant à l'infini. Il est donc important que la température externe de la sonde et T_0 ne soient pas trop éloignées l'une de l'autre.

Ainsi, une chose est certaine, nos mesures, quelque soit la température, doivent être menées à bien pour percer à jour le secret des cuprates ! C'est ainsi que le VTI rentre en jeu (cf. figure 2.17a,d). Pour palier les problèmes énoncés ci-dessus, il serait formidable de pouvoir changer la température du bain d'hélium liquide et la rapprocher de T_0 lorsque T_0 est élevée. La Nature étant ce qu'elle est et on l'en remercie, au-dessus de 4.2 K l'hélium liquide devient gazeux, il n'y a donc rien à faire pour changer la température de l'hélium liquide. Le VTI est une chambre que l'on insert dans le cryostat, au creux de la bobine supraconductrice, et dans laquelle la sonde va venir s'insérer. La chambre du VTI possède à son pied une entrée sur l'hélium liquide du bain qui peut être plus ou moins ouverte avec l'aide d'une valve pointeau. En connectant une pompe mécanique en haut du VTI, on fait donc circuler de l'hélium pompé du bain ; celui est gazeux dans la chambre car le VTI possède un *heater* qui réchauffe l'hélium lorsqu'il pénètre le VTI. Ainsi la chambre du VTI est constamment traversée de gaz froid d'hélium. À l'aide du *heater* du VTI ce gaz peut se trouver à une température T_{VTI} entre

1.5 K et 320 K.

À présent il nous reste à insérer la sonde dans la chambre du VTI; la paroi externe de la sonde est à T_{VTI} qui peut être ajustée à mesure que la température de la sonde T_0 augmente. Les problèmes se sont évaporés avec cette astuce.

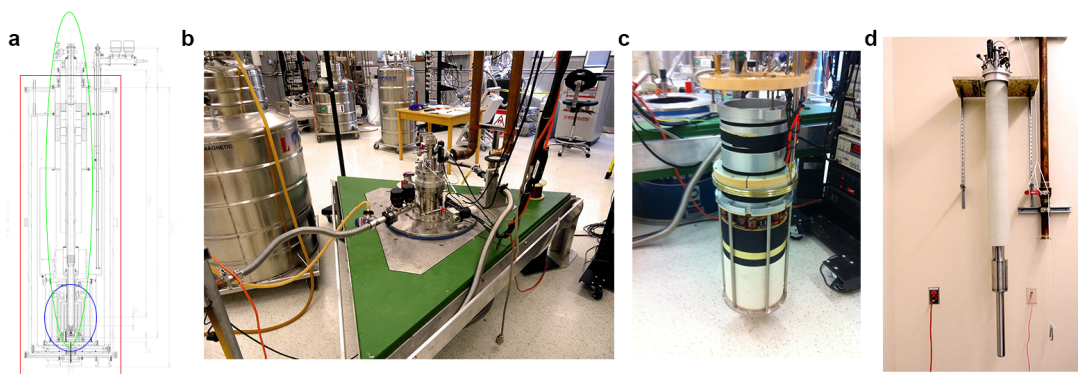


FIGURE 2.17 (a) Schéma du cryostat de la bobine 20 T de Sherbrooke : en rouge le cryostat de 100 L d'hélium, en bleu la bobine, en vert le VTI inséré au cœur de la bobine ; (b) Photo du haut du cryostat posé sur une table anti-vibrations peinte en vert ; (c) Photo d'une bobine supraconductrice 15/17 T ; (d) VTI posé sur son mur attendant patiemment la prochaine expérience

Un des grands plaisirs de ce doctorat a été le développement de nouveaux instruments, de nouvelles sondes, de nouveaux portes-échantillons, de nouveaux programmes informatiques . . . afin de toujours améliorer nos techniques de mesures et nos résultats. Le VTI est un élément nouveau dans notre groupe que j'ai eu la joie de sortir de la boîte, d'installer, de développer et de réaliser avec celui-ci ses premières mesures; toujours bien sûr avec l'aide inestimable de Jacques Corbin et Simon Fortier, les techniciens de notre groupe. Il faudrait une thèse entière pour conter les péripéties de mise en marche du VTI, si bien que notre expertise à Sherbrooke sur cette machine semble dépasser celle de la compagnie qui nous l'a vendue. Aujourd'hui, à l'issue de nombreuses heures de développement investies à comprendre le fonctionnement de cette machine, sans oublier celles dédiées à la programmation informatique servant à automatiser l'instrument, le VTI est devenu une joie d'utilisation dont chaque membre du groupe peut profiter pleinement.

2.5.6 Mesures thermiques en champ magnétique

Dans la section 2.5.2 nous avons discuté de la très forte magnétorésistance que les Cernox développent fâcheusement en-dessous de 20 K (cf. figures A.1b) [89], celle-ci rendant la calibration de ces thermomètres obsolète. En effet, la calibration d'un de ces thermomètres est une équivalence

parfaite entre la température T et sa résistance R , celle-ci est réalisée à un seul champ magnétique constant, souvent $H = 0$. Ainsi, si à température fixe T le champ magnétique H change et fait varier la résistance d'une Cernox $R(H)$, il n'y a plus de correspondance $T - R$ possible. En d'autres termes, en utilisant la calibration faite à $H = 0$, la lecture de $R(H)$ donne à présent une température $T_{\text{lecture}}(H)$ différente à chaque champ magnétique H , même si T_{rel} demeure en réalité fixe.

Nicolas Doiron-Leyraud et moi-même avons développé au début de ce doctorat une technique de calibration unique en champ magnétique intense à basse température. Celle-ci consiste à calibrer les thermomètres en fonction du champ magnétique, *i.e.* créer une carte $T - R - H$ pour les Cernox. Le principe est un challenge aussi bien expérimental qu'en terme d'analyse informatique. Les détails de cette technique sont développés en annexe [A](#).

Cette méthode de mesure sera utilisée dans chacun des chapitres que nous allons développer.

2.5.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons pu introduire les coefficients thermiques que nous mesurerons, à savoir les conductivités thermiques longitudinale κ_{xx} et transverse κ_{xy} . Nous avons développé les comportements typiques attendus qui nous seront utiles à l'interprétation des résultats expérimentaux. Par la suite, nous avons pris grand soin de remonter la chaîne de montage nécessaire à la mesure expérimental d'un échantillon aussi bien dans notre laboratoire à Sherbrooke que dans les laboratoires de champs intenses.

Il semble désormais que nous soyons prêts à réaliser notre première expérience, voyons ce que cela donne dans les prochains chapitres !

Chapitre 3

À la recherche du champ magnétique critique des cuprates

Un jour, par un bel après-midi, c'était un mercredi, un scientifique s'exclama devant ses collègues : "Combien c'est H_{c2} dans les cuprates déjà ?". La première réponse n'en était pas une : "Euh, c'est quoi ça H_{c2} ?". Celle-ci fut ignorée. Le silence qui régna ensuite montra qu'en effet la question n'était pas des plus évidentes. Soudain le plus inspiré d'entre eux déclara : "C'est gigantesque ! On peut pas le mesurer, moi j'vois pas comment...". Un second, qui apparemment n'avait pas eu l'audace du premier se permit tout de même de le corriger : "Je suis d'accord avec toi, une mesure directe semble compliquée. Mais H_{c2} n'est pas si grand, tu dis n'importe quoi.". Et c'est ainsi que l'on vit naître cette migraine virulente immunisée à l'aspirine.

Quelques 25 ans plus tard, par un autre bel après-midi, celui-ci de froid et de neige, c'est à Sherbrooke que la première question trouva réponse à son pied : " H_{c2} , ça se mesure en conductivité thermique vous savez ?! Ça fait 40 ans qu'on le fait !". Et la brume du mystère s'estompa...

Cependant, jugeant qu'il n'y a pas de mauvaises questions dans ce bas monde, seulement de mauvaises réponses, dépassons les préjugés du premier groupe dont nous avons décrit les interactions et répondons tout d'abord à la question : "Qu'est-ce que le champ magnétique critique H_{c2} ?". Par la suite, nous nous emploierons à expliquer pourquoi la connaissance de H_{c2} est un élément complexe et central des cuprates. Pour finir, nous montrerons en quoi la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} est l'unique mesure connue à ce jour pour mesurer directement H_{c2} dans les cuprates.

3.1 Qu'est-ce que le champ magnétique critique H_{c2} ?

Avant d'introduire frontalement ce qu'est H_{c2} , intéressons-nous à ce que subit un supraconducteur à mesure qu'un champ magnétique externe H lui est appliqué.

3.1.1 L'État Meissner

À l'approche d'un champ magnétique externe H le supraconducteur génère des *supercourants* (faits de paires de Cooper) le long des bords du supraconducteur, sur une épaisseur λ dite *longueur de London* (cf. figure 3.1b), qui vont générer un champ magnétique annulant le champ externe H . On parle alors de *diamagnétisme parfait*, c'est l'**état Meissner**.

La *longueur de London* λ est inversement proportionnelle à la densité superfluide n_s par la relation suivante :

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{m^*}{n_s e^2 \mu_0}} \quad (3.1)$$

avec m^* la masse effective des électrons, e la charge élémentaire, μ_0 la perméabilité du vide.

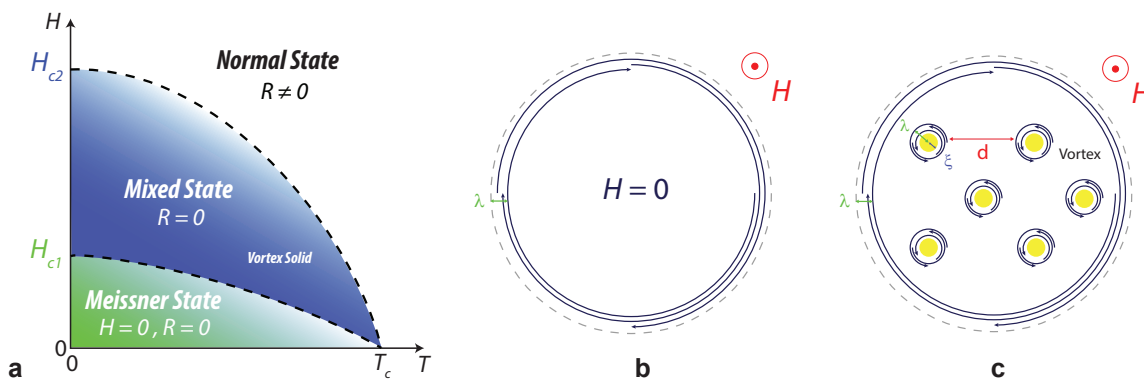


FIGURE 3.1 (a) Diagramme $H - T$ d'un supraconducteur conventionnel; (b) Dessin de l'état Meissner, aucun champ magnétique externe H ne pénètre le matériau. Les pointillés gris sont les bords de l'échantillon, les flèches circulaires bleues sont les supercourants; (c) Dessin de l'état mixte, les vortex sont des zones normales à l'intérieur du supraconducteur. Les pointillés gris sont les bords de l'échantillon, les flèches circulaires bleues sont les supercourants, les cercles jaunes sont le cœur des vortex

Cependant l'état Meissner n'est réalisable tant que l'énergie magnétique (énergie nécessaire pour exclure le champ magnétique H) est inférieure à l'énergie de condensation supraconductrice (l'énergie gagnée à se trouver dans l'état supraconducteur) : $E_{\text{mag}}(\mathbf{H}) < E_{\text{cond}}$.

Lorsque $E_{\text{mag}}(\mathbf{H}) \sim E_{\text{cond}}$, à un champ magnétique que l'on nomme H_{c1} , le condensat supraconducteur n'a plus de raison énergétique d'exclure le champ magnétique externe, c'est la fin de l'état Meissner (cf. figure 3.1a,b).

Dans l'état Meissner, la résistance électrique est nulle : $\mathbf{R} = \mathbf{0}$, les paires de Cooper transportent la charge parfaitement.

3.1.2 L'État mixte

On dénombre à ce stade deux types de supraconducteurs si le champ H continue d'augmenter au-dessus de H_{c1} :

- **type I** : le condensat disparaît, il n'y a plus de supraconductivité. Ce sont à ce jour les métaux purs comme l'aluminium, le plomb, le mercure ...
- **type II** : le condensat supraconducteur trouve un compromis avec le champ magnétique, au lieu de disparaître totalement (ce qui engendrait une perte d'énergie catastrophique), il laisse entrer les lignes de champs de manière quantifiée une par une dans le supraconducteur, *i.e.* les **vortex** ; c'est l'**état mixte** (cf. figure 3.1a,c). Cette famille de matériaux représente le reste des supraconducteurs dans la nature.

Chaque cœur de *vortex* a la taille d'une paire de Cooper ξ_0 et transporte un quantum de flux magnétique $\phi_0 = h/2e$. Un vortex est une zone normale dans le supraconducteur, ainsi des *supercourants* tournent autour de chaque vortex sur la même longueur de London λ , cependant dans le sens inverse de ceux des bords, afin de laisser cette fois-ci pénétrer le champ externe dans chaque *vortex* (cf. figure 3.1c).

Les vortex s'ordonnent dans un supraconducteur conventionnel en un *réseau triangulaire de vortex* ou *réseau d'Abrikosov*, on parle de **solide de vortex**. Nous verrons que dans les cuprates la situation est légèrement plus complexe.

Dans l'état mixte avec solide de vortex, les paires de Cooper "vivantes" entre les vortex fixes peuvent transporter l'électricité sans résistance électrique, ainsi $\mathbf{R} = \mathbf{0}$, comme dans l'état Meissner.

3.1.3 Le champ magnétique critique H_{c2}

À mesure que le champ magnétique augmente dans l'*état mixte*, le nombre de vortex augmente et ceux-ci se rapprochent les uns des autres, bientôt ils recouvriront tout le supraconducteur. Lorsque ces zones normales (les vortex) se touchent et recouvrent l'intégralité du matériau, le **champ magnétique critique** H_{c2} est atteint, c'est la mort de l'état supraconducteur ! Ce champ est donné par la formule :

$$H_{c2}(T) = \frac{\phi_0}{2\pi\xi_0(T)} \quad (3.2)$$

À $T = 0$, $H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi_0}$, où ξ_0 est la longueur de cohérence dans cette limite.

À $H > H_{c2}$, c'est l'*état normal*, la résistance électrique devient non-nulle $\mathbf{R} \neq \mathbf{0}$ (cf. figure 3.1a). Ainsi la résistivité s'impose comme expérience simple et privilégiée pour mesurer H_{c2} dans un supraconducteur conventionnel. Nous verrons que les choses ne sont pas si simples dans les cuprates.

Notons également que $H_{c1} \ll H_{c2}$, en effet $H_{c1} \sim 1 - 100$ mT, alors que $H_{c2} \sim 1 - 100$ T. Pour cette raison, nous ne discuterons plus de l'*état Meissner* dans les parties qui suivront, *i.e.* il ne sera plus dessiné sur les diagrammes $H - T$, car celui-ci est négligeable dans les échelles de champ magnétique d'étude considérées, celles-ci étant bien supérieures au Tesla. En revanche cet état existe toujours dans n'importe quel supraconducteur.

Le champ critique H_{c2} est une quantité importante, il reflète la "force" de la supraconductivité face à une "attaque" extérieure, ici le champ magnétique externe H . Plus l'appariement est fort dans un supraconducteur, plus la taille d'une paire de Cooper ξ_0 est petite, ainsi plus H_{c2} est grand en utilisant la formule 3.2.

3.2 Pourquoi mesurer H_{c2} dans les cuprates ?

Lorsque nous discuterons du champ critique H_{c2} des cuprates dans cette thèse, cela sera toujours dans la configuration où le champ magnétique externe H est appliqué perpendiculairement aux plans CuO_2 ; ainsi les vortex seront perpendiculaires aux plans CuO_2 également.

Comme expliqué dans la partie précédente, le champ critique H_{c2} reflète la force de la supraconductivité, bien plus que la valeur de T_c . *A priori*, une température critique élevée peut indiquer une supraconductivité robuste, cependant nous verrons que dans les cuprates, à T_c égales, les H_{c2} peuvent changer du tout au tout, cela en raison d'ordres en compétition avec la supraconductivité.

Ainsi il serait fort bien venu de connaître H_{c2} dans ces matériaux manifestement non-conventionnels. Or celui-ci fait de la résistance à être mesuré depuis 25 ans, nous allons montrer pourquoi ...

3.2.1 L'État mixte complexe des cuprates

Comme nous l'avons expliqué dans la section précédente, laissons de côté la phase Meissner car $H_{c1} \ll H_{c2}$ et ne considérons que l'état mixte (cf. figure 3.2a). Dans les cuprates, l'état mixte se divise en deux sous-phases de vortex à mesure que l'on augmente le champ magnétique externe H : le **solide de vortex** d'abord, puis le **liquide de vortex**.

Solide de vortex

Le **solide de vortex** est cet état que nous avons décrit pour un supraconducteur conventionnel, *i.e.* l'état mixte conventionnel. Ici les vortex s'organisent en réseau triangulaire stable, c'est donc un solide ; à mesure que le champ augmente le nombre de vortex augmente. La résistance électrique est nulle $R = 0$, les paires de Cooper transportent la charge entre les vortex.

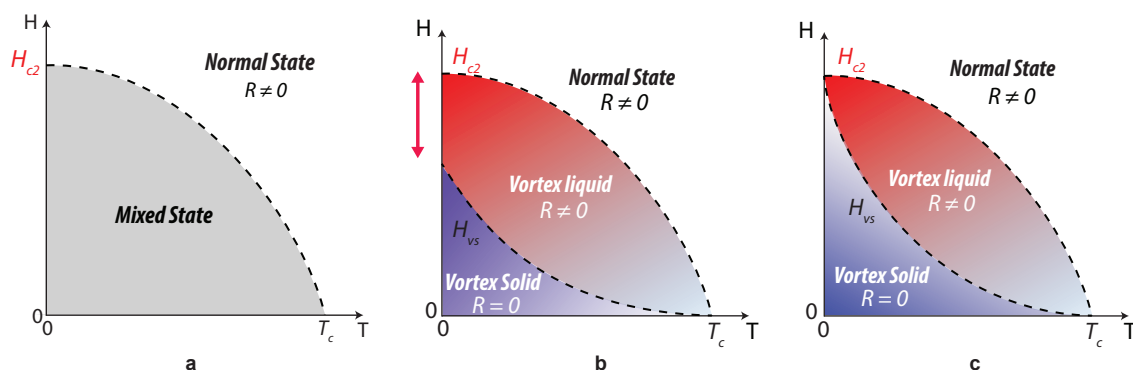


FIGURE 3.2 Diagramme $H - T$ d'un cuprate supraconducteur : (**a**) En gris l'état mixte au complet sans distinction de ses sous-phases ; (**b**) En bleu l'état solide de vortex, en rouge l'état liquide de vortex. Scénario avec liquide quantique de vortex à $T = 0$, *i.e.* $H_{vs}(0) \ll H_{c2}(0)$ [92] ; (**c**) En bleu l'état solide de vortex, en rouge l'état liquide de vortex. Scénario sans liquide quantique de vortex à $T = 0$, *i.e.* $H_{vs}(0) = H_{c2}(0)$ [93]

Liquide de vortex

À un champ magnétique bien inférieur à H_{c2} , à l'intérieur de l'état mixte, les vortex deviennent soudainement mobiles, on parle de transition de solide à liquide de vortex à un champ magnétique critique H_{vs} [55, 93, 94, 95]. Les raisons pour ce changement d'état sont :

- le caractère bidimensionnel des cuprates où la supraconductivité ne se développe que dans les plans CuO_2 , ainsi les vortex ne sont fixés qu’au point d’ancrage intersectant les plans, ce qui est faible en comparaison d’un supraconducteur conventionnel 3D où la force d’ancrage se fait sur tout le vortex.
- une densité superfluide n_s faible, ce qui engendre une grande *longueur de London* λ (cf. équation 3.1), la taille des vortex est plus élevée (cf. figure 3.1c). En effet, le potentiel d’écrantage entre vortex qui crée lui-même ce réseau, se trouve réduit lorsque les zones de supercourants autour des vortex se “chevauchent” d’un vortex à l’autre.

Les vortex étant des zones normales, lorsqu’ils se meuvent sur une échelle de temps très courte dans l’état *liquide de vortex*, ils simulent l’état *normal* dans tout le supraconducteur, la résistance électrique devient non-nulle $R \neq 0$. Cependant ce n’est pas l’état *normal*, les vortex n’existent pas sans supraconductivité, les paires de Cooper et la supraconductivité ne disparaissent qu’à H_{c2} .

On voit ainsi émerger le problème majeur des cuprates lorsqu’on aborde le sujet H_{c2} , une mesure de résistivité nous offre sur un plateau H_{vs} (cf. figure 3.3), et non H_{c2} comme c’est le cas pour les supraconducteurs conventionnels. En ce qui concerne le transport électrique, le passage du *liquide de vortex* à l’état *normal* est indétectable ; pourtant ce sont deux états entièrement différents, ne serait-ce que par la présence de vortex pour $H < H_{c2}$, ces derniers n’existent bien évidemment pas dans l’état *normal*.

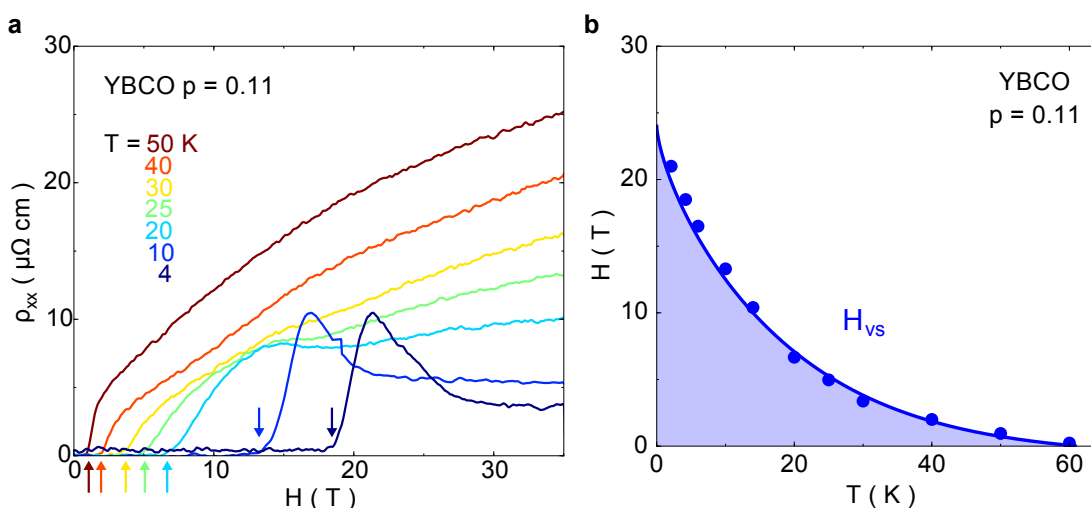


FIGURE 3.3 (a) Mesures de la résistivité de YBCO $p = 0.11$ ($T_c = 61$ K) en fonction du champ magnétique, les flèches représentent H_{vs} [96]; (b) Diagramme $H - T$ de YBCO $p = 0.11$ reportant les valeurs de H_{vs} des mesures de résistivité ρ_{xx} , la zone bleue représente le solide de vortex

Voilà donc pourquoi, les mesures de H_{c2} dans la littérature rudent d'ingéniosité pour mesurer ce champ magnétique critique de manière indirecte comme nous le verrons dans la prochaine section.

L'absence de mesure directe de H_{c2} a laissé place à de nombreux scénarios théoriques qui seront importants de départager dans ce chapitre. En effet, la limite $T \rightarrow 0$ intrigue : y a-t-il un liquide de vortex, *i.e.* $\mathbf{H}_{vs}(\mathbf{0}) \ll \mathbf{H}_{c2}(\mathbf{0})$ [92] (cf. figure 3.2b); ou bien n'y en a-t-il pas, *i.e.* $\mathbf{H}_{vs}(\mathbf{0}) = \mathbf{H}_{c2}(\mathbf{0})$ [93] (cf. figure 3.2c) ? Le *liquide de vortex* étant activé thermiquement, c'est le second scénario qui semble le plus probable, à moins de l'existence d'un liquide quantique de vortex. Sans mesure de H_{c2} point de repos à ce questionnement incessant.

3.2.2 Le Capharnaüm H_{c2} : des mesures indirectes incohérentes

Encore une fois, une thèse entière serait nécessaire pour discuter des résultats précédents concernant H_{c2} et des scénarios possibles correspondant à chacune des expériences menées ; disons simplement que le sujet est très controversé. . . Bien avant les travaux présentés dans ce chapitre, les scientifiques de la communauté utilisent des techniques de mesures indirectes du champ critique, toutes relevant d'hypothèses. C'est l'étude des fluctuations supraconductrices qui prévaut, que cela soit par mesures d'aimantation [97] , d'effet Nernst [98, 99, 100], de résistivité [101]. Ainsi il n'est pas étonnant de voir qu'en fonction de la théorie utilisée pour extraire $H_{c2}(T = 0)$ (que l'on notera simplement H_{c2} ici), que l'on obtienne des casses-têtes contradictoires comme celui illustré en figure 3.4 :

- un H_{c2} qui croît en sous-dopant bien que T_c tombe à zéro. Cette expérience est en accord avec le scénario dit de *fluctuations de phase*, *i.e.* si T_c décroît du côté sous-dopé c'est à cause de fluctuations de phase du paramètre d'ordre supraconducteur. Cette vision s'inscrit dans une théorie considérant le pseudogap comme un précurseur de la supraconductivité où les paires de Cooper sont déjà formées mais n'ont pas de cohérence de phase (cf. figure 3.4, en rouge).
- un H_{c2} qui décroît en sous-dopant en suivant T_c . Cette expérience est en accord avec le scénario dit de *compétition de phases* où le dôme supraconducteur s'affaisse du côté sous-dopé à cause d'une phase en compétition avec la supraconductivité (cf. figure 3.4, en bleu).

Ces résultats, en complète opposition, représentent la vision du domaine sur H_{c2} avant de débiter les travaux de cette thèse et expriment fortement la nécessité de mesures directes de H_{c2} . Voyons lequel des deux est correct. . .

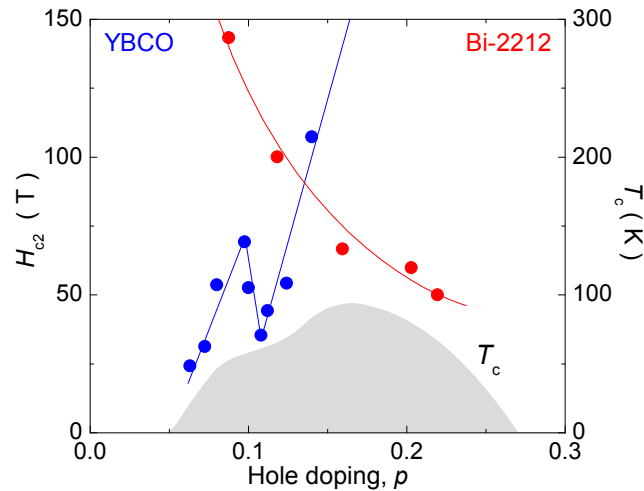


FIGURE 3.4 Diagramme $H - p$ reproduit de la référence [99] : en rouge des mesures d'effet Nernst sur Bi2212 [98] révélant un H_{c2} qui continue de croître malgré que T_c tombe à zéro en sous-dopant, en accord avec le scénario dit de *fluctuations de phase* [97]; en bleu des mesures de paraconductivité sur YBCO [101] révélant un H_{c2} croissant de paire avec T_c avec un minimum autour de $p = 0.12$, en accord avec le scénario dit de *compétition de phases* [99, 100]

3.3 Comment mesurer H_{c2} dans les cuprates ?

De ce qui a été dit dans la partie précédente, il semble fort que la résistivité ne puisse plus nous être d'un grand secours pour mesurer H_{c2} ; bien pire, celle-ci n'est pas capable de faire la distinction entre *liquide de vortex* et *état normal*, pourtant ces états sont loin d'être similaires.

Une des différences majeures entre *l'état mixte* et *état normal* est la présence de vortex dans le premier et non dans le second; posé ainsi on en crierait presque à la tautologie, et pourtant... En effet, les quasiparticules non-appariées sont diffusées par les vortex [68], ceux-ci agissent comme des impuretés dont le nombre augmente à mesure que le champ magnétique augmente. Ainsi les quasiparticules participant au transport de chaleur, *i.e.* les quasiparticules du *fluide normal*, sont diffusées sur les vortex, le libre parcours moyen associé décroît à mesure que la distance entre vortex diminue en se rapprochant de H_{c2} (cf. figure 3.5a). À H_{c2} , les vortex disparaissent soudainement (cf. figure 3.5b), le libre parcours moyen des électrons augmente brutalement !

On comprend ici qu'une mesure de conductivité thermique longitudinale κ_{xx} , sonde particulièrement sensible au libre parcours moyen des électrons (contrairement à la résistivité) devrait subir un changement radical à H_{c2} . Cependant, les phonons ne sont pas diffusés par les vortex, ainsi leur contribution $\kappa_{xx,ph}$ à la conductivité thermique totale est une contamination majoritaire qui brouille

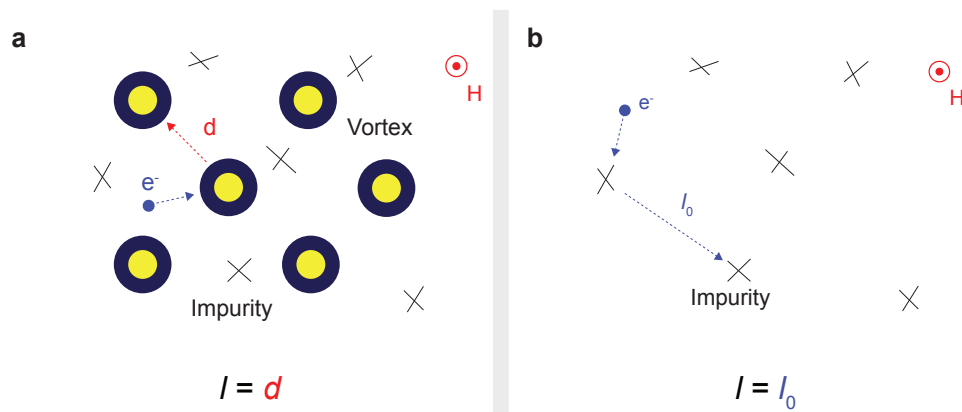


FIGURE 3.5 Dans la limite $T \rightarrow 0$: (**a**) pour $H < H_{c2}$, la distance entre vortex d est plus courte que la distance entre impuretés l_0 , le libre parcours moyen $l = d$; (**b**) pour $H > H_{c2}$, soudainement il n'y a plus de vortex, le libre parcours moyen $l = l_0$

le saut de $\kappa_{xx,e}$ dans $\kappa_{xx,tot}$ (κ_{xx}). C'est pour cette raison que les mesures de conductivité thermique dans cette partie sont réalisées uniquement à basse température, entre 1 K et 10 K, afin de limiter la contribution de $\kappa_{xx,ph}$ en mesurant κ_{xx} .

3.3.1 Supraconducteur s-wave

Nous avons vu au chapitre 2 le comportement bas champ de la conductivité thermique $\kappa_{xx,e}$ dans la limite $T \rightarrow 0$ pour un *s-wave*, complétons à présent cette image jusqu'à H_{c2} (cf. figure 3.6a).

- $H > H_{c2}$: les impuretés étant les seuls diffuseurs d'électrons $l = l_0$, alors la conductivité thermique au-dessus de H_{c2} devrait être constante¹.
- $H \leq H_{c2}$: les vortex occupent la quasi-totalité de l'échantillon tout étant très proches les uns des autres, ils fixent le libre parcours moyen $l = d$, alors la conductivité thermique chute brutalement en-dessous de H_{c2} .

Cette physique est observée dans le Niobium, supraconducteur conventionnel *s-wave* [102]. La conductivité thermique κ_{xx} se révèle être tout à fait précise pour mesurer H_{c2} dans un *s-wave*.

1. Si le matériau considéré est un système à une bande croisant le niveau de Fermi (*i.e.* pas de magnétorésistance thermique)

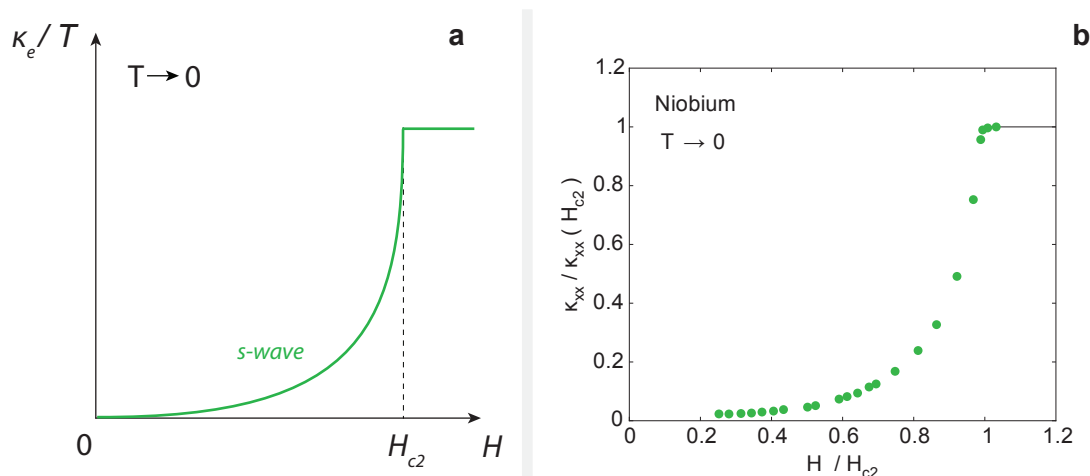


FIGURE 3.6 Pour un supraconducteur *s-wave* dans la limite $T \rightarrow 0$: (**a**) dessin du saut à H_{c2} de la conductivité thermique κ_{xx} ; (**b**) saut à H_{c2} de la conductivité thermique du niobium [102]

3.3.2 Supraconducteur *d-wave*

Nous avons vu au chapitre 2 le comportement bas champ de la conductivité thermique $\kappa_{xx,e}$ dans la limite $T \rightarrow 0$ pour un *d-wave*, complétons à présent cette image jusqu'à H_{c2} (cf. figure 3.7a) [69, 70].

- $H > H_{c2}$: les impuretés étant les seuls diffuseurs d'électrons $l = l_0$, alors la conductivité thermique au-dessus de H_{c2} devrait être constante².
- $H \leq H_{c2}$: les vortex occupent la quasi-totalité de l'échantillon tout étant très proches les uns des autres, distinguons deux cas :
 - i. **limite propre**, *i.e.* $l_0 > d$: les vortex fixent le libre parcours moyen $l = d$, alors la conductivité thermique chute brutalement en-dessous de H_{c2} .
 - ii. **limite sale**, *i.e.* $l_0 < d$: les impuretés fixent le libre parcours moyen $l = l_0$, alors la conductivité thermique ne chute pas abruptement en-dessous de H_{c2} . Cependant κ_{xx} décroît en \sqrt{H} , ce qui permet d'observer tout de même H_{c2} , même si les barres d'erreur sur H_{c2} seront bien entendu plus élevées que dans la *limite propre*.

Cette physique est observée dans le pnicture KFe_2As_2 , supraconducteur *d-wave* [103, 104]. La conductivité thermique κ_{xx} se révèle être tout à aussi précise pour mesurer H_{c2} dans un *d-wave*, bien que la limite propre soit davantage recommandable à l'expérience.

². Si le matériau considéré est un système à une bande croisant le niveau de Fermi (*i.e.* pas de magnétorésistance thermique)

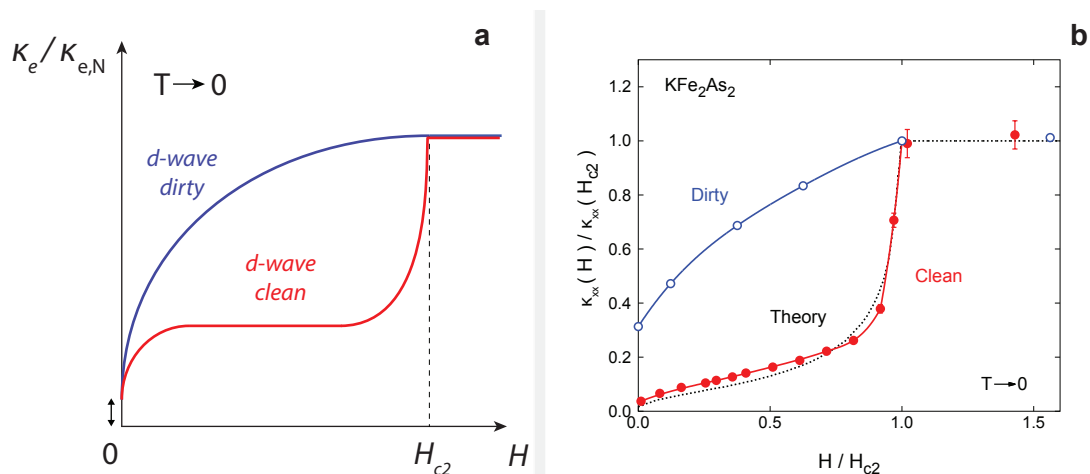


FIGURE 3.7 Pour un supraconducteur *d-wave* dans la limite $T \rightarrow 0$: (**a**) dessin du saut à H_{c2} de la conductivité thermique κ_e (normalisée par $\kappa_{e,N}$ sa valeur dans l'état normal) dans la *limite propre* en rouge, dessin de la saturation à H_{c2} de κ_e dans la *limite sale* en bleu ; (**b**) Conductivité thermique κ_{xx} du pnicture KFe_2As_2 (normalisée par $\kappa_{xx}(H_{c2})$ sa valeur dans l'état normal à H_{c2}), dans la *limite propre* en rouge [103], dans la *limite sale* en bleu [104]

C'est avec ce coefficient thermique que nous allons mesurer pour la première fois le champ magnétique critique H_{c2} dans les cuprates.

3.4 Conductivité thermique longitudinale sous forts champs magnétiques

Une expérience de cuprates aime se faire désirer, la première mesure de H_{c2} par conductivité thermique κ_{xx} dans ces supraconducteurs tarde à voir le jour en raison de leur H_{c2} élevé. En effet, celui-ci ne peut aujourd'hui (en 2015) être mesuré dans un laboratoire conventionnel comme à Sherbrooke où le plus fort aimant est de 20 T. De nombreux voyages dans les laboratoires de champs magnétiques intenses comme au LNCMI à Grenoble et le NHMFL à Tallahassee ont permis de contourner cette difficulté en atteignant des valeurs de 35 – 45 T.

La seconde difficulté est que ces expériences doivent être également réalisées sur des échantillons en *limite propre* afin que la transition à H_{c2} soit la plus abrupte et fiable possible. Nous verrons cependant une expérience en limite sale afin de comparer avec la théorie détaillée dans la partie précédente.

À présent, découvrons ce que sont les premières mesures de conductivité thermique sous champs magnétiques intenses et basse température dans les cuprates *YBCO limite propre*, *Y248 limite propre*, *Tl2201 limite sale*.

3.4.1 Mesures de κ_{xx} dans YBCO

La première expérience de conductivité κ_{xx} sous forts champs magnétiques a été réalisée sur YBCO $p = 0.11$ ($y = 6.54$, $T_c = 61.5$ K) [55]. Il y a plusieurs raisons à cela :

- ce dopage est le plus propre des YBCO sous-dopés, l'ordre des chaînes CuO est parfaitement ortho-II
- ce dopage est *a priori* situé dans la région où la compétition entre la supraconductivité et l'ordre de charge est le plus fort, avec un H_{c2} faible (< 45 T) (hypothèse confirmée par la suite).

C'est en Avril 2012 que la première expérience a eu lieu au LNCMI à Grenoble, à $T = 2$ K la mesure de κ_{xx} sous champ intense reproduit parfaitement le comportement théorique attendu pour un *d-wave propre* avec un $H_{c2} = 22.5 \pm 1$ T comme illustré en figure 3.8a. La même expérience réalisée à $T = 8$ K montre que H_{c2} est relativement constant à $T \ll T_c$ avec $H_{c2} = 23 \pm 2$ T, comme attendu pour un H_{c2} classique de type BCS (cf. figure 3.8b).

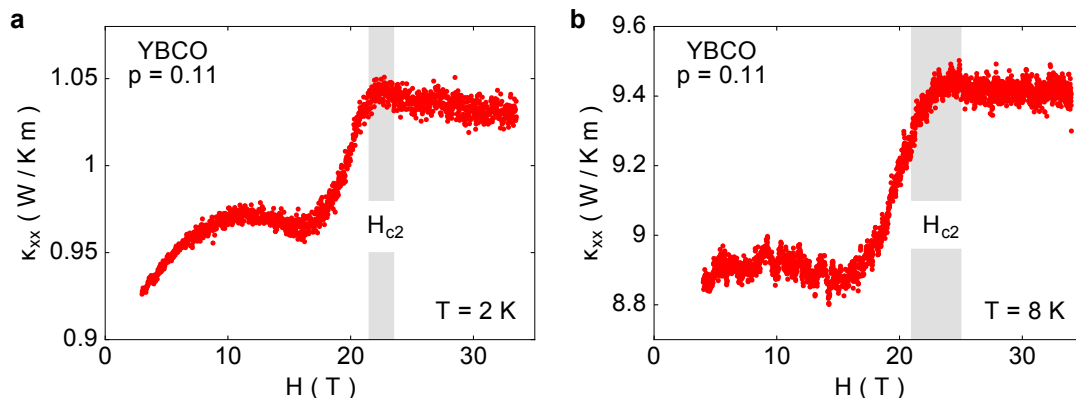


FIGURE 3.8 Conductivité thermique κ_{xx} de YBCO $p = 0.11$ en fonction du champ magnétique [55] : (a) À $T = 2$ K, $H_{c2} = 22.5 \pm 1$ T, la largeur de la bande grise indique les barres d'erreur sur H_{c2} ; (b) À $T = 8$ K, $H_{c2} = 23 \pm 2$ T, la largeur de la bande grise indique les barres d'erreur sur H_{c2}

Cette expérience constitue le *premier résultat fort* de cette étude et la **première mesure directe de H_{c2}** dans les cuprates. Celle-ci montre de manière non-équivoque l'existence de H_{c2} mesurable à des champs magnétiques que l'on peut qualifier de “raisonnables”. Nous verrons comment ce champ critique se compare à H_{vs} sur un même échantillon.

Le saut à H_{c2} dans les isothermes à plus hautes températures se perd dans la conductivité thermique phononique $\kappa_{xx,ph}$ qui domine à présent le signal total. Ainsi les mesures de H_{c2} en κ_{xx} se limitent finalement pour YBCO $p = 0.11$ à $T < 10$ K.

3.4.2 Mesures de κ_{xx} dans Y248

La seconde expérience de conductivité κ_{xx} sous forts champs magnétique a été réalisée sur un cuprate supraconducteur nommé $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ (Y248) [55]. Celui-ci est légèrement différent de YBCO, mais cependant très similaire par sa structure que nous ne détaillerons pas ici mais dont le lecteur peut trouver une revue exhaustive en références [105, 106, 107]. Dans une approximation d'ordre zéro, on assimile Y248 à un YBCO $p = 0.14$ ($T_c = 80$ K). Il y a plusieurs raisons pour lesquelles Y248 est un matériau intéressant pour cette expérience :

- Y248 est stœchiométrique, on ne peut pas rêver plus propre ou plus ordonné comme cuprate
- Y248 possède *a priori* un H_{c2} plus faible que < 45 T (hypothèse confirmée par la suite).

À $T = 1.7$ K la mesure de κ_{xx} sous champ intense reproduit parfaitement le comportement théorique attendu pour un *d-wave propre* avec un $H_{c2} = 44 \pm 2$ T comme illustré en figure 3.9a en comparant cette transition à YBCO $p = 0.11$. La même expérience réalisée à $T = 9$ K montre que H_{c2} est tout à fait constant à $T \ll T_c$ avec $H_{c2} = 44 \pm 2$ T, comme attendu pour un H_{c2} classique de type BCS (cf. figure 3.9b).

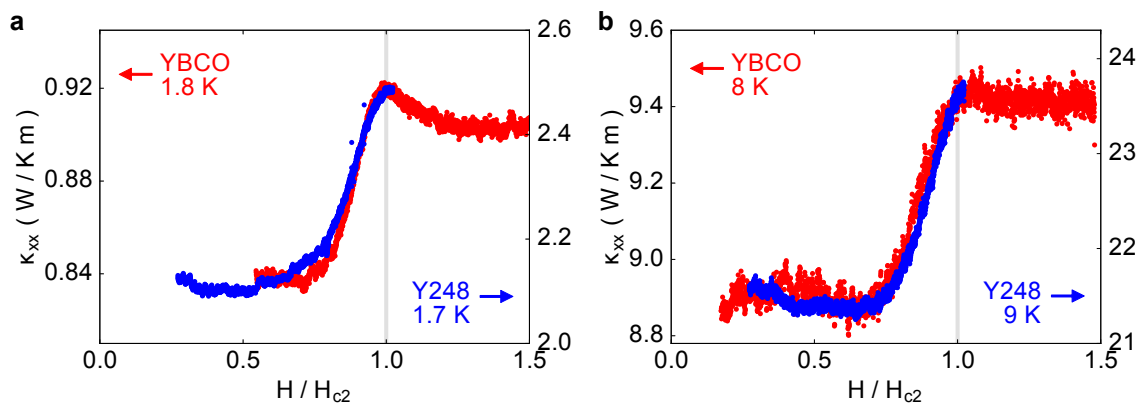


FIGURE 3.9 Conductivité thermique κ_{xx} de Y248 en fonction du champ magnétique, comparée à celle de YBCO $p = 0.11$ [55] : (a) Pour Y248 à $T = 1.7$ K, $H_{c2} = 44 \pm 2$ T; pour YBCO $p = 0.11$ à $T = 1.8$ K, $H_{c2} = 22.5 \pm 1$ T; (b) Pour Y248 à $T = 9$ K, $H_{c2} = 44 \pm 2$ T; pour YBCO $p = 0.11$ à $T = 8$ K, $H_{c2} = 23 \pm 2$ T

Cette expérience est la **seconde mesure directe de H_{c2}** dans les cuprates. Malheureusement l'état normal est à peine accessible au-dessus de H_{c2} étant donné que le plus fort champ magnétique statique sur Terre en 2015 est de 45 T (*l'hybride de Tallahassee*).

Tout comme pour YBCO $p = 0.11$, le saut à H_{c2} dans les isothermes à plus hautes températures se perd dans la conductivité thermique phononique $\kappa_{xx,ph}$ qui domine à présent le signal total. Ainsi

les mesures de H_{c2} en κ_{xx} se limitent pour Y248 à $T < 10$ K.

3.4.3 Mesures de κ_{xx} dans Tl2201

La troisième expérience de conductivité κ_{xx} sous forts champs magnétiques a été réalisée sur le cuprate supraconducteur nommé $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ (Tl2201), en particulier Tl2201 $T_c = 33$ K ($p = 0.25$) [55]. Celui-ci a une structure très différente de YBCO, cependant il permet d'avoir accès à des dopages très sur-dopés dans le diagramme de phase des cuprates, ce que ne permet pas YBCO ($y = 7$ correspond à $p = 0.18$). Nous ne détaillerons pas ici ce matériau mais le lecteur peut trouver une revue exhaustive en référence [108]. Dans une approximation d'ordre zéro, on assimile Tl2201 $T_c = 33$ K à un YBCO $p = 0.25$.

Le problème avec Tl2201 c'est qu'il se situe dans la *limite sale d-wave* par rapport à YBCO. Cependant, la saturation de la conductivité thermique κ_{xx} dans l'état normal permet une mesure fiable de H_{c2} comme illustré en figure 3.10³.

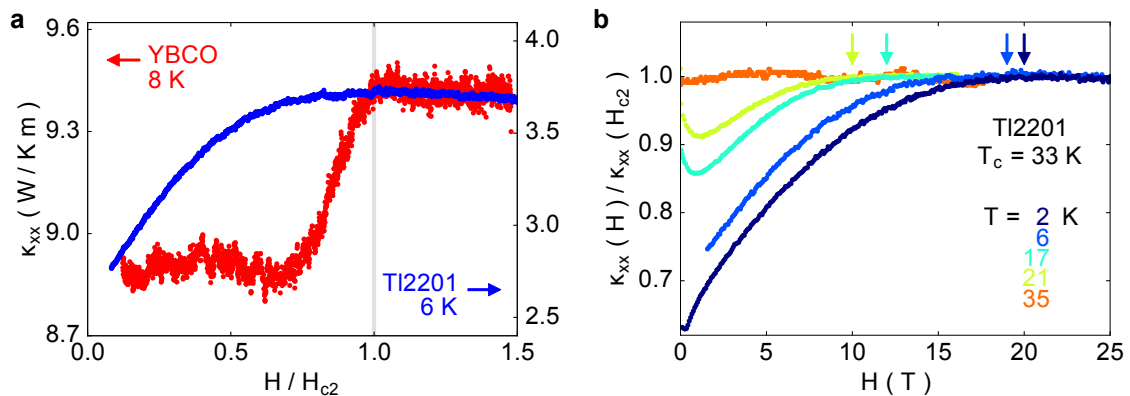


FIGURE 3.10 Conductivité thermique κ_{xx} de Tl2201 $T_c = 33$ T en fonction du champ magnétique, comparée à celle de YBCO $p = 0.11$ [55] : (a) Pour Tl2201 $T_c = 33$ K à $T = 6$ K, $H_{c2} = 19 \pm 2$ T; pour YBCO $p = 0.11$ à $T = 8$ K, $H_{c2} = 23 \pm 2$ T; (b) À différentes températures jusqu'à T_c , les flèches de couleurs indiquent la saturation de la conductivité thermique à H_{c2}

À $T = 6$ K la mesure de κ_{xx} sous champ intense reproduit parfaitement le comportement théorique attendu pour un *d-wave sale* avec un $H_{c2} = 19 \pm 2$ T comme illustré en figure 3.9a en comparant cette transition à YBCO $p = 0.11$.

Pour Tl2201, il est possible de détecter la saturation à H_{c2} mesurant différents isothermes jusqu'à

3. Une mesure de conductivité thermique κ_{xx} en champ magnétique sur un autre dopage de Tl2201 ($T_c = 15$ K) est rapportée par Proust *et al.* [109].

T_c . La raison à cela se trouve être le caractère fortement métallique de Tl2201. Ainsi $\kappa_{xx,e} \gg \kappa_{xx,ph}$ à haute-température et permet une mesure plus ou moins directe de $\kappa_{xx,e}$, comme illustré en figure 3.10b.

3.5 Résistivité électrique sous forts champs magnétiques

À présent qu'un champ magnétique critique caractéristique ressemblant à s'y méprendre à H_{c2} a été mesuré en conductivité thermique κ_{xx} , il serait intéressant de comparer celui-ci avec l'autre champ caractéristique de l'état mixte, c'est-à-dire H_{vs} .

Ainsi de très nombreuses expériences de résistivité ont été menées à forts champs magnétiques au laboratoire de champs pulsés de Toulouse (LNCMI), en collaboration avec le groupe de Cyril Proust, afin de pouvoir comparer aux mêmes dopages H_{vs} et ce que l'on clame être une mesure directe de H_{c2} . Dans un second temps, le reste des dopages de YBCO dont nous disposons ont été mesurés en résistivité ρ_{xx} à forts champs magnétiques afin de connaître $H_{vs}(T = 0)$ pour chacun de ces échantillons. Connaître $H_{vs}(T = 0)$ à tous les dopages de YBCO nous sera fort utile par la suite.

Chacune de ces expériences de ρ_{xx} consiste à mesurer différents isothermes d'un échantillon en-dessous de T_c , comme illustré en figure 3.11a. À la température T , lorsque ρ_{xx} devient non-nul en fonction du champ magnétique, on mesure $H_{vs}(T)$.

Par la suite, sur un diagramme $H - T$, pour les dopages $p \geq 0.15$, on utilise un fit basé sur la formule des références [55, 93, 95] afin d'en extraire alors $H_{vs}(T = 0)$ non-atteignable par l'expérience (cf. figure 3.11b).

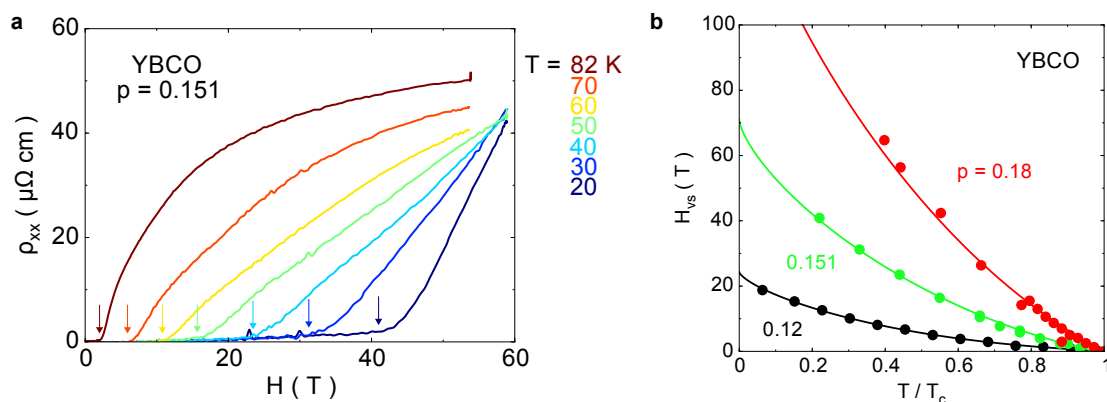


FIGURE 3.11 (a) Résistivité ρ_{xx} en champ magnétique pulsé jusqu'à 60 T dans YBCO $p = 0.151$ ($y = 6.86$, $T_c = 91$ K), les flèches représentent H_{vs} à différentes températures ; (b) Diagramme $H - T$ de H_{vs} pour les dopages $p = 0.12, 0.151, 0.18$, les courbes sont des fits utilisant les formules des références [93, 95], on extrait alors $H_{vs}(T = 0)$ de ces fits

3.6 Diagramme de phase $H - T$

Dans cette section on reporte les $H_{c2}(T)$ obtenus par conductivité thermique κ_{xx} (en rouge en figure 3.12) et les $H_{vs}(T)$ obtenus par résistivité ρ_{xx} (en bleu en figure 3.12) pour YBCO $p = 0.11$, Y248 et Tl2201 $T_c = 33$ K [55]. La courbe bleue représente le fit de H_{vs} détaillé dans les références [55, 93, 95]. La courbe rouge en pointillés est celle de H_{c2} d'un supraconducteur conventionnel qui servira de guide pour l'œil.

Constatons que pour ces trois cuprates **il n'y a pas de liquide de vortex à $T = 0$** , ou en autres termes :

$$H_{vs}(0) = H_{c2}(0) \quad (3.3)$$

Cette égalité représente le *deuxième résultat fort* de cette étude et **démontre de manière non-équivoque qu'il n'existe pas dans les cuprates de vortex liquide quantique** comme attendu dans la théorie de Senthil et Lee [92].

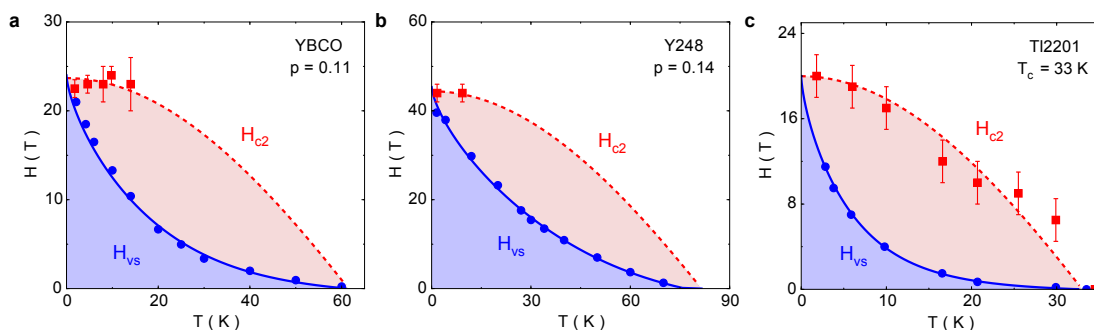


FIGURE 3.12 Diagrammes $H_{c2} - H_{vs} - T$, la zone bleue représente le solide de vortex, la zone rouge le liquide de vortex, la zone blanche l'état normal; les points bleus H_{vs} sont obtenus par résistivités ρ_{xx} , les carrés rouges sont obtenus par conductivité thermique κ_{xx} [55] : (a) de YBCO $p = 0.11$; (b) de Y248; (c) de Tl2201 $T_c = 33$ K

3.7 Diagramme de phase $H_{c2} - p$ et $T_c - p$

À présent, révélons la carte du champ magnétique critique H_{c2} en fonction du dopage p , celui-ci devrait en effet révéler la “force” de la supraconductivité dans le diagramme de phase des cuprates.

Fière de l'égalité 3.3 obtenue dans la partie précédente, nous l'utilisons pour dessiner la carte $H_{c2} - p$, *i.e.* pour les dopages où nous avons mesuré $H_{c2}(T = 0)$ en conductivité thermique κ_{xx} cette valeur est celle dessinée en figure 3.13a; pour les dopages où nous ne disposons que de $H_{vs}(T = 0)$ mesuré en résistivité ρ_{xx} , c'est cette valeur qui sera affichée en figure 3.13a, tout en étant nommée H_{c2} .

Ainsi le diagramme de phase $H_{c2} - p$ à $T = 0$ en figure 3.13a représente le *troisième résultat fort* de cette étude, et démontre que H_{c2} présente un affaissement très prononcé et minimum à $p = 0.12$; tandis que T_c évolue de manière monotone en dopage (avec un léger affaissement à $p = 0.12$ également). La température d'apparition de l'ordre de charge T_{SRO} étant maximale à $p = 0.12$, nous en déduisons que c'est celui-ci qui, en compétition avec la supraconductivité provoque l'affaiblissement du champ magnétique critique H_{c2} en dopage à l'endroit même où il se trouve être le plus robuste.

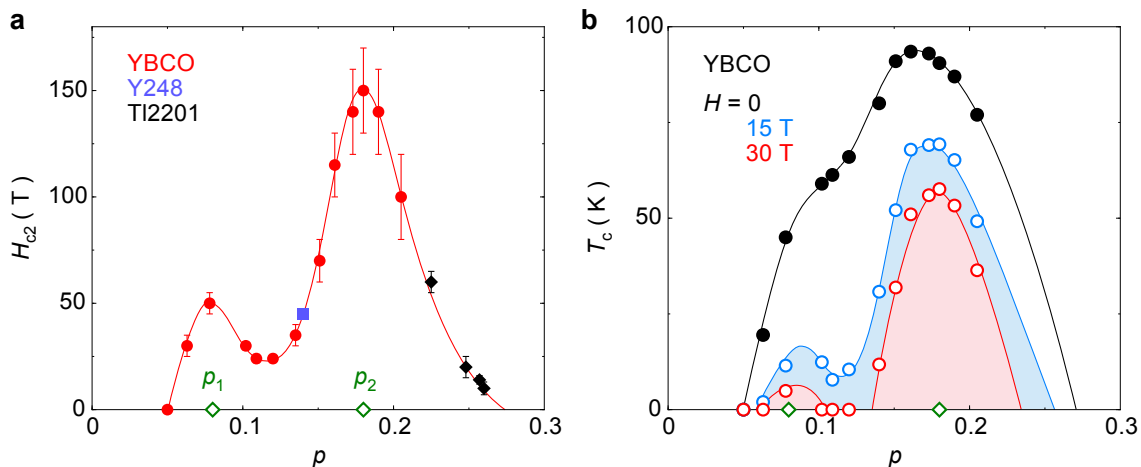


FIGURE 3.13 (**a**) Diagramme $H_{c2} - p$ obtenu par la relation $H_{vs} = H_{c2}$ à $T = 0$, YBCO en rouge, Y248 en bleu; Tl2201 en noir [55]; (**b**) Diagramme $T_c - p$ à différents champs magnétiques (0, 15, 30 T), les diamants verts représentent les points critiques quantiques sous-jacents $p_1 = 0.08$ et $p_2 = 0.18$ [55]

Une autre manière d'observer que la compétition entre ordre de charge et supraconductivité s'amplifie avec le champ magnétique est de mesurer la $T_c(H)$ en dopage à différents champs magnétiques, comme cela est représenté en figure 3.13b. On constate très nettement l'apparition de deux

dômes supraconducteurs centrés sur les dopages $p_1 = 0.08$ et $p_2 = 0.18$ à mesure que H augmente. Ces dopages sont identifiés comme deux points critiques quantiques :

- $p_1 = 0.08$: en-dessous de ce dopage la surface de Fermi subit un retour à type trou, c'est une transition dite de *Lifshitz* [51]. Il n'est pas non plus observé d'ordre de charge en-dessous de ce dopage.
- $p_2 = 0.18$: en-dessous de ce dopage semble apparaître le pseudogap [110, 111] et l'ordre de charge. De plus, la masse effective de la poche d'électrons mesurée par oscillations quantiques semble également diverger en cet endroit du diagramme de phase [54]

On comprend ici que le champ magnétique renforce l'ordre de charge en compétition avec la supraconductivité jusqu'à faire apparaître deux îlots de supraconductivité très distincts.

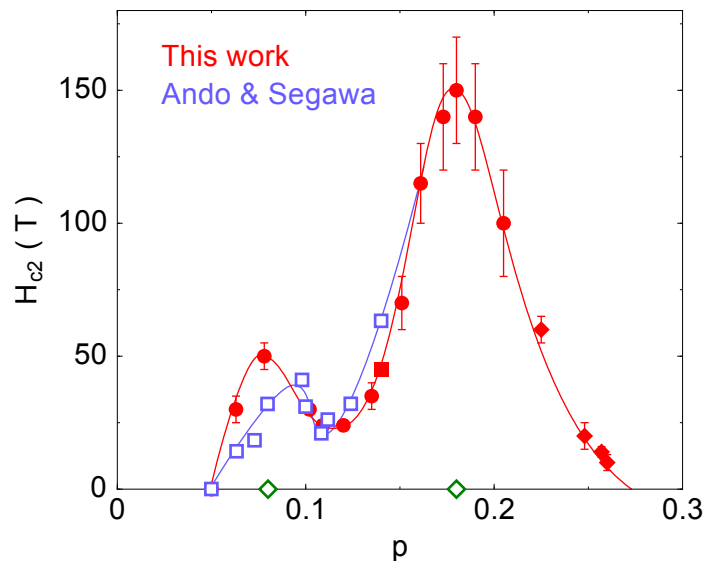


FIGURE 3.14 Diagramme $H_{c2} - p$ à $T = 0$ adapté de [100]. En rouge, les mesures de H_{c2} obtenues dans cette thèse par conductivité thermique et résistivité électrique [55]. En bleu, H_{c2} obtenu par étude des fluctuations supraconductrices en champ nul proche de T_c [101]

Concluons que c'est bien le scénario dit de *compétition de phases* qui remporte cette manche en démontrant que H_{c2} décroît en sous-dopant vers $p = 0.05$ [55, 101], résultat incompatible avec le scénario de paires de Cooper préformées dans le pseudogap. De plus, il est intéressant de noter que la comparaison entre les mesures de H_{c2} obtenues par étude des fluctuations supraconductrices en champ nul proche de T_c [101] donnent un H_{c2} similaire à celui obtenu à fort champ magnétique par conductivité thermique et résistivité (cf. figure 3.14). Cela semblerait alors suggérer que la compétition entre l'ordre de charge et la supraconductivité n'est pas davantage exacerbé par le champ magnétique. En d'autres termes, l'ordre SRO-2D serait le vrai compétiteur de la supraconductivité,

et non l'ordre LRO-3D ?

3.8 Conclusion

À travers l'étude de conductivité thermique longitudinale κ_{xx} et de résistivité électrique ρ_{xx} à forts champs magnétiques présentée dans ce chapitre, nous distinguons trois avancées majeures rapportées dans Grissonnanche *et al.* [55] :

- 1) le transport thermique par κ_{xx} est à ce jour l'unique sonde capable de mesurer de manière **directe** et **non-équivoque** le champ magnétique critique H_{c2} dans les cuprates par sa sensibilité à la diffusion des quasiparticules sur les vortex
- 2) il n'y a **pas de liquide de vortex à température nulle**, *i.e.* $H_{vs}(\mathbf{0}) = H_{c2}(\mathbf{0})$
- 3) le diagramme de phase $H_{c2} - p$ démontre la très forte compétition de l'ordre de charge avec la supraconductivité

En tant qu'expérimentateur, nous retenons également dans ce chapitre une technique précieuse, faisant la part belle aux coefficients thermiques et tout aussi bien applicable à n'importe quel supraconducteur. Sans oublier une carte de route $H_{c2} - p$ utile à tous dans le domaine des cuprates lorsque se pose la question d'expérience à très forts champs magnétiques et d'éliminer la supraconductivité d'un échantillon de cuprate.

Chapitre 4

Un clou de plus dans le cercueil : la loi de Wiedemann-Franz dans les cuprates

Tant il est vrai que la démonstration de la mesure de H_{c2} par la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} est élégante et directe [55], le débat autour de ce champ critique est très ancré dans les rivalités au sein de la communauté des cuprates. Imaginer convaincre l'ensemble des réfractaires à l'idée qu'il n'y ait pas de liquide de vortex à température nulle ou de paires de Cooper préformées au-dessus de T_c (comme nous l'avons conclu au chapitre précédent), et cela par une unique mesure, relève du doux rêve.

C'est ainsi que les travaux présentés dans ce chapitre constituent un prolongement direct des expériences menées dans le précédent. Observer une transition abrupte dans la conductivité thermique ressemblant à s'y méprendre à celle d'une sortie de l'état de vortex à H_{c2} pourrait être associée objectivement à d'autres transitions de phase de systèmes physiques déjà fort complexes comme les cuprates. Dans ce chapitre, nous allons montrer par l'usage d'une loi fondamentale de la physique des matériaux, la loi de Wiedemann-Franz, que l'état au-dessus de H_{c2} est bel et bien l'état normal des cuprates.

4.1 L'état normal des cuprates sous-dopés (!) : les pour

Au survol du premier chapitre, il a peut-être paru au lecteur que la mesure de H_{c2} était des plus convaincantes, tout du moins c'est ce que clame l'argumentaire développé. Nous allons à présent nous poser la question des éléments pouvant conclure une telle évidence en toute objectivité, et peser les pour et les contre de cette étude.

Si nous devons résumer les éléments nous permettant de conclure que l'état normal des cuprates est atteint au-dessus d'un H_{c2} mesurable par conductivité thermique longitudinale κ_{xx} [55] :

- une transition abrupte à H_{c2}
- une saturation de κ_{xx} dans l'état normal dans la limite $T \rightarrow 0$, *i.e.* pas de dépendance en champ de la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} pour $H > H_{c2}$ (cf. figure 4.1a)

En dehors de cette saturation, il faut bien admettre que la nature de la phase au-dessus de ce champ critique reste vague. De plus, comme nous l'avons discuté dans le premier chapitre, l'état normal des cuprates sous-dopés comporte un ordre de charge en compétition avec la supraconductivité (cf. figure 4.1b). Cette situation peu ordinaire dans un système fortement corrélé interroge sur la nature des quasiparticules au delà de H_{c2} . Existe-t-il toujours de la supraconductivité ? Peut-être à courte portée, cet état est-il métallique ? Serait-il isolant, etc ... ?

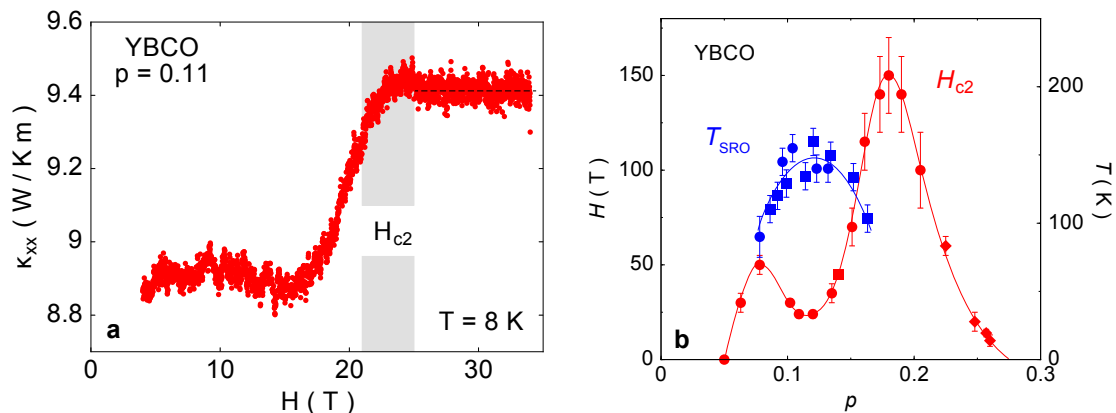


FIGURE 4.1 (a) Conductivité thermique κ_{xx} de YBCO $p = 0.11$ en fonction du champ magnétique à $T = 8$ K, $H_{c2} = 23 \pm 2$ T, la largeur de la bande grise indique les barres d'erreur sur H_{c2} [55], la ligne en pointillé représente la saturation de la conductivité thermique au-dessus de H_{c2} ; (b) Diagramme $H_{c2} - T_{SRO} - p$ de YBCO montrant que H_{c2} est minimum (*i.e.* la force de la supraconductivité la plus faible) là où T_{SRO} est maximale (*i.e.* l'ordre de charge le plus fort) [22, 23, 55]

4.2 L'état normal des cuprates sous-dopés (?) : les contre

Présentons dans cette section les expériences demeurant contradictoires à l'interprétation que nous avons faite au chapitre 3 de la transition mesurée en transport par la conductivité thermique κ_{xx} au champ magnétique que nous avons peut-être nommé impertinemment H_{c2} .

4.2.1 Chaleur spécifique

La première expérience de chaleur spécifique électronique C_{el} à forts champs magnétiques est réalisée par Riggs *et al.* [112] en Floride en 2011 sur un échantillon de YBCO $p = 0.11$. Leur résultat soutient l'absence d'une quelconque transition dans la dite quantité physique jusqu'à 45 T (cf. figure 4.2a), on ne peut plus contradictoire avec les mesures de conductivité thermique longitudinale κ_{xx} mesurant un $H_{c2} = 22 \pm 1$ T [55].

La chaleur spécifique est directement proportionnelle à la densité d'état au niveau de Fermi $N(E_F)$, c'est donc une sonde thermodynamique fondamentale en physique pour l'étude de transition de phases. À une température $T < T_c$, le comportement de celle-ci sera à :

1. $H < H_{c2}$: $C_{el}/T \sim N(E_F) \sim \sqrt{H}$, c'est l'effet Volovik comme détaillé au chapitre 2.
2. $H > H_{c2}$: $C_{el}/T \sim N(E_F) \sim A$, où A est une constante, la chaleur spécifique sature dans l'état normal.

Cependant, Riggs *et al.* ne rapportent aucune saturation de la chaleur spécifique en fonction du champ magnétique, signifiant alors que l'état normal n'est pas atteint à 45 T tandis que κ_{xx} prétend que le contraire en observant une transition abrupte à 22 ± 1 T.

Critiques : la chaleur spécifique étant une mesure thermodynamique, celle-ci est extrêmement pertinente pour la communauté scientifique des cuprates. En revanche, en première critique on peut admettre que les données de chaleur spécifique présentées ici sont extrêmement diffuses, dans les barres d'erreur on peut même envisager que la chaleur spécifique sature à $H > 22$ T (cf. figure 4.2a). De plus, la chaleur spécifique n'est pas sensible à la diffusion des quasiparticules ni donc à la disparition des vortex à H_{c2} ; la conductivité thermique κ_{xx} possède ainsi un avantage considérable sur sa consœur en ce qui concerne la mesure précise de H_{c2} . Pour finir, de récentes mesures de chaleur spécifique sur YBCO $p = 0.11$ réalisées en 2015 par Marcenat *et al.* [114] à Grenoble, rapportent une saturation de la chaleur spécifique à $H \sim 22$ T à $T \rightarrow 0$, contredisant ainsi l'équipe de Tallahassee.

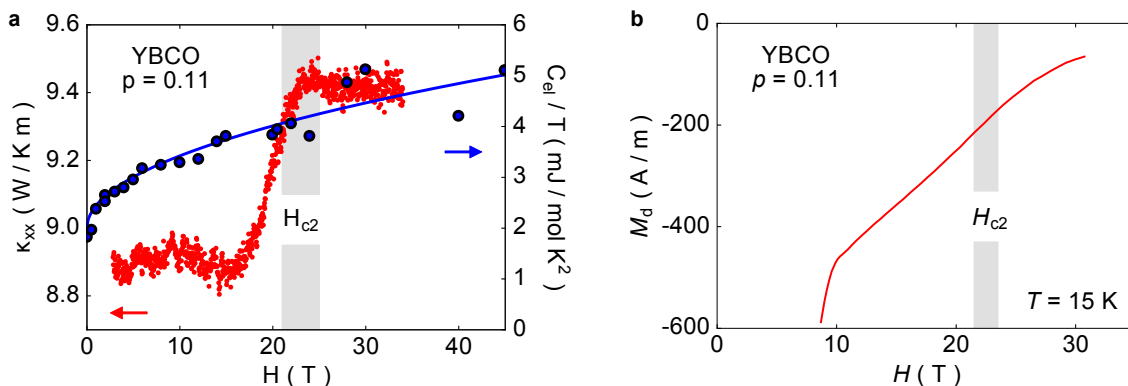


FIGURE 4.2 (a) Conductivité thermique longitudinale κ_{xx} à $T = 8$ K en rouge [55] et chaleur spécifique C_{el}/T en bleu [53] en fonction du champ magnétique pour YBCO $p = 0.11$ (la ligne bleue est un fit en \sqrt{H}); (b) Composante diamagnétique M_d de l'aimantation à $T = 15$ K pour YBCO $p = 0.11$ [113], non-nulle au-delà du champ critique H_{c2} mesuré par κ_{xx} à 22 ± 1 T

4.2.2 Aimantation

Grande sensible au diamagnétisme, l'aimantation est une autre propriété physique de choix pour observer la présence de supraconductivité ou de fluctuations supraconductrices dans un matériau. Le groupe de Princeton dirigé par le professeur Phuan Ong rapporte en 2014 la mesure d'un signal diamagnétique à $H > H_{c2}$ pour YBCO $p = 0.11$, *i.e.* dans l'état normal [113] (cf. figure 4.2b). L'aimantation serait également sensible à l'anomalie observée en conductivité thermique à $H \sim 22 \pm 1$ T, cependant Yu *et al.* ne l'associent pas à une sortie de l'état supraconducteur, mais à une transition d'un état supraconducteur classique *d-wave* à un plus exotique appelé *Pair Density Wave* (PDW) [115], un état possiblement encore non-observé dans un supraconducteur, bien que de très récentes expériences de STM ravivent le sujet [116].

Critiques : l'aimantation est un coefficient complexe et composite. Dans le cas d'un supraconducteur, au minimum il y a une composante diamagnétique et une composante paramagnétique. Cette dernière doit être soustraite à l'aimantation totale pour obtenir la composante diamagnétique. Cette soustraction est dépendante d'un modèle comme expliqué par Yu *et al.* [113]. En revanche, il n'est pas exclu que la composante paramagnétique change d'amplitude lorsque l'ordre de charge dans le système devient longue portée à $H = 18$ T (voir chapitre 1) [38, 39]; ceci n'est pas pris en compte dans le modèle de l'article et la composante diamagnétique extraite peut ainsi être erronée. D'autre part, l'aimantation est particulièrement sensible aux fluctuations supraconductrices, il n'est pas impossible non plus que la très faible composante diamagnétique mesurée par Yu *et al.* à $H > 22$ T provienne simplement de fluctuations supraconductrices classiques dans l'état normal à $H \geq H_{c2}$.

C'est en effet l'interprétation reprise par le groupe de Toronto qui publie récemment une expérience d'aimantation similaire sur YBCO $p = 0.12$ [117].

4.3 Loi de Wiedemann-Franz

Afin de résoudre ces contradictions apparentes entre ces différentes expériences et d'approfondir la nature de la phase au-delà du champ critique mesuré par conductivité thermique longitudinale κ_{xx} , questionnons une propriété fondamentale des métaux, la loi de Wiedemann-Franz (WF) [118]. Cette loi traduit que la conduction de charge et la conduction de chaleur par les quasiparticules sont égales à température $T = 0$ lorsque la diffusion des porteurs est purement élastique :

$$\frac{\bar{\kappa}}{T} = L_0 \bar{\sigma} \quad (4.1)$$

où $\bar{\kappa}$ est le tenseur de conductivité thermique, $\bar{\sigma}$ le tenseur de conductivité électrique et L_0 la constante de Lorenz égale à $\frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e}\right)^2 = 2.44 \cdot 10^8 \Omega \text{ W} / \text{K}^2$.

Cette propriété robuste de la physique du solide ne peut être satisfaite dans un supraconducteur. En effet, les paires de Cooper conduisent l'électricité parfaitement, cependant faisant parti d'un condensat elles ne transportent pas d'entropie, donc pas de chaleur : la loi de WF ne peut être vérifiée pour $T < T_c$ et $H < H_{c2}$.

La loi de WF dans un liquide de Fermi est observée dans deux limites particulières : à $T = 0$ et $T \geq \Theta_D$ ¹. Illustré en figure 4.3, expliquons ici pourquoi cette physique-là :

1. $T \rightarrow 0$: il n'y a pas de phonons, ainsi la diffusion des quasiparticules est purement élastique, **la loi de WF est satisfaite.**
2. $0 < T < \Theta_D$: les phonons sont de fort diffuseurs de quasiparticules, cette diffusion est inélastique, l'électron peut en effet peupler d'autres phonons en transférant une partie de son énergie lorsqu'il est diffusé, **la loi de WF n'est pas satisfaite.**
3. $T > \Theta_D$: toutes les branches de phonons sont peuplées, les électrons diffusent de manière élastique sur les phonons, **la loi de WF est satisfaite.**

Dans ce chapitre, utiliser la loi de WF dans la limite $T \rightarrow 0$ va nous permettre de sonder la supraconductivité dans la phase au-delà du champ critique mesuré par conductivité thermique

1. Θ_D : la température de Debye, généralement de l'ordre de quelques centaines de Kelvin

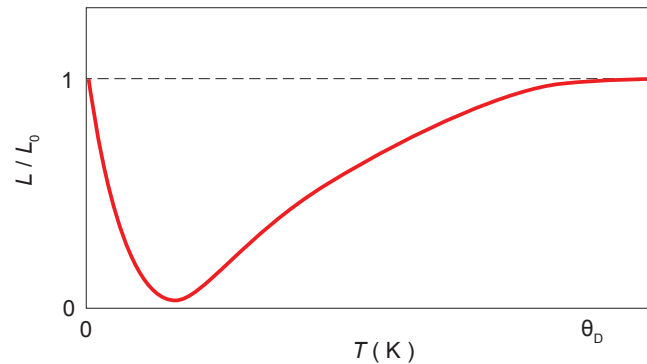


FIGURE 4.3 Nombre de Lorenz $L = \kappa/T\sigma$ normalisé par L_0 en fonction de la température dans un métal. La loi de WF est satisfaite à $T = 0$ et $T \geq \Theta_D$

longitudinale κ_{xx} dans YBCO [55]. Si la loi de WF est satisfaite, il n'y a donc pas de supraconductivité à longue portée dans le matériau, c'est l'état normal.

4.3.1 Loi de Wiedemann-Franz longitudinale

Traditionnellement la loi de WF est mesurée à l'aide de la conductivité thermique κ_{xx} et électrique σ_{xx} longitudinale. La difficulté de cette mesure se manifeste dans ce que les phonons contribuent majoritairement à la conductivité thermique *totale* $\kappa_{xx,tot}$ à $T \neq 0$; or la loi ne concerne que la conductivité thermique *électronique* $\kappa_{xx,e}$. Se placer à très basses températures $T < 100$ mK lors de l'expérience permet de minimiser la contribution phononique de la conductivité thermique, ainsi la conductivité thermique totale devient : $\kappa_{xx,tot} \approx \kappa_{xx,e}$ [103]. En reprenant l'équation 2.6 du chapitre 2, on obtient :

$$\frac{\kappa_{xx,e}}{T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \frac{n\tau e^2}{m^*} = L_0 \sigma_{xx} \quad (4.2)$$

où $\sigma_{xx} = \frac{n\tau e^2}{m^*}$, la conductivité électrique longitudinale du modèle de Drude, qui présuppose la diffusion élastique des électrons à $T = 0$.

Les quantités mesurables pour cette expérience sont la conductivité thermique longitudinale κ_{xx} , ainsi que les résistivités électriques longitudinale ρ_{xx} (et ρ_{yy} si orthorhombique) et transverse ρ_{xy} . On obtient alors $\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}\rho_{yy} + \rho_{xy}^2}$.

La loi de Wiedemann-Franz longitudinale est connue des métaux conventionnels comme le cuivre [119], mais aussi de matériaux plus fortement corrélés comme dans le fermion lourd YbRh_2Si_2 [120].

De nombreux travaux interrogent la loi de Wiedemann-Franz dans les cuprates. Dans les matériaux dopés aux électrons, celle-ci est rapportée dans un premier temps non-satisfaite [121], puis plus tard la crédibilité du résultat sera remis en question [122], en cause le découplage électron-phonon dans la conductivité thermique à basse température. Dans les cuprates sur-dopés en trous, la loi de Wiedemann-Franz est satisfaite dans $\text{Tl}_2\text{201}$ [109], LSCO [44, 123], et $\text{Bi}_2\text{201}$ [124]. Les cuprates sur-dopés étant des liquides de Fermi, donc de bons métaux, ce résultat, bien que fondamental, n'est pas déconcertant.

Tout se complique lorsque l'on questionne le régime sous-dopé en trous des cuprates, où coexistent supraconductivité et ordre de charge. Proust *et al.* [124] rapportent que le test de la loi de Wiedemann-Franz longitudinale échoue dans le cuprate sous-dopé $\text{Bi}_2\text{201}$. Une transition métal-insolant dans le matériau en serait la cause, ou a posteriori la viabilité des mesures électriques serait en cause.

L'absence dans la littérature d'une mesure fiable et directe de la loi de WF dans les cuprates sous-dopés expose une question épineuse demeurant jusqu'ici ouverte.

Dans cette thèse il n'a pas été fait le choix de mesurer la loi de WF longitudinale dans YBCO . En effet, des températures inférieures à 100 mK à 25 T seraient nécessaires pour éliminer la contribution phononique à la conductivité thermique totale. Une telle expérience n'est pas vraiment réalisable aujourd'hui de manière systématique dans les laboratoires de champs magnétiques intenses.

4.3.2 Loi de Wiedemann-Franz transverse

La loi de Wiedemann-Franz transverse est un outil plus difficile d'approche de par la mesure expérimentale complexe de la conductivité thermique de Hall κ_{xy} :

$$\frac{\kappa_{xy}}{T} = L_0 \sigma_{xy} \quad (4.3)$$

Les quantités mesurables pour cette expérience sont la conductivité thermique transverse κ_{xy} , ainsi que les résistivités électriques longitudinales ρ_{xx} (et ρ_{yy} si orthorhombique) et transverse ρ_{xy} . On obtient alors $\sigma_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}\rho_{yy} + \rho_{xy}^2}$.

La loi de WF transverse possède deux avantages par rapport à sa consœur :

- **purement électronique** : contrairement à κ_{xx} , κ_{xy} est une mesure du transport de chaleur par les électrons uniquement, elle n'est pas contaminée par les phonons car ceux-ci n'étant pas chargés ne peuvent être déviés en présence de champ magnétique ; il n'est donc pas nécessaire de se rendre à aussi basse température que pour la loi de WF longitudinale.
- **sensible au signe des quasiparticules** : pour un système à une bande (comme c'est le cas des cuprates), κ_{xy} et ρ_{xy} seront positives si les porteurs sont de type *trou*, et négatives si de type *électron* ; c'est une information supplémentaire par rapport à la loi longitudinale.

La loi de WF transverse a été démontrée dans des métaux conventionnels comme le Cuivre [77], l'Indium [125], mais aussi pour des matériaux fortement corrélés comme CeCoIn₅ [83].

Dédaignant la loi de WF longitudinale pour les raisons exposées dans la section précédente, dans ce chapitre nous déciderons d'investiguer la loi de Wiedemann-Franz transverse dans les cuprates sous-dopés en trous.

4.4 En quête de la loi de Wiedemann-Franz dans les cuprates sous-dopés

Il ne sera pas surprenant de constater que dans ce chapitre le dopage étudié de YBCO se trouve de nouveau être $p = 0.11$; tout d'abord pour sa pureté exceptionnelle, mais aussi puisqu'il est celui interrogé en conductivité thermique [55], en chaleur spécifique [53, 114] et en aimantation [113]. Ainsi, nous avons questionné YBCO $p = 0.11$ à travers une série d'expériences électriques et thermiques en quête du test de la loi de Wiedemann-Franz transverse., détaillons chacune d'entre elles.

4.4.1 Résistivité électrique transverse ρ_{xy}

En premier lieu, nous avons souhaité déterminer la conductivité électrique transverse σ_{xy} . Pour ce faire, la mesure de la résistivité électrique transverse ρ_{xy} de YBCO $p = 0.11$, ainsi que l'effet Hall électrique $R_H (= \rho_{xy}/H)$ ont été réalisés. La physique illustrée en figure 4.4 est similaire à ce que nous avons déjà décrit au chapitre 1. Sans trop nous répéter, observons tout de même que les isothermes deviennent négatifs à basse température, ce qui traduit la reconstruction de la surface de Fermi en température dans YBCO $p = 0.11$. On retient également la valeur de R_H à $T = 0$, *i.e.* $R_H(0) = -11.5 \text{ mm}^3 / \text{C}$, ce qui n'est pas éloigné de la valeur extraite des oscillations quantiques $R_H(0) = 1/(n e) = -14 \text{ mm}^3 / \text{C}^2$.

2. Une telle valeur est obtenue en calculant n la densité de porteurs à partir de la fréquence $F = 540 \text{ T}$ des oscillations quantiques détaillées au chapitre 1.

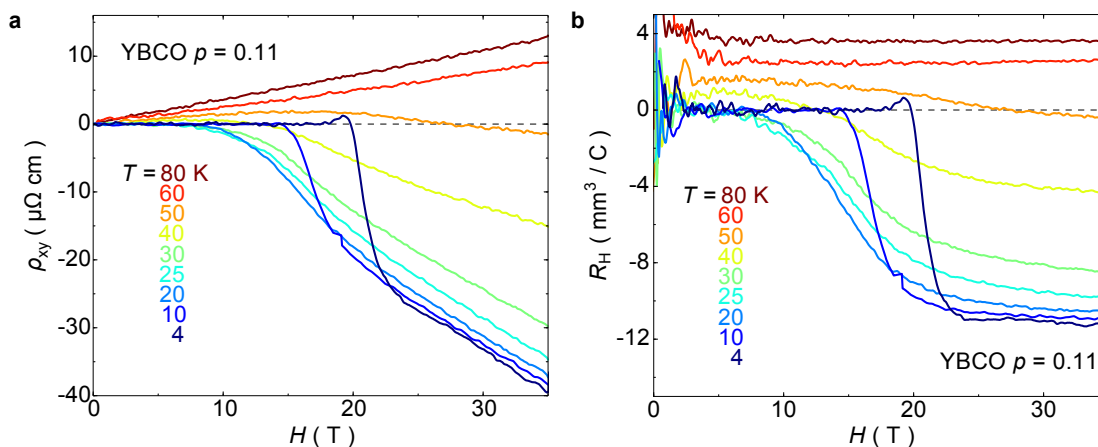


FIGURE 4.4 (a) Résistivité électrique transverse ρ_{xy} en fonction du champ magnétique H à différentes températures dans YBCO $p = 0.11$ [96]; (b) Effet Hall $R_H (= \rho_{xy}/H)$ en fonction du champ magnétique H à différentes températures dans YBCO $p = 0.11$ [96]

4.4.2 Résistivité électrique longitudinale ρ_{xx}

En parallèle des mesures électriques transverses présentées dans la section précédente, une expérience de résistivité longitudinale a été réalisée sur le même échantillon de YBCO $p = 0.11$, comme présenté en figure 4.5. Le terme résiduel de la résistivité $\rho_{xx}(0) = \rho_0 = 4 \mu\Omega\text{cm}$ est la valeur la plus faible rapportée dans un échantillon de YBCO sous-dopé, ce qui montre la grande pureté de l'échantillon en question.

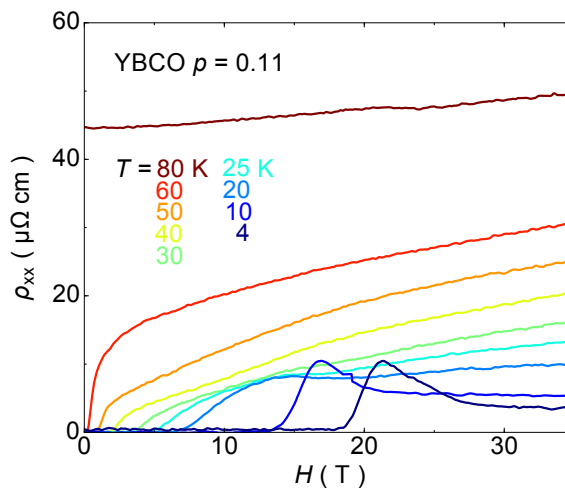


FIGURE 4.5 Résistivité électrique longitudinale ρ_{xx} de YBCO $p = 0.11$

4.4.3 Conductivité électrique transverse σ_{xy}

En regroupant les deux expériences précédentes, on peut calculer la conductivité électrique transverse :

$$\sigma_{xy} = \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}\rho_{yy} + \rho_{xy}^2} \quad (4.4)$$

Nous faisons la supposition que $\rho_{xx} = \rho_{yy}$ (ici $x = a$ et $y = b$) ce qui est le cas à basse température d'après la référence [126]; nous verrons que cela n'a que peu d'importance finalement car en-dessous de 30 K : $\rho_{xx}\rho_{yy} \ll \rho_{xy}^2$.

Ainsi, nous obtenons les données présentées en figure 4.6 montrant de manière inattendue que les isothermes sont superposables les unes aux autres, tandis que les valeurs de ρ_{xx} et ρ_{xy} varient grandement. Ce résultat est-il la conséquence d'un état électronique commun en-dessous de 30 K et au-dessus de 25 T dans ce matériau ? L'ordre de charge LRO [38, 39] ? Cette expérience nous donne une première indication qu'il n'y a pas de supraconductivité résiduelle au-delà de 25 T car dans le cas contraire celle-ci générerait une forte dépendance en température et champ de σ_{xy} .

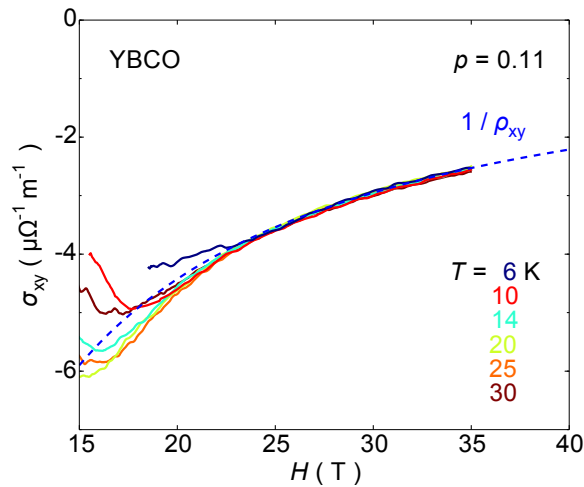


FIGURE 4.6 Conductivité électrique transverse σ_{xy} de YBCO $p = 0.11$, au-delà de $H_{c2} = 22$ T tous les isothermes sont identiques et similaires à $1/\rho_{xy}$ à $T = 0$ (signalé en pointillés bleus) où $\rho_{xy}/H = R_H = -11.5 \text{ mm}^3 / \text{C}$

4.4.4 Conductivité thermique transverse κ_{xy}

L'expérience de conductivité thermique transverse κ_{xy} constitue la clé de voûte de l'étude. Dans ce chapitre nous ne détaillerons pas vraiment la physique de κ_{xy} en fonction de la température et du champ magnétique, ceci sera laissé aux explications du chapitre 5 de cette thèse. En revanche, on peut déjà observer que κ_{xy} en figure 4.7 change de signe à la même température que le fait R_H à forts champs magnétiques (cf. figure 4.4b).

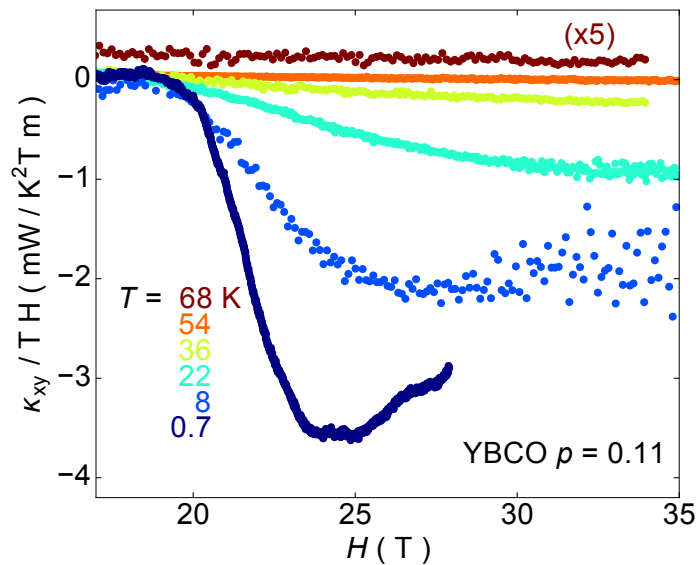


FIGURE 4.7 Conductivité thermique transverse κ_{xy} à forts champs magnétiques au-dessus de H_{c2} dans l'état normal de YBCO $p = 0.11$; tracer κ_{xy}/HT exprime plus clairement la saturation à H_{c2} dans ces courbes

4.5 Loi de Wiedemann-Franz : dépendance en champ magnétique

À présent que nous avons réuni chacun des éléments nécessaires au calcul de la loi de Wiedemann-Franz transverse, un suspens est désormais palpable ... testons-là !

Dans la limite $T = 0$, *i.e.* expérimentalement à $T = 0.7$ K, lorsque l'on trace κ_{xy}/T et $L_0\sigma_{xy}$, on observe qu'immédiatement au-dessus de $H_{c2} = 24 \pm 1$ T que ces deux quantités physiques sont égales : **la loi de WF est satisfaite** [96] (cf. figure 4.8a); résultat d'autant plus clair lorsqu'est tracé le ratio de Lorenz L_{xy} en figure 4.8b.

La première conséquence pour cette observation est que les quasiparticules à $H > H_{c2}$ transportent la chaleur et la charge de la même manière qu'elles le feraient dans un liquide de Fermi

classique. Cela est en accord avec l'observation d'oscillations quantiques [49] et une résistivité en T^2 à basse température [51, 127]. Ce résultat place de fortes contraintes sur la nature de l'état normal des cuprates sous-dopés en présence d'ordre de charge à longue portée dans la phase Pseudogap, *i.e.* pas si exotique cela.

La seconde conséquence concerne la phase supraconductrice. En effet, si la loi de WF est vérifiée au-delà de $H > H_{VS}$, alors il ne peut y avoir de liquide de vortex à $T = 0$, ce qui contredit les résultats de chaleur spécifique [53] et d'aimantation [113] et confirme les mesures de conductivité thermique longitudinale présentées au chapitre 3.

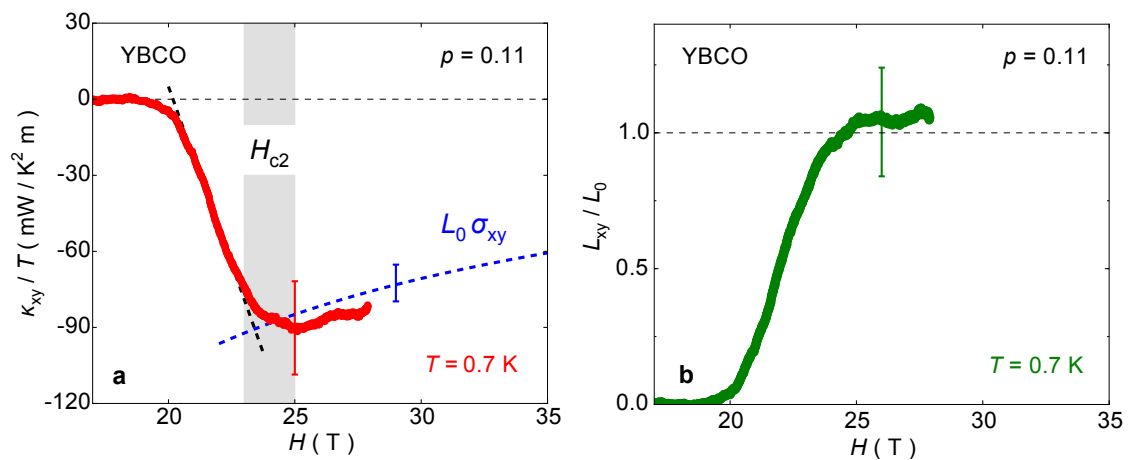


FIGURE 4.8 (a) Conductivité thermique de Hall κ_{xy}/T et $L_0\sigma_{xy}$ en fonction du champ magnétique H dans YBCO $p = 0.11$ à $T = 700$ mK [96], $H_{c2} = 24 \pm 1$ T; (b) Ratio de Lorenz transverse L_{xy} en fonction du champ magnétique H dans YBCO $p = 0.11$ à $T = 700$ mK [96]

Il n'est cependant pas exclu que des fluctuations supraconductrices existent à $H > H_{c2}$ comme rapporté par Chang *et al.* [99] et Tafti *et al.* [100], générant alors le signal diamagnétique mesuré par les deux Yu *et al.*, l'un du groupe de Princeton [113] et l'autre du groupe de Toronto [117]. En revanche, un état exotique comme le *Pair Density Wave* semble être à première vue incompatible avec les résultats de ce chapitre [115, 116].

4.6 Loi de Wiedemann-Franz : dépendance en température

Intéressons-nous à présent à la dépendance en température de la loi de WF. Comme nous l'avons expliqué dans une précédente section, la loi n'est valide que dans la limite $T = 0$ ou bien $T > \Theta_D$. Ainsi il n'est pas surprenant d'observer que L_{xy} / L_0 dévie de 1 très rapidement en augmentant la température (cf. figure 4.9a). En cause, de fortes diffusions inélastiques de petits angles dégradant le courant de chaleur bien plus rapidement que le courant électrique.

L'origine de cette forte diffusion inélastique aux petits angles, *i.e.* de petits vecteurs \mathbf{q} dans la première zone de Brillouin, trouve une possible origine dans la topologie de la surface de Fermi reconstruite par l'ordre de charge LRO. En effet, composée d'une poche d'électrons (comme déjà discuté longuement au chapitre 1) et de possiblement deux poches de trous de plus petites tailles [128, 129], la diffusion aux petits vecteurs d'onde \mathbf{q} pourrait venir d'une intense diffusion entre les pointes de la poche d'électrons et celles de trous. Ceci engendrerait alors la forte dépendance de L_{xy} en température.

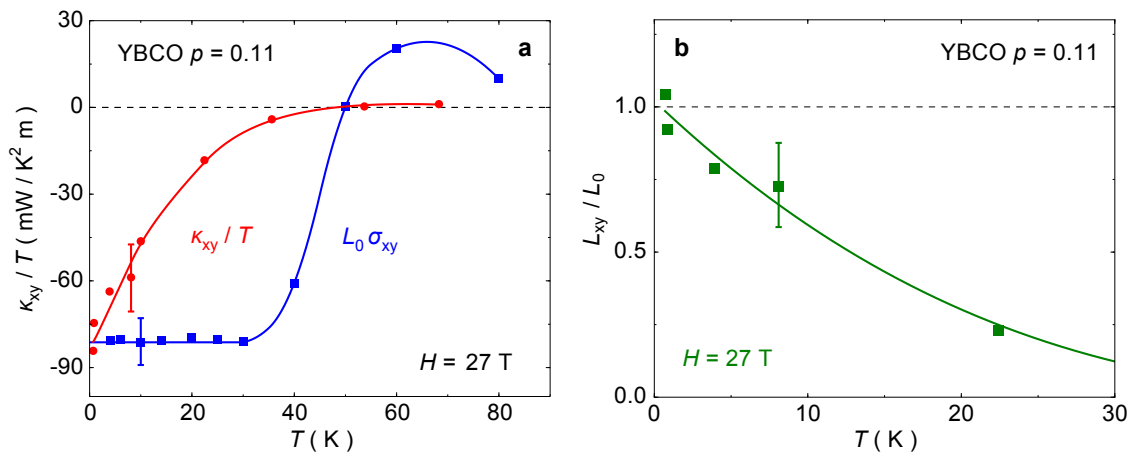


FIGURE 4.9 (a) Conductivité thermique de Hall κ_{xy}/T et $L_0\sigma_{xy}$ en fonction de la température T dans YBCO $p = 0.11$ à $H = 27$ T [96]; (b) Ratio de Lorenz transverse L_{xy} en fonction de la température T dans YBCO $p = 0.11$ à $H = 27$ T [96]

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons confirmé l'existence du champ critique H_{c2} et l'absence de liquide de vortex à $T = 0$ dans les cuprates en complément de l'étude de conductivité thermique longitudinale précédemment présentée au chapitre 3. La loi de Wiedemann-Franz est ainsi satisfaite à $H > H_{c2}$, ce qui impose que l'état normal des cuprates sous-dopés, bien qu'en présence d'ordre de charge à longue portée et dans la phase Pseudogap, doit satisfaire cette loi fondamentale des liquides de Fermi, marginalisant ainsi bon nombre de théories plus exotiques comme le *Pair Density Wave* [115, 116].

Chapitre 5

Cachée dans la phase supraconductrice : la reconstruction de la surface de Fermi

Depuis le début de cette thèse nous étudions comment la supraconductivité est affectée par son petit frère ordre de charge qui cherche à s'imposer comme phase dominante [55, 96]. Ainsi, de corrélations électroniques peuvent émerger deux ordres en compétition. Cependant en champ nul la supraconductivité est un phénomène longue portée, alors que l'ordre de charge ne saurait couvrir que quelques cellules unités tout au plus. Lors du chapitre 1 la preuve nous a été donnée qu'en affaiblissant suffisamment la supraconductivité, les modulations de charge bidimensionnelle à courte portée en champ nul, que nous avons appelées **SRO-2D**, peuvent devenir longue portée en acquérant une cohérence tridimensionnelle au-dessus d'un champ magnétique H_{3D} [38, 39], nous l'avons nommé **LRO-3D**.

Dans ce chapitre nous allons adopter une approche toute particulière pour étudier l'ordre charge en se basant sur le concept de symétries brisées. Une transition de phase peut briser une ou plusieurs symétries, ce qui a pour conséquence inexorable de transformer la première zone de Brillouin (PZB) et donc d'engendrer la reconstruction de la surface de Fermi (**RSF** : *Reconstruction de la Surface de Fermi*). Ainsi sonder la surface de Fermi d'un matériau peut révéler les symétries imposées aux électrons. L'ordre de charge étudié ici brise la symétrie de translation de part son vecteur d'onde Q_{CO} , ainsi que la symétrie de rotation. Or il existe aujourd'hui de nombreuses incohérences en ce qui concerne la nature de la surface de Fermi (**SF**) des cuprates sous-dopés et le débat se résume encore à "mon expérience est correcte revoit la tienne" [45, 46, 48, 49, 50, 51, 52, 54]. Dans ce chapitre nous allons montrer comment l'effet Hall thermique se présente comme une sonde unique et conciliante pour déterminer la surface de Fermi des cuprates, cela profondément dans l'état supraconducteur à $H = 0$ jusque dans l'état normal à $H > H_{c2}$.

5.1 Quelle surface de Fermi pour les cuprates sous-dopés en trous ?

Dans le régime sous-dopé des cuprates, les oscillations quantiques [49, 52, 54], l'effet Hall électrique [50, 51] et l'effet Seebeck [52, 57, 130] à **basse température** et à $H > H_{c2}$ révèlent une petite surface de Fermi de type **électron** (cf. figure 5.1b). Tandis que le STM [46, 48] et l'ARPES [45] à **toutes températures** et $H = 0$ mesurent une surface de type **trou** (cf. figure 5.1a); nous renvoyons le lecteur à la partie 1.6.2 pour davantage d'informations. *A priori* ces expériences semblent se contredire.

La poche d'électrons mesurée à forts champs magnétiques dans l'état normal est aujourd'hui indissociable de l'ordre de charge dans le diagramme de phase. Cependant, il semble à l'heure actuelle impossible de distinguer si celle-ci apparaît en champ magnétique à la transition observée par RMN à H_{NMR} [18, 35, 37], ultrason à $H_{\text{ultrasound}}$ [36] et rayons-X à $H_{3\text{D}}$ [38, 39], ou alors en champ nul sous la température T_{SRO} lors l'apparition des modulations de charge à courtes portées SRO-2D mesurées par rayons-X [19, 21, 20, 22, 23] (cf. figure 1.8a).

En d'autres termes, si l'ordre de charge dans les cuprates brise la symétrie de translation avec son vecteur Q_{CO} , ainsi que la symétrie de rotation comme nous le savons (cf. chapitre 1), une question demeure : celles-ci sont-elles brisées en champ nul par les modulations de charge SRO-2D ? Ou bien lorsque l'ordre de charge devient longue portée LRO-3D en champ magnétique à $H_{3\text{D}}$? En bref, la surface de Fermi des cuprates sous-dopés en champ nul est-elle de type *trou* ou de type *électron* ?

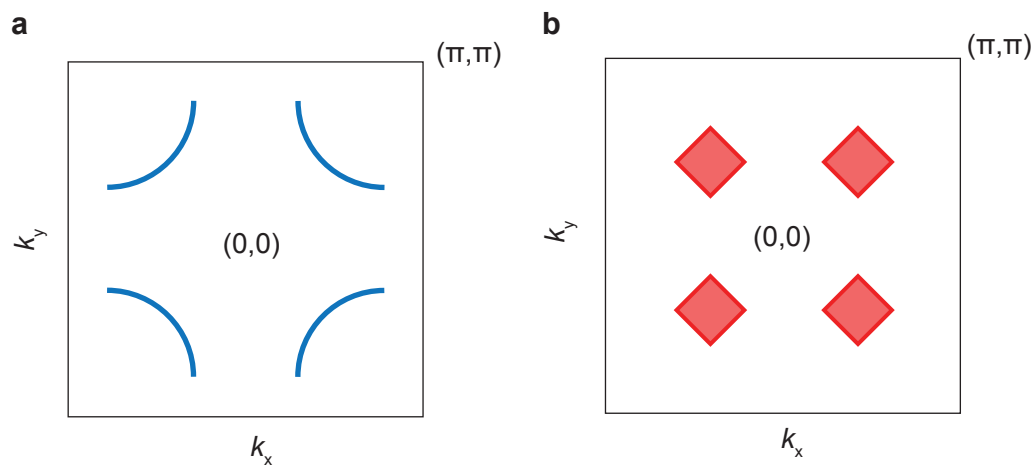


FIGURE 5.1 Dessins des différentes surfaces de Fermi des cuprates sous-dopés représentées dans la PZB : (**a**) Arcs de Fermi de type *trou* (en bleus) mesurés à $H = 0$ par ARPES et STM [45, 46, 48]; (**b**) Poche d'électrons (en rouge) mesurée à $H > H_{c2}$ en oscillations quantiques, en effet Hall électrique et Seebeck [49, 50, 51, 52, 54, 57, 130]

5.2 L'effet Hall thermique : one probe to rule them all

Afin de statuer sur les questions posées dans la partie précédente, l'effet Hall électrique semble être une sonde de choix pour démasquer le signe des quasiparticules à $H \simeq 0$. En effet, si $R_H > 0$ la SF est de type *trou*, si $R_H < 0$ la SF est de type *électron*. Quoi de plus simple ? Le problème c'est que les paires de Cooper court-circuitent les coefficients de transport électrique comme R_H jusqu'à H_{vs} , ainsi à $H < H_{vs}$: $R_H = 0$, c'est une quantité physique muette.

C'est pour cette raison que nous nous tournons vers l'effet Hall thermique κ_{xy} dans ce chapitre. Ce coefficient de transport est sensible au signe des quasiparticules comme l'effet Hall électrique¹, tout en étant non-nul sous T_c et H_{c2} . Nous pouvons alors caresser l'espoir de mesurer l'évolution de la SF de $H = 0$ à $H > H_{c2}$ à l'aide de la conductivité thermique transverse κ_{xy} . Ainsi, si $\kappa_{xy} > 0$ la SF est de type *trou*, si $\kappa_{xy} < 0$ la SF est de type *électron*.

Pour davantage d'informations sur l'effet Hall thermique et en particulier ce qui concerne l'évolution de κ_{xy} en fonction de la température T et du champ magnétique H , nous renvoyons le lecteur à la partie 2.3 du chapitre 2.

5.3 Quelle surface de Fermi à $H = 0$?

Le signe de l'effet Hall thermique reflète la nature des quasiparticules que ce soit à $T > T_c$ ou $T < T_c$; qu'en est-il de la SF des cuprates à $H \simeq 0$?

La première mesure de conductivité thermique transverse sur un échantillon de YBCO sur-dopé $p = 0.18$, donne pour résultat un $\kappa_{xy} > 0$ pour $H \sim 0$ (cf. figure 5.2a). En effet, à ce dopage il n'est connu aucune modulation de charge ni de reconstruction de la surface de Fermi. Ainsi cette mesure reflète bien la grande surface de Fermi de type *trou* du régime sur-dopé (cf. figure 5.2b en bleu); c'est ici notre échantillon témoin sans RSF pour le reste de l'étude.

Dans le but de connaître la SF des cuprates sous-dopés à $H \simeq 0$, nous avons mesuré la conductivité thermique transverse sur deux échantillons sous-dopés : $p = 0.11$ et $p = 0.12$. La figure 5.2a montre que les trois dopages $p = 0.11, 0.12, 0.18$ possèdent une évolution de κ_{xy} quasi-identique en température : $\kappa_{xy} > 0$ pour $T < T_c$ (sauf proche de T_c pour $p = 0.11$ et $p = 0.12$ comme nous l'expliquons ci-dessous) et piquant à $T_c/2$. Cette expérience exprime le *premier résultat fort* de ce chapitre : **la surface de Fermi des cuprates sous-dopés est de type *trou*, elle n'est pas reconstruite par les modulations de charges SRO-2D à $H = 0$, la symétrie de translation n'est pas**

1. Contrairement à κ_{xx} , κ_{xy} est aussi purement électronique

brisée en champ nul par Q_{CO} . Si la SF est de type *trou*, elle est alors compatible avec les arcs de Fermi mesurés par ARPES et STM [45, 46, 48] comme nous avons décidé de le représenter en dessin dans à la figure 5.2b.

D'autres mesures pour des dopages de YBCO compris entre $0.08 < p < 0.16$ (voir leurs détails en annexe B) démontrent que ce résultat reste valide partout où l'ordre de charge est observé.

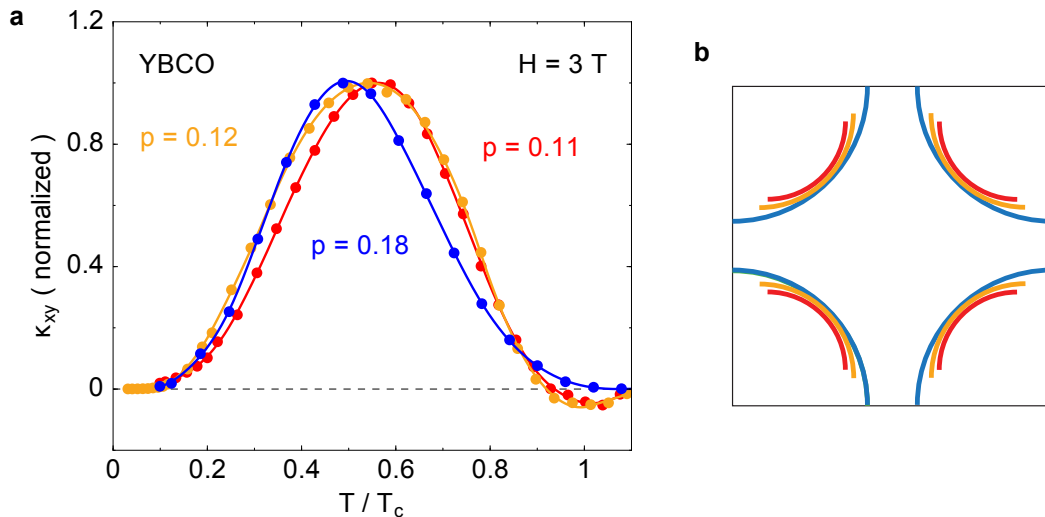


FIGURE 5.2 (a) κ_{xy} normalisé par la hauteur du pic à $T_c/2$, tracé en fonction de la température T normalisée par $T_c(H)$ (température critique au champ H , ici $H = 3$ T). Les deux dopages sous-dopés, $p = 0.11$ et $p = 0.12$, ainsi que l'échantillon sur-dopés $p = 0.18$ montrent chacun $\kappa_{xy} > 0$ sous $T_c(H)$, reflétant la courbure positive de la surface de Fermi en champ $H \sim 0$, *i.e.* une surface de Fermi de type *trou* [79]; (b) Schémas des SF reflétant le signe positif de κ_{xy} dans la figure a. Le code couleur est le même qu'en figure a. Les mesures de κ_{xy} ne permettent pas de distinguer si la SF sous-dopée est faite d'arc de Fermi ou d'une poche de trous similaire à celle sur-dopée. Le choix de représenter les arcs tient de la cohérence avec l'ARPES et le STM [45, 46, 48]

Revenons sur l'observation faite ci-dessus que κ_{xy} devient légèrement négatif proche T_c , uniquement pour les échantillons sous-dopés (cf. figure 5.2a). En figure 5.3a, le minimum négatif est indiqué par une flèche. En traçant ce minimum en température en fonction du champ magnétique appliqué sur l'échantillon (cf. figure 5.2b,c) on constate que celui-ci représente la température critique supraconductrice au champ H , *i.e.* $T_c(H)$, *i.e.* ce n'est qu'en-dessous de cette température que commence le régime supraconducteur. C'est donc une mesure fiable de H_{c2} proche de T_c !

À présent, pourquoi donc l'effet Hall thermique devient négatif à $H \simeq 0$ s'il n'y a pas de reconstruction de la surface de Fermi à *longue portée* ? Les deux derniers mots de cette question ont toute leur importance. En effet, l'explication tient du fait que des modulations d'ordre de charge existent en-dessous de T_{SRO} de longueur de corrélation ξ_{ab} et que celles-ci doivent être comparées au

libre parcours moyen des quasiparticules l :

- **état normal, à $T > T_c$** : $\xi_{ab} > l$, les quasiparticules observent un environnement local où la symétrie de translation est brisée, il y a RSF à courte portée, la SF est localement de type *électron* (cf. figure 5.9a).
- **état supraconducteur, à $T < T_c$** : $\xi_{ab} \ll l$ [62, 63], les quasiparticules transportent la charge ou la chaleur sans diffusion sur des distances supérieures à la taille des domaines de cohérence des modulations de charges SRO-2D, la symétrie de translation n'est pas brisée, il n'y a pas de RSF, la surface de Fermi est de type *trou* (cf. figure 5.9b).

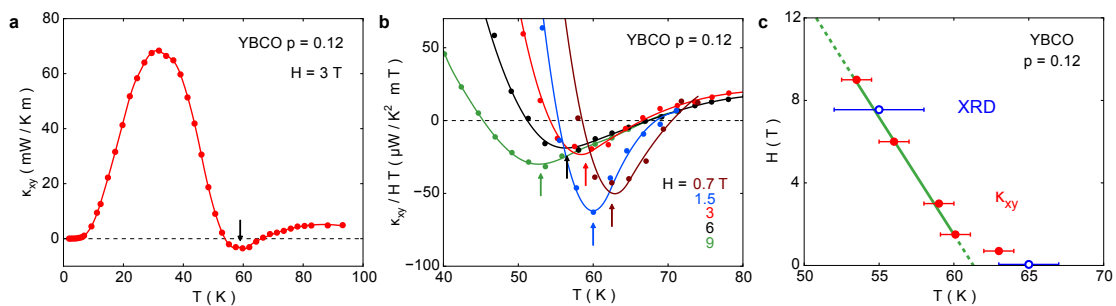


FIGURE 5.3 (a) κ_{xy} fonction de T à $p = 0.12$ et $H = 3$ T. En refroidissant sous 100 K, la décroissance négative autour ~ 60 K est une signature de la RSF causée par les modulations de charges à courte portée sous T_{SRO} quand le libre parcours moyen l des quasiparticules est très court. Lorsque l augmente dramatiquement sous T_c [62, 63] (cf. figure 2.7), κ_{xy} redevient immédiatement positif (indiqué par la flèche noire). Cela montre que la SF n'est pas reconstruite à longue portée à ces faibles champs. Un long libre parcours moyen sous T_c se moyenne sur la courte longueur de corrélation ξ_{ab} des modulations de l'ordre charge et la symétrie de translation n'est pas brisée sur ces échelles de longueur ; (b) κ_{xy} fonction de la température à différents champs magnétiques, les flèches indiquent le minimum de κ_{xy}/TH à $T_c(H)$; (c) Minimums de κ_{xy}/T à $T_c(H)$ de la figure b en rouge. En bleu, les maximums de l'intensité des rayons X de la figure 1.10 correspondant également à $T_c(H)$. La ligne verte représente H_{c2} .

Nous concluons dans cette partie que la symétrie de translation n'est pas brisée à longue portée en champ nul par les modulations de charges SRO-2D [79]. La surface de Fermi n'est pas reconstruite et se trouve être de type *trou*, comme dans le régime sur-dopé ; ce résultat appuie l'existence des arcs de Fermi mesurés par ARPES et STM [45, 46, 48] (cf. figure 5.2b).

5.4 Quelle surface de Fermi à $H > H_{c2}$?

Dans cette section, abordons la question de la surface de Fermi dans l'état normal à $H > H_{c2}$ dans le régime sous-dopé des cuprates. Bien évidemment, cette question connaît une réponse explicite depuis 2007 [49] et nous en avons longuement parlé dans les chapitres précédents, la SF est une poche d'électrons de fréquence ~ 530 T. L'effet Hall électrique R_H change de signe en fonction de la température à de tels champs magnétiques (cf. figure 1.19c,d). Nous avons vu au chapitre 4 que l'effet Hall thermique κ_{xy} subit la même transformation à la même température (cf. figure 4.9a), et satisfait de plus la loi de Wiedemann-Franz à $T = 0$.

Ainsi, en figure 5.4, il est montré pour les dopages $p = 0.11$ et $p = 0.12$ que la conductivité thermique transverse κ_{xy} reflète à :

- $H \simeq 0$: une surface de type *trou*
- $H > H_{c2}$: une surface de type *électron*

Il est alors légitime de se poser la question de savoir s'il n'existerait pas un champ magnétique seuil auquel la surface de Fermi passe de l'un à l'autre ?

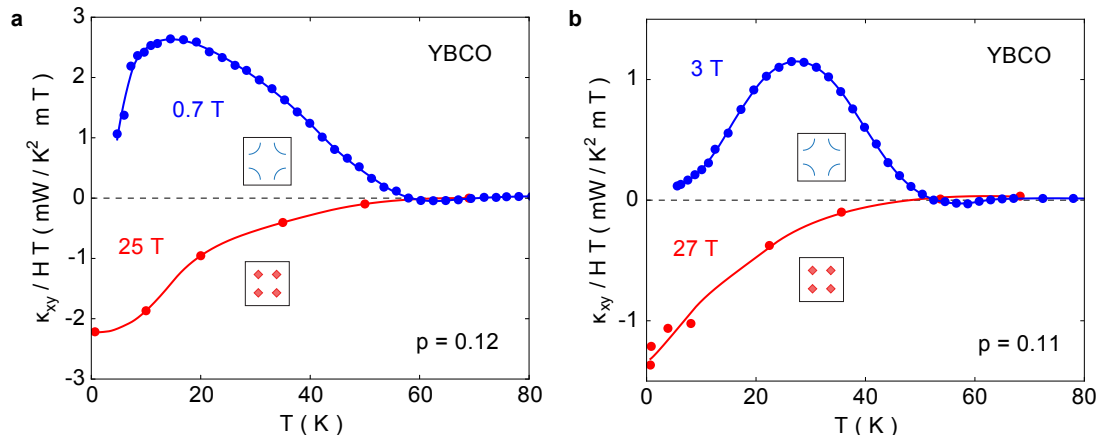


FIGURE 5.4 κ_{xy} fonction de la température T à $H \simeq 0$ (en bleu) et $H > H_{c2}$ (en rouge) [79]. La surface de Fermi reflétée par κ_{xy} à $H \simeq 0$ est de type *trou*, à $H > H_{c2}$ de type *électron* comme déjà rapporté par R_H et Seebeck dans YBCO [50, 51, 52, 57, 130] (**a**) Dopage $p = 0.12$ ($y = 6.67$, $H_{c2}(0) = 25 \pm 1$ T); (**b**) Dopage $p = 0.11$ ($y = 6.54$, $H_{c2}(0) = 24 \pm 1$ T), $\kappa_{xy}(0)$ satisfait la loi de Wiedemann-Franz (cf. chapitre 4) [96]

5.5 Un champ seuil de reconstruction de surface de Fermi : H_{RSF}

La question posée en toute fin de la section précédente est des plus pertinentes, osons le dire ; cependant montrons ici combien.

À $T < T_c$, en balayant en champ magnétique un échantillon de YBCO :

- **sur-dopé**, soit $p > 0.16$: κ_{xy} demeure positif jusqu'à très fort champ magnétique avec un comportement typique d'un matériau en limite propre (cf. figure 5.5a)². Cette mesure montre que la nature de la surface de Fermi, de type *trou* ici, ne change pas en champ magnétique. C'est encore une fois un échantillon que nous prendrons témoin pour le comparer aux autres dopages.
- **sous-dopé**, soit $p < 0.16$: κ_{xy} est également positif et suit le même comportement que l'échantillon sur-dopé à faible champ magnétique (cf. figure 5.5a). Cependant, à un certain champ magnétique que l'on nomme H_{RSF} , κ_{xy} passe de positif à négatif, comme le montrent les figures 5.5a,b. H_{RSF} serait donc *le champ seuil de reconstruction de la surface de Fermi*.

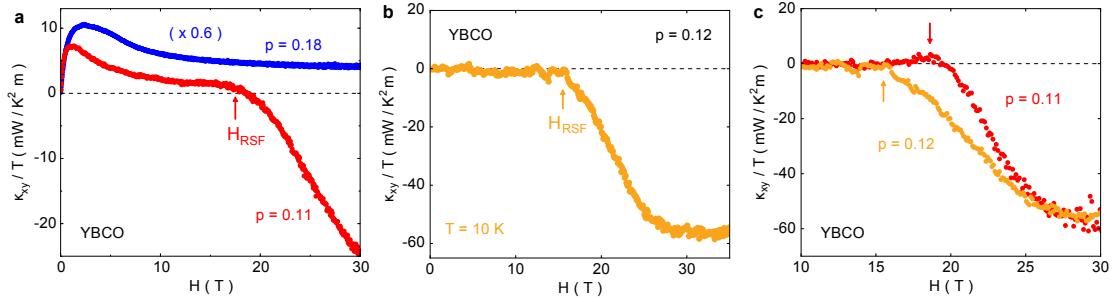


FIGURE 5.5 κ_{xy} fonction du champ magnétique H [79] (**a**) En bleu, le dopage sur-dopé $p = 0.18$ ($H_{c2}(0) = 150 \pm 20$ T) à $T = 35$ K ; κ_{xy} est positif jusqu'à fort champ, reflétant la bien connue SF sur-dopée de type *trou*. En rouge, le dopage sous-dopé $p = 0.11$ ($H_{c2}(0) = 24 \pm 1$ T) à $T = 22$ K, positif jusqu'à un certain champ $H_{RSF} = 17.5 \pm 1$ T annonçant la RSF pour $H > H_{RSF}$; (**b**) Dopage $p = 0.12$ ($y = 6.67$, $H_{c2}(0) = 25 \pm 1$ T) à $T = 10$ K, on observe un $H_{RSF} = 15.5 \pm 0.5$ T ; (**c**) Comparaison des dopages $p = 0.11$ à $T = 8$ K (rouge) et $p = 0.12$ à $T = 10$ K (orange), les flèches indiquent H_{RSF}

En figure 5.5c on observe que H_{RSF} est plus faible à $p = 0.12$ qu'à $p = 0.11$ ce qui traduit que le phénomène engendrant la RSF est plus robuste à $p = 0.12$ qu'à $p = 0.11$. De plus, pour ces deux dopages, $H_{RSF} < H_{c2}$, la RSF a lieu à l'intérieur de la phase supraconductrice, expliquant ainsi les raisons pour lesquelles cette transition demeurerait invisible des mesures de transport jusqu'à présent.

Le deuxième résultat fort de ce chapitre se trouve être que **la reconstruction de la surface de**

2. Comme décrit à la partie 2.3 du chapitre 2

Fermi apparaît à un champ magnétique seuil bien défini H_{RSF} au-delà duquel la symétrie de translation est brisée à longue portée. Ceci explique les résultats des différentes sondes expérimentales considérées : l'ARPES et le STM mesureraient la SF à $H < H_{\text{RSF}}$, alors que les oscillations quantiques et l'effet Hall R_H négatif serait une mesure de la SF au-dessus de $H > H_{\text{RSF}}$. Cette expérience permet de concilier pour la première fois des résultats expérimentaux qui semblaient être en forte contradiction depuis la découverte des oscillations quantiques en 2007 [49], c'est-à-dire depuis que nous savons que les cuprates sous-dopés possèdent eux aussi une SF.

Nous tenterons de comprendre l'origine de ce champ H_{RSF} dans les sections suivantes.

5.6 Une température seuil de reconstruction de surface de Fermi : T_{RSF}

De même qu'un champ magnétique seuil H_{RSF} existe, une température seuil T_{RSF} doit également pouvoir refléter de manière précise l'avènement de la RSF selon cet axe physique.

C'est vers l'effet Hall électrique R_H cette fois-ci que nous nous tournons. Pour un échantillon de YBCO $p = 0.11$, une expérience menée à $H = 10 \text{ T} < H_{\text{RSF}}$ et à $H = 35 \text{ T} > H_{\text{RSF}}$ montre que R_H change de positif à négatif à une certaine température seuil T_{RSF} correspondant à la température de l'ordre de charge LRO observé par RMN [18, 35], *i.e.* $T_{\text{NMR}} = 57 \pm 5 \text{ K}$ (cf. figure 5.6). À la même température apparaît l'anomalie dans les ultrasons [36] et le précurseur de l'ordre de charge LRO-3D mesuré par rayons-X [39] comme rapporté au chapitre 1.

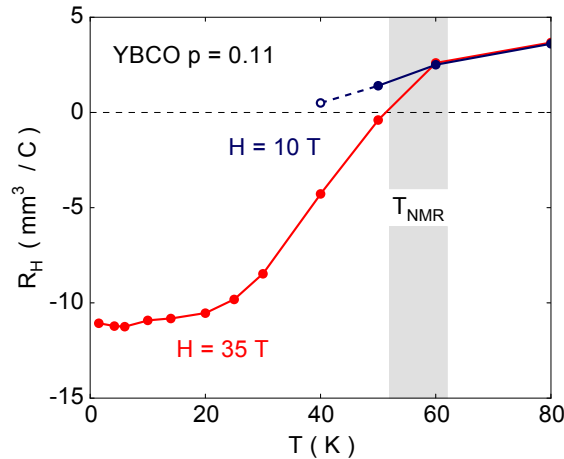


FIGURE 5.6 R_H fonction de la température T de YBCO $p = 0.11$ tracé à $H = 10 \text{ T} < H_{\text{RSF}}$ et à $H = 35 \text{ T} > H_{\text{RSF}}$ [79]. En dessous de $T_{\text{RSF}} = T_{\text{NMR}} = 57.5 \pm 5 \text{ K}$, R_H devient dépendant du champ magnétique, positif à $H < H_{\text{RSF}}$ et négatif $H > H_{\text{RSF}}$, révélant que la RSF a lieu sous cette température

Le troisième résultat fort de ce chapitre est **l'existence d'une température seuil T_{RSF} de reconstruction de la surface de Fermi**, délimitant ainsi en température T et champ magnétique H la zone occupée par la RSF [79].

5.7 Comprendre les différentes sondes mesurant l'ordre de charge

Comme deux côtés d'une même pièce, il est intéressant de comparer l'effet Hall thermique κ_{xy} à l'effet Hall électrique R_H . Le premier étant particulièrement sensible à la diffusion des quasiparticules par rapport à son aîné plus populaire auprès de physiciens. Réalisons cette comparaison sur YBCO $p = 0.11$ comme illustrée en figure 5.7. Au chapitre 3 nous avons vu que les mesures thermiques à $H < H_{c2}$ sondent les quasiparticules non-appariées entre vortex. *A contrario*, les mesures électriques et thermoélectriques, sondent les quasiparticules à l'intérieur des vortex pour $H_{vs} < H < H_{c2}$ ³.

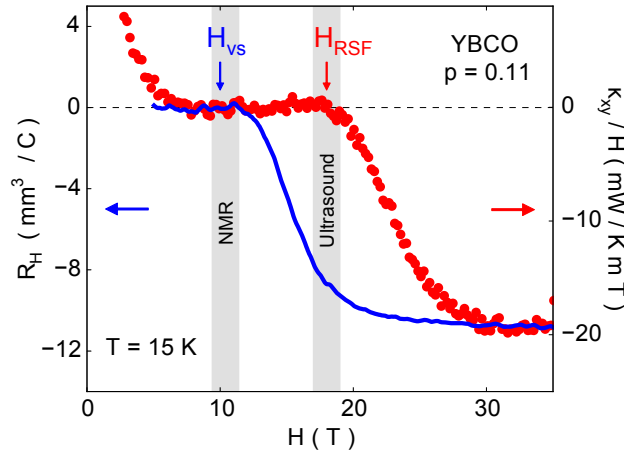


FIGURE 5.7 κ_{xy} (axe de droite, rouge) à $T = 16$ K et R_H (axe de gauche, bleu) à $T = 14$ K fonction du champ magnétique H de YBCO $p = 0.11$. Dans κ_{xy} , on constate que $H_{\text{RSF}} = H_{\text{ultrasound}} = 18$ T [36], tandis que R_H devient négatif à $H \simeq 10$ T, ce qui correspond à H_{NMR} . On attribue ce dernier à la reconstruction de la RSF d'abord à l'intérieur des vortex [131, 132] qui sont à l'origine du transport électrique entre H_{vs} et H_{c2} . Tandis que κ_{xy} n'est sensible qu'aux quasiparticules entre vortex, c'est-à-dire dans le volume de l'échantillon, et donc ne détecte la RSF longue portée qu'à $H_{3D} = H_{\text{ultrasound}} = H_{\text{RSF}}$

Armés de ces notions, nous constatons en figure 5.7 que R_H devient négatif à un champ bien plus faible que $H_{\text{RSF}} = 18 \pm 0.5$ T, plus précisément au champ d'ordre de charge LRO vu par RMN à $H_{\text{RMN}} = 10.4 \pm 1$ T [18, 35]; c'est aussi le champ magnétique auquel apparaît une phase précurseur de l'ordre de charge LRO-3D [39]. En revanche, κ_{xy} change de signe au même champ que celui de

3. À $H < H_{vs}$ les coefficients électriques et thermoélectriques sont nuls.

l'ordre de charge LRO observé par ultrasons à $H_{\text{RSF}} = H_{\text{ultrasound}} = 18 \pm 0.5 \text{ T}$ [36] ou encore au champ de la transition LRO-3D mesurée par rayons-X [39] à $H_{3\text{D}} \simeq H_{\text{RSF}}$.

Nous concluons⁴ que la RMN et R_{H} observent d'abord la reconstruction de la SF dans le cœur des vortex. Dans ce sens, à $H < H_{\text{c}2}$ des images de STM rapportent que l'ordre de charge est très robuste dans le cœur des vortex [131, 132] en comparaison du volume de l'échantillon. En revanche, l'effet Hall électrique κ_{xy} , les ultrasons et les rayons-X ne seraient sensibles qu'à la transition de phase LRO-3D de l'ordre de charge dans tout le matériau.

5.8 Diagramme $H - T$: RSF et ordre de charge 3D

À présent, c'est l'heure de la grande réconciliation ; comparons le champ H_{RSF} et la température T_{RSF} à d'autres expériences mesurant l'ordre de charge dans les cuprates.

Le fait est que H_{RSF} soit constant en température comme on peut le voir en figure 5.8, celui-ci définit la zone du diagramme de phase où se produit la RSF dans le diagramme de phase $H - T$, une partie de celle-ci coexistent avec la supraconductivité.

Observons que pour :

- YBCO $p = 0.11$: $H_{\text{RSF}} = H_{\text{ultrasound}} = H_{3\text{D}}$ [36, 39]
- YBCO $p = 0.12$: $H_{\text{RSF}} = H_{3\text{D}}$ [38, 39]

Concluons alors que la reconstruction de la surface de Fermi est engendrée par la brisure de la symétrie de translation, elle-même provoquée par la transition à longue portée l'ordre de charge LRO-3D au champ magnétique $H_{\text{ultrasound}} = H_{3\text{D}} = H_{\text{RSF}}$. La zone du diagramme $H - T$ où se trouve la RSF à longue portée est la même que la phase LRO-3D de l'ordre de charge [36, 38, 39].

Notons également qu'il existe une zone de coexistence entre l'ordre de charge et la supraconductivité, bien plus large à $p = 0.12$ qu'à $p = 0.11$. La RSF provoquée par l'ordre de charge LRO-3D semble précipiter la disparition de la supraconductivité en réduisant considérablement la valeur de $H_{\text{c}2}(0)$ par rapport à sa valeur sans compétition de phase, d'où le fort minimum observé dans le diagramme $H_{\text{c}2} - T$ au chapitre 3 [55]. Cette hypothèse renforce la notion de compétition de ces deux phases pour la densité d'état qui leur donne respectivement naissance.

4. Cette idée a déjà été proposée par Wu *et al.* [35]

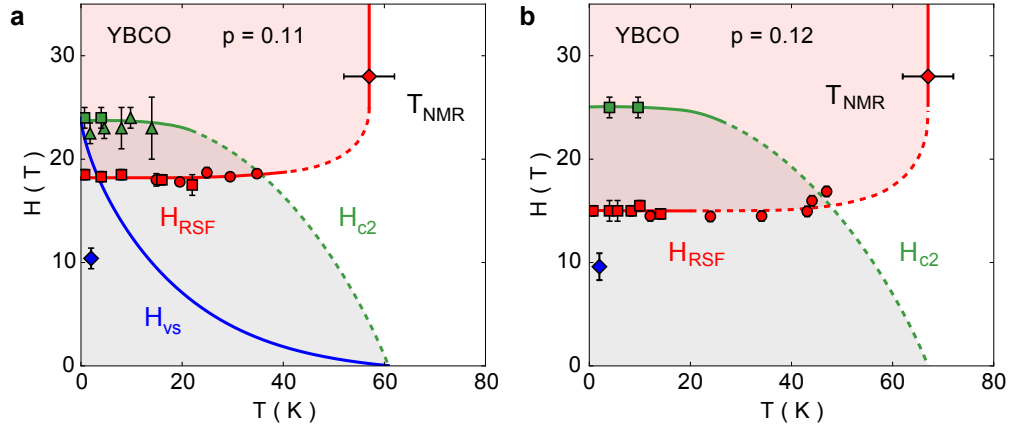


FIGURE 5.8 Diagramme $H - T$ de H_{RSF} , H_{c2} , H_{vs} , H_{NMR} , $H_{\text{ultrasound}}$, H_{LRO} [79]. La zone grise représente la phase supraconductrice, la zone rouge représente la RSF longue portée (**a**) Dopage $p = 0.11$ ($T_c = 61$ K, $y = 6.54$). En vert, les triangles représentent H_{c2} mesuré par κ_{xx} [55], les carrés représentent H_{c2} mesuré par κ_{xy} [96], la ligne pointillée est un guide pour l'œil représentant H_{c2} . En rouge, les carrés représentent H_{RSF} mesuré par κ_{xy} , les ronds représentent $H_{\text{ultrasound}}$ [36]. Le diamant bleu représente H_{NMR} et le diamant rouge représente T_{NMR} [18, 35]. La ligne bleue représente H_{vs} ; (**b**) Dopage $p = 0.12$ ($T_c = 67$ K, $y = 6.67$). Les carrés verts représentent H_{c2} de κ_{xy} , la ligne verte est un guide pour l'œil représentant H_{c2} . En rouge, les carrés représentent H_{RSF} de κ_{xy} , les ronds représentent H_{3D} [38, 39]. Le diamant bleu représente H_{NMR} et le diamant rouge représente T_{NMR} [18, 35]

5.9 Discussion

Dans cette partie, mettons de l'eau dans notre vin et considérons un instant une autre interprétation pour le champ magnétique critique H_{RSF} . Même s'il ne fait aucun doute que l'ordre de charge passe de SRO-2D à LRO-3D comme il l'a été mesuré par RMN, ultrasons et rayons-X, peut-on envisager que la surface de Fermi sous-dopée soit reconstruite en champ nul par les modulations SRO-2D ? Nous avons ici développé un argumentaire fort convaincant (du moins l'auteur le pense) montrant qu'il n'y a pas de RSF en champ nul, cependant est-il possible que l'auteur ait tort ? Toujours !

Scénario 1 : Reconstruction de la surface de Fermi par LRO-3D à $\mathbf{H} > \mathbf{H}_{3D}$

Ce scénario est celui développé dans ce chapitre, il s'appuie principalement sur la comparaison de longueurs caractéristiques telles que le libre parcours moyen des électrons l et la longueur de corrélation de l'ordre de charge ξ_{SRO} (cf. figure 5.9).

En effet, SRO-2D à $H = 0$ possède tout au plus une longueur de corrélation de $\xi_{\text{SRO}} \simeq 70 \text{ \AA} \simeq 18a$ [19], tandis que le libre parcours moyen des électrons est de $l = 320 \text{ \AA} \simeq 85a$ à $T = 0$ [133].

Dans ce cas $l > \xi_{\text{SRO}}$, il semble impossible que la surface de Fermi soit reconstruite par SRO-2D car l'ordre de charge est fluctuant entre deux diffusions d'un électron (cf. figure 5.9b). De même, la condition $r_c < \xi_{\text{SRO}}$ (où r_c est le rayon cyclotron) n'est pas non plus satisfaite pour observer les oscillations quantiques dans YBCO sous-dopé [49] où $r_c \simeq 380 \text{ \AA} \simeq 100a \dots$ or celles-ci sont bel et bien observées. En revanche, LRO-3D possède une longueur de corrélation $\xi_{\text{LRO}} \simeq 310 \text{ \AA} \simeq 80a$ à $H > H_{3D}$, une valeur compatible avec la RSF dans YBCO sous-dopé : $\xi_{\text{LRO}} \simeq r_c \simeq l$ (cf. figure 5.9c).

Ainsi, SRO-2D ne peut reconstruire la surface de Fermi à $H = 0$. L'effet Hall thermique κ_{xy} est donc positif en champ nul dans le régime supraconducteur où le libre parcours moyen des électrons l est très grand $l = 1000 \text{ \AA} \simeq 250a > \xi_{\text{SRO}}$, mais cependant peut être négatif à haute-température dans l'état normal (cf. figure 5.3a,b) lorsque l est petit à cause des fortes diffusions inélastiques : $l = 20 \text{ \AA} \simeq 5a < \xi_{\text{SRO}}$ [76] (cf. figure 5.9a). On peut ajouter à cela que la RSF est un phénomène cohérent entre plan de CuO_2 comme le rapporte B. Vignolle *et al.* [134], en d'autres termes elle possède elle aussi un caractère tridimensionnel, or SRO-2D ne satisfait encore une fois pas cette condition. Ce n'est donc qu'à l'émergence de LRO-3D que la RSF opère à basse température et que κ_{xy} change de signe.

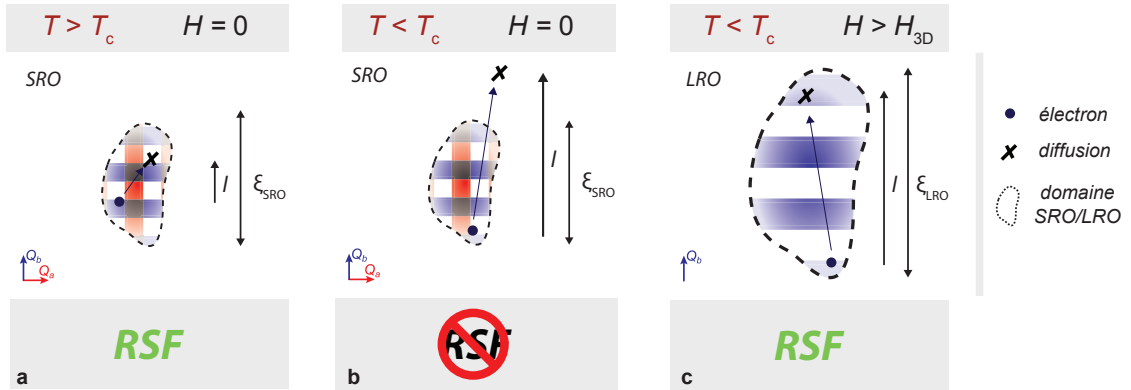


FIGURE 5.9 Comparaisons du libre parcours moyen des électrons l et de la longueur de corrélation de l'ordre de charge $\xi_{\text{SRO/LRO}}$ pour la reconstruction de la surface de Fermi dans les cuprates sous-dopés; (**a**) À $T > T_c$ et $H = 0$: $l < \xi_{\text{SRO}}$, il y a RSF locale; (**b**) À $T < T_c$ et $H = 0$: $l > \xi_{\text{SRO}}$, il y a plus de RSF locale; (**c**) À $T < T_c$ et $H > H_{3D}$: $l < \xi_{\text{LRO}}$, il y a RSF

Plusieurs problèmes sont à constater avec le **scénario 1** :

- il n'explique pas pourquoi l'effet Hall électrique et l'effet Seebeck ne semblent pas sensibles à l'apparition de LRO-3D en température, ces coefficients changeant de signe bien au-dessus de la température seuil de cet ordre.
- un effet Hall électrique et Seebeck négatif sont observés dans de nombreux autres cuprates tels que Hg1201 , LSCO , Eu-LSCO , etc... où le libre parcours moyen des électrons est

sensiblement plus petit que celui dans YBCO, remettant alors en question la pertinence de ces comparaisons.

Scénario 2 : Reconstruction de la surface de Fermi par SRO-2D à $H = 0$

Ce scénario est principalement basé sur la topologie de la surface de Fermi.

Considérons le cas où la surface de Fermi serait reconstruite à $H = 0$ par SRO-2D. Celle-ci aurait alors possiblement la topologie proposée par Allais *et al.* [129] ou Sebastian *et al.* [135, 136], c'est-à-dire une poche d'électrons de forme diamant dessinée en figure 5.10. Dans ce scénario, l'effet Hall négatif provient des pointes diamants, tandis que la courbure de la poche proche des nœuds (dans la direction (π, π)) continue localement de contribuer positivement à l'effet Hall, comme Harrison *et al.* le rapportent [137].

Dans le régime supraconducteur à $H = 0$, la poche d'électrons est complètement gappée, sauf aux nœuds⁵ où la courbure de la poche est positive ; ainsi l'effet Hall thermique serait positif : $\kappa_{xy} > 0$ à $H = 0$. En revanche, à mesure que le champ magnétique augmente, de plus en plus de quasiparticules sont excitées autour des nœuds du gap supraconducteur qui est affaibli par le champ, la surface de Fermi se “découvre”. Lorsque l'ordre de charge LRO-3D émerge à H_{3D} , celui-ci apporterait une compétition supplémentaire à la supraconductivité ce qui affaiblirait davantage celle-ci et supprimerait le gap sur la quasi-totalité de la poche. Cela révélerait ainsi les pointes de la poche d'électrons à H_{3D} , contribuant désormais négativement à l'effet Hall thermique qui changerait de signe à ce champ que nous avons appelé H_{RSF} .

Bien que reposant sur de nombreuses hypothèses, ce scénario permettrait d'expliquer d'une autre manière les raisons pour lesquelles l'effet Hall R_H ainsi que l'effet Seebeck changent de courbure à l'apparition des modulations de charges SRO-2D à T_{SRO} (cf. figure 1.20b) et semblent insensibles à LRO-3D.

Plusieurs problèmes sont à constater avec le **scénario 2** :

- celui-ci ne respecte pas les critères de longueurs caractéristiques discutés dans le scénario 1, *i.e.* $\xi_{SRO} < r_c$, ce qui ne permet pas *a priori* l'observation d'oscillations quantiques dans les cuprates sous-dopés si l'ordre de charge SRO-2D reconstruit la surface de Fermi
- le second problème repose sur la notion de compétition supplémentaire qu'amènerait la présence de l'ordre de charge LRO-3D à H_{3D} . En effet, il est intéressant d'interroger la “force” de la supraconductivité en présence de SRO-2D uniquement (à $H = 0$) et cette même force en présence de LRO-3D (à $H > H_{3D}$). Une façon de le faire serait d'interroger H_{c2} à “ $H = 0$ ”

5. Rappelons que le gap d -wave supraconducteur s'annule dans la direction (π, π) que l'on nomme les “nœuds” du gap

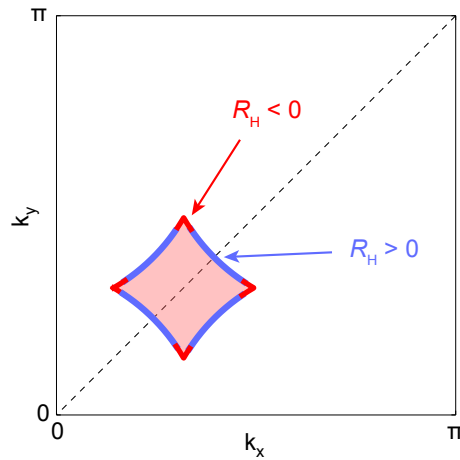


FIGURE 5.10 Poche d'électrons en diamant obtenue en reconstruction de la surface de Fermi par le vecteur d'onde Q_{CO} de l'ordre de charge [129, 135, 136]. Les pointes contribuent négativement à l'effet Hall électrique R_H ou thermique κ_{xy} . Tandis que la courbure proche des nœuds, *i.e.* la direction (π, π) , contribue positivement au transport

et à " $H > H_{3D}$ ". Or, les mesures de fluctuations supraconductrices réalisées par Ando *et al.* [101] à $H = 0$ donnent des valeurs quantitatives de H_{c2} similaires aux mesures directes de champ supérieur critique réalisées à fort champ magnétique [55] (cf. figure 3.14). Ceci semble donc indiquer que lorsque LRO-3D apparaît à $H_{3D} < H_{c2}$, celui-ci n'apporte pas de compétition supplémentaire à la supraconductivité par rapport à l'ordre SRO-2D. Ce résultat suggère donc que la compétition entre la supraconductivité et l'ordre de charge provient uniquement de SRO-2D. Ainsi le changement de signe de l'effet Hall thermique κ_{xy} , observé précisément à H_{3D} , ne tiendrait désormais que d'une coïncidence en champ magnétique.

Par soucis de transparence, et même si dans ce chapitre l'enchaînement d'actions semble dessiner une compréhension à présent globale pour l'ordre de charge et ses répercussions sur la surface de Fermi, l'auteur pense que ces questions doivent rester ouvertes et sont toutes légitimes. En d'autres termes, peut-on conclure que l'ordre de charge soit réellement longue portée lorsque les corrélations sont tout au plus d'une centaine de cellules unités ? La surface de Fermi peut-elle être reconstruite lorsqu'il n'y a pas d'ordre à longue portée ? Conceptuellement, nous devons admettre que cette physique est hautement non-conventionnelle (un délice bien sûr) et qu'il est fort probable que de nombreuses autres surprises nous attendent, puissent-elles nous donner raison, puissent-elles nous donner tort.

5.10 Conclusion

Les résultats d'effet Hall thermique de ce chapitre permettent d'établir qu'il n'y a pas de reconstruction de la surface de Fermi à $H = 0$, donnant davantage de poids aux mesures rapportant les arcs de Fermi dans le régime sous-dopé des cuprates. La symétrie de translation n'étant pas brisée à $H = 0$, on ne peut exclure que la symétrie de rotation puisse l'être, comme des mesures de conductivités micro-onde le montre [138]. L'état fondamental en champ nul du Pseudogap serait alors une phase nématique [139].

Un champ magnétique critique H_{RSF} et une température seuil T_{RSF} de la reconstruction de la surface de Fermi de *trou* à *électron* ont été clairement identifiés dans ces données, ils représentent la transition des modulations de charge SRO-2D à la phase LRO-3D de l'ordre de charge, celle-ci brisant alors la symétrie de translation. Ce champ seuil permet enfin de comprendre le passage des arcs de Fermi à une petite poche d'électrons.

Pour finir, cette mesure de transport thermique permet d'unifier les différentes sondes telles la RMN, les ultrasons et les rayons-X, et de comprendre ainsi qu'elles rapportent toutes la même transition de phase à l'ordre de charge LRO-3D.

Comme lors d'un premier baptême de l'air, l'effet Hall thermique, expérience très peu connue en physique du solide, se découvre une sonde particulièrement redoutable dans l'exploration de transitions à l'intérieur de phases supraconductrices, bien souvent inaccessibles en transport électrique.

Conclusion

Dans cette thèse il aura tout d'abord été fait état des avancements récents dans le domaine des cuprates supraconducteurs, vaste sujet emblématique d'une physique complexe et riche de mystères dont les amoureux de la matière condensée raffolent. Bien entendu, il n'est pas impossible, même plutôt souhaitable, que cette mise à jour des connaissances soit obsolète au moment où le lecteur parcourt ce document. Cependant, la vision contemporaine de cette physique demeure ici gravée dans ces pages et on retiendra l'importance alors de l'ordre de charge pour ces matériaux dopés en trous. Un ordre de charge qui manifestement fascine et dont l'origine passionne passionne, interroge, et pousse à tous les conjectures imaginables et ineffables. C'est d'ailleurs le choix qui a été pris, celui de se concentrer uniquement sur ce phénomène électronique en reliant au second rang le *pseudogap*, phase hégémonique pour un temps et dont l'auteur de cette thèse ne doute pas une seconde qu'elle le redeviendra en emportant alors l'explication de l'appariement supraconducteur.

S'il est une image résumant les résultats de cette thèse, parlons avant tout de phases peu ordinaires en compétition et qui émergent de fortes corrélations électroniques encore incomprises ; une compétition probable pour la même densité d'état. Finalement des phénomènes parents qui se tolèrent peu mais qui coexistent d'une manière ou d'une autre, parfois au détriment de l'autre.

Dans une première partie, nous avons montré comment la supraconductivité est affectée par l'ordre de charge en questionnant sa force à travers la mesure du champ critique H_{c2} [55]. La conductivité thermique κ_{xx} s'est révélée alors une souris à l'ouïe fine dans le terrier des paires de Cooper pour écouter la disparition des vortex à l'approche de l'état normal, là où aucune autre sonde ne pouvait entendre quoi que ce soit. En combinant ce coefficient de transport à des mesures de résistivité électrique, il a été démontré qu'il n'existe pas de liquide quantique de vortex, *i.e.* $H_{vs} = H_{c2}$ à $T = 0$. Les conclusions de ces travaux ont eu un impact important sur la communauté ankylosée dans des théories contradictoires les unes aux autres sur ce sujet houleux. Cette mesure directe de H_{c2} est aujourd'hui exhibée lors de conférences comme une référence, un graphique à encadrer.

Par la suite, admettant que ce premier résultat pourrait être renforcé par davantage d'arguments scientifiques, la loi de Wiedemann-Franz a été interrogée dans les cuprates sous-dopés [96], une

manière de confirmer l'absence de supraconductivité résiduelle par delà H_{c2} . Des mesures d'effet Hall électrique et thermique, combinées l'une à l'autre, ont permis de déboiser la nature de l'état normal de cette région du diagramme de phase, révélant un *liquide de Fermi* s'il en est, logeant pourtant un ordre de charge. C'est ici un résultat riche et contraignant pour qui construit la théorie physique expliquant ces matériaux. L'accord parfait de la loi de Wiedemann-Franz juste au-dessus de H_{c2} a permis d'enfoncer le dernier clou dans le cercueil de scénarios plus exotiques tels que celui dit des "paires préformées".

Pour finir, après avoir étudié l'une ou l'autre des phases concernées, principalement par la destruction totale de la supraconductivité, le dernier projet mené ici nous a conduit vers la compréhension plus subtile de la coexistence et de la transition de l'une vers l'autre [79]. En effet, c'est au travers du concept de surface de Fermi que nous avons étudié l'ordre de charge. En changeant de signe à un champ critique H_{RSF} , l'effet Hall thermique a su révéler la brisure de symétrie que l'ordre de charge engendre sur la structure électronique du système lorsque la supraconductivité est suffisamment affaiblie. Ce résultat unifie à ce jour les mesures de surface de Fermi menées en champ nul et celles dans l'état normal à forts champs magnétiques. En plus d'un résultat physique surprenant, cette étude impose à l'évidence la pertinence d'une technique expérimentale nouvelle, l'effet Hall thermique κ_{xy} , transposable à d'autres systèmes fortement corrélés ou tout simplement à d'autres cuprates, mais ceci est une histoire pour plus tard . . .

En reposant la plume, l'auteur espère que son amour de la connaissance par l'expérience se sera imprégnée dans ces pages et peut-être, oh tendres rêveries, transmise lors de cette lecture. Car il faut bien préciser que ce doctorat est avant tout un voyage au cœur de la réalité, tout aussi physique qu'anthropologique, une richesse de savoirs tissés lors de nombreuses rencontres, voyages, et d'un nouveau rapport au travail et à la vie.

Puisqu'il faut conclure, refermons cette thèse en écrivant qu'elle ne saurait refléter l'univers organique de la Recherche, toujours vivant, toujours mouvant, toujours incertain, toujours nouveau, et que l'auteur invite le lecteur à dès aujourd'hui se créer ses propres pensées, ses propres opinions, ses propres paroles pour ce monde physique et abstrait que nul ne connaît vraiment, que nul ne comprendra complètement ; une fontaine inépuisable de certitudes et de doutes.

Annexe A

Thermométrie en champ magnétique intense

A.1 Thermométrie en champ magnétique : un problème ?

Mesurer la conductivité thermique en champ magnétique intense et à basse température, telle que décrite au chapitre 2, est une prouesse reposant sur la calibration de la thermométrie en champ magnétique. En effet, comme discuté en partie 2.5.2, la calibration d'un thermomètre est une équivalence parfaite entre la température T et sa résistance R , celle-ci est réalisée en champ magnétique constant, souvent $H = 0$. Un problème survient si à température fixe T le champ magnétique H change et fait varier la résistance du thermomètre $R(H)$, il n'y a alors plus de correspondance $T - R$ possible (cf. figure 2.13a).

Il se trouve que c'est justement le problème des thermomètres que nous utilisons : des Cernox CX-BR-1030 vendues par *Lakeshore* et représentées en figure A.1a. Ceux-là développent une très forte magnétorésistance en-dessous de 20 K (cf. figures A.1b) [89], rendant la calibration de ces thermomètres obsolète. En d'autres termes, en utilisant la calibration faite à $H = 0$, la lecture de $R_{\text{Cernox}}(H)$ donne à présent une température $T_{\text{lecture}}(H)$ différente à chaque champ magnétique H , même si T_{rel} demeure en réalité fixe (cf. figure A.1c)¹.

Nicolas Doiron-Leyraud et moi-même avons développé au début de ce doctorat une technique de calibration en champ magnétique intense à basse température. Celle-ci consiste à calibrer les thermomètres (ici des Cernox) en fonction du champ magnétique H , *i.e.* créer une carte $T - R_{\text{Cernox}} - H$ pour les Cernox. Ainsi, même si à température fixe T , H et $R_{\text{Cernox}}(H)$ varient, il est possible grâce

1. À noter qu'une manière de contourner ce problème serait d'utiliser des thermomètres de magnétorésistance linéaire comme des oxydes de ruthénium RuOx ; *a priori* une simple soustraction de leur dépendance en champ éviterait la méthode développée dans cette annexe. Cependant ces thermomètres ne sont vraiment sensibles qu'à très basse température.

à cette carte (ou surface de calibration), de connaître la température T correspondante (dans notre cas les températures T^+ ou T^- de notre échantillon, cf. figure 2.12).

A.2 Créer une surface de calibration $T - R_{\text{Cernox}} - H$

La magnétorésistance des Cernox n'est ni monotonique, ni identique à chaque température comme le montre les figures A.1b. Mesurer la résistance des Cernox R_{Cernox} (R^+ du thermomètre T^+ ou R^- du thermomètre T^-) en fonction du champ magnétique H à différentes températures T est alors inévitable afin de constituer une surface de calibration $T - R_{\text{Cernox}} - H$ qui nous permettra d'obtenir la température T de la Cernox en connaissance de R_{Cernox} et de H .

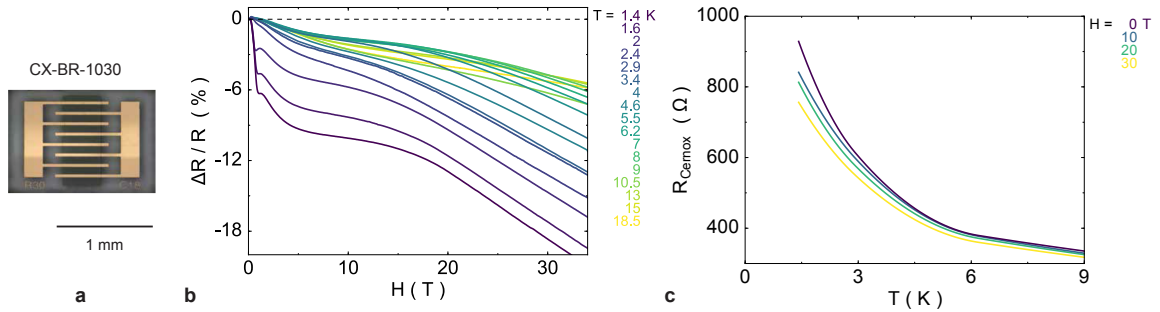


FIGURE A.1 (**a**) Image de Cernox CX-BR-1030 vendue par *Lakeshore* utilisée pour mesurer les températures T^+ et T^- de nos échantillons; (**b**) Isothermes de magnétorésistances de Cernox $\Delta R/R(H) = (R_{\text{Cernox}}(H) - R_{\text{Cernox}}(0))/R_{\text{Cernox}}(0)$ [89]; (**c**) Calibration de R_{Cernox} en fonction de T à différents champs magnétiques. Observons qu'en fonction de H , une valeur de résistance donnée ne donnera pas la même température

1^{ère} étape : Calibration à $H = 0$ de la thermométrie

Avant chaque expérience de conductivité thermique à fort champ magnétique, il nous est toujours nécessaire de procéder à la calibration à $H = 0$ des thermomètres (*i.e.* $R^+(H = 0) - T^+$ et $R^-(H = 0) - T^-$) telle que décrite en partie 2.5.2 et encore illustrée en figure A.1c. Ainsi, il nous sera possible de connaître à $H = 0$ la température moyenne $T_{\text{av}} = (T^+ + T^-)/2$ de notre échantillon au cas où nous viserions une température particulière (ce qui est toujours le cas). Un jeu entre T_0 la température du porte échantillon et \dot{Q} la chaleur envoyée à l'échantillon permettra d'ajuster T_{av} à $H = 0$.

2^{ème} étape : Mesure de la conductivité thermique en champ magnétique à T_{av}

À $H = 0$ et en appliquant une chaleur \dot{Q} , l'échantillon se trouve à une température T_{av} et aura une conductivité thermique $\kappa_{xx}(0)$ connue grâce à la calibration champ nul. Afin de mesurer la conductivité thermique $\kappa_{xx}(H)$ en fonction du champ magnétique H à T_{av} , on effectue alors une rampe de $H = 0$ à H_{max} ² à un taux en général de 1 T / min et en maintenant la température T_0 fixe.

Cependant, la magnétorésistance des Cernox R^+ et R^- rend défaillante la calibration à $H = 0$, comme la courbe bleue l'illustre en figure A.2, et il n'est pas encore possible de convertir la résistance de celles-ci en température réelle en fonction du champ magnétique, et encore moins d'obtenir la bonne courbe de $\kappa_{xx}(H)$.

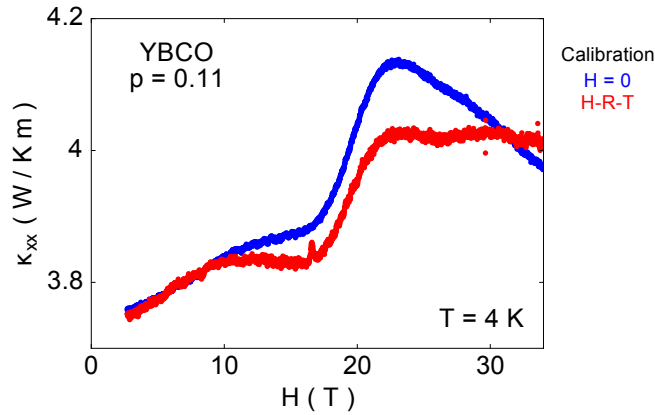


FIGURE A.2 Conductivité thermique κ_{xx} de YBCO $p = 0.11$ en fonction du champ magnétique à $T = 4$ K : en bleu une courbe obtenue avec la calibration à $H = 0$, en rouge la courbe obtenue en calibrant en champ magnétique les thermomètres comme décrit dans cette annexe

3^{ème} étape : Mesure de la magnétorésistance des Cernox à T proches de T_{av}

Afin de convertir la résistance des Cernox $R^+(H)$ et $R^-(H)$ en températures $T^+(H)$ et $T^-(H)$ il est alors nécessaire de créer la surface de calibration $T - R^{+/-} - H$ dont nous avons déjà discuté. Pour se faire, en n'appliquant aucune chaleur ($\dot{Q} = 0$) sur l'échantillon et en fixant la température T_0 du porte échantillon à des températures $T_1, T_2, \dots T_n$ désirées, on va pouvoir désormais mesurer la résistance des Cernox en champ magnétique H aux températures $T_1, T_2, \dots T_n$ souhaitées (cf. figure A.3a). Ces températures $T_1, T_2, \dots T_n$ doivent se trouver proches de T_{av} afin de construire une surface de calibration la plus précise possible. En général $n < 5$, ces isothermes $R^{+/-}$ sont mesurés à $T_i < T_{av}$ et $T_i > T_{av}$ comme illustrés en figure A.3b.

2. Pour nos mesures, H_{max} est en général de l'ordre de 35 ou 45 T

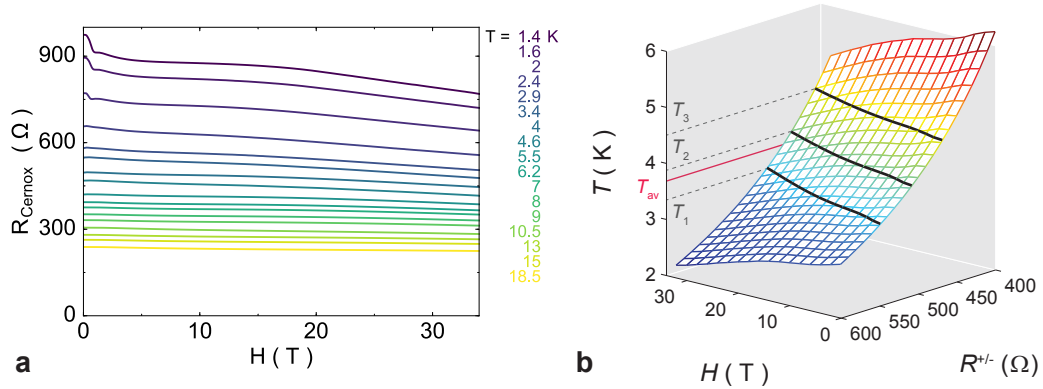


FIGURE A.3 (a) Isothermes de résistances de Cernox R_{Cernox} ; (b) Surface de calibration $T - R^{+/-} - H$ obtenue à l'aide de trois isothermes de résistances de Cernox à T_1, T_2, T_3 encadrant T_{av}

4^{ème} étape : Calibration des Cernox en champ magnétique

Fier de nos quelques isothermes $R^{+/-}$ aux températures T_1, T_2, \dots, T_n , on crée un programme informatique (préférer *Python* : gratuit, puissant, simple et créer par des scientifiques pour des scientifiques) capable de générer un fit polynomial des points $[T_1, T_2, \dots, T_n]$ fonction de $[R_1^{+/-}, R_2^{+/-}, \dots, R_n^{+/-}]$ (comme à $H = 0$, cf. partie 2.5.2), ceci à chaque valeur du champ magnétique H entre $H = 0$ et $H = H_{\text{max}}$; soit autant de fit polynomiaux que de valeurs de champ magnétique, comme illustré en figure A.3b.

Ainsi pour chaque valeur du champ magnétique H , nous possédons une fonction polynomiale nous permettant d'obtenir $T^{+/-} = f(R^{+/-})$. Ou en d'autres termes, une surface de calibration $T^{+/-} = F(H, R^{+/-})$ dessinée en figure A.3b.

Nous pouvons désormais calculer $\kappa_{xx}(H)$ à l'aide de $T^{+/-}(H)$, et obtenir la courbe en rouge représentée en figure A.2.

A.3 Maintenir la température du porte échantillon en champ magnétique

Tout la technique décrite dans la partie précédente repose sur l'hypothèse que la température du porte échantillon T_0 demeure stable durant la totalité de la rampe en champ magnétique.

Cependant, il est à noter que le *thermomètre principal* donnant T_0 est lui-même une Cernox CX-SD-1030, celle-ci étant calibrée par la compagnie *Lakeshore*. Cela n'empêche que la même magnétorésistance se développera dans ce thermomètre à mesure que le champ magnétique augmente, rendant obsolète la calibration vendue par *Lakeshore*. Le contrôle de la température, habituellement géré par le PID d'un Lakeshore 340, ne peut plus être utilisé !

Pour palier ce problème, tout au long de nos expériences, la température T_0 est alors maintenue fixe durant la rampe en champ magnétique en appliquant un courant constant sur le *heater principale* de la sonde (normalement une jauge de contrainte insensible au champ magnétique). *A priori*, l'absence de rétroaction sur le contrôle de la température pourrait engendrer des dérives non-souhaitées. Une Cernox calibrée en champ magnétique jusqu'à 35 T aimablement prêtée par Christophe Marcenat, chercheur CEA à Grenoble (France), nous a permis de constater que notre méthode était fiable et qu'il n'y avait que peu de dérives (< 0.1 K) durant une rampe en champ magnétique. En effet, la calibration en champ magnétique de cette Cernox a été réalisée au fil de nombreuses expériences en champ magnétique intense par Christophe Marcenat. Celle-ci repose sur le même principe que celui que nous avons développé systématiquement pour les thermomètres de nos montages, *i.e.* c'est une carte $T - R_{\text{Cernox}} - H$. Grâce à ce thermomètre calibré, il nous a été permis de connaître la réelle température du porte échantillon tout au long de nos rampes en champ magnétique. En revanche, aussi tentant que cela puisse être, nous n'avons pas pu utiliser la dite Cernox pour abolir la technique développée dans cette annexe, sa précision n'étant tout simplement pas assez fine pour nos mesures.

A.4 Mesurer un gradient transverse ΔT_y avec un seul thermomètre

Lors de l'expérience d'effet Hall thermique κ_{xy} décrite au chapitre 4 réalisée en ^3He à 700 mK, nous avons fait usage d'une technique de mesure à un seul thermomètre pour obtenir le gradient transverse ΔT_y de l'échantillon.

En effet, à ces températures, les thermocouples de *type E* que nous utilisons sont complètement insensibles aux fins gradients de température que nous tentons de mesurer³. L'idée ingénieuse

3. Le coefficient Seebeck des thermocouples tend vers 0 à $T \rightarrow 0$, le signal de ces derniers est alors très faible et varie peu en température

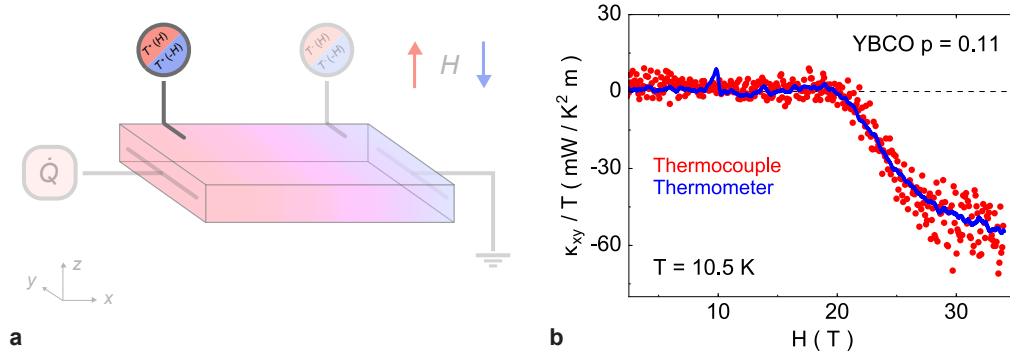


FIGURE A.4 (a) Montage expérimental pour mesurer ΔT_y avec un seul thermomètre; (b) Conductivité thermique transverse κ_{xy} de YBCO $p = 0.11$ en fonction du champ magnétique à $T = 10.5$ K : en rouge κ_{xy} dont le ΔT_y est mesuré à l'aide de thermocouple de type E, en bleu κ_{xy} dont le ΔT_y est mesuré à l'aide d'un unique thermomètre

développée par Nicolas Doiron-Leyraud consiste à utiliser le thermomètre T^+ (ou T^-) et de l'antisymétriser en champ magnétique pour obtenir ΔT_y ! Tentons de comprendre pourquoi.

Dans la configuration habituelle de mesure de κ_{xx} telle que décrite au chapitre 2 et de nouveau en figure A.4a, le champ magnétique appliqué perpendiculairement au courant de chaleur génère un gradient transverse ΔT_y . Ainsi, un côté de l'échantillon est nécessairement plus chaud que l'autre de ΔT_y . En ne connectant le thermomètre T^+ (ou T^-) qu'à un seul bord de l'échantillon (et non sur toute la largeur) comme l'illustre la figure A.4a, celui-ci devrait alors être plus chaud (ou plus froid) de $\pm \Delta T_y/2$ à $\pm H$. En d'autres termes :

$$\begin{cases} T^+(H) &= T_{\text{SYM}}^+(H) + \Delta T_y(H)/2 &= T_{\text{SYM}}^+(H) + \Delta T_y(H)/2 \\ T^+(-H) &= T_{\text{SYM}}^+(-H) + \Delta T_y(-H)/2 &= T_{\text{SYM}}^+(H) - \Delta T_y(H)/2 \end{cases}$$

où $T_{\text{SYM}}^+(H)$ est la partie symétrique de $T^+(H)$, avec $T_{\text{SYM}}^+(H) \simeq T^+(H)$ car $T_{\text{SYM}}^+(H) \gg \Delta T_y(H)$ (c'est pourquoi il n'est jamais nécessaire de symétriser pour obtenir $\Delta T_x(H) = T_{\text{SYM}}^+(H) - T_{\text{SYM}}^-(H)$). En revanche, il est nécessaire d'antisymétriser $T^+(H)$ pour avoir $\Delta T_y(H)$ comme écrit ci-dessous :

$$\Delta T_y(H) = T^+(H) - T^+(-H)$$

Par la suite, ayant obtenu ΔT_y , la même formule 2.13 s'applique pour nous donner κ_{xy} .

En ce qui concerne le processus expérimental, il est similaire à celui décrit dans cette annexe, à savoir qu'une calibration en champ magnétique est obligatoire pour calculer les valeurs réelles de T^+

et T^- . En revanche, au lieu d'effectuer une seule rampe de $H = 0$ à H_{\max} en chauffant l'échantillon à T_{av} , une autre de $H = 0$ à $-H_{\max}$ est obligatoire. Par la suite, la même calibration en champ magnétique $T - R^{+/-} - H$ s'applique au résistance R^+ et R^- , que ce soit à H ou $-H$ ⁴. À présent, grâce à $T^+(H)$ et $T^+(-H)$ mesurées et calibrées, nous pouvons obtenir $\Delta T_y(H)$ ainsi que κ_{xy} .

La figure A.4b nous montre la validité de la méthode décrite dans cette partie en comparant κ_{xy} dont le ΔT_y est mesuré à l'aide de thermocouple de *type E* comme décrit au chapitre 2, et κ_{xy} dont le ΔT_y est mesuré à l'aide d'un unique thermomètre. Les résultats sont absolument identiques.

Pour conclure, la méthode décrite dans cette partie sera préférée pour mesurer κ_{xy} à $T < 5$ K où la sensibilité des Cernox est optimale et où les thermocouples sont insensibles ; les thermocouples seront préférés pour mesurer κ_{xy} à $T > 5$ K où la sensibilité des Cernox devient médiocre pour une précision en milliKelvin et où les thermocouples acquièrent en précision à mesure que T augmente.

4. La calibration, même créée uniquement en champ positif demeure valide en champ négatif car la magnétorésistance des Cernox est symétrique en champ magnétique

Annexe B

Mesures d'effet Hall thermique supplémentaires

B.1 Liste des échantillons mesurés

Nom	Code	Axe	p	T_c (K)	L (μm)	w (μm)	t (μm)
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.45}	p12057	b	0.08	47	384	550	30
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.49}	p11048b	b	0.09	56	435	706	90
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.54}	p13008	b	0.11	61	660	948	42
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.67}	b3-ortho-VIII	b	0.12	67	554	510	23
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.80}	square-s2	a	0.14	81	550	1600	25
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.92}	p11952a	a	0.16	91.5	383	580	80
YBa ₂ Cu ₃ O _{6.998}	square	a	0.18	90.5	247	998	28
Tl2201 $T_c = 33$ K	Large	a	0.248	33	300	450	19
Tl2201 $T_c = 20$ K	—	a	0.257	20	670	720	27
La _{1.8-x} Eu _{0.2} Sr _x CuO ₄	—	a	$x = 0.11$	4	795	730	178
La _{1.8-x} Eu _{0.2} Sr _x CuO ₄	—	a	$x = 0.16$	13	—	—	—
La _{2-x} Sr _x CuO ₄	0p144a	a	$x = 0.144$	37.2	1724	824	178
La _{2-x} Sr _x CuO ₄	0p15	a	$x = 0.15$	36.5	2437	658	441
Hg1201 $T_c = 65$ K	Sample-B-2009	a	—	80	1558	1380	432

TABLE B.1 Liste des échantillons mesurés en effet Hall thermique

B.2 Mesures de κ_{xy} , κ_{xx} , R_H , ρ_{xx} dans les cuprates

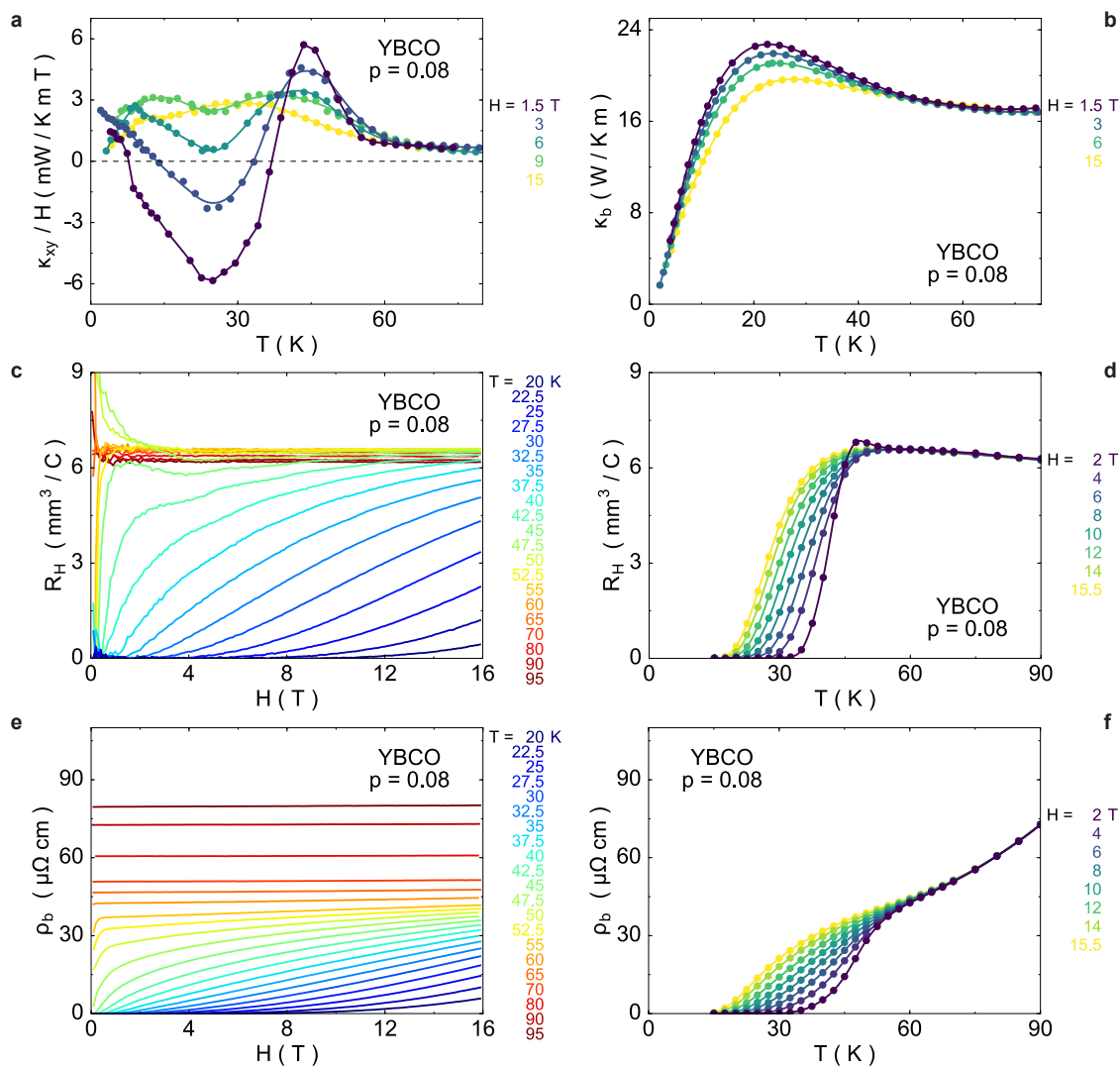


FIGURE B.1 YBCO $p = 0.08$ ($T_c = 47$ K, $y = 6.45$, axe b)

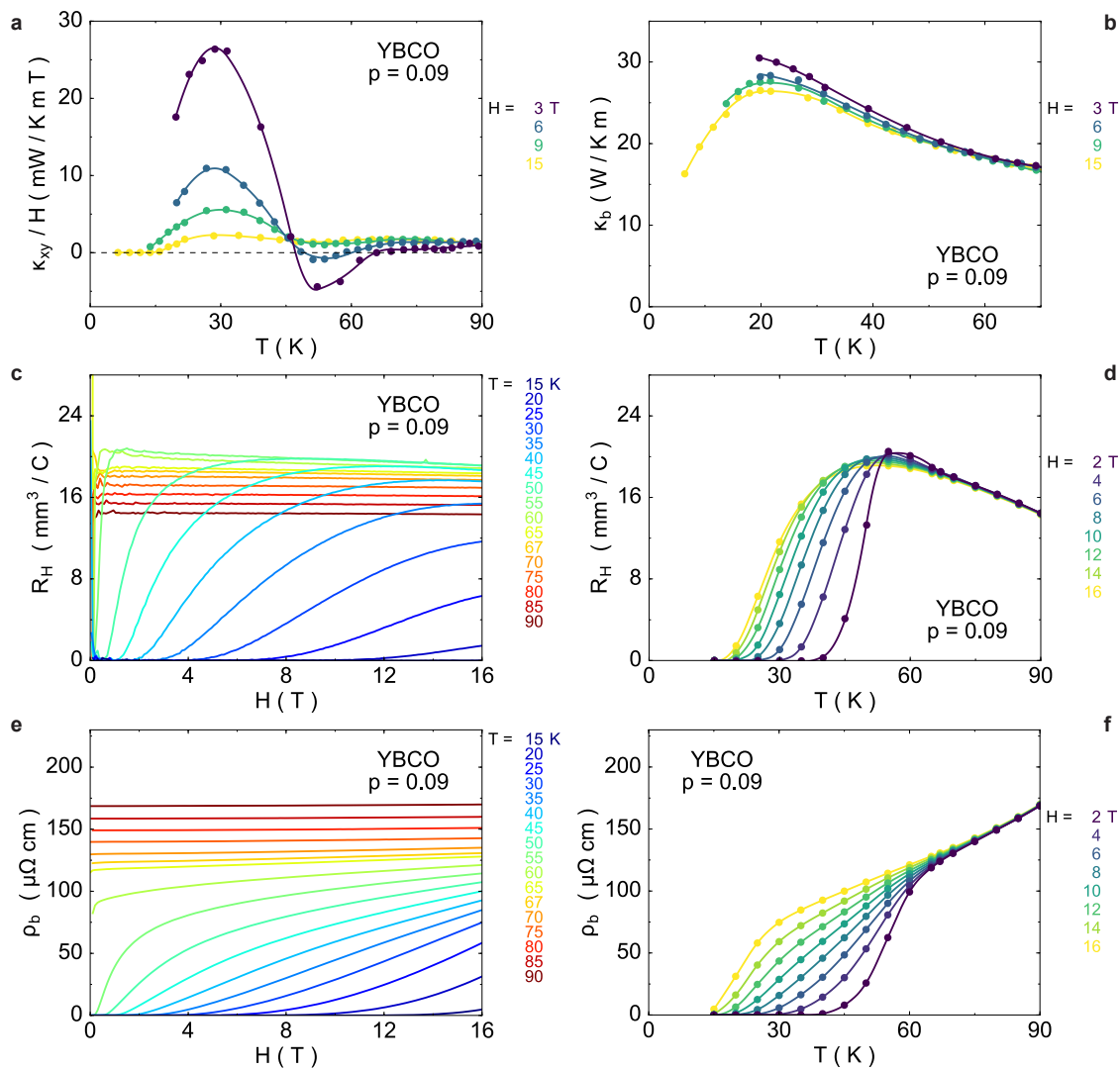


FIGURE B.2 YBCO $p = 0.09$ ($T_c = 56$ K, $y = 6.49$, axe b)

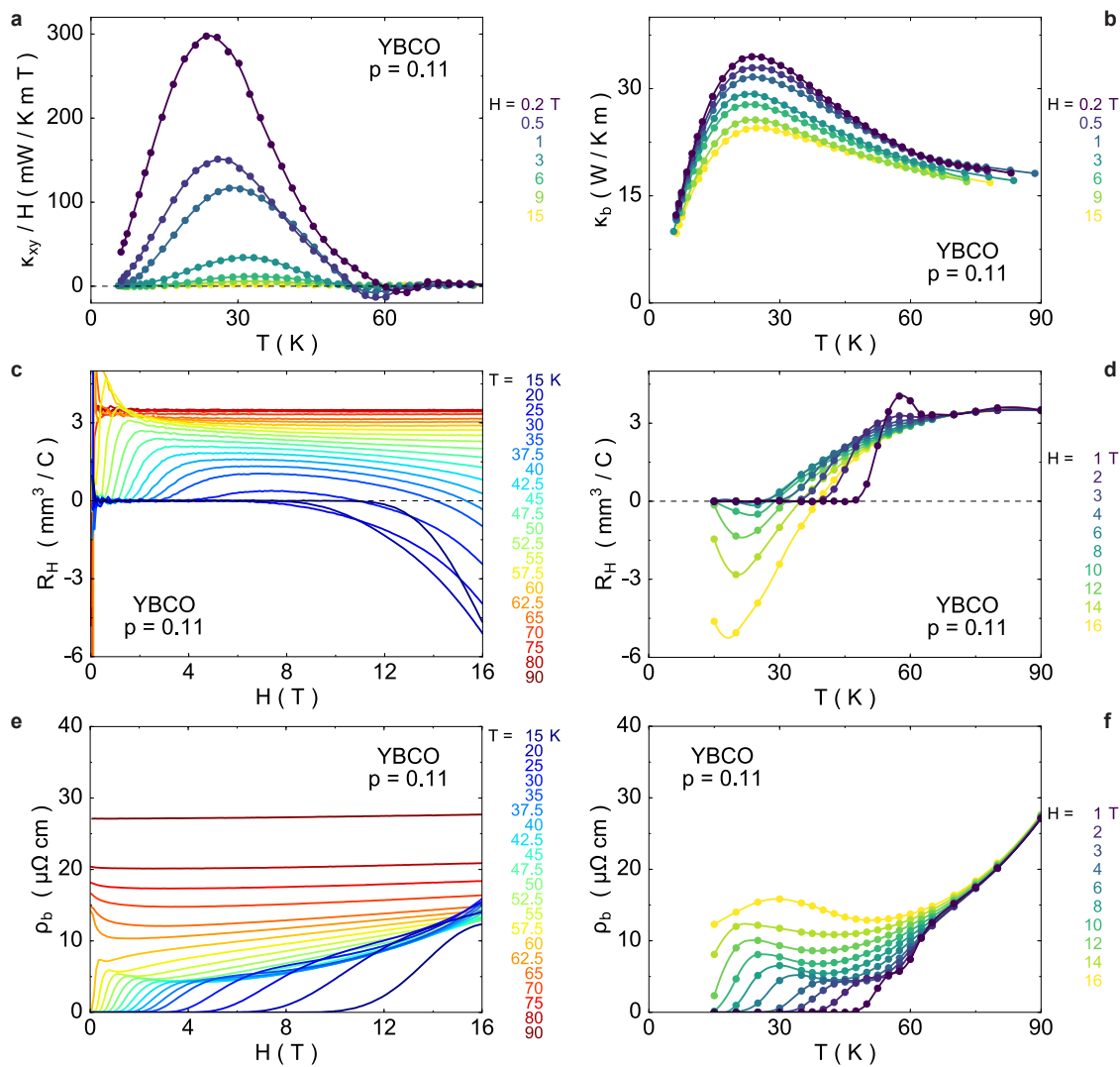


FIGURE B.3 YBCO $p = 0.11$ ($T_c = 61$ K, $y = 6.54$, axe b)

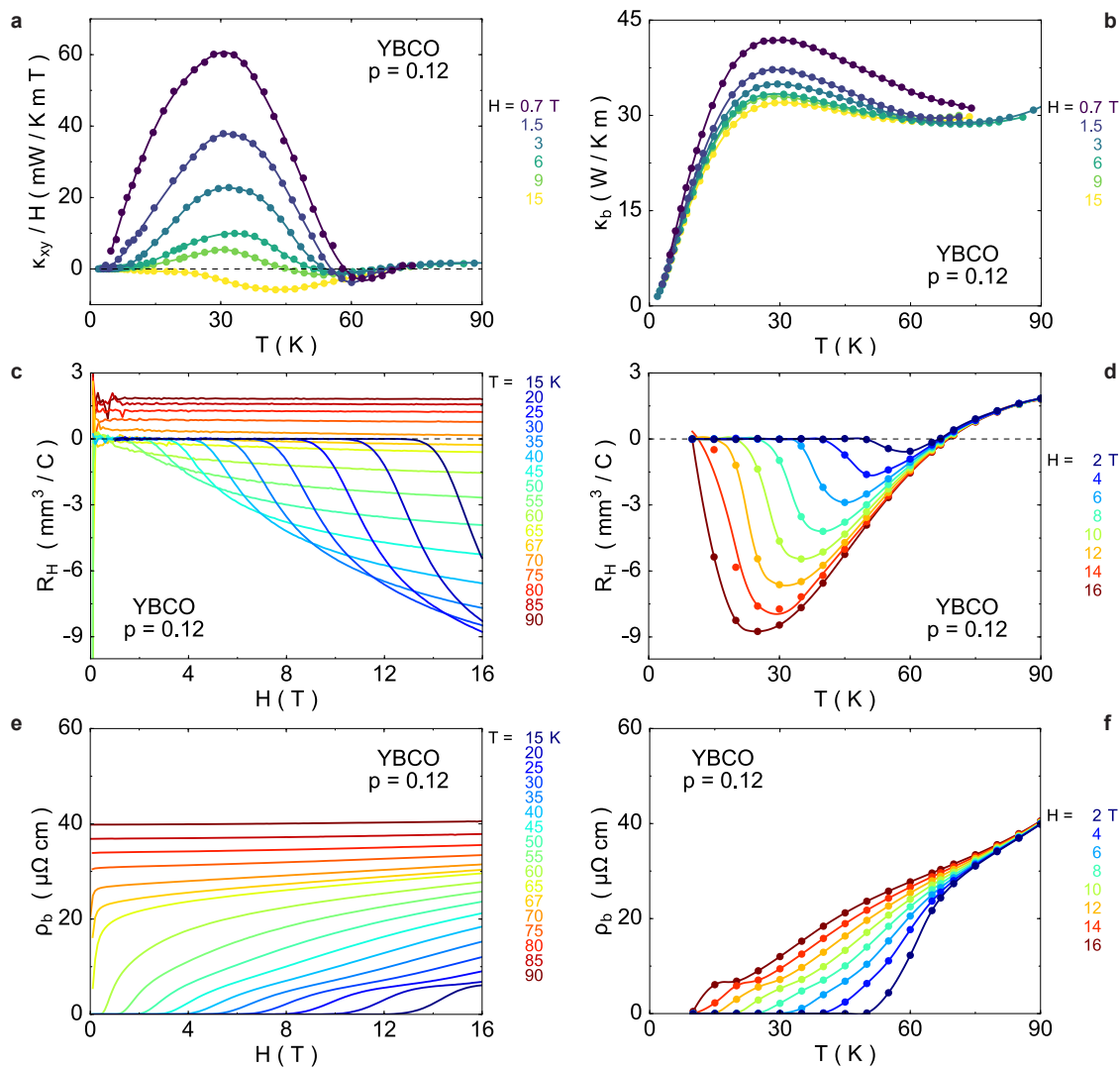


FIGURE B.4 YBCO $p = 0.12$ ($T_c = 67$ K, $y = 6.67$, axe b)

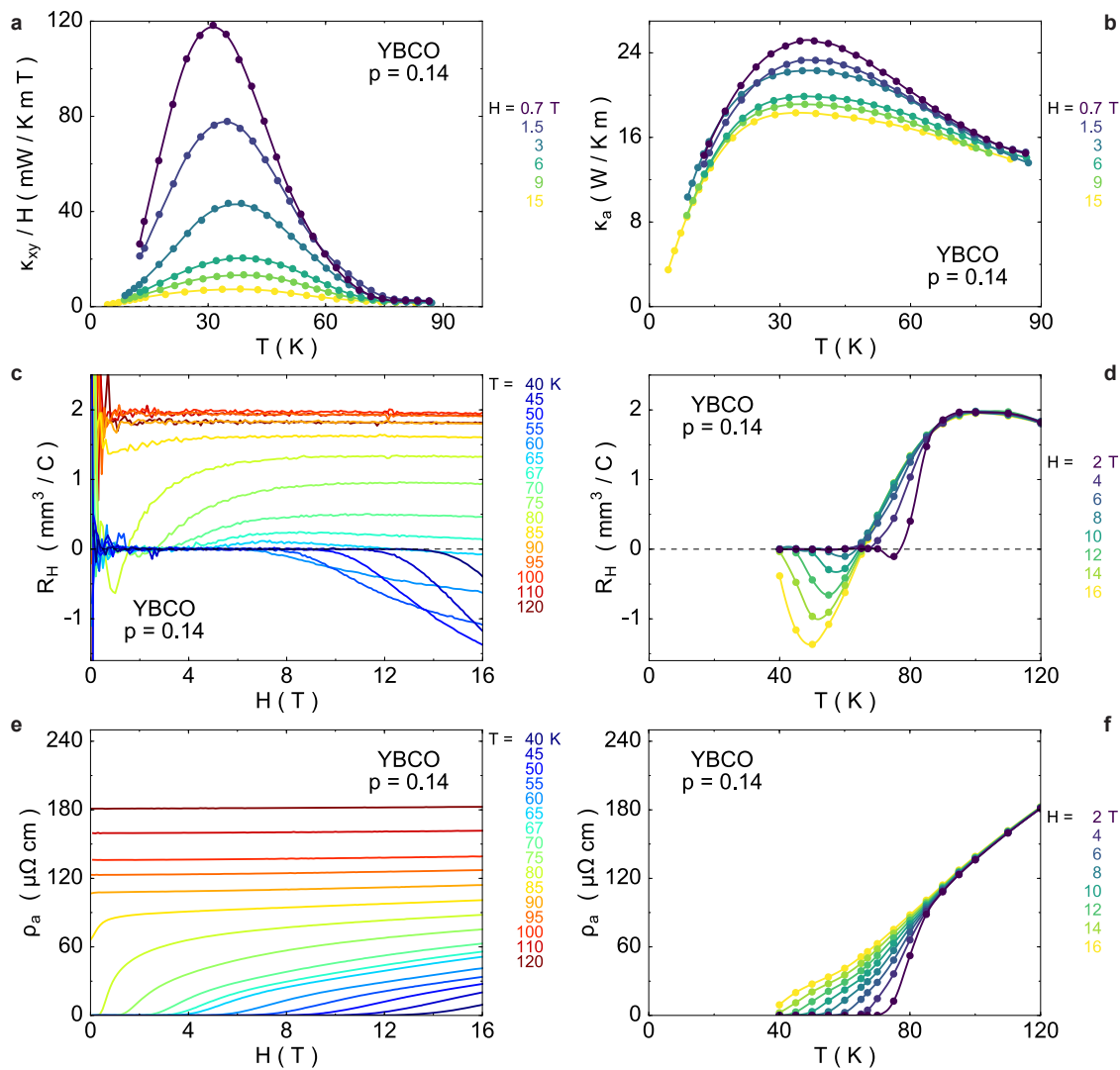


FIGURE B.5 YBCO $p = 0.14$ ($T_c = 81$ K, $y = 6.80$, axe a)

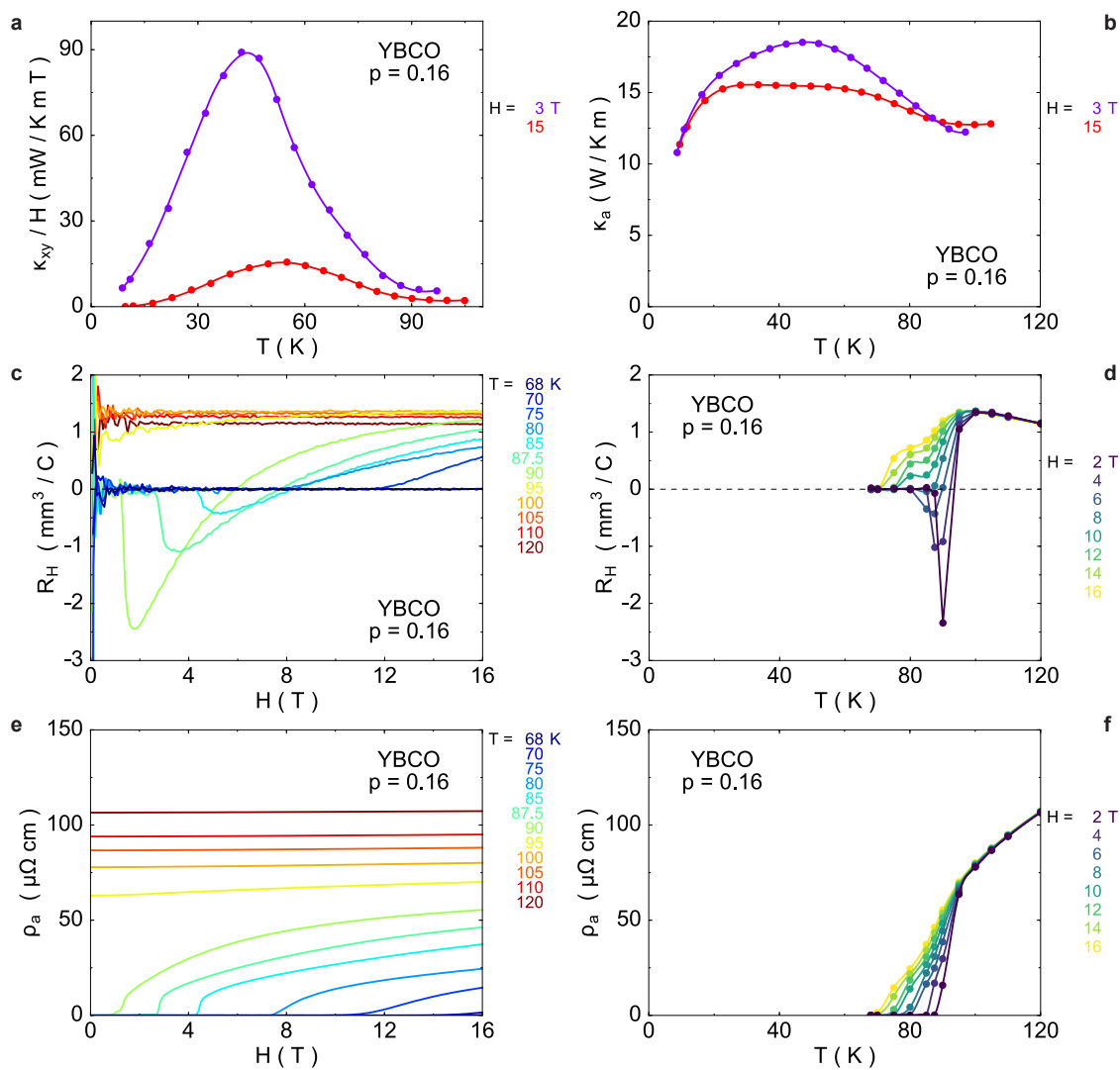


FIGURE B.6 YBCO $p = 0.16$ ($T_c = 91.5$ K, $y = 6.92$, axe a)

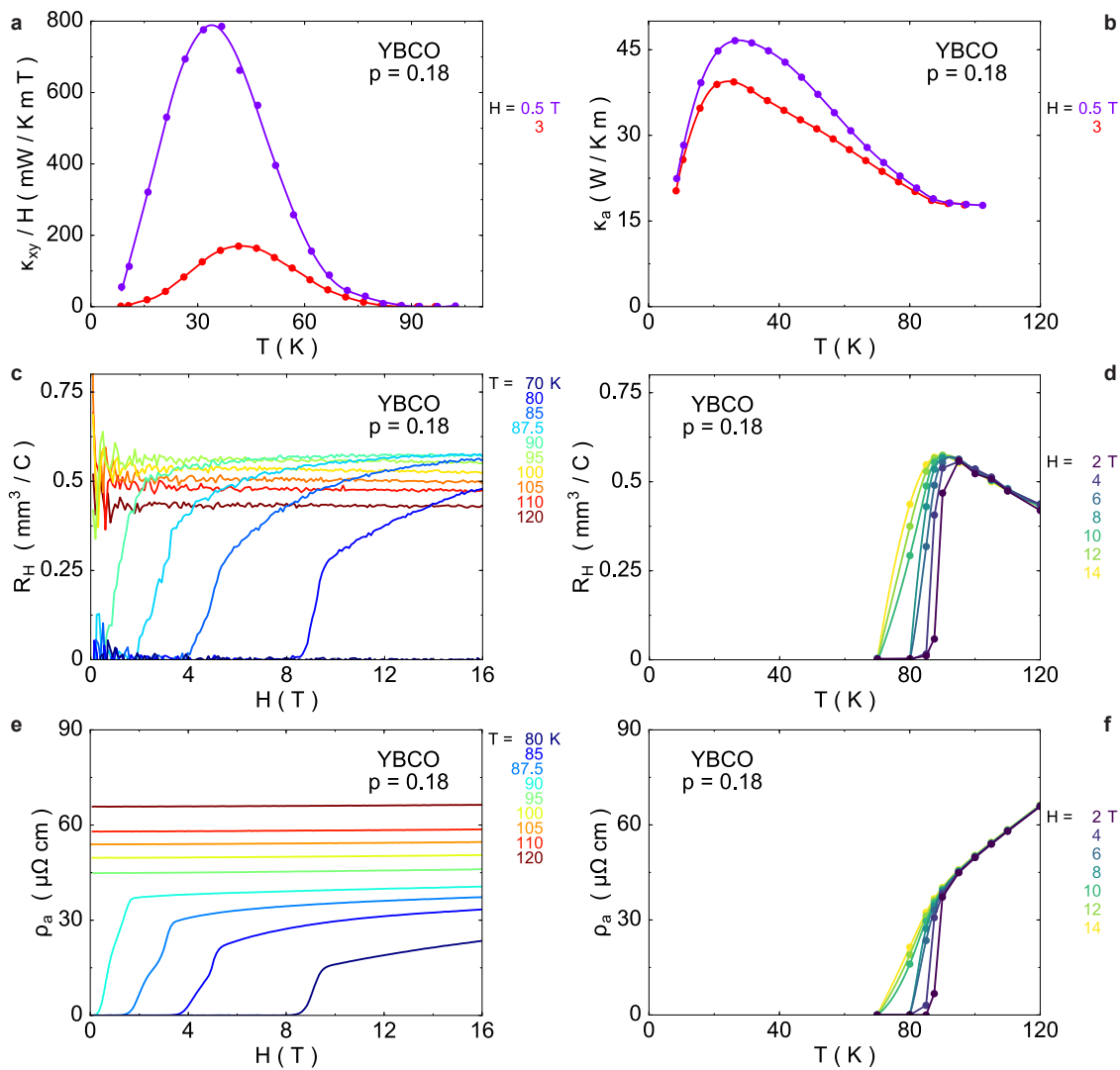


FIGURE B.7 YBCO $p = 0.18$ ($T_c = 90.5 K$, $y = 6.998$, axe a)

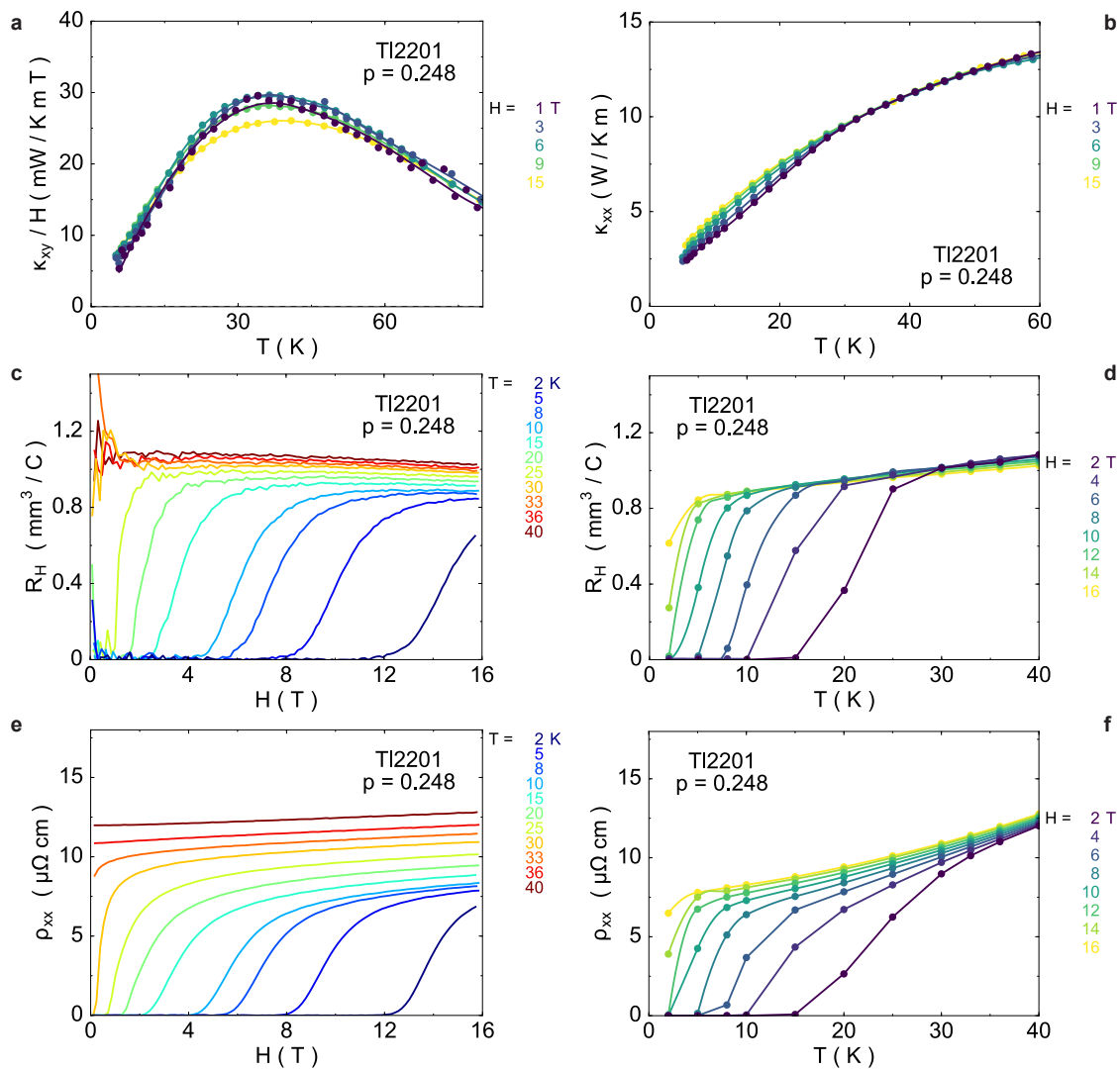


FIGURE B.8 TI2201 $p = 0.248$ ($T_c = 33$ K)

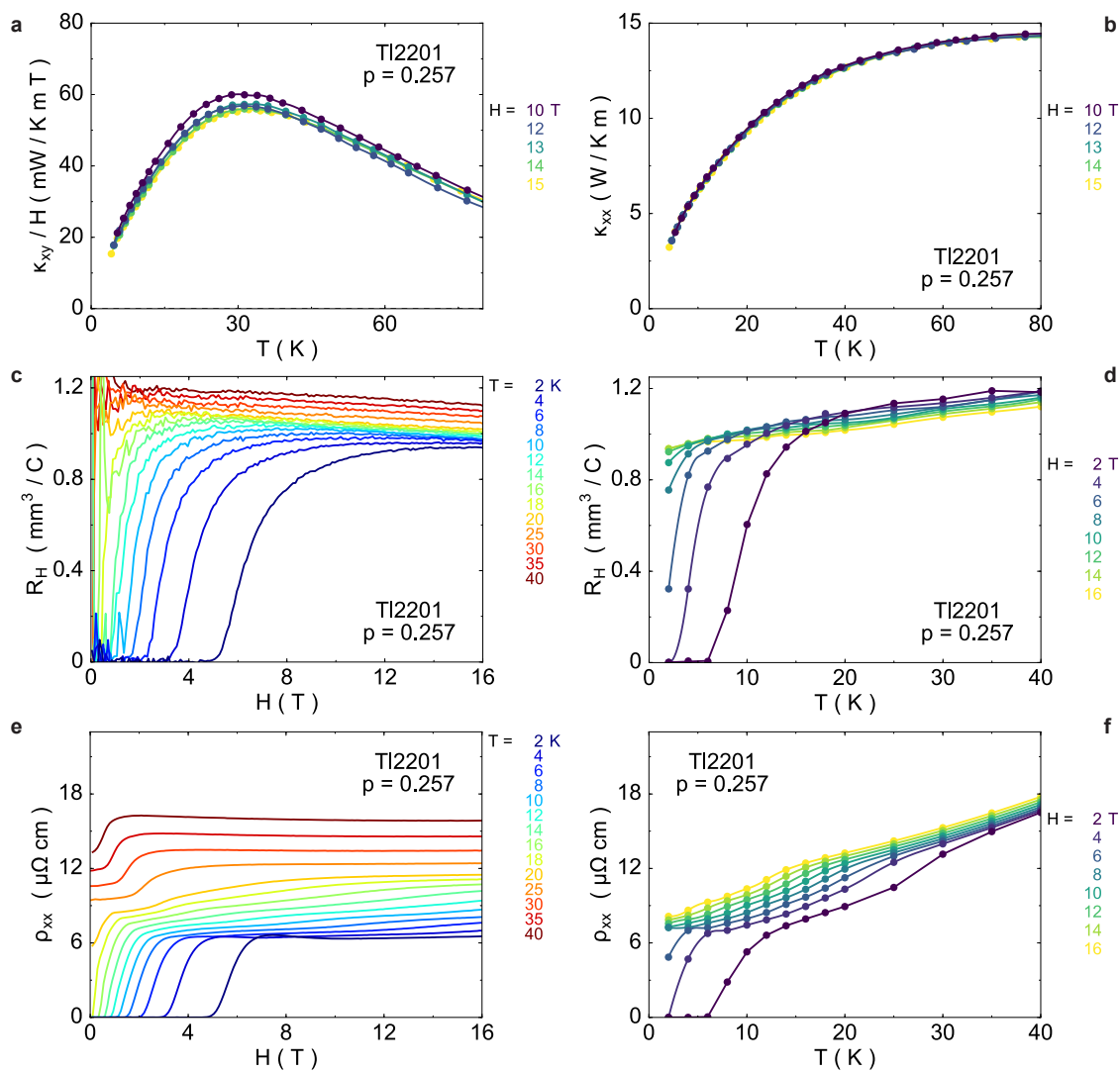


FIGURE B.9 TI2201 $p = 0.257$ ($T_c = 20$ K)

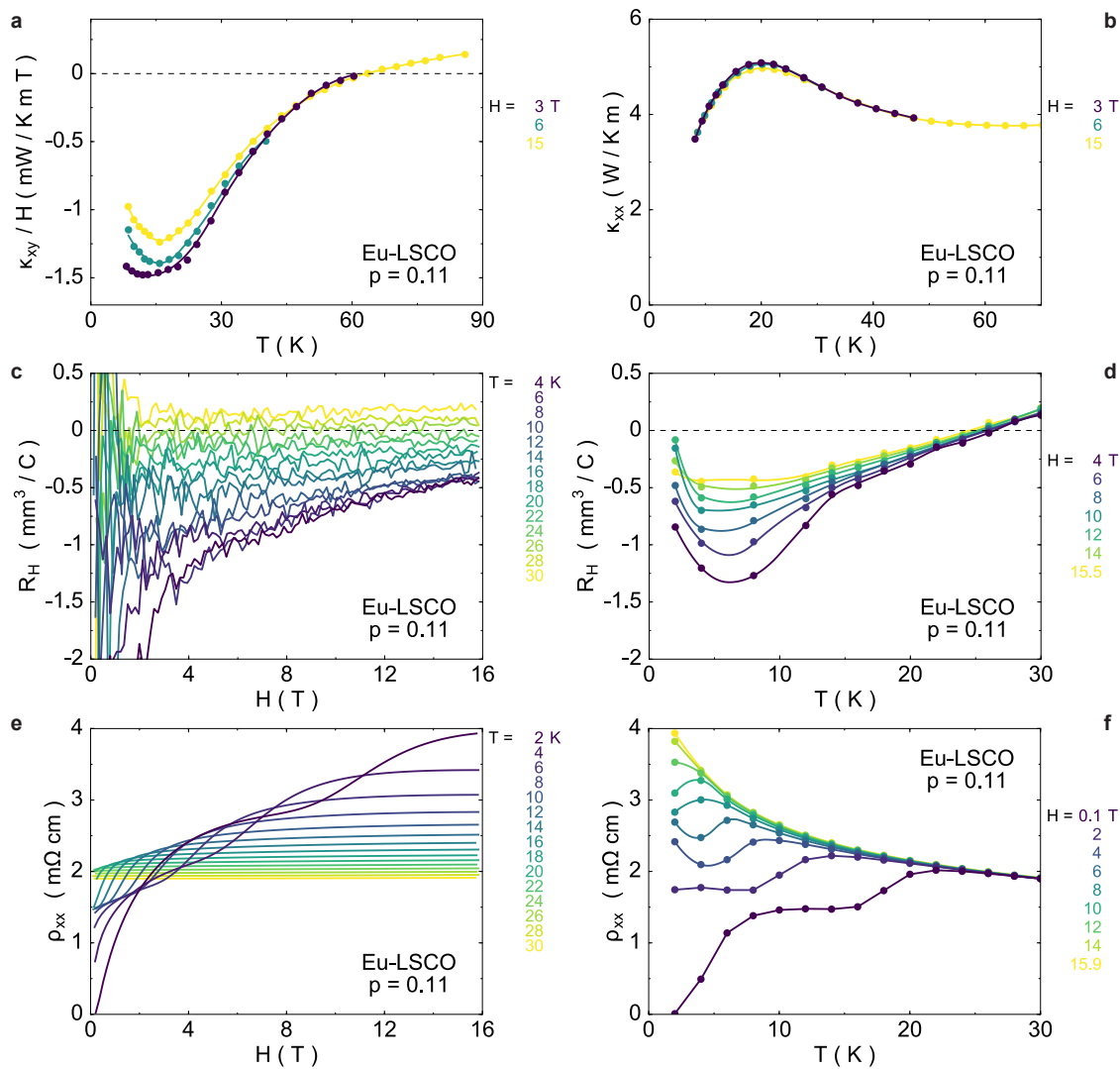


FIGURE B.10 Eu-LSCO $x = 0.11$ ($T_c = 4$ K)

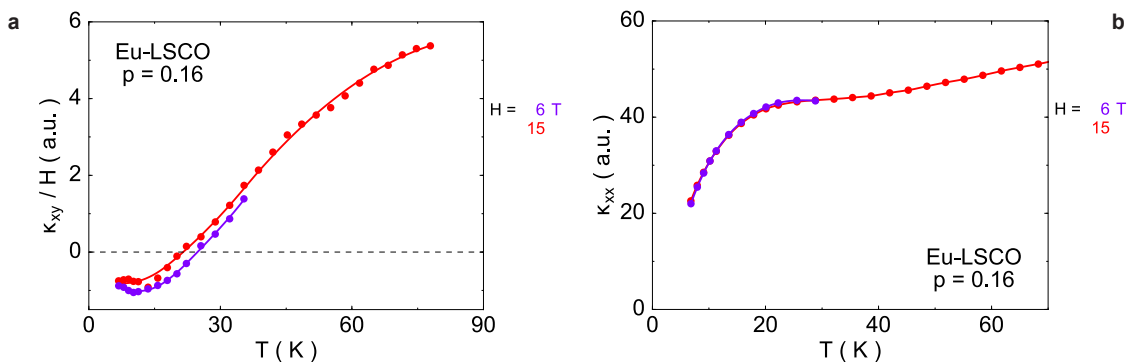


FIGURE B.11 Eu-LSCO $x = 0.16$ ($T_c = 13$ K); les unités sont arbitraires par ignorance du facteur géométrique

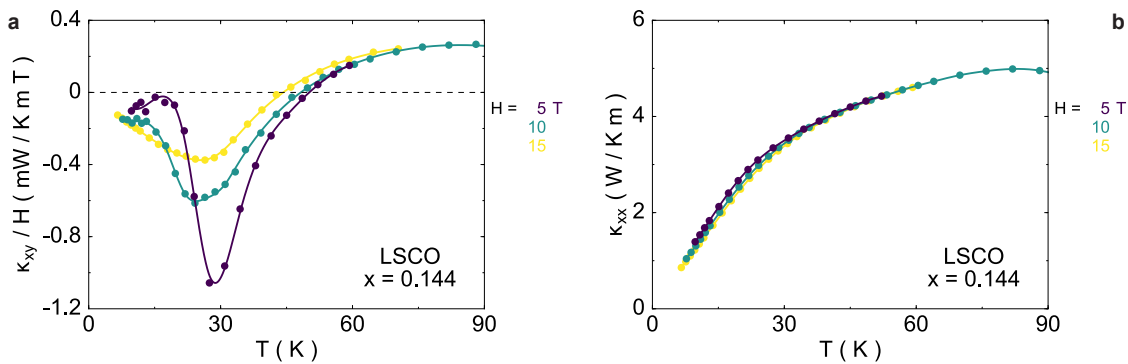


FIGURE B.12 LSCO $x = 0.144$ ($T_c = 37.2$ K)

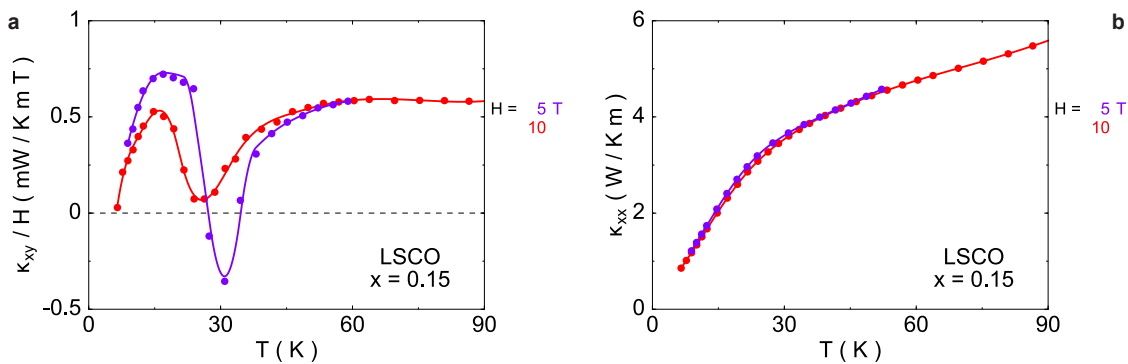


FIGURE B.13 LSCO $x = 0.15$ ($T_c = 36.5$ K)

B.3 Mesures de κ_{xy} en fonction de H dans les cuprates

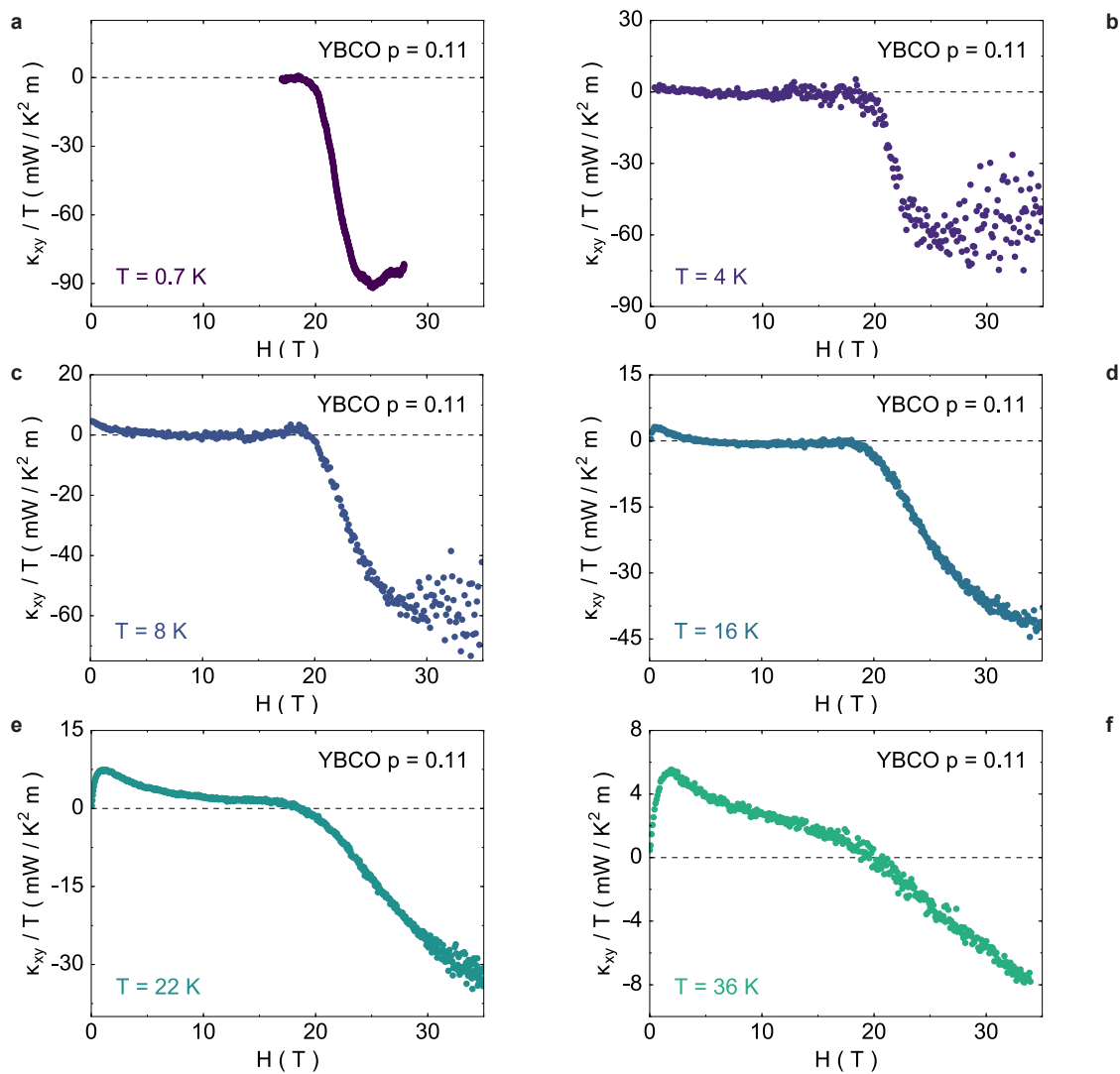


FIGURE B.14 κ_{xy}/T vs H de YBCO $p = 0.11$ ($T_c = 61 \text{ K}$, $y = 6.54$, axe b)

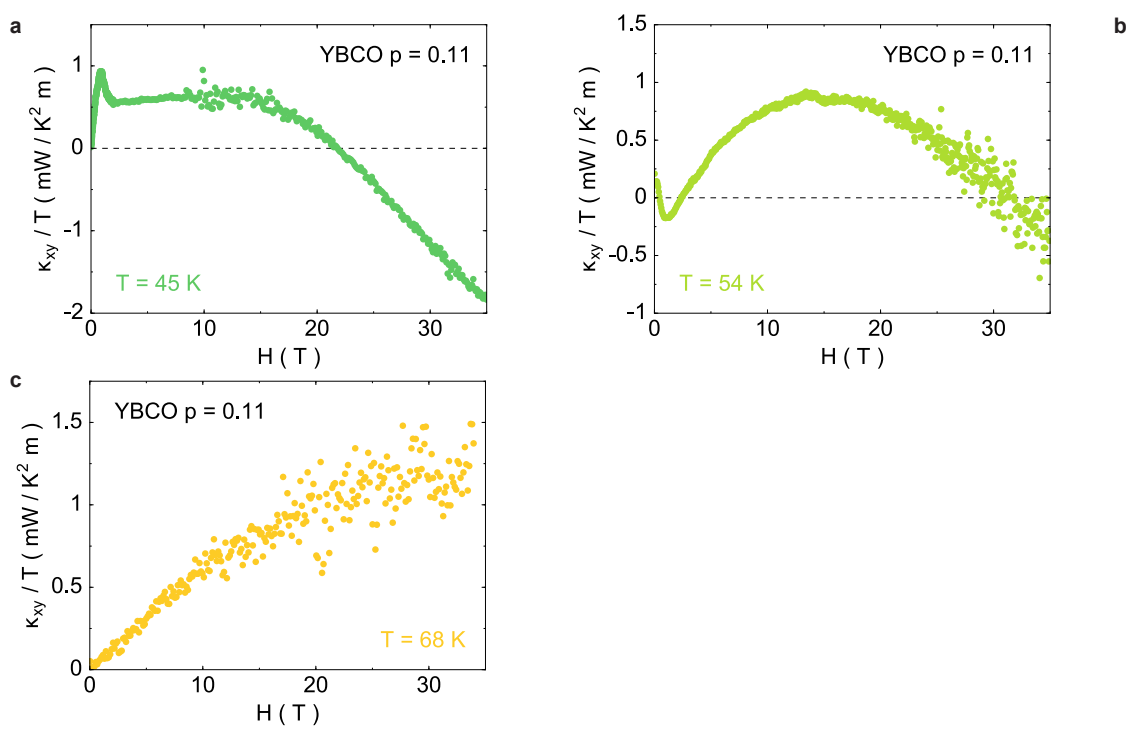


FIGURE B.15 κ_{xy}/T vs H de YBCO $p = 0.11$ ($T_c = 61$ K, $y = 6.54$, axe b)

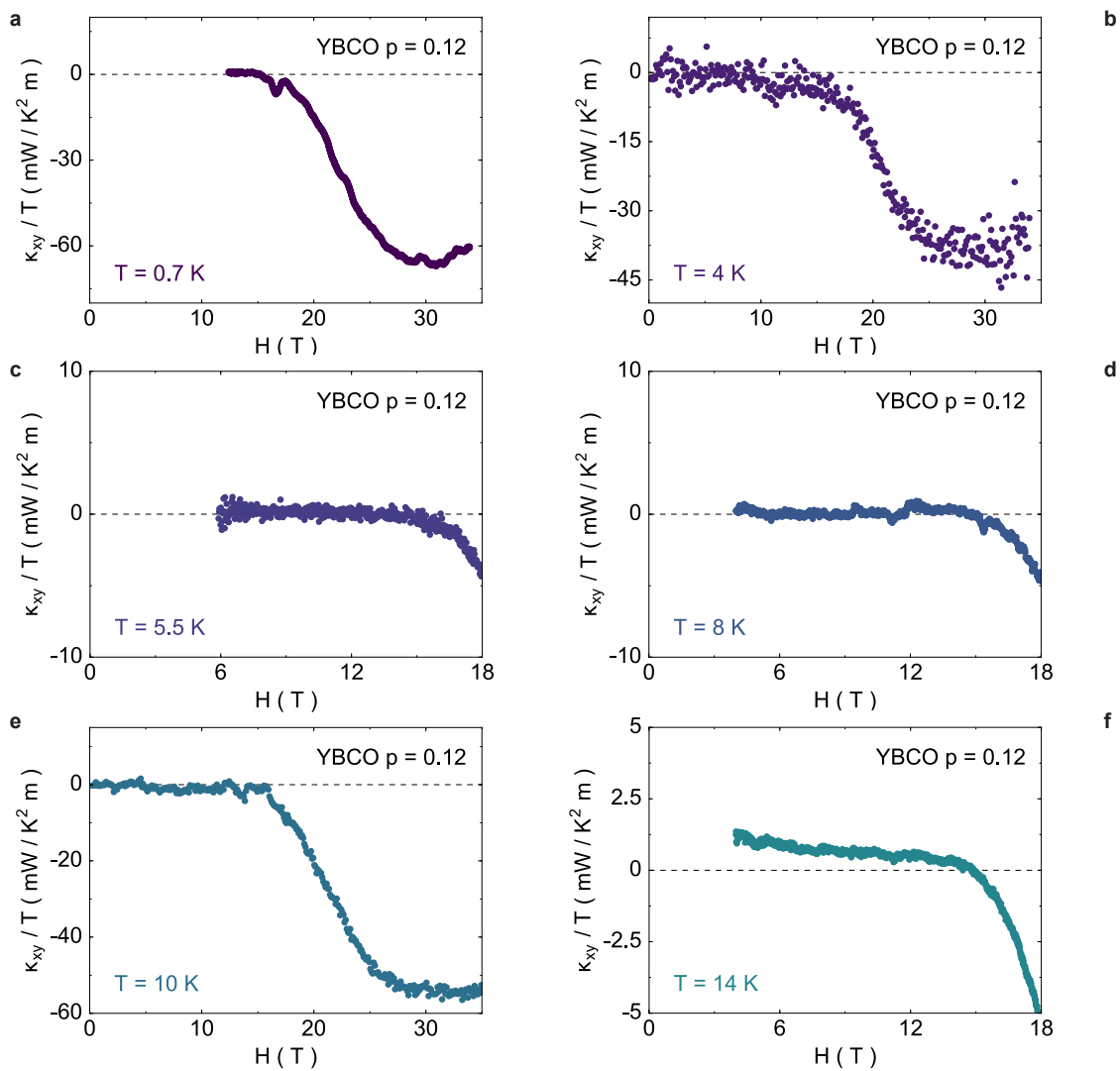


FIGURE B.16 κ_{xy}/T vs H de YBCO $p = 0.12$ ($T_c = 67 \text{ K}$, $y = 6.67$, axe b)

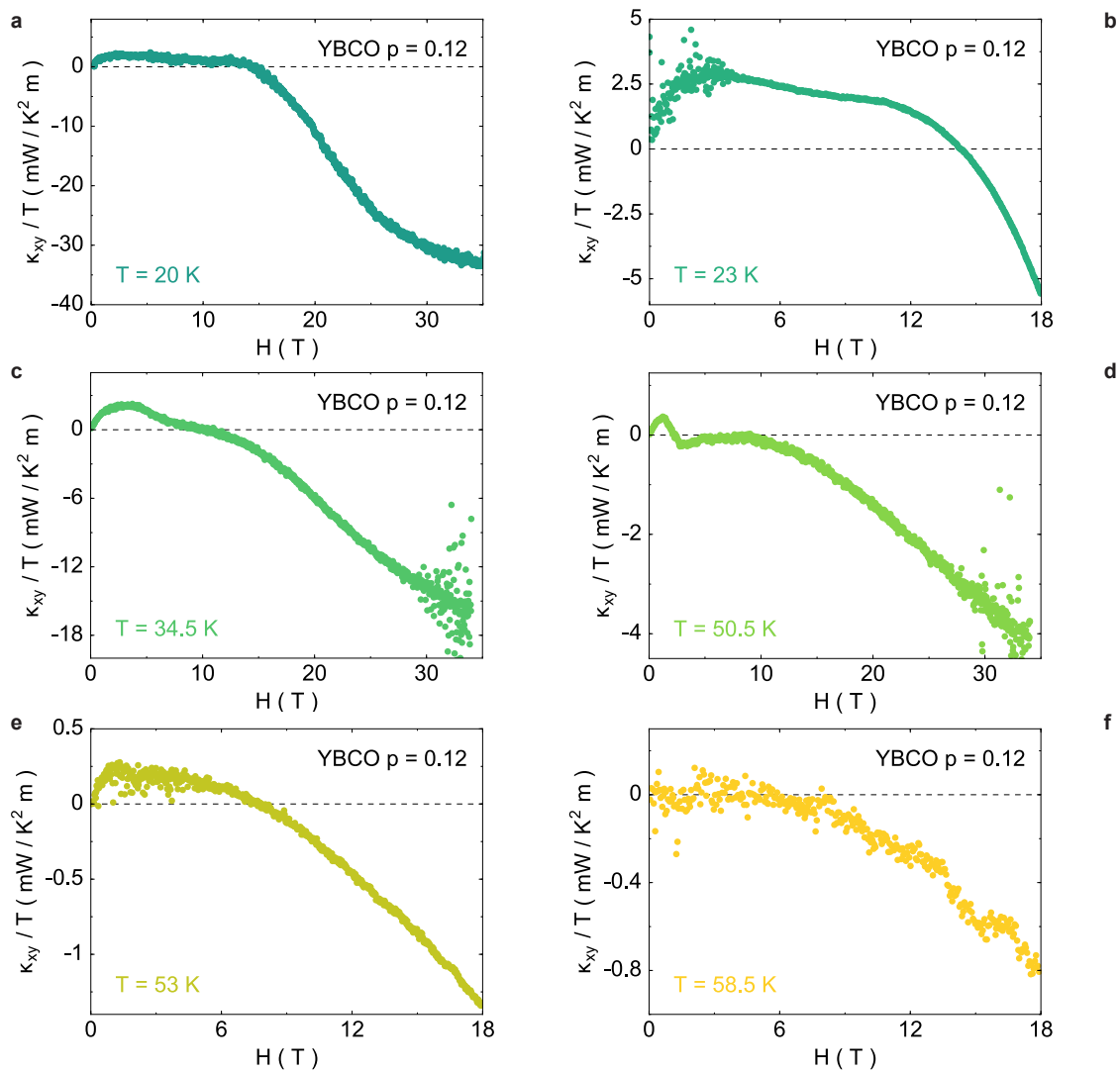


FIGURE B.17 κ_{xy}/T vs H de YBCO $p = 0.12$ ($T_c = 67 \text{ K}$, $y = 6.67$, axe b)

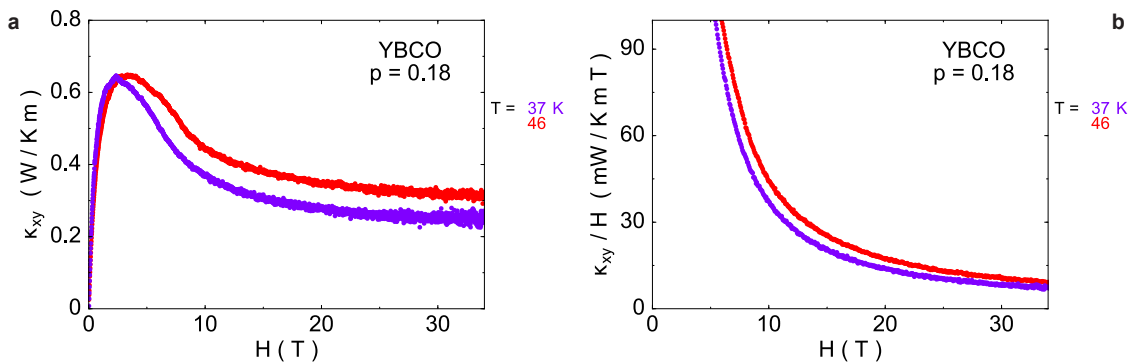


FIGURE B.18 κ_{xy} vs H de YBCO $p = 0.18$ ($T_c = 90.5$ K, $y = 6.998$, axe a)

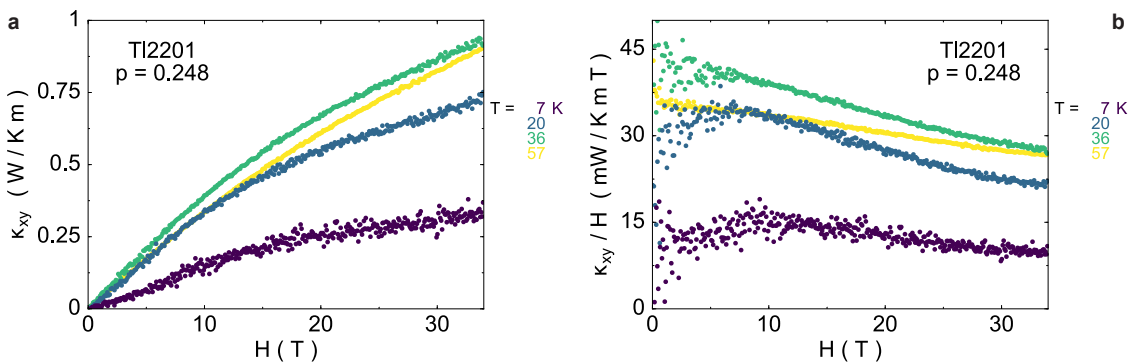


FIGURE B.19 κ_{xy} vs H de Tl2201 $p = 0.248$ ($T_c = 33$ K)

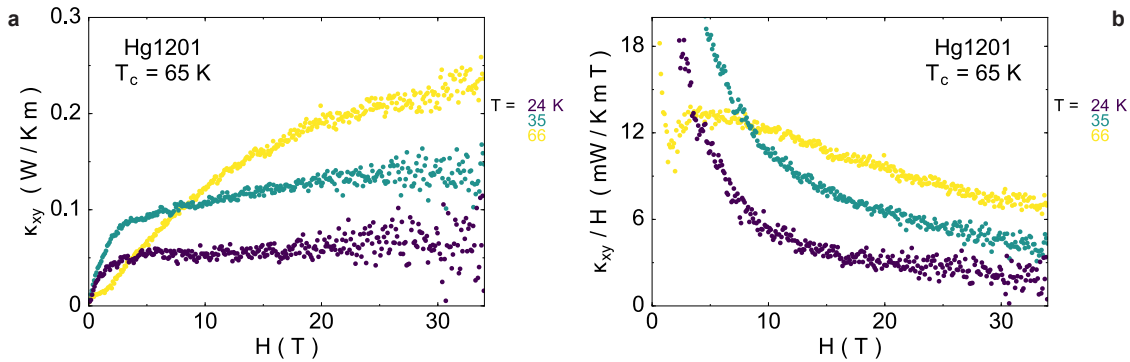


FIGURE B.20 κ_{xy} vs H de Hg1201 $T_c = 65$ K (Sample B 2009)

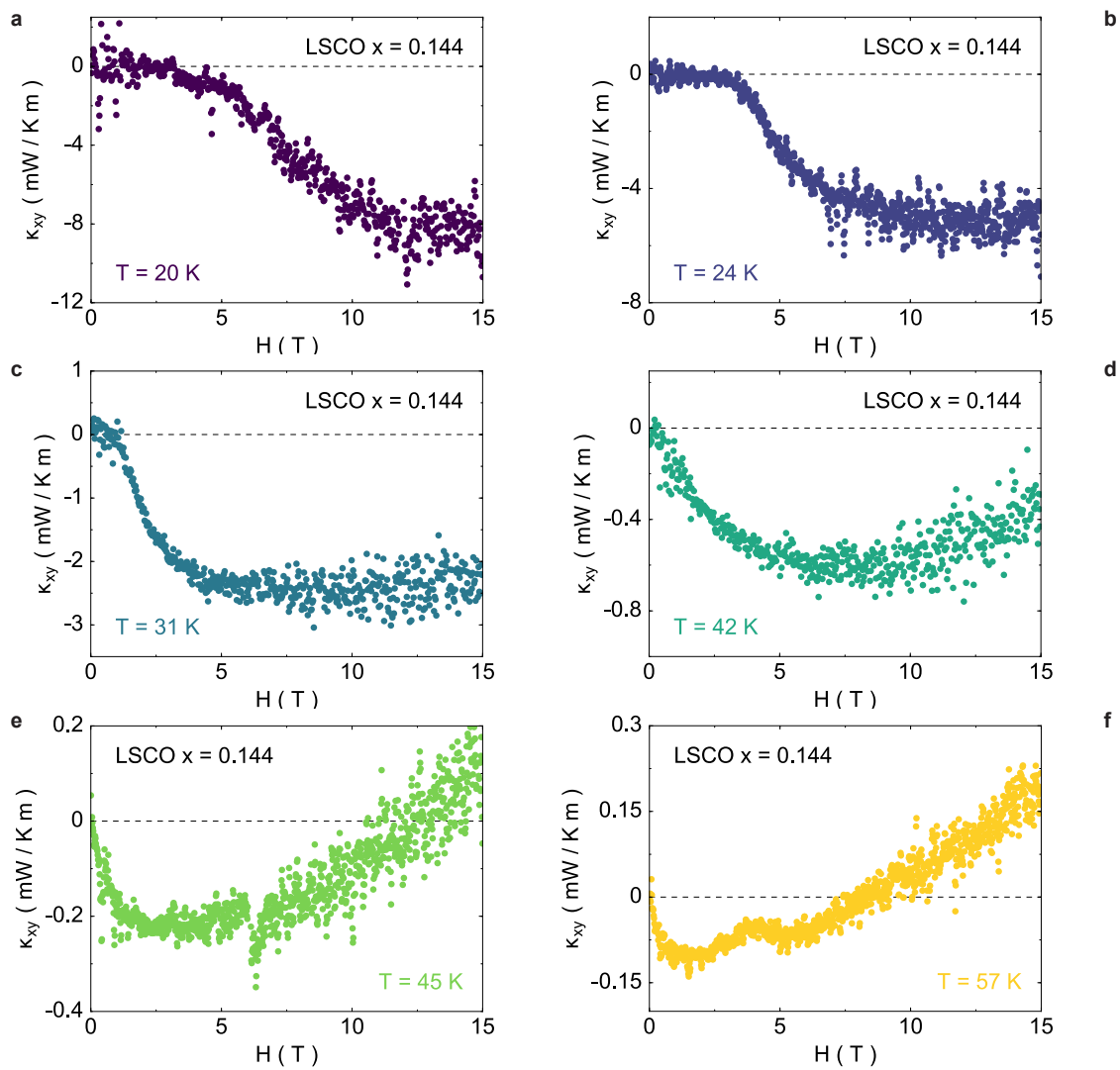


FIGURE B.21 κ_{xy} vs H de LSCO $x = 0.144$ ($T_c = 37.2$ K)

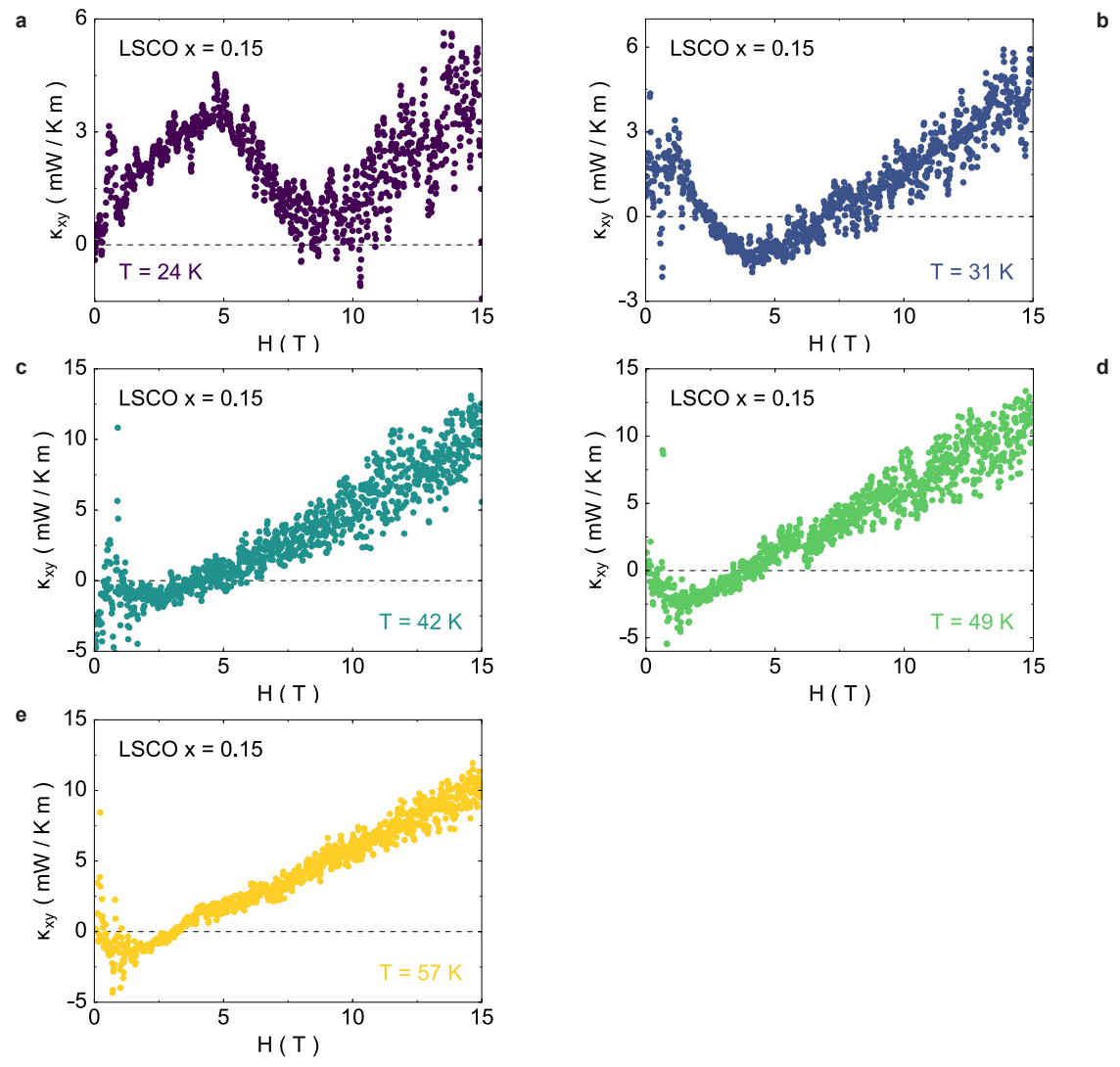


FIGURE B.22 κ_{xy} vs H de LSCO $x = 0.15$ ($T_c = 36.5$ K)

Bibliographie

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Theory of superconductivity, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957), [doi](#). (Cité en page 1.)
- [2] F. Steglich *et al.*, Superconductivity in the presence of strong Pauli paramagnetism : CeCu_2Si_2 , *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1892 (1979), [doi](#). (Cité en page 1.)
- [3] D. Jérôme, A. Mazaud, M. Ribault, and K. Bechgaard, Superconductivity in a synthetic organic conductor $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, *Journal de Physique Lettres* **41**, 95 (1980), [doi](#). (Cité en page 1.)
- [4] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Physik B - Condensed Matter* **64**, 189 (1986), [doi](#). (Cité en pages 2 et 3.)
- [5] M. K. Wu *et al.*, Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987), [doi](#). (Cité en page 4.)
- [6] J. D. Jorgensen *et al.*, Structural properties of oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Phys. Rev. B* **41**, 1863 (1990), [doi](#). (Cité en page 4.)
- [7] M. Sutherland, Heat transport by low-energy quasiparticles in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$: a field and doping study, Thèse de doctorat à l'université de Toronto (2005). (Cité en page 5.)
- [8] W. E. Pickett, Electronic structure of the high-temperature oxide superconductors, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 433 (1989), [doi](#). (Cité en page 7.)
- [9] R. J. Cava, Oxide Superconductors, *Journal of the American Ceramic Society* **83**, 5 (2000), [doi](#). (Cité en page 7.)
- [10] M. Héritier, *Physique de la matière condensée : Des atomes froids aux supraconducteurs à haute température critique*, (2013), [web](#). (Cité en pages 8, 9 et 10.)
- [11] P. A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, Doping a Mott insulator : Physics of high-temperature superconductivity, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006), [doi](#). (Cité en page 9.)
- [12] M. Norman and C. Pépin, The electronic nature of high temperature cuprate superconductors, *Reports on Progress in Physics* **66**, 1547 (2003), [web](#). (Cité en pages 9 et 12.)
- [13] W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, R. Liang, and K. Zhang, Precision measurements of the temperature dependence of λ in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$: Strong evidence for nodes in the gap function, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999 (1993), [doi](#). (Cité en page 12.)
- [14] Z.-X. Shen *et al.*, Anomalously large gap anisotropy in the *a-b* plane of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Physical Review Letters* **70**, 1553 (1993), [doi](#). (Cité en page 12.)

- [15] H. Ding *et al.*, Angle-resolved photoemission spectroscopy study of the superconducting gap anisotropy in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, *Physical Review B* **54**, R9678 (1996), [doi](#). (Cité en page 12.)
- [16] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Leggett, Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc SQUIDS, *Physical Review Letters* **71**, 2134 (1993), [doi](#). (Cité en page 12.)
- [17] C. C. Tsuei *et al.*, Pairing symmetry and flux quantization in a tricrystal superconducting ring of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Physical Review Letters* **73**, 593 (1994), [doi](#). (Cité en page 12.)
- [18] T. Wu *et al.*, Magnetic-field-induced charge-stripe order in the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Nature* **477**, 191 (2011), [doi](#). (Cité en pages 13, 17, 18, 22, 95, 101, 102 et 104.)
- [19] J. Chang *et al.*, Direct observation of competition between superconductivity and charge density wave order in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$, *Nature Physics* (2012), [doi](#). (Cité en pages 14, 16, 20, 22, 28, 95 et 104.)
- [20] G. Ghiringhelli *et al.*, Long-range incommensurate charge fluctuations in $(\text{Y,Nd})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, *Science* **337**, 821 (2012), [doi](#). (Cité en pages 14, 20, 22 et 95.)
- [21] E. Blackburn *et al.*, X-ray diffraction observations of a charge-density-wave order in superconducting ortho-II $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ single crystals in zero magnetic field, *Physical Review Letters* **110**, 137004 (2013), [doi](#). (Cité en pages 14, 16, 22 et 95.)
- [22] S. Blanco-Canosa *et al.*, Resonant x-ray scattering study of charge-density wave correlations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, *Physical Review B* **90**, 054513 (2014), [doi](#). (Cité en pages 14, 15, 16, 22, 81 et 95.)
- [23] M. Hücker *et al.*, Competing charge, spin, and superconducting orders in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Physical Review B* **90**, 054514 (2014), [doi](#). (Cité en pages 14, 15, 16, 22, 81 et 95.)
- [24] R. Comin *et al.*, Charge order driven by Fermi-arc instability in $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$, *Science* **343**, 390 (2014), [doi](#). (Cité en pages 14 et 17.)
- [25] A. M. Tsvelik and A. V. Chubukov, Composite charge order in the pseudogap region of the cuprates, *Physical Review B* **89**, 184515 (2014), [doi](#). (Cité en pages 14 et 16.)
- [26] Y. Wang and A. Chubukov, Charge-density-wave order with momentum $(2Q, 0)$ and $(0, 2Q)$ within the spin-fermion model : Continuous and discrete symmetry breaking, preemptive composite order, and relation to pseudogap in hole-doped cuprates, *Physical Review B* **90**, 035149 (2014), [doi](#). (Cité en pages 14 et 16.)
- [27] H. Freire, V. S. de Carvalho, and C. Pépin, Renormalization group analysis of the pair-density-wave and charge order within the fermionic hot-spot model for cuprate superconductors, *Physical Review B* **92**, 045132 (2015), [doi](#). (Cité en pages 14 et 16.)
- [28] C. Pépin, V. S. de Carvalho, T. Kloss, and X. Montiel, Pseudogap, charge order, and pairing density wave at the hot spots in cuprate superconductors, *Physical Review B* **90**, 195207 (2014), [doi](#). (Cité en pages 14 et 16.)
- [29] T. Kloss, X. Montiel, V. S. de Carvalho, H. Freire, and C. Pépin, Charge orders, magnetism and pairings in the cuprate superconductors, arXiv :1512.03801 (2015), [web](#), arXiv : 1512.03801. (Cité en pages 14 et 16.)

- [30] R. Comin *et al.*, Broken translational and rotational symmetry via charge stripe order in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+y}$, *Science* **347**, 1335 (2015), [doi](#). (Cité en page 15.)
- [31] J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, Y. Nakamura, and S. Uchida, Evidence for stripe correlations of spins and holes in copper oxide superconductors, *Nature* **375**, 561 (1995), [doi](#). (Cité en page 17.)
- [32] T. P. Croft, C. Lester, M. S. Senn, A. Bombardi, and S. M. Hayden, Charge density wave fluctuations in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and their competition with superconductivity, *Physical Review B* **89**, 224513 (2014), [doi](#). (Cité en page 17.)
- [33] E. H. d. S. Neto *et al.*, Ubiquitous interplay between charge ordering and high-Temperature superconductivity in cuprates, *Science* **343**, 393 (2014), [doi](#). (Cité en page 17.)
- [34] W. Tabis *et al.*, Charge order and its connection with Fermi-liquid charge transport in a pristine high- T_c cuprate, *Nature Communications* **5**, 5875 (2014), [doi](#). (Cité en page 17.)
- [35] T. Wu *et al.*, Emergence of charge order from the vortex state of a high-temperature superconductor, *Nature Communications* **4**, 2113 (2013), [doi](#). (Cité en pages 17, 18, 22, 95, 101, 102, 103 et 104.)
- [36] D. LeBoeuf *et al.*, Thermodynamic phase diagram of static charge order in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Nature Physics* **9**, 79 (2013), [doi](#). (Cité en pages 17, 18, 19, 22, 95, 101, 102, 103 et 104.)
- [37] T. Wu *et al.*, Incipient charge order observed by NMR in the normal state of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Nature Communications* **6**, 6438 (2015), [doi](#). (Cité en pages 17, 22 et 95.)
- [38] S. Gerber *et al.*, Three-dimensional charge density wave order in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ at high magnetic fields, *Science* **350**, 949 (2015), [doi](#). (Cité en pages 19, 20, 22, 83, 89, 94, 95, 103 et 104.)
- [39] J. Chang *et al.*, Magnetic field controlled charge density wave coupling in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, arXiv :1511.06092 (2015), [web](#). (Cité en pages 19, 20, 21, 22, 83, 89, 94, 95, 101, 102, 103 et 104.)
- [40] M. Platé *et al.*, Fermi surface and quasiparticle excitations of overdoped $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, *Physical Review Letters* **95**, 077001 (2005), [doi](#). (Cité en page 23.)
- [41] B. Vignolle *et al.*, Quantum oscillations in an overdoped high- T_c superconductor, *Nature* **455**, 952 (2008), [doi](#). (Cité en page 23.)
- [42] N. E. Hussey, Phenomenology of the normal state in-plane transport properties of high- T_c cuprates, *Journal of Physics : Condensed Matter* **20**, 123201 (2008), [doi](#). (Cité en page 23.)
- [43] T. Manako, Y. Kubo, and Y. Shimakawa, Transport and structural study of $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ single crystals prepared by the KCl flux method, *Physical Review B* **46**, 11019 (1992), [doi](#). (Cité en page 23.)
- [44] S. Nakamae *et al.*, Electronic ground state of heavily overdoped nonsuperconducting $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, *Phys. Rev. B* **68**, 100502 (2003), [doi](#). (Cité en pages 23 et 86.)
- [45] M. A. Hossain *et al.*, In situ doping control of the surface of high-temperature superconductors, *Nature Physics* **4**, 527 (2008), [doi](#). (Cité en pages 24, 25, 94, 95, 97 et 98.)
- [46] K. Fujita *et al.*, Spectroscopic imaging scanning tunneling microscopy studies of electronic structure in the superconducting and pseudogap phases of cuprate high- T_c superconductors,

- Journal of the Physical Society of Japan **81**, 011005 (2012), [doi](#). (Cité en pages [24](#), [25](#), [94](#), [95](#), [97](#) et [98](#).)
- [47] K. Segawa and Y. Ando, Intrinsic Hall response of the CuO_2 planes in a chain-plane composite system of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Physical Review B* **69**, 104521 (2004), [doi](#). (Cité en pages [24](#) et [25](#).)
- [48] K. Fujita *et al.*, Simultaneous transitions in cuprate momentum-space topology and electronic symmetry breaking, *Science* **344**, 612 (2014), [doi](#). (Cité en pages [25](#), [94](#), [95](#), [97](#) et [98](#).)
- [49] N. Doiron-Leyraud *et al.*, Quantum oscillations and the Fermi surface in an underdoped high- T_c superconductor, *Nature* **447**, 565 (2007), [doi](#). (Cité en pages [26](#), [27](#), [91](#), [94](#), [95](#), [99](#), [101](#) et [105](#).)
- [50] D. LeBoeuf *et al.*, Electron pockets in the Fermi surface of hole-doped high- T_c superconductors, *Nature* **450**, 533 (2007), [doi](#). (Cité en pages [26](#), [27](#), [94](#), [95](#) et [99](#).)
- [51] D. LeBoeuf *et al.*, Lifshitz critical point in the cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ from high-field Hall effect measurements, *Physical Review B* **83**, 054506 (2011), [doi](#). (Cité en pages [26](#), [27](#), [28](#), [78](#), [91](#), [94](#), [95](#) et [99](#).)
- [52] F. Laliberté *et al.*, Fermi-surface reconstruction by stripe order in cuprate superconductors, *Nature Communications* **2**, 432 (2011), [web](#). (Cité en pages [26](#), [94](#), [95](#) et [99](#).)
- [53] S. C. Riggs *et al.*, Heat capacity through the magnetic-field-induced resistive transition in an underdoped high-temperature superconductor, *Nature Physics* **7**, 332 (2011), [doi](#). (Cité en pages [26](#), [83](#), [87](#) et [91](#).)
- [54] B. J. Ramshaw *et al.*, Quasiparticle mass enhancement approaching optimal doping in a high- T_c superconductor, *Science* **348**, 317 (2015), [doi](#). (Cité en pages [26](#), [78](#), [94](#) et [95](#).)
- [55] G. Grissonnanche *et al.*, Direct measurement of the upper critical field in cuprate superconductors, *Nature Communications* **5**, 3280 (2014), [doi](#). (Cité en pages [28](#), [65](#), [72](#), [73](#), [74](#), [75](#), [76](#), [77](#), [78](#), [79](#), [80](#), [81](#), [82](#), [83](#), [85](#), [87](#), [94](#), [103](#), [104](#), [107](#) et [109](#).)
- [56] N. Barišić *et al.*, Universal quantum oscillations in the underdoped cuprate superconductors, *Nature Physics* **9**, 761 (2013), [web](#). (Cité en page [27](#).)
- [57] N. Doiron-Leyraud *et al.*, Hall, Seebeck, and Nernst coefficients of underdoped $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$: Fermi-surface reconstruction in an archetypal cuprate superconductor, *Physical Review X* **3**, 021019 (2013), [doi](#). (Cité en pages [27](#), [95](#) et [99](#).)
- [58] T. M. Tritt, Thermal conductivity : theory, properties and applications, *Physics of solids and liquids* (2004). (Cité en page [33](#).)
- [59] R. Berman, Thermal conduction in solids, Clarendon Press, Oxford (1976). (Cité en pages [34](#) et [35](#).)
- [60] J. Bardeen, G. Rickayzen, and L. Tewordt, Theory of the thermal conductivity of superconductors, *Physical Review* **113**, 982 (1959), [doi](#). (Cité en page [35](#).)
- [61] L. Tewordt, Theory of the intrinsic electronic thermal conductivity of superconductors, *Physical Review* **129**, 657 (1963), [doi](#). (Cité en page [35](#).)
- [62] K. Krishana, J. M. Harris, and N. P. Ong, Quasiparticle mean free path in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ measured by the thermal Hall conductivity, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3529 (1995), [doi](#). (Cité en pages [36](#), [43](#), [44](#) et [98](#).)

- [63] Y. Zhang *et al.*, Giant enhancement of the thermal Hall conductivity κ_{xy} in the superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, *Physical Review Letters* **86**, 890 (2001), [doi](#). (Cité en pages 36, 43 et 98.)
- [64] P. J. Hirschfeld and W. O. Putikka, Theory of thermal conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Physical Review Letters* **77**, 3909 (1996), [doi](#). (Cité en pages 36 et 37.)
- [65] R. Gagnon, S. Pu, B. Ellman, and L. Taillefer, Anisotropy of heat conduction in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$: a probe of chain superconductivity, *Physical Review Letters* **78**, 1976 (1997), [doi](#). (Cité en page 36.)
- [66] A. Fetter and P. Hohenberg, Theory of type II superconductors, *Superconductivity* (1969). (Cité en page 38.)
- [67] G. E. Volovik, Superconductivity with lines of gap nodes - density-of-states in the vortex, *JETP Lett.* **58**, 469 (1993). (Cité en pages 38 et 39.)
- [68] R. M. Cleary, Scattering of single-particle excitations by a vortex in a clean type-II superconductor, *Physical Review* **175**, 587 (1968), [doi](#). (Cité en pages 39 et 68.)
- [69] I. Vekhter and A. Houghton, Quasiparticle thermal conductivity in the vortex state of high- T_c cuprates, *Physical Review Letters* **83**, 4626 (1999), [doi](#). (Cité en pages 39 et 70.)
- [70] A. B. Vorontsov and I. Vekhter, Unconventional superconductors under a rotating magnetic field. II. Thermal transport, *Physical Review B* **75**, 224502 (2007), [doi](#). (Cité en pages 39 et 70.)
- [71] S. H. Simon and P. A. Lee, Scaling of the quasiparticle spectrum for d -wave superconductors, *Physical Review Letters* **78**, 1548 (1997), [doi](#). (Cité en pages 42 et 45.)
- [72] A. C. Durst, A. Vishwanath, and P. A. Lee, Weak-field thermal Hall conductivity in the mixed state of d -wave superconductors, *Physical Review Letters* **90**, 187002 (2003), [doi](#). (Cité en page 42.)
- [73] A. Shahzamanian, H. Yavary, and A. Yousefvand, Weak-field thermal Hall conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.99}$ at low temperature, *physica status solidi (c)* **3**, 3148 (2006), [doi](#). (Cité en pages 42 et 45.)
- [74] V. Cvetkovic and O. Vafek, Berry phases and the intrinsic thermal Hall effect in high-temperature cuprate superconductors, *Nature Communications* **6**, 6518 (2015), [doi](#). (Cité en page 43.)
- [75] O. Vafek, Intrinsic thermal Hall conductivity in the mixed state of d -wave superconductors : from wave-packet dynamics to scaling, *Physical Review B* **92**, 174508 (2015), [doi](#). (Cité en page 43.)
- [76] K. Krishana *et al.*, Quasiparticle thermal Hall angle and magnetoconductance in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, *Physical Review Letters* **82**, 5108 (1999), [doi](#). (Cité en pages 43, 45 et 105.)
- [77] Y. Zhang *et al.*, Determining the Wiedemann-Franz ratio from the thermal Hall conductivity : application to Cu and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, *Physical Review Letters* **84**, 2219 (2000), [doi](#). (Cité en pages 43, 44 et 87.)
- [78] B. Zeini *et al.*, Thermal conductivity and thermal Hall effect in Bi- and Y-based high- T_c superconductors, *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* **20**, 189 (2001), [doi](#). (Cité en pages 43, 44 et 45.)

- [79] G. Grissonnanche *et al.*, Onset field for Fermi-surface reconstruction in the cuprate superconductor YBCO, arXiv :1508.05486 (2015), [web](#). (Cité en pages [43](#), [45](#), [97](#), [98](#), [99](#), [100](#), [101](#), [102](#), [104](#) et [110](#).)
- [80] P. J. Tausch and R. S. Newrock, High-field Righi-Leduc effect and lattice thermal conductivity of potassium, *Physical Review B* **16**, 5381 (1977), [doi](#). (Cité en page [44](#).)
- [81] J. G. Checkelsky *et al.*, Thermal Hall conductivity as a probe of gap structure in multiband superconductors : the case of $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, *Physical Review B* **86**, 180502 (2012), [doi](#). (Cité en page [44](#).)
- [82] Y. Onose, N. P. Ong, and C. Petrovic, Thermal Hall conductivity and long-lived quasiparticles in CeCoIn_5 , *Physica C : Superconductivity and its Applications* **460–462, Part 1**, 676 (2007), [doi](#). (Cité en page [44](#).)
- [83] Y. Onose, N. P. Ong, and C. Petrovic, The Lorenz number in CeCoIn_5 inferred from the thermal and charge Hall currents, *EPL (Europhysics Letters)* **80**, 37005 (2007), [doi](#). (Cité en pages [44](#) et [87](#).)
- [84] D. Leboeuf, Reconstruction de la surface de Fermi dans l'état normal d'un supraconducteur à haute- T_c : une étude du transport électrique en champ magnétique intense, Thèse de Doctorat à l'université de Sherbrooke (2009). (Cité en pages [45](#) et [48](#).)
- [85] R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, Growth of YBCO single crystals by the self-flux technique, *Philosophical Magazine* **92**, 2563 (2012), [doi](#). (Cité en page [48](#).)
- [86] R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, Growth of high quality YBCO single crystals using BaZrO_3 crucibles, *Physica C : Superconductivity* **304**, 105 (1998), [doi](#). (Cité en page [48](#).)
- [87] M. v. Zimmermann *et al.*, Oxygen-ordering superstructures in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ studied by hard x-ray diffraction, *Physical Review B* **68**, 104515 (2003), [doi](#). (Cité en page [48](#).)
- [88] R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, Evaluation of CuO_2 plane hole doping in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ single crystals, *Physical Review B* **73**, 180505 (2006), [doi](#). (Cité en page [49](#).)
- [89] B. L. Brandt, D. W. Liu, and L. G. Rubin, Low temperature thermometry in high magnetic fields. VII. CernoxTM sensors to 32 T, *Review of Scientific Instruments* **70**, 104 (1999), [doi](#). (Cité en pages [51](#), [59](#), [111](#) et [112](#).)
- [90] A. V. Inyushkin, K. Leicht, and P. Esquinazi, Magnetic field dependence of the sensitivity of a type E (chromel–constantan) thermocouple, *Cryogenics* **38**, 299 (1998), [doi](#). (Cité en page [53](#).)
- [91] R. Berman, The thermal conductivity of some alloys at low temperatures, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **42**, 642 (1951), [doi](#). (Cité en page [53](#).)
- [92] T. Senthil and P. A. Lee, Synthesis of the phenomenology of the underdoped cuprates, *Physical Review B* **79**, 245116 (2009), [doi](#). (Cité en pages [65](#), [67](#) et [76](#).)
- [93] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Vortices in high-temperature superconductors, *Reviews of Modern Physics* **66**, 1125 (1994), [doi](#). (Cité en pages [65](#), [67](#), [75](#) et [76](#).)
- [94] A. Houghton, R. A. Pelcovits, and A. Sudbø, Flux lattice melting in high- T_c superconductors, *Physical Review B* **40**, 6763 (1989), [doi](#). (Cité en page [65](#).)

- [95] B. J. Ramshaw *et al.*, Vortex lattice melting and H_{c2} in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Physical Review B* **86**, 174501 (2012), [doi](#). (Cité en pages 65, 75 et 76.)
- [96] G. Grissonnanche *et al.*, Wiedemann-Franz law in the underdoped cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Physical Review B* **93**, 064513 (2016), [doi](#). (Cité en pages 66, 88, 90, 91, 92, 94, 99, 104 et 109.)
- [97] L. Li *et al.*, Diamagnetism and Cooper pairing above T_c in cuprates, *Physical Review B* **81**, 054510 (2010), [doi](#). (Cité en pages 67 et 68.)
- [98] Y. Wang *et al.*, Dependence of upper critical field and pairing strength on doping in cuprates, *Science* **299**, 86 (2003), [doi](#). (Cité en pages 67 et 68.)
- [99] J. Chang *et al.*, Decrease of upper critical field with underdoping in cuprate superconductors, *Nature Physics* **8**, 751 (2012), [doi](#). (Cité en pages 67, 68 et 91.)
- [100] F. F. Tafti *et al.*, Nernst effect in the electron-doped cuprate superconductor $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$: Superconducting fluctuations, upper critical field H_{c2} , and the origin of the T_c dome, *Physical Review B* **90**, 024519 (2014), [doi](#). (Cité en pages 67, 68, 78 et 91.)
- [101] Y. Ando and K. Segawa, Magnetoresistance of untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ single crystals in a wide range of doping : anomalous hole-doping dependence of the coherence length, *Physical Review Letters* **88**, 167005 (2002), [doi](#). (Cité en pages 67, 68, 78 et 107.)
- [102] J. Lowell and J. B. Sousa, Mixed-state thermal conductivity of type II superconductors, *Journal of Low Temperature Physics* **3**, 65 (1970), [doi](#). (Cité en pages 69 et 70.)
- [103] J.-P. Reid *et al.*, Universal heat conduction in the iron arsenide superconductor KFe_2As_2 : evidence of a d -wave state, *Physical Review Letters* **109**, 087001 (2012), [doi](#). (Cité en pages 70, 71 et 85.)
- [104] J. K. Dong *et al.*, Quantum criticality and nodal superconductivity in the FeAs-based superconductor KFe_2As_2 , *Physical Review Letters* **104**, 087005 (2010), [doi](#). (Cité en pages 70 et 71.)
- [105] P. Marsh *et al.*, Crystal structure of the 80 K superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, *Nature* **334**, 141 (1988), [doi](#). (Cité en page 73.)
- [106] A. F. Bangura *et al.*, Small Fermi surface pockets in underdoped high temperature superconductors : observation of Shubnikov-de Haas oscillations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, *Physical Review Letters* **100**, 047004 (2008), [doi](#). (Cité en page 73.)
- [107] E. A. Yelland *et al.*, Quantum oscillations in the underdoped cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, *Physical Review Letters* **100**, 047003 (2008), [doi](#). (Cité en page 73.)
- [108] D. C. Peets *et al.*, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ brings spectroscopic probes deep into the overdoped regime of the high- T_c cuprates, *New Journal of Physics* **9**, 28 (2007), [doi](#). (Cité en page 74.)
- [109] C. Proust, E. Boaknin, R. W. Hill, L. Taillefer, and A. P. Mackenzie, Heat transport in a strongly overdoped cuprate : Fermi liquid and a pure d -wave BCS superconductor, *Physical Review Letters* **89**, 147003 (2002), [doi](#). (Cité en pages 74 et 86.)
- [110] J. L. Tallon and J. W. Loram, The doping dependence of T^* – what is the real high- T_c phase diagram ?, *Physica C : Superconductivity* **349**, 53 (2001), [doi](#). (Cité en page 78.)
- [111] J. L. Tallon, F. Barber, J. G. Storey, and J. W. Loram, Coexistence of the superconducting energy gap and pseudogap above and below the transition temperature of cuprate superconductors, *Physical Review B* **87**, 140508 (2013), [doi](#). (Cité en page 78.)

- [112] S. C. Riggs *et al.*, Heat capacity through the magnetic-field-induced resistive transition in an underdoped high-temperature superconductor, *Nature Physics* **7**, 332 (2011), [doi](#). (Cité en page 82.)
- [113] F. Yu *et al.*, Diamagnetic response in under-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ in high magnetic fields, arXiv :1402.7371 (2014), [web](#). (Cité en pages 83, 87 et 91.)
- [114] C. Marcenat *et al.*, Calorimetric determination of the magnetic phase diagram of underdoped ortho-II $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ single crystals, *Nature Communications* **6**, 7927 (2015), [doi](#). (Cité en pages 82 et 87.)
- [115] P. A. Lee, Amperean pairing and the pseudogap phase of cuprate superconductors, *Physical Review X* **4**, 031017 (2014), [doi](#). (Cité en pages 83, 91 et 93.)
- [116] M. H. Hamidian *et al.*, Detection of a Pair Density Wave state in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ using scanned Josephson tunneling, arXiv :1511.08124 (2015), [web](#). (Cité en pages 83, 91 et 93.)
- [117] J. F. Yu *et al.*, Magnetization of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ above the irreversibility field, *Physical Review B* **92**, 180509 (2015), [doi](#). (Cité en pages 84 et 91.)
- [118] G. Wiedemann and R. Franz, *Annals of Physics* **89**, 497 (1853). (Cité en page 84.)
- [119] G. K. White and R. J. Tainsh, Lorenz Number for High-Purity Copper, *Physical Review* **119**, 1869 (1960), [doi](#). (Cité en page 86.)
- [120] J.-P. Reid *et al.*, Wiedemann-Franz law and nonvanishing temperature scale across the field-tuned quantum critical point of YbRh_2Si_2 , *Physical Review B* **89**, 045130 (2014), [doi](#). (Cité en page 86.)
- [121] R. W. Hill, C. Proust, L. Taillefer, P. Fournier, and R. L. Greene, Breakdown of Fermi-liquid theory in a copper-oxide superconductor, *Nature* **414**, 711 (2001), [doi](#). (Cité en page 86.)
- [122] M. F. Smith, Low- T phononic thermal conductivity in superconductors with line nodes, *Physical Review B* **72**, 052511 (2005), [doi](#). (Cité en page 86.)
- [123] X. F. Sun *et al.*, Deviation from the Wiedemann-Franz law induced by nonmagnetic impurities in overdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, *Physical Review B* **80**, 104510 (2009), [doi](#). (Cité en page 86.)
- [124] C. Proust, K. Behnia, R. Bel, D. Maude, and S. I. Vedenev, Heat transport in $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$: departure from the Wiedemann-Franz law in the vicinity of the metal-insulator transition, *Physical Review B* **72**, 214511 (2005), [doi](#). (Cité en page 86.)
- [125] C. H. Stephan and B. W. Maxfield, Righi-Leduc effect in Indium, *Physical Review B* **6**, 2893 (1972), [doi](#). (Cité en page 87.)
- [126] Y. Ando, K. Segawa, S. Komiyama, and A. N. Lavrov, Electrical resistivity anisotropy from self-organized one dimensionality in high-temperature superconductors, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137005 (2002), [doi](#). (Cité en page 89.)
- [127] F. Rullier-Albenque *et al.*, Total suppression of superconductivity by high magnetic fields in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$, *Physical Review Letters* **99**, 027003 (2007), [doi](#). (Cité en page 91.)
- [128] N. Doiron-Leyraud *et al.*, Evidence for a small hole pocket in the Fermi surface of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Nature Communications* **6**, 6034 (2015), [doi](#). (Cité en page 92.)
- [129] A. Allais, D. Chowdhury, and S. Sachdev, Connecting high-field quantum oscillations to zero-field electron spectral functions in the underdoped cuprates, *Nature Communications* **5**, 5771 (2014), [doi](#). (Cité en pages 92, 106 et 107.)

- [130] J. Chang *et al.*, Nernst and Seebeck coefficients of the cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$: a study of Fermi surface reconstruction, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 057005 (2010), [doi](#). (Cité en pages 95 et 99.)
- [131] J. E. Hoffman *et al.*, A four unit cell periodic pattern of quasi-particle states surrounding vortex cores in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Science* **295**, 466 (2002), [doi](#). (Cité en pages 102 et 103.)
- [132] M. H. Hamidian *et al.*, Magnetic-field induced interconversion of Cooper pairs and density wave states within cuprate composite order, arXiv :1508.00620 (2015), [web](#). (Cité en pages 102 et 103.)
- [133] B. Vignolle *et al.*, Quantum oscillations and the Fermi surface of high-temperature cuprate superconductors, *Comptes Rendus Physique* **12**, 446 (2011), [doi](#). (Cité en page 104.)
- [134] B. Vignolle *et al.*, Coherent *c*-axis transport in the underdoped cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Physical Review B* **85**, 224524 (2012), [doi](#). (Cité en page 105.)
- [135] S. E. Sebastian, N. Harrison, and G. G. Lonzarich, Towards resolution of the Fermi surface in underdoped high- T_c superconductors, *Reports on Progress in Physics* **75**, 102501 (2012), [doi](#). (Cité en pages 106 et 107.)
- [136] S. E. Sebastian *et al.*, Normal-state nodal electronic structure in underdoped high- T_c copper oxides, *Nature* **511**, 61 (2014), [doi](#). (Cité en pages 106 et 107.)
- [137] N. Harrison and S. E. Sebastian, Change in sign of the Hall coefficient from Fermi surface curvature in underdoped high- T_c copper oxide superconductors, arXiv :1502.02273 (2015), [web](#). (Cité en page 106.)
- [138] R. Harris *et al.*, Phenomenology of a-axis and b-axis charge dynamics from microwave spectroscopy of highly ordered $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.50}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.993}$, *Physical Review B* **74**, 104508 (2006), [doi](#). (Cité en page 108.)
- [139] O. Cyr-Choinière *et al.*, Two types of nematicity in the phase diagram of the cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Physical Review B* **92**, 224502 (2015), [doi](#). (Cité en page 108.)