



Manipulation optique de vortex d'Abrikosov individuels dans les supraconducteurs et applications

Antonine Rochet

► To cite this version:

Antonine Rochet. Manipulation optique de vortex d'Abrikosov individuels dans les supraconducteurs et applications. Optique / photonique. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0148 . tel-02350565v2

HAL Id: tel-02350565

<https://theses.hal.science/tel-02350565v2>

Submitted on 20 Nov 2019

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

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

THÈSE DE DOCTORAT
pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Bordeaux

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES
ET DE L'INGÉNIEUR

SPÉCIALITÉ LASER, MATIÈRE, NANOSCIENCES

présentée et soutenue publiquement par

Antonine ROCHET

le 24 septembre 2019

**Manipulation optique de vortex d'Abrikosov
individuels dans les supraconducteurs et applications**

sous la direction de Philippe Tamarat
et la co-direction d'Alexander Buzdin et de Brahim Lounis

Commission d'examen :

Président :	M. Philippe Guionneau	Professeur (Univ. Bordeaux)
Rapporteurs :	Mme Claire Baraduc	Ingénieure, Spintec (CEA)
	M. Javier Villegas	Directeur de recherche CNRS (THALES)
Examinatrice :	Mme Brigitte Léridon	Chargée de recherche CNRS (ESPCI)
Directeur de thèse :	M. Philippe Tamarat	Professeur (Univ. Bordeaux)
Co-directeurs de thèse :	M. Alexander Buzdin	Professeur (Univ. Bordeaux)
Membre invité :	M. Brahim Lounis	Professeur (Univ. Bordeaux)

Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences
UMR5298, 33400 Talence, France

"Il vaut mieux être le dindon de la farce que la farce du dindon."

Yvan Audouard

Remerciements

J'ai effectué mon travail de thèse entre le Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences et le Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine. En cela, j'aimerais remercier les directeurs respectifs de ces deux laboratoires, Philippe Bouyer et Fabio Pistolesi. J'adresse également des remerciements à Claire Baraduc et Javier Villegas qui ont accepté le rôle de rapporteur dans mon jury de thèse. Je remercie Philippe Guionneau, président du jury et Brigitte Léridon, examinatrice, de l'attention qu'ils ont porté à mon travail et de leur présence le jour de ma soutenance. J'ai apprécié la discussion scientifique avec l'ensemble du jury autour de mon travail de thèse.

Merci à Brahim Lounis, responsable du groupe Nanophotonique et co-directeur de ma thèse, pour son encadrement dynamique et motivant. Nos échanges m'ont permis d'améliorer mon savoir-faire expérimental et de m'enrichir d'un point de vue scientifique. Il s'est toujours montré disponible lorsque j'avais à présenter mon travail à la communauté scientifique, jusqu'à la soutenance de thèse, me donnant les clés pour valoriser le fruit de mon travail.

Je remercie Philippe Tamarat, mon directeur de thèse, pour sa présence bienveillante et constante au cours de ces trois dernières années. Il m'a offert un cadre de travail humainement et scientifiquement riche. Je lui suis reconnaissante de la confiance qu'il m'a toujours accordé, me laissant évoluer avec autonomie. Cela m'a permis d'écrire ma thèse dans les meilleures conditions possibles et de publier aujourd'hui ce manuscrit de thèse en étant fière de mon travail. Tes relectures minutieuses et scientifiquement rigoureuses m'ont permis d'achever ce travail sans jamais en avoir assez. Merci de ton aide précieuse !

Merci à Alexander Buzdin d'avoir accepté de co-encadrer ma thèse pendant trois années. J'ai pu bénéficier de son expertise théorique en supraconductivité et magnétisme, venant enrichir et faire avancer mon travail expérimental. Il a également contribué à mon intégration dans la communauté de la supraconductivité à laquelle j'ai pu présenter mon travail à plusieurs reprises.

J'ai eu le plaisir de travailler en collaboration avec Alexander Mironov et Vasiliy Vadimov notamment à l'occasion d'une rencontre au LP2N. Leur travail théorique est venu compléter mon approche expérimentale. Merci également à Sergey Mironov et Zhanna Devizorov pour leur aide lors de leur venue au laboratoire.

Je tiens à remercier également tous ceux qui veillent au bon fonctionnement du LP2N et du LOMA. Aussi bien le personnel administratif et technique que le personnel d'entretien. Merci notamment à Stéphanie, Fabien, Laurent, Ludovic, Philippe, Jean Hugues et Jordan pour leurs coups de pouce.

Un grand merci à William qui m'a accompagnée une grande partie de ma thèse. En plus de m'avoir formée à travailler sur cette expérience, tu m'auras montré comment prendre les choses calmement, pas toujours facile. Ta présence m'a été très agréable, une bonne compagnie pour attendre de voir apparaître une paire de vortex/anti-vortex ou s'offusquer de ne pas en voir une. Je remercie également Sidd d'avoir complété le trio sur la fin de ma thèse. King William, Queen Antonine and you. Ta bienveillance est arrivée à point nommé, travailler avec toi est un réel plaisir !

Une douche de reconnaissance à ma soeur de thèse, Jeanne. Sans toi tout ça aurait été bien différent. Traverser ces trois années à deux a été une chance. Les petits pique-niques/foot du midi, les séances de yoga et d'escalade, les footings à l'essai, ton mariage ! Merci de ta présence. Merci également à Noémie, grande soeur de thèse, pour nous avoir toujours écoutées, orientées et rassurées. Merci à Devang de m'avoir tant encouragée, à t'écouter j'aurais pu finir prix Nobel ! Je garde en mémoire tous ces midis passés à danser le tango dans l'IOA après avoir trop mangé. Merci aussi à Jean Baptiste pour ton aide, toujours à courir et toujours prêt à donner un coup de main. Enfin, merci à Chiara, Gaëlle, Nelson, Amaël, Amit, Ani, Reenu, Lei, Pierre Bon, Laurent, Philippe Lalanne, Camille, Caroline, Artur, Ming, Morgane et Antoine pour leur présence.

Un grand merci à Mathieu qui m'a supporté un long moment sous pression. La montagne, c'est grâce à toi que je la connais si bien à présent. Le silence des paysages enneigés m'a souvent fait du bien. Merci à Auxanne pour sa douceur et son amour réconfortant. Je remercie également Danielé pour ces cours de yoga qui m'ont permis de vivre cette thèse du mieux possible mais surtout de m'avoir transmis sa passion. Merci à tous les membres de la troupe Triangulation Vodka pour cette aventure dansante et chantante incroyable qui m'aura bien changé les idées durant de nombreux weekends. Au Bonheur des Dames, effectivement. Voici un second merci à Devang.

Enfin, merci à tous ceux qui m'ont soutenue d'une manière ou d'une autre durant la thèse : les amis, la famille, les tatas, Manu tu descends, le clown à roulette, les physiciens, les colocataires (merci Suzanne pour les mochis) et même les primeurs du marché ! Merci à mon père de m'avoir donné le goût des sciences dures. Merci à ma mère d'avoir pris soin de moi jusqu'au bout et à mon beau-père pour son soutien. J'ai une infini reconnaissance pour mon grand-père qui m'a toujours poussée à continuer, qui m'a régulièrement envoyé des articles de science, acheté des livres, conseillé des émissions France Culture et qui a lu ma thèse. Merci pour l'intérêt que tu as porté à mes études de physique, du début à la fin, merci d'avoir toujours été là.

Sommaire

Introduction	11
1 Vortex d'Abrikosov	17
1 La supraconductivité	17
1.1 Théorie de London	18
1.1.1 Équations de London	18
1.1.2 Longueur de pénétration de London	19
1.2 Théorie de Ginzburg Landau	20
1.2.1 Première équation de Ginzburg-Landau	20
1.2.2 Longueur de cohérence	21
1.2.3 Seconde équation de Ginzburg-Landau	21
1.3 Théorie BCS	22
1.4 La phase supraconductrice	24
1.4.1 Rigidité superfluide	24
1.4.2 Quantification du flux magnétique	25
1.4.3 Effet Josephson	26
2 Défauts topologiques de l'état supraconducteur	27
2.1 Supraconducteur de type II	27
2.2 Champ magnétique des vortex	29
2.3 Réseau de vortex	31
2.4 Piégeage des vortex	31
3 Manipulation optique de vortex d'Abrikosov	33
3.1 Force thermique photo-induite	33
3.2 Déplacement optique de vortex	34
Conclusion	36
Bibliographie	37
2 Montages expérimentaux	41
1 Imagerie magnéto-optique de vortex	41
1.1 L'effet Faraday	42
1.2 Indicateurs magnéto-optiques	45
1.3 Imagerie magnéto-optique de vortex d'Abrikosov	48
1.3.1 Le cryostat	48
1.3.2 Montage expérimental	50
1.3.3 Profil d'intensité d'un vortex	51
1.3.4 Largeur à mi-hauteur	53
1.3.5 Contraste	56

2	Création d'une trempe thermique photo-induite	58
2.1	Génération de paires de $v/a-v$	58
2.2	Trempe en présence de vortex	60
3	Montage pour l'étude de l'effet Faraday Inverse	61
3.1	Le laser Ti :saphir	61
3.2	Expérience pompe-sonde non-dégénérée	62
3.3	Délai temporel	63
3.4	Analyse en polarisation	63
3.5	Détection du signal	63
	Conclusion	64
	Bibliographie	66
3	Génération optique de paires de vortex/anti-vortex	69
1	Effet Kibble Zurek	70
1.1	De la cosmologie à la matière condensée	70
1.2	Densité de défauts topologiques	71
1.3	Le cas des supraconducteurs	72
2	Génération optique	74
2.1	Trempe photo-induite	75
2.2	Densité de paires de $v/a-v$	76
2.3	Trempe en présence de flux piégés	77
3	Séparation spatiale des paires	80
3.1	Bilan des forces en champ nul	80
3.2	Mise à profit des courants Meissner	81
3.3	Position de la paire de $v/a-v$	83
4	Simulation du scénario Kibble-Zurek	84
4.1	Établissement du modèle théorique	84
4.2	Coexistence de deux scénarios	86
4.3	Estimation des quantités mesurables	87
5	Conditions expérimentales de génération	89
5.1	Influence de la température de bain	89
5.2	Dépendance à la fluence laser	90
5.3	Rôle du champ magnétique appliqué	93
	Conclusion	96
	Bibliographie	98
4	Manipulation cohérente de spins dans les grenats de fer	101
1	L'effet Faraday inverse	102
1.1	Des plasmas aux grenats de fer	102
1.2	Un effet opto-magnétique cohérent	102
1.3	Traitement classique de l'EFI	102
1.4	Précession photo-induite de l'aimantation	105
2	Effet Faraday inverse dans le BiLuIG	107
2.1	Effet de polarisation	107
2.2	Détermination du rapport gyromagnétique du BiLuIG	109
2.3	Amplitude et profil spatial du champ magnétique EFI	109
3	Aimantation à basse température	112

3.1	Augmentation de l'amplitude des oscillations	112
3.2	Changement de fréquence	113
3.3	Phénomène de battement	114
4	Possibilité de génération de vortex	118
4.1	Condition de stabilité d'un vortex	118
4.2	Condition de génération	121
4.3	Vers une réalisation expérimentale	122
	Conclusion	124
	Bibliographie	126
	Conclusion et perspectives	131
	Bibliographie	135

Introduction

Au début du XXème siècle, dans le Laboratoire des Basses Températures de Leiden, aux Pays-Bas, l'équipe de Heike Kamerlingh Onnes réalise la liquéfaction de l'hélium. Cette découverte majeure, récompensée par le prix Nobel de Physique en 1913, ouvre alors la voie à l'étude des matériaux dans un environnement à très basse température. La même équipe se consacre par la suite à l'étude de la dépendance en température des propriétés électriques de divers matériaux. Le 8 avril 1911, Gilles Holst, en présence de Kamerlingh Onnes, observe une disparition brutale de la résistivité d'un capillaire de mercure à une température de 4,19 K [1]. Ils venaient de mettre en évidence l'existence d'un nouvel état de la matière : l'état supraconducteur. Dans les années qui suivirent, l'équipe de Onnes fit des observations analogues dans l'étain à 3,7 K et le plomb à 7,2 K. Ils confirmèrent ainsi que la chute de résistance n'était pas seulement une anomalie du mercure, mais bien un phénomène physique observable dans plusieurs matériaux. La température à laquelle s'observe la chute de résistance, c'est-à-dire à laquelle opère le changement de phase d'une phase métal normal vers une phase métal supraconducteur, est propre aux matériaux et nommée température critique.

Le phénomène de supraconductivité provient d'un changement radical du comportement des électrons lorsque la température du matériau atteint la température critique. À l'échelle atomique et à température cryogénique, les électrons sont décrits non plus comme des particules, mais comme des ondes : la description de l'état supraconducteur fait donc appel au formalisme de la physique quantique. Tout d'abord, considérons le cas où la température est supérieure à la température critique. Nous avons un ensemble d'électrons, indépendants les uns des autres, qui conduisent le courant dans le métal. Les électrons sont des fermions (ils possèdent un spin demi-entier), ce qui signifie que deux électrons ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique. Chaque électron est donc décrit par une fonction d'onde qui lui est propre. La résistance du matériau dans l'état normal s'explique par le fait que la circulation des électrons est perturbée par la présence de défauts, ou encore par les vibrations du réseau (phonons). Cela correspond à une dissipation d'énergie correspondant, à l'échelle macroscopique, à un chauffage par effet Joule. En revanche, lorsque la température passe en-dessous de la température critique, les électrons commencent à interagir entre eux de manière attractive. Un électron est alors attiré par un second électron, par l'intermédiaire du réseau atomique, formant ainsi une paire nommée paire de Cooper. Les paires de Cooper possèdent un spin entier, somme du spin demi-entier de chaque électron, ce qui leur confère un caractère bosonique leur permettant de toutes se placer dans le même état quantique. Les électrons appariés forment ainsi une fonction d'onde géante, nommée fonction d'onde supraconductrice, délocalisée sur l'ensemble du matériau. Ils admettent alors un comportement collectif, les rendant indifférents aux défauts du matériau et peuvent ainsi conduire le courant, nommé supercourant, sans aucune résistance. La découverte de la supraconductivité fut la première

observation d'un état quantique à l'échelle macroscopique au sein de la matière condensée. On compte aujourd'hui de nombreux prix Nobel décernés dans ce domaine de la physique, notifiant les avancées expérimentales et théoriques réalisées depuis 1911. Nous pouvons citer John Bardeen, Leon Neil Cooper et John Robert Schrieffer en 1972 pour la compréhension de la supraconductivité, ou encore Ivar Giaever et Brian David Josephson en 1973 pour la découverte de l'effet Josephson. En 1987, George Bednorz et K. Alex Müller le reçurent pour la mise en évidence de la supraconductivité à haute température puis Alexei Abrikosov en 2003 pour la découverte des vortex présents dans l'état supraconducteur. Dernièrement, le prix Nobel de Physique 2016 fut décerné à David J. Thouless, Duncan Haldane et Michael Kosterlitz pour leurs travaux théoriques sur les supraconducteurs topologiques.

Pendant longtemps, on a pensé que la transition de phase vers l'état supraconducteur était limitée à une température de 30 K par la nature même du mécanisme de supraconductivité. En revanche, en 1986, George Bednorz et Alex Müller mirent en évidence l'existence d'un état supraconducteur à haute température critique [2]. Ils observèrent une transition de phase normal-supraconducteur à une température d'environ 35 K dans un cuprate de LaBaCuO_4 , matériau composé d'oxydes isolants dopés avec des porteurs de charge. Cette supraconductivité exotique échappe à la théorie permettant de décrire jusqu'alors l'état supraconducteur. À ce jour, l'établissement d'une théorie de la supraconductivité non-conventionnelle représente encore un défi. D'un point de vue expérimental, cette première découverte est à la base d'un domaine de la physique se consacrant à l'élaboration de matériaux composites possédant des températures critiques de plus en plus élevées. Depuis la première découverte des supraconducteurs à haute température critique, les températures de transition de phase augmentèrent rapidement : dès 1987, on montre qu'un autre cuprate, l' YBaCuO , change de phase à 92 K. Ceci marqua le passage de la température critique au delà de la température d'ébullition de l'azote liquide, soit 77 K, permettant de s'affranchir de l'utilisation de l'hélium condensant à 4 K. En 2008, on découvre l'existence d'une nouvelle famille de matériaux supraconducteurs composés de fer, les pnictures, dont les températures critiques atteignent 56 K [3]. Ces dernières années, le record de la température critique était de 203 K dans un sulfide d'hydrogène, sous une pression de 150 GPa. Très récemment, en 2019, il a été battu par une équipe américaine dans du LaH_{10} , soumis à une pression de 180-200 GPa [4]. La signature d'une transition supraconductrice y a été observée à 260 K, soit à $-13,15^\circ\text{C}$.

La supraconductivité des matériaux donne lieu à de nombreuses applications. Ces dernières années, plusieurs projets d'alimentation électrique basés sur la technologie supraconductrice à haute température critique ont vu le jour. Ils permettent de tester des systèmes de distribution d'électricité plus efficaces, se présentant comme une alternative aux réseaux électriques actuels. On pourrait ainsi réduire les pertes entre le lieu de production d'électricité et le lieu de consommation. Ces pertes sont estimées à hauteur de 10 % sur le réseau français, équivalentes au fonctionnement de plus de 6 centrales nucléaires. Elles sont notamment dues à la dissipation d'énergie par effet Joule et à l'auto-consommation des postes de transformation. De plus, face à l'augmentation de la population mondiale, le réseau devra fournir un nombre croissant de foyers. Le développement de réseaux électriques supraconducteurs s'impose alors comme une solution à la problématique de la saturation du réseau électrique. Nous pouvons citer deux exemples de projets actuellement en cours : le projet Super-ACE créé en 2004 au Japon [5] ou encore le projet Long Island Power Authority (LIPA), en place depuis 2006 aux États-Unis [6]. Ils ont pour but de tester les câbles HTS (High Temperature Superconducting), constitués d'un supraconducteur entouré d'une gaine où circule de l'azote

liquide. L'azote est liquéfié en continu via des postes de refroidissement dont le fonctionnement, en circuit fermé, est basé sur des cycles de compression-détente du gaz [7]. La tension appliquée dans le réseau de distribution électrique actuel est limitée par le chauffage des câbles mais aussi par les phénomènes d'arc électrique présentant des risques d'électrocution. Dans les câbles HTS, le courant ne connaît pas de dissipation par effet Joule ce qui permet d'augmenter le débit d'électricité en toute sécurité et également de réduire l'encombrement des installations électriques afin de densifier le réseau électrique. Pour un même volume, les câbles supraconducteurs délivrent cinq fois plus de puissance électrique qu'un câble classique en cuivre. Dernièrement, le projet LIPA a montré qu'il est possible d'alimenter 300 000 foyers avec 600 m de câble, soumis à une tension de 138 kV.

La supraconductivité et la cryogénie associées sont également devenues des technologies clés quant au développement des champs magnétiques intenses. L'absence de résistance électrique en courant continu et la dissipation ohmique limitée en courant variable dans les supraconducteurs, permet d'alimenter des bobines avec de forts courants et ainsi générer des champs magnétiques de plus de 10 T, soit plus d'un million de fois le champ magnétique terrestre. Dans le domaine des transports, cette technologie est à la base des trains à sustentation magnétique. Le principe de fonctionnement de ces trains est basé sur une interaction répulsive entre un rail magnétique et un champ magnétique généré par des bobines supraconductrices positionnées dans le train. Ceci permet de faire léviter le train à une dizaine de centimètres au-dessus du rail, qui se déplace alors sans frottement. Le lancement et l'arrêt de ces trains sont réalisés par force magnétique en changeant l'orientation du champ magnétique. Après être lancés en gare, ils peuvent atteindre des vitesses de 500 km/h, bien supérieures aux vitesses des TGV de l'ordre de 330 km/h. L'absence de frottement au niveau des roues est le point fort de cette technologie qui permet d'obtenir un bon rendement énergétique sur le déplacement du train mais aussi de le préserver d'une usure rapide des matériaux qui le constituent. Les premiers projets de train à sustentation magnétique furent lancés entre 1984 et 1995 en Europe. Actuellement, plusieurs trains sont en circulation dans le monde comme le Transrapid en Allemagne ou le Maglev au Japon [8], qui circule sur une distance de 514 km.

La découverte de systèmes cohérents macroscopiques, tels que l'état supraconducteur, a également suggéré la possibilité de mettre au point des nano-circuits à l'origine d'avancées dans le domaine des communications quantiques, des ordinateurs quantiques ou encore de capteurs très sensibles. En effet, la miniaturisation des composants électroniques à base de semi-conducteurs pourrait atteindre ses limites d'ici une dizaine d'années. L'électronique supraconductrice s'impose alors comme l'une des alternatives les plus prometteuses. Un exemple de capteur sensible, aujourd'hui très utilisé, est le détecteur de photons uniques, nommé SNSPDs (Superconducting Nanowire Single Photon Detectors). Son principe de fonctionnement est basé sur l'utilisation d'un nano-fil supraconducteur, sur lequel est appliqué un courant très proche du courant critique et qui bascule dans l'état normal lorsqu'un photon incident est absorbé. Ces dernières années, ce sont les jonctions Josephson qui sont au cœur du développement de l'électronique supraconductrice. Elles sont constituées de deux électrodes supraconductrices, séparées par un matériau non-supraconducteur au travers duquel un courant d'électrons supraconducteur passe par effet tunnel. Ces jonctions sont utilisées dans de nombreuses applications comme les SQUIDS (Superconducting Interference Devices), permettant de mesurer des faibles signaux magnétiques comme, par exemple, l'activité magnétique du cerveau humain [9]. Les jonctions Josephson sont également de bonnes candi-

dates pour l'élaboration de bits quantiques, nommés qubits, véritables équivalents quantiques des transistors utilisés pour les ordinateurs classiques. Ces qubits supraconducteurs sont faits d'une ou plusieurs jonctions et possèdent une dynamique se réduisant à deux états quantiques d'énergie. Avec ces qubits, il est possible de réaliser des opérations logiques simplement en contrôlant la tension aux bornes de la jonction ou le champ magnétique appliqué. Coupler de nombreux qubits et utiliser l'intrication quantique pourrait exponentiellement accélérer le traitement des données et ouvrir des possibilités en simulation quantique.

La supraconductivité connaît donc de nombreuses applications, tant dans le secteur industriel que dans celui des technologies quantiques. Leur développement et leur complexification s'inscrivent dans la continuité de recherches à caractère plus fondamental sur l'état supraconducteur, aussi bien en physique théorique qu'expérimentale. Ce manuscrit rend compte d'une étude expérimentale fondamentale menée à l'interface entre l'optique, la supraconductivité et le magnétisme, s'intéressant à la manipulation de vortex d'Abrikosov individuels dans les films supraconducteurs. Les vortex d'Abrikosov sont les objets magnétiques les plus compacts que l'on puisse trouver au sein des supraconducteurs, avec des tailles pouvant aller de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres. Ils correspondent à la pénétration partielle du champ magnétique sous la forme de tubes de flux autour desquels circulent des courants électriques non dissipatifs. Ils sont porteurs d'un quantum de flux magnétique $\Phi_0 = h/2e$, avec h la constante de Planck et e la charge de l'électron. Les propriétés magnétiques et de transport des vortex en font des nano-objets d'intérêt dans le domaine de l'électronique supraconductrice. Un vortex individuel pourrait être utilisé comme un bit de quantum de flux pour des microstructures supraconductrices compactes opérant à des cadences élevées avec de faibles énergies de commutation. Jusqu'à aujourd'hui, la détection optique et la manipulation de nano-objets individuels a révolutionné de nombreux domaines de recherche, amenant des découvertes fondamentales et des avancées technologiques majeures. Malgré leur fort potentiel, la convergence des concepts de pointe en photonique et en supraconductivité reste largement inexplorée. Dans ce contexte, nous cherchons à développer de nouveaux concepts pour la génération, la manipulation optique et l'étude des vortex d'Abrikosov individuels dans des systèmes supraconducteurs. Nous avons d'ors et déjà mis au point une méthode de manipulation optique de vortex individuels basée sur l'échauffement local produit par un laser focalisé à la surface d'un film supraconducteur. Cette méthode s'est imposée comme une alternative innovante face aux méthodes de manipulation à sonde locale déjà existantes, en associant une rapidité et une précision de manipulation à un mode d'opération en champ lointain. Elle offre des perspectives prometteuses quant au développement du contrôle optique de circuits supraconducteurs. En effet, il a été montré qu'un vortex placé dans l'environnement d'une jonction Josephson peut fortement affecter ses propriétés de transport [10] [11]. Le pilotage optique d'un vortex individuel proche d'une jonction permettrait d'allumer et d'éteindre le courant Josephson à des cadences élevées, posant ainsi les bases du contrôle optique du transport Josephson.

Dans la continuité de ce travail, nous démontrons l'efficacité d'une méthode optique de génération de vortex d'Abrikosov au sein d'un film supraconducteur initialement dépourvu de vortex. À ce jour, il existe un nombre réduit d'études expérimentales proposant des méthodes de génération contrôlée de vortex. Les techniques existantes nécessitent l'application de forts courants dans le supraconducteur [12][13] ou encore l'utilisation d'un procédé STM (Scanning Tunneling Microscope) en milieu cryogénique [14]. Dans cette thèse, nous proposons une méthode innovante basée sur l'utilisation d'une impulsion laser unique. Elle permet de

générer une paire de vortex/anti-vortex en champ lointain, de manière non-invasive, non-destructive, rapide et précise. Afin de rendre compte du travail expérimental réalisé et des résultats obtenus, nous présentons ce manuscrit sous la forme de quatre chapitres distincts :

- Un premier chapitre nous permettra de donner les principes fondamentaux de la théorie de la supraconductivité nécessaires au développement des chapitres suivants. Tout d’abord, nous définirons l’état supraconducteur en présentant, dans l’ordre chronologique, les avancées majeures de la théorie de la supraconductivité. Ceci nous permettra de comprendre, d’un point de vue historique, l’établissement progressif d’une théorie aboutissant à une description quantique de l’état supraconducteur. Nous définirons ensuite les vortex d’Abrikosov et en donnerons les propriétés. Enfin, nous présenterons les principaux résultats obtenus dans notre groupe, relatifs à la manipulation optique des vortex.
- Un second chapitre sera consacré à la description et aux principes des montages expérimentaux réalisés durant la thèse. Nous détaillerons d’abord le montage d’imagerie magnéto-optique permettant d’imager les vortex dans les supraconducteurs que nous étudions. Puis nous présenterons les différents montages optiques réalisés afin d’étudier la génération de quanta de flux.
- Le troisième chapitre sera consacré au sujet principal de cette thèse, soit à la génération optique de paire de vortex/anti-vortex dans un film supraconducteur. Nous montrerons qu’il est possible de créer une paire à partir d’une impulsion laser unique. Nous commencerons par décrire l’effet Kibble-Zurek, mécanisme à l’origine de la génération spontanée de paires de vortex/anti-vortex. Nous décrirons ensuite notre méthode expérimentale, en donnerons les avantages puis les résultats expérimentaux obtenus. Nous présenterons également les simulations numériques réalisées en collaboration avec Vasilij Vadimov et Alexander S. Melnikov de l’Institut of Physics for Microstructure (Nizhny Novgorod, Russie), venant compléter notre approche expérimentale.
- Dans un quatrième et dernier chapitre, nous exposerons les résultats obtenus quant à l’étude d’une nouvelle méthode de génération de quanta de flux basée sur un effet magnéto-optique nommé effet Faraday Inverse. Tout d’abord, nous expliquerons ce qu’est l’effet Faraday inverse et comment il se manifeste dans le matériau que nous étudions : un grenat de fer ferrimagnétique. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus, nous ayant permis de caractériser l’effet Faraday inverse dans le grenat. Enfin, nous donnerons les détails théoriques nous donnant les conditions nécessaires à la génération d’un vortex par méthode magnéto-optique et estimerons les possibilités d’une réalisation expérimentale.

Afin de conclure, nous résumerons les avancées expérimentales réalisées durant la thèse puis donnerons différentes perspectives d’expériences s’inscrivant dans la continuité de ce travail.

Chapitre 1

Vortex d'Abrikosov

Dans ce chapitre, nous abordons les bases théoriques relatives à la supraconductivité et plus particulièrement aux vortex d'Abrikosov. Dans une première partie, nous donnerons les points principaux de la théorie de la supraconductivité sous forme d'un déroulement historique. En partant de la première théorie classique développée en 1935, nous donnerons les avancées théoriques réalisées jusqu'à l'élaboration d'une théorie quantique de l'état supraconducteur publiée en 1957. Cela nous permettra d'introduire la phase de la fonction d'onde supraconductrice, caractéristique d'un état condensé, et d'en donner les spécificités et manifestations expérimentales. Nous verrons ensuite qu'il existe deux types de supraconducteurs distincts : le type I et le type II. C'est dans les supraconducteurs de type II que les vortex d'Abrikosov peuvent exister sous certaines conditions dont nous donnerons le détail. Qu'est-ce qui constitue un vortex ? Comment s'arrangent les vortex dans les supraconducteurs ? Quel est l'intérêt d'étudier, de manipuler ou encore de générer ces vortex ? Questions auxquelles nous répondrons dans une partie consacrée aux propriétés des vortex. Enfin, nous rendrons compte du travail expérimental réalisé en amont de cette thèse relatif à la démonstration d'une méthode de manipulation optique de vortex individuels en champ lointain.

1 La supraconductivité

La supraconductivité fut la première manifestation d'un état quantique à l'échelle macroscopique au sein de la matière condensée. Elle est caractérisée par deux grandes propriétés. La première, mise en évidence en 1911, est l'absence totale de résistivité [1] : il est possible de faire circuler un courant électrique dans un anneau supraconducteur de manière permanente sans aucune perte par effet Joule. La seconde fut découverte en 1933 par Walter Meissner et Robert Ochsenfeld, qui montrèrent que le flux magnétique est totalement expulsé du volume d'un supraconducteur [15] : le matériau admet alors un diamagnétisme parfait. À l'appui de ces deux observations expérimentales, les frères London établirent une première théorie classique qui permit de décrire le comportement électromagnétique spécifique des supraconducteurs. Plus tard, Vitalii Ginzburg et Lev Landau mirent au point une théorie phénoménologique basée sur une approche thermodynamique. Cette théorie est l'extension aux fluides chargés des travaux théoriques de Landau relatifs aux transitions de phase du second ordre. Enfin, Bardeen, Cooper et Shrieffer proposèrent une théorie quantique de l'état supraconducteur permettant d'en expliquer l'origine microscopique.

1.1 Théorie de London

En 1935, les frères Heinz et Fritz London écrivirent les équations fondamentales gouvernant le comportement électromagnétique des supraconducteurs [16]. Ils considèrent alors que les électrons se comportent comme des charges libres au sein de la matière, traduisant ainsi l'absence de résistance électrique.

1.1.1 Équations de London

La première équation de London, qui décrit le champ électrique $\mathbf{E}$, est donnée par :

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda \mathbf{J}_s) , \quad (1.1)$$

avec Λ un paramètre phénoménologique et $\mathbf{J}_s$ la densité de courants supraconducteurs, nommés aussi supercourants. Pour une densité de supercourants indépendante du temps, le champ électrique à l'intérieur du supraconducteur disparaît, ce qui correspond à la circulation d'un courant non dissipatif. Cette première équation rend donc compte de l'absence de résistance électrique dans l'état supraconducteur.

Appliquons maintenant le rotationnel à l'équation 1.1 et utilisons la relation de Maxwell-Faraday selon laquelle $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$. On obtient alors la seconde équation de London qui gouverne le champ magnétique selon :

$$\mathbf{B} = -\nabla \times (\Lambda \mathbf{J}_s). \quad (1.2)$$

Nous nous référons à présent à l'équation de Maxwell-Ampère $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_s$, à laquelle nous appliquons également le rotationnel :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \times \mu_0 \mathbf{J}_s. \quad (1.3)$$

Le terme de gauche peut être développé suivant l'identité vectorielle $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$, où la divergence du champ magnétique vaut zéro. Nous pouvons alors réécrire la seconde équation de London sous la forme d'une équation différentielle :

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} , \quad (1.4)$$

avec λ_L la longueur de pénétration de London telle que $\lambda_L^2 = \Lambda / \mu_0$. La solution de cette équation montre qu'en pénétrant d'une distance r au sein du matériau, l'induction magnétique $\mathbf{B}$ décroît exponentiellement en r / λ_L avant de s'annuler. Ce comportement magnétique est connu sous le nom d'effet Meissner et décrit l'existence d'un diamagnétisme parfait. Cela est rendu possible par la génération, à la surface du supraconducteur, de supercourants venant écranter le champ magnétique extérieur (Figure 1.1). À l'échelle macroscopique, l'effet Meissner se manifeste par le phénomène de lévitation magnétique : si l'on refroidit un supraconducteur avec un aimant posé dessus, le phénomène d'écrantage repousse l'aimant qui se met alors à léviter. Les frères London comprirent, dès 1935, que l'effet Meissner traduisait en fait la nature quantique du phénomène de supraconductivité.

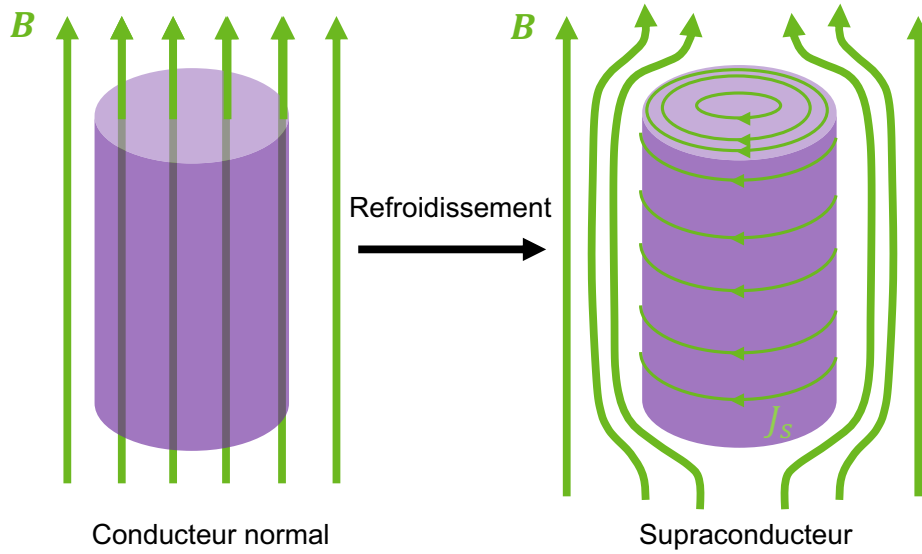


FIGURE 1.1 – Illustration du comportement magnétique d'un cylindre conducteur refroidi en présence d'un champ magnétique extérieur $\mathbf{B}$. Dans l'état supraconducteur, des supercourants d'écrantage $\mathbf{J}_s$ sont générés à la surface du cylindre.

1.1.2 Longueur de pénétration de London

Le modèle des frères London fait apparaître l'une des deux longueurs caractéristiques de l'état supraconducteur : la longueur de pénétration de London. Elle dépend de la densité de porteurs de supercourants n_s :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}}} , \quad (1.5)$$

avec m^* et e^* la masse et la charge des porteurs de courant dont les expressions seront déterminées par la suite (section 1.3). La longueur de pénétration de London est une fonction de la température. Ceci a d'abord été suggéré par Cornelius Gorter et Hendrik Casimir [17], qui développèrent l'hypothèse selon laquelle deux fluides électroniques coexistent dans un supraconducteur. Il y a d'une part les super-électrons, de densité n_s et d'autre part les électrons normaux, de densité n_n , avec une densité électronique totale $n = n_s + n_n$. D'après ce modèle, tous les électrons sont supraconducteurs à $T = 0$ soit $n = n_s$ tandis qu'à $T = T_c$ tous les électrons sont normaux, soit $n = n_n$. La densité d'électrons supraconducteurs devrait donc varier de manière continue entre ces deux températures. Cela implique que la longueur de pénétration de London admet une dépendance en température de la forme [18] :

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} , \quad (1.6)$$

avec λ_0 la longueur de pénétration de London à température nulle. λ_L est caractéristique du matériau et est en général de l'ordre de 50 à 200 nm. Dans le cas d'un film supraconducteur d'une épaisseur d_s , on définit une longueur de pénétration effective $\lambda_{eff} = \lambda_L^2/d_s$ [19].

1.2 Théorie de Ginzburg Landau

En 1951, Vitalii Ginzburg et Lev Landau établissent une nouvelle théorie de la supraconductivité [20]. La théorie de Ginzburg-Landau (GL) consiste à appliquer la théorie générale de Landau concernant les transitions de phase du second ordre au cas des fluides chargés. Elle permet de décrire une grande part des propriétés des supraconducteurs alors connues.

1.2.1 Première équation de Ginzburg-Landau

Cette théorie introduit une fonction d'onde complexe, ou paramètre d'ordre, décrivant les électrons supraconducteurs :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r}) e^{i\theta(\mathbf{r})}. \quad (1.7)$$

On lui associe une phase $\theta(\mathbf{r})$ et un module dont le carré est proportionnel à la densité locale d'électrons supraconducteurs :

$$n_s(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})|^2. \quad (1.8)$$

La théorie de GL stipule que, proche de la transition de phase, l'énergie libre du supraconducteur se développe en une somme de puissance du paramètre d'ordre Ψ . Comme l'énergie est une fonction réelle, seules les puissances paires de Ψ sont gardées dans le développement. On l'exprime sous la forme suivante [21] :

$$F_s(T) = F_n(T) + a(T)|\Psi|^2 + \frac{b(T)}{2}|\Psi|^4, \quad (1.9)$$

avec T la température, F_n la densité d'énergie libre de l'état normal définie pour $\Psi = 0$, et a et b des fonctions analytiques de $T - T_c$. Dans le cas d'un superfluide inhomogène, un coût en énergie est associé au gradient spatial du paramètre d'ordre. Ceci correspond à l'ajout d'un terme d'énergie cinétique dans l'expression de l'énergie libre :

$$F_s(T, \mathbf{r}) = F_n(T) + a(T)|\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*}|\nabla\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{b(T)}{2}|\Psi(\mathbf{r})|^4, \quad (1.10)$$

La première équation de Ginzburg-Landau est obtenue à partir de la minimisation de l'énergie libre par rapport au paramètre d'ordre :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2\Psi(\mathbf{r}) + a(T)\Psi(\mathbf{r}) + b(T)\Psi(\mathbf{r})|\Psi(\mathbf{r})|^2 = 0. \quad (1.11)$$

Afin de donner une expression de a et b , nous considérons le cas simple d'une densité d'électrons supraconducteurs constante dans l'espace. L'équation de GL s'écrit alors :

$$a\Psi + b\Psi|\Psi|^2 = 0. \quad (1.12)$$

Cette équation admet deux solutions :

$$|\Psi| = 0 \quad \text{et} \quad |\Psi|^2 = -\frac{a}{b}. \quad (1.13)$$

La première solution, pour laquelle le paramètre d'ordre est nul, correspond à l'état normal. En revanche, lorsque $T < T_c$, le paramètre d'ordre devient non-nul et on a $a < 0$. Les expressions de a et b peuvent être déterminées en effectuant un développement limité de ces coefficients en une série de termes dépendants de la température pour $T \approx T_c$. On obtient alors :

$$a(T) = \alpha(T - T_c) \quad \text{et} \quad b = \beta, \quad (1.14)$$

avec α et β des constantes positives.

1.2.2 Longueur de cohérence

La théorie de GL a notamment permis de montrer qu'en présence d'une perturbation, une variation spatiale de la densité superfluide a lieu graduellement sur des distances de l'ordre de ξ . Cette distance, nommée longueur de cohérence, est la deuxième longueur caractéristique de l'état supraconducteur. Afin d'en déterminer l'expression, on se place dans le cas où $T \approx T_c$. On peut alors négliger les termes d'ordre supérieur en Ψ et écrire la première équation de GL sous la forme suivante :

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) - \alpha(T - T_c) \Psi(\mathbf{r}) = 0. \quad (1.15)$$

La réécriture de cette expression fait apparaître la longueur de cohérence ξ :

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\xi^2} \Psi(\mathbf{r}). \quad (1.16)$$

Le paramètre d'ordre décroît donc de manière exponentielle sur une distance caractéristique donnée par $\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^*\alpha(T-T_c)}}$. La longueur de cohérence admet la même dépendance en température que la longueur de pénétration de London donnée par l'équation 1.6. On peut l'écrire sous la forme :

$$\xi(T) = \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}}, \quad (1.17)$$

avec $\xi_0 = \sqrt{\hbar^2/2m^*\alpha T_c}$ la longueur de cohérence à température nulle. Comme la longueur de pénétration de London, la longueur de cohérence dépend sensiblement du matériau et varie du nanomètre à la centaine de nanomètres.

1.2.3 Seconde équation de Ginzburg-Landau

En présence d'un champ magnétique, l'énergie cinétique des électrons supraconducteurs est modifiée. La première équation de Ginzburg Landau s'écrit alors :

$$\alpha(T - T_c) \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{2m^*} (-i\hbar \nabla - e^* \mathbf{A})^2 \Psi = 0, \quad (1.18)$$

avec $\mathbf{A}$ le potentiel vecteur du champ magnétique tel que $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Le terme $(-i\hbar \nabla - e^* \mathbf{A})$ correspond à l'expression de l'opérateur quantique de la quantité de mouvement d'une particule de masse m^* et de charge e^* dans un champ magnétique. Cet opérateur nous permet d'obtenir l'expression des supercourants $\mathbf{J}_s$:

$$\mathbf{J}_s = \frac{e^*}{2m^*} [\Psi^* (-i\hbar \nabla - e^* \mathbf{A}) \Psi + c.c.]. \quad (1.19)$$

En remplaçant le paramètre d'ordre par son expression complexe, on fait apparaître la densité d'électrons supraconducteurs :

$$\mathbf{J}_s = \frac{e^*}{m^*} n_s (\hbar \nabla \theta - e^* \mathbf{A}). \quad (1.20)$$

La densité de supercourants est une fonction du potentiel vecteur mais aussi du gradient de la phase supraconductrice θ . Il est alors possible de déduire l'expression de la vitesse des électrons supraconducteurs à partir de la relation $\mathbf{J}_s = e^* n_s \mathbf{v}_s$:

$$\mathbf{v}_s = \frac{1}{m^*} (\hbar \nabla \theta - e^* \mathbf{A}). \quad (1.21)$$

1.3 Théorie BCS

Si la théorie de GL permet d'expliquer de nombreux phénomènes relatifs à la supraconductivité, elle ne donne pas d'explication quant à l'origine de l'état supraconducteur. En 1950, la découverte de l'effet isotopique [22] mène à l'élaboration d'une nouvelle théorie. Cet effet se manifeste par une baisse de la température critique lorsque l'on remplace un élément constituant d'un matériau supraconducteur par un de ses isotopes plus lourd. On comprend alors que les vibrations du réseau cristallin jouent un rôle important dans le mécanisme à l'origine de la supraconductivité. À la suite de ces observations, le physicien John Bardeen montra que, malgré la répulsion coulombienne, l'interaction électron-réseau peut induire une interaction attractive entre électrons.

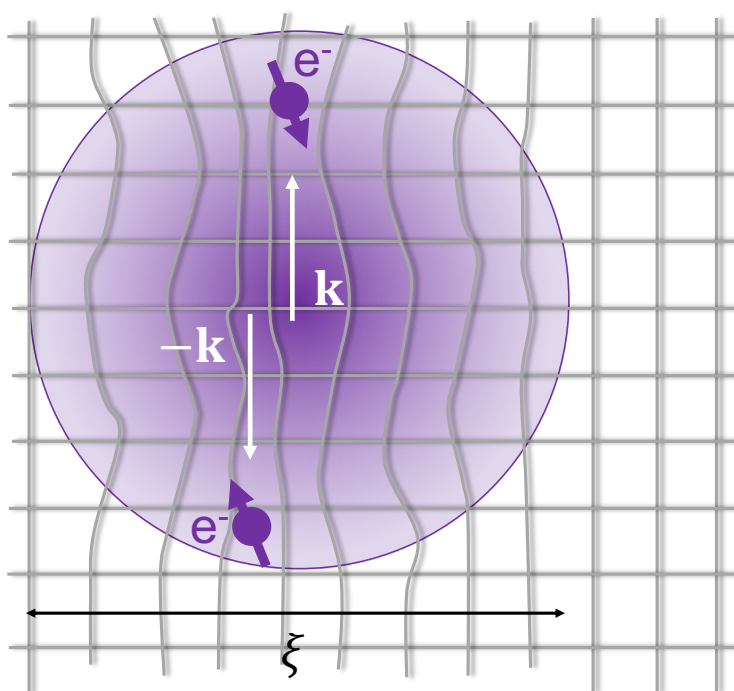


FIGURE 1.2 – Paire de Cooper constituée de deux électrons de vecteurs d'onde $\mathbf{k}$ et de spins opposés. L'appariement se fait via une déformation du réseau d'ions localisés aux noeuds de la grille. Le disque représente l'étendue spatiale de la paire de Cooper donnée par la longueur de cohérence ξ .

En 1957, John Bardeen, Leon Neil Cooper et John Robert Shrieffer mirent au point une théorie microscopique de la supraconductivité, connue aujourd'hui sous le nom de théorie BCS [23]. Elle démontre que l'état supraconducteur correspond à l'appariement d'une fraction des électrons du métal en paire de Cooper. La formation de ces paires résulte de l'interaction des électrons avec le réseau. Un premier électron déforme le réseau d'ions, sensible à sa charge négative, et polarise ainsi le milieu en attirant les cations (Figure 1.2). Cette déformation est dynamique : c'est une oscillation qui se propage sous la forme d'un phonon. L'excès de charges positives induit par le premier électron attire un second électron. On a alors une interaction attractive effective entre les deux électrons par l'intermédiaire d'un phonon. Les électrons sont de spin demi-entier, formant ainsi une particule composite de spin entier. On a alors la formation d'un boson à partir de deux fermions, ce qui vient

modifier profondément la dynamique électronique. D'une part, les électrons appariés sont fortement délocalisés : l'extension spatiale d'une paire de Cooper est donnée par la longueur de cohérence. D'autre part, leur fonctions d'onde se recouvrent spatialement : la densité de paires est de l'ordre de $n_s \approx 10^8/\mu\text{m}^3$. La phase supraconductrice correspond donc à un état condensé de paires de Cooper dont la masse et la charge correspondent à celles de deux électrons appariés :

$$m^* = 2m_e \quad \text{et} \quad e^* = 2e, \quad (1.22)$$

avec m_e et e la masse et la charge d'un électron.

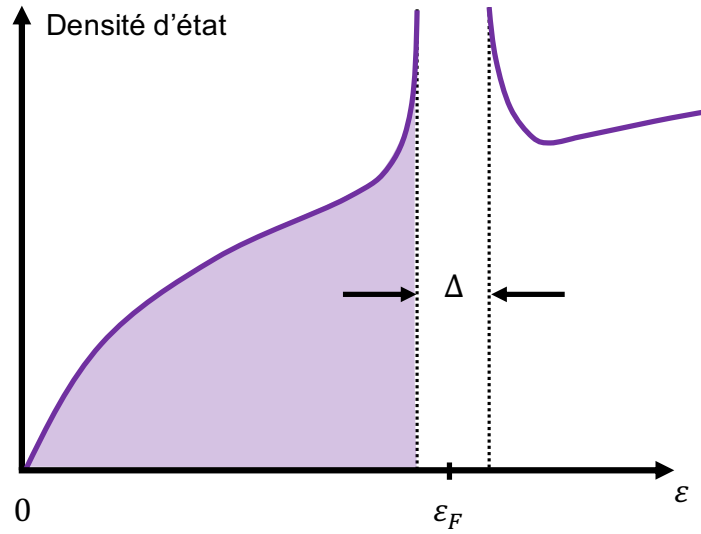


FIGURE 1.3 – Densité d'états électroniques en fonction de l'énergie dans l'état supraconducteur. Autour de l'énergie de Fermi ε_F s'ouvre un gap d'énergie Δ . L'aire violette correspond aux états électroniques occupés.

Contrairement à ce qui avait été avancé par Gorter et Casimir, la transition de phase normal-supraconducteur ne met pas en jeu tous les électrons : seule une fraction d'entre eux s'apparie. Cela se traduit par un peuplement des états électroniques caractéristique de l'état supraconducteur, schématisé sur la Figure 1.3. Pour des énergies comprises entre $\varepsilon = 0$ et $\varepsilon \approx \varepsilon_F - \Delta$, où ε_F est l'énergie de Fermi, la densité d'état conserve une tendance en $\sqrt{\varepsilon}$ typique d'un peuplement fermionique. En revanche entre $\varepsilon \approx \varepsilon_F - \Delta$ et $\varepsilon = \varepsilon_F - \Delta/2$, la densité d'état présente un pic. Ceci correspond à l'abaissement de l'énergie des quasi-particules issues de la surface de Fermi et qui commencent à s'apparier en paires de Cooper. La condensation s'accompagne d'un abaissement de la surface de Fermi, délimitant les états occupés des états inoccupés. On a alors l'apparition d'un gap d'énergie, nommé gap supraconducteur, d'une largeur Δ entre $\varepsilon = \varepsilon_F - \Delta/2$ et $\varepsilon = \varepsilon_F + \Delta/2$. La superfluidité des électrons condensés persiste tant que l'énergie apportée au système est inférieure à Δ , qui correspond à l'énergie de liaison d'une paire de Cooper. Pour des températures proches de zéro, la valeur du gap est constante et donnée par :

$$\Delta(0) \approx 1,76 k_B T_c, \quad (1.23)$$

avec k_B la constante de Boltzmann. Pour $T \approx T_c$, l'évolution du gap se fait suivant la loi [18] :

$$\Delta(T \approx T_c) \approx 1,74 \Delta(0) \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}. \quad (1.24)$$

La formation des paires de Cooper peut paraître paradoxale d'un point de vue énergétique. En effet, former un état lié dans l'espace libre requiert que l'énergie potentielle d'interaction soit supérieure à l'énergie cinétique des particules impliquées. Dans le cas contraire, les particules s'échappent du puits de potentiel. L'énergie cinétique d'une paire de Cooper est la somme de l'énergie des deux électrons à la surface de Fermi, abaissée de l'énergie de liaison, soit $2\varepsilon_F - \Delta$. L'énergie de Fermi est de l'ordre de 5 eV et celle du couplage de $\Delta \approx 10^{-3}\text{eV}$. Pourtant ce couplage, bien que très faible, donne lieu à la formation de paires. Nous pouvons expliquer cela en considérant le cas d'une paire de Cooper brisée. Dans ce cas là, au moins un des électrons a une énergie cinétique égale ou inférieure à ε_F , or ces états d'énergie sont tous occupés par les électrons normaux. La règle d'exclusion de Pauli, qui s'applique aux fermions, empêche deux électrons d'occuper le même état d'énergie. Ceci donne lieu à un blocage de Pauli, rendant ainsi la formation d'une paire favorable.

1.4 La phase supraconductrice

La nature quantique de la supraconductivité est intimement liée à l'unicité de la phase de la fonction d'onde supraconductrice. Comme nous le verrons, la valeur de la phase est maintenue constante grâce à la rigidité superfluide. Cependant, elle peut connaître des variations locales de 2π . Ceci est à l'origine de la quantification du flux magnétique au sein des supraconducteurs. Il est possible d'observer des manifestations de la phase à l'échelle macroscopique. Elle est par exemple responsable de l'effet de Little et Parks [24], pour lequel la température critique d'un anneau supraconducteur varie périodiquement en fonction du flux magnétique qui le traverse. Nous détaillerons ici l'exemple de l'effet Josephson, aujourd'hui à la base du développement de l'électronique supraconductrice.

1.4.1 Rigidité superfluide

Supposons que la densité de paires de Cooper soit une constante et que la phase varie dans l'espace, soit $\Psi = \psi e^{i\theta(\mathbf{r})}$. L'énergie libre, intégrée sur le volume supraconducteur, devient alors :

$$F_s(T, \mathbf{A}) = F_s(T, \mathbf{A} = \mathbf{0}) + \int \left[\frac{\hbar^2}{4m_e} \left| \left(\nabla\theta + \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right) \right|^2 |\Psi|^2 \right] d^3\mathbf{r} + \frac{1}{2\mu_0} \int (\nabla \times \mathbf{A})^2 d^3\mathbf{r}. \quad (1.25)$$

Nous négligeons ici le dernier terme correspondant à l'énergie magnétique et écrivons l'énergie libre sous la forme suivante :

$$F_s(T, \mathbf{A}) = F_s(T, \mathbf{A} = \mathbf{0}) + \frac{\rho_s}{2} \int \left| \left(\nabla\theta + \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right) \right|^2 d^3\mathbf{r}. \quad (1.26)$$

Cette expression fait apparaître la rigidité superfluide ρ_s , proportionnelle à la densité de paires de Cooper et définie par :

$$\rho_s = \frac{\hbar^2}{2m_e} n_s. \quad (1.27)$$

On peut voir dans l'équation 1.26 que des fluctuations spatiales de la phase supraconductrice entraînent des fluctuations de l'énergie libre du système. Ceci a pour effet d'affaiblir la robustesse de l'état supraconducteur. Si la valeur de la rigidité superfluide est grande devant les fluctuations de phase, alors l'énergie libre est stabilisée, ce qui permet de conserver l'ordre à longue portée de la phase. Pour cette raison, les fluctuations de phase sont plus importantes

dans les supraconducteurs à haute température critique où la fraction d'électrons condensés est plus faible. La cohérence de phase de la fonction d'onde est, en conséquence, repoussée à des températures moindres que celle à laquelle les paires de Cooper se forment [25]. Dans les supraconducteurs conventionnels, l'instabilité de phase peut prendre place lorsque la température du supraconducteur s'approche de la température critique. La densité de paires de Cooper tend alors vers zéro, laissant place à des fluctuations de phase importantes.

1.4.2 Quantification du flux magnétique

Fritz London étudia le cas de multiples supraconducteurs connectés entre eux et mis en présence d'un champ magnétique [18]. Il introduisit le concept de fluxoïde, désignant ainsi le flux magnétique qui traverse chaque région normale définie au sein du système supraconducteur. Considérons le cas d'un anneau supraconducteur entourant une zone normale (Figure 1.4). Le fluxoïde magnétique de la zone normale devrait avoir une valeur discrète multiple de $\Phi_0 = h/2e$. Afin de démontrer cela, nous reprenons l'expression des supercourants de l'équation 1.21 que nous intégrons sur le contour C fermé :

$$\oint \Lambda \mathbf{J}_s \cdot d\mathbf{l} = \frac{\hbar}{2e} \oint \nabla \theta \cdot d\mathbf{l} - \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad \text{avec} \quad \Lambda = \frac{m}{2e^2 n_s}. \quad (1.28)$$

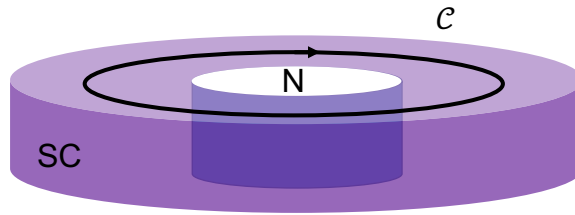


FIGURE 1.4 – Anneau supraconducteur (SC) au sein duquel existe une zone normale (N) dans laquelle pénètre un champ magnétique. On définit un contour fermé C .

Le caractère macroscopique de la fonction d'onde implique l'unicité de sa phase. En conséquence, la circulation du gradient de la phase sur le contour fermé C doit être un multiple de 2π :

$$\oint \nabla \theta \cdot d\mathbf{l} = 2\pi n, \quad \text{avec } n \text{ un entier.} \quad (1.29)$$

L'intégrale sur le potentiel vecteur, correspondant au flux magnétique traversant la surface délimitée par le contour fermé, peut s'exprimer selon $\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$. On a alors :

$$\oint \Lambda \mathbf{J}_s \cdot d\mathbf{l} + \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = n \frac{h}{2e} = n \Phi_0. \quad (1.30)$$

Si l'anneau est suffisamment épais par rapport à λ_L , les supercourants n'apparaissent qu'en surface. Si le contour est choisi au coeur de l'anneau, $\mathbf{J}_s = \mathbf{0}$. Le flux total traversant l'aire normale est bien quantifié et correspond à un multiple entier du quantum de flux $\Phi_0 = h/2e$. La valeur de Φ_0 traduit la superposition d'état à deux particules porteur d'une charge $2e$ et est égale à :

$$\Phi_0 \approx 2.10^{-15} \text{ T/m}^2. \quad (1.31)$$

1.4.3 Effet Josephson

On observe l'effet Josephson lorsque deux supraconducteurs sont faiblement connectés par un contact électrique. Ce contact peut être établi, par exemple, par une barrière tunnel ou une couche de conducteur normal placée entre les deux électrodes supraconductrices (Figure 1.5). L'effet Josephson prédit par Brian D. Josephson en 1962 [26], fait référence à une jonction supraconducteur-isolant-supraconducteur. Si la barrière est suffisamment fine, on voit apparaître, entre les deux électrodes, un courant de paires de Cooper par effet tunnel dû au recouvrement des fonctions d'onde supraconductrices dans la barrière. Dans le cas d'électrons de conduction, la probabilité de passage est faible et devrait être plus faible encore pour deux électrons appariés. Cependant, la probabilité reste la même car le passage des paires de Cooper est un processus cohérent. Le courant Josephson au travers de la barrière est donné par la relation courant-phase de la première équation de Josephson :

$$J_s = J_c \sin(\Delta\theta). \quad (1.32)$$

avec J_c la densité de courant critique dépendant de la force de couplage entre les deux électrodes et $\Delta\theta$ la différence de phase entre les deux électrodes supraconductrices. La densité de supercourant circulant dans une jonction Josephson varie donc en fonction de la différence de phase le long de la jonction et en l'absence de tout potentiel vecteur ou scalaire.

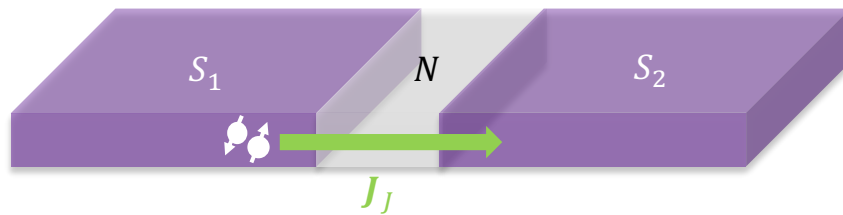


FIGURE 1.5 – Jonction Josephson SNS (supraconducteur-normal-supraconducteur) traversée par un courant Josephson J_J de paires de Cooper.

Dans le cas où une différence de potentiel V est appliquée sur la jonction, l'évolution de la phase est donnée par la Seconde équation de Josephson, également nommée relation tension-phase :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V. \quad (1.33)$$

La phase est donc une fonction linéaire du temps t selon $\theta(t) = \theta_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} Vt$. Si l'on insère cette formule dans la relation courant-phase, on voit que le courant oscille dans la jonction à une fréquence f :

$$\frac{f}{V} = \frac{1}{\Phi_0} \approx 484 \frac{\text{MHz}}{\mu\text{V}}. \quad (1.34)$$

Les jonctions Josephson sont donc des oscillateurs qui peuvent générer de très hautes fréquences par le simple contrôle de la tension appliquée. Elles sont également intégrées aux circuits comme de véritables batteries de phase permettant de délivrer un courant dans un circuit supraconducteur.

2 Défauts topologiques de l'état supraconducteur

Les défauts topologiques sont des singularités apparaissant lors des transitions de phase du second ordre, dans le cas où une brisure de symétrie a lieu. Ces défauts, qui demeurent stables dans la phase basse température, possèdent des propriétés dépendantes des symétries du système considéré. Dans le cas de la transition de phase normal-supraconducteur, la transition correspond au passage d'une phase désordonnée symétrique, où $\Psi = 0$, à une phase froide ordonnée de symétrie réduite où $\Psi \neq 0$. La symétrie brisée lors de cette transition est la symétrie de jauge, relative à la conservation de la charge électrique. Sous certaines conditions, que nous définirons, la transition de phase donne lieu à l'apparition de vortex d'Abrikosov, défauts topologiques de l'état supraconducteur. Dans cette partie, nous définissons les supraconducteurs de type II dans lesquels apparaissent les vortex puis donnons les principales caractéristiques des vortex avant d'expliquer comment ils pénètrent et s'arrangent au sein des supraconducteurs.

2.1 Supraconducteur de type II

Comme nous l'avons vu, l'état supraconducteur est caractérisé par un diamagnétisme parfait. Cependant, certains supraconducteurs connaissent une phase mixte, correspondant à la pénétration partielle du champ magnétique extérieur. On les nomme supraconducteurs de type II afin de les différencier des supraconducteurs de type I qui écrantent la totalité du champ appliqué. Ces deux familles de supraconducteurs se différencient par la valeur du rapport de la longueur de pénétration de London λ_L et de la longueur de cohérence ξ définissant le paramètre de Ginzburg-Landau : $\kappa = \lambda_L/\xi$ (Figure 1.6a).

- Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est de type I.
- Si $\kappa > 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est de type II.

Dans le cas des supraconducteurs de type I, on distingue deux états :

- l'état Meissner dans lequel le matériau est supraconducteur et le champ magnétique est totalement expulsé pour $H < H_c(T)$ et $T < T_c$,
- l'état normal dans lequel le matériau n'est plus supraconducteur pour $H > H_c(T)$ et/ou $T > T_c$.

$H_c(T)$ désigne le champ magnétique critique pour lequel le supraconducteur bascule abruptement de l'état Meissner à la pénétration totale du flux magnétique. Il est donné par [21] :

$$H_c(T) = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\mu_0\lambda_L(T)\xi(T)} . \quad (1.35)$$

Comme pour le type I, un supraconducteur de type II possède un état Meissner lorsque $H < H_{c1}(T)$ et que $T < T_c$ (Figure 1.6b). On désigne par H_{c1} un premier champ critique donné par :

$$H_{c1}(T) = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda_L(T)^2} \ln \kappa . \quad (1.36)$$

En revanche, il recouvre l'état normal lorsque le champ magnétique appliqué est supérieur à un second champ critique, soit pour $H > H_{c2}$ et/ou $T > T_c$ avec :

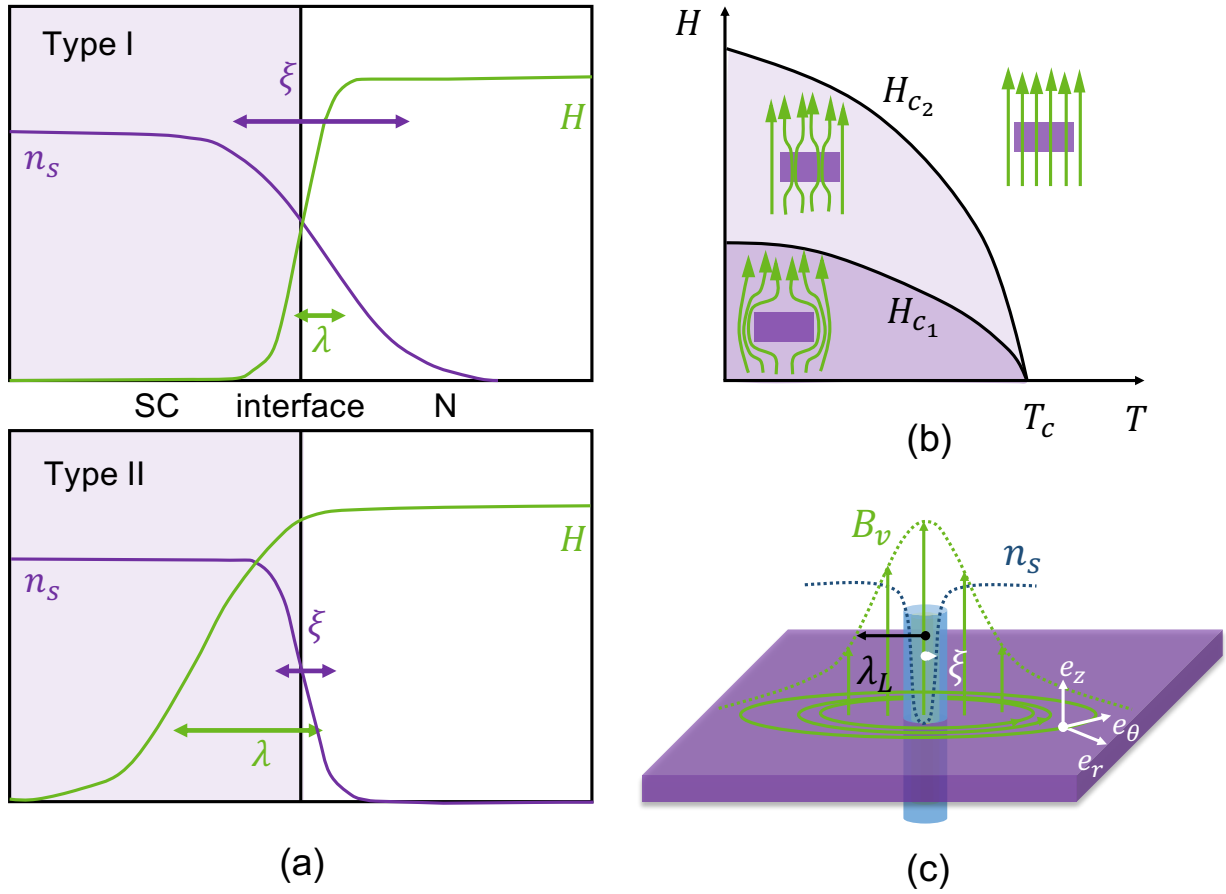


FIGURE 1.6 – (a) Évolution du champ magnétique H et de la densité de paires de Cooper n_s à l'interface entre un conducteur normal et un supraconducteur pour des supraconducteurs de type I et de type II. (b) Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II. H_{c1} et H_{c2} désignent deux champs critiques qui sont des fonctions de la température. On distingue l'état Meissner, l'état mixte et l'état normal. (c) Représentation schématique d'un vortex d'Abrikosov.

$$H_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\xi(T)^2} . \quad (1.37)$$

Pour un champ magnétique intermédiaire, tel que $H_{c1} < H < H_{c2}$, le supraconducteur se trouve dans un état mixte défini par la pénétration partielle du champ magnétique extérieur. Le flux magnétique est alors admis dans le supraconducteur sous la forme de tubes de quantum de flux Φ_0 nommés vortex d'Abrikosov. Les vortex sont constitués d'un coeur normal d'un diamètre de 2ξ , traversé par un quantum de flux Φ_0 (Figure 1.6c). Autour de ce coeur circulent des boucles de supercourants sur un diamètre de $2\lambda_L$, qui sont responsables à la fois de la génération du flux magnétique dans le coeur et de son écrantage dans le matériau environnant. Dans l'état mixte, on a donc la coexistence de zones normales et d'une matrice supraconductrice. Les vortex d'Abrikosov ont été prédits théoriquement par Alexeï Alexeïevitch Abrikosov en 1957 [27], qui appuya son raisonnement sur la différence d'énergie de surface entre les supraconducteurs de type I et de type II. Dans le cas des

supraconducteurs de type I, l'énergie de surface séparant les régions normales des régions supraconductrices est positive : la création de zones normales au sein du supraconducteur est défavorable. En revanche, dans le cas des supraconducteurs de type II, cette énergie devient négative et il est alors favorable de créer des zones normales au sein du supraconducteur.

Les vortex peuvent être piégés de deux manières dans le condensat supraconducteur :

- Si la transition de phase a lieu en présence d'un champ magnétique extérieur H constant et normal à la surface du supraconducteur, la minimisation de l'énergie donne lieu au piégeage homogène d'une densité surfacique de vortex donnée par $n_v = B/\Phi_0$. Lors de la transition, l'apparition de vortex est effective à partir du moment où le flux magnétique qui le traverse dans l'état normal est supérieur à Φ_0 .
- Les vortex peuvent aussi pénétrer le matériau une fois qu'il est dans l'état supraconducteur. Si l'on considère un supraconducteur refroidi à champ nul, les vortex commencent à pénétrer le matériau par les bords lorsque champ magnétique est égal à $H_{c1}(T)$. Si l'on augmente le champ magnétique au delà de sa valeur critique, les vortex remplissent progressivement le matériau jusqu'à ce que celui-ci transite vers l'état normal pour $H = H_{c2}(T)$.

Le second champ critique traduit la tolérance du matériau à piéger les vortex. Par exemple, dans des matériaux comme les cuprates à haute température critique, la densité de vortex peut varier de six ordres de grandeur simplement en variant le champ magnétique appliqué.

2.2 Champ magnétique des vortex

Les vortex d'Abrikosov sont traversés par un quantum de flux confiné dans le coeur normal. Ceci correspond à un champ magnétique B_v porté par chaque vortex (Figure 1.6c) dont l'expression nous est donnée par l'équation 1.4 en présence d'un flux. Le coeur du vortex est petit devant λ_L , on peut donc considérer que le flux est ponctuel et l'exprimer sous la forme d'une fonction de Dirac à deux dimensions $\delta(\mathbf{r})$, avec $\mathbf{r} = (x, y)$. On a alors :

$$\nabla^2 \mathbf{B}_v - \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B}_v = \frac{\Phi_0}{\lambda_L^2} \delta(\mathbf{r}) . \quad (1.38)$$

Le champ magnétique d'un vortex d'Abrikosov a une dépendance radiale de la forme :

$$B_v(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0 \left(\frac{r}{\lambda_L} \right) , \quad (1.39)$$

où K_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro. Les formes asymptotiques de cette solution, proche du coeur et à de larges distances, sont données par :

$$B_v(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} \ln \left(\frac{\lambda_L}{r} \right) \quad \text{pour } r \ll \lambda_L, \quad (1.40)$$

$$B_v(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} \left(\frac{\pi\lambda_L}{2r} \right)^{1/2} e^{-r/\lambda_L} \quad \text{pour } r \gg \lambda_L . \quad (1.41)$$

La densité de courant circulant autour du vortex est alors obtenue avec l'équation de Maxwell-Ampère $\mathbf{J}_v = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$. Les courants sont confinés sur l'épaisseur du supraconducteur et portés par le vecteur unitaire $\mathbf{e}_\theta$ (Figure 1.6c) :

$$J_v(r) = \frac{\Phi_0}{4\pi^2\mu_0\lambda_L^3} K_1\left(\frac{r}{\lambda_L}\right), \quad (1.42)$$

où K_1 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre un. Le champ magnétique du vortex, donné par les équations 1.40 et 1.41, est une solution valable à la surface du supraconducteur. Afin de connaître l'évolution du champ magnétique du vortex au-dessus de la surface, on utilise le modèle du monopole magnétique [28]. On considère que le champ magnétique du vortex est équivalent à celui d'un monopole magnétique de charge $2\Phi_0$ positionné en $r = 0$ et en $z = z_0 = -1,27 \lambda_L$ sous la surface. L'expression du potentiel scalaire d'un vortex est alors donnée par :

$$\Phi_v(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}}. \quad (1.43)$$

Le champ magnétique est ensuite calculé à partir de $\mathbf{B}_{v,z} = -\nabla\Phi_v$. Le profil magnétique du vortex, tracé sur la Figure 1.7, montre que B_v décroît sur une distance de l'ordre de λ_L en z et en r : à la surface du matériau, le champ magnétique diverge. Ceci est illustré par la Figure 1.7 où l'on voit les lignes de champ magnétique de plusieurs vortex pénétrer dans un liquide ferromagnétique positionné au dessus d'un supraconducteur.

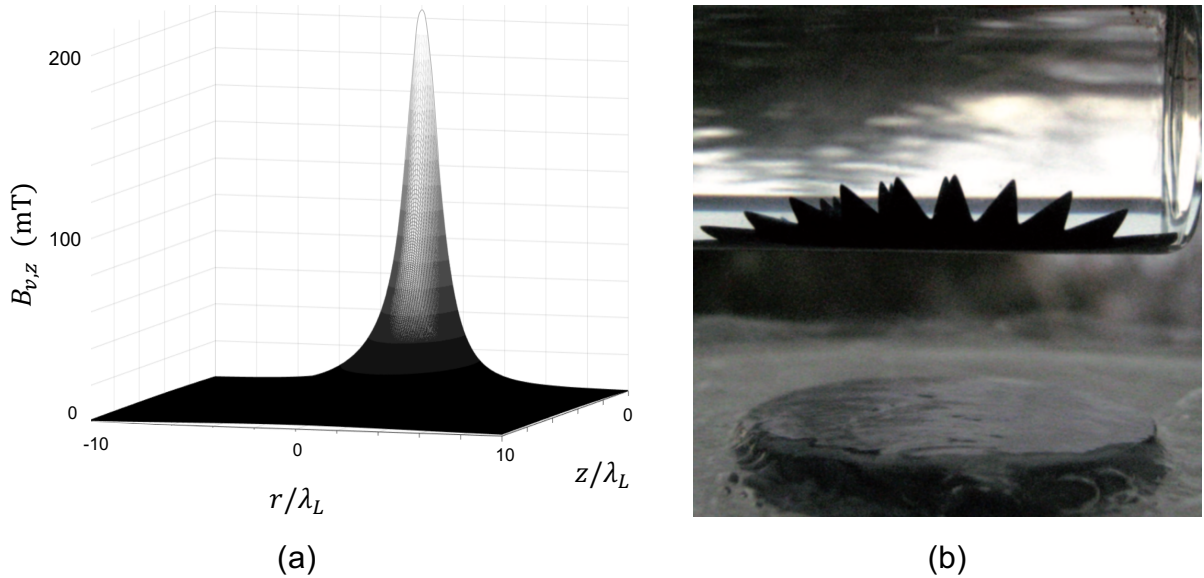


FIGURE 1.7 – (a) Profil selon l'axe z du champ magnétique d'un vortex à la surface d'un supraconducteur. Il est calculé à partir du modèle du monopole magnétique pour $\lambda_L = 100$ nm. (b) Ferrofluide (solution colloïdale de nanoparticules ferromagnétiques) au-dessus d'un supraconducteur cuprate de type $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ refroidi dans de l'azote liquide à 77 K. Un aimant est placé à la surface du supraconducteur afin de concentrer les lignes de champ magnétique. On voit ensuite ces lignes qui pénètrent dans le ferrofluide et orientent les nanoparticules ferromagnétiques [29].

2.3 Réseau de vortex

Lorsque plusieurs quanta de flux pénètrent dans un supraconducteur, ils interagissent entre eux. Afin de déterminer la nature de cette interaction, nous considérons le cas de deux vortex localisés en $\mathbf{r}_1$ et $\mathbf{r}_2$. La distribution du champ magnétique dans le supraconducteur est alors donnée par [19] :

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} = \frac{\Phi_0}{\lambda_L^2} [\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)]. \quad (1.44)$$

La solution de cette équation est la superposition des champs magnétiques de chaque vortex $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{v1} + \mathbf{B}_{v2}$ et permet de déduire l'énergie d'interaction :

$$U_{12} = \frac{\Phi_0^2}{2\pi\mu_0\lambda_L^2} K_0 \left(\frac{r_{12}}{\lambda_L} \right), \quad (1.45)$$

où $r_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ est la distance entre les deux lignes de flux. À courte distance, cette énergie diverge en $\ln(\lambda_L/r_{12})$, tandis qu'à longue distance elle décroît exponentiellement en e^{-r_{12}/λ_L} . L'équation 1.45 peut aussi être exprimée en fonction du champ magnétique de l'un des vortex sous la forme $U_{12} = \Phi_0/\mu_0 B_{v1}(r_{12})$. La force associée à l'interaction entre vortex est alors donnée par le gradient de l'énergie :

$$\mathbf{F}_{12} = -\nabla(U_{12}) = -\frac{\Phi_0}{\mu_0} \frac{\partial B_{v1}}{\partial r_{12}} \frac{\mathbf{r}_{12}}{r_{12}}. \quad (1.46)$$

On peut montrer que cette force correspond à la force de Lorentz, exercée par les courants du premier vortex sur le flux magnétique du second :

$$\mathbf{F}_{12} = \mathbf{J}_{v1} \times \Phi_{0,2}. \quad (1.47)$$

En résolvant l'équation 1.44 pour N vortex, on peut montrer que la minimisation de l'énergie de répulsion donne lieu à un arrangement de vortex périodique. Ils se placent sous la forme d'un réseau triangulaire (Figure 1.8a), nommé réseau d'Abrikosov, où chaque vortex est séparé d'une distance a donnée par [27] :

$$a = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{3}\mu_0 n_v}}, \quad (1.48)$$

où n_v est la densité de vortex.

2.4 Piégeage des vortex

Lorsqu'on applique un courant sur un supraconducteur pur doté d'un réseau d'Abrikosov, cela induit un déplacement de vortex dans le matériau. En effet, un courant de densité $\mathbf{J}_s$ exerce une force de Lorentz $\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_s \times \Phi_0$ sur l'ensemble des lignes de flux. Les vortex se déplacent alors à une vitesse $\mathbf{v}$ normale à l'orientation du champ magnétique et du courant. Ce mouvement induit un champ électrique $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}_v$ colinéaire au courant et ainsi une résistivité $\rho = E/J_s$ [30]. Le matériau se trouve alors dans un état résistif, ne permettant pas d'exploiter ses propriétés de transport non-dissipatif. Contrairement aux supraconducteurs purs, les supraconducteurs contenant des impuretés conservent une résistance nulle

en présence de courant. En effet, les défauts de structures et les impuretés chimiques affaiblissent localement la supraconductivité ce qui crée des sites où se piègent préférentiellement les vortex. La présence de défauts dans un supraconducteur se manifeste par la déformation du réseau d'Abrikosov (Figure 1.8b). L'ancrage des vortex agit alors comme une friction statique : il entraîne une force de piégeage $\mathbf{F}_p$ à vaincre pour que le réseau de vortex soit mis en mouvement. Cela se traduit par l'existence d'une densité de courant critique telle que :

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_c \times \Phi_0 = \mathbf{F}_p, \quad (1.49)$$

avec $J_c = F_p/\Phi_0$. Dans un supraconducteur où les vortex sont piégés, le courant peut circuler sans dissipation tant qu'il reste inférieur à la valeur critique. Si on augmente graduellement le courant au delà de sa valeur critique, on constate d'abord une augmentation infinitésimale de la résistivité due à la mise en mouvement des premiers vortex, suivie d'une augmentation abrupte caractéristique de la transition normal-supraconducteur [31].

Afin de piéger les vortex dans les supraconducteurs, il est possible de créer un potentiel de piégeage artificiel. Différentes techniques existent comme le dopage chimique [32], l'ajout d'impuretés [33] ou l'irradiation par des ions [34]. Dans le cas de ces méthodes, la force de piégeage exercée sur les vortex varie d'un site de piégeage à l'autre, ce qui rend l'arrangement des vortex très aléatoire. Cependant, des techniques ont également été développées afin de rendre la répartition de vortex reproductible. Il est par exemple possible de moduler de manière contrôlée l'épaisseur effective d'un supraconducteur grâce à des micro-structures magnétiques et ainsi de pré-déterminer la répartition des vortex se plaçant préférentiellement là où l'épaisseur est réduite [35].

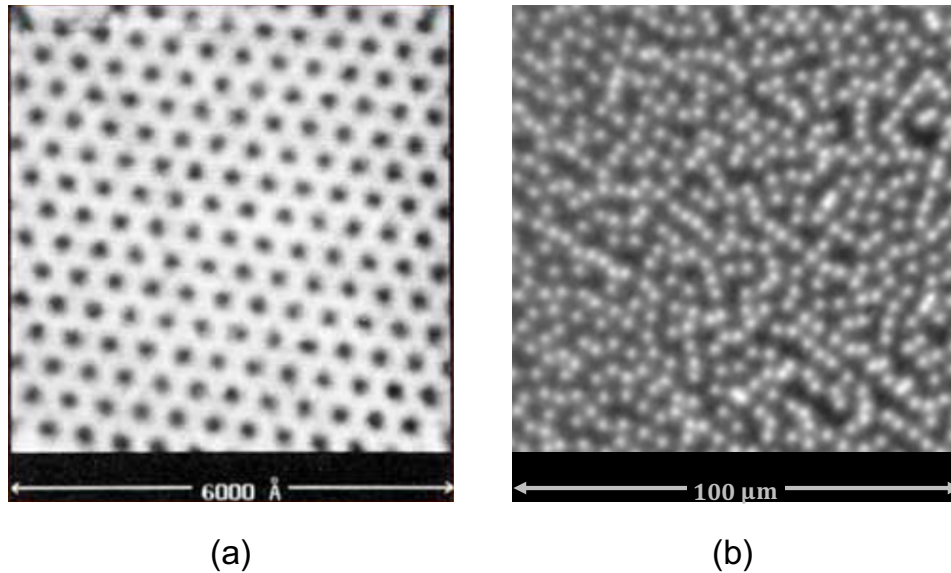


FIGURE 1.8 – a) Réseau triangulaire dans un cristal de NbSe₂ observé par microscopie à effet tunnel [36] avec un champ magnétique de 200 G à une température de 1,8 K. b) Vortex d'Abrikosov imagés par notre expérience d'imagerie magnéto-optique dans un film de niobium à une température de 4 K après une transition de phase effectuée sous un champ de 1 G.

Depuis la première découverte expérimentale des supraconducteurs de type II en 1962, tous les supraconducteurs découverts, comme les cuprates, les fullerènes ou encore les supraconducteurs à base de fer, appartiennent à cette classe. Ils sont intrinsèquement caractérisés par une grande densité de courant critique. La maîtrise du piégeage des vortex permet de les maintenir dans l'état non-résistif en présence de grandes densités de courant. Il est ainsi possible d'obtenir des courants critiques supérieurs à 10^9 A/m² pour des supraconducteurs conventionnels et de l'ordre de 10^6 A/m² à une température de 77 K pour des supraconducteurs à haute T_c [37]. Ceci a notamment permis la mise au point d'électroaimants, déjà imaginés par Onnes, où des champs magnétiques intenses de plusieurs dizaines de Tesla sont générés par un fort courant circulant dans des bobines supraconductrices.

3 Manipulation optique de vortex d'Abrikosov

Comme nous l'avons évoqué, les propriétés des vortex peuvent être influencées par le champ magnétique appliqué, la température ou encore le courant électrique. Cependant, il est intéressant de pouvoir manipuler des quanta de flux uniques afin de sculpter, avec précision, le flux magnétique à la surface des supraconducteurs. Différentes méthodes ont déjà été développées, notamment basées sur la force magnétique [38][39], l'utilisation de SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) [40] [41] [42] [43] ou encore sur le chauffage induit par le courant d'une pointe STM (Scanning Tunnelling Microscopy) [44]. Cependant, ces méthodes sont lentes et difficiles à implémenter dans un environnement cryogénique. Dans notre groupe, nous avons démontré l'efficacité d'une méthode de manipulation optique en champ lointain qui permet de réaliser un contrôle rapide et non-invasif de la position d'un vortex unique [45]. Cette méthode est basée sur le chauffage local du supraconducteur par un laser focalisé à la surface de l'échantillon. Dans cette partie, nous présentons les principaux résultats expérimentaux obtenus dans le groupe Nanophotonique avant le début de ma thèse [46], nous permettant d'introduire le contexte dans lequel s'est élaboré mon travail de thèse.

3.1 Force thermique photo-induite

Les premières études relatives au comportement des vortex dans un gradient thermique suggèrent que les vortex sont déplacés des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides [47][48]. Cette hypothèse est basée sur le fait que le cœur du vortex, contrairement à ses supercourants, transporte une entropie. Cependant, plus récemment, il a été montré que l'entropie du cœur peut être négligée lorsqu'il est petit, c'est-à-dire lorsque $\xi \ll \lambda_L$ [49]. Ceci implique que les vortex sont attirés vers les zones les plus chaudes. Afin de mettre en évidence l'existence d'une force thermique, considérons l'énergie d'un vortex par unité de longueur dans le cas où $\xi \ll \lambda_L$ [19] :

$$U_v \approx \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} \ln \left(\frac{\lambda_0}{\xi_0} \right). \quad (1.50)$$

D'après l'expression de $\lambda_L(T)$ de l'équation 1.6, l'énergie admet une dépendance linéaire en $T_c - T$. En conséquence, un gradient de température dans le supraconducteur génère une force thermique par unité de longueur telle que :

$$\mathbf{F}_T \approx \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_0^2} \ln \left(\frac{\lambda_0}{\xi_0} \right) \frac{\nabla T}{T_c}. \quad (1.51)$$

Cette force attire bien les vortex dans la région la plus chaude.

3.2 Déplacement optique de vortex

Un laser focalisé à la surface du supraconducteur est en mesure de créer un fort gradient thermique. Le gradient thermique peut être choisi avec la puissance laser de manière à créer une force thermique plus forte que la force de piégeage, soit $F_T > F_P$. En pratique, on crée par laser une zone chaude de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre avec une élévation de température de l'ordre du Kelvin, tout en conservant une température inférieure à T_c . Cela induit alors un mouvement du vortex vers le centre du spot laser, qui agit ainsi comme une pince optique permettant de contrôler la position d'un quantum de flux unique par déplacement du spot laser à la surface du supraconducteur. Lorsque le laser est coupé, le vortex vient se piéger de manière permanente sur un défaut local. En choisissant les paramètres du laser, on peut réaliser la manipulation d'un vortex unique de manière efficace. La méthode optique a également permis d'estimer les forces de piégeage dans un supraconducteur. Cela révèle que la fraction de vortex attirés par le laser dépend de la puissance laser ainsi que de la température. Relativement à la largeur de la distribution de la force de piégeage au sein de l'échantillon, il existe, à une température donnée, une puissance laser pour laquelle le taux de succès de déplacement des vortex est de 100%. Par exemple, à une température de 4,6 K, la force de piégeage maximale est d'environ $14\ \text{pN}/\mu\text{m}$. Dans ce cas là, tous les vortex sont attirés par le laser lorsque celui-ci est positionné à $1\ \mu\text{m}$ des vortex avec une puissance laser de $13\ \mu\text{W}$, correspondant à un gradient de température estimé à $1,4\ \text{K}/\mu\text{m}$.

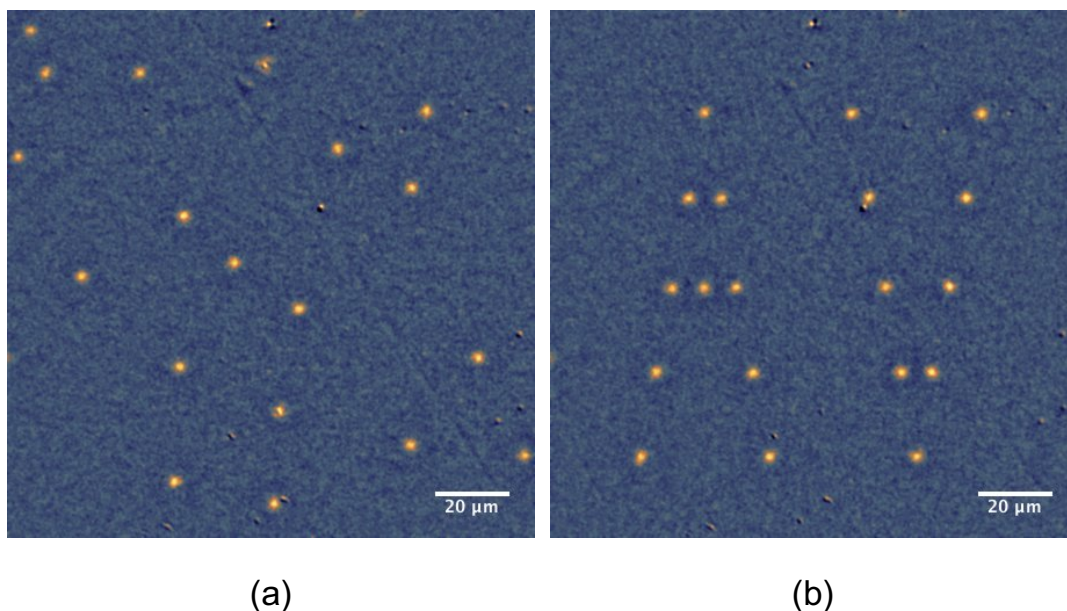


FIGURE 1.9 – Repositionnement de vortex uniques dans un film de niobium d'une épaisseur de 90 nm [45]. a) Distribution de vortex initiale créée avec un champ magnétique appliqué de 0,024 G et une température de 4,6 K ($T_c = 8,6$ K). b) Distribution de vortex après réarrangement par le faisceau laser. Le laser est focalisé avec une largeur à mi-hauteur de $1,1\ \mu\text{m}$ et une puissance absorbée de $17\ \mu\text{W}$.

La manipulation optique permet de repositionner les vortex un à un selon une nouvelle configuration spatiale en partant d'une distribution de vortex aléatoire piégés dans le supraconducteur (Figure 1.9a). Sur la Figure 1.9b nous pouvons voir que les vortex forment les initiales AV pour Abrikosov Vortices.

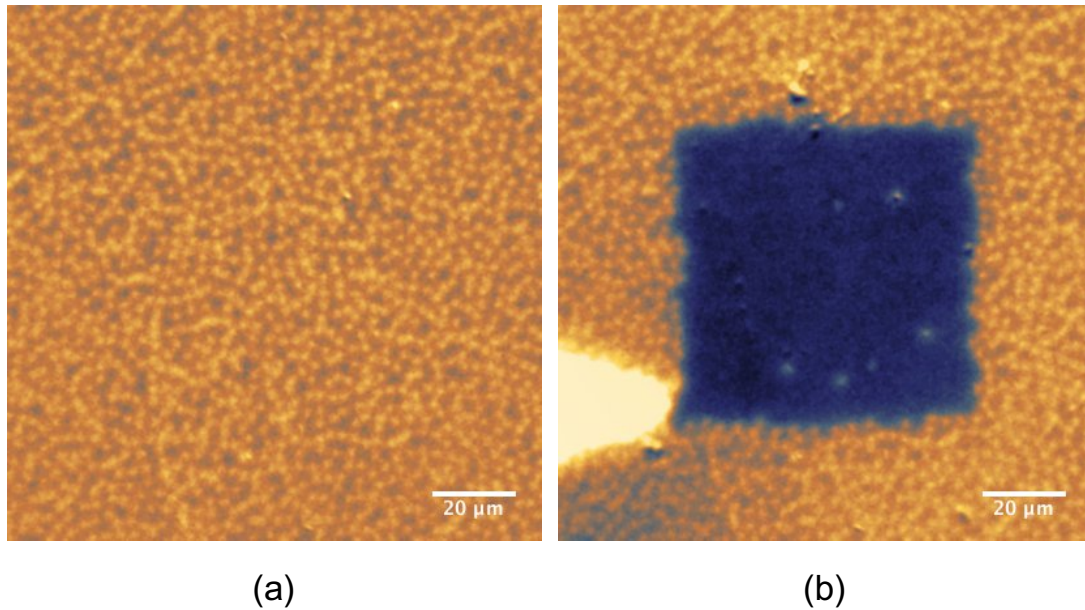


FIGURE 1.10 – Effacement de vortex d'une zone supraconductrice dans un film de niobium d'une épaisseur de 90 nm.[45]. a) Distribution initiale de vortex obtenue en refroidissant l'échantillon sous un champ magnétique de 1,64 G à une température de 4,6 K. b) Création d'une zone sans vortex par balayage du faisceau laser au centre de l'image.

Il est également possible de déplacer une assemblée de plusieurs vortex afin de créer une zone sans vortex au sein d'un supraconducteur. Comme on peut le voir sur les Figures 1.10a et 1.10b, le laser agit comme un balai à vortex. Il amène les vortex à une position où ils forment un agrégat en forme de comète, manifestation de l'interaction répulsive vortex-vortex. Cette technique de balayage peut être utilisée dans les appareils supraconducteurs dont le fonctionnement est limitée par la présence de vortex. En effet, lors de mesures magnétiques ou de transport, les vortex constituent une source de bruit. Par exemple, un SQUID refroidi sous un champ magnétique externe admet un bruit aux basses fréquences provenant du déplacement des vortex.

La méthode de manipulation optique de quanta de flux individuels permet de combiner rapidité de déplacement, précision et grande zone d'exploration. La vitesse de manipulation est limitée par les miroirs galvanométriques permettant de balayer le laser à la surface du supraconducteur. Une aire de $70 \times 70 \mu\text{m}^2$ peut être dégagée en 350 ms ce qui correspond à un balayage d'une vitesse de 6 mm/s. Des scans plus rapides pourraient explorer la vitesse limite donnée par le rapport entre la taille du spot laser ($\approx 1 \mu\text{m}$) et le temps de réponse thermique de l'échantillon ($\approx 1 \text{ ns}$) soit 1 km/s.

Conclusion

Les fondements de la théorie de la supraconductivité furent établis au milieu du XXème siècle. En se basant sur les premières observations expérimentales révélant le diamagnétisme parfait et l'absence de résistivité dans les supraconducteurs, les frères London apportèrent une première contribution basée sur la physique classique. Plus tard, la théorie de Ginzburg-Landau introduisit un paramètre d'ordre permettant de décrire la transition de phase normal-supraconducteur. Aujourd'hui, cette théorie est considérée comme un outil fiable et intuitif qui incarne, sous une forme simple, la nature macroscopique de l'état supraconducteur. Dans le cas où $T \approx T_c$, elle est un cas limite de la théorie microscopique développée par la suite : la théorie BCS. Cette dernière expliqua, via la physique quantique, l'origine de la supraconductivité par l'existence d'une interaction attractive entre deux électrons par l'intermédiaire d'un phonon du réseau. Les paires de Cooper ainsi formées constituent un état quantique macroscopique, avec une valeur unique de la phase supraconductrice telle que postulé par Ginzburg et Landau. La théorie BCS permet de prédire rapidement, et avec grande précision, toutes les propriétés thermodynamiques, électromagnétiques et spectroscopiques des supraconducteurs connues à l'époque. Depuis la découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986, la théorie BCS est mise à l'épreuve et un champ de la physique s'est ouvert quant à l'étude théorique de cette supraconductivité non-conventionnelle.

Nous avons montré qu'au sein de l'état supraconducteur existent, sous certaines conditions, des vortex d'Abrikosov, véritables singularités de la phase supraconductrice. Depuis leur découverte, la compréhension des propriétés des vortex permet de les considérer aujourd'hui comme des nano-objets prometteurs, notamment dans le domaine de l'électronique supraconductrice. La méthode optique de manipulation de vortex individuels que nous avons développée se positionne comme un outil novateur permettant de contrôler la position des vortex en champ lointain de manière précise, rapide et sur de larges distances. Dans la continuité de ce travail expérimental, nous proposons une méthode optique de génération *in situ* de quanta de flux dans un film supraconducteur.

Bibliographie

- [1] H. Kamerlingh Onnes. Communication Physical Laboratory of Leiden, **122b**, 1-4 (1911).
 - [2] J. G. Bednorz and K. A. Müller. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Z. Phys. B - Cond. Matt.* **64**, 189-193 (1986).
 - [3] Y. Kamihara and al. Iron-based layered superconductor $\text{La}[0_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05 - 0.12$) with $T_c = 26$ K. *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
 - [4] M. Somayazulu and al. Evidence for superconductivity above 260 K in lanthanum superhybride at megabar pressures. *Phys. Rev. Lett.* **122**, 027001 (2019).
 - [5] S. Mukoyama and al. Development of 500 m HTS power cable in super-ACE project. *Cryogenics* **45**, 11-15 (2005).
 - [6] F. Schmidt and al. Operation experience and further development of high-temperature superconducting power cable in the Long Island Power Authority grid. *Phys. Porcedia* **36**, 1137-1144 (2012).
 - [7] R. C. Lee and al. Performance testing of a cryogenic refrigeration system for HTS cables. *AIP Conference Proceedings* **823**, 773 (2006).
 - [8] Hyung-Woo Lee and al. Review of Maglev train technologies. *IEEE Transactions on Magnetism* **42**, 1917 - 1925 (2006).
 - [9] A. I. Ahonen and al. 122-channel SQUID instrument for investigating the magnetic signals from the human brain. *Physica Scripta* , T491 (1993).
 - [10] T. Golod and al. Detection of the phase shift from a single Abrikosov vortex. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 227003 (2010).
 - [11] S. Mironov and al. Anomalous Josephson effect controlled by an Abrikosov vortex. *Phys. Rev. B* **96**, 214515 (2017).
 - [12] M. Tonouchi and al. Recent topics in high- T_c superconductive electronics. *Japanese J. Appl. Phys.* **44**, 7744-7746 (2005).
 - [13] M. Tonouchi. Optical magnetic flux generation in superconductor. *Pranama, J. Phys.* **58**, 1153-1157 (2002).
 - [14] J.-Y. Ge and al. Controlled generation of quantized vortex-antivortex pairs in a superconducting condensate. *Nano Lett.* **17**, 5003-5007 (2017).
 - [15] W. Meissner and R. Ochsenfeld. Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften* **21**, 787-788 (1933).
 - [16] F. London and H. London. The electromagnetic equations of the supraconductor. *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **149**, 71-88 (1935).
 - [17] C.J. Gorter and H. Casimir. *Physica* **1**, 306 (1934).
 - [18] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*; 2nd ed. Dover Books on Physics, Dover, Mineola, NY, (2004).
 - [19] P. G. De Gennes. Superconductivity of metals and alloys, *Advanced Book Classics.*, p. 60-63 (1989).
 - [20] V. L. Ginzburg and L. D. Landau. On the theory of superconductivity, *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* **20**, 1064-1082 (1950).
-

-
- [21] K. Fossheim and A. Sudbo. Superconductivity : physics and applications. Wiley, NY, (2004).
- [22] E. Maxwell. Isotope effect in the superconductivity of mercury. *Phys. Rev.* **78**, 477 (1950).
- [23] L. N. Cooper and J.R. Schrieffer J. Bardeen. Theory of superconductivity. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [24] W. A. Little and R. D. Parks. Observation of quantum periodicity in the transition temperature of a superconducting cylinder. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 9 (1962).
- [25] V. J. Emery and S. A. Kivelson. Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density. *Nature* **374**, 434-437 (1995).
- [26] B. D. Josephson. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Physics Letters* **1**, 251 (1962).
- [27] A. A. Abrikosov. On the magnetic properties of superconductors of the second group. *Soviet Physics JETP*, **5**, 1174-1182 (1957).
- [28] G. Carneiro and E. H. Brandt. Vortex lines in films : Fields and interactions. *Phys. Rev. B* **61**, 6370 (2001).
- [29] K. van der Beek and F. Lévy-Bertrand. Les vortex dans les supraconducteurs, une matière molle au sein de la matière dure. *Reflets Phys.* **28**, 4-9 (2012).
- [30] B. D. Josephson. Potential differences in the mixed state of type II superconductors. *Physics Letters* **16**, 242-243 (1965).
- [31] G. Karapetrov and al. Evidence of vortex jamming in Abrikosov vortex flux flow regime. *Phys. Rev. B* **86**, 054524 (2012).
- [32] Improved flux pinning in $Y_xHo_{1-x}Ba_2Cu_3O_y$ fabricated by powder melting process. *Superconductor Science and Technology* **14**, 224-228 (2001).
- [33] M. Vélez and al. Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 2547-2562 (2008).
- [34] J. Trastoy and al. Tunable flux-matching effects in high- T_c superconductors with nonuniform pinning arrays. *Phys. Rev. Appl.* **4**, 054003 (2015).
- [35] V. N. Gladilin and al. Stable ‘antiferromagnetic’ vortex lattice imprinted into a type-II superconductor. *New J. Phys.* **14**, 103021 (2012).
- [36] H. F. Hess and al. Scanning-Tunneling-Microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 214 (1989).
- [37] K. Matsumoto and al. Enhancement of critical current density of YBCO films by introduction of artificial pinning centers due to the distributed nano-scaled Y_2O_3 islands on substrates. *Physica C : Superconductivity* **412-414**, 1267–1271 (2004).
- [38] E. W. J. Straver and al. Controlled manipulation of individual vortices in a superconductor. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 172514 (2008).
- [39] O. M. Auslaender and al. Mechanics of individual isolated vortices in a cuprate superconductor. *Nat. Phys.* **5**, 35–39 (2009).
- [40] B. W. Gardner and al. Manipulation of single vortices in $YBa_2Cu_3O_{6.354}$ with a locally applied magnetic field. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1010–1012 (2002).
-

-
- [41] B. Kalisky and al. Behavior of vortices near twin boundaries in underdoped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. *Phys. Rev. B* **83**, 064511 (2011).
 - [42] L. Embon and al. Probing dynamics and pinning of single vortices in superconductors at nanometer scales. *Sci. Rep.* **5**, 7598 (2015).
 - [43] A. Kremen and al. Mechanical control of individual superconducting vortices. *Nano Lett.* **16**, 1626–1630 (2016).
 - [44] J.-Y. Ge and al. Nanoscale assembly of superconducting vortices with scanning tunneling microscope tip. *Nat. Comm.* **7**, 13800 (2016).
 - [45] I. S. Veshchunov and al. Optical manipulation of single flux quanta. *Nature Com.* **7**, 12801 (2016).
 - [46] W. Magrini. Manipulation optique de vortex d'Abrikosov individuels. Thèse de l'Université de Bordeaux, tel-01663047, (2017).
 - [47] R. P. Huebener and al. Nernst effect and flux flow in superconductors. I. niobium. *Phys. Rev.* **181**, 701 (1969).
 - [48] R. P. Otter and P. R. Solomon. Thermal forces on vortices and entropy transport by vortex flow in type-II superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 681 (1966).
 - [49] A. Sergeev and al. Thermomagnetic vortex transport : transport entropy revisited. *Europhys. Lett.* **92**, 27003 (2010).
-

Chapitre 2

Montages expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes expériences mises en place au cours de cette thèse afin d'étudier les vortex d'Abrikosov dans les supraconducteurs. Ces expériences, qui se situent au croisement de la supraconductivité, de l'optique et du magnétisme, convergent vers l'étude de la génération *in situ* et du contrôle de paires de vortex/anti-vortex. Parmi différentes techniques de détection de vortex existantes, nous avons fait le choix d'utiliser la méthode d'imagerie magnéto-optique. C'est une méthode en champ lointain qui nous permet d'imager la surface du supraconducteur en champ large et en temps réel. Dans une première partie nous décrirons donc le principe de fonctionnement de l'imagerie magnéto-optique puis caractériserons de manière quantitative les images issues de notre montage expérimental. Dans une seconde partie, nous décrirons les méthodes permettant de générer optiquement des paires de vortex/anti-vortex par effet Kibble-Zurek. L'ingrédient principal de cette expérience est la création d'une trempe thermique dans le film supraconducteur, dont nous montrerons qu'elle peut être réalisée avec une impulsion laser unique. Dans cette partie, nous présenterons également un second montage optique dédié à l'étude du comportement d'une assemblée de vortex en présence d'une trempe thermique. Enfin, nous montrerons le montage expérimental d'une expérience pompe-sonde nous permettant de résoudre temporellement un phénomène photo-induit dans le grenat par effet Faraday inverse.

1 Imagerie magnéto-optique de vortex

Les vortex d'Abrikosov ont été observés pour la première fois en 1967 dans un supraconducteur de type II par technique de décoration de Bitter [1]. De petites particules magnétiques déposées à la surface du supraconducteur s'agrègent à l'emplacement des lignes de flux magnétique, formant ainsi des agrégats repérés par microscopie électronique. Depuis, des méthodes d'imagerie plus directes ont été développées. Ainsi, la microscopie par effet tunnel a permis de sonder la densité d'états électroniques à la surface du supraconducteur et de résoudre le coeur des vortex [2]. La microscopie de Lorentz a quant à elle rendu possible l'observation en temps réel du mouvement des vortex [3]. Enfin, des techniques basées sur la détection locale du champ magnétique du vortex ont été développées comme la microscopie à force magnétique [4], la microscopie SQUID [5] ou encore la sonde à effet Hall [6]. Cependant, la majorité de ces méthodes d'imagerie nécessite un balayage de la surface du supraconducteur induisant un temps d'acquisition relativement long.

Plus récemment, en 2001, un procédé d'imagerie magnéto-optique a été mis au point [7]. D'abord développée dans les années 50, afin de mettre en évidence la coexistence de domaines normaux et supraconducteurs dans les types I [8] [9], cette méthode a été par la suite adaptée à l'imagerie des vortex. Il devient alors possible de réaliser une cartographie du champ magnétique à la surface du supraconducteur en champ large, s'affranchissant ainsi du temps de balayage. C'est ce procédé d'imagerie que nous utilisons afin d'imager les vortex en temps réel sur une surface de $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$. Dans un premier temps, nous expliquerons le principe de fonctionnement de l'imagerie magnéto-optique, basé sur l'effet Faraday, puis nous nous intéresserons à sa mise en oeuvre expérimentale. Enfin, nous caractériserons le signal d'imagerie des vortex que nous obtenons avec notre expérience.

1.1 L'effet Faraday

En 1845, Michael Faraday mène une série d'expériences qui révèlent pour la première fois le lien entre la théorie de l'électromagnétisme et le comportement de la lumière. Il démontre qu'une lumière de polarisation linéaire qui traverse un milieu soumis à un champ magnétique, appliqué le long de la direction de propagation de la lumière, voit sa polarisation tourner d'un angle θ_F : c'est la rotation Faraday. Afin d'expliquer l'origine de cette rotation, nous considérons une onde incidente de polarisation linéaire, définie selon l'axe x et de vecteur d'onde $\mathbf{k} = k \mathbf{e}_z$, qui traverse un milieu magnétique (Figure 2.1). Le champ électrique incident $\mathbf{E}$ (on néglige ici la contribution magnétique de l'onde) peut être décomposé sur la base des états de polarisation circulaire, se présentant alors comme la somme de deux champs de polarisation circulaire droite et gauche de même amplitude, respectivement $\mathbf{E}_+$ et $\mathbf{E}_-$:

$$\mathbf{E}(z < 0, t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-), \quad (2.1)$$

avec

$$\mathbf{E}_\pm = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) e^{i(kz - \omega t)} + \text{c.c.}, \quad (2.2)$$

où c.c. est le complexe conjugué. L'application sur le milieu d'un champ magnétique $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$ provoque une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie dans le milieu. Cela peut être engendré par l'effet Zeeman et/ou la présence simultanée d'un couplage spin/orbite et d'une interaction d'échange. En raison des règles de sélection, les composantes de polarisation circulaire droite et gauche de la lumière, jusqu'alors résonantes avec la même transition électronique, entrent en résonance avec des transitions de fréquences différentes. Ce phénomène est nommé dichroïsme circulaire : les deux composantes du champ $\mathbf{E}_+$ et $\mathbf{E}_-$ voient alors deux indices de réfraction différents n_+ et n_- et sont en conséquence portées par des vecteurs d'onde distincts $\mathbf{k}_+ = n_+ \mathbf{k}$ et $\mathbf{k}_- = n_- \mathbf{k}$. Elles s'écrivent de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_+ = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) e^{i(k_+ z - \omega t)} + \text{c.c.}, \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y) e^{i(k_- z - \omega t)} + \text{c.c.}, \quad (2.4)$$

Après avoir parcouru une distance z dans le milieu, le champ électrique a pour expression [10] :

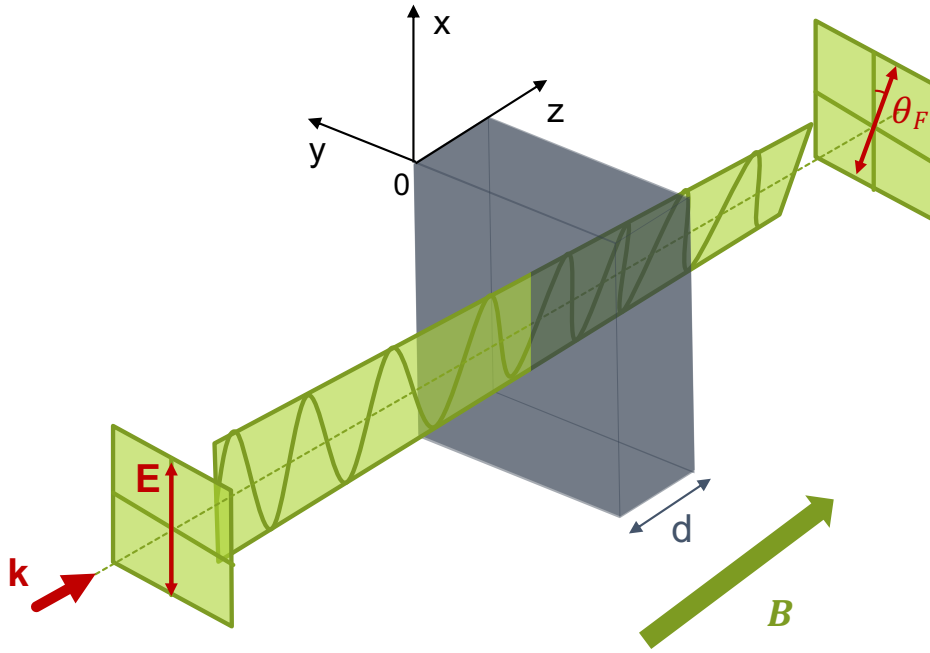


FIGURE 2.1 – Rotation Faraday d’une lumière de polarisation linéaire traversant un milieu d’épaisseur d soumis à un champ magnétique extérieur $\mathbf{B}$. La lumière se propage selon le vecteur d’onde $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$. La polarisation, initialement selon l’axe x , tourne d’un angle θ_F .

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{E_0}{2} [(e^{ik_-z} + e^{ik_+z}) \mathbf{e}_x + i(e^{ik_-z} - e^{ik_+z}) \mathbf{e}_y] e^{-i\omega t} + \text{c.c.} . \quad (2.5)$$

On définit le vecteur d’onde $k = (k_+ + k_-)/2$ et la différence de vecteur d’onde $\Delta k = (k_- - k_+)/2$ à partir desquels le champ électrique peut s’écrire :

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 (\cos(\theta_F) \mathbf{e}_x - \sin(\theta_F) \mathbf{e}_y) e^{i(kz - \omega t)}, \quad (2.6)$$

avec $\theta_F = z\Delta k/2$. Cette expression nous indique que la polarisation de la lumière reste linéaire, cependant elle tourne d’une quantité θ_F . La différence de vecteur d’onde entre les composantes de polarisation circulaire droite et circulaire gauche peut également s’écrire comme une différence d’indice de réfraction telle que $\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n$, avec $\Delta n = (n_- - n_+)/2$. On peut alors exprimer l’angle de rotation en fonction de la différence d’indice de réfraction induite par le dichroïsme circulaire :

$$\theta_F = \frac{\pi z}{\lambda} \Delta n. \quad (2.7)$$

Il est possible d’estimer Δn en déterminant la susceptibilité électrique χ associée aux deux composantes de la lumière. Sachant que $n = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \chi/2$, on peut écrire la différence d’indice sous la forme $\Delta n \approx (\chi_- - \chi_+)/2$. La susceptibilité électrique nous est donnée par le modèle de Drude Lorentz de l’électron élastiquement lié au noyau. Afin de déterminer l’expression de χ_+ , à partir de laquelle nous pourrions facilement déterminer χ_- , nous considérons le cas d’un atome en présence d’un champ électromagnétique $\mathbf{E}_+$ de polarisation circulaire droite, sur lequel est appliqué un champ magnétique $\mathbf{B}$. Le mouvement de l’électron est régi par l’équation différentielle (nous négligeons ici le terme de frottement) :

$$\ddot{\mathbf{r}}(t) + \omega_0^2 \mathbf{r}(t) = \frac{q}{m} (\mathbf{E}_+ + \dot{\mathbf{r}}(t) \times \mathbf{B}). \quad (2.8)$$

On écrit le champ électrique sous la forme $\mathbf{E}_+ = E_0/\sqrt{2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_+ + \mathbf{c.c.}$, avec $\mathbf{e}_+ = (i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)$. Le mouvement de l'électron, solution de cette équation, est de la forme $\mathbf{r}(t) = r_0/\sqrt{2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_+ + \mathbf{c.c.}$ où le rayon a pour expression :

$$r_0 = \frac{q}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2\omega\omega_H} E_0, \quad (2.9)$$

avec $\omega_H = -qB/2m$ la pulsation de Larmor de l'électron. Nous nous intéressons à présent à la polarisation associée au mouvement d'une assemblée de N électrons contenus dans un volume V . Elle est donnée par $\mathbf{P}(t) = P_0/\sqrt{2} e^{i\omega t} \mathbf{e}_+ + \mathbf{c.c.}$ où la norme de la polarisation statique est donnée par :

$$P_0 = \frac{N}{V} q r_0 = \varepsilon_0 \frac{\Omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2\omega\omega_H} E_0, \quad (2.10)$$

avec $\Omega_p^2 = Nq^2/Vm\varepsilon_0$ la pulsation plasma. La polarisation est proportionnelle au champ électrique de l'onde selon la relation $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}_+$. Nous pouvons alors identifier la susceptibilité électrique à partir de l'équation 2.10. Pour un champ électrique de polarisation circulaire droite, la susceptibilité est telle que :

$$\chi_+ = \frac{\Omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2\omega\omega_H}, \quad (2.11)$$

Pour un champ électrique de polarisation circulaire gauche, la susceptibilité correspond à celle pour le cas d'un champ magnétique appliqué dans la direction opposée soit :

$$\chi_- = \frac{\Omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2\omega\omega_H}, \quad (2.12)$$

Comme nous l'avons vu, la biréfringence circulaire induit une différence d'indice entre les deux composantes de la lumière égale à $\Delta n \approx (\chi_- - \chi_+)/2$ soit :

$$\Delta n \approx -\Omega_p^2 \frac{2\omega\omega_H}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \quad (2.13)$$

Si on se réfère à l'équation 2.7, après avoir traversé un milieu d'une épaisseur d , la polarisation de la lumière tourne d'une quantité :

$$\theta_F = \frac{q}{mc} \frac{\omega^2 \Omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} d B \quad (2.14)$$

Cette relation peut être identifiée à celle donnée par Faraday : $\theta_F = VdB$. La rotation de la polarisation est proportionnelle à l'épaisseur du milieu ainsi qu'au champ magnétique appliqué. Le pouvoir rotatoire caractéristique du milieu est donné par la constante de Verdet V dont on peut donner une expression à partir du modèle développé plus haut :

$$V = \frac{q}{mc} \frac{\omega^2 \Omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}. \quad (2.15)$$

L'effet Faraday est à la base de l'imagerie magnéto-optique. C'est par l'intermédiaire d'un milieu magnétique posé à la surface du supraconducteur, nommé indicateur magnéto-optique, que les vortex sont imagés. Le champ magnétique des vortex pénètre l'indicateur et induisent localement un dichroïsme circulaire repéré par une analyse en polarisation de la lumière.

1.2 Indicateurs magnéto-optiques

L'effet Zeeman à l'origine de l'effet Faraday est présent dans toutes substances placées dans un champ magnétique. L'amplitude du signal magnéto-optique qu'elles génèrent est proportionnel au champ perçu par les niveaux d'énergie électroniques. En revanche, dans un matériau magnétique possédant une aimantation permanente $\mathbf{M}$, le champ magnétique interne est plus élevé et égal à $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 + \mathbf{M}$ impliquant une sensibilité magnéto-optique plus importante. La recherche de matériaux adaptés à l'imagerie magnéto-optique a mené à l'utilisation de grenats de fer ferrimagnétiques. Ces matériaux possèdent une aimantation permanente qui leur confère un grand pouvoir rotatoire. En effet, ils sont constitués de deux sous-réseaux de spin, anti-parallèles entre eux et de normes différentes, issus des ions de fer localisés sur les sites octaédrique et tétraédrique de leur réseau cristallin. Ils offrent un bon compromis entre une faible absorption optique et une grande réponse magnéto-optique. Le premier grenat de fer d'intérêt fut le YIG (Yttrium Iron Garnet) en raison de sa stabilité chimique, de sa grande température de Curie et de sa faible absorption dans les domaines optique et infra-rouge. Ses propriétés modulables par de nombreuses substitutions chimiques permettent alors la création de grenats de compositions différentes. Par exemple, la synthèse du BIG (Bismuth Iron Garnet), obtenue en remplaçant les atomes d'yttrium par des atomes de bismuth, permet d'améliorer considérablement les propriétés magnéto-optiques du matériau. Cette substitution augmente le couplage spin-orbite, induisant une rotation Faraday 100 fois plus grande que dans le YIG. Ces grenats trouvent leur utilité dans diverses applications telles que les isolateurs et modulateurs optiques, les capteurs de champ magnétique ou encore les composants hyperfréquences. Le grenat que nous utilisons est un grenat de BiLuIG de composition $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-z}\text{Ga}_z\text{O}_{12}$ avec $x \approx 0,9$ et $z \approx 1$. Il est cristallisé par épitaxie en phase liquide sur un substrat non-magnétique de GGG (Gadolinium Gallium Garnet) de composition $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, possédant le même groupe d'espace inter-atomique. Le film de BiLuIG, d'une épaisseur de $2,5 \mu\text{m}$, est cristallisé selon l'axe cristallographique (100) sur le substrat de GGG d'une épaisseur de $500 \mu\text{m}$. Les ions non-magnétiques Bi^{3+} et Lu^{3+} incorporés dans la matrice du grenat augmentent la correspondance avec le paramètre de maille du substrat et permettent d'améliorer son pouvoir rotatoire. L'aimantation permanente du BiLuIG est initialement contenue dans le plan du film.

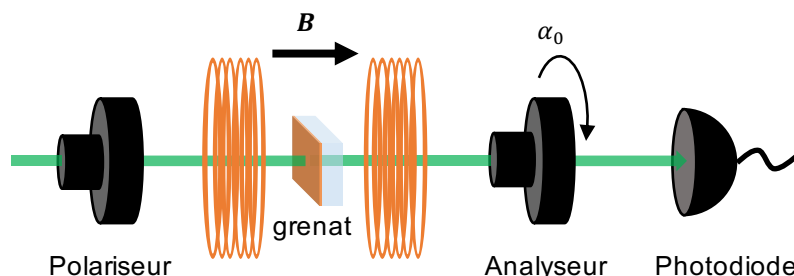


FIGURE 2.2 – Montage expérimental de détermination de la constante de Verdet. Le grenat est placé au centre de deux bobines en configuration Helmholtz générant un champ magnétique $\mathbf{B}$ orienté selon l'axe optique. Deux polariseurs permettent de polariser la lumière incidente et d'analyser la polarisation en sortie. Pour chaque valeur de B , l'angle d'extinction α_0 , correspondant à un minimum d'intensité sur la photodiode, est repéré sur l'analyseur.

La détermination expérimentale de la constante de Verdet d'un milieu consiste à mesurer la rotation de la polarisation de la lumière en fonction du champ magnétique appliqué le long de l'axe optique. Afin d'effectuer la mesure sur le grenat de BiLuIG, nous utilisons un système de deux polariseurs (Figure 2.2). Un bon coefficient d'extinction, rapport entre le minimum et le maximum d'intensité transmis par le système de polariseurs, permet d'améliorer la précision de la mesure. Celui de notre système est de l'ordre de 10^{-5} , ce qui traduit une bonne qualité de polariseurs. Deux bobines en configuration Helmholtz permettent d'appliquer un champ magnétique orthogonal au plan du grenat jusqu'à $B = 1,8$ kG. Nous mesurons donc la rotation de l'angle d'extinction sur l'analyseur induite par une variation de B , ce qui correspond à l'angle de rotation Faraday θ_F . Afin d'augmenter la précision de la mesure de θ_F , nous effectuons pour chaque valeur du champ magnétique un relevé de l'intensité transmise autour de la position d'extinction : θ_F correspond alors au minimum d'intensité. D'après la relation de Faraday, l'angle de rotation Faraday est une fonction linéaire du champ magnétique appliqué. Cependant, la courbe de la Figure 2.3 met en évidence une saturation de la rotation Faraday pour un champ magnétique supérieur à 600 G. Cela correspond au champ magnétique nécessaire pour que l'aimantation permanente du grenat soit totalement hors plan et arrive à sa valeur de saturation selon l'axe z soit $\mathbf{M} = M_s \mathbf{e}_z$. L'angle de rotation correspondant à la saturation est de 12° .

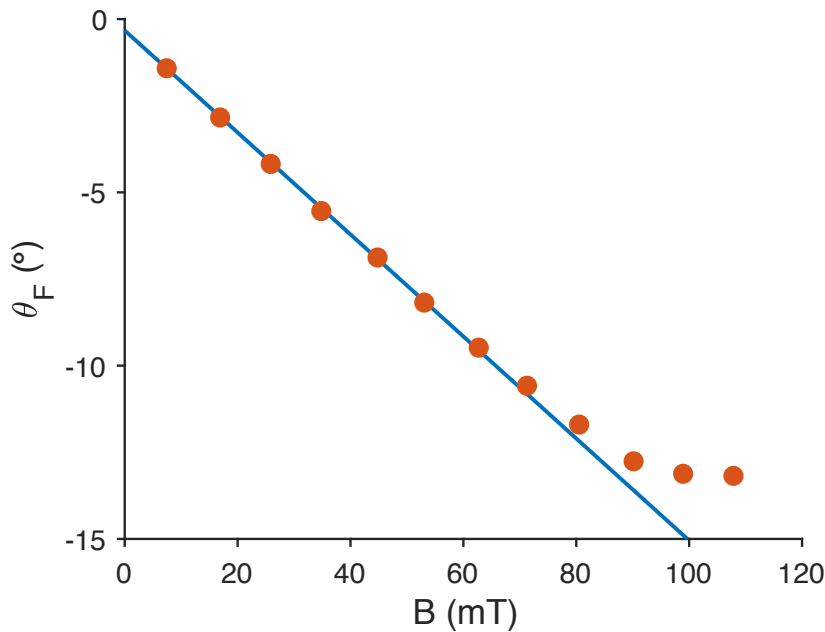


FIGURE 2.3 – Détermination de la constante de Verdet du BiLuIG à une longueur d'onde de 660 nm. La rotation Faraday sature pour un champ de $B_{sat} \approx 600$ mT. L'ajustement linéaire pour $\theta_F(B < B_{sat})$, avec $B_{sat} \approx 60$ mT, permet de déterminer la constante de Verdet $V = 0,006.10^\circ / \text{mT} / \mu\text{m}$.

L'évolution spectrale de la constante de Verdet ne peut être modélisée à partir du modèle simplifié de Drude Lorentz aboutissant à l'équation 2.15. Cependant, un modèle théorique a été établi pour un grenat de BIG, aux propriétés similaires, basé sur deux transitions dipolaires électriques associées aux sites octaédrique et tétraédrique de fer [11]. La détermination de la permittivité électrique du matériau permet de modéliser le pouvoir rotatoire du grenat

en fonction de la longueur d'onde. Le choix de la longueur d'onde pour l'imagerie magnéto-optique est un compromis entre le pouvoir rotatoire et le coefficient de transmission du grenat. En effet, afin d'imager les vortex avec un bon rapport signal sur bruit et un temps d'acquisition court, l'intensité du signal transmis doit être maximisée. Le spectre en transmission du BiLuIG nous indique que la plage de longueur d'onde d'intérêt se situe au delà de 500 nm, longueur d'onde à partir de laquelle la transparence augmente. Nous avons donc mesuré la constante de Verdet en fonction de la longueur d'onde entre 500 nm et 800 nm (Figure 2.4). Sur cet intervalle, elle est maximale à 550 nm pour une valeur de $0,017^\circ/\text{mT}/\mu\text{m}$. À cette longueur d'onde, le grenat transmet 43 % de l'intensité.

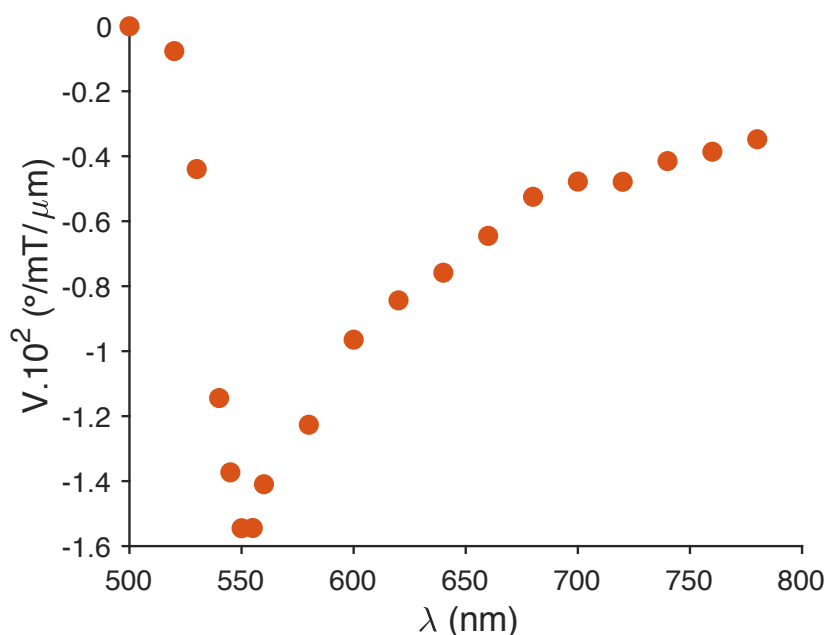


FIGURE 2.4 – Constante de Verdet du BiLuIG en fonction de la longueur d'onde.

Le BiLuIG conserve ses propriétés magnéto-optiques à basse température, ce qui en fait un indicateur adapté à l'imagerie des vortex d'Abrikosov. En effet, le dopage au bismuth et au lutécium rend la constante de Verdet peu sensible aux changements de température. De même, l'hystérésis magnétique, traduisant l'irréversibilité du comportement magnétique du grenat, reste faible à basse température. Une autre propriété importante et sensible à une baisse de température est la taille des domaines magnétiques. Dans la majorité des cas, les grenats ferrimagnétiques possèdent des domaines magnétiques correspondant à des zones où l'aimantation s'oriente de manière anti-parallèle (Figure 2.5). Dans le cas du BiLuIG, deux domaines sont séparés par une paroi de Néel : le retournement d'aimantation s'effectue hors du plan du grenat et induit ainsi une augmentation locale de champ magnétique dans le grenat. Ceci a un impact direct sur la densité de vortex d'Abrikosov qui augmente aux abords de la paroi. Afin de s'affranchir de cet effet, il est préférable d'étudier les vortex loin de ces parois. Les domaines magnétique du BiLuIG restent suffisamment grands à basse température malgré les contraintes mécaniques induites par le changement de température, permettant ainsi de s'affranchir des effets de parois. Le BiLuIG est donc un indicateur magnéto-optique de choix pour imager les vortex car il possède, à basse température, une grande constante

de Verdet, un champ magnétique de saturation élevé et de grands domaines magnétiques.



FIGURE 2.5 – Retournement d'aimantation dans un matériau magnétique à l'interface de deux domaines magnétiques. $\mathbf{M}_1$ et $\mathbf{M}_2$ sont les aimantations anti-parallèles des deux domaines séparés par une paroi de Néel.

1.3 Imagerie magnéto-optique de vortex d'Abrikosov

1.3.1 Le cryostat

Afin d'atteindre l'état supraconducteur, nous utilisons un cryostat permettant de mener des expériences à des températures situées entre 3 K et 350 K. Les fluctuations thermiques à l'intérieur du cryostat sont inférieures à 10 mK, ce qui garantit une bonne stabilité thermique. Le fonctionnement du cryostat est basé sur l'utilisation d'un tube réfrigérateur de type Gifford-McMahon, donnant accès à de basses températures en continu. Il s'agit d'un système en circuit fermé qui ne nécessite pas de consommation d'hélium liquide et permet ainsi de mener des expériences sur de longues durées. Il est composé d'une chambre contenant un piston, elle-même connectée d'un côté à la cellule de l'échantillon et de l'autre à un compresseur. Le compresseur comprend deux sorties de gaz : une ligne haute pression et une ligne basse pression (Figure 2.6).

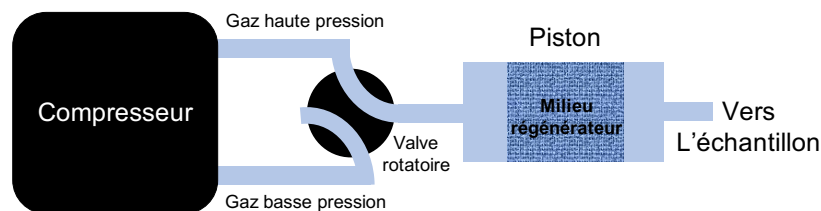


FIGURE 2.6 – Représentation schématique d'un réfrigérateur de type Gifford-McMahon.

Une valve rotatoire permet d'accéder périodiquement à chaque sortie. Le piston est composé d'un milieu régénérateur poreux caractérisé, dans l'idéal, par une grande conductivité thermique à basse température, un bon contact thermique avec le gaz et une faible résistance au passage de ce gaz. C'est ce milieu qui permet de prendre de la chaleur au gaz. Le refroidissement du gaz s'effectue sous forme d'un cycle qui peut être divisé en quatre étapes, illustrées sur la Figure 2.7. Considérons tout d'abord que le gaz est à température ambiante.

La valve basse pression est fermée et la valve haute pression est ouverte. Le piston se trouve côté droit de la chambre comme décrit sur la Figure 2.7.

- de (a) à (b), le piston se déplace à l'extrémité gauche de la chambre alors connectée à la ligne haute pression. Le gaz, initialement à température ambiante, traverse le régénérateur en y laissant sa chaleur.
- de (b) à (c), la valve tournante libère la ligne basse pression. Une partie du gaz contenu dans la partie droite de la chambre s'écoule au travers du régénérateur vers la ligne basse pression du compresseur. Cette expansion correspond alors à un refroidissement. C'est là que la capacité de refroidissement du système est créée.
- de (c) à (d), le piston se place à droite de la chambre. Le gaz froid s'écoule vers la gauche de la chambre, connectée alors à la ligne basse pression du compresseur. Ainsi, le gaz froid passe à travers le régénérateur qui est alors lui même refroidi.
- de (d) à (a), la chambre est à nouveau connectée à la ligne haute pression. Le gaz est alors comprimé à température constante avant que le cycle ne recommence.

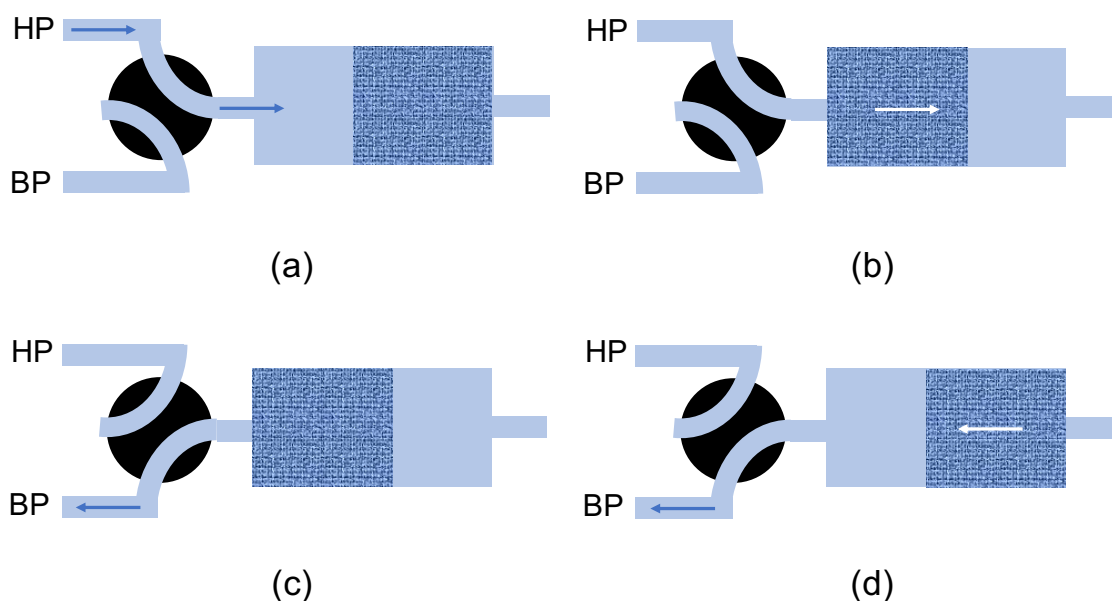


FIGURE 2.7 – Schéma du principe de refroidissement d'un réfrigérateur de type Gifford-McMahon. Les acronymes HP et BP signifient respectivement haute pression et basse pression.

Le cryostat possède plusieurs accès optiques permettant d'amener différentes sources de lumière jusqu'à l'échantillon supraconducteur. Grâce à sa grande puissance de refroidissement, il est possible d'introduire plusieurs mW de puissance lumineuse sans que cela n'affecte la température interne. Les vibrations de la plateforme du cryostat, où est fixé l'échantillon, sont de l'ordre de 5 nm. Elles n'induisent pas de bruit sur l'imagerie car elle sont très inférieures à sa limite de résolution, de l'ordre de 700 nm. Une plateforme mobile, guidée par

des moteurs piézo-électriques, permet de contrôler avec précision la position de l'échantillon dans les trois directions de l'espace et ainsi de choisir la zone d'intérêt. Enfin, de nombreux accès électriques permettent d'appliquer une différence de potentiel ou d'envoyer un courant dans notre échantillon afin d'effectuer des mesures électriques.

1.3.2 Montage expérimental

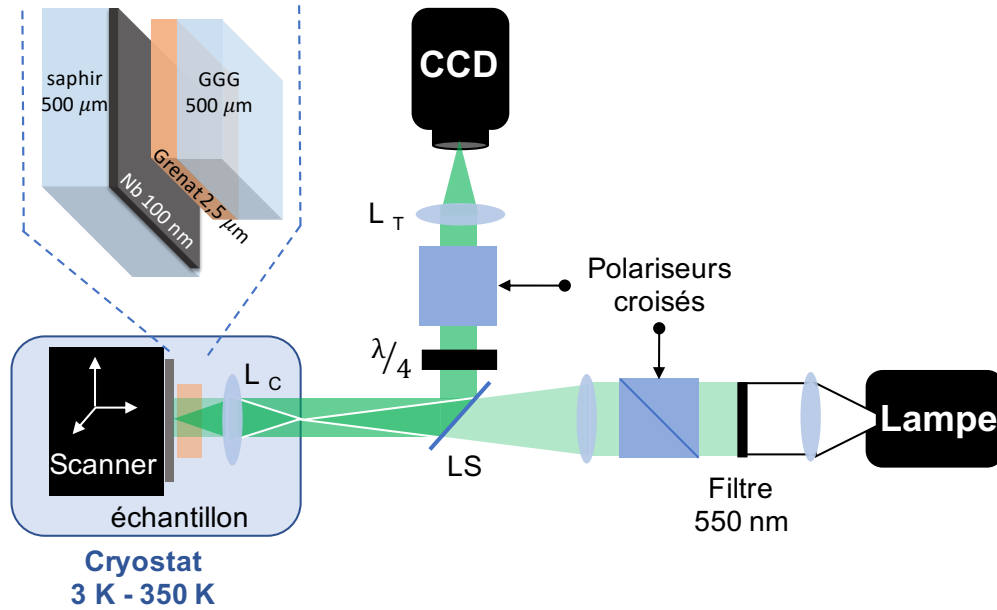


FIGURE 2.8 – Montage expérimental d'imagerie magnéto-optique. L'échantillon, composé du film supraconducteur de niobium (Nb) et du grenat, est placé dans le cryostat entre polariseurs croisés. La lumière focalise dans le plan focal arrière de la lentille du cryostat (L_C) d'une distance focale de 10 mm. Le plan du supraconducteur est conjugué avec celui de la caméra CCD (Charge Coupled Device) où la lumière est focalisée par une lentille tube (L_T) d'une distance focale de 400 mm. La lumière réfléchie est récupérée par une lame séparatrice 50/50 (LS) puis analysée après correction de l'ellipticité par une lame quart d'onde ($\lambda/4$).

L'imagerie magnéto-optique consiste à imager la modulation du champ magnétique à la surface du supraconducteur induite par la présence des vortex piégés dans le condensat. À cette fin, nous réalisons le montage expérimental schématisé sur la Figure 2.8. L'indicateur magnéto-optique est pressé contre le film supraconducteur et le tout est placé dans le cryostat. Ce système se trouve entre deux polariseurs de Glan croisés, de coefficient d'extinction 10^{-3} . Une lumière blanche, filtrée à 550 nm et de polarisation linéaire, éclaire la surface du film supraconducteur en champ large sur une surface de $150 \times 150 \mu\text{m}^2$. Le film supraconducteur ne transmet pas la lumière : une fraction de la lumière est absorbée et l'autre réfléchie. L'analyse en polarisation est donc réalisée en réflexion après que la lumière soit passée deux fois dans le grenat, ce qui a pour effet de doubler la rotation Faraday. En traversant le grenat, la lumière acquiert une légère ellipticité car le BiLuIG est un milieu biréfringent. Ceci dégrade le coefficient d'extinction qui est un paramètre important pour obtenir un bon contraste d'imagerie. Afin de conserver une polarisation linéaire en réflexion et de minimiser le coefficient d'extinction, nous utilisons une lame quart d'onde positionnée avant l'analyseur.

Enfin, l'acquisition de l'image magnéto-optique est réalisée par une caméra CCD (Charge-Coupled Device).

1.3.3 Profil d'intensité d'un vortex

Afin de modéliser le profil d'intensité magnéto-optique d'un vortex, nous utilisons le formalisme matriciel de Jones, permettant de décrire l'évolution de la polarisation de la lumière au cours de sa propagation. Soit une lumière monochromatique se propageant selon l'axe z et passant par un premier polariseur orienté selon l'axe x . Son champ électrique est alors donné par $\mathbf{E}_i = E_0/2 e^{i\omega t} \mathbf{e}_x + \mathbf{c.c.}$. La lumière traverse ensuite le grenat qui agit au même titre qu'une lame demi-onde, en faisant tourner la polarisation de la lumière d'un angle θ_F . Son action est associée à la matrice de rotation suivante :

$$M_G(\theta_F) = \begin{pmatrix} \cos \theta_F & \sin \theta_F \\ \sin \theta_F & -\cos \theta_F \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

En sortie de grenat, la polarisation de la lumière est analysée par l'analyseur positionné à l'extinction avec le polariseur, soit à un angle de $\pi/2$. Dans le cas où le système de polariseurs possède un coefficient d'extinction ϵ infiniment petit, le contraste d'un vortex est maximal pour des polariseurs exactement croisés. En revanche, si ϵ est non nul, il existe un angle d'offset α pour lequel le contraste est optimal. L'analyseur est donc tourné d'un angle de $\pi/2 - \alpha$ par rapport au polariseur, ce qui correspond à la matrice de Jones suivante :

$$M_P(\pi/2 - \alpha) = \begin{pmatrix} \sin^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \cos^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Le champ électrique en sortie du système d'imagerie magnéto-optique est alors donné par $\mathbf{E} = M_P(\pi/2 - \alpha) M_G(\theta_F) \mathbf{E}_i$ soit :

$$\mathbf{E} = \frac{E_0}{2} \sin(\alpha + \theta_F) \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} e^{i\omega t} + \mathbf{c.c.}, \quad (2.18)$$

On peut alors donner l'expression de l'intensité lumineuse $I = |\mathbf{E}|^2$:

$$I(\alpha) = I_0(\sin^2(\alpha + \theta_F) + \epsilon), \quad (2.19)$$

avec $I_0 \propto E_0^2$ et l'ajout d'un terme $I_0\epsilon$ traduisant le résidu d'intensité passant l'analyseur en position d'extinction. Considérons que la polarisation en sortie de grenat tourne d'un petit angle, on peut alors exprimer l'intensité sous la forme suivante :

$$I(\alpha) \approx I_0((\alpha + \theta_F)^2 + \epsilon). \quad (2.20)$$

À présent, nous voulons connaître la rotation Faraday θ_F induite par un vortex. Celle-ci dépend de la composante selon z du champ magnétique du vortex $B_z(r, z)$ ayant pénétré le grenat. D'après le modèle du monopole magnétique développé dans le chapitre 1 section 2.2, le champ du vortex est tel que $B_{v,z}(r, z) = -d\Phi_v/dz$ avec Φ_v le flux magnétique du vortex donné par l'équation 1.43. Pour un film supraconducteur se trouvant en $z = 0$ et un grenat d'une épaisseur d , la rotation Faraday s'intègre entre z_g et $z_g + d$ où z_g est la distance entre le grenat et le supraconducteur.

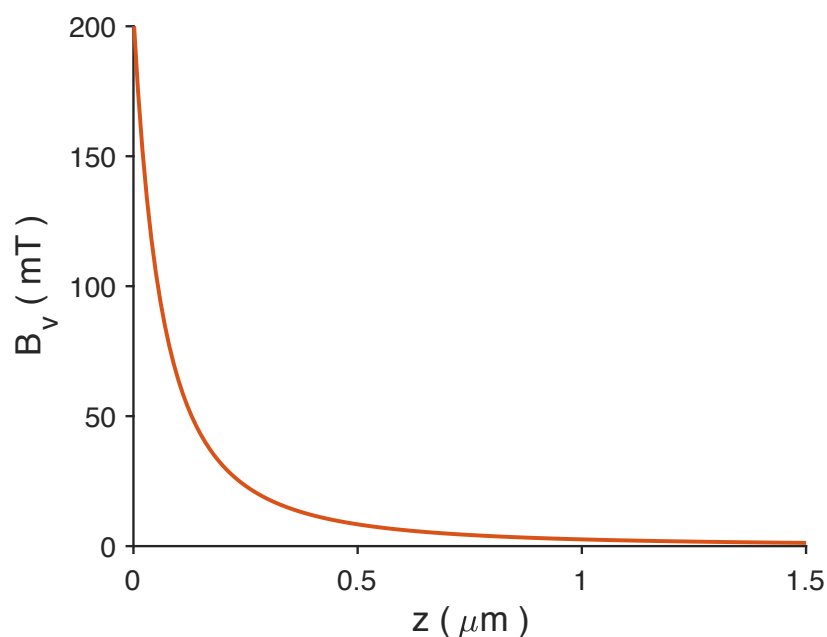


FIGURE 2.9 – Champ magnétique au centre d’un vortex d’Abrikosov en fonction de la distance à la surface du film. Détermination basée sur le modèle du monopole magnétique appliqué au cas d’un film de niobium caractérisé par une température critique $T_c = 8,6$ K et une longueur de pénétration de London $\lambda_L = 100$ nm.

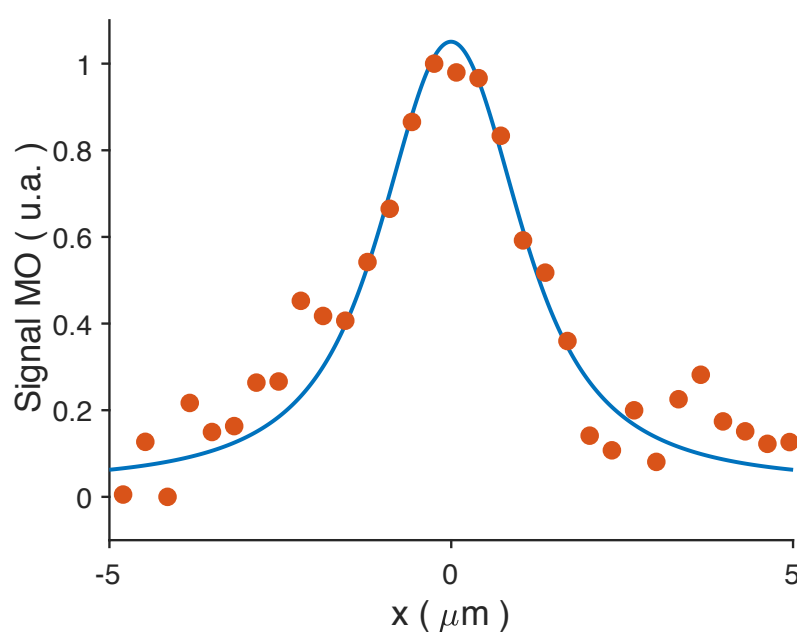


FIGURE 2.10 – Profil d’intensité d’un vortex imagé par méthode magnéto-optique dans un film de niobium. Les données expérimentales (en rouge) sont ajustées par le profil théorique (en bleu). La largeur à mi-hauteur est de $2,7 \mu\text{m}$.

Pour une configuration où la lumière effectue un double passage dans la grenat, on a :

$$\theta_F(r, z_g) = 2V \int_{z_g}^{z_g+d} B_z(r, z) dz = 2V [\Phi_v(r, z_g) - \Phi_v(r, z_g + d)]. \quad (2.21)$$

Nous pouvons donc remplacer θ_F par cette expression dans la formule de l'intensité de l'équation 2.20. Afin d'aboutir à une modélisation réaliste du profil d'intensité du vortex, nous devons également prendre en compte la résolution spatiale de notre système. Celle-ci est donnée par la limite de diffraction et est modélisée numériquement en effectuant une convolution entre le profil d'intensité donné dans l'équation 2.20 et le profil du spot laser à la surface du supraconducteur. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.10, il existe une bonne correspondance entre le profil théorique du vortex et le profil expérimental. Notre système d'imagerie magnéto-optique nous permet donc de résoudre les vortex d'Abrikosov avec une largeur à mi-hauteur d'environ $2,7 \mu\text{m}$.

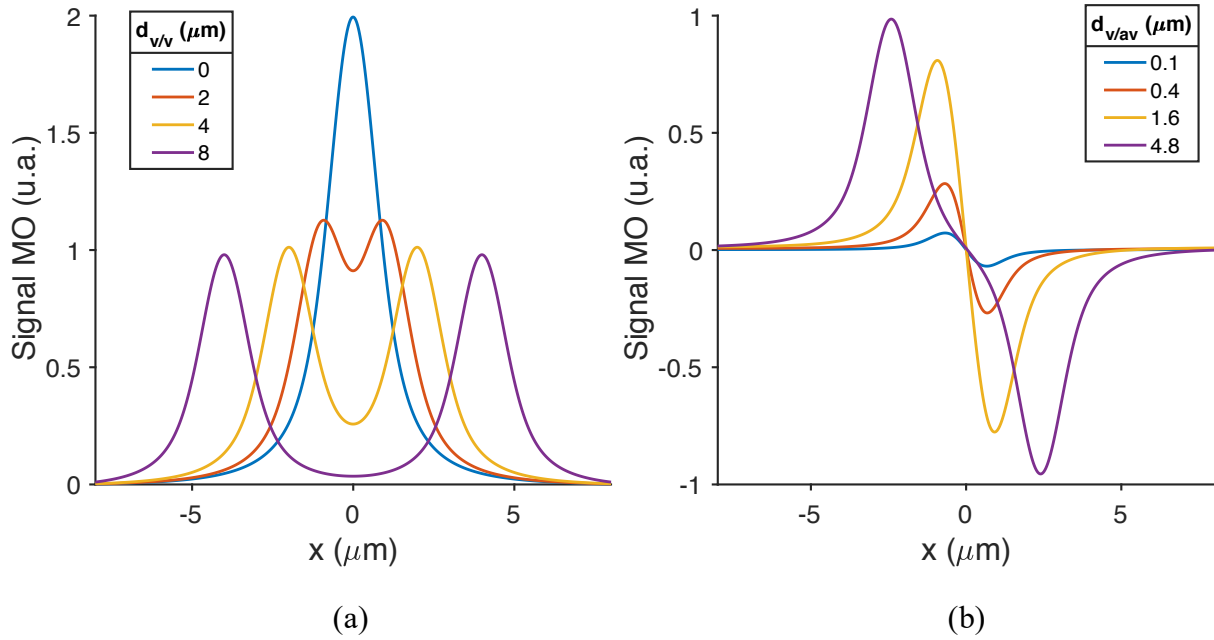


FIGURE 2.11 – (a) Signal magnéto-optique de deux vortex situés à différentes distances $d_{v/v}$. (b) Profil d'intensité magnéto-optique d'un vortex et d'un anti-vortex séparés d'une distance $d_{v/av}$. Simulations réalisées pour un grenat de BiLuIG de $2,5 \mu\text{m}$ et un film de niobium de 100 nm .

1.3.4 Largeur à mi-hauteur

Notre expérience d'imagerie magnéto-optique permet de résoudre deux vortex individuels seulement s'ils sont positionnés à une distance supérieure à la limite de résolution. En effet, s'ils sont piégés très proches, ce qui est le cas en présence d'une forte densité de vortex, leurs lignes de champ magnétique se recouvrent dans la grenat et il devient difficile, voir impossible, de les distinguer. D'après les simulations du profil magnéto-optique de deux vortex séparés d'une distance $d_{v/v}$ (Figure 2.11a), la distance de résolution minimale est d'environ $2 \mu\text{m}$. On

peut voir que pour une distance théorique $d_{v/v} = 0$, l'intensité des deux vortex superposés est la somme des intensités de chaque vortex. S'ils ne sont pas résolus spatialement, il est encore possible de les compter avec l'intensité totale. Si l'on considère à présent le cas d'un vortex et d'un anti-vortex, séparés d'une distance $d_{v/av}$, leurs champs magnétiques opposés s'annulent lorsqu'ils se recouvrent dans le grenat. Plus le vortex et l'anti-vortex sont proches, moins le contraste est prononcé (Figure 2.11b). Pour $d_{v/av} < 1\mu\text{m}$, les maxima et minima d'intensité ne correspondent plus aux centres du vortex et de l'anti-vortex, ce qui ne permet pas de déterminer précisément la distance qui les sépare.

À ce jour, la plus petite largeur à mi-hauteur de vortex imagés par méthode magnéto-optique est de $0,8\ \mu\text{m}$ [12]. Le procédé d'imagerie utilisé est basé sur le dépôt d'un indicateur magnéto-optique d'EuSe directement sur le film supraconducteur. Dans cette expérience, le facteur central permettant d'atteindre une résolution limitée par diffraction est la suppression de l'espace z_g entre le grenat et le supraconducteur. Dans notre cas, où le grenat et le supraconducteur sont deux entités distinctes, le grenat doit être pressé contre celui-ci afin de réduire l'espace et de favoriser la pénétration du flux magnétique des vortex dans le grenat. Différentes méthodes permettent d'optimiser z_g : du scotch d'aluminium maintenant le grenat contre le film [7], des piliers en graisse thermo-rétractable rapprochant le grenat et le film à basse température ou encore un mécanisme piézo-électrique exerçant une pression sur le grenat [13]. Dans notre cas, nous réduisons z_g avec un mécanisme de serrage manuel.

Nous avons pu quantifier l'évolution de la largeur à mi-hauteur des vortex en fonction de z_g , en analysant une image montrant des vortex en présence d'anneaux de Newton (Figure 2.12a). Les anneaux de Newton correspondent à une figure d'interférence se présentant sous la forme d'une alternance de cercles concentriques brillants et sombres. Cette figure résulte des interférences constructives et destructives entre les rayons lumineux réfléchis à la surface d'un dioptre et ceux réfléchis sur une surface plane. Entre un cercle brillant et un cercle sombre, on sait que la distance entre le dioptre et la surface plane varie d'un quart de la longueur d'onde. Dans cette expérience, nous étudions un échantillon de NbSe_2 qui se présente sous la forme de paillettes de différentes tailles et épaisseurs. Les anneaux de Newton résultent des interférences entre les rayons réfléchis sur la surface courbée d'une paillette de NbSe_2 et sur la surface plane du grenat. Si on définit r comme la distance au centre des anneaux de Newton, alors z_g peut être estimé à partir de la formule suivante :

$$z_g - z_{g0} = R_c - \sqrt{R_c^2 - r^2}, \quad (2.22)$$

avec z_{g0} la distance NbSe_2 -grenat au centre des anneaux et R_c le rayon de courbure du NbSe_2 . Sur la Figure 2.12b, nous avons reporté la largeur à mi-hauteur des vortex en fonction de z_g , calculé à partir de l'équation 2.22. Il apparaît clairement que les vortex s'élargissent lorsque la distance grenat-supraconducteur augmente.

La largeur à mi-hauteur est également sensible aux changements de température (Figure 2.13). En effet, la taille des vortex est donnée par la longueur de pénétration de London et son évolution en fonction de la température est la même que $\lambda_L(T)$, donnée dans l'équation 1.6. On peut voir qu'à des températures inférieures à 4,5 K, la taille des vortex varie très peu. Nous choisissons de réaliser l'imagerie à une température de 4 K, nous permettant ainsi de minimiser la largeur à mi-hauteur des vortex.

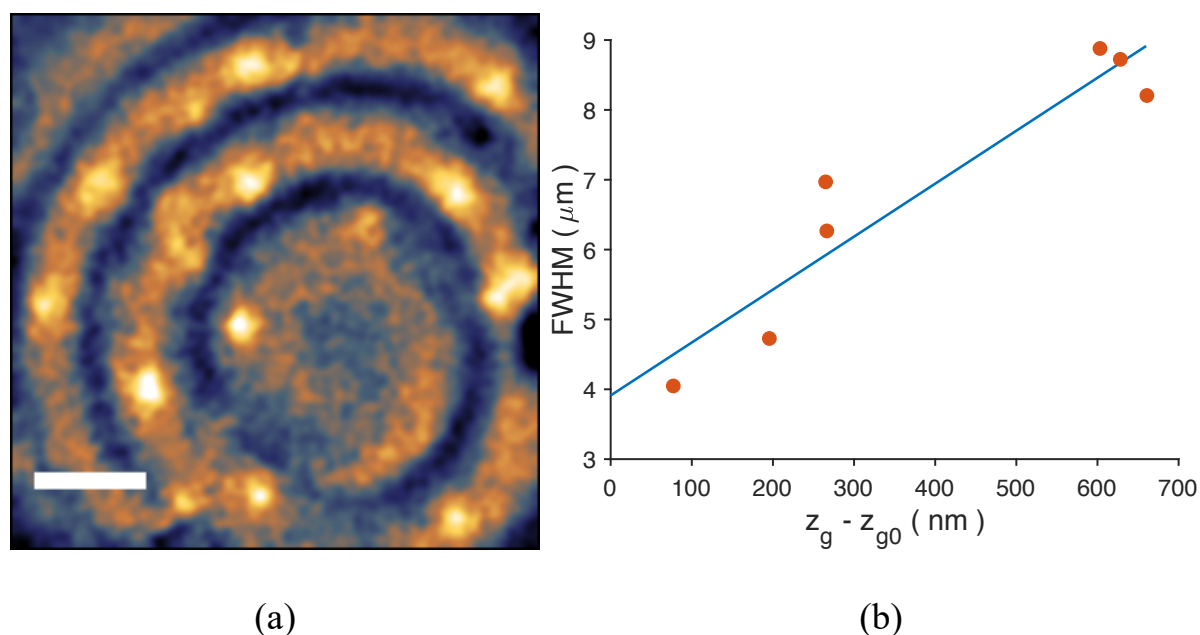


FIGURE 2.12 – (a) Vortex dans un échantillon supraconducteur de NbSe_2 en présence d’anneaux de Newton (échantillon fourni par Hermann Suderow du DCMP de l’Université Autonoma de Madrid). Les anneaux de Newton forment une alternance de franges sombres (bleus) et brillantes (jaunes). Température : 4 K, barre d’échelle : $15\ \mu\text{m}$. (b) Largeur à mi-hauteur des vortex en fonction de la distance entre le supraconducteur et le grenat (en rouge). La régression linéaire, en bleu, a une pente de $8.10^{-3}\ \mu\text{m}/\text{nm}$ et une ordonnée à l’origine de $4\ \mu\text{m}$. Le rayon de courbure est de $R_c = 1,3\ \text{mm}$.

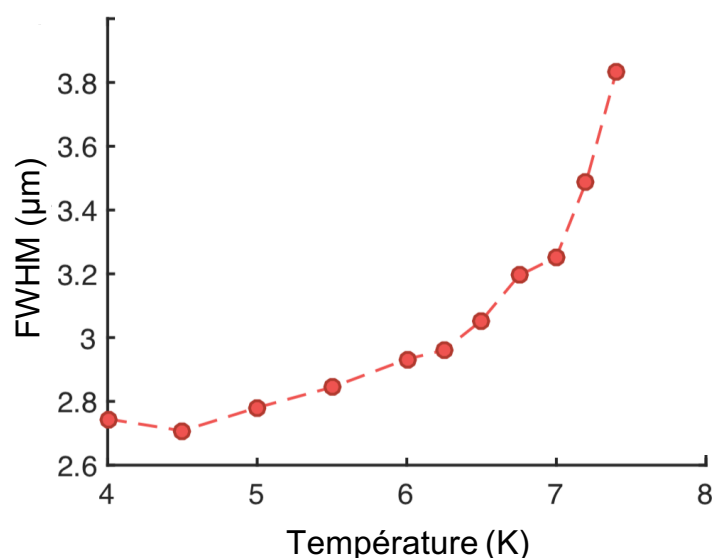


FIGURE 2.13 – Évolution de la largeur à mi-hauteur des vortex, imagés par imagerie magnéto-optique, en fonction de la température. La température critique de ce film de niobium est de 8,6 K.

1.3.5 Contraste

Le signal magnéto-optique des vortex est faible. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, il est indispensable de soustraire le fond lumineux. L'acquisition du fond est réalisée en l'absence de vortex. Une première méthode consiste à prendre une image de fond à une température $T > T_c$ et de la soustraire à une image acquise à $T < T_c$. Cette méthode est adaptée lorsque la température d'acquisition du fond est proche de celle à laquelle est réalisée l'image des vortex, soit quelques Kelvin de différence. En effet, un changement de température trop important induit une dilatation ou une contraction des matériaux contenus dans le cryostat. Cela provoque une défocalisation de l'image ne pouvant pas être corrigée *a posteriori*. Une seconde méthode de soustraction, utilisée pour réaliser l'image de la Figure 2.14, permet de s'affranchir des effets provoqués par une variation de température. Elle consiste à acquérir le fond en appliquant sur le supraconducteur un courant supérieur au courant critique. Cette méthode a l'avantage d'être plus rapide, mais elle nécessite de pouvoir faire circuler un courant dans le supraconducteur. Elle est donc limitée aux échantillons suffisamment grands pour accueillir à la fois l'indicateur magnéto-optique et des contacts électriques.

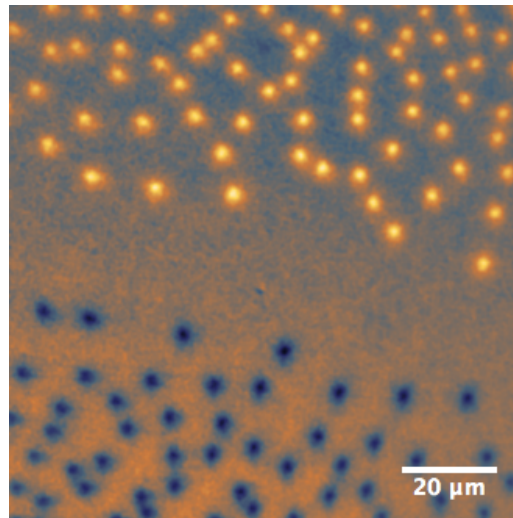


FIGURE 2.14 – Image magnéto-optique de vortex d'Abrikosov en présence d'un gradient de champ magnétique externe dans un film de niobium (température : 4 K). Les vortex (en jaune) et les anti-vortex (en bleu) correspondent à une rotation Faraday d'un angle opposé.

Afin d'obtenir un bon contraste d'imagerie magnéto-optique, plusieurs paramètres sont à considérer. Tout d'abord, la constante de Verdet doit être la plus grande possible afin de maximiser l'amplitude de la rotation Faraday. L'épaisseur du grenat joue également un rôle important puisque le signal magnéto-optique est intégré sur toute son épaisseur. En revanche, l'intensité transmise par le grenat décroît exponentiellement en fonction de son épaisseur d selon la loi de Beer Lambert $I \propto e^{-d \times a}$, où a est le coefficient d'absorption du grenat. Pour une lumière d'une longueur d'onde de 550 nm, $a = 0,11 \mu\text{m}^{-1}$. On peut estimer une épaisseur optimale en se basant sur la décroissance du champ magnétique du vortex dans le grenat. En effet, le champ magnétique ne pénètre le grenat que sur une faible épaisseur, au delà de laquelle il est inutile d'intégrer le signal. À partir de la simulation numérique de la Figure 2.9, on peut estimer un optimum d'épaisseur d'environ $1 \mu\text{m}$.

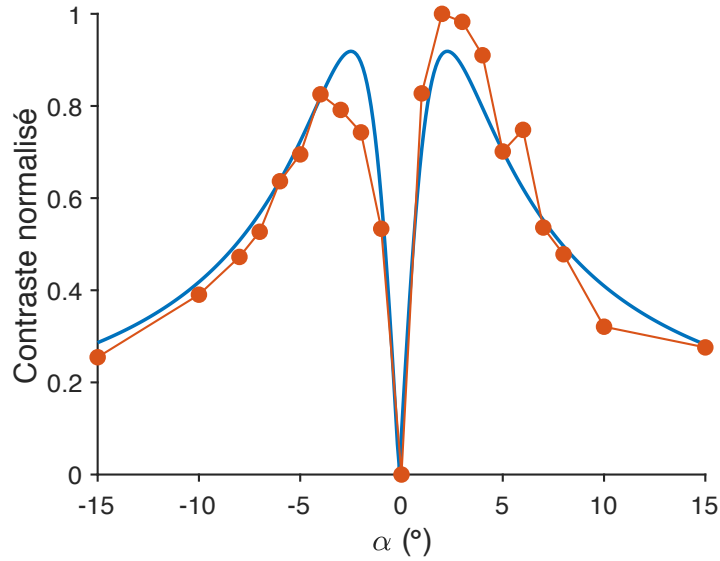


FIGURE 2.15 – Évolution du contraste de l’imagerie magnéto-optique en fonction de l’angle d’offset de l’analyseur. L’ajustement des données est réalisé à partir de l’équation 2.25 avec $\epsilon = 1,7 \cdot 10^{-3}$. Expérience réalisée à une température de 4 K.

Le contraste dépend également de l’angle d’offset de l’analyseur. La valeur optimale est propre au système de polariseurs utilisé. Afin de la déterminer, nous avons mesuré le contraste selon la formule suivante :

$$\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max}}, \quad (2.23)$$

avec I_{max} l’intensité au centre du vortex et I_{min} le niveau du bruit de fond. La courbe présentée sur la Figure 2.15 montre bien que le contraste s’annule si les polariseurs sont parfaitement croisés. On observe également une asymétrie du contraste par rapport à l’angle d’extinction ($\alpha = 0$) en raison de l’imperfection des polariseurs. Pour notre système d’imagerie, le coefficient d’extinction est de 10^{-3} et l’angle d’offset correspondant au meilleur contraste est de $3,5^\circ$. Nous pouvons faire correspondre les données expérimentales au modèle théorique du contraste [13] :

$$\left| \frac{1}{I} \frac{dI}{dB} \right| = \left| \frac{-2s(\alpha - \theta_F)}{(\alpha - \theta_F)^2 + \epsilon} \right|, \quad (2.24)$$

avec s la sensibilité magnétique du système d’imagerie donnée par $s = d\theta_F/dB = 2Vd$ que nous estimons à $8,5 \cdot 10^{-2}^\circ/\text{mT}$ pour notre expérience. Dans cette formule, l’angle de rotation Faraday est calculé au centre du vortex d’après la formule :

$$\theta_F(r = 0) = \frac{V\Phi_0}{\pi} \left[\frac{1}{z_g - z_0} - \frac{1}{z_g + d - z_0} \right]. \quad (2.25)$$

Le contraste est également sensible à la température du supraconducteur. Comme nous l’avons vu, les vortex s’élargissent lorsque la température augmente. Leur flux magnétique

est alors confiné sur une surface plus large. Cela correspond à une diminution de l'amplitude du champ magnétique au centre des vortex et ainsi à une baisse de contraste. On peut voir sur la Figure 2.16 que pour une température inférieure à 4,5 K, la valeur du contraste est optimale.

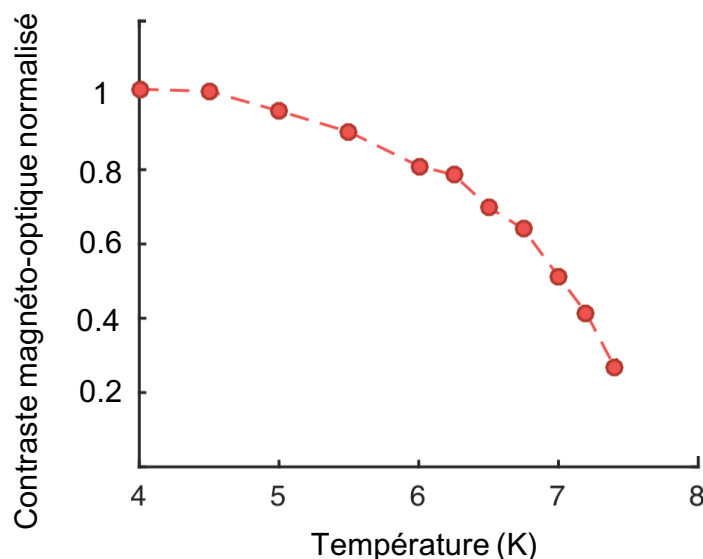


FIGURE 2.16 – Évolution du contraste magnéto-optique en fonction de la température. La température critique de ce film de niobium est de 8,6 K.

2 Création d'une trempe thermique photo-induite

Dans cette partie, nous décrivons le montage expérimental permettant de générer une paire de vortex/anti-vortex dans un film supraconducteur par effet Kibble-Zurek. L'élément central du processus de génération est la création d'une trempe thermique de part et d'autre de la température de transition. Nous décrivons ici la mise en oeuvre expérimentale d'une trempe thermique par méthode optique qui consiste à envoyer une impulsion laser picoseconde focalisée à la surface du film supraconducteur. Nous nous intéressons ensuite à un second montage optique permettant d'étudier le comportement d'une assemblée de vortex en présence d'une telle trempe.

2.1 Génération de paires de v/a-v

Le laser utilisé est un laser impulsif Ti :Saphir accordable en longueur d'onde. Il délivre des impulsions d'une durée de 150 fs avec un taux de répétition de 80 MHz, soit une impulsion toutes les 12,5 ns. Nous nous plaçons à une longueur d'onde de 780 nm à laquelle le laser délivre une puissance moyenne de 4 W. Nous désirons isoler une impulsion laser unique. À cette fin, nous réalisons une division de la fréquence de répétition laser en trois étapes. Tout d'abord, un sélectionneur d'impulsions permet d'abaisser la cadence du laser de 80 MHz à 300 Hz. Il est constitué d'un modulateur acousto-optique (AOM) connecté à un contrôleur permettant d'ajuster les paramètres de la sélection. Le cristal de l'AOM est

traversé par une onde acoustique synchronisée à la fréquence du laser et modulée par un signal porte. Les portes permettent de laisser passer une impulsion sur N , avec N compris entre 2 et $2,6 \cdot 10^5$. Le filtrage d'impulsion n'est pas parfait, l'impulsion sélectionnée est en général précédée et suivie d'impulsions secondaires. Cependant, il est possible de minimiser leur amplitude en ajustant la largeur de la porte entre 1 ns et 12,5 ns. Le cristal que nous utilisons est du SiO_2 , caractérisé par un seuil de dommage élevé. Ceci nous permet de focaliser les impulsions laser au centre du cristal afin de maximiser l'efficacité de diffraction, tout en injectant l'intégralité de la puissance laser disponible. L'efficacité de diffraction sur l'ordre 1 peut être optimisée jusqu'à 50 %. Le sélectionneur d'impulsions nous permet donc de réduire drastiquement le taux de répétition du laser tout en conservant la moitié de l'énergie de l'impulsion sélectionnée. La seconde étape de division est réalisée avec un chopper qui abaisse la fréquence de 300 Hz à 20 Hz, laissant passer une impulsion toutes les 50 ms. Enfin, un shutter mécanique, lorsqu'il est soumis à une impulsion électrique de 20 ms, permet de délivrer ponctuellement une impulsion laser unique. Afin de s'assurer du nombre d'impulsions envoyées sur l'échantillon supraconducteur, une photodiode positionnée en aval du système de sélection compte les impulsions.

L'échantillon supraconducteur que nous étudions est un film de niobium d'une épaisseur de 100 nm. Il est déposé sur un substrat de saphir d'une épaisseur de 500 μm . Le saphir est transparent ce qui permet d'accéder optiquement aux deux faces du supraconducteur. Ainsi, l'expérience d'imagerie magnéto-optique est découplée de l'expérience de génération de paires : il est alors possible de créer et d'imager les paires simultanément. L'indicateur magnéto-optique est posé en contact avec le niobium afin d'imager les vortex sur la face avant. C'est sur la face arrière du niobium, à l'interface avec le saphir, que l'impulsion laser est dirigée. Une lentille asphérique placée dans le cryostat focalise l'impulsion à la surface du niobium. Elle possède une ouverture numérique de 0,5 ce qui permet de focaliser l'impulsion laser sur une tache de largeur à mi-hauteur d'environ 2 μm . La face avant de l'échantillon est imagée sur la caméra CCD, tandis que l'impulsion focalisée sur la face arrière est imagée par une seconde caméra de type CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor).

L'expérience de génération de paires de vortex/anti-vortex nécessite le contrôle du champ magnétique dans l'environnement du supraconducteur. Tout d'abord, nous nous assurons qu'aucun gradient de champ n'est créé par les composants du cryostat se trouvant à proximité de l'échantillon. Nous devons également être en mesure de compenser la composante du champ magnétique terrestre normale à la surface de l'échantillon. À cette fin, une paire de bobines Helmholtz est placée de part et d'autre de la cellule du cryostat. Elles sont en mesure de générer en leur centre un champ magnétique compris entre - 20 G et 20 G. Ainsi, nous pouvons compenser le champ magnétique terrestre mais aussi contrôler la densité de vortex ou générer des courants d'écrantage dans le supraconducteur en augmentant le champ magnétique.

Les impulsions de 150 fs délivrées par le laser, même pour de faibles puissances moyennes, provoquent un arrachement d'électrons et abiment l'échantillon de manière irréversible. Ceci est dû à la grande puissance crête qui les caractérise, d'environ 100 kW. Afin de préserver l'échantillon supraconducteur dans le cas d'impulsions incidentes de grande énergie, nous allongeons la durée des impulsions. Pour cela, nous utilisons une paire de réseaux de diffraction en transmission possédant un motif de 1400 lignes par mm et transmettant chacun

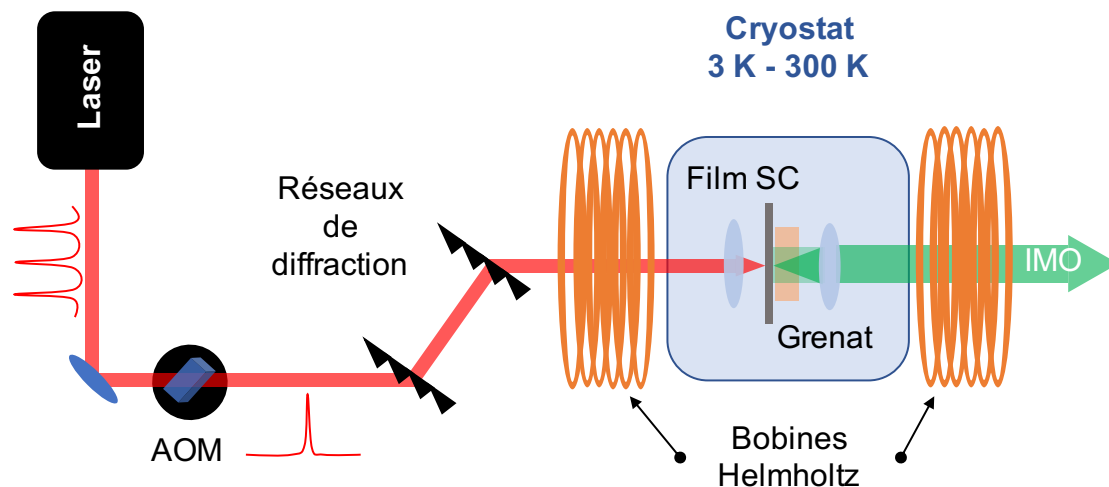


FIGURE 2.17 – Montage expérimental pour la génération de paire de vortex/anti-vortex. L'impulsion laser est focalisée sur la face arrière du film supraconducteur (SC) tandis que l'imagerie magnéto-optique (IMO) est réalisée sur la face avant.

94 % de l'intensité incidente. Ceci nous permet d'allonger les impulsions de 150 fs à 1,3 ps, abaissant ainsi la puissance crête d'un ordre de grandeur. À la fin de son parcours dans le montage optique, le laser possède une puissance moyenne de 7 mW, dont 40 % sont absorbés par le niobium. L'impulsion laser focalisée à la surface du supraconducteur dépose une fluence maximale de 100 mJ/cm². Ceci permet de créer une forte élévation de température de plusieurs dizaines de Kelvin localisée autour du point d'impact de l'impulsion. Une fois la température maximale atteinte par l'échantillon, il entame sa relaxation thermique. Dans le cas du film de niobium déposé sur un substrat de saphir, de très bonne conductivité thermique, le temps de relaxation est de l'ordre de la nanoseconde. La méthode optique permet donc de détruire localement la supraconductivité et d'induire une trempe thermique dont la vitesse est donnée par la vitesse de refroidissement du niobium.

2.2 Trempe en présence de vortex

Nous avons également étudié la réorganisation d'un grand nombre de vortex lorsque le film supraconducteur est soumis à une trempe thermique. Le recouvrement de l'état supraconducteur laisse apparaître des arrangements spatiaux de vortex caractéristiques d'un refroidissement rapide. Pour cette expérience, nous utilisons un laser impulsionnel délivrant des impulsions de durée 450 ps (Figure 2.18). Ce laser présente l'avantage d'avoir une fréquence de répétition ajustable. Il est possible de diminuer sa fréquence jusqu'à 1 Hz tout en conservant la stabilité optique du laser. Un shutter seul suffit ensuite à sélectionner une impulsion laser unique. Les impulsions délivrées par le laser sont d'une longueur d'onde de 1064 nm. Dans cette partie du spectre infrarouge, le film de niobium n'absorbe qu'une petite partie de l'énergie optique incidente. Afin de se situer dans l'intervalle de longueur d'onde correspondant à un meilleur coefficient d'absorption, nous réalisons un doublage en fréquence dans un cristal de KDP (dihydrogène phosphate de potassium). Ce laser, doublé à 532 nm, délivre des impulsions de grande énergie (≈ 1 mJ). La moitié de cette énergie est ensuite absorbée par le film de niobium. Ceci nous permet à la fois d'induire de grandes élévations

de température mais aussi de détruire la supraconductivité sur une large zone pouvant être d'un rayon supérieur à $40\ \mu\text{m}$ (chapitre 3 section 2.3). Les caractéristiques de ce laser nous permettent de créer les conditions expérimentales adaptées à l'observation d'arrangements de vortex particuliers suite à une trempe thermique.

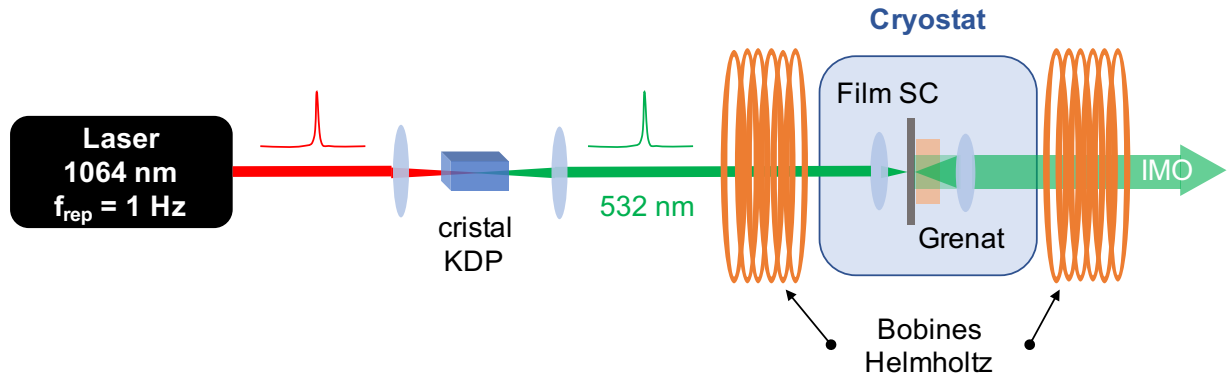


FIGURE 2.18 – Montage expérimental pour la création d'une trempe photo-induite destinée à l'observation de structures de vortex singulières.

3 Montage pour l'étude de l'effet Faraday Inverse

Nous avons étudié la génération photo-induite d'un fort champ magnétique dans un grenat de BiLuIG par effet Faraday inverse. Dans notre expérience, l'effet Faraday inverse résulte de l'interaction entre une impulsion laser femtoseconde, de polarisation circulaire et le réseau de spins du grenat. Il se traduit par la création d'un champ magnétique local de grande amplitude et d'une durée de vie égale à celle de l'impulsion laser. Afin de caractériser ce champ magnétique transitoire, nous utilisons une méthode de détection indirecte, consistant à étudier les mouvements de l'aimantation du grenat induits par la présence du champ. Pour cela, nous avons recours à la méthode pompe-sonde permettant d'étudier l'évolution temporelle de l'aimantation avec une résolution à l'échelle de la picoseconde. La technique de détection est basée sur la rotation Faraday de la polarisation sonde, sensible aux mouvements d'aimantation hors-plan. Nous présentons ici le montage pompe-sonde dédié à l'étude du champ magnétique photo-induit par effet Faraday inverse dans le grenat.

3.1 Le laser Ti :saphir

Le développement de lasers à impulsions ultra-courtes a rendu possible la réalisation d'expériences pompe-sonde permettant de sonder des phénomènes photo-induits avec une grande résolution temporelle. Le laser Ti :saphir que nous utilisons est un oscillateur ultra-rapide de choix pour ce type d'expériences. Comme nous l'avons vu, il délivre des impulsions ultra-courtes de 150 fs, d'une énergie de l'ordre du nJ, avec un haut taux de répétition de 80 MHz. La génération optique paramétrique (OPO) et les techniques d'amplifications permettent, à partir du faisceau principal, d'obtenir des impulsions dans le domaine de l'infra-rouge. La conversion paramétrique génère deux photons dont la somme des fréquences est telle que $\omega_s + \omega_i = \omega_P$, où ω_P , ω_s et ω_i sont les fréquences du faisceau principal, du

signal et de l'idler. Le laser et l'OPO sont suivis d'une cavité de doublage SHG (Second Harmonic Generation) permettant d'accéder, avec un cristal doubleur, à des longueurs d'onde appartenant aux domaines visible et ultra-violet. La combinaison de l'OPO et de la SHG, alimentés par 75% des 4 W du faisceau principal, offre un large éventail de longueurs d'onde donné sur la Figure 2.19.

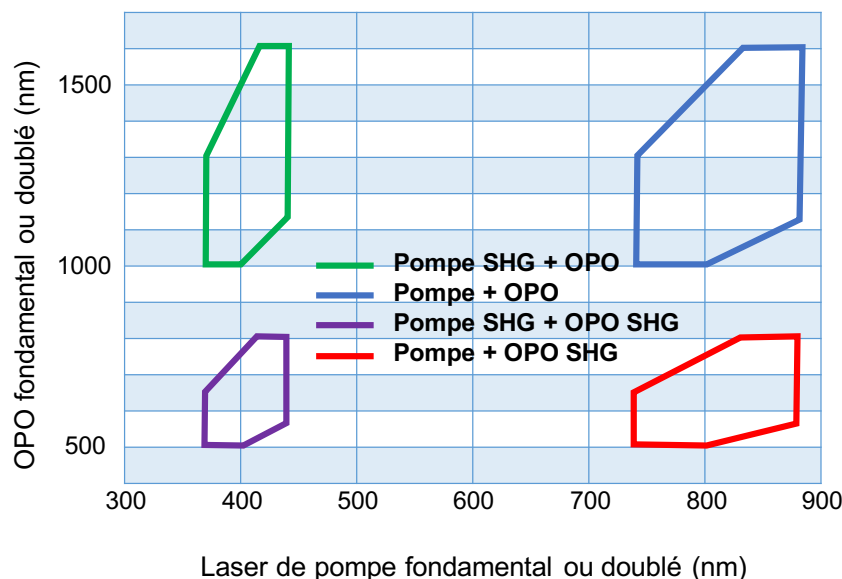


FIGURE 2.19 – Longueurs d'ondes délivrées par un laser Ti :Saphir en fonction du mode d'utilisation.

3.2 Expérience pompe-sonde non-dégénérée

Le système laser décrit précédemment rend possible la réalisation d'expériences pompe-sonde non-dégénérées, c'est à dire avec des faisceaux pompe et sonde de fréquences différentes, dont les longueurs d'onde peuvent être changées indépendamment. Pour notre expérience, la pompe correspond au laser principal du Ti :saphir et la sonde est prélevée en sortie d'OPO doublé. Les faisceaux pompe et sonde, en incidence normale, sont focalisés dans le grenat avec une lentille asphérique (Figure 2.20). En raison de leur différence de longueur d'onde, la distance focale de la lentille asphérique associée à chacun des faisceaux est différente. Afin qu'ils focalisent dans le même plan focal, une convergence est induite en amont sur le faisceau pompe. Un télescope de grandissement 1 constitué de deux lentilles de focale f possède une longueur l ajustable. Pour une certaine valeur de l telle que $l > 2f$, le faisceau pompe focalise dans le même plan que le faisceau sonde. Afin que la mesure soit effectuée sur une aire illuminée de manière uniforme, la tache focale du faisceau pompe doit être plus grande que celle du faisceau sonde. Une différence de taille est imposée par la limite de diffraction. En effet, pour un faisceau de longueur d'onde λ focalisé par une lentille d'ouverture numérique O_N , le rayon de la tache d'Airy est tel que $r = 1,22 \lambda / 2 O_N$. La tache de focalisation du faisceau pompe, de plus grande longueur d'onde, est donc plus large que celle du faisceau sonde. Cependant, sa taille peut être modifiée en ajustant la longueur du télescope. En raison de la divergence du faisceau pompe, l'image de chaque faisceau à la surface de l'échantillon doit être réalisée sur une caméra différente.

3.3 Délai temporel

Le principe de l'expérience pompe-sonde est d'étudier un phénomène induit par une impulsion pompe à un temps t_0 à différents temps t tels que $t > t_0$. Un délai variable est donc induit entre la pompe et la sonde par une ligne à retard placée sur le faisceau sonde (Figure 2.20). La configuration en double passage avec une platine de translation de 60 cm nous permet de réaliser une étude sur une fenêtre temporelle de 8 ns. La résolution de l'expérience pompe-sonde est donnée par le pas de la platine de translation d'une part et par la durée des impulsions sonde d'autre part. Le pas de la ligne à retard dépend du nombre de passages N , de l'indice de réfraction du milieu n et du pas spatial δd , correspondant au plus petit déplacement de la platine de translation. Il est donné par $\delta t = N\delta d \times n/c$. Dans notre expérience, le pas spatial est de $1,25 \mu\text{m}$ correspondant à un pas temporel de 8 fs. C'est donc la durée de l'impulsion qui donne la limite de résolution temporelle égale à 150 fs.

3.4 Analyse en polarisation

Le faisceau pompe est choisi à une longueur d'onde de 780 nm. Un couple de lames quart d'onde et demi-onde permet de changer sa polarisation indépendamment de celle du faisceau sonde, juste avant le miroir dichroïque recombinaut les faisceaux. Ces deux lames compensent l'effet dépolarisant des optiques se trouvant entre le miroir dichroïque et l'échantillon et permettent d'accéder à tous les degrés d'ellipticité du faisceau pompe. Le faisceau sonde, de polarisation linéaire, détecte les mouvements d'aimantations photo-induits selon l'axe optique. Selon le même principe que l'imagerie magnéto-optique, la polarisation de la sonde tourne par effet Faraday d'un angle proportionnel à la composante hors-plan de l'aimantation. La longueur d'onde de la sonde correspond donc à celle pour laquelle la constante de Verdet est maximale, soit 550 nm.

3.5 Détection du signal

Un film réfléchissant est placé sous le grenat (indium, niobium ou aluminium) afin de réaliser la mesure en réflexion. Comme l'effet Faraday, l'effet Faraday inverse est doublé par un second passage de l'impulsion dans le grenat. Afin de mesurer la rotation Faraday de la polarisation du faisceau sonde, il est important de l'isoler du faisceau pompe. Cela prévient d'une saturation du détecteur et permet d'éliminer le bruit additionnel des photons de pompe. Un premier filtrage optique est effectué par le miroir dichroïque et un second par un filtre optique centré sur la longueur d'onde de la sonde. Les composantes s et p de la polarisation sonde sont ensuite séparées spatialement par un prisme polariseur de Wollaston puis focalisées sur les deux entrées d'une photodiode différentielle. La photodiode soustrait entre elles les intensités de chaque entrée. Cela permet d'éliminer les variations du signal ne correspondant pas à l'effet Faraday, comme les effets thermiques. Une lame demi-onde, placée avant le prisme polariseur de Wollaston, permet d'équilibrer l'intensité sur les deux détecteurs afin d'obtenir initialement un signal nul. Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit de la mesure, nous utilisons une détection synchrone. Elle est synchronisée avec un choper modulant l'intensité du faisceau pompe à une fréquence $f_c = 10 \text{ kHz}$. Le signal analysé par la détection synchrone correspond alors à celui des impulsions sonde uniquement en présence de la pompe. Le temps caractéristique de la détection synchrone est de $1/f_c = 100 \mu\text{s}$. La détection est optimisée si le photo-détecteur à un long temps de réponse. Nous utilisons donc une photodiode permettant de convertir une impulsion sonde incidente de 150 fs en un signal électrique de l'ordre

de la microseconde. Nous choisissons la fréquence de répétition des faisceaux pompe et sonde de manière à ce que les impulsions électriques ne se recouvrent pas. Le taux de répétition du laser, initialement de 80 MHz, est donc divisé par 100 par des sélectionneurs d'impulsions placés sur le chemin de chaque faisceau, espaçant ainsi les impulsions d'un délai temporel de $1,25 \mu\text{s}$. Dans une porte, le chopper laisse passer une centaine d'impulsions. La détection synchrone moyenne donc le signal de la sonde sur un grand nombre d'impulsions, ce qui a pour effet d'augmenter le rapport signal sur bruit, proportionnel à $\sqrt{N}$, où N est le nombre d'échantillons. Enfin, pour chaque valeur du délai temporel entre la pompe et la sonde, c'est-à-dire pour chaque position de la platine, le signal est à nouveau moyenné sur une durée de 500 ms.

Afin de mener une étude complète de l'effet Faraday inverse, le grenat étudié peut être placé dans deux configurations différentes. La première permet, à température ambiante, de caractériser les mouvements d'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan. Le champ magnétique variable est généré par deux bobines en série, chacune enroulée autour d'un entrefer. Ceci permet de concentrer le champ magnétique induit par chaque bobine dans le plan du grenat et d'atteindre un champ de 1,5 kG. La seconde configuration permet d'effectuer une étude en température à champ magnétique constant. Le grenat est placé dans le cryostat au milieu de deux aimants permanents, créant un champ magnétique dans son plan d'environ 1 kG. L'expérience pompe sonde menée à des températures cryogéniques nous permet de caractériser le champ magnétique induit par effet Faraday inverse dans les mêmes conditions expérimentales que celles nécessaires à l'étude des supraconducteurs.

Conclusion

Nous avons mis en place différents montages optiques afin d'étudier les vortex d'Abrikosov. Le montage d'imagerie magnéto-optique nous permet d'imager les vortex en champ large et en temps réel. Cette expérience, qui se trouve aujourd'hui à l'état de l'art, pourrait être améliorée par l'utilisation de grenats avec une constante de Verdet plus forte directement déposé sur le film supraconducteur. Par exemple, l'EuSe (Europium Sélénium) possède un grand pouvoir rotatoire de l'ordre $0,5^\circ/\text{mT}/\mu\text{m}$ [14], soit 30 fois supérieur à celui du Bi-LuIG. Nous avons également construit une expérience afin de créer les conditions favorables à la réalisation du scénario Kibble-Zurek dans les supraconducteurs. Le point essentiel de ce montage est d'isoler une impulsion laser unique tout en minimisant les pertes d'énergie par impulsion entre la source laser et l'échantillon. Outre l'effet Kibble-Zurek, ce montage permet également l'étude de la réorganisation d'une assemblée de vortex en présence d'une impulsion laser et sa comparaison avec les prédictions théoriques. Enfin, nous avons la possibilité de sonder des phénomènes photo-induits résolus dans le temps grâce à la mise en place de l'expérience pompe-sonde. Nous pouvons ainsi caractériser l'effet Faraday inverse dans le grenat et quantifier le champ magnétique photo-induit qui y est généré. Le montage pompe-sonde pourrait-être également mis à profit afin de sonder d'autres phénomènes relevant de dynamiques ultra-rapides. Nous pensons par exemple à une étude de thermo-réfléctance qui nous permettrait de caractériser la réponse thermique du supraconducteur et ainsi de compléter l'étude du phénomène de génération de paires de vortex/anti-vortex par effet Kibble-Zurek.

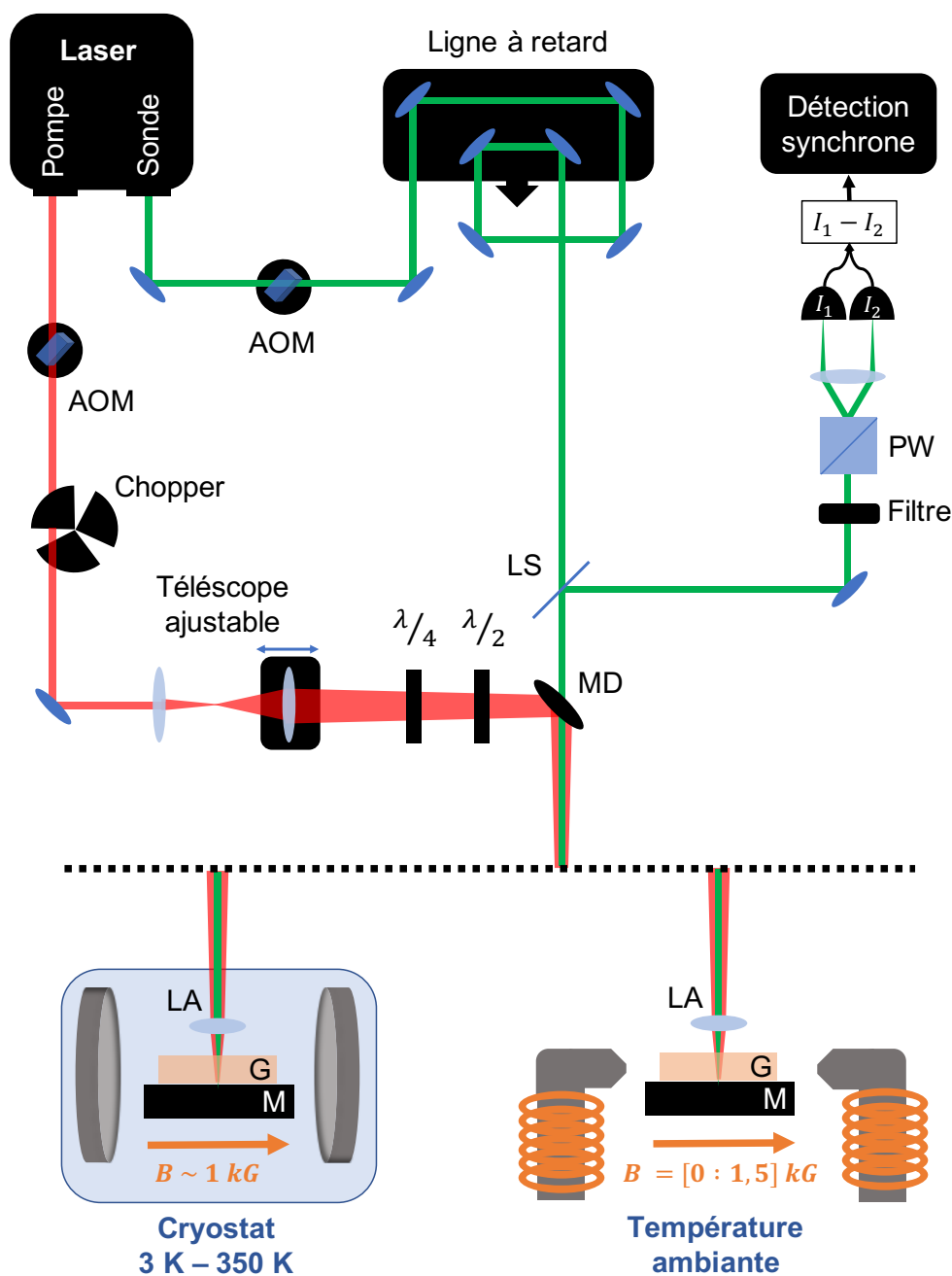


FIGURE 2.20 – Montage expérimental pour une expérience pompe-sonde d'effet Faraday Inverse. L'échantillon est étudié dans deux configurations différentes : à température ambiante avec un champ magnétique variable ou à champ magnétique constant avec une température variable. Les acronymes $\lambda/4$, MD, LS, LA, G, M et PW désignent lame quart d'onde, miroir dichroïque, lame séparatrice 50/50, lentille asphérique, grenat, miroir et prisme polariseur de Wollaston.

Bibliographie

- [1] U. Essmann and H. Träuble. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors. *Phys. Lett.* **24A**, 526 (1967).
 - [2] H. F. Hess and al. Scanning-Tunneling-Microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 214 (1989).
 - [3] K. Harada and al. Real-time observation of vortex lattices in a superconductor by electron microscopy. *Nature* **360**, 51-53 (1992).
 - [4] A. Moser and al. Observation of single vortices condensed into a vortex-glass phase by magnetic force microscopy. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1847 (1995).
 - [5] J. R. Kirtley and al. Direct imaging of integer and half-integer Josephson vortices in high- T_c grain boundaries. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1336 (1996).
 - [6] A. Oral and al. Microscopic measurement of penetration depth in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films by scanning Hall probe microscopy. *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 17 (1997).
 - [7] P. E. Goa and al. Real-time magneto-optical imaging of vortices in superconducting NbSe_2 . *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 729 (2001).
 - [8] P. B. Alers. Structure of the intermediate state in superconducting lead. *Phys. Rev.* **105**, 104 (1957).
 - [9] W. DeSorbo. Study of the intermediate state in superconductors using cerium phosphate glass. *Phys. Rev. Lett.* **4**, 406-408 (1960).
 - [10] C. S. Adams and I. G. Hughes. From Fourier to Fresnel. 60-65, (2019).
 - [11] Magneto-optical Faraday spectroscopy of completely bismuth-substituted $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ garnet thin film. *J. Phys. D : Appl. Phys.* **45**, 455001 (2012).
 - [12] D. Golubchik and al. A high resolution magneto-optical system for imaging of individual magnetic flux quanta. *Optics Express* **17**, 16160 (2009).
 - [13] M. Tokunaga and al. Improvement of vortex imaging in magneto-optical technique and Bitter decoration. *Physica C* **437-438**, 314 (2006).
 - [14] D. Golubchik and al. A high resolution magneto-optical system for imaging of individual magnetic flux quanta. *Opt. Express* **17**, 16160 (2009).
-

Chapitre 3

Génération optique de paires de vortex/anti-vortex

Une alternative prometteuse à l'électronique semi-conductrice réside dans le développement de l'électronique supraconductrice. Le pilotage de systèmes supraconducteurs non-dissipatifs ne nécessite que de faibles énergies. De plus, leur temps de réponse très court, limité par le temps caractéristique du condensat supraconducteur, permet d'effectuer des opérations à des fréquences de l'ordre du THz. Au coeur du développement de cette nouvelle électronique se trouvent les jonctions Josephson. Constituée de deux électrodes supraconductrices séparées par un métal normal ou un isolant, une jonction Josephson est traversée par un courant qui a la particularité de ne dépendre que de la différence de phase entre les deux électrodes. Il a été démontré que les supercourants d'un vortex amené proche d'une jonction peuvent changer la valeur de la phase de manière continue en fonction de la distance entre le vortex et la jonction [1]. Cependant, changer la phase en temps réel représente toujours un défi. Pour remédier à cela, nous avons proposé une méthode consistant à manipuler optiquement un vortex unique dans l'environnement d'une jonction [2]. Cela permettrait de contrôler le courant Josephson de manière précise et ultra-rapide. Dans cette perspective, nous questionnons la possibilité de générer optiquement un vortex à une position prédéterminée, dans un film supraconducteur initialement dépourvu de vortex, vortex qui pourra ensuite être manipulé dans l'environnement d'une jonction.

En raison de la conservation du flux magnétique, l'apparition d'un vortex s'accompagne de celle d'un anti-vortex : nous parlons ici de génération de paires de vortex/anti-vortex (v/a-v). La pénétration d'une paire au sein du condensat supraconducteur requiert un affaiblissement ou une suppression de la supraconductivité. Cela peut être réalisé selon différentes méthodes consistant à mener le champ magnétique extérieur, la densité de supercourant ou encore la température du matériau proche ou au-delà de leur valeur critique. Par ailleurs, étant de vorticités opposées, les vortex et les anti-vortex s'attirent par la force de Lorentz. Si aucune force ne vient contrer celle-ci, leur interaction attractive mène à leur annihilation. Le processus de génération de paires doit donc être complété d'un moyen de les séparer afin qu'elles restent piégées dans le condensat. La méthode de génération la plus utilisée jusqu'alors consiste à piéger des boucles de supercourant sous forme de quantum de flux. Il est par exemple possible de générer des paires en combinant l'action d'impulsions de champ magnétique et d'un potentiel de piégeage micro-structuré [3]. Nous pouvons également citer l'exemple des supraconducteurs ferromagnétiques. Leurs domaines magnétiques définissent

des zones de forte densité de courant où des paires peuvent apparaître et être séparées [4]. Enfin, des paires ont également été générées dans un supraconducteur à haute température critique suite au passage d'une impulsion laser focalisée à la surface du supraconducteur [5]. Dans cette expérience, la séparation des vortex et des anti-vortex est assurée par l'application d'un courant. Il existe un autre procédé, s'affranchissant de la présence de supercourant, sur lequel se base notre méthode de génération : le mécanisme Kibble-Zurek. Il décrit de manière générale l'apparition de défauts topologiques, tels que les vortex d'Abrikosov, lors de transitions de phase du second ordre provoquées par un refroidissement rapide du système. La génération de paires est alors attribuée à l'existence de fluctuations thermiques prenant place lors du changement d'état.

Dans ce chapitre nous montrons qu'il est possible de générer une paire unique de v/a-v via l'effet Kibble-Zurek avec une impulsion laser. Nous introduisons d'abord l'effet Kibble Zurek puis expliquons la méthode utilisée afin de séparer le vortex et l'anti-vortex d'une même paire. Nous présentons ensuite les résultats des études expérimentales permettant de caractériser les conditions de génération d'une paire. Enfin, nous montrons les résultats d'un travail de simulation numérique du scénario Kibble-Zurek.

1 Effet Kibble Zurek

1.1 De la cosmologie à la matière condensée

L'effet Kibble-Zurek décrit la génération spontanée de défauts topologiques dans des systèmes traversant une transition de phase du second ordre en présence d'une brisure de symétrie. Le premier modèle théorique, proposé par Thomas W. B. Kibble en 1976, fut réalisé dans le cadre de la cosmologie [6]. L'étude des symétries de la nature le mena à la question fondamentale du développement de l'Univers. D'après le modèle standard de l'Univers, celui-ci était, à l'état initial, un plasma hautement symétrique. Très tôt, soit 10^{-30} secondes après le Big Bang, l'Univers, alors en expansion, entama des phases successives de refroidissement. D'après Thomas Kibble, durant ces transitions de phase ont émergé, d'un état chaud et homogène, des défauts topologiques sous forme de cordes et de parois cosmiques dont la formation révélerait la présence d'instabilités thermiques. Les cordes cosmiques, hypothétiques objets filiformes et très massifs, seraient à l'origine de la formation de structures telles que les étoiles, les galaxies ou encore les amas de galaxies. Dix années plus tard, Wojciech H. Zurek généralisa le modèle de Thomas Kibble au domaine de la matière condensée [7]. À notre échelle existent des corps dont la physique est régie par des équations très proches de celles qui gouvernent l'Univers. Wojciech Zurek introduisit un paramètre déterminant : le taux de refroidissement (ou vitesse de trempe en K/s), défini lorsque la température traverse la température de transition de phase. D'après son modèle, la densité de défauts lors de la phase d'instabilité thermique est plus grande que celle donnée par Thomas Kibble. Depuis, cela a pu être vérifié dans divers systèmes, à commencer par l' ^4He et sa transition de phase normal-superfluide [8].

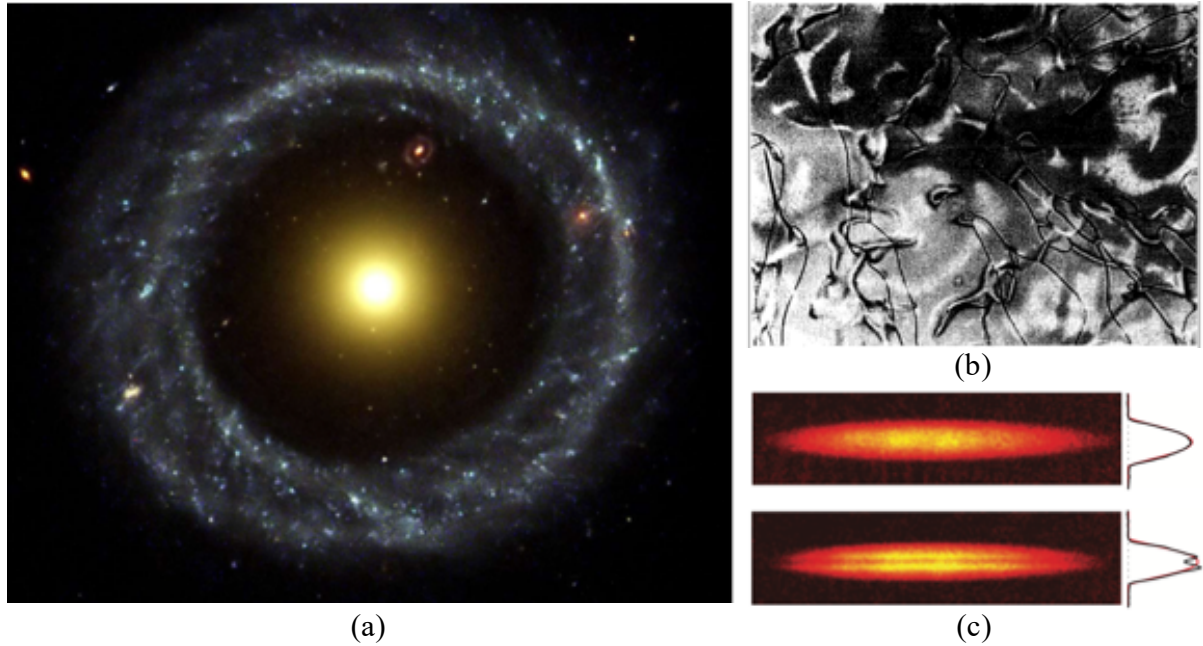


FIGURE 3.1 – (a) Galaxie Hoag découverte en 1950 se situant à 600 millions d’années lumière de la Terre dans la constellation du serpent. Elle est constituée d’un anneau de jeunes étoiles bleues et d’un centre d’étoiles jaunes plus anciennes (image de la Nasa). (b) Défauts topologiques sous formes de cordes observés dans un cristal liquide nématique après une trempe thermique [9] (c) Condensat de Bose-Einstein d’atomes de sodium avant et après la trempe thermique. Mise en évidence de la formation de deux condensats indépendants [10].

1.2 Densité de défauts topologiques

Une transition de phase correspond au passage d’un système d’un état de grande symétrie (ou phase haute température) à un état de faible symétrie (phase basse température). La phase basse température est caractérisée par l’existence d’un paramètre d’ordre Ψ , égal à zéro dans la phase haute température. Lors d’une transition de phase du second ordre, le temps de relaxation du paramètre d’ordre τ_Ψ et sa longueur de cohérence ξ divergent au voisinage de la transition. Leurs expressions en fonction de la température réduite $\epsilon = 1 - T/T_c$ sont données par :

$$\tau_\Psi = \frac{\tau_0}{\epsilon} \quad \text{et} \quad \xi = \frac{\xi_0}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (3.1)$$

ξ_0 est la longueur de cohérence à température nulle et τ_0 est le temps de relaxation du paramètre d’ordre égal à ξ_0/v_F avec v_F la vitesse de Fermi. Si le refroidissement est très rapide, un régime instable prend place lorsque la température approche de la température critique, sur un intervalle de température ΔT défini autour de T_c . La durée de ce régime est définie par le temps de trempe τ_T . Dans le cas d’un refroidissement uniforme, on peut définir la vitesse de trempe durant le régime instable : $v_T = \Delta T/\tau_T$.

L'expression du temps de trempe peut-être déduit de :

$$\frac{1}{T_c} \frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\tau_T} . \quad (3.2)$$

En intégrant l'équation 3.2 de T_c à $T_c + \Delta T$, il est possible d'exprimer la température réduite en $T = T_c + \Delta T$ en fonction du temps de trempe : $\epsilon = t/\tau_T$, avec l'origine du temps t définie lorsque $T = T_c$. D'après l'équation 3.1, le temps de relaxation du paramètre d'ordre s'écrit : $\tau_\Psi = \tau_0 \tau_T / t$. La transition de phase s'achève lorsque le paramètre d'ordre est recouvré sur l'ensemble du système au bout d'un temps nommé temps de gel t_g de l'ordre de τ_Ψ soit $t_g \approx \sqrt{\tau_0 \tau_T}$. On en déduit que, lors de la transition de phase, la longueur de cohérence sature à une longueur de gel $\xi_g = \xi_0 (\tau_T / \tau_0)^{1/4}$. La présence d'un régime instable induit une inhomogénéité spatiale du paramètre d'ordre. Sa valeur est alors définie différemment dans des régions non-corrélées entre elles. La taille de ces régions est de l'ordre de ξ_g^2 . Pour des températures se situant dans l'intervalle ΔT , la densité surfacique de défauts topologiques, qui correspond au nombre de régions non-corrélées, est donnée par :

$$n_{DT} = \frac{1}{\xi_g^2} = \frac{1}{\xi_0^2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_T} \right)^{1/2} . \quad (3.3)$$

La théorie de Wojciech Zurek établit ainsi une relation entre le temps de trempe et la densité de défauts topologiques.

1.3 Le cas des supraconducteurs

La généralisation de la théorie cosmologique de Thomas Kibble à la matière condensée permet une approche expérimentale basée sur des systèmes modèles : on fait alors de la "cosmology in the laboratory". Tout d'abord menées dans l'hélium superfluide [8] [11], des expériences sont également réalisées dans des cristaux liquides [9] ou encore des condensats de Bose-Einstein [10]. Comme on peut le voir sur les Figures 3.1b et 3.1c, chaque système possède une nature de défauts topologiques qui lui est propre, reflétant les symétries et les lois de conservation du système. Parmi eux, la transition de phase normal-supraconducteur s'impose comme la meilleure analogie aux transitions de phase traversées par l'Univers. Dans le cas cosmologique comme dans le cas supraconducteur, la transition de phase s'accompagne d'une brisure de symétrie du second ordre ayant la particularité d'être locale.

La symétrie brisée lors de la transition normal-supraconducteur est une symétrie de jauge. Celle-ci découle directement du caractère électrique du paramètre d'ordre de l'état supraconducteur Ψ constitué d'électrons appariés. La symétrie de jauge locale correspond à une invariance de la dynamique du système selon la transformation du paramètre d'ordre :

$$\Psi \rightarrow \Psi e^{-ie\Lambda(\mathbf{r})/\hbar} . \quad (3.4)$$

Λ , défini en fonction de la position $\mathbf{r}$, est un terme de jauge dit local. Cela signifie que l'ajout d'un terme de phase, quelle que soit sa valeur dans l'espace, laisse le système invariant. Afin que les observables du système restent inchangées, le potentiel vecteur $\mathbf{A}$ est également transformé par l'ajout d'un terme de jauge :

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \Lambda(\mathbf{r}) . \quad (3.5)$$

Lors de la transition de phase, l'énergie libre change de forme. Pour des températures supérieures à la température critique, le potentiel est une parabole (Figure 3.2a) et le paramètre d'ordre n'admet qu'une solution se trouvant à l'origine : $\Psi = 0$, invariante par symétrie de jauge. En revanche, lorsque la température est inférieure à la température critique, le potentiel se présente sous la forme d'un chapeau mexicain (Figure 3.2c), laissant apparaître un niveau fondamental fortement dégénéré le long d'un anneau de rayon ψ . C'est alors la phase θ qui définit la valeur du paramètre d'ordre le long de cet anneau selon $\Psi = \psi e^{i\theta}$. Si on lui applique la transformation 3.4, cette nouvelle solution n'est plus invariante : la symétrie de jauge est brisée.

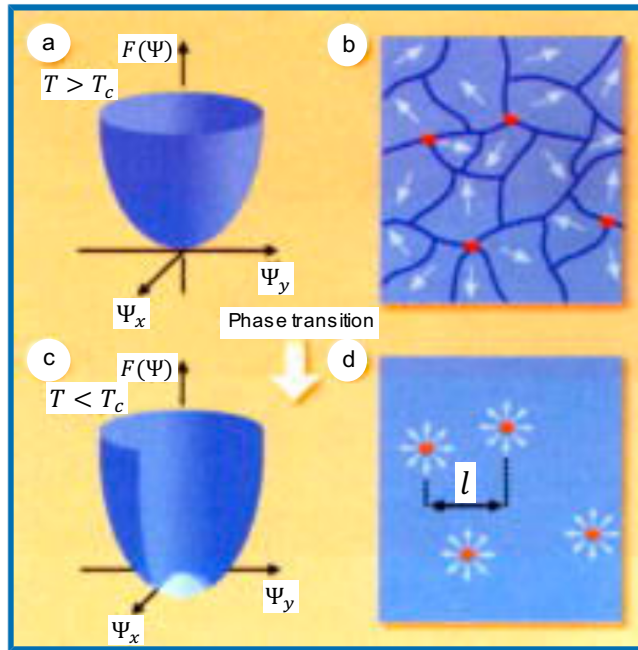


FIGURE 3.2 – Schématisation du scénario Kibble-Zurek issu de l'article historique de W. H. Zurek [12]. (a) Dans la phase haute température l'énergie libre F , donnée en fonction des composantes du paramètre d'ordre Ψ_x et Ψ_y , est parabolique. (b) Lorsque $T \approx T_c$, une multitude de zones non-corrélées apparaissent où le paramètre d'ordre, représenté par des flèches blanches, est défini différemment. Ces zones sont d'une surface caractéristique égale à l^2 . (c) Lorsque $T < T_c$, l'énergie libre prend la forme d'un chapeau mexicain (d) Une fois la transition de phase achevée, des défauts topologiques apparaissent à certaines intersections de zones non corrélées, désignées par des points rouges sur (b), et sont figés dans la phase basse température.

Lorsque la température approche la température critique, l'apparition de régions non-corrélées entre elles correspond à des zones où la phase du paramètre d'ordre est définie de manière aléatoire (Figure 3.2b). Dans la phase basse température, le paramètre d'ordre possède une symétrie par rotation de 2π . Ceci détermine la nature des excitations topologiques admises par le condensat supraconducteur. Lorsque l'état supraconducteur est recouvré, la phase est alors fixée selon une unique valeur, c'est ce qu'on nomme la rigidité de phase. Afin de maintenir la phase constante dans l'espace, des défauts topologiques émergent à l'intersection des régions non-corrélées. Pour cela, il faut que l'intégrale de la phase autour de l'intersection

soit supérieure à 2π . Dans les supraconducteurs, un gradient de phase suppose l'apparition de supercourants $\mathbf{J}$:

$$\nabla\theta = \frac{1}{\hbar} \left[\frac{m_e}{n_s e} \mathbf{J} - 2e\mathbf{A} \right]. \quad (3.6)$$

Une variation de phase de 2π sur un contour fermé donne lieu à des boucles de supercourants. Sachant que $\oint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l} = 0$, on a :

$$\oint \nabla\theta \cdot d\mathbf{l} = - \oint \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad \text{soit} \quad 2\pi = \frac{2e}{\hbar} \Phi, \quad (3.7)$$

avec Φ le flux magnétique traversant la surface délimitée par le contour fermé. Un gradient de phase de 2π implique donc la génération spontanée d'un flux magnétique $\Phi_0 = h/2e$ qui correspond au quantum de flux d'un vortex. Lorsque l'état supraconducteur est recouvert, des quanta de flux sont alors piégés dans le condensat (Figure 3.2d). En raison de la conservation du flux magnétique, l'apparition d'un vortex suppose celle d'un anti-vortex : dans les supraconducteurs, l'effet Kibble-Zurek donne donc lieu à la génération de paires de vortex/anti-vortex.

2 Génération optique

Les premiers tests du scénario Kibble-Zurek dans les supraconducteurs ont été réalisés dans l'YBCO [13]. Les supraconducteurs à haute température critique, tels que l'YBCO, possèdent une longueur de cohérence ξ_0 plus faible que les supraconducteurs conventionnels. Ils se présentent donc *a priori* comme de bons candidats pour la génération de paires de v/a-v en raison d'une densité élevée de paires. La lumière est utilisée comme vecteur de chaleur afin d'amener la température de l'YBCO au-dessus de sa valeur critique. Après la relaxation thermique, les paires de v/a-v sont détectées par un SQUID qui mesure la densité de flux piégés par l'analyse du bruit magnétique. Ce procédé expérimental a notamment permis de montrer la dépendance de la densité de flux générés au taux de refroidissement prédite par Zurek [14]. Plus récemment, des paires ont été générées puis détectées dans des supraconducteurs conventionnels tel que le plomb, avec un microscope à effet tunnel (STM) [15]. La supraconductivité est localement détruite par une courte et intense impulsion de courant circulant entre la pointe du microscope et le supraconducteur. Un scan STM réalisé ensuite révèle la présence d'une unique paire de v/a-v piégée dans le film. Une étude a également été menée dans du niobium avec un procédé d'imagerie magnéto-optique [16].

Si l'étude de l'effet Kibble-Zurek dans les supraconducteurs s'est d'abord imposée comme un test par analogie du scénario cosmologique, aujourd'hui il s'inscrit dans la thématique de la manipulation de vortex d'Abrikosov comme moyen de création de vortex *in situ*. Nous montrons ici la génération optique d'une unique paire de v/a-v avec une impulsion laser picoseconde. La détection de la paire est ensuite réalisée en imagerie magnéto-optique comme on peut le voir sur la Figure 3.3. La méthode optique que nous proposons permet de réaliser une génération non-invasive et rapide qui rend possible le contrôle de la position à laquelle est générée la paire.

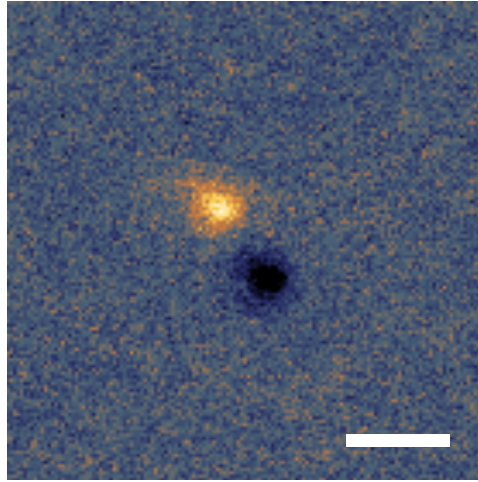


FIGURE 3.3 – Image magnéto-optique d’une paire de vortex/anti-vortex générée à partir d’une unique impulsion laser dans un film de niobium via le mécanisme Kibble-Zurek. La vorticité opposée du vortex et de l’anti-vortex se traduit par un contraste opposé. La paire est générée à une température de 4 K, avec une impulsion laser d’une longueur d’onde de 1064 nm et d’une durée de 70 ps pour une fluence absorbée de $1,4 \text{ mJ/cm}^2$. Barre d’échelle : $10 \text{ }\mu\text{m}$.

2.1 Trempe photo-induite

Notre étude regroupe trois séries d’expériences menées chacune avec des impulsions laser différentes caractérisées par leur longueur d’onde λ et leur durée Δt :

- des impulsions visibles avec $\lambda = 532 \text{ nm}$ et $\Delta t = 450 \text{ ps}$,
- des impulsions infrarouges avec $\lambda = 780 \text{ nm}$ et $\Delta t = 1,3 \text{ ps}$,
- des impulsions infrarouges avec $\lambda = 1064 \text{ nm}$ et $\Delta t = 70 \text{ ps}$.

Compte tenu de la dépendance en longueur d’onde du facteur d’absorption du niobium ($f_{a_{532}} = 0,5$, $f_{a_{780}} = 0,4$ et $f_{a_{1064}} = 0,17$ [17]), nous désignons par ”fluence laser” la fraction de fluence qui est absorbée par le niobium. Le point clé de la génération de défauts topologiques est la vitesse à laquelle le système traverse la transition de phase lors de la trempe. En nous basant sur une simulation numérique, nous estimons le taux de refroidissement d’un film de niobium suite au passage d’une impulsion laser. La simulation numérique est réalisée pour un film de niobium d’une épaisseur de 100 nm déposé sur un substrat de saphir sur lequel est envoyé une impulsion d’une longueur d’onde de 780 nm et d’une durée de 1,3 ps. Comme on peut le voir sur la Figure 3.4a, l’impulsion provoque une augmentation de température qui suit de manière quasi-adiabatique le profil temporel de l’intensité laser. De faibles fluences suffisent à créer une zone normale : la température s’élève au dessus de la température critique pour une fluence supérieure à $160 \text{ }\mu\text{J/cm}^2$. Sur la Figure 3.4b on peut voir que la température maximale atteinte dans le film augmente de manière non-linéaire en fonction de la fluence. Elle peut ainsi atteindre quelques 70 K pour une fluence de 100 mJ/cm^2 . Contrairement à la méthode de génération STM, consistant à envoyer une impulsion de fort courant [15], la méthode optique est non-destructive. Le film de niobium n’est pas endommagé par de fortes élévations de température à condition que les impulsions laser soient suffisamment longues. En effet, pour des impulsions d’une durée de 150 fs, nous avons pu constater une

détérioration à la surface du film due à la puissance crête trop élevée. Les impulsions que nous utilisons, d'une durée supérieure à 1 ps, n'endommagent pas le film.

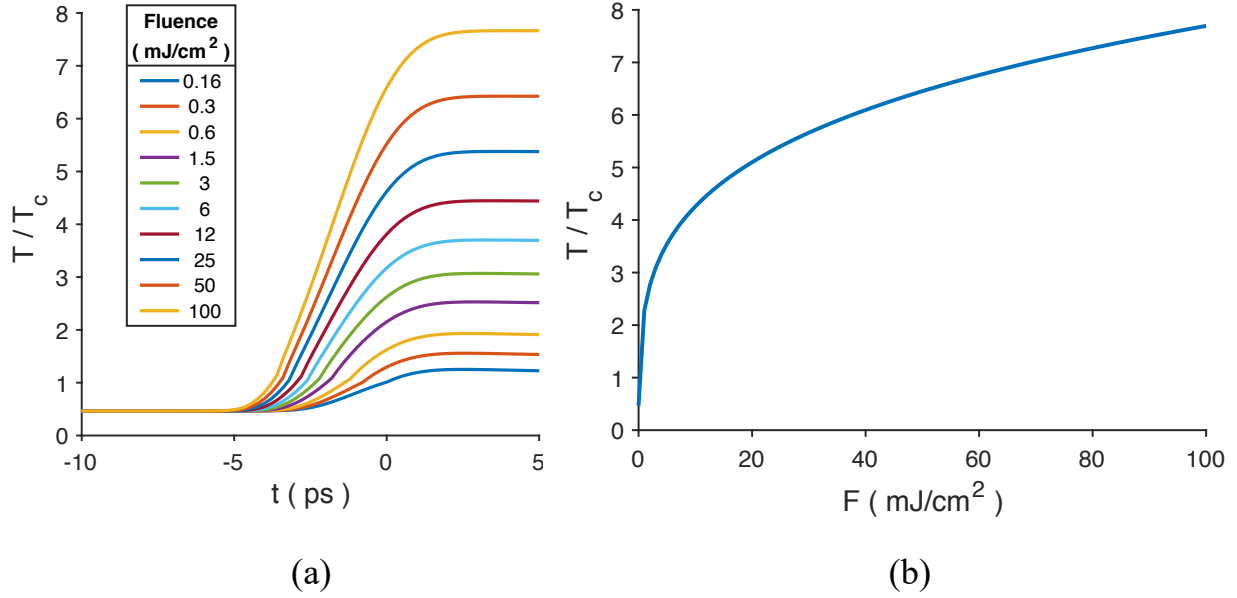


FIGURE 3.4 – Élévation de température photo-induite dans un film de niobium ($T_c = 8,6$). L'impulsion laser, centrée en $t = 0$, est telle que $\Delta t = 1,3$ ps et $\lambda = 780$ nm. La température, initialement de 4 K, est calculée en surface du film, au centre de l'impulsion laser. (a) Évolution temporelle du profil de température aux temps courts à différentes fluences laser. (b) Température maximale atteinte par le film en fonction de la fluence. Simulations numériques réalisées à partir de la résolution de l'équation de la chaleur dans le modèle à deux températures.

Après le passage de l'impulsion laser, le niobium atteint sa température maximale et entame alors une phase de relaxation thermique vers la température de bain. Le temps de relaxation d'un matériau dépend de la vitesse à laquelle thermalise son réseau d'ions. Le film de niobium, déposé sur un substrat de saphir, relaxe sur des temps de l'ordre de la nanoseconde. Nous pouvons faire l'hypothèse que dans les trois séries d'expériences, menées avec des impulsions sub-nanosecondes, le temps et la vitesse de trempe sont du même ordre de grandeur car définis par la relaxation thermique du niobium. La simulation numérique nous permet d'estimer la vitesse de refroidissement du niobium lorsque $T \approx T_c$: elle est de l'ordre de $v_T \approx 1,5$ K/ns. Une impulsion laser unique nous permet de créer une trempe thermique avec un taux de refroidissement élevé.

2.2 Densité de paires de v/a-v

Lors de la trempe, le régime instable prend place dans la zone excitée par le laser où la température est comprise dans l'intervalle de température ΔT autour de la température critique. ΔT dépend des caractéristiques du supraconducteur considéré, notamment de sa température critique, de son paramètre de Ginzburg-Landau κ mais aussi de son champ critique H_{c2} . On peut l'estimer à partir de la formule générale [18] :

$$\Delta T < \frac{\kappa^4 T_c^3}{H_{c2}(T=0)} \times 1,07 \cdot 10^{-9}, \quad (3.8)$$

où T_c est exprimé en K et H_{c2} en G. Les supraconducteurs à haute T_c possèdent de larges intervalles de température de l'ordre de $\Delta T \approx 2$ K [18]. En revanche, notre film de niobium, supraconducteur conventionnel, connaît des fluctuations thermiques sur $\Delta T \approx 0,5 \mu\text{K}$ autour de T_c . Si l'on considère que dans cet intervalle de températures le taux de refroidissement du film de niobium est de l'ordre de 1.5 K/ns, le temps de trempe est alors estimé à $\tau_T \approx 0,3$ fs. Comparé au temps de relaxation du paramètre d'ordre $\tau_0 = 3$ ps, τ_T est très court ce qui implique la formation d'un grand nombre de défauts topologiques : nous estimons la densité de paires de v/a-v de l'ordre de $10^6 / \mu\text{m}^2$. Des millions de paires de v/a-v sont donc présentes lors de la phase instable du refroidissement. Cependant, nous pouvons les détecter par imagerie magnéto-optique à condition qu'elles soient piégées de manière stable dans le condensat supraconducteur une fois la transition de phase achevée. Le seul fait de chauffer avec le laser ne mène généralement pas à leur séparation. En effet, dans la majorité des cas, ce million de paires s'annihile avant que le recouvrement de l'état supraconducteur ne soit achevé.

2.3 Trempe en présence de flux piégés

Les premières expériences de détection de paire de v/a-v ont fait face au problème de recombinaison des paires [19]. En revanche, le régime instable, à l'origine du scénario Kibble-Zurek, peut être mis en évidence dans les supraconducteurs avec une trempe réalisée en présence de flux piégés. Les supraconducteurs ont la particularité d'admettre la présence de défauts topologiques par le simple fait de l'expulsion partielle du champ magnétique externe. En effet, la présence de ce régime lors de la trempe se matérialise ensuite par un arrangement spatial caractéristique des quanta de flux. Apparaissent alors autour d'un cluster de vortex des cercles concentriques de vortex. Nous présentons ici ce qui est à notre connaissance la première observation expérimentale de la signature des fluctuations du paramètre d'ordre sur l'organisation des vortex.

Considérons tout d'abord l'effet d'une impulsion laser sur un supraconducteur où sont initialement piégés des vortex (Figure 3.5a). Le film a été refroidi sous un champ magnétique extérieur B . L'impulsion laser y crée une zone normale de rayon R_0 qui contient alors un flux magnétique Φ résultant de la somme des quanta de flux Φ_0 piégés dans la zone chaude : $\Phi = \Phi_0 N_v$ avec $N_v = (\pi R_0^2) \times B/\Phi_0$ le nombre de vortex contenu à l'état initial dans la zone de surface πR_0^2 (Figure 3.5b). Ce flux reste piégé dans la zone normale photo-induite, contraint par la barrière géométrique qui empêche alors les vortex de pénétrer le supraconducteur [20]. Durant la relaxation thermique, le rayon de cette zone diminue et en raison de la conservation du flux magnétique, le champ magnétique y est de plus en plus fort. Il atteint inévitablement une valeur supérieure à celle du champ de pénétration des vortex B_p . Lorsque le rayon devient inférieur à la valeur définie par $R = R_0 \sqrt{B/B_p}$, les vortex pénètrent alors le condensat supraconducteur où ils sont piégés sur les sites de piégeage les plus proches. La relaxation thermique laisse donc apparaître un cluster de vortex centré sur la position du laser et autour de cet amas de vortex demeure un disque libre de vortex (Figure 3.6a).

En faisant varier la fluence de l'impulsion laser, nous avons pu voir apparaître un ou plusieurs cercles de vortex autour du cluster comme il est montré sur les Figures 3.6b et 3.6c : ceci est la signature du régime d'instabilité prenant place lors de la relaxation thermique. La description théorique de ce phénomène est le résultat de la résolution de l'équation de Ginzburg-Landau dépendante du temps et de l'équation de diffusion de la chaleur [21] .

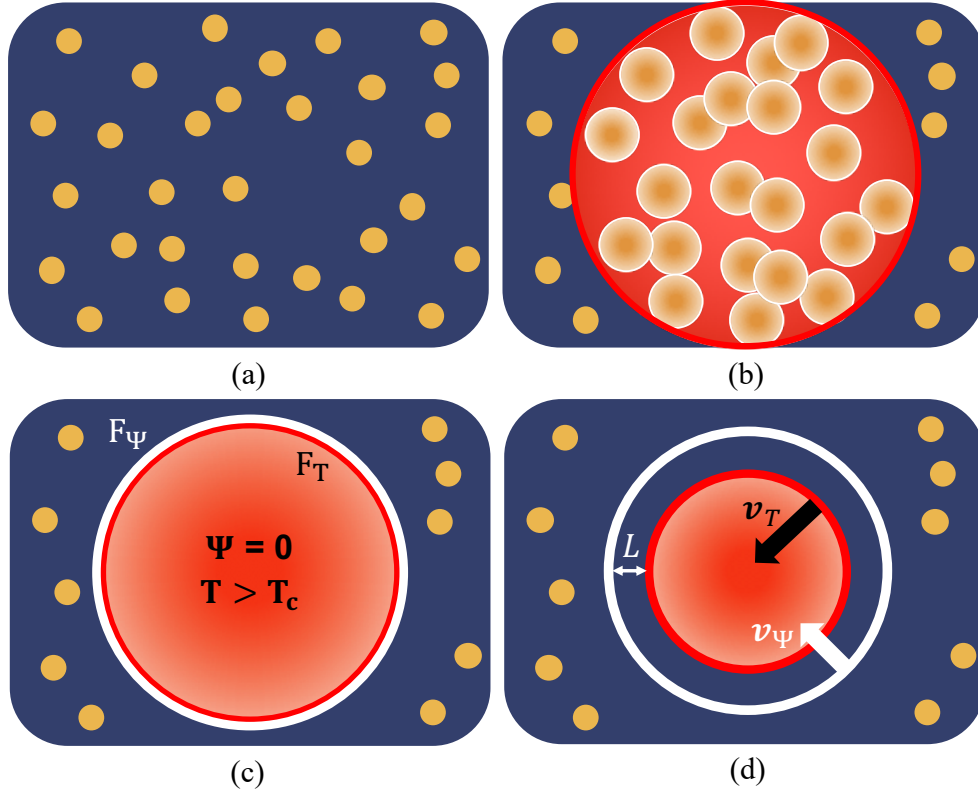


FIGURE 3.5 – Schématisation à différents temps de l'impact d'une trempe thermique réalisée sur un film supraconducteur en présence de flux piégés. (a) État initial avec une densité de vortex. (b) Arrivée de l'impulsion laser, début du chauffage avec la formation d'une zone chaude (en rouge). La température s'approche de T_c , les vortex contenus dans la zone chauffée s'élargissent. (c) Destruction de la supraconductivité dans la zone chaude où le flux magnétique est piégé. Constitution d'un front de température F_T et d'un front du paramètre d'ordre F_Ψ superposés. (d) Dissociation de F_T et F_Ψ allant à des vitesses différentes, respectivement v_T et v_Ψ . Apparition d'une zone d'instabilité entre les deux fronts.

Cette description fait intervenir deux nouveaux paramètres :

- le front de température F_T , délimitation des zones où $T > T_c$ et $T < T_c$,
- le front du paramètre d'ordre F_Ψ , frontière entre la zone où $\Psi = 0$ et $\Psi \neq 0$.

Lors de la relaxation thermique ces deux fronts, initialement superposés (Figure 3.5c), se dissocient. F_T se referme à une vitesse v_T constante tandis que F_Ψ , de vitesse v_Ψ , ralentit ou accélère en fonction de la pression qu'il exerce contre le flux magnétique piégé. Il existe alors une zone entre F_T et F_Ψ où la température est inférieure à la température critique alors que la supraconductivité n'est pas recouverte (Figure 3.5d) : ce domaine est le siège de fluctuations du paramètre d'ordre. Selon le scénario Kibble-Zurek, un grand nombre de paires

de v/a-v sont générées spontanément dans cette zone instable. Elles sont cependant balayées par l'avancement de F_Ψ . En revanche, la charge topologique piégée dans la zone chaude est sensible à la présence d'instabilités : elle est alors expulsée et piégée dans le condensat supraconducteur selon différentes géométries définies par le régime de refroidissement.

La zone d'instabilité est d'une largeur L (Figure 3.5d) qui peut être estimée à partir de la différence entre les vitesses de F_T et de F_Ψ : $L(t) = \int_0^t (v_T - v_\Psi) dt$. Ceci nous permet de définir le temps durant lequel le front du paramètre d'ordre balaye cette zone : $\tau_b \approx L(t)/v_\Psi$. On peut alors comparer ce temps de balayage au temps de formation d'un vortex donné par $\tau_Z = (\tau_\Psi \tau_T)^{1/2}$, le temps Zurek, avec τ_T le temps de trempe et τ_Ψ le temps de relaxation du paramètre d'ordre. Ceci nous donne les différents régimes de piégeage de vortex :

- Si $\tau_b < \tau_Z$, le supraconducteur relaxe jusqu'à formation d'un cluster centré sur le laser (Figure 3.6a).
- Si $L(t) \approx 10 \xi$ et $\tau_b > \tau_Z$, une fraction du flux confiné est expulsée sous la forme d'un anneau de vortex (Figure 3.6b). Ceci mène à une réduction de la charge topologique contenue dans la zone normale ce qui a pour effet de faire accélérer le front du paramètre d'ordre jusqu'à ce que la pression exercée par le flux confiné le fasse à nouveau ralentir. La reproduction de ce scénario peut mener à la formation de plusieurs cercle de vortex.
- Un dernier régime existe, turbulent, se manifestant par l'émergence d'anneaux de vortex de forme plus désordonnée. Nous supposons que ce régime est à l'origine de l'observation sur la Figure 3.6c.

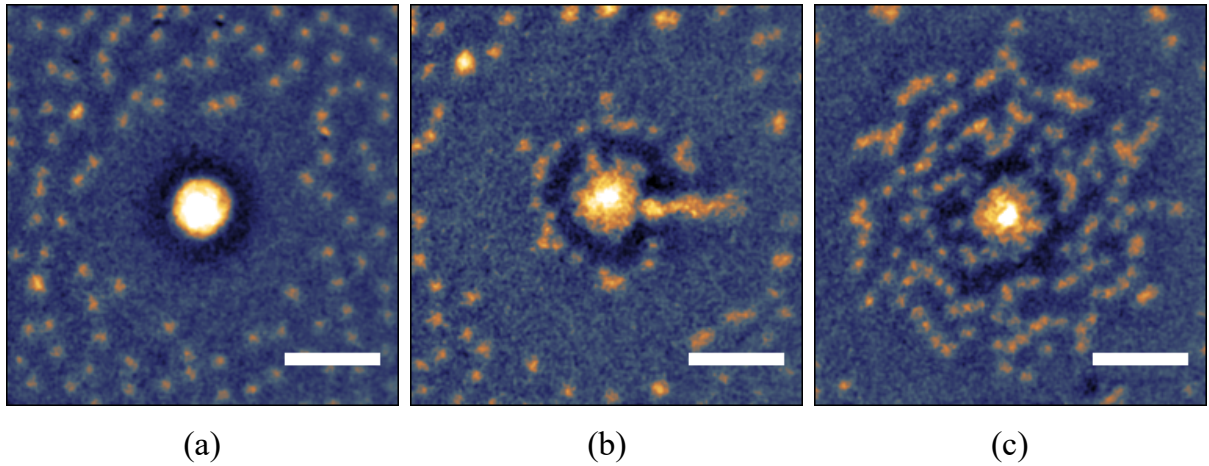


FIGURE 3.6 – Réalisation de trois trempes réalisées en présence de flux magnétiques piégés. (a) Formation d'un cluster de vortex pour $F = 20 \text{ mJ/cm}^2$, (b) formation d'un cluster de vortex entouré d'un anneau de vortex pour $F = 70 \text{ mJ/cm}^2$ et (c) formation désordonnée d'un grand nombre d'anneaux de vortex pour $F = 160 \text{ mJ/cm}^2$. Ces expériences sont menées à 4 K avec des impulsions laser d'une longueur d'onde de 532 nm. Le film est refroidi sous un champ magnétique de 0,4 G. Barres d'échelle : $20 \mu\text{m}$. La zone plus sombre entourant le cluster est un artefact lié au traitement d'image.

Nous avons montré ici qu'une trempe photo-induite donne effectivement lieu à un régime instable dans la zone excitée par le laser. Les paires de v/a-v s'annihilent lorsque le front du

paramètre d'ordre avance car aucune force ne vient contrer leur recombinaison. Dans ce qui suit, nous étudions l'effet d'une impulsion laser sur un film supraconducteur où la densité de vortex est initialement nulle. Comme nous le verrons, les paires sont également balayées par le front du paramètre d'ordre, cependant il est possible de piéger une ou plusieurs paires dans le condensat en exerçant une force séparatrice sur les vortex et les anti-vortex.

3 Séparation spatiale des paires

La minimisation de l'énergie entraîne une annihilation systématique des systèmes particules / anti - particules. Cette universalité se retrouve dans le cas des paires de vortex/anti-vortex porteuses d'un champ magnétique opposé. Les vortex et les anti-vortex ne peuvent coexister sans que cela impose un excès d'énergie. Lors de la génération photo-induite de paires, plusieurs forces s'exercent sur le vortex et l'anti-vortex. Certaines jouent en faveur de leur séparation, d'autre de leur recombinaison. L'ajustement des paramètres expérimentaux permet de trouver un juste équilibre des forces afin de séparer, avec une impulsion laser, une paire unique de $v/a-v$.

3.1 Bilan des forces en champ nul

Force de Lorentz vortex/anti-vortex Les supercourants qui circulent autour du coeur normal du vortex, de densité surfacique $\mathbf{j}_{av}$, interagissent avec le flux magnétique de l'anti-vortex $\Phi_{0,v}$. La force exercée par le vortex sur l'anti-vortex (et réciproquement) est donnée par :

$$\mathbf{F}_{v/av} = \mathbf{j}_{av} \times \Phi_{0,v} = \frac{\Phi_0^2}{2\pi\lambda_L^2} K_0 \left(\frac{r}{\lambda_L} \right) \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}, \quad (3.9)$$

avec r la distance vortex/anti-vortex. Cette force est à l'origine de l'annihilation des paires de vortex/anti-vortex. Dans le cas d'un film supraconducteur dont l'épaisseur est inférieure ou égale à la longueur de pénétration de London, les supercourants qui circulent autour du vortex sont restreints à l'épaisseur du film. Dans ce cas, leur capacité d'écrantage est faible et la zone électromagnétique s'élargit. La force d'attraction vortex/anti-vortex est alors une force de longue portée et dans le cas où la distance séparant le vortex et l'anti-vortex est telle que $r \gg \lambda$, elle prend la forme [22] :

$$\mathbf{F}_{v/av} = \frac{\Phi_0^2}{\mu_0\pi r^2} \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}. \quad (3.10)$$

Force de piégeage Le film de niobium que nous utilisons admet une densité de défauts homogène. Les vortex ne s'arrangent pas sous forme de réseau d'Abrikosov (signature de la minimisation de l'énergie de répulsion vortex-vortex), mais selon une configuration spatiale d'équilibre entre la répulsion vortex-vortex et le potentiel de piégeage. La force de piégeage est locale et sa variation en fonction de la température est donnée par la loi empirique :

$$\mathbf{F}_p = -F_p(0) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^\nu \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}, \quad (3.11)$$

où $\mathbf{r}$ est le vecteur qui relie le site piégeage au vortex, $F_p(0)$ est la force de piégeage à température nulle et ν un réel positif [23][24]. À une température de 5 K, elle est de l'ordre de 20 pN/ μm [20] [23] [24]. Si elle est plus forte que la force d'attraction vortex/anti-vortex, elle rend possible la coexistence du vortex et de l'anti-vortex dans le film.

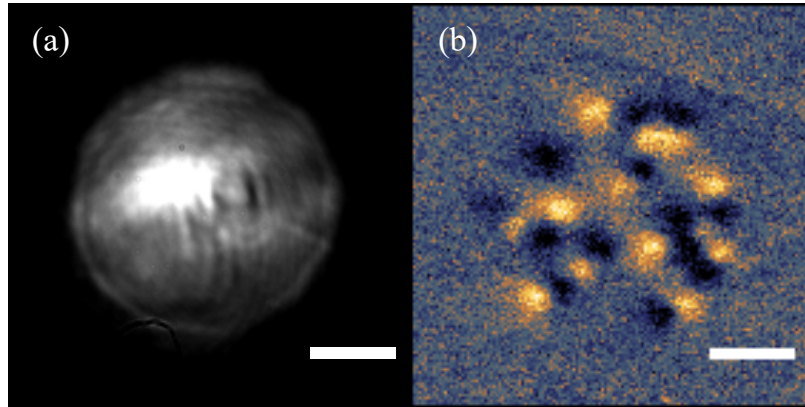


FIGURE 3.7 – Génération de paires de v/a-v avec une illumination laser en champ large et en l'absence de supercourant. (a) Profil d'intensité laser à la surface du film de niobium. (b) Paires piégées à la suite de la trempe photo-induite. Expérience menée à $T = 4$ K avec une impulsion laser d'une longueur d'onde de 1064 nm et d'une durée de 1,1 ns. La fluence est de $780 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ sur un disque de $45 \mu\text{m}$ de rayon. Barres d'échelle : $10 \mu\text{m}$.

Force thermique du laser Un laser focalisé à la surface d'un film supraconducteur induit un fort gradient thermique ($\approx 1\text{K}/\mu\text{m}$). Le vortex et l'anti-vortex sont, de manière égale, sensibles à ce gradient et attirés vers la région la plus chaude : le centre du spot laser. L'expression de la force thermique est donnée par [20] :

$$\mathbf{F}_T \approx \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_0^2} \ln(\kappa) \frac{\nabla T}{T_c}, \quad (3.12)$$

En réduisant le gradient thermique à l'aide d'une illumination en champ large (Figure 3.7a), on peut observer la génération spontanée de plusieurs paires (Figure 3.7b). C'est ici la force de piégeage qui domine. Cependant, la génération en champ large ne permet de contrôler ni le nombre de paires ni leurs positions qui varient à chaque itération. L'utilisation d'impulsions laser focalisées à la surface du supraconducteur nécessite donc l'intervention d'une force supplémentaire venant s'opposer à la force exercée par le gradient thermique.

3.2 Mise à profit des courants Meissner

Le vortex et l'anti-vortex se différencient par la direction d'écoulement du quantum de flux Φ_0 qui les traverse. Supposons maintenant qu'un champ magnétique extérieur $\mathbf{B}$ est appliqué sur le supraconducteur : des courants Meissner, de densité surfacique $\mathbf{J}_s$, circulent alors dans le supraconducteur. Contrairement à la force thermique, qui agit de manière égale sur le vortex et l'anti-vortex, les supercourants interagissent avec leur flux magnétique de manière opposée par le biais de la force de Lorentz (Figure 3.8a) :

$$\mathbf{F}_L(\rho) = \mathbf{J}_s(\rho) \times \Phi_0, \quad (3.13)$$

avec $\Phi_0 = \Phi_0 \mathbf{e}_z$ pour le vortex et $\Phi_0 = -\Phi_0 \mathbf{e}_z$ pour l'anti-vortex ($\mathbf{e}_z$ est le vecteur unitaire normal à la surface du film supraconducteur). Les supercourants vont donc exercer des forces de directions opposées sur le vortex et l'anti-vortex.

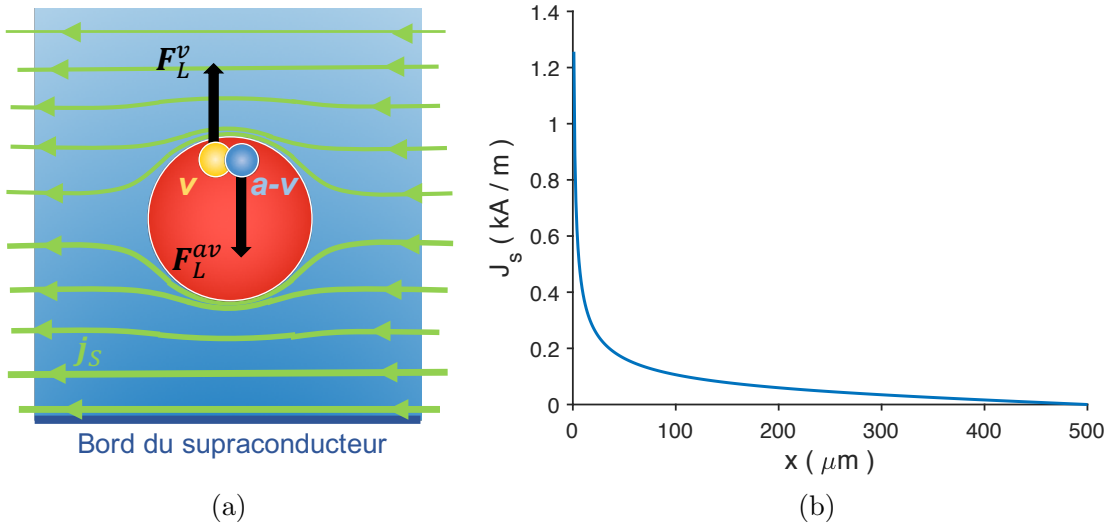


FIGURE 3.8 – Courant Meissner et force de Lorentz. (a) Schématisation de la trajectoire des supercourants J_s et de la force de Lorentz qu'ils exercent sur le vortex (v) et l'anti-vortex (a-v) générés dans la zone chaude photo-induite (en rouge). (b) Densité de courant en fonction de la distance x aux bords du film supraconducteur tracée à partir de l'équation 3.14.

La distribution spatiale des supercourants dépend de la géométrie du supraconducteur. Nous considérons ici un film situé dans le plan défini par (x, y) , infiniment étendu selon la direction y , large de $2W$ selon x ($-W < x < W$) et d'une épaisseur d_s telle que $d_s \ll W$. En réponse à l'application d'un champ magnétique dans la direction normale au plan ($\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$), une densité de courant circule dans le film telle que [25] :

$$J_s(x) = \frac{B}{\mu_0} \frac{x}{\sqrt{W^2 - x^2}}. \quad (3.14)$$

La force de Lorentz est donc proportionnelle au champ magnétique extérieur ce qui permet d'appliquer sur le vortex et l'anti-vortex une force séparatrice d'une amplitude ajustable. Sur la Figure 3.8b, on voit que les courants Meissner tracés à partir de l'équation 3.14 circulent majoritairement sur les bords du film et s'annulent au centre. Il sera donc plus facile de séparer des paires proches des bords du supraconducteur.

Afin de générer optiquement et piéger une paire de v/a-v, le film supraconducteur, initialement sans vortex, est soumis à un champ magnétique d'une amplitude de quelques Gauss. Une impulsion laser est ensuite focalisée à la surface du film. La destruction de la supraconductivité provoque un réarrangement de la distribution des supercourants qui contournent la zone chaude comme schématisé sur la Figure 3.8a. Lors de la relaxation thermique, la mélasse de défauts topologiques spontanément générée dans la zone où $T \approx T_c$ est soumise à la force de Lorentz. Les vortex et les anti-vortex sont alors amenés sur les bords de la zone normale. Lors du recouvrement de l'état supraconducteur, ils demeurent piégés de manière stable. Il est possible d'obtenir une unique paire, comme schématisé sur la Figure 3.8a, en choisissant une valeur seuil de B nécessaire à la séparation d'une seule paire.

3.3 Position de la paire de v/a-v

Il est possible de matérialiser la zone chauffée par le laser à une température $T > T_c$. Prenons un film supraconducteur avec une distribution initiale de vortex, comme montrée sur la Figure 3.9a. L'envoi d'une impulsion laser laisse apparaître un cluster centré sur la position du laser et entouré d'un disque sans vortex (Figure 3.9b). Le périmètre de ce disque, tracé en blanc, indique l'étendue de la zone normale avant que la relaxation thermique ne s'amorce : il correspond au front de température initial. Ensuite une paire de v/a-v est générée dans ce même film en l'absence de vortex. Si la génération d'une paire de v/a-v par effet Kibble-Zurek est réalisée à partir d'une impulsion focalisée à la surface du film supraconducteur, alors la position à laquelle est piégée la paire est reproductible : le vortex (respectivement l'anti-vortex) est piégé au centre de l'impulsion laser tandis que l'anti-vortex (respectivement le vortex) est piégé le long du front de température initial. La position, le long du front de température initial, à laquelle est piégé l'anti-vortex est déterminée par le profil local des supercourants séparateurs. En effet, la force de Lorentz qu'ils exercent attire l'anti-vortex perpendiculairement à leur direction de circulation (Figure 3.10).

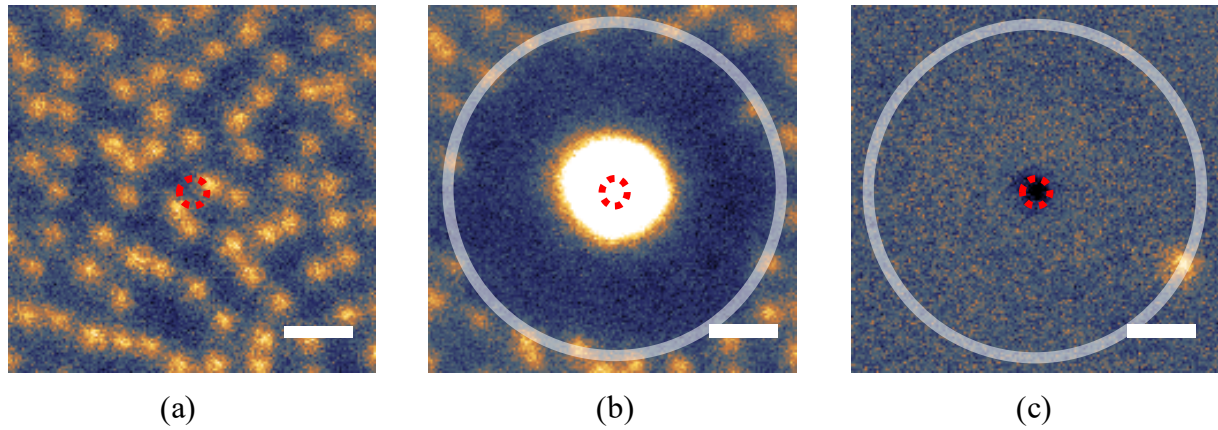


FIGURE 3.9 – Positionnement d'une paire de v/a-v. (a) Le film de niobium est refroidi sous un champ magnétique de 0,5 G. (b) Une impulsion laser forme un cluster centré sur le spot laser repéré par le marquage rouge qui laisse une zone vide de vortex délimitée par le front de température initial F_T^i tracé en blanc. (c) Une paire de v/a-v est générée dans le film de niobium initialement vierge de vortex. La position du vortex correspond au centre de l'impulsion laser tandis que l'anti-vortex est piégé le long du front de température initial. Expérience réalisée à une température de 4 K avec une impulsion laser d'une longueur d'onde de 1064 nm avec une fluence de 19 mJ/cm². Barres d'échelle : 10 μ m.

Une correspondance peut alors être établie sur la Figure 3.9c entre la position de l'anti-vortex et celle du front de température initial mais aussi entre la position du vortex et celle du laser. Si les conditions expérimentales sont conservées, la paire sera toujours piégée selon cette même configuration spatiale.

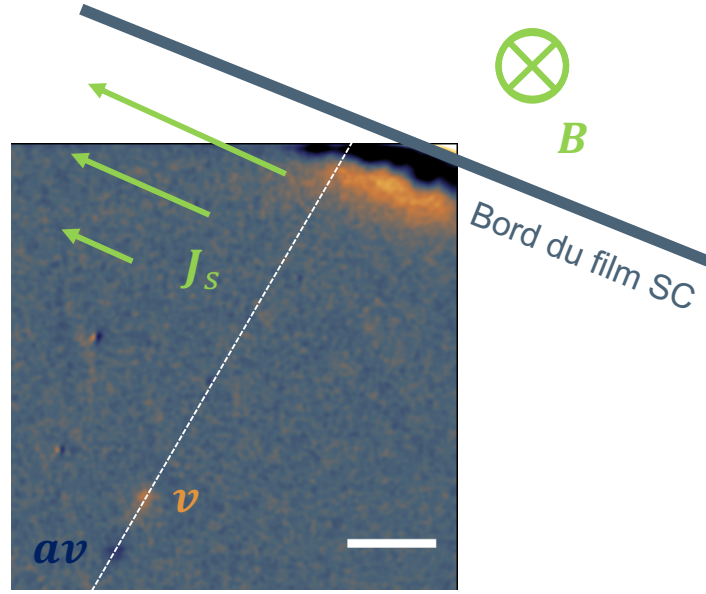


FIGURE 3.10 – Positionnement d’une paire de $v/a-v$ par rapport au bord du film supraconducteur. La paire est séparée avec un champ magnétique $B = 0,4$ G induisant la circulation de courants d’écrantage J_s . L’axe entre le vortex et l’anti-vortex, en pointillés blancs, est perpendiculaire au courant Meissner. La présence du champ appliqué donne également lieu à la pénétration d’anti-vortex par le bord (coloration bleu foncé). Expérience réalisée à une température de 4 K avec une impulsion laser d’une longueur d’onde de 780 nm, d’une durée de 2,6 ps et d’une fluence de $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Barres d’échelle : $20 \mu\text{m}$.

4 Simulation du scénario Kibble-Zurek

Dans le cadre d’une collaboration avec Vasiliy Vadimov et Alexander S. Melnikov du Institut of Physics for Microstructure (Nizhny Novgorod, Russie), nous avons pu compléter notre travail expérimental par une approche théorique. Une simulation numérique du scénario Kibble-Zurek réalisée à partir de la théorie de Ginzburg-Landau permet d’observer le déroulement temporel de la génération d’une paire, mais aussi de mettre en évidence la présence d’un autre mécanisme de génération en compétition avec l’effet Kibble-Zurek. De plus, un modèle développé à partir de la théorie de London nous permet de réaliser une estimation des données expérimentales.

4.1 Établissement du modèle théorique

Afin de simuler numériquement le mécanisme de création de paires de $v/a-v$, nous nous basons sur la théorie de Ginzburg-Landau. L’évolution temporelle du paramètre d’ordre Ψ d’un film supraconducteur est décrite par le système d’équations composé de l’équation de Ginzburg-Landau dépendante du temps ainsi que de l’équation de Poisson :

$$\tau_\Psi \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{2\pi i}{\Phi_0} \varphi \right) \Psi = - \frac{T_c - T(r, t)}{T_c - T_0} \Psi + |\Psi|^2 \Psi + \xi^2 \left(-i \nabla - \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)^2 \Psi + \Lambda f(r, t) , \quad (3.15)$$

$$\sigma \nabla^2 \varphi + \frac{1}{4\pi h \lambda^2} \text{div} \left[\Phi_0 i (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) + \mathbf{A} |\Psi|^2 \right] = 0 , \quad (3.16)$$

avec τ_Ψ le temps de relaxation du paramètre d'ordre, ξ la longueur de cohérence et λ_L la longueur de pénétration de London. La conductivité électrique du film dans l'état de conducteur normal est donnée par σ . La fonction f est telle que $\langle f(r, t) f(r', t') \rangle = \delta(r - r') \delta(t - t')$, précédée d'une constante Λ . Cette fonction introduit une source de bruit permettant de simuler les fluctuations thermiques présentes dans le régime d'instabilité. La contribution des courants Meissner au champ magnétique est négligée : A est ici le potentiel vecteur du champ magnétique extérieur. Enfin, φ désigne le potentiel électrique. Pour chaque valeur de $\Psi(t)$, l'équation 3.16 est résolue dans l'espace de Fourier afin de déterminer $\Psi(t + dt)$. L'état initial est alors déterminé par la distribution spatiale du paramètre d'ordre à l'équilibre en présence d'un champ magnétique extérieur.

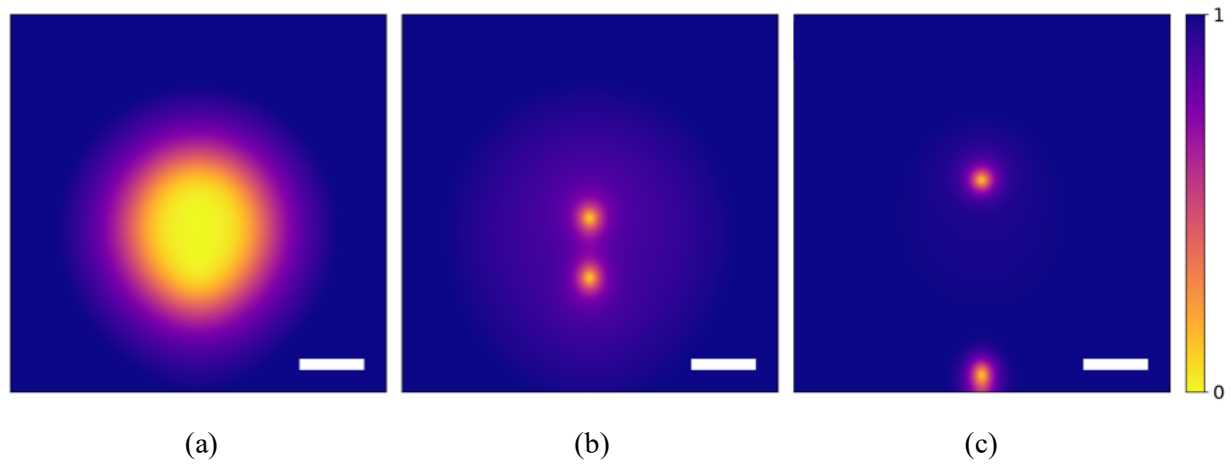


FIGURE 3.11 – Simulation numérique à différents temps du scénario Kibble-Zurek de génération de paire de v/a-v. Le film, de 200ξ de côté, est soumis à un champ magnétique égal à $3.10^{-3} H_{c2}$. L'échelle de couleur représente la norme du paramètre d'ordre. (a) Une impulsion laser détruit localement la supraconductivité (b) Le vortex et l'anti-vortex sont séparés par les supercourants (c) En l'absence de piégeage, l'un des flux est amené vers le bord du supraconducteur situé en bas de l'image, et sera ensuite expulsé. Barres d'échelle : 10ξ .

La perturbation thermique induite par l'impulsion laser est simulée par un profil de température spatial et temporel de la forme suivante :

$$T(t, r) = T_0 + \frac{E}{2\pi d_s C(r_0^2 + Dt)} \exp\left(\frac{-r^2}{2(r_0^2 + 2Dt)} - \gamma t\right), \quad (3.17)$$

avec T_0 la température de bain, r_0 la largeur à mi-hauteur du spot laser et E la fraction d'énergie optique absorbée par le film. C et D sont respectivement la capacité calorifique volumique et le coefficient de diffusion thermique et γ est le taux de drainage thermique dans le substrat sur lequel est déposé le supraconducteur. Ce modèle nous donne une représentation qualitative du processus de génération de paire de v/a-v dans un supraconducteur supposé parfait, c'est à dire en l'absence de piégeage. Sur la Figure 3.11, la distribution de la norme du

paramètre d'ordre Ψ est donnée à différents temps. Tout d'abord l'impulsion laser incidente détruit localement la supraconductivité (Figure 3.11a). Au cours de la relaxation, un vortex et un anti-vortex sont séparés par les supercourants (Figure 3.11b). Dans notre cas, la force de rappel thermique attire l'un des quanta de flux au centre de l'impulsion laser et, une fois l'état supraconducteur intégralement recouvert, la paire reste piégée de manière stable. En revanche, en l'absence de piégeage, le vortex et l'anti-vortex continuent de s'éloigner (Figure 3.11 c). En effet, en raison de la forte densité de courant Meissner s'écoulant sur les bords du supraconducteur, l'un des quanta de flux est attiré au bord du film jusqu'à être expulsé. Cela a été montré par méthode STM : si le processus de génération est réalisé suffisamment proche du bord, l'un des quanta de flux est expulsé du film [15].

4.2 Coexistence de deux scénarios

La simulation numérique met en évidence l'existence d'un autre processus photo-induit auquel peut être attribuée la génération de paires de $v/a-v$. Le scénario Kibble-Zurek trouve son origine dans la présence de fluctuations thermiques, simulées ici par une source de bruit thermique. Si celle-ci n'est pas intégrée dans le modèle numérique, il est tout de même possible d'observer la génération d'une paire à condition d'inclure la présence de courant Meissner.

Lorsque l'impulsion laser excite localement le film supraconducteur, l'énergie portée par les photons est en partie absorbée par des paires de Cooper qui se séparent alors en quasiparticules chaudes. Ces électrons désappariés diffusent eux-même avec d'autres paires de Cooper, ce qui mène à un phénomène en avalanche réduisant grandement le nombre de porteurs de supercourants. Afin de maintenir l'écrantage du champ magnétique appliqué, la destruction de ces supercourants est compensée par l'accélération des porteurs de courant demeurant hors de portée de l'irradiation laser. Leur trajectoire est néanmoins modifiée par la présence de la zone normale qu'ils ne peuvent pénétrer et vont donc contourner. Ceci entraîne une non-uniformité de l'écoulement des courants Meissner avec une augmentation de la densité de courant sur les bords de la zone normale comme illustré sur la Figure 3.8a. Dans ces zones, où le paramètre d'ordre n'est pas homogène et la supraconductivité affaiblie, la densité de courant peut facilement atteindre la densité de courant critique nécessaire pour séparer un vortex d'un anti-vortex. Une paire de $v/a-v$ est alors instantanément créée et séparée par les courants Meissner [26].

Nous avons pu observer expérimentalement la formation de nombreuses paires de $v/a-v$ résultant de ce scénario. L'état supraconducteur est d'abord détruit en injectant dans le film un courant supérieur au courant critique (aucun champ magnétique n'est ici appliqué). Puis, la supraconductivité est recouverte en faisant passer le courant sous sa valeur critique. A cela correspondent deux cas de figure :

- Le courant est subitement éteint (Figure 3.12b). Après le recouvrement de l'état supraconducteur, aucun vortex n'est présent dans le film (Figure 3.12a).
- Le courant est lentement abaissé de $I > I_c$ à $I < I_c$ (Figure 3.12d). La transition de phase s'achève alors en présence de supercourants. Lorsque $I \approx I_c$, la densité de supercourants est proche de la densité critique et en présence de nombreux défauts dans le film, ils vont former des vortex et des anti-vortex séparés par le courant

appliqué (Figure 3.12c). Ce scénario est tout à fait analogue à celui des expériences de génération spontanée en présence d'un défaut injecté dans un film supraconducteur sur lequel se déforment les supercourants [27].

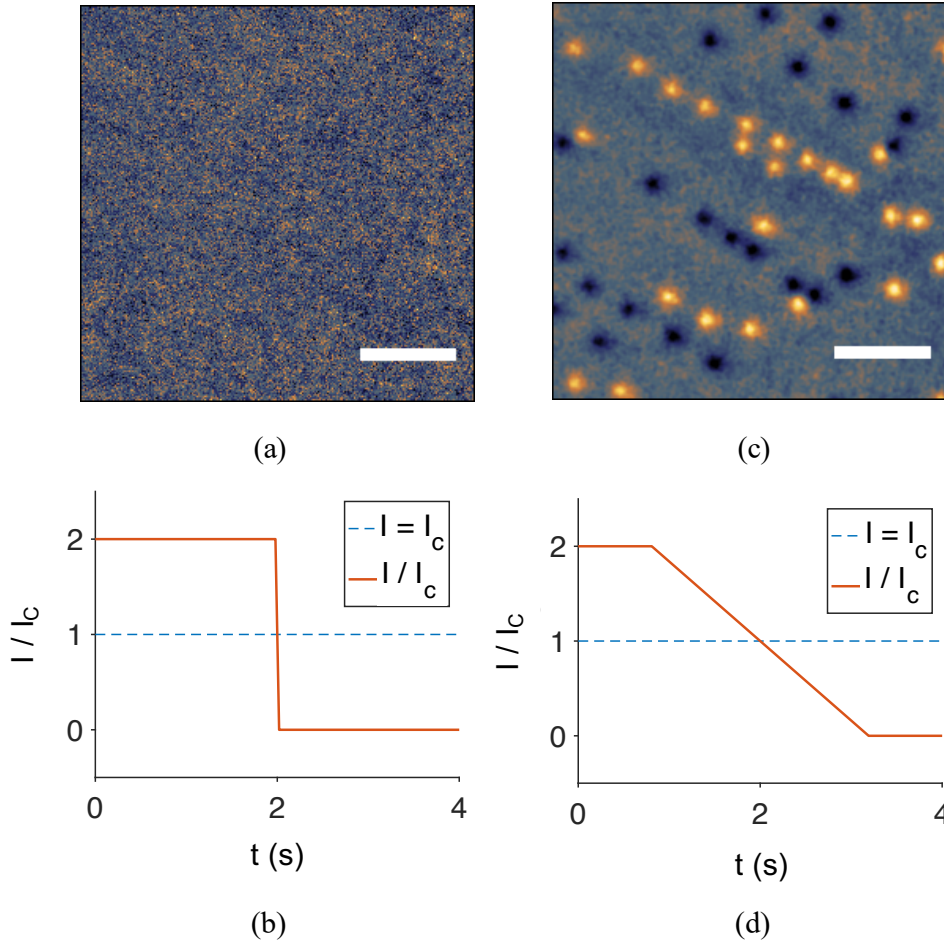


FIGURE 3.12 – Transition de phase en présence de supercourants. (a) Surface d'un film de niobium suite à une transition de phase par application d'un courant $I > I_c$ puis $I = 0$. (c) Transition de phase effectuée en baissant lentement le courant appliqué. (b) et (d) Profils temporels du courant appliqué correspondant. Barres d'échelle : $20 \mu\text{m}$.

La génération de paire de v/a-v relevant de la présence de supercourants a lieu pendant la phase de chauffage. En revanche, les paires issues de l'effet Kibble-Zurek sont générées lors de la relaxation thermique lorsque la température est proche de la température critique. Il faudrait que la détection de la génération de flux soit résolue en temps afin de différencier les paires issues de l'un ou l'autre des processus. Les expériences de génération de paires de v/a-v par effet Kibble-Zurek menées jusqu'ici admettent une incertitude quant à l'origine de la génération [15].

4.3 Estimation des quantités mesurables

Il existe une différence importante d'échelle spatiale entre la simulation numérique que nous avons présentée et nos expériences. En effet, l'impulsion laser que nous envoyons sur

le film supraconducteur modifie son profil de température sur un disque de plus de $40 \mu\text{m}$ de rayon. En revanche, la simulation numérique donne l'évolution du paramètre d'ordre : la longueur caractéristique correspond donc à sa longueur de cohérence $\xi \approx 10 \text{ nm}$. Simuler la génération de paires à l'échelle expérimentale augmente considérablement le temps de calcul. Nous avons donc réalisé une estimation des quantités mesurées en nous basant sur un modèle plus simple : la théorie de London. Ainsi, nous obtenons un modèle théorique en correspondance avec les mesures expérimentales de la distance entre le vortex et l'anti-vortex ou encore du champ magnétique seuil permettant de séparer une paire.

Comme nous l'avons vu, la distance qui sépare le vortex de l'anti-vortex correspond au rayon de la zone normale photo-induite : nous pouvons donc estimer l'évolution de $d_{v/av}$ à partir de l'expression du rayon R du disque chauffé par l'impulsion laser. Le film supraconducteur, d'une épaisseur d_s , absorbe une énergie E sur un volume de l'ordre de $R^2 d_s$. L'énergie absorbée est proportionnelle à la fraction absorbée de la fluence F de l'impulsion laser focalisée sur une surface s_L : $E = s_L F$. On peut alors donner une expression de la fluence absorbée :

$$F \approx \frac{R^2 d_s}{s_L} C(T_c - T) , \quad (3.18)$$

avec T la température de bain et C la capacité calorifique volumique. Sachant que $R = d_{v/av}$, on obtient :

$$d_{v/av} \approx \sqrt{\frac{s_L F}{d_s C(T_c - T)}} . \quad (3.19)$$

Afin d'estimer le champ magnétique seuil nécessaire à la séparation d'une paire de v/a-v, nous ne considérons que deux forces en jeu : la force d'attraction v/a-v et la force de Lorentz. La force d'attraction entre un vortex et un anti-vortex dans un film supraconducteur est une force de longue portée [28]. En effet, le champ magnétique des quanta de flux diverge fortement à l'extérieur du film. Pour une distance v/a-v supérieure à λ_L , l'interaction via les lignes de champ magnétique à l'extérieur du supraconducteur domine sur l'interaction entre le flux et les supercourants se faisant à l'intérieur du supraconducteur. Le champ au-dessus et en-dessous du film est donné par $\Phi_0/(2\pi R^2)$. Cela correspond à des supercourants qui décroissent selon la même loi : $j_v(R) = \Phi_0/(\mu_0 \pi R^2)$. La force entre un vortex et un anti-vortex séparés d'une distance R est alors donnée par :

$$F_{vav}(R) = \frac{\Phi_0^2}{\mu_0 \pi R^2} . \quad (3.20)$$

La force de Lorentz est quant à elle donnée par $F_L \approx (\Phi_0 B)/\mu_0$. L'équilibre des forces à lieu lorsque $F_{vav} = F_L$ soit pour une champ magnétique seuil donné par :

$$B_s \approx \frac{\Phi_0}{\pi R^2} . \quad (3.21)$$

Nous remplaçons la distance entre le vortex et l'anti-vortex R par l'expression donnée dans l'équation 3.19. On obtient alors une relation entre le champ magnétique seuil permettant de générer une paire et les paramètres expérimentaux tels que la fluence laser F et la température de bain T :

$$B_s \approx \Phi_0 d_s C \frac{(T_c - T)}{\pi F s_L} . \quad (3.22)$$

5 Conditions expérimentales de génération

La génération de paires de v/a-v résulte d'un équilibre fin entre les forces qui s'exercent sur la paire. Comme nous le verrons, la génération d'une paire n'est pas systématique mais probabiliste : une impulsion laser envoyée en présence de courant séparateur ne donne pas forcément lieu au piégeage d'une paire. La probabilité de générer une paire varie si les conditions initiales changent. Cependant, elle peut être maximisée par le biais de la force de Lorentz liée aux courants Meissner, en ajustant l'amplitude du champ magnétique appliqué. Nous nous intéressons ici à la valeur du champ magnétique seuil requis pour générer une paire de v/a-v. Nous étudions l'évolution du champ seuil et également de la distance entre le vortex et l'anti-vortex en fonction de la température de bain et de la fluence laser. Enfin, nous verrons le rôle du champ magnétique dans le processus de génération de paires.

5.1 Influence de la température de bain

Le champ magnétique seuil B_s est sensible à un changement de température. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.13, une augmentation de la température de bain implique une baisse de B_s . Lorsque la température est proche de T_c , le champ magnétique seuil est quasiment nul : séparer la paire ne nécessite alors qu'une faible densité de supercourants. Les données expérimentales sont en accord avec le modèle théorique tracé à partir de l'équation 3.22.

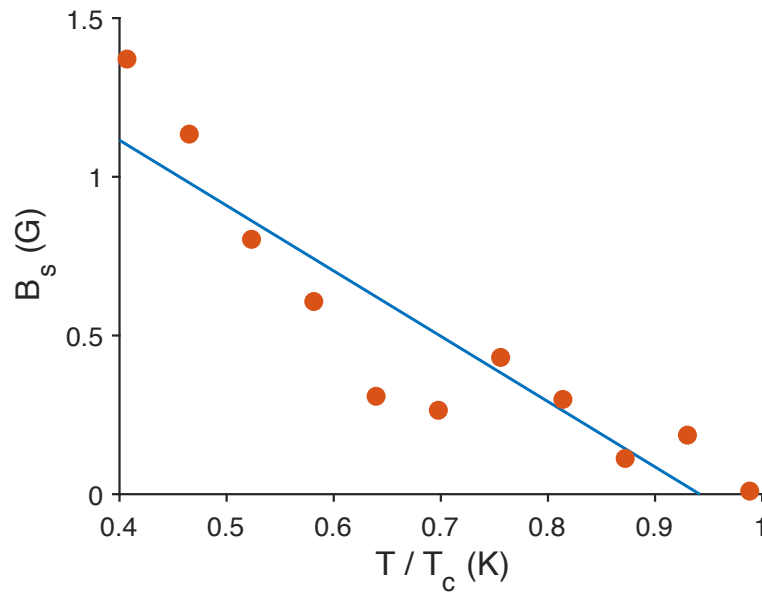


FIGURE 3.13 – Évolution du champ magnétique seuil B_s nécessaire à la séparation d'une paire de v/a-v en fonction de la température. En rouge les données expérimentales et en bleu le modèle théorique tracé à partir de l'équation 3.22. Expériences réalisées à 200 μm du bord, avec une fluence de 460 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ et une impulsion laser d'une longueur d'onde de 780 nm.

Des variations de températures induisent également un changement de la distance $d_{v/av}$

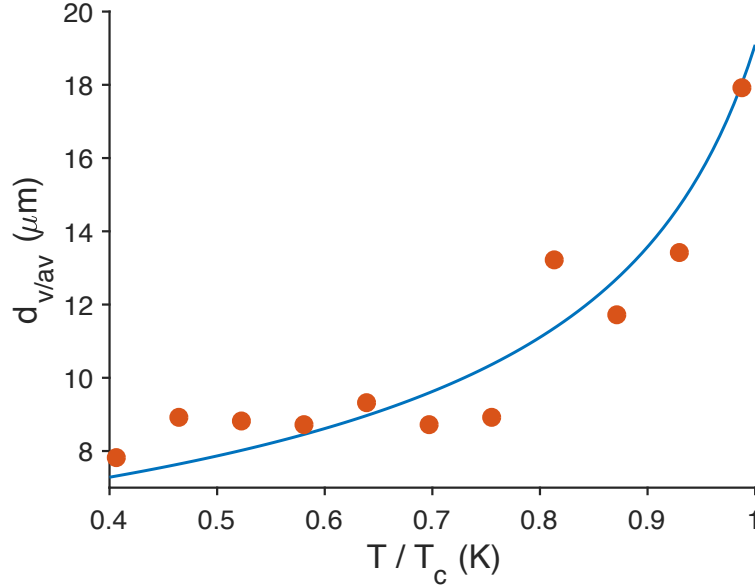


FIGURE 3.14 – Évolution de la distance $v/a-v$ en fonction de la température. En rouge les données expérimentales et en bleu la courbe théorique tracée à partir de l'équation 3.19 de la forme $(T_c - T)^{-1/2}$ avec $T_c = 9,5$ K. Expérience réalisée à $200 \mu\text{m}$ du bord, avec une fluence de $460 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ et une impulsion laser d'une longueur d'onde de 780 nm .

entre le vortex et l'anti-vortex, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.14. En effet, la zone normale photo-induite est plus large pour une température de bain plus élevée. Nous constatons une bonne correspondance entre les données expérimentales et le modèle théorique donné par l'équation 3.19. Lorsque la température s'approche de T_c , on observe bien une divergence de la distance $v/a-v$ en $(T_c - T)^{-1/2}$.

5.2 Dépendance à la fluence laser

La méthode optique nous permet d'étudier les conditions de génération d'une paire de $v/a-v$ en fonction de la fluence laser sur une large plage s'étendant de $160 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ à $100 \text{ mJ}/\text{cm}^2$. Nous pouvons ainsi provoquer de fortes élévations de température mais aussi modifier le profil spatial de température dans le supraconducteur sur une échelle allant du micron à la dizaine de microns autour du point d'impact de l'impulsion laser.

La distance séparant le vortex de l'anti-vortex dépend de la fluence laser (Figure 3.15). Elle augmente rapidement pour de petites fluences puis semble aller vers une saturation à de grandes fluences. Cette évolution est en bonne correspondance avec l'estimation théorique de l'équation 3.19 donnant une relation de la forme $d_{v/av} \propto \sqrt{F}$. La fluence de l'impulsion laser permet donc de contrôler la distance séparant le vortex de l'anti-vortex sur une plage allant de moins de $1 \mu\text{m}$ à $45 \mu\text{m}$. Cela nous permet d'éloigner les deux quanta de flux d'une distance supérieure à la résolution spatiale nécessaire pour la manipulation optique d'un unique quantum de flux avec un laser continu focalisé.

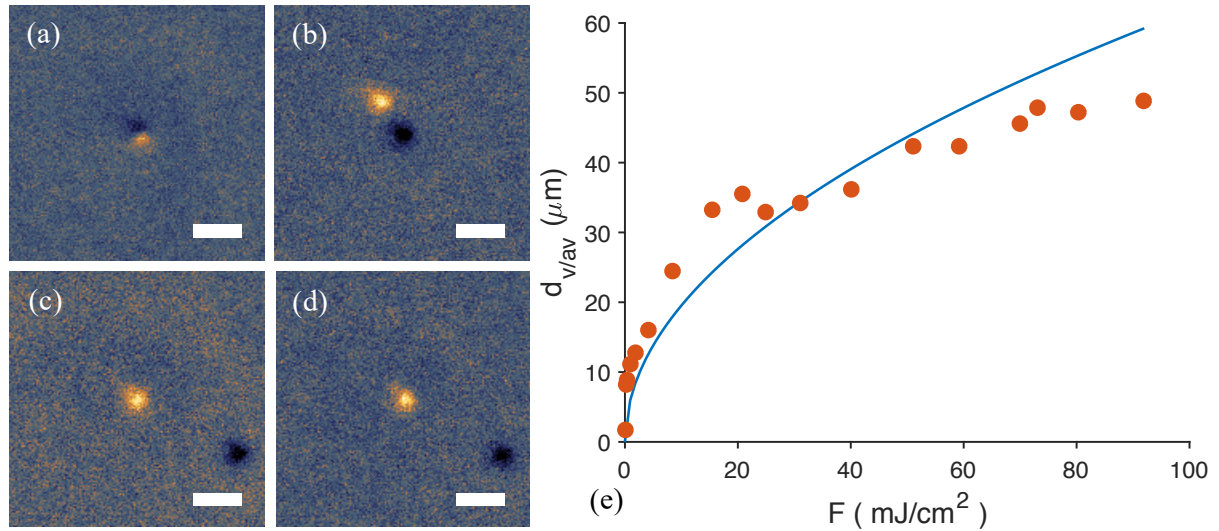


FIGURE 3.15 – Distance entre le vortex et l'anti-vortex en fonction de la fluence laser. (a) → (d) Images magnéto-optiques de paires de v/a-v piégées après des trempes réalisées à différentes fluences avec une impulsion laser de longueur d'onde de 1064 nm. (a) $F = 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (b) $F = 1,4 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ (c) $F = 15,7 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ (d) $F = 19 \text{ mJ}/\text{cm}^2$. Barres d'échelle : $10 \mu\text{m}$. (e) Évolution de la distance v/a-v en fonction de la fluence. En rouge les données expérimentales et en bleu le modèle théorique en $\sqrt{F}$ tracé à partir de l'équation 3.19. Expérience réalisée à 4 K et à une distance du bord de $200 \mu\text{m}$ avec une impulsion de longueur d'onde de 780 nm.

Le champ magnétique seuil nécessaire à la génération d'une paire dépend également de la fluence laser. Comme on peut le voir sur la Figure 3.16, il décroît exponentiellement lorsque la fluence augmente. La modélisation théorique réalisée conduisant à l'équation 3.22 établit une relation de la forme $B_s \propto F^{-1}$. Pour des fluences inférieures à $150 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ aucune paire n'est observée : la température maximale atteinte dans le film reste donc inférieure à T_c et la supraconductivité est conservée. Au-delà de ce seuil et jusqu'à $F \approx 500 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, la génération nécessite une forte densité de courants séparateurs correspondant à l'application d'un champ magnétique entre 1 G et 3 G. En effet, à une faible fluence correspond une zone normale photo-induite de faible rayon : les paires, confinées dans un petit espace, sont alors à des distances qui favorisent l'interaction v/a-v et ainsi leur recombinaison. Au delà de $F \approx 1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, il devient possible de séparer une paire en appliquant de faibles champs magnétiques inférieur à 100 mG.

Suivant la position dans le film supraconducteur à laquelle est réalisée la génération, la valeur du champ seuil pour une même fluence varie. Ceci est dû notamment à la densité de courant locale. Comme nous l'avons vu section 3.2, la densité varie avec la distance au bord du film. Nous n'avons pas observé de génération de paire proche du centre du supraconducteur malgré l'application de forts champs magnétiques car la densité de courant y est très faible. En revanche, à quelques dizaines de microns du bord du supraconducteur, de faibles champs suffisent à séparer une paire. Le potentiel de piégeage local est également un facteur déterminant : les champs seuils mesurés pour une même fluence à deux positions

situées à égale distance du bord du film peuvent être différents. Un histogramme des forces de piégeage a été réalisé dans un film de niobium par manipulation photo-thermique de vortex mettant en évidence l'inhomogénéité du potentiel de piégeage [20]. Cela pourrait également expliquer l'irrégularité des valeurs expérimentales de B_s sur les Figures 3.13 et 3.16.

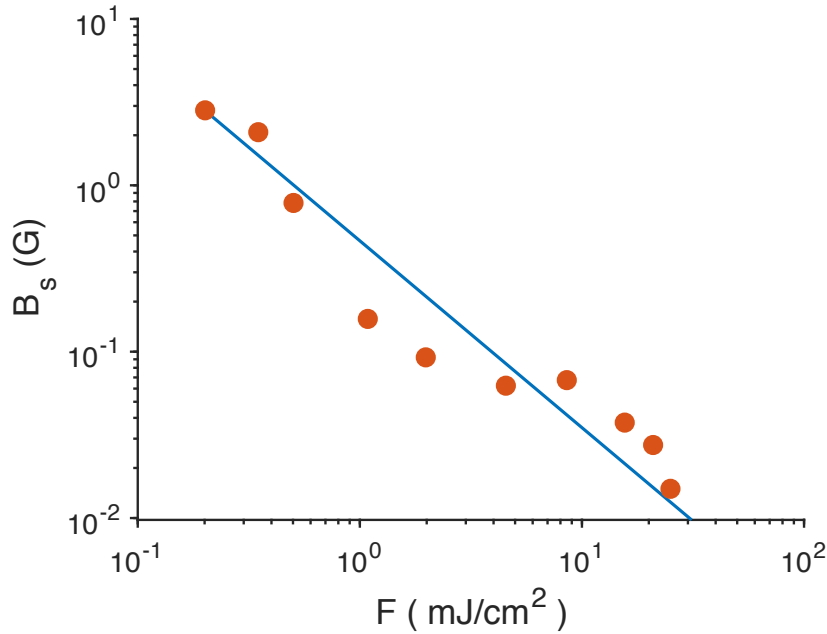


FIGURE 3.16 – Évolution du champ magnétique seuil en fonction de la fluence de l'impulsion laser. En rouge les données expérimentales et en bleu le modèle théorique tracé à partir de la relation 3.22 de la forme F^{-1} . Expérience réalisée à 4 K, à une distance du bord de 200 μm avec une impulsion de longueur d'onde de 780 nm.

Sur la Figure 3.16, le champ magnétique seuil tend vers zéro lorsque la fluence laser augmente. Il s'avère que pour des valeurs supérieures à $F \approx 20 \text{ mJ/cm}^2$, nous observons la génération d'une paire unique en l'absence de tout champ magnétique extérieur. À notre connaissance, ceci est la première génération spontanée d'une unique paire de v/a-v réalisée sans l'assistance de supercourants séparateurs. La taille de la zone normale est ici la clé d'une génération purement optique. Si nous considérons les expériences menées avec une pointe STM, la zone normale est limitée à quelques microns [15]. En revanche, la méthode optique permet de changer la température sur une large zone dont le rayon peut atteindre une quarantaine de microns. Cela signifie que le front de température initial se trouve sur les bords du profil de chauffage, là où le gradient thermique devient faible (Figure 3.17). Ainsi, c'est la force de piégeage qui domine le long du front de température initial et la paire y est piégée sans l'intervention séparatrice des courants Meissner. Nous sommes donc en mesure de générer une paire indépendamment de la distance au bord du supraconducteur, puisqu'à de fortes fluences, la séparation de la paire ne dépend plus de la densité de courant. Ceci est la signature de la réalisation du scénario Kibble-Zurek.

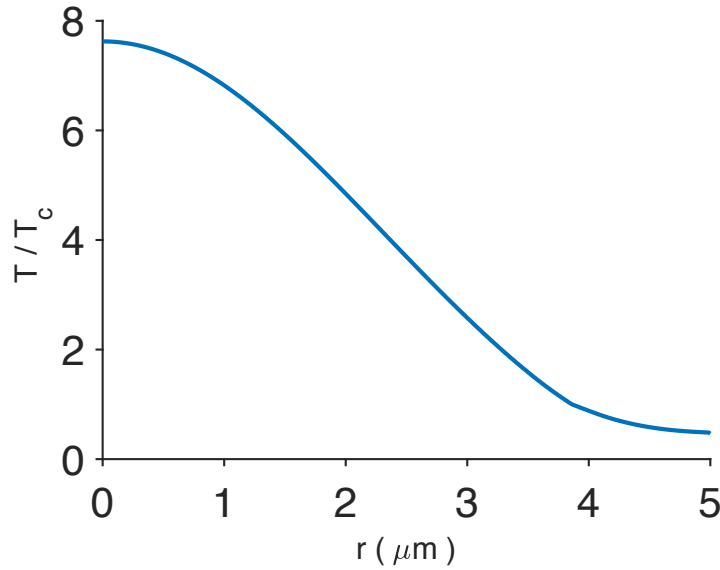


FIGURE 3.17 – Profil spatial théorique de la température à la surface du film de niobium déterminé à partir de l'équation de la chaleur, à l'instant où la température atteint sa valeur maximale. La température initiale est $T_c/2$ et la fluence laser de 100 mJ/cm^2 . Le gradient thermique décroît sur les bords du profil.

5.3 Rôle du champ magnétique appliqué

En changeant le signe du champ magnétique, nous pouvons observer une inversion de la position du vortex et de l'anti-vortex comme illustré sur les Figures 3.18a et 3.18b. La position de la paire est reproductible : un quantum de flux est piégé au centre de l'impulsion laser tandis que l'autre se trouve sur le front de température initial. Cependant, le signe du champ magnétique détermine sur lequel des deux sites se trouve le vortex ou l'anti-vortex. Ceci est la manifestation explicite du changement de signe de la force de Lorentz. En effet, en présence d'un champ magnétique de signe opposé, les supercourants circulent dans le sens inverse ce qui signifie que la force de Lorentz exercée sur le vortex et l'anti-vortex change de signe. Lors du recouvrement de l'état supraconducteur, cela se traduit par l'inversion des positions du vortex et de l'anti-vortex.

Lors d'une génération purement photo-thermique, l'un des quanta de flux est toujours piégé au centre de l'impulsion laser. Cependant, en l'absence de courants Meissner, l'axe qui relie le vortex et l'anti-vortex n'admet plus d'orientation privilégiée. En réitérant le processus de génération, nous pouvons compter une dizaine de sites préférentiels sur lesquels se piège le quantum de flux, localisant ainsi la position des sites de plus fort piégeage. Cela signifie que la position du second quantum de flux sur le front de température est aléatoire. Elle dépend du profil du potentiel de piégeage le long du front de température.

À une puissance donnée, il existe une distance minimale entre le bord du supraconducteur et le spot laser en dessous de laquelle la génération de paires ne peut opérer. En effet, si la zone normale atteint les bords du supraconducteur, le champ magnétique extérieur peut alors pénétrer directement par les bords. Il reste ensuite piégé sous la forme de vortex lors du recouvrement de l'état supraconducteur. La Figure 3.19 montre un exemple de distribution

de vortex après le passage d'une impulsion laser focalisée à $10\ \mu\text{m}$ du bord, ayant créé une zone normale d'un diamètre d'environ $40\ \mu\text{m}$. L'arrangement des vortex sous la forme d'un disque reflète le profil du chauffage photo-induit. On peut également voir que les défauts du matériau orientent la pénétration du flux selon des directions privilégiées, causant une asymétrie de la distribution spatiale des vortex. Afin de prévenir de la pénétration du champ magnétique extérieur par les bords du supraconducteur, la distance entre le bord du film et le spot laser doit donc être supérieure au rayon de la zone normale.

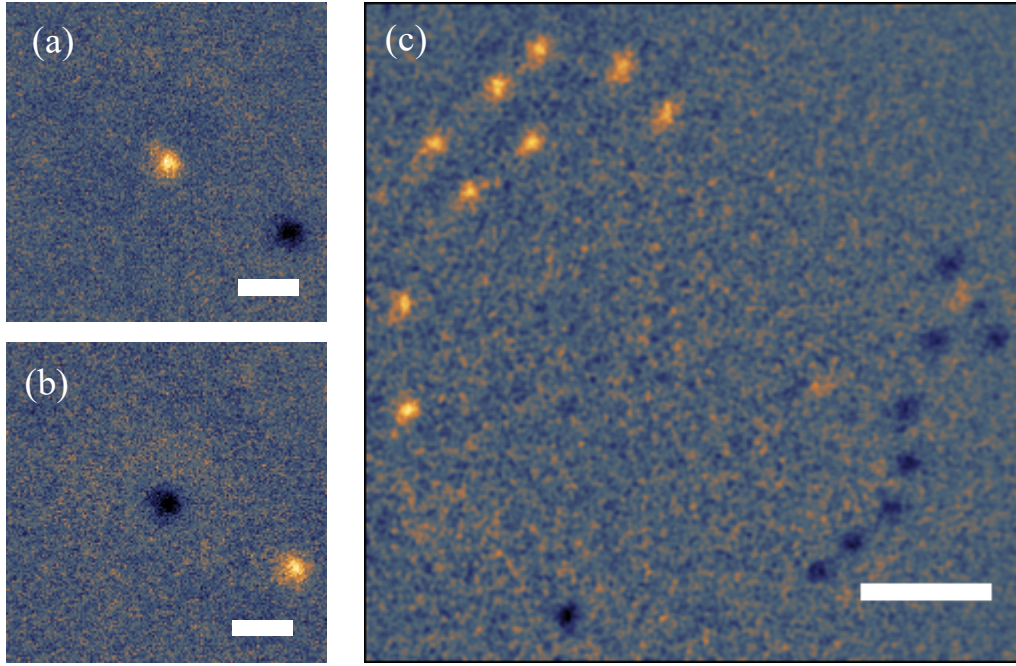


FIGURE 3.18 – (a) et (b) Images magnéto-optiques de paires générées pour un champ magnétique de signe opposé à une température de 4 K. L'impulsion laser d'une longueur d'onde de 1064 nm et la fluence de $19\ \text{mJ}/\text{cm}^2$. Barres d'échelle : $10\ \mu\text{m}$. (c) Génération multiple de paires en présence d'un champ magnétique $B > B_s$. Les paires se positionnent le long du front de température initial. L'expérience est réalisée pour une fluence de $125\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ avec une impulsion laser d'une longueur d'onde de 532 nm. Barre d'échelle : $20\ \mu\text{m}$.

La génération de paire de v/a-v, qu'elle soit réalisée ou non en présence de courant Meissner, est un phénomène probabiliste. Nous avons étudié la probabilité de générer une unique paire en fonction du champ magnétique appliqué. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.20, la probabilité augmente en présence de courants d'écrantage plus forts. Au delà d'un certain champ magnétique, ici $2B_s$, cela n'est plus une mais plusieurs paires que nous observons. Comme on peut le voir sur la Figure 3.18c, elles se positionnent le long du front de température initial. Notons que la vorticité est toujours égale à zéro, c'est-à-dire que le nombre de vortex reste égal au nombre d'anti-vortex. Pour un champ appliqué égal au champ seuil de génération, la probabilité de génération est de l'ordre de 2 %. Cela implique que si une paire est piégée par une première impulsion, une seconde impulsion provoquera quasi-systématiquement la recombinaison de cette même paire. La méthode optique rend donc possible la génération d'une paire ainsi que son annihilation.

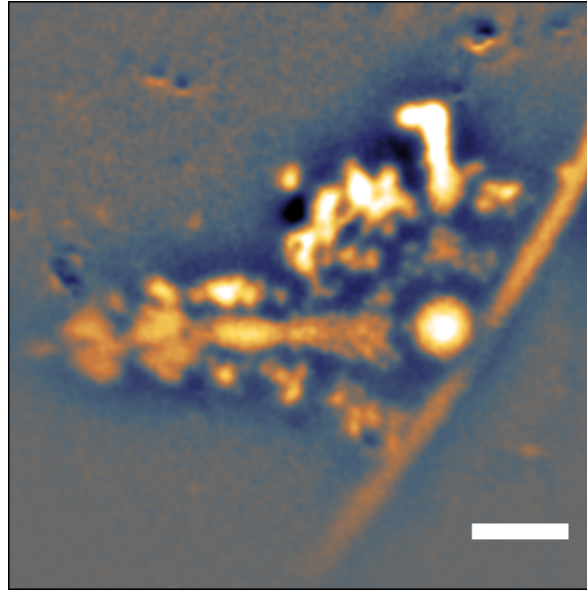


FIGURE 3.19 – Pénétration du champ magnétique par les bords du film supraconducteur lorsque l'impulsion laser est située très proche du bord (ici $10\ \mu\text{m}$). La position de la tache laser correspond au centre du cluster formé proche du bord. L'expérience est réalisée pour une fluence de $150\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ avec une impulsion laser d'une longueur d'onde de $532\ \text{nm}$ à une température de $4\ \text{K}$. Le champ appliqué dans l'état supraconducteur est de $1\ \text{G}$. Barre d'échelle : $20\ \mu\text{m}$.

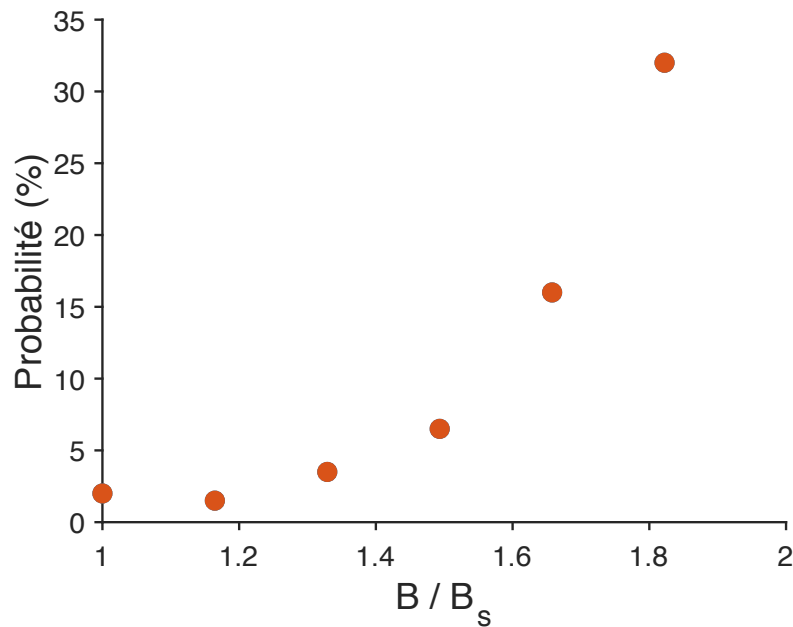


FIGURE 3.20 – Probabilité de génération d'une unique paire de v/a-v en fonction du champ magnétique appliqué. Le pourcentage est déterminé pour 200 impulsions incidentes. Cette expérience est réalisée à $4\ \text{K}$ avec des impulsions laser d'une longueur d'onde de $1064\ \text{nm}$ et avec une fluence de $220\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$.

Conclusion

À l'interface entre optique, supraconductivité et magnétisme, nous avons développé une méthode de génération de paires de v/a - v par effet Kibble-Zurek. Une impulsion laser unique permet de générer spontanément un grand nombre de paires dans la zone normale photo-induite. En appliquant un champ magnétique extérieur, nous sommes en mesure de séparer un vortex d'un anti-vortex afin qu'une paire unique soit piégée à une position stable dans le film supraconducteur et y demeure indéfiniment. Le temps caractéristique d'une génération, réalisée à partir d'une impulsion laser sub-nanoseconde, est donné par le temps de relaxation thermique du film supraconducteur : il s'agit d'un processus à l'échelle de la nano-seconde. Nous utilisons des impulsions laser qui sont focalisées à la surface du supraconducteur, ce qui crée un fort gradient de température dans le film. La force thermique qui en résulte nous assure que l'un des deux quanta de flux sera toujours piégé au centre de l'impulsion. Sa vorticité peut-être contrôlée par le champ magnétique appliqué. La position du second quantum de flux dépend quant à elle de la direction de circulation des supercourants ainsi que du diamètre de la zone normale photo-induite. Cependant, pour les mêmes conditions expérimentales et en présence de champ magnétique, les positions du vortex et de l'anti-vortex sont reproductibles. Enfin, cette technique de génération est non-destructive : elle permet de préserver la qualité du film supraconducteur même en présence de grandes élévations de température. La méthode optique que nous proposons permet donc de générer *in situ* une paire unique de v/a - v de manière rapide, précise et non-invasive.

Nous avons étudié le champ magnétique seuil nécessaire à la création d'une unique paire en fonction de la température et de la fluence de l'impulsion laser. Les variations de champ magnétique nous renseignent sur l'évolution des forces s'exerçant sur le vortex et l'anti-vortex dans le supraconducteur. Comme nous l'avons montré, la paire est sujette à la force thermique, à la force d'attraction vortex/anti-vortex ainsi qu'aux forces de piégeage. Tandis que la résultante des forces favorise l'annihilation de la paire, la force de Lorentz permet de rétablir l'équilibre en faveur d'une séparation. Nous avons vu que l'augmentation de la température de bain joue en faveur de la séparation des paires : l'énergie de création d'un vortex, baisse linéairement avec la température. La fluence laser a , quant à elle, un rôle déterminant dans l'équilibre des forces. Si pour de petites fluences, il est difficile de séparer une paire, en revanche pour de grandes fluences, l'équilibre entre les forces internes est tel que la force de piégeage domine, donnant ainsi lieu à la génération d'une paire sans l'intervention de la force de Lorentz. La distance entre le vortex et l'anti-vortex dépend également de la température et de la fluence laser qui viennent modifier la taille de la zone normale photo-induite. Cependant, c'est la fluence de l'impulsion laser qui permet de faire varier la distance v/a - v sur une grande amplitude, de moins d'un micron à plus de 40 μm . Les simulations numériques que nous avons réalisées nous permettent d'estimer l'élévation de température ou encore le taux de refroidissement dans le supraconducteur suite au passage de l'impulsion laser. Cependant, nous envisageons par la suite caractériser expérimentalement la réponse thermique du film de niobium. Nous prévoyons de réaliser une expérience pompe-sonde de thermo-réflexivité résolue en temps consistant à étudier la fraction d'intensité réfléchie d'une impulsion sonde suite au passage d'une impulsion pompe [29]. En effet, le coefficient de réflexion est une fonction linéaire de la température. Sa mesure nous permettrait ainsi d'obtenir l'évolution temporelle mais aussi spatiale de la température dans le supraconducteur et ainsi de caractériser précisément la trempe photo-induite, point

central du scénario Kibble-Zurek.

Il serait également intéressant d'étudier la génération d'une paire de $v/a-v$ en faisant varier la densité de paires initialement présentes durant la phase d'instabilité. Comme nous l'avons vu, la densité dépend de la vitesse de refroidissement du supraconducteur selon $n_{DT} \propto (v_T)^{1/2}$. Dans les expériences que nous avons menées, la vitesse de refroidissement est définie par le temps de thermalisation du réseau d'ions. En revanche, si nous utilisons des impulsions d'une durée plus longue que ce temps, le refroidissement du matériau suivra adiabatiquement le profil temporel de l'intensité laser. Ainsi, le champ magnétique seuil pourrait révéler la même dépendance à la vitesse de refroidissement que la densité de défauts topologiques. Nous avons réalisé une étude préliminaire de la génération de paires en fonction de la durée de l'impulsion laser. En revanche, la durée des impulsions, variant entre 70 ps et 1,1 ns, reste inférieure au temps de relaxation thermique du niobium. Nous n'avons donc, pour l'instant, pas constaté d'effet sur le champ magnétique seuil. Nous prévoyons d'utiliser un laser délivrant des impulsions de durée accordable au-delà de la nanoseconde. La probabilité de générer des défauts topologiques en fonction de la vitesse de refroidissement a été étudiée dans les condensats de Bose Einstein [10]. En accord avec la théorie de Kibble-Zurek, la probabilité décroît lorsque le refroidissement ralentit. Mener cette étude fondamentale dans un supraconducteur pourrait permettre de lever le voile sur l'origine de la génération de paires en présence de courants Meissner.

Bibliographie

- [1] T. Golod and al. Detection of the phase shift from a single Abrikosov vortex. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 227003 (2010).
 - [2] S. Mironov and al. Anomalous Josephson effect controlled by an Abrikosov vortex. *Phys. Rev. B* **96**, 214515 (2017).
 - [3] V. N. Gladilin and al. Stable ‘antiferromagnetic’ vortex lattice imprinted into a type-II superconductor. *New J. Phys.* **14**, 103021 (2012).
 - [4] V. S. Stolyarov and al. Domain Meissner state and spontaneous vortex-antivortex generation in the ferromagnetic superconductor $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21})_2$. *Science Advances* **4**, 1 (2018).
 - [5] M. Tonouchi and al. Recent topics in high- T_c superconductive electronics. *Japanese J. Appl. Phys.* **44**, 7744-7746 (2005).
 - [6] T. W. B. Kibble. Topology of cosmic domains and strings. *J. Phys. A* **9**, 1387-1398 (1976).
 - [7] W. H. Zurek. Cosmological experiments in superfluid helium? *Nature* **317**, 505-508 (1985).
 - [8] C. Bäuerle and al. Laboratory simulation of cosmic string formation in the early Universe using superfluid ^3He . *Nature* **382**, 332-334 (1996).
 - [9] I. Chuang and al. Cosmology in the laboratory : Defect dynamics in liquid crystals. *Science* **251**, 1336-1342 (1991).
 - [10] G. Lamporesi and al. Spontaneous creation of Kibble–Zurek solitons in a Bose–Einstein condensate. *Nature Phys.* **9**, 656-660 (2013).
 - [11] V. M. H. Ruutu. Vortex formation in neutron-irradiated superfluid ^3He as an analogue of cosmological defect formation. *Nature* **382**, 334-336 (1996).
 - [12] W. H. Zurek. Cosmology : The shards of broken symmetry. *Nature* **382**, 296-297 (1996).
 - [13] R. Carmi and al. Observation of spontaneous flux generation in a multi-Josephson-junction loop. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4966 (2000).
 - [14] E. Polturak A. Maniv and G. Koren. Observation of magnetic flux generated spontaneously during a rapid quench of superconducting films. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 197001 (2003).
 - [15] J.-Y. Ge and al. Controlled generation of quantized vortex–antivortex pairs in a superconducting condensate. *Nano Lett.* **17**, 5003-5007 (2017).
 - [16] D. Golubchik and al. A high resolution magneto-optical system for imaging of individual magnetic flux quanta. *Optics Express* **17**, 16160 (2009).
 - [17] J. H. Weaver and al. Optical properties of niobium from 0.1 to 36.4 eV. *Phys. Rev. B* **7**, 4311 (1973).
 - [18] C. J. Lobb. Critical fluctuations in high- T_c superconductors. *Phys. Rev. B* **36**, 39-30 (1987).
 - [19] R. Carmi and E. Polturak. Search for spontaneous nucleation of magnetic flux during rapid cooling of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films through T_c . *Phys. Rev. B* **60**, 7595 (1999).
 - [20] I. S. Veshchunov and al. Optical manipulation of single flux quanta. *Nature Com.* **7**, 12801 (2016).
-

- [21] B. Shapiro and al. Hot spot in type-II superconductors : dynamics and instabilities. *Physica C* **404**, 335-339 (2004).
 - [22] P. G. De Gennes. Superconductivity of metals and alloys, Advanced Book Classics., p. 60-63 (1989).
 - [23] M. J. Goldstein and W. G. Moulton. Thermally induced flux motion and the elementary pinning force in Nb thin films. *Phys. Rev. B* **40**, 8714-8719 (1989).
 - [24] L. H. Allen and J. H. Claassen. Technique for measuring the elementary pinning force in thin films. *Phys. Rev. B*. **39**, 2054-2059 (1989).
 - [25] E. Zeldov and al. Geometrical barriers in high-temperature superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
 - [26] M. Tonouchi. Optical magnetic flux generation in superconductor. *Pranama, J. Phys.* **58**, 1153-1157 (2002).
 - [27] G. Carneiro. Moving vortex matter with coexisting vortices and anti-vortices. *J. Phys. : Conf. Ser.* **150**, 052031 (2009).
 - [28] E. H. Brandt. Vortex-vortex interaction in thin superconducting films. *Phys. Rev. B* **79**, 134526 (2009).
 - [29] P. Jiang and al. Tutorial : Time-domain thermoreflectance (TDTR) for thermal property characterization of bulk and thin film materials. *J. Appl. Phys.* **124**, 161103 (2018).
-

Chapitre 4

Manipulation cohérente de spins dans les grenats de fer

Le contrôle ultra-rapide de spins uniques ou d'assemblée de spins dans les systèmes magnétiques suscite un grand intérêt dans le domaine de la spintronique quant au stockage et à la manipulation de l'information [1]. Les premiers retournements de spins ont été réalisés notamment grâce à des impulsions de champ magnétique intenses, permettant une manipulation rapide de l'aimantation. Cependant la vitesse du processus est limitée à quelques picosecondes, en raison de la nature de l'interaction entre le champ magnétique et le matériau [2]. Les impulsions laser s'imposent alors comme le moyen d'adresser aux systèmes magnétiques des excitations sub-picosecondes. La vitesse du réarrangement des spins, faisant suite à l'excitation, dépend du type d'interaction entre la lumière et le réseau de spins. La première manipulation optique de spins, réalisée en 1996, mit en évidence une démagnétisation sub-picoseconde [3]. Des manipulations photo-induites athermiques ont ensuite été étudiées. Relevant de l'interactions spin-orbite, de l'interaction d'échange spin-spin ou encore de la précession de spins, elles sont réalisées sur des échelles de temps plus courtes (de 10 fs à 10 ns) [4]. Les expériences pompe-sonde, menées avec des impulsions femtosecondes, ont rendu possible l'étude temporelle de ces processus d'aimantation ultra-rapides. C'est avec cette méthode expérimentale que nous étudions l'effet Faraday inverse (EFI) dans un grenat de fer : il correspond à un effet opto-magnétique issu de l'interaction directe entre le moment orbital de la lumière et les spins d'un matériau magnétique. Les grenats de fer, sensibles à l'effet Faraday, sont de bons candidats quant à l'étude de l'EFI. La réponse femtoseconde quasi-instantanée des spins à l'excitation optique correspond à l'application d'un champ magnétique transitoire effectif d'une grande intensité sur le grenat. Nous donnerons tout d'abord des bases théoriques décrivant le mécanisme de l'EFI dans des systèmes magnétiques en présence d'une impulsion laser. Nous caractériserons ensuite le champ magnétique effectif dans un grenat de BiLuIG d'une épaisseur de 6 μm . Enfin, nous présenterons les résultats d'expériences menées à basse température, dans ce même grenat, à l'interface entre processus d'aimantation ultra-rapide et supraconductivité. Une excitation magnétique intense réalisée à proximité d'un film supraconducteur serait en mesure de provoquer des perturbations locales dans le condensat, pouvant impliquer la génération de quanta de flux. Nous donnerons donc les conditions expérimentales pour la réalisation d'une génération optique de vortex par effet Faraday inverse.

1 L'effet Faraday inverse

1.1 Des plasmas aux grenats de fer

L'effet Faraday décrit l'action de l'aimantation d'un matériau magnétique, résultant d'un ordre de spins, sur la polarisation d'une lumière qui le traverse. L'effet Faraday inverse correspond, quant à lui, à l'action d'une lumière cohérente, porteuse d'un moment angulaire, sur l'état des spins d'un matériau magnétique. Alors que l'étude de l'effet Faraday, remontant aux années 1880, ne requiert qu'un aimant, des polariseurs et une lumière de polarisation linéaire, l'observation de l'EFI nécessite une lumière cohérente d'une grande intensité. Les premières mises en évidence expérimentales ont donc été rendues possibles par le développement des lasers. L'EFI a été prédit théoriquement en 1961 par L. Pitaevskii [5]. La première étude expérimentale, quatre années plus tard, sera la seule réalisée en physique de la matière condensée durant les trente années qui suivirent [6]. En effet, l'EFI est d'abord majoritairement étudié en physique des plasmas [7] [8]. Les premières observations dans ce domaine, qui s'intéresse à la physique des électrons libres, permettent une description microscopique intuitive de l'EFI : un électron qui décrit une orbite circulaire possède un moment magnétique perpendiculaire à son plan de rotation et une assemblée de tels électrons crée de ce fait une aimantation induite globale. Ce mouvement de giration peut en particulier être obtenu en faisant agir sur les électrons un champ électrique de polarisation circulaire [9]. En 1995 une première étude de l'EFI dans un grenat est réalisée sur du TGG (Terbium Gallium Garnet) [10]. S'en suivent des expériences menées sur des grenats de fer de différentes compositions, comme le BiLuIG [11], qui fait l'objet de notre étude.

1.2 Un effet opto-magnétique cohérent

La physique de l'EFI dans les plasmas, relative au comportement d'électrons libres, ne peut pas s'appliquer au cas des grenats de fer isolants. Les théories de l'EFI développées dans le cadre de la matière condensée [12] et plus spécifiquement appliquées au cas des matériaux magnétiques, tels que les grenats de fer, attribuent l'origine de l'EFI à une diffusion Raman stimulée [4].

Considérons un électron initialement dans l'état fondamental $|1\rangle$, de moment cinétique orbital nul et de spin *up* (Figure 4.1). Durant la transition optique, l'état électronique se trouve dans une superposition d'états de moments orbitaux élevés, pour lesquels le couplage spin-orbite rend probable un basculement de spin. Ce processus hors-résonance électronique provoque un retournement de spin dans l'état fondamental, accompagné de l'émission cohérente d'un photon d'énergie $\hbar\omega_2 = \hbar(\omega_1 - \Omega_m)$. Dans des milieux possédant un ordre magnétique, $\hbar\Omega_m$ correspond à l'énergie d'une onde de spin, nommée magnon. Un tel processus photo-induit peut être réalisé simplement avec les pulsations ω_1 et ω_2 appartenant au spectre de l'impulsion laser. Si l'on considère maintenant une assemblée d'électrons, ce retournement massif de spins correspond à l'effet d'un champ magnétique intense ultra-court H_L .

1.3 Traitement classique de l'EFI

Il existe une théorie quantique de l'EFI mais pour notre part, afin d'établir la relation entre le champ électrique du laser et le champ magnétique photo-induit dans le grenat, nous

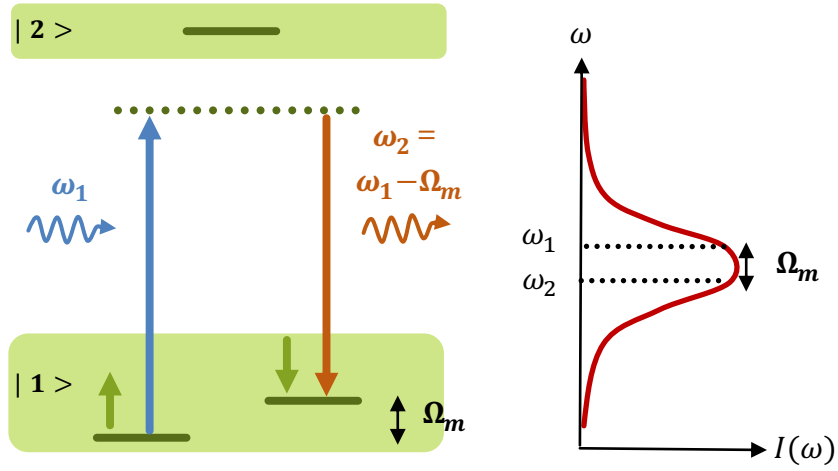


FIGURE 4.1 – Effet Raman stimulé. Dans le niveau fondamental $|1\rangle$ existent deux sous-niveaux de spin *up* et *down*. Le premier niveau excité $|2\rangle$ est situé loin de résonance. Une transition Raman stimulée à deux photons, de pulsations ω_1 et ω_2 , est possible entre les sous-niveaux de spin. Cette transition s'accompagne de l'émission d'une onde de spin de pulsation $\Omega_m = \omega_1 - \omega_2$. Les pulsations ω_1 et ω_2 appartiennent au spectre de l'impulsion laser.

utiliserons ici un modèle classique [13]. Nous nous basons sur le modèle de Drude Lorentz, soit celui de l'électron élastiquement lié au noyau. Cet électron interagit avec un rayonnement monochromatique de pulsation ω . La polarisation de l'onde électromagnétique est circulaire, par exemple circulaire droite. Son champ électrique (nous négligeons la composante magnétique de l'onde) est en l'occurrence donné par : $\mathbf{E} = E_0/2 e^{i\omega t} \mathbf{e}_+ + \text{c.c.}$ avec E_0 son amplitude, $\mathbf{e}_+$ le vecteur $\mathbf{e}_+ = (i\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)$ et c.c. le complexe conjugué. Ce champ exerce sur l'électron une force $\mathbf{F}(t) = e\mathbf{E}$ avec e la charge de l'électron. L'équation du mouvement de l'électron est donnée par :

$$\ddot{\mathbf{r}}(t) + \gamma \dot{\mathbf{r}}(t) + \omega_0^2 \mathbf{r}(t) = \frac{\mathbf{F}(t)}{m}, \quad (4.1)$$

avec m la masse de l'électron. L'équation comprend une force de rappel donnée par $\omega_0^2 \mathbf{r}(t)$ où ω_0 est la pulsation de résonance. Le terme dissipatif $\gamma \dot{\mathbf{r}}(t)$ rend compte des mouvements aléatoires de l'électron via des processus de diffusion. La résolution de cette équation nous donne le mouvement de l'électron au cours du temps :

$$\mathbf{r}(t) = \frac{eE_0}{2m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}} e^{i\omega t} \mathbf{e}_+ + \text{c.c.} . \quad (4.2)$$

L'électron, en interaction avec une onde de polarisation circulaire, décrit donc une orbite dans le plan de polarisation à la pulsation ω .

Si ce mouvement circulaire est effectué par une assemblée de N électrons, cela crée une aimantation $\mathbf{M}_F$ dans le matériau telle que :

$$\mathbf{M}_F = \frac{Ne}{2} \mathbf{r}(t) \times \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \quad (4.3)$$

soit

$$\mathbf{M}_F = -\frac{Ne^3}{2m^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} E_0^2 \mathbf{e}_z . \quad (4.4)$$

Cette aimantation peut-être exprimée en fonction du champ électrique sous la forme d'un produit vectoriel : $\mathbf{M}_F \propto \Re \{ \mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{E}(\omega)^* \}$. Elle correspond à l'application d'un champ magnétique effectif $\mathbf{H}_L$ qui se déduit de la relation $\mathbf{H}_L = \mathbf{M}_F / \chi_m$ où χ_m est la susceptibilité du matériau magnétique. Le champ magnétique effectif dépend donc du champ électrique selon la relation suivante :

$$\mathbf{H}_L = \alpha \Re \{ \mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{E}(\omega)^* \} , \text{ avec } \alpha \text{ la susceptibilité opto-magnétique.} \quad (4.5)$$

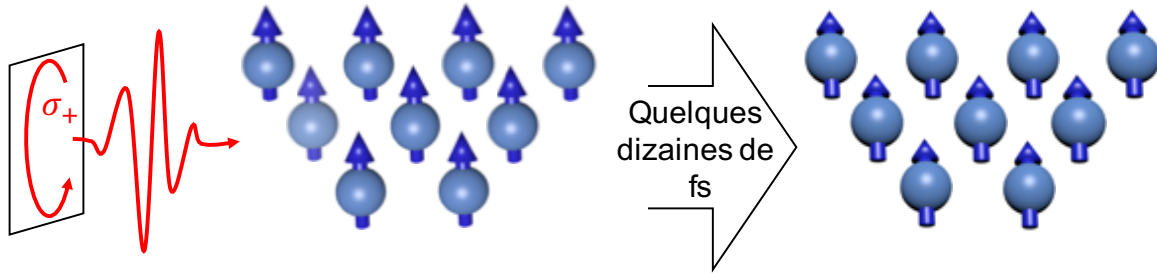


FIGURE 4.2 – Effet Faraday inverse à l'échelle des spins. Une impulsion de polarisation circulaire (ici circulaire droite soit σ_+) est porteuse d'un moment angulaire et provoque un retournement de spins dans le matériau. L'interaction d'échange ferromagnétique entre les spins favorise ce processus se déroulant sur un temps caractéristique de l'ordre de quelques dizaines de femtoseconde [4]. Notons qu'un changement d'hélicité, soit une polarisation circulaire gauche σ_- , provoque un retournement de spins dans la direction opposée.

La relation 4.5 met en évidence l'effet de polarisation : l'EFI est provoqué par une polarisation circulaire et inexistant dans le cas d'une polarisation linéaire. La direction de H_L est donnée par le sens de rotation de la polarisation : pour une polarisation circulaire droite, il est orienté selon le sens de propagation de la lumière et à l'inverse, pour une polarisation circulaire gauche, il s'oriente dans le sens opposé (Figure 4.2). Cette relation suppose également que l'amplitude de H_L est proportionnelle à l'intensité de la radiation $I \propto E_0^2$. C'est la susceptibilité opto-magnétique, propriété intrinsèque du matériau, qui donne le facteur de proportionnalité. Si la durée de l'impulsion laser Δt est supérieure au temps caractéristique de retournement de spins (quelques dizaines de femtosecondes), ce qui est le cas dans nos expériences ($\Delta t > 150$ fs), nous pouvons considérer que l'évolution temporelle de H_L est la même que celle de l'impulsion laser [14].

1.4 Précession photo-induite de l'aimantation

Les premières études expérimentales de l'EFI dans les plasmas ont mis en évidence l'existence réelle d'un champ magnétique photo-induit [7]. Le plasma étudié est placé au centre d'une bobine de détection. En présence du champ EFI, on détecte le courant d'induction magnétique qui circule alors dans la bobine. Dans le cas des matériaux magnétiques, l'impulsion laser agit comme un champ magnétique transitoire effectif qui va interagir avec l'aimantation du matériau. La méthode pompe-sonde permet d'étudier, avec une grande résolution temporelle, la dynamique de l'aimantation caractéristique de cette interaction, via l'effet Faraday sur l'onde sonde [15]. C'est cette technique que nous utilisons afin de caractériser l'EFI dans le grenat de BiLuIG.

Dans un matériau magnétique, l'aimantation permanente se trouve en présence de différents champs magnétiques statiques avec lesquels elle interagit : ils peuvent être internes au matériau ou appliqués sur celui-ci. Les matériaux qui possèdent un ordre magnétique admettent une anisotropie magnéto-cristalline. Elle résulte de la présence de directions privilégiées de l'aimantation, nommées axes faciles d'aimantation. Ils sont en général orientés selon les axes cristallographiques du matériau. Cette anisotropie peut être associée à un champ magnétique interne selon lequel s'aligne l'aimantation : c'est le champ d'anisotropie magnéto-cristalline $\mathbf{H}_a$. Dans le cas du grenat de BiLuIG, $\mathbf{H}_a$ se situe dans le plan du film [16]. Si un champ magnétique extérieur $\mathbf{H}_{ext}$ est appliqué sur le grenat, l'aimantation interagit alors avec un champ magnétique transverse $\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{ext}$. Dans notre cas, $\mathbf{H}_{ext}$ est également appliqué dans le plan du grenat. À l'équilibre, l'aimantation est donc alignée dans le plan du grenat, selon $\mathbf{H}_t$.

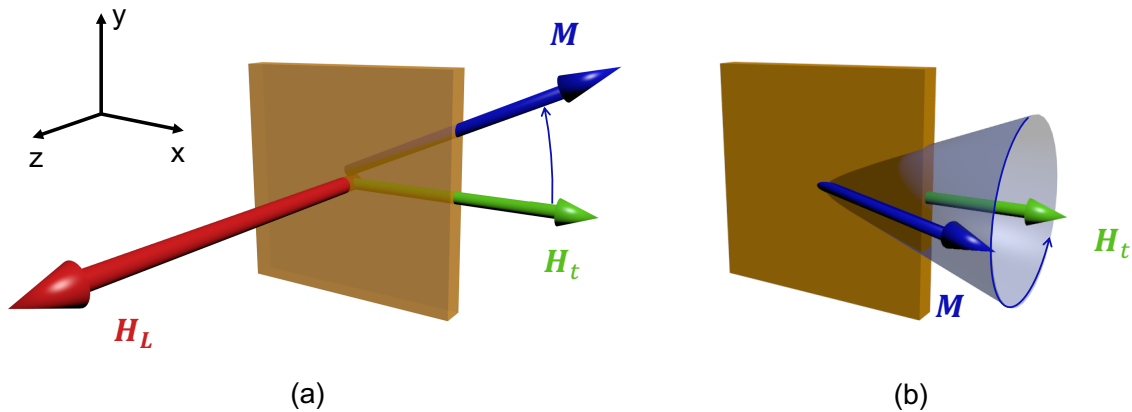


FIGURE 4.3 – Dynamique de l'aimantation induite par effet Faraday inverse. (a) En présence du champ effectif $\mathbf{H}_L$, l'aimantation $\mathbf{M}$, initialement alignée selon $\mathbf{H}_t$, quitte sa position d'équilibre pour entamer une précession autour de $\mathbf{H}_L$ dans le plan du grenat. (b) Suite au passage de l'impulsion, l'aimantation décrit alors un mouvement de précession autour $\mathbf{H}_t$.

Lorsque l'impulsion laser pénètre le matériau, l'EFI est effectif de manière quasi-instantanée. En effet, la dynamique temporelle est imposée par celle de l'interaction spin-orbite soit de l'ordre de la dizaine de femto-seconde (très court devant la durée de l'impulsion). L'aimantation interagit alors avec le champ magnétique effectif dont l'amplitude dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle du champ magnétique transverse présent dans le matériau.

On néglige donc $\mathbf{H}_t$ en présence de $\mathbf{H}_L$ dans l'interaction entre l'aimantation et le champ magnétique résultant.

On s'intéresse à ce qu'il se passe aux temps très courts. L'aimantation est initialement colinéaire au champ magnétique transverse $\mathbf{H}_t$ selon l'axe x soit $\mathbf{M} = M_s \mathbf{e}_x$ avec M_s l'aimantation de saturation. L'impulsion laser se propage selon l'axe z : le champ EFI est donc décrit par $\mathbf{H}_L = H_L \mathbf{e}_z$. La dynamique de l'aimantation est donnée par l'équation de Landau-Lifshitz :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_L, \quad (4.6)$$

avec γ le rapport gyromagnétique du grenat, défini à partir du moment cinétique tel que $\mathbf{j} = -\mathbf{M}/\gamma$, soit $\gamma > 0$. L'aimantation décrit un mouvement de précession dans le plan du grenat autour de $\mathbf{H}_L$ (Figure 4.3a) selon l'équation du mouvement :

$$\left(\frac{\partial M_y}{\partial t} \right) = \gamma H_L M_s. \quad (4.7)$$

L'intégration de cette équation sur la durée de l'impulsion Δt donne la relation entre l'amplitude des oscillations de l'aimantation et l'amplitude du champ magnétique photo-induit : $\Delta M/M_s = \gamma H_L \Delta t$. Une fois le champ transitoire passé, la dynamique de l'aimantation est régie par :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_t, \quad (4.8)$$

Après le passage de l'impulsion laser, l'aimantation effectue donc un mouvement de giration autour du champ magnétique transverse. Elle décrit un cône de précession autour de l'axe x , comme on peut le voir sur la Figure 4.3b. La projection de $\mathbf{M}$ selon l'axe z oscille alors avec une amplitude égale à ΔM .

Expérimentalement, nous n'avons pas accès directement à ΔM . Ce que nous mesurons est l'angle de rotation Faraday θ_F de la polarisation du faisceau sonde, proportionnel à ΔM . L'étude de l'effet Faraday (chapitre 1) révèle que la rotation de la polarisation sature à un angle $\theta_F = \theta_F^{sat}$ pour un champ magnétique appliqué supérieur à 600 G. Cela signifie que la composante hors plan de l'aimantation atteint sa valeur maximale M_s . Il y a donc égalité des rapports $\Delta M/M_s = \theta_F/\theta_F^{sat}$. L'amplitude du champ magnétique photo-induit H_L est donc estimée à partir de la relation suivante :

$$\frac{\theta_F}{\theta_F^{sat}} = \gamma H_L \Delta t. \quad (4.9)$$

Cette mesure est effectuée sur la première période d'oscillation. En effet, via des interactions avec les défauts ou les vibrations du réseau cristallin, l'aimantation amorce ensuite une relaxation vers sa position d'équilibre le long de $\mathbf{H}_t$. On pourra donc observer une décroissance exponentielle de l'amplitude des oscillations en fonction du temps.

2 Effet Faraday inverse dans le BiLuIG

2.1 Effet de polarisation

L'observation de l'effet Faraday inverse est généralement associée à l'emploi d'une lumière incidente de polarisation circulaire, correspondant à un moment angulaire de spin porté par les photons. Notons qu'il a été montré théoriquement que l'EFI doit également exister dans le cas d'une lumière de polarisation linéaire, avec un front de phase hélicoïdal, portant un moment angulaire orbital (modes de Laguerre-Gauss) [17]. Dans notre cas, nous utilisons toujours le mode TEM₀₀ et faisons ici varier l'ellipticité de la polarisation afin d'identifier la présence de l'EFI dans le grenat de BiLuIG.

La direction du champ magnétique photo-induit dépend du sens de rotation de la polarisation de la lumière. Dans le cas d'une polarisation σ_+ ou σ_- , l'aimantation tourne autour de $\mathbf{H}_L$ dans le sens direct ou indirect. Après le passage de l'impulsion, $\mathbf{M}$ entame alors sa précession autour de $\mathbf{H}_t$ dans la direction $+z$ ou $-z$. Ceci engendre un déphasage de π sur les oscillations de l'aimantation, comme on peut le voir sur la Figure 4.4a. Pour des polarisations elliptiques intermédiaires, se trouvant entre une polarisation circulaire et une polarisation linéaire, l'amplitude des oscillations varie de manière continue en fonction du degré d'ellipticité de la lumière (Figure 4.4b).

La relation entre l'ellipticité de la polarisation et l'amplitude des oscillations est modélisée avec le formalisme des matrices de Jones. Considérons une impulsion incidente de polarisation linéaire se propageant selon l'axe z , de champ électrique normalisé donné par :

$$\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Cette impulsion passe dans une lame quart d'onde qui lui confère un certain degré d'ellipticité dépendant de l'angle θ de la lame quart d'onde. La matrice de Jones associée à la lame quart d'onde est la suivante :

$$\mathbf{M}_{\lambda/4}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta)^2 - i \sin(\theta)^2 & \sin(\theta)\cos(\theta)(1+i) \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1+i) & \cos(\theta)^2 - i \sin(\theta)^2 \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Le champ électrique, après son passage dans la lame, prend la forme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{M}_{\lambda/4}(\theta) \cdot \mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} \cos(\theta)^2 - i \sin(\theta)^2 \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1+i) \end{pmatrix}. \quad (4.12)$$

En injectant cette expression dans l'équation 4.5, on obtient une relation entre l'amplitude du champ photo-induit H_L et l'angle de la lame quart d'onde :

$$\mathbf{H}_L = \alpha \sin(2\theta)\mathbf{e}_z. \quad (4.13)$$

Comme on peut le voir sur la Figure 4.4b, une bonne correspondance existe entre le modèle théorique et les données expérimentales. Cet effet de polarisation est la signature de la présence de l'effet Faraday inverse dans notre grenat de BiLuIG.

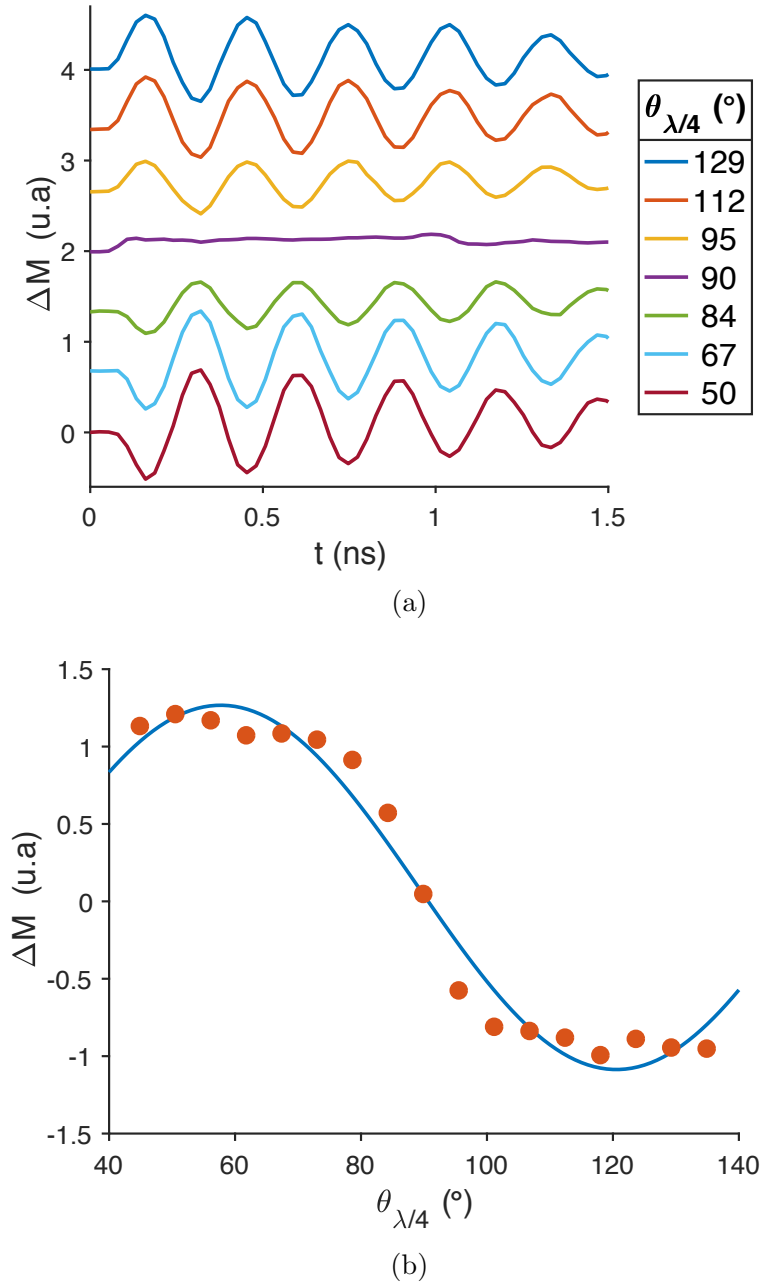


FIGURE 4.4 – (a) Oscillations de l'aimantation pour différentes polarisations incidentes au cours du temps. Un angle de lame quart d'onde de $\theta_{\lambda/4} = 90^\circ$ correspond à une polarisation purement linéaire, un angle de $\theta_{\lambda/4} = 45^\circ$ à une polarisation σ_+ et un angle de $\theta_{\lambda/4} = 135^\circ$ à une polarisation σ_- . (b) Amplitude des oscillations en fonction de l'angle de la lame quart d'onde. En rouge, les données expérimentales, en bleu le modèle théorique développé à partir de l'équation 4.13. Le grenat de BiLuIG est d'une épaisseur de $6 \mu\text{m}$ et l'impulsion d'une durée de 150 fs. Le champ magnétique appliqué dans le plan du grenat est de 900 G. Expérience réalisée à température ambiante.

2.2 Détermination du rapport gyromagnétique du BiLuIG

L'estimation de l'amplitude du champ magnétique photo-induit nécessite la connaissance du rapport gyromagnétique du BiLuIG. Dans l'interaction entre un dipôle magnétique et un champ magnétique, le rapport gyromagnétique donne la relation de proportionnalité entre le champ magnétique et la fréquence de Larmor f , à laquelle le dipôle précesse autour du champ. D'après l'équation 4.8 on a $f = \gamma/2\pi H_t$: la fréquence de rotation de l'aimantation est donc proportionnelle à $H_t = |\mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{ext}|$. Sur la Figure 4.5, on voit que la relation entre f et H_{ext} est linéaire.   partir de ces données, nous estimons le rapport gyromagnétique du BiLuIG égal à $\gamma = 17,4$ MHz/G. En effectuant une régression linéaire, nous pouvons également déterminer la valeur du champ d'anisotropie magnéto-cristallines lorsque $H_{ext} = 0$. L'aimantation tourne autour de ce champ à une fréquence $f_0 = 0,8$ GHz, ce qui correspond à $H_a \approx 300$ G. Cette valeur est en bon accord avec les champs d'anisotropie mesurés pour un grenat de cette composition [18].

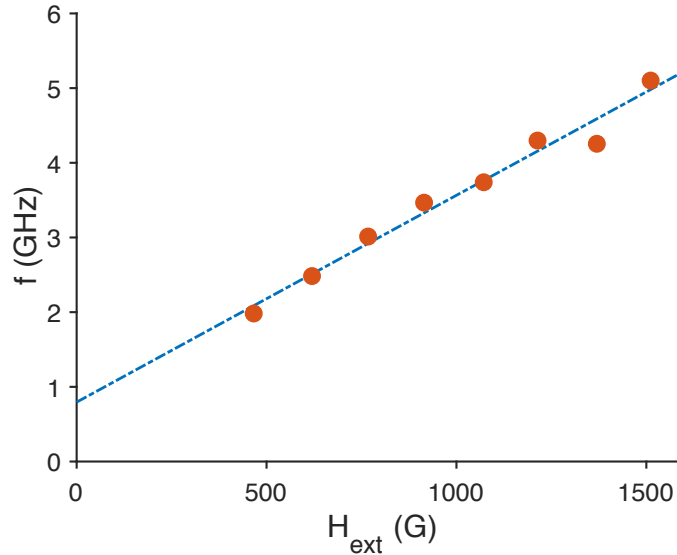


FIGURE 4.5 –  volution de la fréquence de précession de l'aimantation f en fonction du champ magnétique extérieur H_{ext} appliqué dans le plan du grenat. En bleu, les données expérimentales et en rouge, la régression linéaire de pente $\gamma/2\pi = 17,4/2\pi$ MHz/G et d'ordonnée à l'origine $f_0 = 0,8$ GHz. Expérience réalisée à température ambiante.

2.3 Amplitude et profil spatial du champ magnétique EFI

Afin de déterminer l'amplitude de H_L à partir de l'équation 4.9, nous devons étalonner le signal de détection en fonction de l'angle de rotation Faraday de la polarisation du faisceau sonde. L'analyse de la polarisation est réalisée par une photodiode différentielle qui mesure la différence d'intensité entre les composantes p et s de la polarisation. Une rotation θ_F de la polarisation correspond à une variation proportionnelle de la tension de photodiode V_{ph} . Nous effectuons donc une calibration de rotation Faraday sur le faisceau sonde.   un champ magnétique $\mathbf{H}_{ext} = H_{ext} \mathbf{e}_z$, appliqué selon l'axe optique, correspond une rotation Faraday de la polarisation d'un angle $\theta_F = V dH_{ext} \propto V_{ph}$. La constante de Verdet du grenat V et son

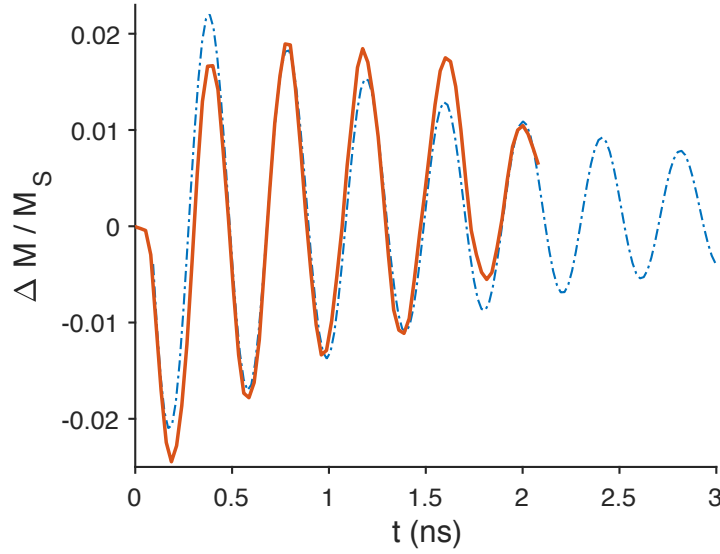


FIGURE 4.6 – Oscillations de l'aimantation normalisée par l'aimantation de saturation M_s (à température ambiante). En rouge, les données expérimentales pour une polarisation circulaire droite avec une fluence de pompe de 100 mJ/cm^2 . En bleu, la modélisation par une sinusoïde amortie de la forme $\frac{\Delta M(t)}{M_s} = A e^{-t/\tau} \sin(2\pi f t + \phi)$ avec $f = 2,5 \text{ GHz}$ et $\tau = 2 \text{ ns}$.

épaisseur d sont connues, ce qui permet, en faisant varier H_{ext} , d'établir une relation directe entre θ_F et V_{ph} . Nous pouvons à présent estimer, à partir de la Figure 4.6, l'amplitude du champ magnétique photo-induit $H_L \approx 1 \text{ T}$ (soit 10^4 G). Une unique impulsion laser, d'une durée de 150 fs , induit donc un champ magnétique ultra-court d'une grande amplitude.

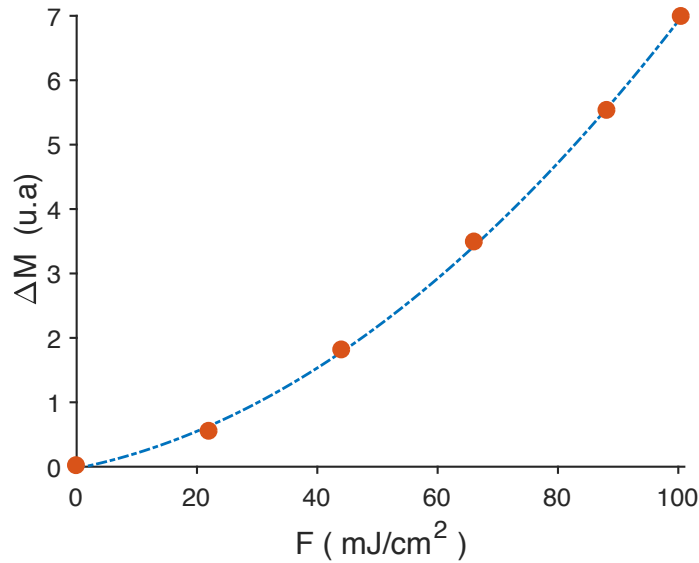


FIGURE 4.7 – Amplitude des oscillations de l'aimantation en fonction de la fluence des impulsions laser. En rouge, les données expérimentales, en bleu la correspondance avec une relation quadratique. Expérience réalisée à température ambiante.

La formule développée dans l'équation 4.5 établit une relation linéaire entre l'amplitude du champ magnétique transitoire et l'intensité du champ laser incident. Il s'avère pourtant que l'étude de l'amplitude des oscillations en fonction de la fluence laser révèle une relation quadratique, comme on peut le voir sur la Figure 4.7. Il existe dans le BIG, un grenat de composition proche du BiLuIG, une résonance à deux photons à 800 nm [19]. La similitude des propriétés optiques du BIG et du BiLuIG nous laisse supposer qu'une absorption à deux photons à 780 nm est à l'origine de cette relation quadratique.

L'effet Faraday inverse permet de générer optiquement un champ magnétique très localisé autour du point de focalisation du laser. En revanche, il a été montré que l'aimantation induite par la présence de ce champ s'étend sur plusieurs micromètres [20]. En effet, elle se propage en partant du centre de l'impulsion laser via deux protagonistes : les magnons, créés lors du processus de diffusion Raman, et les phonons du réseau, issus de l'excitation laser. Les relations de dispersion des magnons et des phonons sont très proches, ce qui donne lieu à un couplage magnéto-élastique [21]. Cela signifie que les phonons du milieu magnétique peuvent être convertis en aimantation : il s'agit d'une aimantation induite par phonon. Ce phénomène de propagation a déjà été étudié dans un grenat de fer, avec une méthode de microscopie Faraday, permettant de réaliser une cartographie de l'aimantation photo-induite à différents temps après le passage de l'impulsion laser [20]. Les résultats de cette expérience, exposés sur la Figure 4.8, montrent que 6,2 ns après le passage de l'impulsion laser, les mouvements d'aimantation se sont propagés sur un disque d'un diamètre d'environ 90 μm .

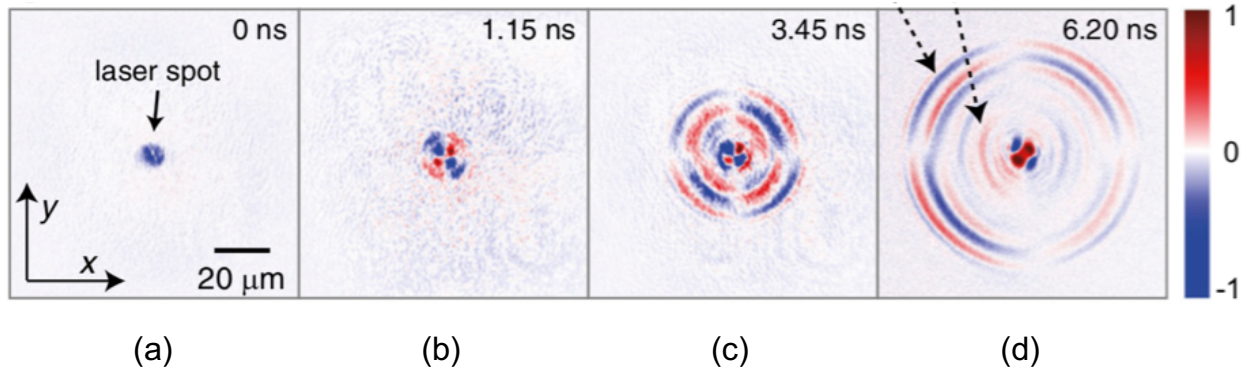


FIGURE 4.8 – Génération et propagation d'ondes magnéto-élastiques dans un grenat de fer (images de microscopie Faraday) [20]. (a) L'impulsion laser provoque un réarrangement de l'aimantation, au début limité à l'étendue spatiale de l'impulsion laser. (b) → (d) L'aimantation photo-induite se propage ensuite de manière concentrique autour la perturbation initiale. En quelques nanosecondes elle s'étend sur un disque de plus de 40 μm de rayon. L'échelle de couleur donne la rotation Faraday de la polarisation de la sonde en unité arbitraire.

Pour notre part, nous avons étudié le profil du champ photo-induit dans le grenat de BiLuIG. H_L suit un profil spatial gaussien, montré sur la Figure 4.9, correspondant au profil d'intensité de l'impulsion laser dans le grenat [21]. La tache de focalisation du faisceau de pompe a une largeur à mi-hauteur de 2 μm et celle de H_L est égale à $2\sigma\sqrt{\ln(2)} = 2,1 \mu\text{m}$. La correspondance des profils confirme que l'étendue spatiale du champ EFI est limitée par celle du laser focalisé dans le grenat.

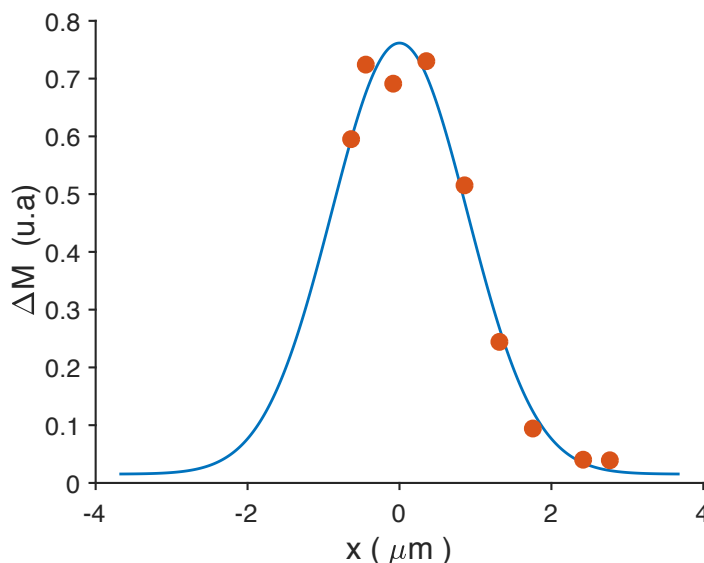


FIGURE 4.9 – Amplitude des oscillations de l’aimantation en fonction de la distance entre la pompe et la sonde (à température ambiante). En rouge, les données expérimentales et en bleu, la modélisation par un profil gaussien de la forme e^{-x^2/σ^2} avec $\sigma = 1,26 \mu\text{m}$.

3 Aimantation à basse température

Notre système de cryogénie, adapté à l’optique, nous permet de réaliser une étude de l’effet Faraday inverse à des températures situées entre 4 K et 300 K. À basse température, la constante de Verdet augmente de 15% par rapport à sa valeur à température ambiante [16]. Ce comportement est très différent de celui des grenats tels que le TGG, pour lesquels la constante de Verdet augmente d’un facteur 40 à basse température [22]. Dans le grenat de BiLuIG, c’est la présence du bismuth qui rend la constante de Verdet plus stable et en fait un bon candidat pour effectuer des mesures par rotation Faraday à différentes températures. Nous étudions ici l’amplitude et la fréquence des oscillations de l’aimantation en fonction de la température.

3.1 Augmentation de l’amplitude des oscillations

L’amplitude des oscillations de l’aimantation est sensible à la température. Comme on peut le voir sur la Figure 4.10, l’amplitude augmente d’un facteur 5 entre 300 K et 10 K. À une température donnée, l’amplitude est déterminée principalement par deux paramètres : le champ magnétique photo-induit et l’aimantation de saturation. Nous discutons ici le comportement de M_s et H_L en fonction de la température.

L’aimantation de saturation est une fonction de la température. En effet, une aimantation spontanée n’est possible qu’en présence d’une faible agitation thermique. Si la température est trop élevée, l’agitation thermique entraîne une hausse de l’énergie des spins, causant ainsi un désordre et la disparition de l’ordre magnétique. La température déterminant la limite entre l’état ordonné et désordonné est nommée température de Curie. À basse température, l’aimantation de saturation se fait de plus en plus forte en raison de l’alignement d’un

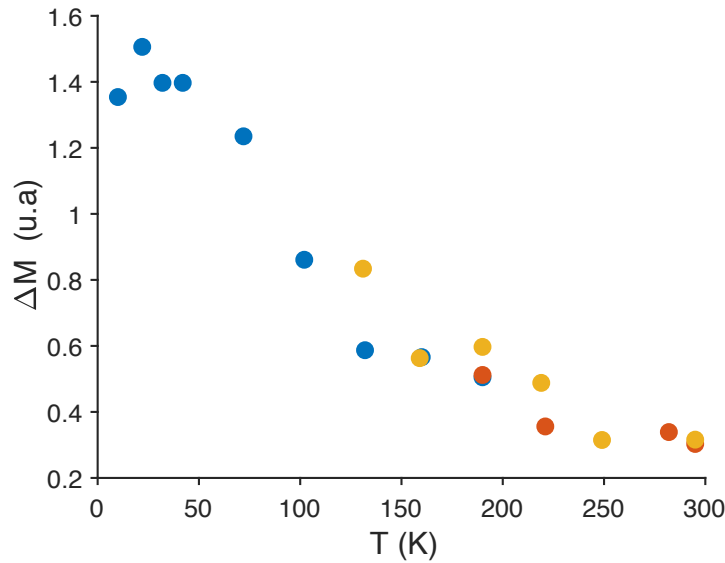


FIGURE 4.10 – Amplitude des oscillations de l'aimantation en fonction de la température en polarisation circulaire droite. Les différentes couleurs font référence à trois séries de mesures rassemblées dans cette figure afin de voir la variation de l'amplitude des oscillations sur une large plage de températures.

plus grand nombre de spins. Elle atteint théoriquement sa valeur maximale au zéro absolu $M_s(T \rightarrow 0) = M_0$. D'après l'approche statistique, l'aimantation de saturation suit une loi en $M_s(T) = M_0 \sqrt{1 - T/T_{Curie}}$.

M_0 et T_{Curie} sont caractéristiques de la composition du grenat. La composition du grenat de BiLuIG est $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-z}\text{Ga}_z\text{O}_{12}$ avec $x \approx 0,9$ et $z \approx 1$, à laquelle correspondent $M_0 \approx 2500$ G et $T_{Curie} \approx 570$ K [16]. À température ambiante on a donc $M_s/M_0 = 0,7$. Entre 300 K et 10 K, M_s augmente donc de 30% ce qui signifie que le seul effet de M_s sur l'amplitude des oscillations la ferait augmenter de 0,3 u.a. à 0,4 u.a. entre ces deux températures. Les variations de M_s en fonction de la température n'expliquent donc pas l'augmentation significative observée sur la Figure 4.10.

Examinons à présent l'amplitude du champ H_F . D'après l'équation 4.5, celle-ci dépend de l'intensité de l'impulsion laser et de la susceptibilité opto-magnétique α . Puisque l'intensité de l'impulsion est maintenue constante durant l'étude en température, nous pouvons en déduire que α est une fonction de la température. Le champ créé par EFI dans le grenat serait donc plus intense à basse température en raison d'un changement des propriétés intrinsèques au grenat. Nous pouvons estimer qu'il augmente d'un facteur 5 entre 300 K et 10 K. Sachant que $H_L(T = 300\text{K}) \approx 1$ T, le champ photo-induit à basse température est de l'ordre de 5 T.

3.2 Changement de fréquence

L'étude en température de la fréquence des oscillations f met en évidence une augmentation de la fréquence de 22 GHz à 36 GHz entre 300 K et 10 K (Figure 4.11a). L'expérience menée à basse température sur le BiLuIG est réalisée en présence d'un champ magnétique extérieur

appliqué dans le plan du grenat. Cela augmente la fréquence de précession de l'aimantation, ce qui permet une meilleure détermination de f grâce à un plus grand nombre de périodes d'oscillation sur l'intervalle de temps étudié. Puisque le champ magnétique appliqué est maintenu constant, les variations de fréquence sont uniquement fonction des variations du champ d'anisotropie magnéto-cristalline.

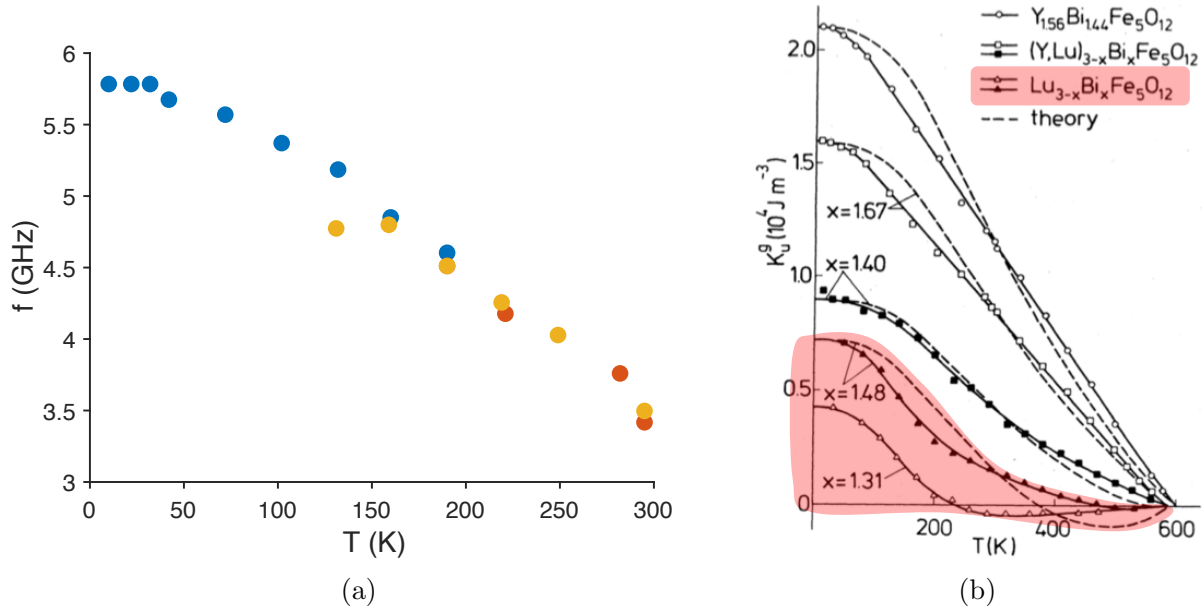


FIGURE 4.11 – (a) Fréquence des oscillations de l'aimantation en fonction de la température. Le champ magnétique appliqué dans le plan est de l'ordre de $H_{ext} \approx 1000$ G. (b) Étude de la constante d'anisotropie en fonction de la température dans des grenats de différentes compositions [16]. En rouge le cas de grenats de composition similaire au grenat de BiLuIG.

Le champ d'anisotropie est sensible à la température, en raison notamment des distorsions subies par le réseau cristallin lors des changements de température. Il dépend de l'aimantation de saturation, qui évolue peu avec la température, et de la constante d'anisotropie magnéto-cristalline K_u^g selon la relation [23] :

$$H_a(T) = 2 \frac{K_u^g(T)}{M_s(T)}. \quad (4.14)$$

K_u^g a été étudiée pour différents grenats de fer ferrimagnétiques de composition proche de celle du grenat de BiLuIG [16]. Sur la Figure 4.11b, on voit que la constante d'anisotropie augmente lorsque la température décroît. L'évolution de f en fonction de la température étant similaire, nous faisons l'hypothèse que l'augmentation de la fréquence à basse température est liée à l'augmentation du champ d'anisotropie magnéto-cristalline.

3.3 Phénomène de battement

L'étude temporelle de la dynamique de l'aimantation dans le BiLuIG révèle, à des temps relativement longs, la présence d'un battement. En effet, comme on peut le voir sur la Figure 4.12, une modulation en amplitude des oscillations de l'aimantation apparaît. La fréquence rapide est celle de la porteuse f_P dont l'amplitude est modulée par un signal de plus basse

fréquence f_M . Ce battement résulte de la somme de deux signaux oscillants à des fréquences très proches $f_1 = f_P + f_M$ et $f_2 = f_P - f_M$.

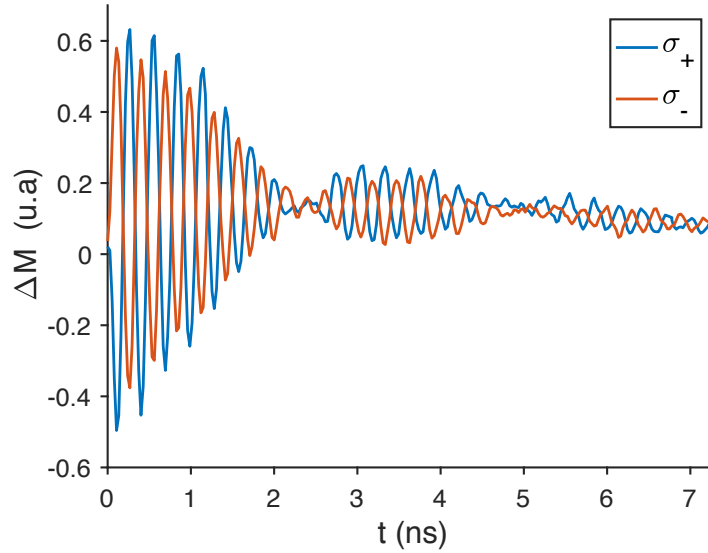


FIGURE 4.12 – Mise en évidence d’une modulation des oscillations de l’aimantation par un signal de plus basse fréquence pour les deux polarisations σ_+ et σ_- . Le champ magnétique appliqué dans le plan du grenat est d’environ 900 G et la température de 300 K.

Le grenat de BiLuIG appartient à la famille des ferrites de terres rares qui sont usuellement constitués de trois sous-réseaux magnétiques. Deux sous-réseaux sont associés aux ions de fer des sites octaédrique d’une part et tétraédrique d’autre part, fortement couplés par une interaction ferrimagnétique. En raison de leur fort couplage, ces deux sous-réseaux sont usuellement considérés comme un unique réseau ferromagnétique. Sous l’influence d’interactions plus faibles, cet ensemble ferromagnétique aimante un troisième sous-réseau, constitué d’ions de terre rare, en sens opposé de sa propre aimantation [24]. L’interaction ferrimagnétique entre ces deux sous-réseaux de spins a notamment été mise en évidence, via l’effet Faraday inverse, dans un grenat dopé au gadolinium, un ion à fort moment magnétique. La résolution temporelle des oscillations de l’aimantation, suite à la perturbation amenée par le champ magnétique photo-induit, révèle la présence de plusieurs fréquences d’oscillation [25]. Dans le cas du grenat de BiLuIG, l’atome de terre rare est un ion lutécium Lu^{3+} . Étant donnée sa dernière couche électronique pleine, cet ion ne possède pas de moment magnétique. Le grenat de BiLuIG tient donc son caractère magnétique uniquement de ses deux sous-réseaux d’atomes de fer [26]. Les aimantations de chaque sous-réseau, désignées par $\mathbf{M}_1$ et $\mathbf{M}_2$, trouvent leur alignement par rapport à des champs d’anisotropie qui leur sont propres, soit $\mathbf{H}_1^a$ et $\mathbf{H}_2^a$. Des rapports gyromagnétiques γ_1 et γ_2 différents leur sont également associés. Ces deux sous-réseaux sont couplés par le champ moléculaire et la force de ce couplage ferrimagnétique est donnée par un facteur λ .

La dynamique de l’aimantation résultante $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ est donnée par deux équations couplées de Landau-Lifshitz [25] :

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} = -\gamma_1 [\mathbf{M}_1 \times (\mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_1^a + \lambda \mathbf{M}_2)], \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} = -\gamma_2 [\mathbf{M}_2 \times (\mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_2^a + \lambda \mathbf{M}_1)]. \quad (4.16)$$

Deux modes de résonance distincts, la résonance ferromagnétique f_{fm} et la résonance d'échange f_{ech} , sont solutions de ces équations couplées :

$$2\pi f_{fm} = \gamma_{eff} (H_{ext} + H_{eff}^a), \quad (4.17)$$

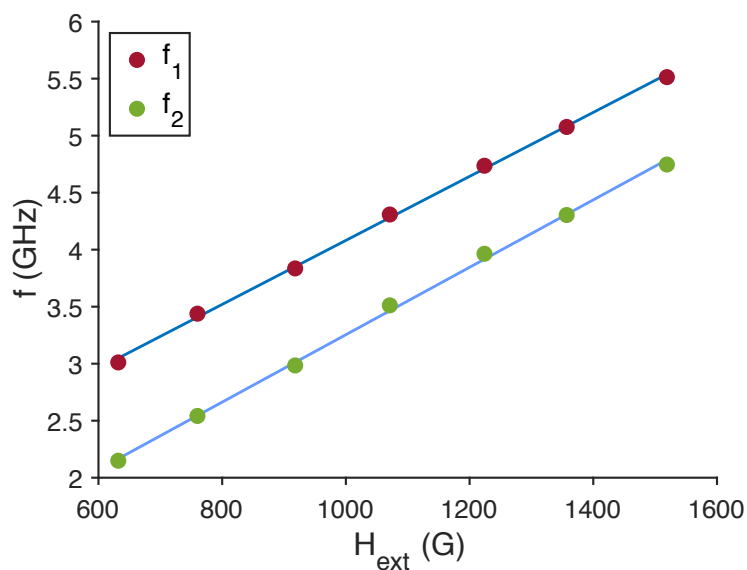
$$2\pi f_{ech} = \lambda(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2) - \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} H_{ext} + \frac{\gamma_1 H_1^a - \gamma_2 H_2^a}{2}, \quad (4.18)$$

avec respectivement le rapport gyromagnétique et le champ d'anisotropie effectifs [27] :

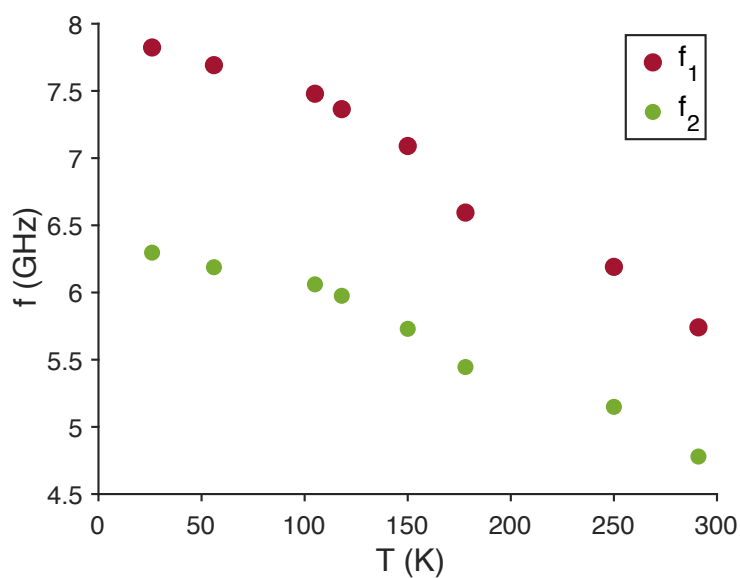
$$\gamma_{eff} = \frac{M_1 - M_2}{M_1/\gamma_1 - M_2/\gamma_2} \quad \text{et} \quad H_{eff}^a = \frac{M_1 H_1^a + M_2 H_2^a}{M_1 - M_2}.$$

L'expression de la fréquence d'échange f_{ech} suggère une baisse de fréquence avec l'augmentation de H_{ext} . Cependant, sur la Figure 4.13a, les fréquences f_1 et f_2 augmentent toutes les deux en fonction du champ magnétique appliqué. Nous ne pouvons donc pas associer l'un de ces modes d'oscillation à l'interaction d'échange. De plus, étant admis que l'interaction d'échange entre les deux sous-réseaux de spin est très forte, nous devrions avoir $f_{ech} \gg f_{fm}$ [25]. Le comportement similaire de f_1 et f_2 en fonction du champ magnétique et de la température (Figure 4.13b) nous indique que ces deux fréquences correspondent à l'interaction entre le champ magnétique transverse et le réseau ferromagnétique porteur d'une aimantation résultante $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$.

La faible différence de fréquence entre f_1 et f_2 , environ égale à $\Delta f \approx 1,3$ GHz, peut être attribuée à des variations spatiales du champ d'anisotropie magnéto-cristalline dans le grenat. Cela peut être dû à la géométrie du matériau magnétique, induisant des effets de bord [28]. Notre grenat est un film de $2,5 \times 2,5$ cm² et d'une épaisseur de 6 μ m : le confinement dans une direction de l'espace peut impliquer l'existence de deux modes d'excitation des spins, l'un au centre et l'autre en surface du grenat. Nous pouvons également faire l'hypothèse que cela est dû à un effet de chauffage local induit par l'impulsion laser. En effet, afin de mener l'expérience en réflexion, l'impulsion laser est focalisée sur une surface réfléchissante placée sous le grenat. Celle-ci absorbe une partie de l'énergie laser incidente, ce qui provoque une augmentation de la température. Si l'élévation de température se propage dans le grenat, cela peut induire un changement local de l'amplitude du champ d'anisotropie magnéto-cristalline.



(a)



(b)

FIGURE 4.13 – Phénomène de battement : analyse des deux fréquences f_1 et f_2 composant le signal d'oscillation de l'aimantion. (a)  volution de f_1 et f_2 en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan du grenat   température ambiante. (b) Dépendance en température de f_1 et f_2 avec un champ appliqué $H_{ext} \approx 1000$ G. L'impulsion laser a une polarisation circulaire droite.

4 Possibilité de génération de vortex

À l'interface entre magnétisme et supraconductivité, l'interaction entre les vortex d'Abrikosov et des micro-structures magnétiques suscite un intérêt grandissant. En effet, la modulation contrôlée du champ magnétique à la surface d'un supraconducteur peut fortement modifier le potentiel de piégeage [29] ou encore induire localement des supercourants permettant d'agir sur les vortex. Dans la perspective de développer une nouvelle méthode de génération de quanta de flux, nous nous sommes intéressés à une étude théorique montrant qu'il serait possible de générer des vortex grâce à un îlot magnétique placé à la surface d'un supraconducteur [30]. En utilisant le grenat comme milieu médiateur, nous serions en mesure de créer un tel îlot magnétique par effet Faraday inverse. Dans cette partie, nous nous intéressons donc aux conditions de génération d'un vortex par EFI. Dans un premier temps, nous étudierons la condition de stabilité d'un vortex en fonction du champ magnétique photo-induit. En effet, pour qu'un vortex apparaisse dans un condensat supraconducteur, il faut que sa présence soit favorable d'un point de vue énergétique. Dans un second temps, nous estimerons l'amplitude de l'aimantation photo-induite nécessaire à la destruction locale de la supraconductivité. Ceci permet d'abaisser la barrière de Bean-Livingston que le vortex doit franchir pour pénétrer dans le condensat supraconducteur. Enfin, nous discuterons les conditions d'une réalisation expérimentale.

4.1 Condition de stabilité d'un vortex

L'interaction entre un dipôle magnétique et un supraconducteur peut être décrite dans le cadre de la théorie de Ginzburg-Landau. On considère un cylindre magnétique d'aimantation volumique $\mathbf{M}$ en contact avec un film supraconducteur d'épaisseur d_s comme décrit sur la Figure 4.14. Si un vortex vient à apparaître dans le supraconducteur, initialement dépourvu de vortex, cela crée une contribution à l'énergie de la forme :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_v + \varepsilon_{mv}, \quad (4.19)$$

où ε_v est l'énergie du vortex et ε_{mv} l'énergie résultant de l'interaction entre le dipôle magnétique et le vortex. Lorsque $\Delta\varepsilon \leq 0$, la création d'un vortex devient favorable d'un point de vue énergétique. Dans ce qui suit, nous déterminons ε_v et ε_{mv} .

Énergie d'un vortex : Considérons un vortex qui apparaît dans le supraconducteur à une position définie par le centre du dipôle magnétique, soit en $\rho = 0$ ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \mathbf{e}_\rho$). Dans le cas d'un film supraconducteur, l'énergie du vortex par unité de longueur est donnée par [31] :

$$\varepsilon_v = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} \left\{ \ln(\kappa) + 2\frac{\lambda_L}{d_s} \tanh\left(\frac{d_s}{2\lambda_L}\right) \ln\left[1 + \coth\left(\frac{d_s}{2\lambda_L}\right)\right] \right\}, \quad (4.20)$$

avec ξ la longueur de cohérence de l'état supraconducteur, λ_L la longueur de pénétration de London, $\kappa = \lambda_L/\xi$ le paramètre de Ginzburg-Landau et Φ_0 le quantum de flux du vortex. Dans le cas où $\kappa \gg 1$, l'énergie du coeur du vortex est négligée, seules les contributions du champ magnétique et des supercourants du vortex sont prises en compte. Cela revient à négliger le second terme contenu dans les accolades. On exprime alors l'énergie sous la forme suivante :

$$\varepsilon_v \approx \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} \ln(\kappa). \quad (4.21)$$

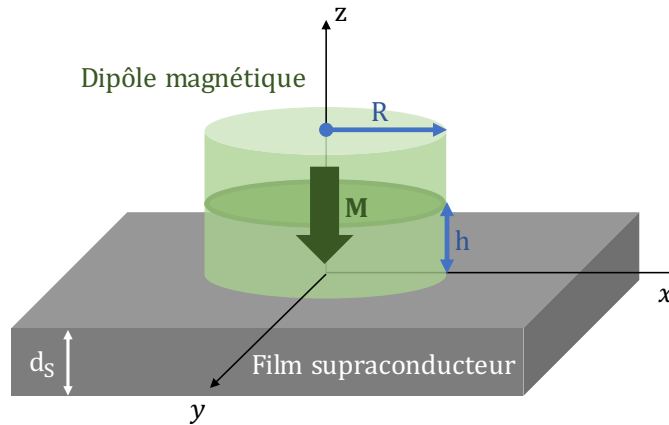


FIGURE 4.14 – Représentation schématique d'un système dipôle magnétique / film supraconducteur. Le dipôle est un cylindre de demi-hauteur h , de rayon R possédant une aimantation volumique $\mathbf{M}$ normale au film supraconducteur. Le film est situé dans le plan défini par (x,y) . Il est d'une épaisseur d_s et supposé infiniment étendu dans le plan.

Énergie d'interaction vortex / dipôle magnétique : En présence du dipôle magnétique, le supraconducteur génère des supercourants afin d'écranter le champ magnétique créé par celui-ci. Ces courants induits interagissent alors avec le quantum de flux magnétique du vortex au travers de la force de Lorentz (ou force de Magnus). Une estimation de l'énergie d'interaction par unité de longueur, entre le quantum de flux Φ_0 et la densité volumique de courants Meissner $\mathbf{j}_m$, est donnée par le travail W_L effectué par la force de Lorentz [32] :

$$\varepsilon_{mv} = -W_L = \int_0^\infty \mathbf{F}_L(\rho) \cdot \mathbf{e}_\rho \, d\rho \quad \text{avec} \quad \mathbf{F}_L(\rho) = \mathbf{j}_m(\rho) \times \Phi_0. \quad (4.22)$$

Afin de déterminer l'expression de $\mathbf{j}_m(\rho)$, considérons d'abord l'aimantation bi-dimensionnelle de l'îlot magnétique $m = M \times 2h$ avec h la demi-hauteur du cylindre magnétique. Le dipôle magnétique, considéré infiniment fin, est placé à une hauteur h :

$$\mathbf{m}(r) = -m \, \Theta(R - \rho) \, \delta(z - h) \, \mathbf{e}_z. \quad (4.23)$$

Les fonction Θ et δ sont respectivement les fonctions de Heaviside et de Dirac et R le rayon du cylindre magnétique. Pour déterminer l'expression des supercourants induits, il est plus aisé de se positionner dans l'espace de Fourier. On y définit le vecteur d'onde $\mathbf{k} = k_z \mathbf{z} + \mathbf{q}$ avec $\mathbf{q}$ la projection de $\mathbf{k}$ dans le plan du supraconducteur. La transformée de Fourier de l'aimantation est donnée par :

$$\mathbf{m}_\mathbf{k} = -m \frac{2\pi R}{q} J_1(qR) e^{ik_z h} \mathbf{e}_z, \quad (4.24)$$

avec J_1 la fonction de Bessel à l'ordre 1. Le potentiel vecteur $\mathbf{A}_m$ associé au champ magnétique créé par le dipôle magnétique, satisfait l'équation de Maxwell-London :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}_m) = -\frac{1}{\lambda_{eff}} \mathbf{A}_m \delta(z) + \nabla \times \mu_0 \mathbf{m}, \quad (4.25)$$

avec $\lambda_{eff} = \lambda_L^2/d_s$ la longueur de pénétration effective. La résolution de cette équation dans l'espace de Fourier a pour solution [33] :

$$A_{m\mathbf{k}} = \mu_0 M \frac{i2\pi R}{k^2} J_1(qR) \left(e^{ik_z h} - \frac{e^{-qh}}{1 + 2q\lambda_{eff}} \right). \quad (4.26)$$

L'expression du potentiel vecteur dans l'espace réel $A_m(\rho)$ est donnée par la transformée de Fourier inverse de $A_{m\mathbf{k}}$:

$$A_m(\rho) = -\mu_0 M R \lambda_{eff} \int_0^\infty \frac{J_1(qR) J_1(q\rho)}{1 + 2q\lambda_{eff}} (1 - e^{-q2h}) dq. \quad (4.27)$$

La densité volumique de courant Meissner s'exprime en fonction du potentiel vecteur : $\mathbf{j}_m(\rho) = -A_m(\rho) / \mu_0 \lambda_L^2 \mathbf{e}_\theta$. Ce courant est porté par le vecteur unitaire $\mathbf{e}_\theta = \mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_\rho$. Le travail résultant de son interaction avec le flux magnétique du vortex $\Phi_0 = \Phi_0 \mathbf{e}_z$ calculé à partir de l'équation 4.22 est donné par :

$$W_L = M \Phi_0 \frac{R}{d_s} \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \frac{J_1(qR) J_1(q\rho)}{1 + 2q\lambda_{eff}} (1 - e^{-q2h}) dq \right] d\rho. \quad (4.28)$$

Sachant que $J_1(q\rho) = q^{-1} \frac{\partial}{\partial \rho} J_0(q\rho)$, on intègre suivant le rayon ρ . L'énergie d'interaction par unité de longueur entre le vortex et les courants Meissner, estimée à partir de $\varepsilon_{mv} = -W_L$, prend la forme :

$$\varepsilon_{mv} = -M \Phi_0 \frac{R}{d_s} \int_0^\infty \frac{J_1(qR)}{q(1 + 2q\lambda_{eff})} (1 - e^{-q2h}) dq. \quad (4.29)$$

On définit alors une fonction $f(x)$ avec $x = qR$:

$$f(x) = \int_0^\infty \frac{J_1(x)}{x(1 + 2x\lambda_{eff}/R)} (1 - e^{-x2h/\lambda}) dx. \quad (4.30)$$

L'énergie d'interaction s'écrit alors $\varepsilon_{mv} = M \Phi_0 (R/d_s) f(x)$. La présence d'un vortex dans le film supraconducteur induit donc une variation d'énergie :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} \ln(\kappa) - M \Phi_0 \frac{R}{d_s} f(x). \quad (4.31)$$

La condition de stabilité d'un vortex dans le condensat supraconducteur, donnée par $\Delta\varepsilon \leq 0$, permet de définir une aimantation seuil solution de cette inéquation :

$$M_s \geq H_{c1} \frac{d_s}{R} f(x)^{-1}, \quad (4.32)$$

avec H_{c1} le champ critique délimitant l'état Meissner de l'état mixte donné par :

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} \ln(\kappa). \quad (4.33)$$

On définit le champ seuil pour la stabilité d'un vortex à partir de $H_s = M_s/\chi_m$ avec χ_m la susceptibilité magnétique de la structure magnétique. La fonction $f(x)^{-1}$ est estimée relativement à la hauteur D et au rayon R du dipôle magnétique ainsi qu'à l'épaisseur d_s du supraconducteur. Pour $D \approx R \gg \lambda_L \approx d_s \approx \lambda_{eff}$, $f(x)^{-1} \approx 1$ ce qui correspond à un champ magnétique seuil tel que :

$$H_s \geq \frac{H_{c1}}{\chi_m} \frac{d_s}{R}. \quad (4.34)$$

Le champ magnétique seuil dépend du rapport entre l'épaisseur du film supraconducteur d_s et le rayon du cylindre aimanté R .

4.2 Condition de génération

Afin qu'un vortex puisse pénétrer dans le condensat supraconducteur, il faut détruire localement la supraconductivité. Ceci est réalisé via les supercourants induits dans le film par la présence de la structure magnétique. Il faut que leur densité soit supérieure à la densité de courant critique.

Afin de calculer les courants induits en périphérie du cylindre magnétique, nous reprenons l'expression du potentiel vecteur $A_m(\rho)$ définie dans l'équation 4.27. Posons $A_{m0} = -\mu_0 M \lambda_{eff}$ et effectuons un changement de variable tel que $x = \lambda_L q$. Le potentiel vecteur créé en $\rho = R$ par le cylindre aimanté est alors donné par :

$$\frac{A_m(R)}{A_{m0}} = \frac{R}{\lambda_L} \int_0^\infty \frac{J_1^2(xR/\lambda_L)}{1 + 2x\lambda_L/d_s} (1 - e^{-x2h/\lambda_L}) dx. \quad (4.35)$$

Dans notre cas, on a $h \gg \lambda_L$ et $R \gg \lambda_L$ ce qui signifie que $A_m/A_{m0} \rightarrow 1$ soit $A_m(R) \approx -\mu_0 M \lambda_{eff}$. La densité volumique de courant induit par ce potentiel vecteur en $\rho = R$ est donc $j_m = M/d_s$. Afin que la supraconductivité soit détruite, cette densité de courant doit être supérieure à la densité de courant critique définie par :

$$j_c = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{H_c}{\lambda_L} \quad \text{avec} \quad H_c = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi\mu_0\lambda_L\xi} \quad \text{le champ magnétique critique.} \quad (4.36)$$

Le champ magnétique H_v du cylindre magnétique permettant de faire pénétrer un vortex dans le condensat répond à la condition $j_m > j_c$. Dans le cas où $\lambda_L \approx d_s$ on a :

$$H_v > \frac{H_c}{2\chi_m}. \quad (4.37)$$

Afin qu'un vortex soit généré et piégé de manière stable dans un film supraconducteur, il faut appliquer un champ magnétique devant être à la fois supérieur à H_s et H_v .

4.3 Vers une réalisation expérimentale

La méthode optique nous permet de générer, à basse température, une aimantation hors-plan de $0,1 M_s$ soit de $\Delta M = 110$ G (Figure 4.10). Afin que le film supraconducteur « voit » l'aimantation photo-induite, celle-ci doit persister sur une durée supérieure au temps de réponse du supraconducteur τ_{SC} . Le temps caractéristique du condensat supraconducteur dépend de son gap d'énergie Δ selon la relation $\tau_{sc} = \hbar/\Delta$. Pour un film de niobium, $\Delta \approx 1.3$ meV auquel correspond un temps de réponse de l'ordre de $\tau_{sc} \approx 3$ ps. Comme nous l'avons vu, l'aimantation photo-induite évolue dans le temps à l'échelle de la nanoseconde. Le supraconducteur sera donc *a priori* sensible à sa présence et à ses oscillations spatiales selon l'axe optique.

Par ailleurs, le film supraconducteur et le grenat ne sont pas tout à fait en contact. Il faut donc tenir compte de la décroissance de l'aimantation ΔM dans cet espace séparant les deux films. Une estimation est réalisée à partir du modèle simple du cylindre magnétique. Pour un cylindre de hauteur D et de rayon R , situé à une distance z du film supraconducteur, le champ considéré en $\rho = 0$ décroît suivant l'équation :

$$\Delta M(z) = \frac{\Delta M_0}{2} \left(\frac{D+z}{\sqrt{R^2 + (D+z)^2}} - \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right), \quad (4.38)$$

avec $\Delta M_0 = 11$ mT l'amplitude de l'aimantation au centre du cylindre magnétique. L'aimantation photo-induite décroît rapidement en sortie de grenat comme il est montré sur la Figure 4.15. Le grenat se trouve à une distance de l'ordre de 100 nm du supraconducteur, ce qui correspond à un champ $\Delta M \approx 5,7$ mT à la surface du supraconducteur.

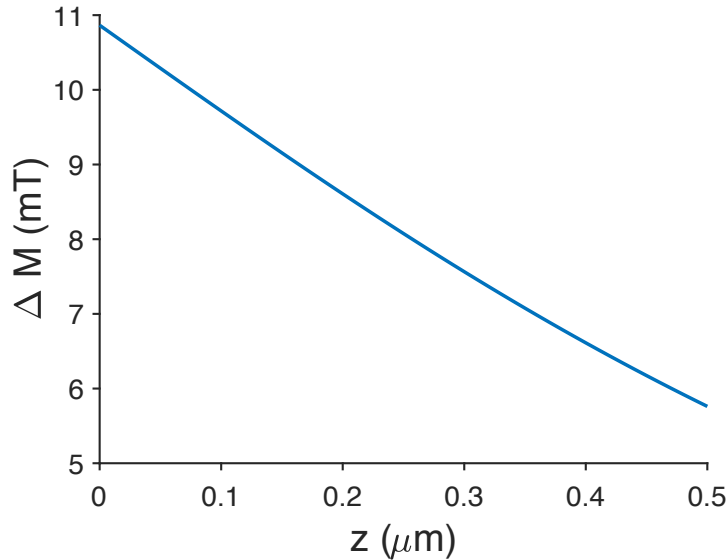


FIGURE 4.15 – Décroissance de l'aimantation photo-induite en fonction de la distance z entre le supraconducteur et le grenat situé en $z = 0$ calculée à partir de l'équation 4.38.

Nous estimons à présent H_s , le champ magnétique nécessaire à la stabilité d'un vortex donné par l'équation 4.34. Le film de niobium est d'une épaisseur $\lambda_L \approx d_s = 100$ nm et l'étendue

spatiale de H_L se fait sur un rayon $R \approx 1 \mu\text{m}$ soit $d_s/R = 10^{-1}$. La susceptibilité magnétique du grenat de BiLuIG, que nous avons mesurée, est de l'ordre de $\chi_m \approx 3$. Enfin, le champ magnétique critique d'un film de niobium est égal à $H_{c1} = 37 \text{ mT}$. Un champ H_s de quelques mT suffirait *a priori* à stabiliser un vortex dans le film supraconducteur. En revanche, le champ nécessaire pour passer la barrière géométrique est plus important : le champ critique $H_c = 225 \text{ mT}$ ce qui correspond à $H_v = 40 \text{ mT}$. Ce champ seuil est supérieur à celui que nous sommes en mesure de créer à la surface du supraconducteur. Il est donc nécessaire d'adapter les conditions expérimentales afin de favoriser la pénétration d'un vortex dans le film supraconducteur.

Tout d'abord, nous pouvons augmenter l'amplitude de l'aimantation photo-induite via le choix de la longueur d'onde utilisée. En effet, il a été montré dans un grenat de BIG que l'amplitude des oscillations dépend de la longueur d'onde [19]. Le spectre de la susceptibilité opto-magnétique, caractérisant l'EFI, suit le profil de celui de la constante de Verdet, qui caractérise l'effet Faraday. Dans le BiLuIG, la susceptibilité opto-magnétique admettrait donc un maximum autour de 550 nm. Un gain sur l'amplitude de l'aimantation peut également être réalisé avec l'optimisation de l'intensité laser, en focalisant le faisceau à la limite de diffraction dans le grenat de BiLuIG. La relation qui nous donne le rayon de la tache d'Airy, $r = 1,22 \lambda / 2 \text{ O}_N$, nous indique que le faisceau focalisera d'avantage à 550 nm qu'à 780 nm et que le choix d'une lentille de bonne ouverture numérique favorisera la focalisation. Ceci permet d'augmenter significativement l'intensité laser proportionnelle à $1/r^2$. Pour la réalisation expérimentale, nous utiliserions donc une impulsion laser de polarisation circulaire et d'une longueur d'onde de 550 nm afin d'optimiser ΔM . Cette impulsion laser est en grande partie transmise par le grenat car à cette longueur d'onde, le BiLuIG transmet 43 % de l'intensité incidente. L'intensité transmise est ensuite réfléchie ou absorbée par le film supraconducteur se trouvant sous le grenat. Le facteur d'absorption du niobium à 550 nm est de 0,5 [34]. La fraction d'intensité absorbée provoque une élévation de température qui peut mener, si l'intensité laser est suffisante, à une destruction locale de l'état supraconducteur. La destruction de la supraconductivité peut empêcher la génération de vortex. En effet, s'il y a recouvrement de l'état supraconducteur à un temps auquel $\Delta M(t)$ à une amplitude intermédiaire insuffisante, aucun flux magnétique ne peut alors être piégé. Il faut donc isoler le film supraconducteur de tout chauffage photo-induit. Pour cela, nous pouvons utiliser un grenat possédant une fine couche d'aluminium, ce qui permettrait de réfléchir intégralement l'intensité transmise par le grenat. De plus, l'effet Faraday inverse, comme l'effet Faraday, est augmenté sous l'effet d'un second passage de l'impulsion laser dans le grenat.

Nous avons donc établi les conditions nécessaires à la génération et au piégeage d'un vortex par effet Faraday inverse ainsi que les conditions pour une réalisation expérimentale à venir. Cette nouvelle méthode de génération permettrait de générer un vortex dans le condensat supraconducteur avec une unique impulsion laser de polarisation circulaire.

Conclusion

Grâce à l'expérience pompe-sonde réalisée avec des impulsions femtosecondes, nous avons pu résoudre et étudier la dynamique temporelle de l'aimantation permanente au sein d'un grenat de BiLuIG. Ceci nous a permis de mettre en évidence l'existence de l'effet Faraday inverse dans celui-ci et la possibilité d'y générer localement un fort champ magnétique effectif avec une unique impulsion laser. Notre système de cryogénie adapté à l'optique a rendu également possible une étude en température. Nous avons pu montrer l'augmentation significative de l'EFI à basse température, permettant la génération d'une aimantation photo-induite de l'ordre de 110 G. À notre connaissance, les études pompe-sonde de l'EFI ont été réalisées sur une durée de moins de 3 ns [11]. La large plage temporelle à laquelle nous avons accès nous permet d'affirmer que la rotation de l'aimantation, qui fait suite à l'excitation optique, s'amortit au delà de 8 ns. Ceci a également rendu possible l'observation d'un battement et du comportement des deux fréquences composant le signal, en fonction du champ magnétique et de la température. La confirmation de l'hypothèse selon laquelle il s'agit d'un effet de bord sur l'anisotropie magnéto-cristalline devra cependant faire l'objet d'une étude expérimentale spécifique. Nous pourrions, dans un premier temps, focaliser l'impulsion laser à différentes profondeurs dans le grenat et ainsi mettre en évidence l'existence de mode de surface et de « bulk ». Enfin, l'accès aux basses températures nous ouvre la porte aux expériences mêlant supraconductivité et magnétisme. Nous aimerions effectuer une mesure de l'aimantation photo-induite à basse température avec un SQUID, comme schématisé sur la Figure 4.16. Ceci nous permettrait de déterminer avec précision sa valeur.

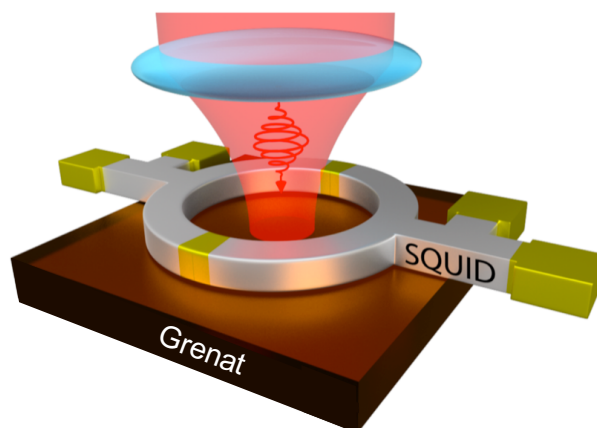


FIGURE 4.16 – Principe de détection de l'aimantation photo-induite par EFI avec un SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). Le SQUID est positionné au dessus du grenat et l'impulsion laser, de polarisation circulaire, est focalisée dans le grenat, au centre de l'anneau du SQUID.

Nous avons déjà démontré expérimentalement la génération optique de paires de $v/a-v$ par une unique impulsion laser via l'effet Kibble-Zurek. Ce phénomène, purement thermique, nécessite la destruction locale de l'état supraconducteur : l'impulsion laser induit une trempe thermique, donnant ainsi lieu à l'apparition de fluctuations thermiques lors de la transition de phase. Lorsque l'état supraconducteur est recouvré, ces fluctuations se figent sous la forme d'une paire de $v/a-v$. Cette méthode de génération est limitée en temps par la réponse

thermique du supraconducteur, de l'ordre de quelques nano-secondes. À l'interface entre opto-magnétisme et supraconductivité, nous proposons ici une méthode de génération d'un vortex via un champ magnétique photo-induit par effet Faraday inverse dans le grenat de fer. Cette méthode athermique résulte de deux interactions successives : l'interaction cohérente entre le moment angulaire de l'impulsion laser et les spins du grenat puis l'interaction entre l'aimantation photo-induite et le supraconducteur. Comme nous l'avons vu, le retournement de spins par EFI est quasi-instantané. Ce processus de génération serait donc limité par le temps de réponse du condensat supraconducteur, soit une réduction du temps de génération d'un facteur 10^3 par rapport à une génération de paire via l'effet Kibble-Zurek. Contrairement aux systèmes d'îlots ferromagnétiques micro-structurés par lithographie [29], notre méthode permet de créer un plot magnétique photo-induit dont on peut contrôler la position mais aussi la valeur et la direction de l'aimantation sans étape préalable de fabrication. La réalisation expérimentale de cette méthode optique ultra-rapide pourrait être la première génération de vortex induite par effet Faraday inverse.

Bibliographie

- [1] C. D. Stanciu and al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
- [2] I. Tudosa and al. The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media. *Nature* **428**, 831-833 (2004).
- [3] E. Beaurepaire and al. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
- [4] A. Kirilyuk and al. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
- [5] L. P. Pitaevskii. Electric forces in a transparent dispersive medium. *JETP* **12**, 1008 (1961).
- [6] J. P. Van der Ziel and al. Optically-induced magnetization resulting from the inverse Faraday effect. *Phys. Rev. Lett.* **15**, 190 (1965).
- [7] J. Deschamps and al. Inverse Faraday effect in a plasma. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1330 (1970).
- [8] J. Briand and al. Axial magnetic fields in laser-produced plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 38 (1985).
- [9] J. Deschamps. Étude expérimentale de l'EFI dans les plasmas. *Revue de Physique Appliquée*, Tome 7 p .155 (1972).
- [10] M. Y. A. Raja, D. Allen, and W. Sisk. Room-temperature inverse Faraday effect in terbium gallium garnet. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2123 (1995).
- [11] F. Hansteen and al. Femtosecond photomagnetic switching of spins in ferrimagnetic garnet films. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 047402 (2005).
- [12] P. S. Pershan, J. P. Van der Ziel, and L. D. Malmstrom. Theoretical discussion of the inverse Faraday effect, Raman scattering, and related phenomena. *Phys. Rev.* **143**, 574 (1966).
- [13] M. Battiato, G. Barbalinardo, and P. M. Oppeneer. Quantum theory of the inverse Faraday effect. *Phys. Rev. B* **89**, 014413 (2014).
- [14] S. Woodford. Ultrafast magnetization dynamics. Rapport de thèse, Institut für Festkörperforschung Allemagne (2008).
- [15] A. V. Kimel and al. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses. *Nature* **435**, 655-657 (2005).
- [16] P. Hansen and al. Magnetic and magneto-optical properties of bismuth-substituted lutetium iron garnet films. *Phys. Rev. B* **31**, 5858 (1985).
- [17] S. Ali. Inverse Faraday effect with linearly polarized laser pulse. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 035001 (2010).
- [18] L. E. Helseth and al. Faraday rotation and sensitivity of (100) bismuth-substituted ferrite garnet films. *Phys. Rev. B* **66**, 064405 (2002).
- [19] B. Koene and al. Spectrally resolved optical probing of laser induced magnetization dynamics in bismuth iron garnet. *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 276002 (2016).
- [20] N. Ogawa and al. Photodrive of magnetic bubbles via magnetoelastic waves. *PNAS* **112**, 8977-8981 (2015).

- [21] K. Shen and G. E. W. Bauer. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 197201 (2015).
 - [22] O. J. Slez k and al. Temperature-wavelength dependence of terbium gallium garnet ceramics Verdet constant. *Optical Material Express* **6**, 11 (2016).
 - [23] J. Wang and al. Temperature dependence of magnetic anisotropy constant in iron chalcogenide Fe_3Se_4 : Excellent agreement with theories. *J. App. Phys.* **112**, 103905 (2012).
 - [24] J. Paulev . Résonance ferrimagnétique des ferrites et grenats   température de compensation. *J. Phys. Radium* **20**, 335-359 (1959).
 - [25] M. Deb and al. Temperature and magnetic field dependence of rare-earth/iron exchange resonance mode in a magnetic oxide studied with femtosecond magneto-optical Kerr effect. *Phys. Rev. B* **94**, 054422 (2016).
 - [26] F. Bertaut et R. Pauthenet. Crystalline structure and magnetic properties of ferrites having the general formula $5\text{Fe}_2\text{O}_3.3\text{M}_2\text{O}_3$. *Proceedings of the IEE - Part B : Radio and Electronic Engineering* **104**, 261-264 (1956).
 - [27] S. Geschwind and L. R. Walker. Exchange resonances in gadolinium iron garnet near the magnetic compensation temperature. *J. App. Phys.* **30**, S163 (1959).
 - [28] F. Hellman and al. Interface-induced phenomena in magnetism. *Rev. Mod. Phys.* **89**, 025006 (2017).
 - [29] T. Shapoval and al. Enhanced pinning of superconducting vortices at circular magnetic dots in the magnetic-vortex state. *Physica C* **470**, 867 (2010).
 - [30] D. J. Priour and H. A. Fertig. Vortex states of a superconducting film from a magnetic dot array. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 057003 (2004).
 - [31] M. V. Milo evi  and al. Magnetic pinning of vortices in a superconducting film : The (anti)vortex-magnetic dipole interaction energy in the London approximation. *Phys. Rev. B* **66**, 174519 (2002).
 - [32] D.-X. Chen and al. Nature of the driving force on an Abrikosov vortex. *Phys. Rev. B* **57**, 5059 (1998).
 - [33] S. Erdin and al. Interaction of mesoscopic magnetic textures with superconductors. *Phys. Rev. B* **66**, 014414 (2002).
 - [34] J. H. Weaver and al. Optical properties of niobium from 0.1 to 36.4 eV. *Phys. Rev. B* **7**, 4311 (1973).
-

Conclusion et perspectives

Dans ce travail de thèse, j'ai abordé l'étude de la génération contrôlée de flux magnétiques dans des films supraconducteurs de type II. Le résultat principal de ce travail est la démonstration expérimentale d'une nouvelle méthode, entièrement optique, permettant de générer spontanément une paire de vortex/anti-vortex unique au sein du condensat supraconducteur à l'aide d'une impulsion laser focalisée à la surface du film. Nous avons déjà développé deux outils essentiels pour ce domaine : l'imagerie magnéto-optique des vortex d'Abrikosov ainsi que le déplacement un à un des vortex avec un laser continu agissant comme une pince optique. La génération de vortex *in situ* vient s'ajouter, enrichir et faire progresser la recherche d'un contrôle tout-optique de systèmes supraconducteurs.

La génération optique de paires est basée sur un effet thermique nommé effet Kibble-Zurek. Elle est effective lorsqu'une transition du second ordre, avec brisure de symétrie, est effectuée de manière rapide, relativement au temps de relaxation du paramètre d'ordre. L'utilisation d'impulsions laser ultra-courtes de grande énergie nous permet de créer une trempe thermique avec un taux de refroidissement élevé, favorable à la réalisation du scénario Kibble-Zurek. En effet, le taux de refroidissement est de l'ordre d'une nanoseconde par Kelvin, limité par la relaxation thermique de notre échantillon supraconducteur. Les impulsions laser nous permettent également de détruire la supraconductivité sur une surface étendue, de plus de 40 μm de rayon. L'étude de la génération de paires sur une telle échelle spatiale a rendu possible la mise en évidence, pour la première fois, de la génération spontanée d'une paire de vortex/anti-vortex par effet Kibble-Zurek, en l'absence de tout champ magnétique appliqué. La méthode optique que nous proposons présente l'avantage à la fois de générer une paire à une position précise et reproductible, mais aussi de l'annihiler. Elle permet également de contrôler la distance entre le vortex et l'anti-vortex par l'intermédiaire de la fluence laser. La paire peut donc être facilement séparée d'une distance supérieure à la résolution spatiale de la méthode de manipulation optique de vortex individuels. Nous pouvons alors combiner la génération de quanta de flux avec leur manipulation spatiale. Parallèlement, nous avons montré théoriquement qu'il serait possible de générer des vortex par effet Faraday inverse, en utilisant un grenat de BiLuIG comme médiateur de l'interaction entre la lumière et le supraconducteur. Cette méthode présente l'avantage d'être plus rapide. En effet, le temps de génération d'une paire est limité par le temps de réponse du condensat supraconducteur, de l'ordre de 3 ps. Une perspective de ce travail est donc la démonstration expérimentale de cette nouvelle méthode de génération basée sur l'application d'un champ magnétique local. La mise en oeuvre de techniques de génération de quanta de flux, associée à la maîtrise de la manipulation de vortex d'Abrikosov individuels, permettent de s'orienter vers un contrôle en champ lointain de systèmes supraconducteurs tels que les jonctions Josephson.

En électronique supraconductrice, les jonctions Josephson représentent une véritable bat-

terie permettant d'alimenter des circuits supraconducteurs. La particularité de cette source de courant est qu'elle ne nécessite pas l'application d'une tension. En effet, le courant Josephson est une fonction de la différence de phase entre les deux électrodes supraconductrices. Afin de maîtriser la circulation du courant dans une jonction, différentes techniques de contrôle de la phase ont été explorées. Il est possible de choisir une valeur de la phase lors de la fabrication de la jonction [1][2]. Cependant, son contrôle en temps réel reste un challenge. À cette fin, des méthodes ont déjà été mises au point. Il est, par exemple, possible d'induire une différence de phase non-uniforme le long de la jonction en injectant un courant dans l'une des deux électrodes supraconductrices [3][4]. La phase peut alors être contrôlée en faisant varier l'amplitude du courant, mais reste très sensible au processus de fabrication. Récemment, il a été montré théoriquement qu'un contrôle de la phase, basé sur un processus similaire, peut être réalisé en pilotant un vortex d'Abrikosov proche d'une jonction avec un laser [5]. En effet, les supercourants circulant autour du vortex viennent perturber localement la phase d'une des deux électrodes et ainsi changer la valeur de la phase Josephson. Il est alors possible de faire varier la phase de manière continue entre 0 et π , en changeant la distance entre le vortex et la jonction. À l'appui de cette étude théorique et de notre méthode de manipulation optique de vortex individuels, nous serions en mesure d'allumer et d'éteindre le courant Josephson en pilotant optiquement un vortex entre deux sites de piégeage définissant des phases de 0 et de $\pi/2$. Ceci permettrait de créer une mémoire supraconductrice ultra-rapide passant de l'état « 0 » à l'état « 1 » en déplaçant le vortex d'un piège à l'autre avec le laser. La combinaison de la microscopie magnéto-optique, permettant de résoudre un vortex individuel, avec les méthodes de manipulation spatiale et de génération optiques de vortex, permet d'envisager le contrôle de jonctions Josephson photo-induites. Nous serions alors en mesure d'introduire une paire de vortex/anti-vortex dans une des électrodes supraconductrices, de piloter l'un des quanta de flux proche de la jonction et ainsi de contrôler le courant Josephson en temps réel à des fréquences élevées.

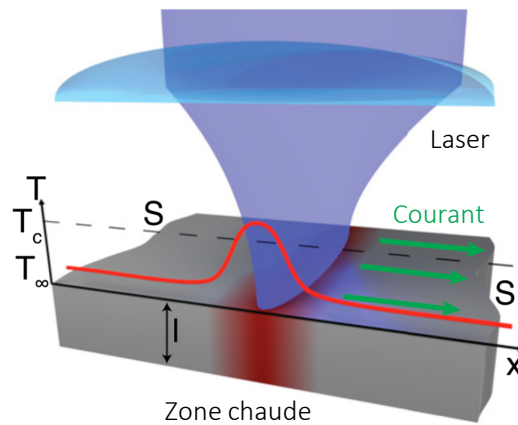


FIGURE 4.17 – Principe de création optique d'une jonction Josephson. Un laser, focalisé à la surface d'une bande supraconductrice, chauffe le condensat et crée ainsi une jonction Josephson de type S-N-S où un courant de paires de Cooper circule (flèches vertes). En rouge, le profil de température le long de la jonction avec T_c et T_∞ respectivement la température critique et la température en l'absence de laser.

Nous nous intéressons également au contrôle tout-optique d'une jonction Josephson. Nous

avons récemment montré qu'il serait possible de créer optiquement une jonction Josephson par effet photo-thermique et de contrôler la valeur du courant Josephson en temps réel par le biais de l'intensité laser [6]. La méthode proposée consiste à focaliser un laser à la surface d'une bande supraconductrice afin de créer une zone normale par chauffage local. Nous montrons que la création d'un profil de température non-uniforme (Figure 4.17) induit une augmentation de la longueur de cohérence effective de la bande supraconductrice, à l'interface entre la région normale photo-induite et les régions supraconductrices. Il est alors possible d'observer la circulation d'un courant Josephson, même si la largeur de la jonction photo-induite est supérieure à la longueur de cohérence du supraconducteur initial (environ 10 nm dans le niobium). Par le biais de l'intensité laser, nous serions en mesure de modifier fortement les propriétés de transport de la jonction à des fréquences GHz.

Grâce à la méthode optique de manipulation de vortex individuels, nous pouvons envisager de mener une expérience de physique fondamentale, qui permettrait de déterminer la valeur de la charge électrique portée par un vortex d'Abrikosov. En effet, un vortex est porteur d'un champ électrique, dû à la différence de potentiel chimique entre le coeur normal du vortex et le condensat supraconducteur, venant créer un déséquilibre de charges. Jusqu'à présent, l'existence de ce champ reste théorique [7], car sa faible amplitude le rend difficilement accessible aux systèmes de mesure. Afin de le mesurer expérimentalement, notre équipe souhaite implémenter une méthode originale, joignant la manipulation optique de vortex individuels à une détection basée sur la spectroscopie de molécules uniques [8]. En utilisant la sensibilité des molécules uniques aux variations de champ électrique local (qui vient modifier leur fréquence de résonance par effet Stark [9][10]), il serait possible de détecter le champ électrique d'un vortex unique, dont la position est modulée proche de la molécule par un laser continu (Figure 4.18). Afin de procéder au déplacement d'un vortex individuel, cette méthode nécessite d'imager les vortex par imagerie magnéto-optique. Cependant, nous avons montré que dans un indicateur magnéto-optique tel que le BiLuIG, l'inhomogénéité de l'aimantation, localisée au niveau des parois de domaines, induit un champ électrique par effet flexomagnétoélectrique [11]. Ce champ parasite la mesure de la charge du vortex, ne permettant pas d'extraire le signal d'intérêt. L'utilisation d'un autre type d'indicateur magnéto-optique permettrait de s'affranchir de l'effet flexomagnétoélectrique. Par exemple, l'EuSe (Europium Sélénium) est un excellent indicateur qui ne possède pas de domaine magnétique, ce qui en fait une alternative intéressante au grenat de BiLuIG que nous utilisons actuellement.

Ce projet nécessitera d'adapter l'imagerie magnéto-optique aux films supraconducteurs à haute température critique, tels que l'YBCO. En effet, la charge électrique du vortex devrait être plus importante dans les supraconducteurs à haute température critique, en raison de leur faible écrantage. Dans l'YBCO, le champ électrique du vortex est estimé à 10^5 V/m à quelques nanomètres de la surface [8]. Il serait donc détectable par spectroscopie de molécules uniques, dont la sensibilité est de l'ordre de 10^4 V/m. Jusqu'à aujourd'hui, la méthode d'imagerie magnéto-optique ne s'applique pas aux supraconducteurs à haute température critique. En effet, dans les supraconducteurs à haute T_c , les vortex sont plus larges que dans les supraconducteurs conventionnels. Cela signifie que leur champ magnétique est plus faible et leur détection nécessite un système d'imagerie de plus grande sensibilité. De plus, l'acquisition du fond nécessaire pour faire émerger un signal du bruit et l'acquisition de l'image des vortex doivent être réalisées à deux températures relativement éloignées. Cela

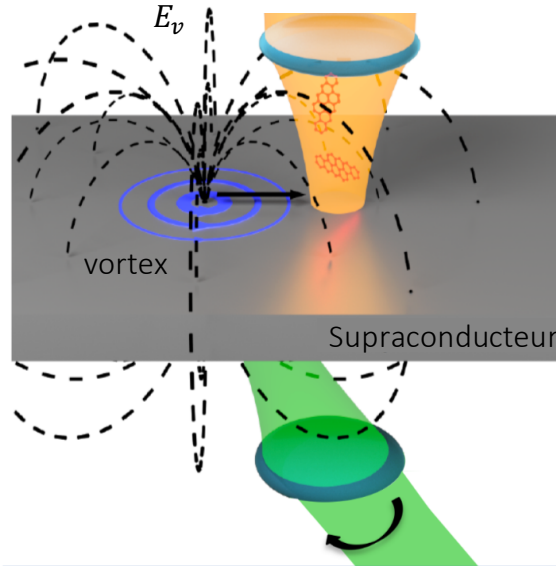


FIGURE 4.18 – Schéma de principe de l'expérience de détermination du dipôle électrique d'un vortex par méthode de spectroscopie de molécules uniques. Le laser vert, focalisé à l'arrière du film supraconducteur, permet de déplacer le vortex, représenté par les lignes de champ électrique ainsi que les boucles de supercourants. Des molécules fluorescentes sont placées entre le supraconducteur et le grenat et sont sondées spectralement par un second laser, accordable en longueur d'onde, focalisé sur la face avant du supraconducteur.

induit une importante défocalisation de l'image et rend la soustraction du fond inefficace. Il a été montré qu'il est possible de réaliser une image magnéto-optique de vortex indirecte, par l'intermédiaire d'un film supraconducteur à basse T_c placé sur le film de supraconducteur à haute T_c [12]. Cependant, cette méthode ne permet pas de manipuler les vortex avec précision car ces derniers possèdent une certaine élasticité et sont susceptibles de se déformer entre les deux films supraconducteurs. Afin d'imager les vortex de manière directe et de pouvoir procéder à leur manipulation, nous souhaitons appliquer aux supraconducteurs à haute T_c la méthode de soustraction de fond, consistant à acquérir l'image de référence en appliquant un courant supérieur au courant critique.

Les méthodes d'imagerie, de génération et de manipulation optiques de vortex individuels que nous avons développées représentent un outil novateur tant dans le contrôle de systèmes supraconducteurs d'intérêt, comme que les jonctions Josephson, que dans l'implémentation d'expériences fondamentales, comme la mesure de la charge électrique d'un vortex d'Abrikosov. Les possibilités d'application de la manipulation optique de quanta de flux pourraient également s'étendre au-delà du champ de la supraconductivité. Dans le domaine des atomes froids, créer optiquement un réseau de vortex sub-longueur d'onde permettrait de créer un potentiel magnétique à basse température adapté au piégeage d'atomes ultra-froids [13]. Le comportement des atomes pourrait alors être étudié dans un potentiel modulable, périodique ou non périodique, siège d'expériences de simulation quantique.

Bibliographie

- [1] V. V. Ryazanov and al. Coupling of two superconductors through a ferromagnet : evidence of a π junction. Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [2] V. A. Oboznov and al. Thickness dependance of the Josephson ground states of superconductor-ferromagnet-superconductor junctions. Phys. Rev. Lett. **96**, 107003 (2006).
- [3] T. Gaber and al. Nonideal artificial phase discontinuity in long Josephson 0- κ junctions. Phys. Rev. B **72**, 054522 (2005).
- [4] A. V. Ustinov. Fluxon insertion into annular Josephson junctions. Appl. Phys. Lett. **80**, 3153 (2002).
- [5] S. Mironov and al. Anomalous Josephson effect controlled by an Abrikosov vortex. Phys. Rev. B **96**, 214515 (2017).
- [6] W. Magrini and al. In-situ creation and control of Josephson junctions with a laser beam. Appl. Phys. Lett. **114**, 142601 (2019).
- [7] D. I. Khomskii and al. Charged vortices in high temperature superconductors. Phys. Rev. Lett. **75**, 1384 (1995).
- [8] M. Fauré and al. Single-molecule spectroscopy as a possible tool to study the electric field in superconductors. EPL **77**, 17005 (2007).
- [9] Ch. Brunal and al. Stark effect on single molecule of dibenzanthanthrene in naphthalene crystal and in a n-hexadecane Shpol'skii Matrix. J. Phys. Chem. A **103**, 2429 (1999).
- [10] Ph. Tamarat and al. Ten years of single-molecule spectroscopy. J. Phys. Chem. A **104**, 1 (2000).
- [11] I. S. Veshchunov and al. Direct evidence of flexomagnetoelectric effect revealed by single-molecule spectroscopy. Phys. Rev. Lett. **115**, 027601 (2015).
- [12] M. Tonkunaga and al. Improvement of vortex imaging in magneto-optical technique and Bitter decoration. Phys. C **437-438**, 331 (2006).
- [13] O. Romero-Isart and al. Superconducting vortex lattice for ultracold atoms. Phys. Rev. Lett. **111**, 145304 (2013).

Résumé

À l'interface entre l'optique, le magnétisme et la supraconductivité, nous cherchons à développer de nouveaux concepts pour la manipulation optique, la génération et l'étude des vortex d'Abrikosov individuels dans des systèmes supraconducteurs. D'une part, nous démontrons l'efficacité d'une méthode optique de génération spontanée d'une paire de vortex/anti-vortex par effet Kibble Zurek basée sur l'utilisation d'une impulsion laser focalisée à la surface d'un film supraconducteur. C'est une technique en champ lointain, rapide qui permet de créer et piéger une paire dans le condensat supraconducteur à une position stable et reproductible. Cette expérience est également adaptée à l'étude du scénario Kibble-Zurek, relatif à la nucléation spontanée de défauts topologiques, tels que les vortex d'Abrikosov, lors de transitions de phase rapides du second ordre. D'autre part, nous présentons les résultats d'une expérience pompe-sonde visant à étudier l'effet Faraday inverse dans le grenat de BiLuIG servant à l'imagerie magnéto-optique des vortex. Nous montrons qu'il est possible de générer un champ magnétique femtoseconde de plusieurs Tesla localisé dans le grenat grâce à une impulsion laser ultra-courte de polarisation circulaire. Ces résultats nous permettent d'étudier les conditions expérimentales pour une génération de paires de vortex/anti-vortex par méthode magnéto-optique, basée sur l'application d'un fort champ magnétique à la surface du supraconducteur. La possibilité de manipuler et générer les vortex, véritables nano-objets de l'état supraconducteur, offre des perspectives prometteuses quant au développement du contrôle optique de micro-circuits supraconducteurs tels que les jonctions Josephson.

mots-clés : supraconducteurs, vortex d'Abrikosov, effet photothermique, effet Kibble-Zurek, grenat de fer de BiLuIG, effet Faraday inverse

Abstract

At the interface between optics, magnetism and superconductivity, we want to develop new concepts for the optical manipulation, the generation and the study of individual Abrikosov vortices in superconducting systems. On one hand, we demonstrate the efficiency of an optical method to perform spontaneous generation of a single vortex/anti-vortex pair by Kibble Zurek effect, based on a laser pulse focused at the superconductor film surface. It is a fast far field method to create and trap a pair into the superconducting condensate at a reproducible and stable position. This experiment is also adapted to the study of the Kibble Zurek mechanism, describing nucleation of topological defects such as Abrikosov vortices during a fast second order phase transition. On the other hand, we present the results of a pump-probe experiment to the study the inverse Faraday effect into a BiLuIG garnet used for magneto-optical imaging of vortices. We show the possibility to produce a strong femtosecond magnetic field of a few Tesla localized into the garnet with a circularly polarized ultra-short laser pulse. Those results lead to the determination of the experimental conditions necessary to generate a vortex/anti-vortex pair with a magneto-optical method based on the application of a strong magnetic field close to the superconductor surface. Fast optical manipulation and generation of vortices, which are intrinsic nano-objects of the superconducting state, should enable the development of optically driven superconducting micro-circuits such as Josephson junctions.

keywords : superconductors, Abrikosov vortices, photothermal effect, Kibble-Zurek effect, BiLuIG iron garnet, inverse Faraday effect