



**HAL**  
open science

# Dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide : influence du désordre et condensation Bose-Einstein de magnons

Pierre Hunger

► **To cite this version:**

Pierre Hunger. Dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide : influence du désordre et condensation Bose-Einstein de magnons. Physique [physics]. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENY075 . tel-00698466

**HAL Id: tel-00698466**

**<https://theses.hal.science/tel-00698466>**

Submitted on 16 May 2012

**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

Pour obtenir le grade de

**Docteur de l'université de Grenoble**

Spécialité : **Physique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Pierre HUNGER**

Thèse dirigée par **Yury BUNKOV** et **Henri GODFRIN**

préparée au sein de l'**Institut Néel, CNRS, Grenoble**  
dans l'**école doctorale de physique**

# **Dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide : influence du désordre et condensation de Bose-Einstein de magnons**

Thèse soutenue publiquement le **27 octobre 2011**,  
devant le jury composé de :

**Iouri MOUKHARSKI**

CEA Saclay, Rapporteur

**George PICKETT**

Université de Lancaster, Rapporteur

**Jean-Pascal BRISON**

CEA Grenoble, Examineur

**Pierre-Jean NACHER**

École normale supérieure, Examineur

**Geneviève TASTEVIN**

École normale supérieure, Examinatrice

**Yury BUNKOV**

Institut Néel, Co-Directeur de thèse

**Henri GODFRIN**

Institut Néel, Co-Directeur de thèse





## Résumé

Le phénomène de précession cohérente de l'aimantation dans l'hélium 3 superfluide a été découvert en 1984. Il se caractérise par la précession libre de l'aimantation du superfluide sur des échelles de temps très longues (dans certains cas, des heures). Ce phénomène est une signature de la superfluidité de spin, l'analogie magnétique de la supraconductivité ou de la superfluidité.

La superfluidité de spin peut se décrire en termes de condensation de Bose-Einstein des excitations magnétiques du superfluide : les magnons. Ce formalisme permet de déterminer simplement les conditions dans lesquelles une telle condensation peut apparaître dans les différentes phases de l'hélium 3 superfluide.

Ce travail présente comment l'utilisation d'aérogel anisotrope nous a permis de manipuler le paramètre d'ordre du superfluide et d'obtenir ainsi de nouvelles phases dans lesquelles la condensation de Bose-Einstein des magnons peut être observée. Nous avons ainsi étudié expérimentalement la précession cohérente de l'aimantation dans ces nouvelles phases. Nous avons également étudié l'influence de l'aérogel sur la transition de phase superfluide. Enfin, nous détaillons comment il est possible d'obtenir la précession cohérente de l'aimantation sur les différents niveaux d'un puits de potentiel pour les magnons.

## Mots clefs

hélium 3, superfluide, aérogel, désordre, ultra basses températures, désaimantation nucléaire, résonance magnétique nucléaire, fils vibrants, ondes de spin, magnons, condensation de Bose-Einstein, précession cohérente, transition superfluide, texture.

## Abstract

The phenomenon of coherent precession of magnetization in superfluid helium 3 was discovered in 1984. It is characterized by the free precession of the magnetization of the superfluid on very long timescales (up to hours). This phenomenon is a signature of spin superfluidity, the magnetic analogue of superconductivity or superfluidity.

Spin superfluidity can be described in terms of Bose-Einstein condensation the magnetic excitations of the superfluid: the magnons. This formalism makes it possible to determine easily the conditions in which such a condensation can appear in the different phases of superfluid helium 3.

This work shows how the use of anisotropic aerogel permitted us to manipulate the order parameter of the superfluid and thus to obtain new phases in which the Bose-Einstein condensation of magnons can be observed. We were able to study experimentally the coherent precession of magnetization in these new phases. We also studied the influence of the aerogel on the superfluid transition. Finally, we detail how one can obtain the coherent precession of magnetization on different levels of a potential well for magnons.

## Keywords

helium 3, superfluid, aerogel, disorder, ultra low temperatures, nuclear demagnetization, nuclear magnetic resonance, vibrating wires, spin waves, magnons, Bose-Einstein condensation, coherent precession, superfluid transition, texture.



# Remerciements

Je tiens à remercier mes directeurs de thèse, Yury Bunkov et Henri Godfrin pour m'avoir encadré durant trois ans. Le temps qu'ils ont consacré à m'enseigner les très basses températures et leur soutien constant ont concouru à l'excellent déroulement de ma thèse.

Je remercie également l'ensemble des membres du jury de l'intérêt qu'ils ont porté à mon manuscrit : Jean-Pascal Brison, Pierre-Jean Nacher, Geneviève Tastevin, et plus particulièrement George Pickett et Iouri Moukharski qui ont accepté la charge d'être rapporteurs.

Cette thèse doit beaucoup aux autres membres de l'équipe ultra basses températures : Eddy Collin qui n'a jamais manqué de me faire partager ses connaissances et Ahmad Sultan, mon collègue thésard qui est allé jusqu'à veiller sur mes expériences un jour de Noël.

J'ai eu la chance d'être accueilli dans d'autres laboratoires. Je remercie donc Kimi-toshi Kono qui m'a accueilli au RIKEN à Tokyo, et les membres du groupe ROTA de l'université Aalto, qui m'ont permis de travailler sur leur cryostat dans d'excellentes conditions : Matti Krusius, Vladimir Eltsov, Rob de Graaf, Jaakko Hosio et Petri Heikkinen. Merci également à Grigory Volovik pour ses contributions théoriques et les discussions que j'ai pu avoir avec lui.

Je remercie les visiteurs et les étudiants passés par l'équipe ultra basses températures pendant ma thèse et avec qui j'ai pu avoir des discussions constructives.

Je remercie aussi tous les personnels des services électronique et cryogénie, de l'atelier de mécanique et du liquéfacteur sans qu'une des expériences présentées ici n'aurait pu être menée à bien.

Enfin, merci à tout ceux que je ne cite pas ici et qui m'ont aidé à un moment ou un autre au laboratoire ou ailleurs.



# Table des matières

Remerciements	iii
Introduction générale	5
<b>I Contexte</b>	<b>7</b>
<b>1 Techniques expérimentales</b>	<b>9</b>
1.1 Cryogénie . . . . .	9
1.1.1 Le cryostat . . . . .	9
1.1.1.1 Réfrigération à dilution . . . . .	9
1.1.1.2 Désaimantation nucléaire . . . . .	9
1.1.2 Thermométrie de l'hélium 3 à basse température . . . . .	12
1.1.2.1 Principe . . . . .	13
1.1.2.2 Hydrodynamique du fil vibrant . . . . .	13
1.1.2.3 Réalisation . . . . .	15
1.1.2.4 Dispositif de mesure . . . . .	16
1.2 Résonance magnétique nucléaire . . . . .	18
1.2.1 Principe . . . . .	18
1.2.2 Réalisation expérimentale . . . . .	20
1.2.2.1 RMN continue . . . . .	20
1.2.2.2 RMN pulsée . . . . .	22
1.2.2.3 RMN d'extinction . . . . .	24
<b>2 Hélium 3 superfluide et condensation de Bose-Einstein de magnons</b>	<b>27</b>
2.1 Hélium 3 superfluide . . . . .	27
2.1.1 Théorie BCS de l'hélium 3 superfluide . . . . .	27
2.1.1.1 Le paramètre d'ordre . . . . .	27
2.1.1.2 Les phases A, B et A <sub>1</sub> . . . . .	29
2.1.2 Énergies d'orientation . . . . .	31
2.1.2.1 Couplage dipolaire . . . . .	31
2.1.2.2 Influence du champ magnétique . . . . .	31
2.1.2.3 Influence des surfaces . . . . .	32
2.1.2.4 Échelles caractéristiques et texture . . . . .	33



2.2	Précession cohérente et condensation de Bose-Einstein de magnons . .	34
2.2.1	Dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide . . . . .	34
2.2.1.1	Équations de Leggett . . . . .	34
2.2.1.2	Supercourants de spin et HPD . . . . .	35
2.2.1.3	Mécanismes de relaxation . . . . .	37
2.2.2	Condensation de Bose-Einstein de magnons . . . . .	37
2.2.2.1	Condensation de Bose-Einstein de quasi-particules .	37
2.2.2.2	Le cas des magnons . . . . .	38
<b>II</b>	<b>Hélium 3 et aérogel</b>	<b>41</b>
<b>3</b>	<b>Hélium 3 superfluide et désordre</b>	<b>43</b>
3.1	Aérogels de silice . . . . .	43
3.2	Influence sur l'hélium . . . . .	44
3.3	Aérogels anisotropes . . . . .	45
<b>4</b>	<b>L et H parallèles</b>	<b>49</b>
4.1	L'échantillon et les conditions expérimentales . . . . .	49
4.2	Précession cohérente dans la phase A . . . . .	51
4.3	RMN continue . . . . .	54
4.3.1	Comportement général . . . . .	55
4.3.2	RMN continue non linéaire . . . . .	58
4.4	Mesures de relaxation . . . . .	61
4.4.1	Comparaison des méthodes expérimentales . . . . .	61
4.4.2	Analyse détaillée . . . . .	63
4.5	Conclusion . . . . .	67
<b>5</b>	<b>L et H perpendiculaires</b>	<b>69</b>
5.1	L'échantillon et les conditions expérimentales . . . . .	69
5.2	Précession cohérente dans la phase B . . . . .	70
5.3	Mesures de relaxation . . . . .	71
5.3.1	Domaine d'existence de la précession cohérente . . . . .	72
5.3.2	Comparaison des signaux de précession en fonction de l'angle de basculement . . . . .	73
5.3.3	Observation de la précession cohérente. . . . .	75
5.4	Étude de la transition superfluide . . . . .	76
5.4.1	Résultats de RMN continue . . . . .	76
5.4.2	Nature des phases observées . . . . .	77
5.4.3	Phase $A_1$ dans l'aérogel? . . . . .	79
5.5	RMN non linéaire dans la nouvelle phase . . . . .	81
5.5.1	Spectres RMN à basse fréquence . . . . .	82
5.5.2	RMN continue non linéaire . . . . .	82
5.6	Conclusion . . . . .	85

<b>Conclusion de la deuxième partie</b>	<b>87</b>
<b>III Hélium 3 massif</b>	<b>89</b>
<b>6 Introduction</b>	<b>91</b>
6.1 Condensation de Bose-Einstein de magnons dans l'hélium 3 massif . .	91
6.1.1 Instabilité du HPD et signaux persistants . . . . .	91
6.1.2 Principe de l'expérience . . . . .	93
6.2 Dispositif expérimental . . . . .	95
6.2.1 Le cryostat . . . . .	95
6.2.2 La cellule expérimentale . . . . .	95
6.3 Résultats préliminaires . . . . .	97
6.3.1 État fondamental . . . . .	97
6.3.2 États excités . . . . .	98
<b>7 Mesures de relaxation</b>	<b>101</b>
7.1 Principe . . . . .	101
7.2 Résultats . . . . .	101
7.2.1 État fondamental . . . . .	101
7.2.2 États excités . . . . .	103
7.2.2.1 Principe des mesures . . . . .	103
7.2.2.2 Résultats . . . . .	105
7.3 Conclusion . . . . .	107
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>109</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>111</b>



# Introduction générale

LES propriétés de la matière aux plus basses températures sont d'un intérêt fondamental pour la compréhension de la physique. En effet, c'est à ces températures que les propriétés quantiques de la matière se manifestent pleinement. L'hélium 3 superfluide en est un des exemples les plus frappants. À des températures inférieures à environ 2 mK, l'hélium 3 devient superfluide, un certain nombre de symétries sont alors spontanément brisées. Ce système est relativement bien compris théoriquement et accessible expérimentalement. Cela a permis de nombreuses analogies fructueuses, que ce soit avec les supraconducteurs non conventionnels ou bien pour réaliser des expériences modèles de cosmologie.

En plus de la superfluidité de masse, l'hélium 3 possède son analogue magnétique : la superfluidité de spin. Cette propriété donne lieu à un transport de spin sans dissipation dans le superfluide qui se traduit expérimentalement par l'existence d'excitations magnétiques macroscopiques de très grande durée de vie. Ce phénomène découvert en 1984 a récemment été interprété comme la condensation de Bose d'excitations magnétiques : les magnons.

L'utilisation d'aérogels de silice — des matériaux extrêmement poreux — pour étudier l'influence du désordre sur la superfluidité a initié de nombreuses recherches sur les propriétés de l'hélium 3 dans ces conditions. Depuis la première observation de la superfluidité de l'hélium 3 dans l'aérogel en 1995, la compréhension de ce système s'est améliorée. Différentes phases analogues à celles existant en l'absence d'aérogel ont été observées dans des aérogels isotropes. Cependant, un des intérêts principaux de ces milieux est que leur anisotropie permet d'influencer le paramètre d'ordre du superfluide et d'observer ainsi de nouvelles phases qui donnent lieu à différents types d'excitations magnétiques.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été effectué à l'Institut Néel à Grenoble, dans l'équipe ultra basses températures, sous la direction de Yury Bunkov et Henri Godfrin. Il se place dans la continuité de multiples travaux antérieurs. Le développement au laboratoire du cryostat à désaimantation nucléaire DN1 ainsi que de différents appareils électroniques de précision disponibles au sein de la plate-forme européenne Microkelvin nous a permis de réaliser les mesures présentées dans cette thèse. De nombreux travaux sur l'hélium 3 superfluide et l'aérogel ont été menés depuis la fin des années quatre-vingt-dix par les chercheurs et étudiants passés dans l'équipe. Ils ont grandement contribué à la compréhension qu'on a aujourd'hui de nombreux phénomènes mais aussi au développement des techniques expérimentales.

Ce manuscrit est divisé en trois parties. La première détaille l'ensemble des dispositifs expérimentaux utilisés pendant mon travail de thèse. Le cryostat à désaimantation nucléaire et les méthodes thermométriques nécessaires à basse température y

sont décrits, ainsi que l'ensemble des techniques de résonance magnétique nucléaire mises en œuvre. Nous rappelons succinctement quelques propriétés de l'hélium 3 superfluide et décrivons l'analogie qu'on peut faire entre les phénomènes de précession cohérente de l'aimantation et la condensation de Bose-Einstein de magnons.

La deuxième partie présente les principaux résultats obtenus à Grenoble lors de mes trois années de thèse. L'utilisation d'échantillons d'aérogel anisotropes nous a permis de réorienter le paramètre d'ordre de l'hélium 3 superfluide dans des configurations inaccessibles dans l'hélium 3 massif. Nous avons ainsi mesuré l'influence des différentes anisotropies sur l'hélium 3 superfluide et observé la condensation de Bose-Einstein des magnons dans différentes phases.

Enfin, la dernière partie traite de la dynamique de spin dans l'hélium 3 massif. Il s'agit de résultats d'expériences que j'ai réalisées lors d'un séjour au laboratoire de basses températures de l'université Aalto à Helsinki en Finlande. Les expériences portaient sur la relaxation des magnons confinés dans un puits de potentiel.

# Première partie

## Contexte



# Chapitre 1

## Techniques expérimentales

### 1.1 Cryogénie

#### 1.1.1 Le cryostat

L'étude de l'hélium 3 superfluide nécessite des températures inférieures à 2,5 mK qu'on obtient à l'aide d'un cryostat à désaimantation nucléaire. Ce cryostat permet d'atteindre des températures de l'ordre de 100  $\mu\text{K}$  : des températures parmi les plus basses atteintes en laboratoire pour des échantillons de matière macroscopiques<sup>1</sup>. Le cryostat sur lequel nous avons travaillé a été décrit dans des travaux précédents [32, 43] et nous nous limiterons ici à en donner les caractéristiques utiles pour la suite.

##### 1.1.1.1 Réfrigération à dilution

La partie supérieure du cryostat est constituée d'un réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  dont le principe est le suivant (pour plus de détails, on pourra se référer à un ouvrage de référence comme [76] ou [80]). En dessous de 870 mK, un mélange  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  se sépare en deux phases : une concentrée en  $^3\text{He}$ , l'autre concentrée en  $^4\text{He}$ . En faisant circuler l' $^3\text{He}$  de la phase concentrée vers la phase diluée, on absorbe de la chaleur au niveau de l'interface entre les deux phases, située dans la boîte à mélange.

Sur le cryostat utilisé, la dilution permet d'atteindre environ 4 mK avec un débit de 200  $\mu\text{mole} \cdot \text{s}^{-1}$ . Elle permet de pré-refroidir l'étage de désaimantation aux alentours de 9 mK en l'espace de quelques jours.

##### 1.1.1.2 Désaimantation nucléaire

L'étage à désaimantation, constitué d'environ 1 kg de cuivre, est connecté à la dilution par un interrupteur thermique constitué de feuilles d'aluminium placées dans

---

1. Deux autres domaines de la physique atteignent des températures plus basses. On a pu refroidir par évaporation environ 2500 atomes de sodium — soit beaucoup moins qu'une mole — à moins de 500 picokelvins [72]. Il est également possible de refroidir les spins nucléaires de certains matériaux [35]. En particulier, les spins nucléaires du rhodium ont été refroidis à 100 pK [92], dans ce cas, les électrons sont découplés des noyaux et restent à des températures de l'ordre de quelques dizaines de microkelvins.



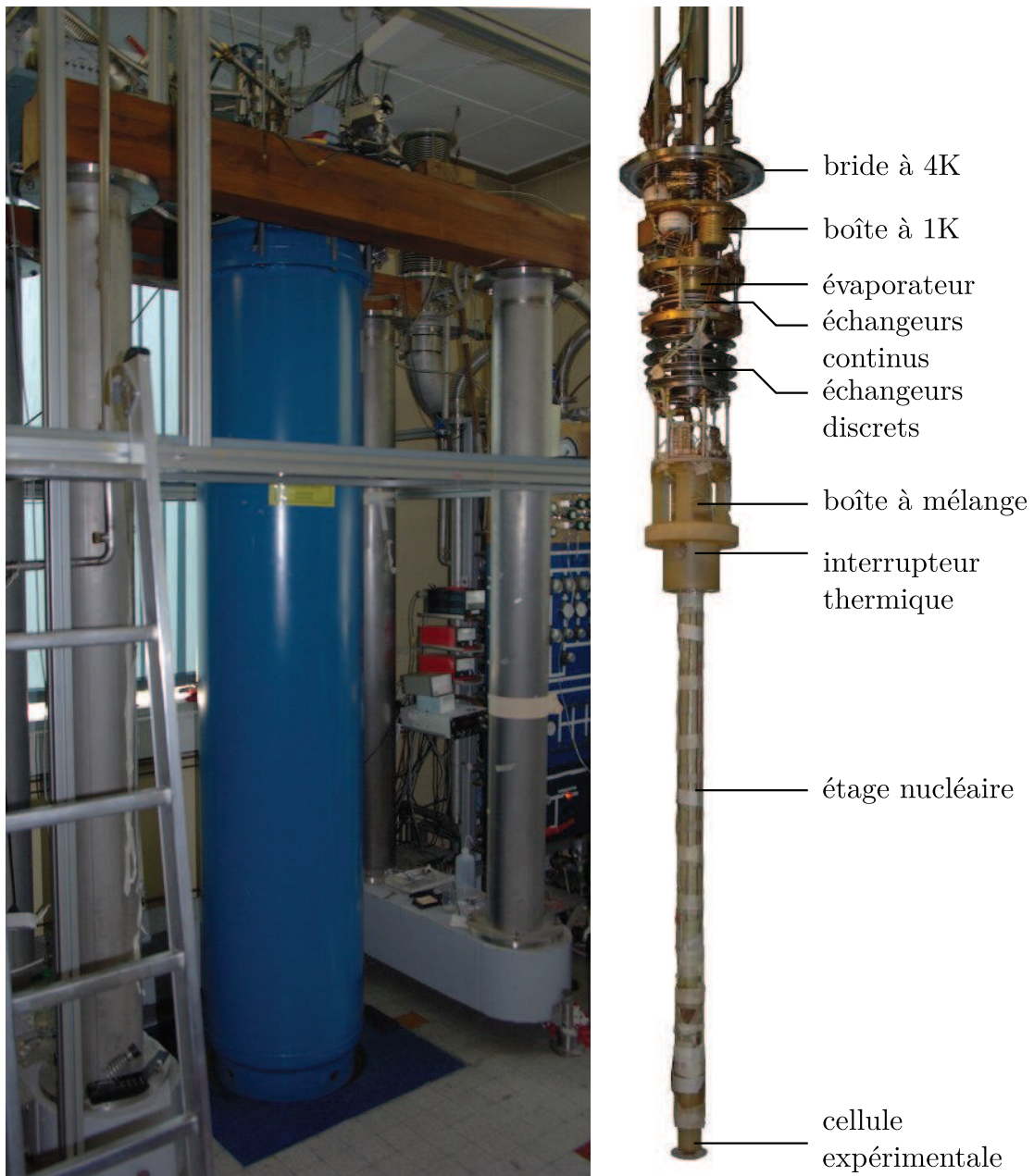


FIGURE 1.1 : Le cryostat DN1 en fonctionnement (à gauche) et les étages de dilution et de désaimantation (à droite). L'ensemble est monté sur un bloc de béton de 700 kg isolé du sol par des amortisseurs gonflables qui évitent les entrées de chaleur dues aux vibrations.

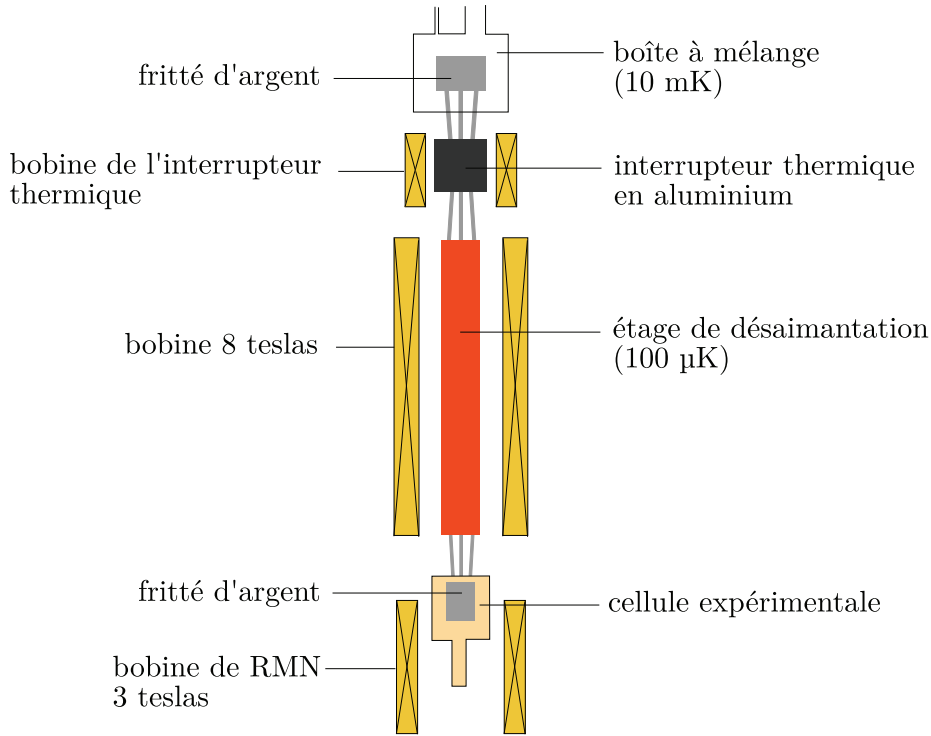


FIGURE 1.2 : Schéma du cryostat DN1. Des frittés d'argent assurent le contact thermique entre la boîte à mélange de la dilution et le cuivre de la désaimantation nucléaire via un interrupteur thermique en aluminium. La thermalisation entre l'étage nucléaire et l'hélium 3 de la cellule expérimentale se fait par des fils d'argent connectés à des frittés d'argent à l'intérieur de la cellule.

une bobine (voir figure 1.2). En l'absence de champ magnétique, l'aluminium est supraconducteur et ne transmet pas la chaleur (la contribution des phonons à la conductivité thermique est négligeable aux températures auxquelles on travaille). En revanche, si on impose un champ magnétique supérieur au champ critique, l'aluminium devient normal et les électrons conduisent alors la chaleur. On peut ainsi isoler l'étage à désaimantation ou bien le connecter au réfrigérateur à dilution.

Le principe de la désaimantation adiabatique est le suivant : en première approximation, l'entropie  $S$  des spins nucléaires du cuivre ne dépend que du rapport du champ magnétique sur la température :  $S = S(B/T)$ ; toute transformation adiabatique se fait à rapport  $B/T$  constant. En partant de conditions initiales  $B_i$  et  $T_i$ , on diminue adiabatiquement le champ magnétique imposé et on atteint un état final d'entropie égale à l'entropie finale mais ayant une température plus basse donnée par :

$$T_f = \frac{B_f}{B_i} T_i. \quad (1.1)$$

Les interactions entre spins limitent les températures accessibles à la température à laquelle les spins s'ordonnent : vers 100 nK pour le cuivre. En pratique, il faut tenir

compte de plusieurs paramètres. Premièrement, on se place au voisinage de l'anomalie de Schottky dans la capacité calorifique des noyaux. Cette anomalie correspond à un maximum de la capacité calorifique des spins nucléaires, dépendant de la température et du champ magnétique. Plus l'état initial est proche du maximum de capacité calorifique, plus la durée d'expérience à basse température est importante. Aux environs de 10 mK, cela fixe le champ magnétique nécessaire à environ 10 T. Ensuite, la température finale obtenue est fixée par les couplages entre les noyaux et les électrons du cuivre, puis entre les électrons du cuivre et l'hélium 3. Le premier est donné par la constante de Korringa  $\kappa$ . Le temps de couplage entre les noyaux et les électrons à la température  $T_e$  est donné par :

$$\tau T_e = \kappa. \quad (1.2)$$

La constante de Korringa est indépendante de la température, et en première approximation elle varie peu en fonction du champ magnétique dans les gammes qui nous intéressent. Pour le cuivre, on a  $\kappa = 1,1 \text{ s} \cdot \text{K}$ , ce qui donne des temps typiques de relaxation pour l'étage à 100  $\mu\text{K}$  de l'ordre de trois heures.

Nous avons travaillé sur un étage à désaimantation nucléaire de type laminaire dont la fabrication est détaillée dans [33]. Il est composé de lamelles de cuivre de 1 mm d'épaisseur soudées par diffusion. L'intérêt de cet étage réside dans sa conception en deux parties distinctes : désaimantation et espace expérimental. Le cuivre, placé dans un champ magnétique d'environ 8 T est relié à la cellule expérimentale située environ 15 cm plus bas par des fils d'argent. La distance entre les deux parties limite la température de base qu'on peut atteindre avec cet étage, mais la cellule expérimentale est ainsi placée hors de la bobine de champ principale. On peut alors contrôler le champ magnétique que l'on impose sur la cellule beaucoup plus finement, ce qui permet de réaliser des expériences de résonance magnétique nucléaire avec beaucoup plus de précision. En pratique, l'inhomogénéité relative de champ magnétique qu'on peut obtenir sur la cellule expérimentale est de l'ordre de  $\Delta B/B \simeq 10^{-4}$ .

Pour atteindre les plus basses températures, il importe que le contact thermique entre la cellule expérimentale et l'étage soit aussi bon que possible. Des fils d'argent sont serrés mécaniquement sur le cuivre de l'étage et sont reliés à des frittés d'argent à l'intérieur de la cellule. Ces frittés assurent une grande surface de contact avec l'hélium 3 et compensent ainsi l'effet de la grande résistance de Kapitza à basse température.

### 1.1.2 Thermométrie de l'hélium 3 à basse température

La température de l'hélium 3 dans la cellule expérimentale est mesurée précisément à l'aide de fils vibrants. Cette méthode mesure directement la viscosité du liquide, laquelle dépend de la température. Bien qu'elle nécessite une calibration, elle a l'avantage de s'affranchir des problèmes de couplage thermique entre l'hélium 3 et un autre thermomètre — à RMN du platine ou à courbe de fusion d'hélium 3 par

exemple — qui constituent une des principales difficultés de mesure des très basses températures.

### 1.1.2.1 Principe

Un fil vibrant est constitué d'une simple boucle de fil supraconducteur placée dans un champ magnétique (voir figure 1.3). Lorsqu'on impose un courant alternatif à travers ce fil, une force de Laplace apparaît, qui entraîne une vibration du fil. Cette vibration est amortie par l'hélium dans lequel le fil baigne dont on mesure ainsi la viscosité et la température.

Les paramètres décrivant le fil vibrant sont son module d'Young  $Y$ , sa densité  $\rho$ , son rayon  $a$ , et le diamètre  $L$  de la boucle supposée semi-circulaire qu'il forme (voir figure 1.3). On peut montrer que la fréquence de résonance du fil dans le vide est donnée par :

$$f_{0,\text{vide}} = \frac{z_0^2 a}{4\pi L^2} \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \quad (1.3)$$

avec  $z_0$  un préfacteur numérique égal à 4,730.

Lorsque le fil vibre à la pulsation  $\omega$  dans le champ magnétique  $\mathbf{B}$ , on peut supposer en première approximation que le fil ne se courbe pas et reste dans un plan. On peut noter  $y_0$  la déviation maximale du sommet de la boucle de sa position d'équilibre selon l'axe  $\hat{\mathbf{y}}$  (voir figure 1.3). L'amplitude de la tension aux bornes du fil est alors donnée par :

$$V(\omega) = \omega \frac{\pi B L}{4} y_0(\omega). \quad (1.4)$$

C'est cette tension qu'on mesure en fonction de la fréquence d'excitation pour obtenir la courbe de résonance du fil vibrant. Lorsque le fil vibrant baigne dans l'hélium 3, la largeur de la courbe de résonance dépend de sa viscosité : on peut en déduire la température.

### 1.1.2.2 Hydrodynamique du fil vibrant

En supposant que le fil vibrant ne se déforme pas lors de sa vibration, on peut décrire sa position à l'abscisse  $x$  par un vecteur de déplacement selon  $\hat{\mathbf{y}}$  :  $\mathbf{y}(x)$ .

De manière générale, on peut écrire la force à laquelle est soumis un élément de fil vibrant à l'abscisse  $x$  de la manière suivante :

$$\mathbf{F}_{\text{visc}}(x) = \pi a^2 \rho \omega^2 \mathbf{y}(x) (k_0 + i k'_0), \quad (1.5)$$

avec  $\rho$  la densité du fluide, et  $k_0$  et  $k'_0$  les coefficients de Stokes qui dépendent de la viscosité de l'hélium 3. Avec ces hypothèses, on peut montrer que la fréquence de résonance du fil dans l'hélium 3  $f_0$  est donnée par :

$$f_0 = \frac{f_{0,\text{vide}}}{\sqrt{1 + \rho k_0}}, \quad (1.6)$$

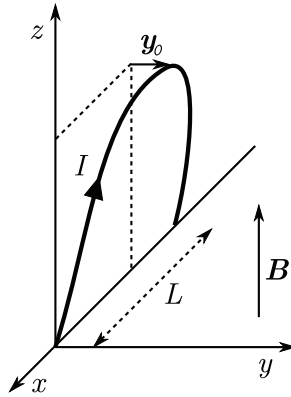


FIGURE 1.3 : Schéma d'un fil vibrant baignant dans l'hélium 3 de la cellule expérimentale. Un courant  $I$  imposé dans le fil entraîne sa vibration dans le champ magnétique. L'amplitude de la tension induite aux extrémités du fil est proportionnelle à l'amplitude du mouvement. Sa mesure permet de déduire la viscosité de l'hélium, et par là sa température. En réalité, le fil se déforme lors de la vibration et ne reste pas dans un plan comme représenté ici.

et que la largeur à mi-hauteur de la résonance est donnée par :

$$W_0 = f_{0,\text{vide}} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \rho(k_0 + k'_0)}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \rho(k_0 - k'_0)}} \right]. \quad (1.7)$$

On peut distinguer trois régimes pour le comportement du fil vibrant : la phase normale, le régime hydrodynamique dans le superfluide et le régime balistique dans le superfluide.

**Phase normale** Dans la phase normale à basse température (sous 75 mK), la viscosité de l'hélium 3 est celle d'un liquide de Fermi et varie en  $1/T^2$ .

**Régime hydrodynamique** Dans le régime hydrodynamique, entre environ  $0,4 T_c$  et  $T_c$ , le libre parcours moyen des quasi-particules de superfluide est petit devant les dimensions caractéristiques du fil vibrant (son diamètre et son rayon de courbure). On peut donc définir une viscosité et calculer son effet sur la vibration du fil vibrant.

Dans la phase B du superfluide, on sait calculer ainsi la largeur de résonance d'un fil vibrant en tenant compte de divers phénomènes. La longueur de glissement du liquide est non nulle [68], c'est-à-dire que la composante tangentielle de la vitesse du liquide à la surface du fil est non nulle pour la fraction normale comme pour la fraction superfluide. La différence de compressibilité relative des fractions superfluide et normale introduit un terme dit de seconde viscosité [34]. Enfin, des réflexions d'Andreev de quasi-particules peuvent se produire au niveau du fil [51].

Dans la phase A du superfluide, la plus grande influence de la texture du paramètre d'ordre sur l'hydrodynamique du superfluide rend les mesures moins reproductibles, la texture pouvant varier d'un refroidissement à l'autre. La détermination précise de la température doit alors s'appuyer sur d'autres méthodes.

**Régime balistique** Quand le libre parcours moyen des quasi-particules devient grand devant la taille caractéristique du fil et de la cellule expérimentale, on peut considérer qu'elles sont sans interactions entre elles. Elles forment un gaz dilué de quasi-particules. Comme les quasi-particules interagissent très peu entre elles, il n'y a plus d'équilibre thermodynamique local et le concept de viscosité cesse d'être applicable. Un modèle balistique développé par le groupe de basses températures de l'université de Lancaster et tenant compte des réflexions classiques et des réflexions d'Andreev sur le fil vibrant permet de relier la dissipation du fil vibrant à la température de l'hélium superfluide [55, 57].

Pour des températures soit très hautes (supérieures à 50 mK), soit très basses (inférieures à 300  $\mu$ K), la largeur de résonance due à la viscosité devient petite. Il faut alors tenir compte de la largeur intrinsèque  $W_{\text{int}}$  de résonance du fil vibrant due aux processus de dissipation internes au fil. La largeur de résonance mesurée est alors donnée par :

$$W_{\text{tot}} = W_{\text{int}} + W_0. \quad (1.8)$$

Dans notre travail, nous nous sommes appuyés sur un programme de calibration de fils vibrants établi lors d'une thèse précédente [98] pour calculer la température de la cellule expérimentale. Les thermomètres à fils vibrants ont été calibrés en température à l'aide d'un thermomètre basé sur la RMN du platine [97]. La température peut en effet être directement déduite de l'aimantation du platine à basse température qui varie selon une loi de Curie en  $1/T$  dans une gamme de températures allant de 100  $\mu$ K à 40 mK. Cette calibration permet d'obtenir la relation entre la température et la largeur de résonance du fil vibrant pourvu qu'on connaisse les paramètres géométriques du fil, sa densité et sa fréquence de résonance dans le vide. La transition superfluide donne un point fixe dont on connaît la température et où la largeur de résonance est maximale. Cela permet de vérifier la validité de la calibration.

Une courbe typique donnant la largeur de résonance du fil vibrant en fonction de la température à différentes pressions est donnée figure 1.4.

### 1.1.2.3 Réalisation

Les fils vibrants que nous avons utilisés sont de deux types : des fils de tantale, d'un diamètre de 125  $\mu$ m, utiles pour mesurer des températures supérieures à 400  $\mu$ K et des fils de niobium-titane, d'un diamètre de 14  $\mu$ m, utiles à basse température, là où la largeur de résonance intrinsèque des fils de tantale les rend inutiles.

Lors de la construction d'une nouvelle cellule expérimentale, nous avons réalisé deux types de fils selon le protocole suivant. Les fils sont placés sur un support en papier imbibé de Stycast 1266 qui sera placé dans la cellule expérimentale. Ils sont mis

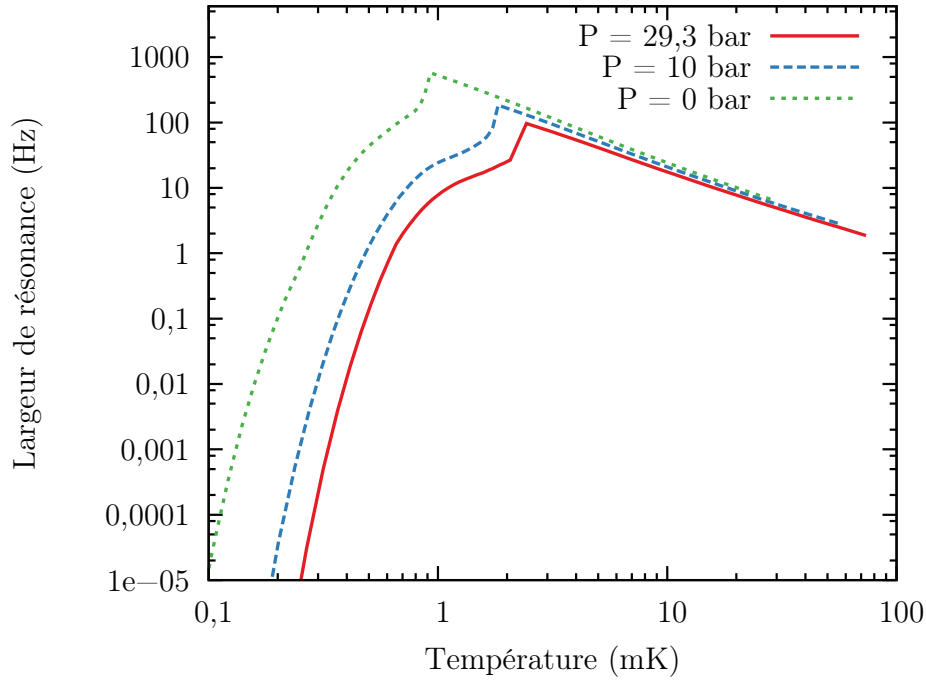
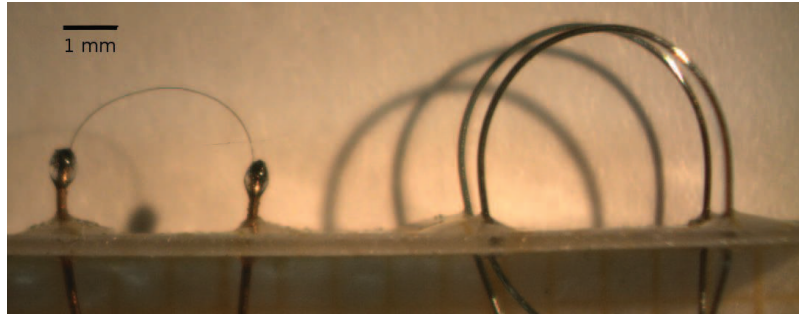


FIGURE 1.4 : Largeur de résonance théorique d'un fil vibrant en fonction de la température. Cette courbe de calibration correspond à un des fils vibrants utilisés dans les expériences avec aérogel. Il s'agit d'un fil de tantale, d'un diamètre de  $125\ \mu\text{m}$  et de fréquence de résonance  $1138\ \text{Hz}$ .

en forme sur un gabarit en téflon cylindrique. Dans le cas du fil de niobium-titane, la matrice de cuivre du fil supraconducteur utilisé est ensuite dissoute à l'acide nitrique concentré afin de révéler une trentaine de brins de Nb-Ti d'un diamètre de  $14\ \mu\text{m}$ . Sous une loupe binoculaire, tous les brins de Nb-Ti sont arrachés à la pince sauf un. On dépose ensuite une goutte de Stycast au niveau où les fils ont été arrachés afin d'éviter des effets parasites dus aux extrémités de brins qui subsistent. Cette méthode qui ne requiert qu'un peu de patience a l'avantage d'être techniquement très simple par comparaison aux méthodes de micro-fabrication qui permettent d'obtenir des fils vibrants en silicium. Leur fabrication décrite dans [91] est plus complexe mais permet d'obtenir des fils aux caractéristiques idéales pour mesurer les ultra basses températures ( $100\ \mu\text{K}$  et moins).

#### 1.1.2.4 Dispositif de mesure

La mesure de résonance du fil vibrant se fait en balayant la fréquence d'excitation à champ magnétique constant (déterminé par les expériences de RMN). Un générateur basse fréquence (Agilent 33120A) injecte un courant dans le fil vibrant via une résistance d'injection dont l'impédance est très supérieure à celle du fil vibrant (typiquement  $1$  ou  $10\ \text{k}\Omega$ , suivant la température). La tension aux bornes du fil vibrant est mesurée à l'aide d'un amplificateur bas bruit (EPC1-B, conçu par le service



(a) Trois fils vibrants prêts à être montés dans une cellule

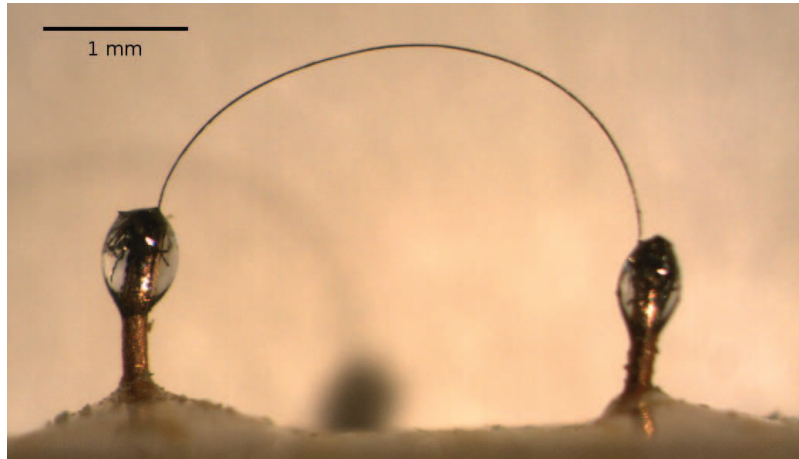
(b) Fil vibrant en Nb-Ti,  $\varnothing = 14 \mu\text{m}$ 

FIGURE 1.5 : Un exemple de fils vibrants réalisés au cours de la thèse. Deux fils en tantale ( $\varnothing = 125 \mu\text{m}$ ) et un fil en niobium-titane ( $\varnothing = 14 \mu\text{m}$ ) sont fixés sur un support en papier imbibé de Stycast 1266, lui-même placé à l'intérieur de la cellule expérimentale.

électronique de l'institut Néel) relié à une détection synchrone (Stanford SR830). Un programme informatique permet d'automatiser l'acquisition de données et notamment d'ajuster les paramètres du balayage (gamme de fréquence et intensité) pour suivre la résonance à mesure que la température varie. Le dispositif est représenté figure 1.6.

Un balayage en fréquence dure généralement deux à trois minutes. Le courant imposé, de l'ordre de quelques centaines de nanoampères est choisi pour avoir un rapport signal sur bruit aussi bon que possible tout en restant dans le régime linéaire du fil. À très basse température, il faut également veiller à ne pas chauffer la cellule en faisant vibrer le fil trop fort. La vitesse de balayage est donnée par le temps de moyennage de la détection synchrone. Pour des résonances relativement fines, il faut également tenir compte du temps de réponse du fil variant comme l'inverse de la largeur de résonance :  $\tau = 1/\pi W$ .



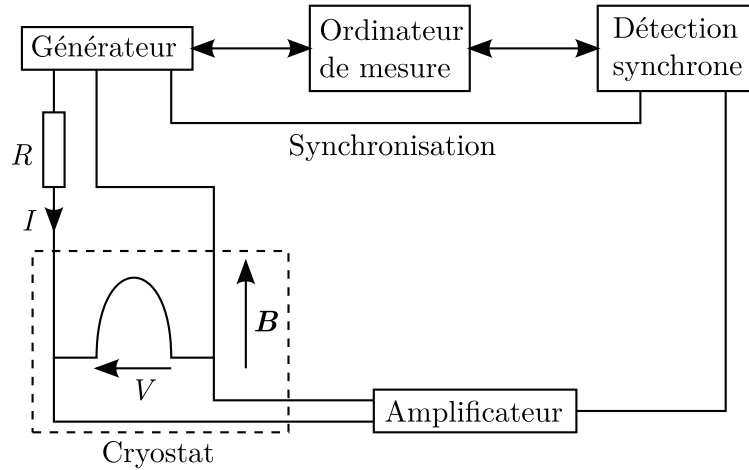


FIGURE 1.6 : Le dispositif de mesure de résonance d'un fil vibrant. Un générateur impose un courant alternatif dans le fil vibrant placé dans un champ magnétique. Cela entraîne une vibration du fil dont l'amplitude est proportionnelle à la tension à ses bornes. Cette tension est mesurée à l'aide d'une détection synchrone. Un ordinateur contrôle le générateur et enregistre les données. Le champ magnétique utilisé varie entre 30 et 90 mT.

Une courbe typique de résonance de fil vibrant est donnée figure 1.7. Ces courbes sont ajustées selon une lorentzienne complexe afin d'extraire leur largeur à mi hauteur. Cette méthode ajuste simultanément les parties réelle et imaginaire de la résonance.

## 1.2 Résonance magnétique nucléaire

### 1.2.1 Principe

Les atomes d' $^3\text{He}$  ont un spin nucléaire  $1/2$ . La présence d'un champ magnétique  $\mathbf{H}$  entraîne l'apparition de deux niveaux d'énergie séparés de  $g\mu H$ , avec  $g$  le facteur de Landé nucléaire de l' $^3\text{He}$  et  $\mu$ , le magnéton nucléaire. On peut détecter l'apparition de ces niveaux d'énergie en mesurant l'absorption d'un champ radiofréquence à la fréquence correspondante appelée fréquence de Larmor donnée par :

$$f_L = \frac{\gamma}{2\pi} H, \quad (1.9)$$

avec  $\gamma$  le facteur gyromagnétique de l' $^3\text{He}$  tel que  $\frac{\gamma}{2\pi} = 32,433 \text{ MHz} \cdot \text{T}^{-1}$ .

La fréquence de Larmor des spins dépend de leur environnement et constitue donc une sonde puissante de l'état de la matière. Il est possible de réaliser des expériences de RMN de deux manières différentes : soit on applique constamment un champ radiofréquence dont on fait varier la fréquence, on parle de RMN continue ; soit on

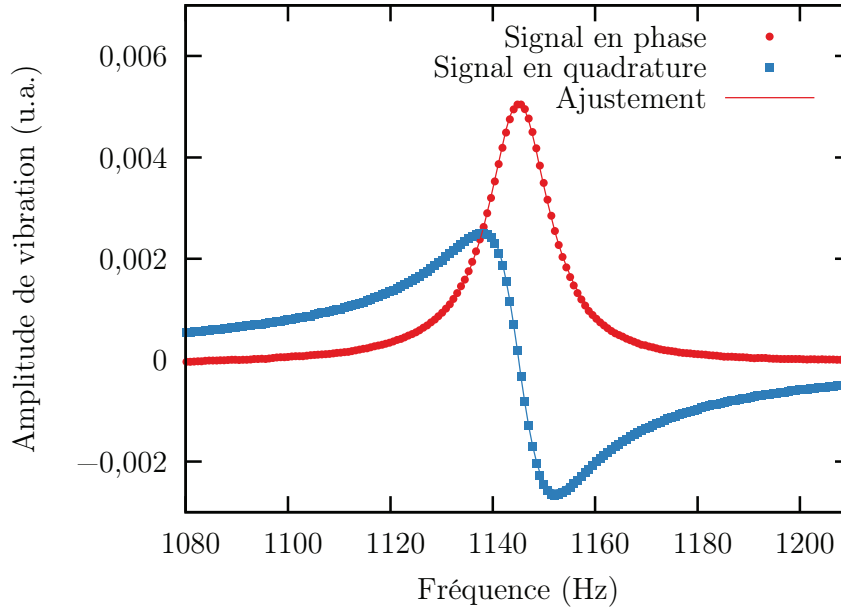


FIGURE 1.7 : Une courbe typique de résonance de fil vibrant. Ces données ont été mesurées sur un fil vibrant en tantale de 125  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cette courbe mesurée dans la phase superfluide à 24,9 bar et 1,23 mK a une largeur de 14 Hz environ. L'ajustement des signaux en phase et en quadrature est fait de manière simultanée. L'incertitude de mesure des points est donnée par leur dispersion : elle est inférieure à la taille des symboles.

étudie la précession libre des spins dans le champ magnétique, on parle alors de RMN pulsée.

On pourrait a priori travailler à n'importe quelle fréquence de RMN, il suffirait d'ajuster le champ magnétique en fonction. En pratique, la bobine d'excitation (qui sert également à mesurer l'aimantation) est couplée aux câbles de mesures et fait donc partie d'un circuit résonant. Pour obtenir un signal de bonne qualité, on doit travailler à la fréquence de résonance de ce circuit. On peut abaisser cette fréquence en ajoutant des éléments capacitifs en parallèle avec le circuit de mesure, mais cela se fait au détriment du rapport signal sur bruit. On peut typiquement diminuer la fréquence d'environ 30 % en restant dans de bonnes conditions de mesure. Au delà, il faut changer de bobine de RMN. Comme la bobine est placée à froid dans le cryostat, cela signifie qu'on travaille dans une gamme de fréquences restreinte pour la durée d'un refroidissement du cryostat (généralement de l'ordre de quelques mois à un an).

Le facteur de qualité du circuit LC formé par la bobine, les câbles de mesure et l'éventuelle capacité parallèle qui modifie la fréquence de résonance est le premier facteur d'amplification du signal. Une courbe de résonance du spectromètre de RMN continue est donnée figure 1.8. Le facteur de qualité  $Q$  du circuit est d'environ 30. On souhaite en principe avoir un facteur de qualité aussi élevé que possible, afin de

mesurer des signaux d'amplitude relativement élevée. Cependant, dans la limite où le facteur de qualité est trop élevé, l'amortissement par rayonnement [12] devient important et élargit les raies de RMN. Le mécanisme est le suivant : la précession de l'aimantation transverse induite dans l'échantillon induit un courant dans la bobine de RMN qui génère lui-même un champ magnétique tournant en déphasage avec l'aimantation, ce qui tend à la faire revenir à l'équilibre.

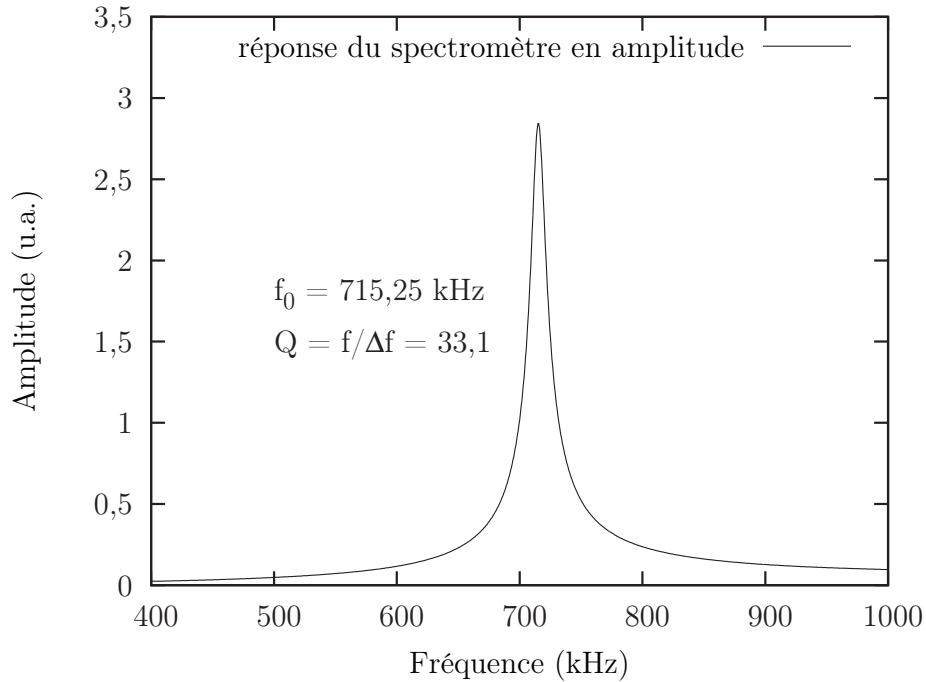


FIGURE 1.8 : Courbe de réponse du spectromètre de RMN continue en fonction de la fréquence d'excitation. L'amplitude tracée est donnée par  $V = \sqrt{V_{\text{disp}}^2 + V_{\text{abs}}^2}$ .

## 1.2.2 Réalisation expérimentale

Durant ce travail de thèse, nous avons utilisé trois méthodes de RMN que nous décrivons ci-dessous.

### 1.2.2.1 RMN continue

Pour les expériences de RMN continue, nous avons utilisé un spectromètre développé au laboratoire qui permet de travailler à des fréquences de RMN inférieures à 3 MHz.

On applique à l'échantillon d' $^3\text{He}$  superfluide un champ magnétique vertical variable  $\mathbf{H}_0 = H_0 \hat{z}$  (typiquement de 30 à 90 mT) et on l'excite avec un champ radio-fréquence dans le plan horizontal  $\mathbf{H}_1 = 2H_1 \cos(\omega t) \hat{x}$ . On peut décomposer ce champ

en deux champs magnétiques tournants (aux pulsations  $\omega$  et  $-\omega$ ) dont un seul est en résonance avec l'échantillon. En faisant varier le champ magnétique vertical, on mesure la résonance de l'hélium 3 qui entraîne une variation de tension relative de l'ordre de  $10^{-4}$  aux bornes de la bobine d'excitation. Il y a deux bobines de champ (toutes deux supraconductrices) : l'une impose le champ principal  $H_0$  et l'autre, plus petite, permet de moduler  $H_0$  avec une résolution de l'ordre de  $0,2 \mu\text{T}$ , soit  $6,5 \text{ Hz}$ .

Pour compenser le faible niveau du signal, celui-ci est amplifié en deux étapes à température ambiante. On l'amplifie d'un facteur 50 et on lui soustrait le signal d'excitation atténué et déphasé de telle sorte que le résultat soit nul hors résonance, enfin on amplifie le signal résultant d'un facteur 10. Le signal final est ensuite mesuré à l'aide d'une détection synchrone. On obtient ainsi des mesures en phase et en quadrature de la résonance.

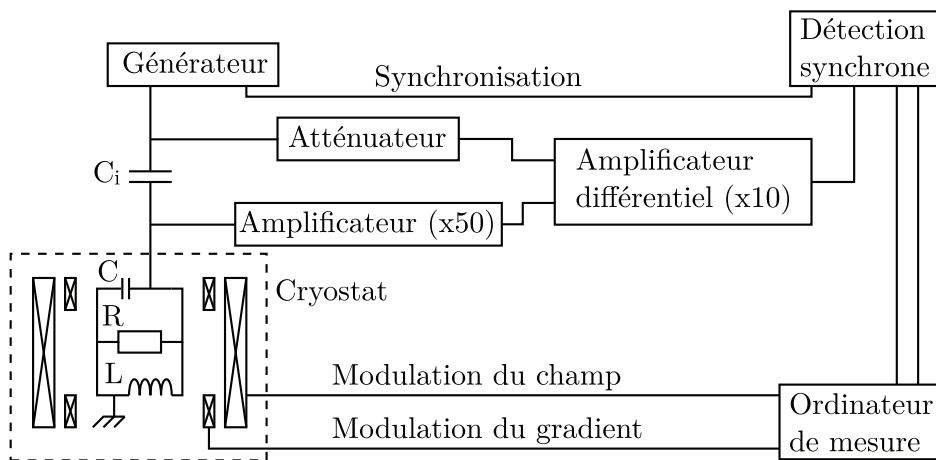


FIGURE 1.9 : Schéma du dispositif de RMN continue. Un générateur basse fréquence ( $f \simeq 1 \text{ MHz}$ ) impose un courant dans la bobine de RMN via la capacité d'injection  $C_i$  de l'ordre du picofarad. Le champ magnétique est modulé par un ordinateur afin de mesurer la résonance de l'hélium 3. Le signal de la bobine est amplifié 500 fois et mesuré à l'aide d'une détection synchrone.

On peut mesurer alors la fréquence de résonance et son élargissement qui donnent des informations sur les interactions entre spins dues au couplage dipolaire.

En négligeant la composante tournante hors résonance et dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire, on peut montrer que la réponse des spins donne l'aimantation suivante :

$$\begin{cases} M_x = H_1[\chi'(\omega) \cos(\omega t) + \chi''(\omega) \sin(\omega t)] \\ M_y = H_1[\chi''(\omega) \cos(\omega t) - \chi'(\omega) \sin(\omega t)] \\ M_z = \chi_0 H_0 \end{cases}, \quad (1.10)$$

où  $\chi_0$  est la susceptibilité statique et  $\chi'$  et  $\chi''$  sont les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité radiofréquence.

Les relations de Kramers-Kronig, valables pourvu que le système soit causal et linéaire, s'écrivent :

$$\begin{cases} \chi'(\omega) - \lim_{\omega \rightarrow \infty} \chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \\ \chi''(\omega) = -\frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi'(\omega') - \lim_{\omega \rightarrow \infty} \chi'(\omega)}{\omega' - \omega} d\omega' \end{cases} \quad (1.11)$$

Elles permettent en particulier de montrer que pourvu que la résonance ne soit pas trop large ( $\Delta\omega \ll \omega_0$ ) :

$$M_z \propto \mathcal{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi''(\omega') d\omega'. \quad (1.12)$$

Autrement dit : l'aire sous la courbe d'absorption est proportionnelle à l'aimantation de l'échantillon. En intégrant la courbe mesurée, on peut remonter à cette quantité.

La qualité des raies de RMN obtenues est principalement conditionnée par l'homogénéité du champ magnétique vertical au niveau de la cellule. Une bobine de gradient permet de compenser au premier ordre l'inhomogénéité de champ dans la direction verticale. On obtient ainsi des raies de largeur spectrale relative de  $10^{-4}$ .

Des raies RMN mesurées lors d'une calibration du gradient optimal sont tracées figure 1.10. On mesure la raie RMN dans la phase normale à différentes valeurs de gradient de champ magnétique de compensation. Plus le gradient est élevé sur la cellule, plus la largeur à mi-hauteur de la raie RMN est importante, et moins son maximum est élevé (puisque l'aire de la raie est conservée).

Un exemple de calibration du gradient est donné figure 1.11. On trace l'amplitude maximale de l'absorption RMN et la largeur de raie en fonction du gradient de champ magnétique appliqué. Le gradient optimal (sur la figure  $0,083 \text{ mT} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) est celui pour lequel la largeur de raie est minimale et l'amplitude maximale. Comme l'une des principales sources de gradient est le champ issu de la bobine de désaimantation, le gradient optimal dépend des conditions exactes de désaimantation. La calibration du gradient optimal est donc répétée après chaque désaimantation.

### 1.2.2.2 RMN pulsée

La RMN pulsée consiste à basculer les spins de l'échantillon initialement alignés avec le champ magnétique vertical à l'aide d'une ou plusieurs séries d'impulsions radiofréquence. L'angle de basculement  $\beta$  de l'aimantation est proportionnel à la durée des impulsions et à leur amplitude. On enregistre ensuite la tension que les spins induisent dans la bobine de RMN lors de leur retour à l'équilibre.

Le dispositif expérimental est constitué d'un générateur d'impulsions fabriqué au laboratoire relié à un amplificateur de puissance (Kalmus 170F, 200 W) lui-même connecté à la bobine de RMN.

Le signal de sortie est amplifié 1000 fois, multiplié par un signal à une fréquence décalée de 15 kHz, filtré par un filtre passe-bande centré sur 15 kHz et mesuré par une carte d'acquisition. Le fait de multiplier le signal par un signal légèrement décalé

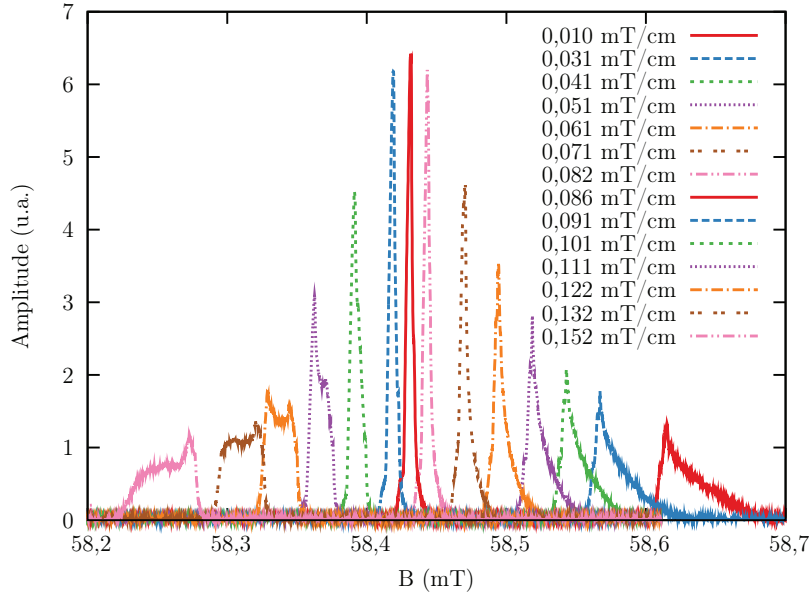


FIGURE 1.10 : Raies RMN à différentes valeurs de gradient dans la phase normale. Le gradient indiqué est celui calculé en mesurant le courant appliqué dans la bobine de gradient. En réalité, la bobine de gradient impose aussi un champ homogène selon l'axe  $\hat{z}$  dépendant du courant qui la parcourt. Ce champ qu'on ne compense pas en traçant les raies RMN explique leur décalage progressif. Aux fortes valeurs de gradient, la forme de raie devient très asymétrique. Le bord le plus raide de la raie correspond au bas de la cellule expérimentale : il n'y a plus d'atomes d'hélium 3 pour résonner dans le champ magnétique correspondant. Le bord doux correspond à la perte progressive de sensibilité de la bobine de RMN vers le haut de la cellule.

en fréquence constitue une mesure hétérodyne. Cela permet d'obtenir une composante oscillante à basse fréquence. Comme les variations de fréquence qu'on mesure sont petites devant cette basse fréquence, il n'y a pas de perte d'information sur le signal physique qu'on mesure. On connaît parfaitement sa fréquence initiale et son amplitude.

Les impulsions sont constituées de créneaux à la fréquence de résonance de la bobine. La largeur spectrale des excitations que l'on peut mesurer dépend de la longueur des trains d'impulsions que l'on envoie : plus ils sont longs, plus la largeur spectrale est faible. Il faut donc veiller à ne pas envoyer des trains d'impulsions trop longs si on veut sonder des phénomènes dont la fréquence de résonance est décalée de la fréquence de résonance du circuit électrique de RMN. Par exemple, si on souhaite mesurer un décalage de fréquence RMN  $\Delta f = 300$  Hz à 3 MHz, la durée du train d'impulsion doit être petite devant  $1/300$  Hz = 3 ms.

Avant chaque série de mesures de RMN pulsée, il est important de calibrer le spectromètre, c'est-à-dire de déterminer la relation entre la durée des impulsions radiofréquence et l'angle de basculement de l'aimantation  $\beta$  correspondant. Pour

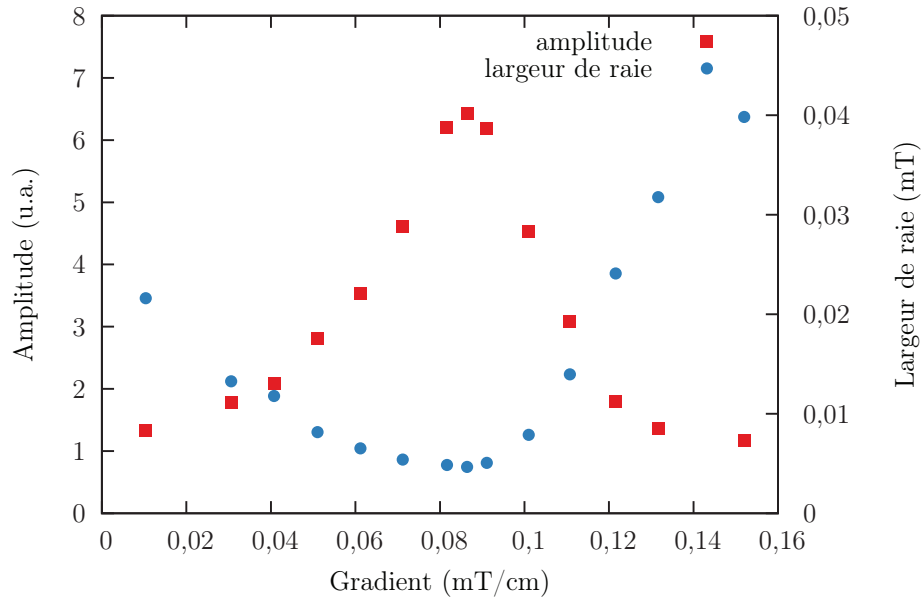


FIGURE 1.11 : Largeur à mi-hauteur et amplitude de la raie d’absorption RMN en fonction du gradient de champ magnétique appliqué. Le gradient optimal est d’environ  $0,083 \text{ mT} \cdot \text{cm}^{-1}$ . C’est ce gradient qui compense le mieux le gradient de champ magnétique dû au champ résiduel du solénoïde de désaimantation et au centrage éventuellement imparfait de la cellule.

cela, on effectue des séries d’impulsions de plus en plus longues. Comme la bobine de mesure est perpendiculaire au champ magnétique de RMN, l’amplitude  $V_0$  de la tension induite à ses bornes immédiatement après l’impulsion est donnée par la relation :

$$V_0 \propto |\sin \beta|. \quad (1.13)$$

Un exemple de courbe de calibration est donné figure 1.13. Pour ce cas particulier, une impulsion bascule l’aimantation de  $1,92^\circ$ . Cette calibration a été effectuée à 700 kHz. Pour un angle de basculement de  $180^\circ$ , on doit effectuer 90 impulsions. La largeur spectrale excitée sera alors environ  $2 \times 700/90 \simeq 16 \text{ kHz}$ . Il convient donc de vérifier que les décalages en fréquence qu’on mesure soient compris largement dans cette bande passante. Si ce n’est pas le cas, on peut remédier à la situation en retirant des atténuateurs avant le spectromètre de RMN pulsée pour injecter plus de courant. Si on multiplie le courant dans la bobine par 10, la longueur des impulsions nécessaires est divisée par 10 et leur largeur spectrale est multipliée par 10. On perd cependant en résolution sur les angles de basculement.

### 1.2.2.3 RMN d’extinction

Nous avons effectué certaines mesures en pratiquant ce que nous appelons RMN d’extinction. Il s’agit d’observer le signal de précession libre des spins après avoir

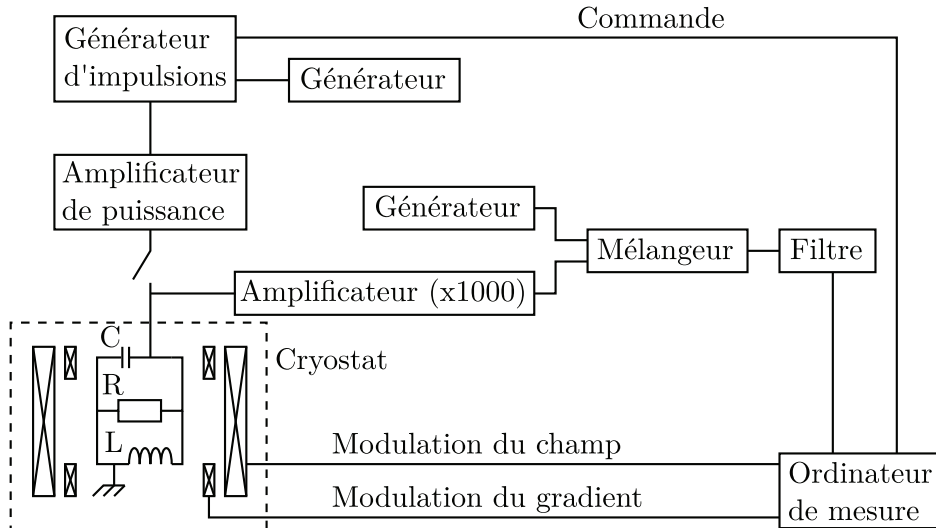


FIGURE 1.12 : Schéma du dispositif de RMN pulsée. Le générateur d'impulsions est commandé par un ordinateur et les impulsions qu'il génère sont amplifiées par un amplificateur de puissance. Le signal de précession libre est amplifié 1000 fois avant d'être mélangé à un signal décalé de 15 kHz par rapport au signal d'entrée. Le signal filtré est enregistré via une carte d'acquisition.

coupé l'excitation de RMN continue. Ces observations sont intéressantes lorsqu'on est en régime non linéaire pour la RMN continue, c'est-à-dire à de grands angles de basculement des spins.

Le déroulement d'une mesure est le suivant : on commence à mesurer une raie de résonance à forte excitation, quand on estime avoir atteint l'angle de basculement souhaité, on coupe l'excitation et on mesure le signal de précession. Le dispositif expérimental est une combinaison des systèmes de RMN pulsée et continue, détaillée figure 1.14. L'interrupteur utilisé est un simple interrupteur mécanique qui coupe le signal en environ  $1 \mu\text{s}$  et sert également à déclencher l'acquisition de données.

On obtient des résultats similaires à ceux d'une expérience de RMN pulsée, à ceci près que dans le cas d'expériences de superfluidité de spin, la cohérence est déjà établie dans l'échantillon au début de la relaxation des spins. Dans une expérience de RMN pulsée, la cohérence s'établit dans les quelques millisecondes qui suivent l'impulsion.



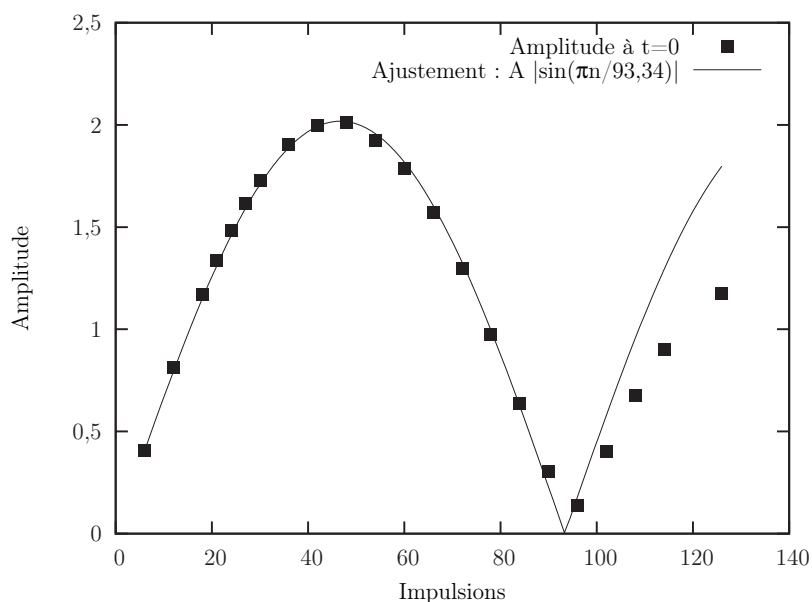


FIGURE 1.13 : Calibration du spectromètre de RMN pulsée. L'amplitude du signal immédiatement après l'impulsion radiofréquence suit une loi sinusoïdale en fonction du nombre d'impulsions. L'ajustement est réalisé sur la première demi période. Au delà, l'ajustement diverge des points expérimentaux, principalement à cause de l'inhomogénéité du champ magnétique. Cette courbe indique qu'un angle de basculement de  $90^\circ$  correspond à 46,67 impulsions.

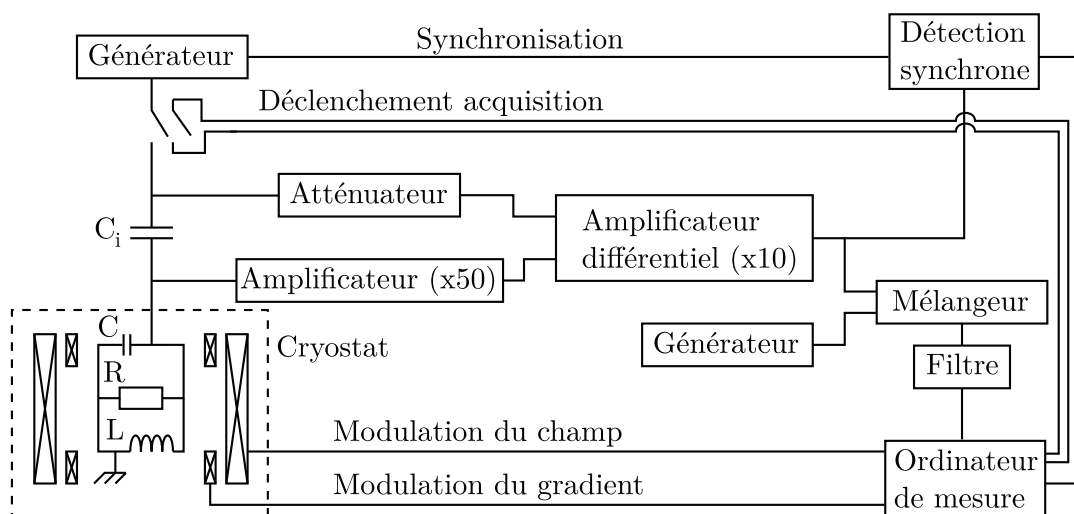


FIGURE 1.14 : Le dispositif de mesure de RMN d'extinction. On mesure la RMN continue traditionnelle avec le même dispositif qu'auparavant, mais il est possible de mesurer le signal de sortie sans passer par la détection synchrone et observer ainsi les régimes transitoires.

# Chapitre 2

## Hélium 3 superfluide et condensation de Bose-Einstein de magnons

### 2.1 Hélium 3 superfluide

L'hélium 3, découvert en 1933 par Oliphant et Rutherford [78] et dont la stabilité a été démontrée par Alvarez et Cornog [2] est un des isotopes de l'hélium. Il devient liquide à 3,2 K et présente la particularité de ne pas se solidifier à des pressions inférieures à 29,3 bars. Cette propriété est la plus évidente signature du caractère quantique de l'hélium 3. En effet, la faible masse de l'atome d'hélium 3 ainsi que la faible interaction des atomes entre eux font que ses propriétés à basse température sont dominées par son énergie de point zéro. Nous allons donner dans les paragraphes qui suivent quelques propriétés intéressantes de l'hélium 3 superfluide. Pour plus de détails, on pourra se référer à l'ouvrage de revue [93]. De nombreuses propriétés expérimentales de l'hélium 3 normal et superfluide sont compilées dans [50].

Le diagramme de phases en champ nul (figure 2.1) donne les conditions dans lesquelles nous avons travaillé pendant cette thèse. Entre 0,9 et 2,7 mK suivant la pression, l'hélium 3 devient superfluide [79]. Deux phases existent, qui peuvent être décrites par une théorie analogue à la théorie BCS [9] en considérant la formation de paires de Cooper d'atomes d'hélium 3.

Le minimum de la courbe de fusion permet de travailler facilement à pression constante de 29,3 bar. En effet, lorsqu'on pressurise l'hélium, il se forme un bouchon solide à l'endroit où la température vaut environ 320 mK. On peut ensuite continuer à pressuriser l'hélium 3, mais la pression en aval du bouchon solide, c'est-à-dire dans la cellule expérimentale, restera égale à 29,3 bar.

#### 2.1.1 Théorie BCS de l'hélium 3 superfluide

##### 2.1.1.1 Le paramètre d'ordre

Dans la phase superfluide, les atomes d'hélium s'apparient pour former des paires de Cooper ayant un spin total  $S = 1$  et un moment orbital  $L = 1$ ; il s'agit d'états de triplet de spin de type  $p$ . Ces paires donnent lieu à une physique plus riche que

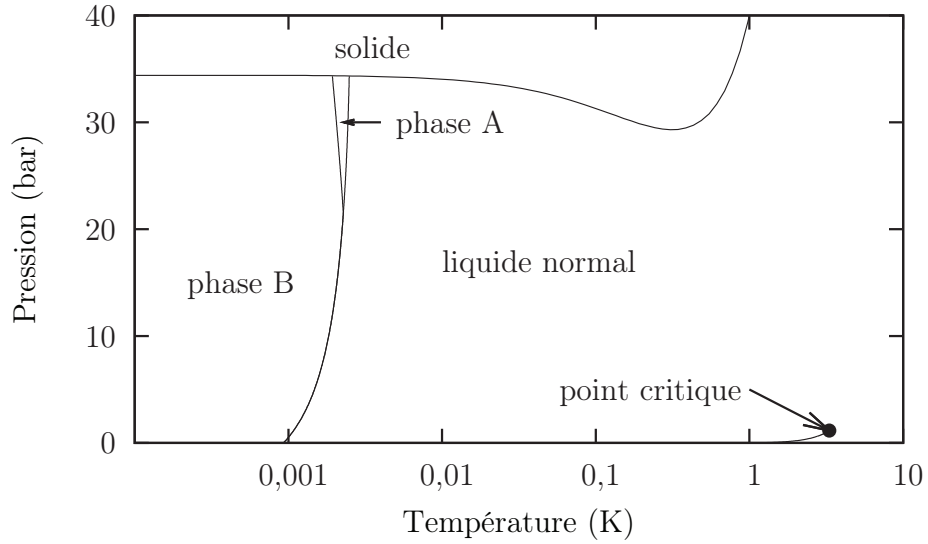


FIGURE 2.1 : Diagramme de phases de l'hélium 3 en champ magnétique nul. L'échelle de température est logarithmique. À basse température, deux phases superfluides apparaissent.

l'appariement singulet de type  $s$  ( $S = 0$  et  $L = 0$ ) des paires de Cooper dans un supraconducteur conventionnel.

De manière générale, on peut décrire l'état d'une paire de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  par une fonction d'onde de la forme :

$$\Psi = \psi_1(\mathbf{k})|\uparrow\uparrow\rangle + \psi_0(\mathbf{k})(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + \psi_{-1}(\mathbf{k})|\downarrow\downarrow\rangle, \quad (2.1)$$

qui est une superposition quelconque des trois états de spin. On introduit par commodité le vecteur  $\mathbf{d}(\mathbf{k})$  de l'espace des spins dont les composantes sont définies par :

$$\begin{pmatrix} \psi_1 & \psi_0 \\ \psi_0 & \psi_{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -d_1 + id_2 & d_3 \\ d_3 & d_1 + id_2 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Enfin, on introduit les composantes de  $\mathbf{d}(\mathbf{k})$  selon les trois directions de l'espace des impulsions en écrivant

$$d_\mu(\mathbf{k}) = \sum_{j=1}^3 d_{\mu j} \hat{k}_j \quad \text{soit} \quad \mathbf{d}(\mathbf{k}) = \mathbf{d}\hat{\mathbf{k}} \quad (2.3)$$

Le tenseur  $\mathbf{d}$  dont les éléments  $d_{\mu i}$  sont nuls dans la phase normale peut être considéré comme le paramètre d'ordre de l'hélium 3 superfluide.

2.1.1.2 Les phases A, B et A<sub>1</sub>

On peut classer les différentes phases de l'hélium 3 superfluide selon leur propriétés de symétrie. Trois phases existent dans les conditions où nous avons travaillé qu'on nomme A, A<sub>1</sub> et B. Les phases A et B existent en champ magnétique nul, alors que la phase A<sub>1</sub> existe seulement en présence d'un champ magnétique.

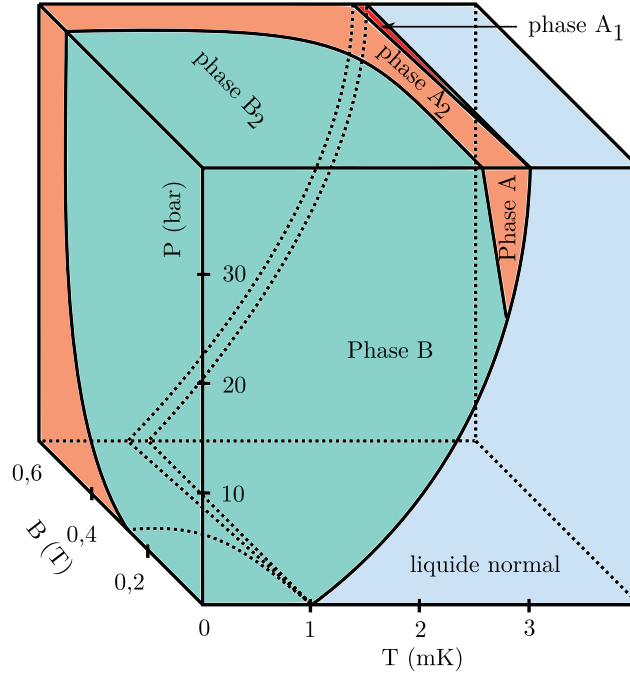


FIGURE 2.2 : Diagramme de phase de l'hélium 3 superfluide en fonction de la pression, de la température et du champ magnétique. En champ nul, il existe deux phases : A et B. En présence de champ magnétique, les phases A et B sont parfois appelés B<sub>2</sub> et A<sub>2</sub> et il existe une autre phase, la phase A<sub>1</sub> qui présente la particularité de n'avoir que des paires de Cooper avec  $S_z = 1$ .

**La phase B** La phase B peut être décrite par l'état BW, nommé d'après les premiers à le décrire Balian et Werthamer [8]. Elle a un paramètre d'ordre de la forme :

$$d_{\mu j} = e^{i\phi} \Delta_{\mu j}. \quad (2.4)$$

Cet état possède un moment angulaire total  $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L} = 0$ . Il possède un gap indépendant de  $\hat{\mathbf{k}}$  représenté figure 2.3a. Le fait que spectre d'excitations soit isotrope le rend similaire aux états de couplage  $s$ .

En l'absence de champ magnétique, cet état est dégénéré avec l'ensemble des états formés en multipliant  $d_{\mu i}$  par une phase donnée et en faisant subir une rotation au spin par rapport au moment orbital. Le paramètre d'ordre de l'état BW peut alors

s'écrire :

$$d_{\mu j} = \Delta e^{i\phi} R_{\mu j} \quad (2.5)$$

avec  $R_{\mu j}$  une matrice de rotation, qu'on peut écrire  $\mathbf{R}(\hat{\mathbf{n}}, \theta)$ , d'un angle  $\theta$  autour de l'axe  $\hat{\mathbf{n}}$ .

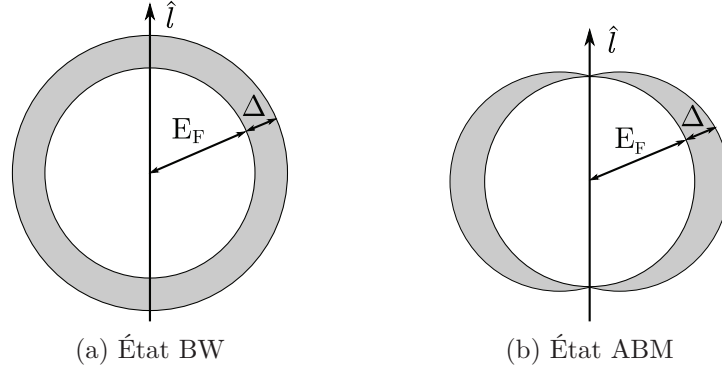


FIGURE 2.3 : Le gap superfluide des états BW et ABM

**La phase A** La phase A, quant à elle correspond à l'état ABM proposé par Anderson, Brinkman et Morel [3, 4]. Cet état est anisotrope et décrit par un paramètre d'ordre de la forme

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \Delta_0 \hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{m}} + i \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{n}}). \quad (2.6)$$

Dans cet état seules les paires de Cooper avec  $S_z = \pm 1$  existent et il n'y a pas de composante avec  $S_z = 0$ . On parle d'un état ESP, pour *equal spin pairing* : il n'y a pas d'appariement que de spins parallèles. Une des conséquences est que la susceptibilité magnétique de cet état est la même que celle de la phase normale, par opposition à l'état BW où la susceptibilité magnétique est réduite. Dans certains cas — près de  $T_c$  et à des pressions supérieures à 21 bar — l'énergie de cet état est inférieure à celle de l'état BW et il apparaît au refroidissement.

**La phase A<sub>1</sub>** En présence d'un champ magnétique, les populations des états  $S_z = \pm 1$  de la phase A ne sont plus égales. En particulier, les températures critiques des deux populations de spin sont légèrement différentes. Dans une petite région de température sous  $T_c$ , apparaît d'abord une phase superfluide composée seulement de paires  $S_z = 1$ , c'est la phase A<sub>1</sub>. À plus basse température, des paires  $S_z = -1$  condensent également, on observe alors la phase A en présence de champ magnétique, parfois notée phase A<sub>2</sub>.

## 2.1.2 Énergies d'orientation

### 2.1.2.1 Couplage dipolaire

L'interaction spin-orbite couple le spin et le moment orbital et fixe leur orientation relative. Son hamiltonien est de la forme :

$$H_D = \frac{1}{2}(\gamma\hbar)^2 \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{r}' \left\{ \frac{\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} - 3 \frac{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})][(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}')] }{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^5} \right\}. \quad (2.7)$$

Il est possible de calculer l'énergie dipolaire correspondante dans chacune des phases du superfluide. Dans la phase A, on obtient :

$$\Delta f_{D,A} = -\frac{3}{5}g_D(T)(\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{l}}), \quad (2.8)$$

avec  $g_D$  la constante de couplage dipolaire qui dépend de la température selon :

$$g_D(T) = \lambda_D N_F \Delta^2(T), \quad (2.9)$$

où  $\Delta(T)$  est le gap d'énergie moyen,  $N_F$  la densité d'états à l'énergie de Fermi dans la phase normale et  $\lambda_D$  le paramètre de couplage dipolaire, sans dimension et valant environ  $5 \times 10^{-7}$ . Cela signifie que le signe de l'interaction dipolaire est tel qu'elle tend à orienter  $\hat{\mathbf{d}}$  parallèlement à  $\hat{\mathbf{l}}$ .

Pour la phase B, le calcul donne :

$$\Delta f_{D,B} = \frac{8}{5}g_D(T) \left( \cos\theta + \frac{1}{4} \right)^2, \quad (2.10)$$

avec  $\theta$  l'angle de la rotation  $\mathbf{R}(\hat{\mathbf{n}}, \theta)$  (équation 2.5). Cette énergie est minimale pour  $\theta_L = \text{Arccos}(-1/4) \simeq 104^\circ$ , appelé angle de Leggett.

Dans les deux cas, la dépendance en température du couplage dipolaire est telle qu'il s'annule à  $T_c$ .

### 2.1.2.2 Influence du champ magnétique

La présence d'un champ magnétique oriente le paramètre d'ordre si le tenseur de susceptibilité magnétique  $\chi_{\mu\nu}$  est anisotrope.

Dans la phase A, la susceptibilité magnétique est de la forme :

$$\chi_{\mu\nu} = \chi_N \delta_{\mu\nu} - \Delta\chi \hat{d}_\mu \hat{d}_\nu, \quad (2.11)$$

avec  $\chi_N$  la susceptibilité de Pauli de l'hélium 3 et  $\Delta\chi$  un coefficient d'anisotropie. La valeur de  $\Delta\chi$  est donnée par :

$$\Delta\chi = \frac{1 + F_0^a}{1 + F_0^a Y_0(T)} Y_0(T), \quad (2.12)$$

avec  $Y_0(T)$  la fonction de Yoshida et  $F_0^a$  le paramètre de Landau pour l'hélium 3 liquide de Fermi. Il en résulte une contribution énergétique donnée par :

$$\Delta f_{H,A} = \frac{1}{2} \Delta \chi (\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{H})^2. \quad (2.13)$$

Par conséquent, la présence d'un champ magnétique tend à orienter  $\hat{\mathbf{d}}$  perpendiculairement au champ magnétique. En tenant compte du couplage dipolaire décrit au paragraphe précédent, on voit que le moment orbital est également orienté perpendiculairement au champ magnétique.

Dans la phase B, la susceptibilité magnétique est isotrope :

$$\chi_B(T) = \chi_N (1 + F_0^a) \frac{2 + Y_0(T)}{3 + F_0^a (2 + Y_0(T))}. \quad (2.14)$$

Il n'y a donc pas d'orientation du paramètre d'ordre directement liée à la susceptibilité. En revanche, la présence d'un champ magnétique a un effet sur l'interaction spin-orbite. Il en résulte une contribution énergétique donnée par :

$$\Delta f_{H,B} = -\frac{5}{12} \lambda_D N_F \left( \frac{\gamma \hbar}{1 + F_0^a} \right)^2 (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{H})^2. \quad (2.15)$$

On voit que cela tend à orienter le vecteur  $\hat{\mathbf{n}}$  parallèlement au champ magnétique.

### 2.1.2.3 Influence des surfaces

L'interaction entre l'hélium 3 superfluide et les surfaces (les parois d'une cellule expérimentale ou bien l'interface entre deux phases, par exemple) a pour premier effet de modifier la superfluidité sur une longueur égale à la longueur de cohérence du superfluide  $\xi$ . Cette longueur, qui caractérise l'extension spatiale des paires de Cooper, dépend de la pression  $P$  et de la température  $T$  et varie comme :

$$\xi(T, P) = \xi_0(P) \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.16)$$

À  $P = 0$ ,  $\xi_0 \simeq 65$  nm et à la pression de solidification  $P = 29,3$  bar,  $\xi_0 \simeq 10$  nm. Près de  $T_c$ , cette longueur diverge.

Les surfaces ont également pour effet d'orienter le paramètre d'ordre pour des distances supérieures à la longueur de cohérence. Si on considère des surfaces non magnétiques, l'effet principal porte sur le moment orbital  $\hat{\mathbf{l}}$  qui tend à être orienté orthogonalement à la surface. Bien que l'interaction avec la surface se fasse à une échelle microscopique, la rigidité du paramètre d'ordre fait que ses effets se produisent sur des distances bien supérieures, qui peuvent aller jusqu'à la taille de la cellule.

Dans la phase A, le fait que le paramètre d'ordre soit anisotrope permet de montrer que  $\hat{\mathbf{l}}$  s'oriente orthogonalement à la surface et que l'augmentation d'énergie due à

la réorientation du paramètre d'ordre est toujours négligeable devant le gain dû à l'orientation orthogonale près de la surface.

Dans la phase B, la situation est plus complexe, on ne peut plus négliger les autres effets d'orientation. Le couplage dipolaire n'a pas d'influence, mais il faut tenir compte de la présence d'un champ magnétique. Si on suppose que l'angle de rotation  $\theta$  reste égal à  $\theta_L$ , on peut alors montrer que si  $\mathbf{H}$  est perpendiculaire à la surface, alors  $\hat{\mathbf{n}}$  est aussi perpendiculaire à la surface, alors que si  $\mathbf{H}$  est parallèle à la surface, alors  $\hat{\mathbf{n}}$  fait un angle d'environ  $63^\circ$  aussi bien avec la normale à la surface qu'avec le champ magnétique. Ce dernier cas donne lieu à la texture du paramètre d'ordre appelée *flare-out* dans une cellule cylindrique soumise à un champ magnétique parallèle à l'axe de la cellule. L'allure du champ de  $\hat{\mathbf{l}}$  dans la cellule est représentée figure 6.2a (p. 94). Dans les deux cas, le moment orbital est orthogonal à la surface.

#### 2.1.2.4 Échelles caractéristiques et texture du paramètre d'ordre

Généralement les conditions aux limites dans une cellule expérimentale imposent différentes conditions au paramètre d'ordre en différents points de la cellule. Les variations du paramètre d'ordre dans l'espace forment ce qu'on appelle la texture du superfluide.

Chacune des interactions détaillées ci-dessus peut déformer la texture à l'équilibre sur une certaine distance caractéristique.

Pour l'énergie dipolaire, les distances caractéristiques dans les phases A et B sont respectivement :

$$\xi_A^D(P) = \xi_0(P) \sqrt{\frac{1}{4\lambda_D}} \quad \text{et} \quad \xi_B^D(P) = \xi_0(P) \sqrt{\frac{1}{6\lambda_D}}. \quad (2.17)$$

Soit  $\xi_A^D \simeq 7 \mu\text{m}$  et  $\xi_B^D \simeq 8 \mu\text{m}$  à la pression de solidification.

Pour l'énergie magnétique, on trouve dans la phase A :

$$\xi_A^H(P) = \xi_0(P) \frac{H_A(P)}{H}, \quad (2.18)$$

avec :

$$H_A = 2\pi \left[ \frac{6(1 + F_0^a)}{35\zeta(3)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{k_B T_c}{\gamma \hbar}, \quad (2.19)$$

où  $F_0^a$  est un des paramètres de Landau de l'hélium 3. Typiquement, à la pression de solidification, on a  $H_A \simeq 2 \text{ T}$  et à pression nulle  $H_A \simeq 200 \text{ mT}$ . Dans nos conditions expérimentales ( $H \simeq 90 \text{ mT}$ ),  $\xi_A^H$  varie typiquement entre 200 nm à la pression de solidification et 600 nm à pression nulle, soit des longueurs inférieures à la longueur caractéristique dipolaire  $\xi_A^D$ .

Dans la phase B, on a :

$$\xi_B^H(P) = \frac{c_B}{\sqrt{\lambda_D}} \frac{\Delta(P)}{k_B T_c(P)} \frac{H_A(P)}{H} \xi_0, \quad (2.20)$$



avec :

$$c_B = \sqrt{\frac{2(1 + F_0^a)}{5}}, \quad (2.21)$$

ce qui donne dans nos conditions expérimentales  $\xi_B^H \simeq 80 \mu\text{m}$  à la pression de solidification et  $\xi_B^H \simeq 200 \mu\text{m}$  à pression nulle, soit des longueurs très supérieures à  $\xi_B^D$ , par opposition à la phase A. Ces longueurs proches du millimètre deviennent non négligeables devant la taille des cellules expérimentales.

Dans la phase A,  $\hat{\mathbf{l}}$  est toujours orthogonal aux surfaces. En revanche, dans la phase B, on peut définir une longueur caractéristique d'interaction de surface :

$$\xi_S = \frac{4}{45} \frac{\xi_0^2}{\xi(T)} \frac{1}{\lambda_D} \simeq 2 \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \text{ mm}. \quad (2.22)$$

Pour  $T = 0,75 T_c$ ,  $\xi_S = 1 \text{ mm}$ , c'est-à-dire que pour une cellule de taille millimétrique, le fait de déformer la texture pour s'adapter à la surface coûte plus d'énergie que d'ignorer les conditions aux limites.

## 2.2 Précession cohérente et condensation de Bose-Einstein de magnons

### 2.2.1 Dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide

#### 2.2.1.1 Équations de Leggett

Les équations décrivant la dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide doivent tenir compte de l'interaction dipolaire. En partant de l'hamiltonien phénoménologique

$$H_S = \frac{1}{2} \gamma^2 \mathbf{S} \chi^{-1} \mathbf{S} - \gamma \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} + H_D \quad (2.23)$$

où  $H_D$  est l'hamiltonien dipolaire donné par l'équation 2.7, Leggett a établi les équations du mouvement [73, 74] :

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{S}} = \gamma \mathbf{S} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D, \\ \dot{\mathbf{d}}(\mathbf{k}) = \mathbf{d}(\mathbf{k}) \times \gamma \left( \mathbf{H} - \frac{\gamma}{\chi} \mathbf{S} \right) \end{cases} \quad (2.24)$$

avec  $\mathbf{R}_D$  le moment dipolaire qui s'exprime comme :

$$\mathbf{R}_D = \frac{6}{5} g_D(T) (\mathbf{d} \cdot \mathbf{l}) (\mathbf{d} \times \mathbf{l}), \quad (2.25)$$

dans la phase A, et comme :

$$\mathbf{R}_D = \frac{4}{5} g_D(T) \sin \theta (1 + 4 \cos \theta) \hat{\mathbf{n}}, \quad (2.26)$$

dans la phase B.

Ces équations donnent lieu à deux types de solutions : celles correspondant à la précession de l'aimantation autour du champ magnétique (RMN transverse), et celles correspondant à des oscillations de la valeur de l'aimantation (RMN longitudinale). Nous avons réalisé dans cette thèse des mesures de RMN transverse.

À partir de ces équations, il est possible de calculer les valeurs des fréquences de résonance en RMN continue et la fréquence de précession en fonction de l'angle de basculement en RMN pulsée.

Dans la phase A, il existe un mode de résonance transverse dont la fréquence  $\omega_{\perp}^A$  est donnée par :

$$(\omega_{\perp}^A)^2 = \omega_L^2 + \Omega_A^2 \quad (2.27)$$

et un mode de résonance longitudinale de fréquence :

$$\omega_{\parallel}^A = \Omega_A, \quad (2.28)$$

avec :

$$\Omega_A^2 = \frac{6\gamma^2}{5\chi_A} g_D(T). \quad (2.29)$$

Dans la phase B, dans la limite du champ magnétique nul, il existe seulement une résonance longitudinale à la fréquence :

$$\omega_{\parallel}^B = \Omega_B, \quad (2.30)$$

avec :

$$\Omega_B^2 = \frac{\gamma^2}{\chi_B} g_D(T). \quad (2.31)$$

En présence d'un champ magnétique, il apparaît une résonance transverse dont la fréquence dépend de l'orientation du vecteur  $\hat{n}$  caractéristique du paramètre d'ordre dans la phase B. Le cas usuel est celui où le superfluide est placé dans un récipient cylindrique et où il apparaît une texture dite *flare-out*. La fréquence de résonance transverse est alors donnée par :

$$\omega^2 = \frac{1}{2}(\omega_L^2 + \Omega_L^2) + \sqrt{\frac{1}{4}(\omega_L^2 + \Omega_L^2)^2 + \omega_L^2 \Omega_L^2 \cos^2 \beta}, \quad (2.32)$$

où  $\omega_L$  est la fréquence de Larmor et  $\Omega_L$  la fréquence de Leggett, qui dépend de la texture et est donnée dans [62].

### 2.2.1.2 Supercourants de spin et HPD

En 1984, Borovik-Romanov *et al.* ont observé un phénomène appelé *homogeneously precessing domain* ou HPD (domaine de précession homogène) [14, 15], décrit théoriquement par Fomin [58]. En réalisant des expériences de RMN pulsée, ils ont mesuré des signaux de précession libre pouvant durer plusieurs secondes dans des conditions

où le temps de relaxation transverse  $T_2$  valait environ 15 ms. Ce phénomène peut être expliqué par la présence de supercourants de spin.

De la même manière qu'un gradient de phase dans un superfluide entraîne un supercourant de masse sans friction, un gradient dans la phase de précession de l'aimantation entraîne un supercourant de spin : les paires  $S_z = 1$  se déplacent dans une direction opposée à celle des paires  $S_z = -1$ .

Une expérience typique d'observation de HPD se déroule de la manière suivante (voir également figure 2.4). On soumet la cellule expérimentale à un gradient de champ magnétique  $\nabla H$ . Une impulsion radiofréquence bascule les spins d'un angle identique dans toute la cellule. Le gradient de champ magnétique impose des fréquences de précession différentes dans différentes parties de la cellule, ce qui fait apparaître un gradient dans la phase de précession. Les supercourants de spin entraînent alors un transfert d'aimantation, les spins up se déplacent vers la zone de fort champ, alors que les spins down se déplacent vers la zone de faible champ. La rigidité du paramètre d'ordre tendant à aligner les spins selon une même direction, on finit par atteindre un régime permanent avec deux régions dans la cellule : la région de faible champ où l'aimantation déviée d'environ  $104^\circ$  précesse cohéremment et la région de fort champ où l'aimantation est statique et alignée sur le champ magnétique. L'épaisseur du mur de domaine où l'aimantation se retourne entre les deux domaines est de l'ordre de 0,1 mm.

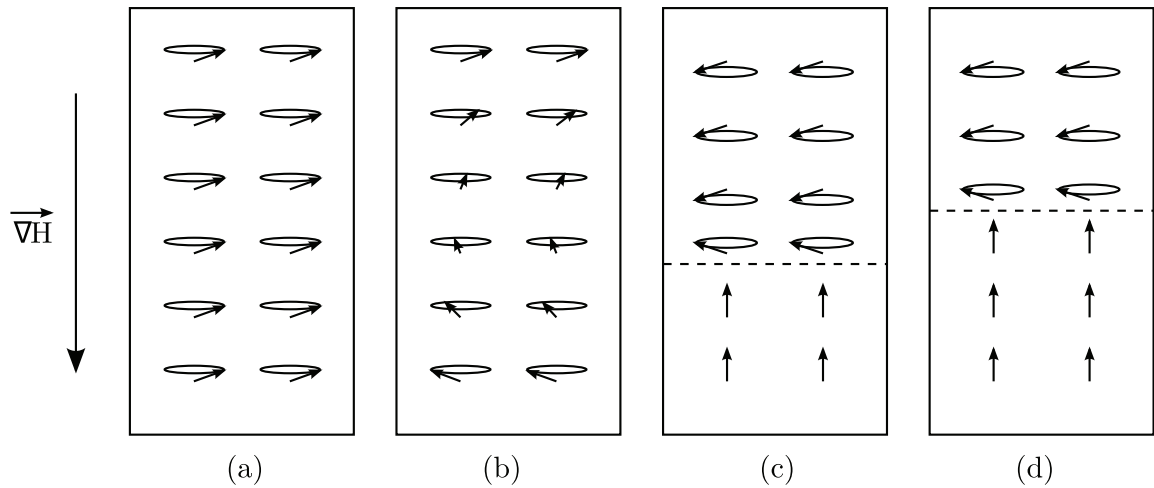


FIGURE 2.4 : Formation du HPD. En présence d'un gradient de champ magnétique, deux domaines apparaissent dans la cellule expérimentale. Voir description détaillée dans le corps du texte.

Pour comprendre pourquoi l'aimantation reste déviée d'environ  $104^\circ$ , on peut étudier l'expression de la fréquence de précession :

$$\omega(z) = \gamma H(z_0) + \gamma(z - z_0)\nabla H + \frac{16}{15} \frac{\Omega_B^2}{\gamma H} \left( \cos \beta(z) + \frac{1}{4} \right), \quad (2.33)$$

où on a pris  $z_0$  tel que  $\cos \beta(z_0) = -1/4$ .

On remarque que le gradient de phase dépend aussi de l'interaction spin-orbite. Le transport d'aimantation se fait jusqu'à un état où le décalage de fréquence dû au gradient est compensé par celui dû à l'interaction spin-orbite. Si l'angle de basculement dépasse  $104^\circ$ , le décalage en fréquence supplémentaire qui apparaît compense la différence de phase de précession.

Lors de la relaxation du HPD, l'aimantation continue à précesser à environ  $104^\circ$ , et le volume du domaine de précession cohérente diminue.

### 2.2.1.3 Mécanismes de relaxation

Les phénomènes de superfluidité de spin ont une durée de vie finie. La première source de relaxation est due au couplage dipolaire entre le spin et le moment orbital de l'hélium 3 superfluide. En se basant sur un modèle à deux fluides séparant le spin du superfluide et le spin du liquide normal (les quasi particules), Leggett et Takagi [75] ont montré que l'énergie dissipée lors de la précession dépend du moment dipolaire  $\mathbf{R}_D$  selon :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\gamma^2}{\chi} \tau_R \mathbf{R}_D^2, \quad (2.34)$$

où  $\tau_R$  est un temps de relaxation phénoménologique dépendant de la susceptibilité magnétique des composantes normales et superfluides. Cet effet est dû au fait que le couplage dipolaire n'agit que sur la composante de spin superfluide. Cela induit un décalage entre le spin de la composante normale et celui de la composante superfluide qui est à l'origine de la dissipation.

Une autre source de relaxation est due à la diffusion de spin dans la composante normale de l'hélium 3 superfluide qui entre en jeu dans le HPD car la densité de spin n'est pas uniforme dans la cellule.

La dissipation au niveau des parois de la cellule expérimentale doit également être prise en compte.

## 2.2.2 Condensation de Bose-Einstein de magnons

### 2.2.2.1 Condensation de Bose-Einstein de quasi-particules

Le phénomène de précession cohérente de l'aimantation peut être compris dans un formalisme de condensation de Bose-Einstein d'excitations : les magnons, comme proposé par Bunkov et Volovik pour l'hélium 3 superfluide [28, 30, 31]. Ce type de description peut s'appliquer à d'autres systèmes comme les grenats de fer-yttrium, où la condensation de Bose-Einstein des magnons a été mesurée à température ambiante [47, 46], ou encore les exciton-polaritons dont la condensation de Bose est observée dans des microcavités Cd-Te [69].

Le point commun de ces systèmes est de posséder des propriétés de cohérence de phase spontanée. La question de savoir si des quasi-particules peuvent former ou non un condensat de Bose-Einstein soulève parfois des débats dont la teneur est résumée

dans [88]. Il s'agit de savoir si l'on observe bien un état à l'équilibre thermodynamique. La description usuelle du phénomène de condensation de Bose-Einstein concerne des particules stables, en équilibre thermodynamique et dont le nombre est conservé. Or, à l'équilibre thermodynamique, il n'y a pas de quasi-particules, donc pas de condensat. On s'intéresse donc à des situations où les quasi-particules ont une durée de vie suffisamment longue devant leur temps de thermalisation pour observer un système en quasi-équilibre.

Une autre manière de s'affranchir du problème de la non conservation des quasi-particules consiste à en créer en permanence à l'aide d'un champ d'excitation extérieur (un champ radiofréquence pour des magnons ou un laser pour des exciton-polaritons). Ces quasi-particules s'ajoutent alors au condensat et compensent les pertes. Cette méthode facilite l'étude de certaines propriétés du condensat dont on prolonge artificiellement la durée de vie, mais elle n'est pas suffisante pour prouver l'existence d'un condensat de Bose-Einstein qui est caractérisé par une cohérence *spontanée* en l'absence de forçage extérieur.

La définition exacte de ce qu'est un condensat de Bose-Einstein, à part un objet théorique imaginé en 1924, est finalement assez peu pertinente. En particulier, la limitation à des particules stables rend l'observation d'un condensat impossible : mêmes les atomes piégés dans des pièges optiques ou magnétiques, souvent pris comme l'archétype du condensat de Bose-Einstein, ont une durée de vie finie. L'autre exemple de condensat de Bose-Einstein qu'est l'hélium 4 superfluide correspond également assez peu à la description théorique, puisque les interactions entre atomes limitent la fraction condensée à environ 10 % des atomes. En revanche, les phénomènes de cohérence spontanée dont les condensats de quasi-particules sont les derniers représentants forment une classe d'objets physiques extrêmement riches et variés.

### 2.2.2.2 Le cas des magnons

La transformation de Holstein-Primakoff [65] permet de transformer un hamiltonien écrit en termes d'opérateurs de spin comme celui de l'équation 2.23 en un hamiltonien en termes d'opérateurs de création et d'annihilation de bosons : les magnons.

$$\widehat{S}_+ = \sqrt{2S\hbar\widehat{a}_0} \sqrt{1 - \frac{\hbar\widehat{a}_0^\dagger\widehat{a}_0}{2S}} \quad (2.35)$$

$$\widehat{S}_- = \sqrt{2S\hbar} \sqrt{1 - \frac{\hbar\widehat{a}_0^\dagger\widehat{a}_0}{2S}} \widehat{a}_0^\dagger \quad (2.36)$$

$$\widehat{S}_z = S - \hbar\widehat{a}_0^\dagger\widehat{a}_0 = S - \hbar\widehat{N}_0 \quad (2.37)$$

où  $S$  est le spin total, et  $\widehat{S}_\pm = \widehat{S}_x \pm i\widehat{S}_y$ .

Le nombre de magnons dans le système est relié à l'angle de basculement du spin par :

$$\widehat{N}_0 = \frac{S - \widehat{S}_z}{\hbar}. \quad (2.38)$$

Chaque magnon possède donc un spin  $-\hbar$  et on peut en créer jusqu'à  $2S$  dans le système, limite au delà de laquelle la transformation de Holstein-Primakoff perd son sens physique.

Dans notre cas, on peut introduire la valeur moyenne sur le vide de l'opérateur de champ d'annihilation de magnons :

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \langle \widehat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \rangle \quad (2.39)$$

qui permet de définir une densité  $n$  et un nombre  $N$  de magnons :

$$n(\mathbf{r}, t) = |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 \quad \text{et} \quad N(t) = \int d^3r |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2. \quad (2.40)$$

L'équation de Gross-Pitaevskii pour notre système s'écrit alors

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta \Psi^*} \quad (2.41)$$

avec  $\mathcal{F}$  la fonctionnelle d'énergie libre. Dans le cas de la précession cohérente, la fréquence des magnons ne dépend ni du temps, ni de l'espace et on peut donc écrire :

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r}) e^{i\omega t}, \quad (2.42)$$

ce qui donne en prenant  $\omega = \mu$  l'équation de Ginzburg-Landau :

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{\delta \Psi^*} - \mu \Psi = 0. \quad (2.43)$$

La fonctionnelle d'énergie libre a la forme standard :

$$\mathcal{F} - \mu \mathcal{N} = \int d^3\mathbf{r} \left( \frac{\hbar^2 |\nabla \Psi|^2}{2m} + \hbar(\omega_L(\mathbf{r}) - \omega) |\Psi|^2 + F_{\text{so}} \right). \quad (2.44)$$

Dans cette équation, le fréquence de Larmor  $\omega_L$  joue le rôle d'un potentiel de piégeage, et l'énergie spin-orbite  $F_{\text{so}}$  correspond à l'interaction entre magnons.

**Température de transition** La température de transition de Bose-Einstein est typiquement de l'ordre de :

$$k_B T_{\text{BEC}} \simeq \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{m}, \quad (2.45)$$

avec  $n$  la densité de magnons et  $m$  leur masse. Cette expression constitue une approximation et la vraie température de transition dépend du détail des interactions entre magnons. Néanmoins, on peut calculer un ordre de grandeur de cette tempéra-

ture, à 29,3 bar par exemple. La masse des magnons vaut environ  $m \simeq 10^{-5}m_{3\text{He}} \simeq 5 \times 10^{-32}$  kg, elle est donnée par leur relation de dispersion. La densité des magnons, donnée par une mesure d'aimantation vaut typiquement  $n \simeq 10^{23}$  m<sup>-3</sup>. On obtient ainsi  $T_{\text{BEC}} \simeq 10$  K. À 0 bar, on obtient  $T_{\text{BEC}} \simeq 1$  K. Les températures auxquelles on travaille étant de l'ordre du millikelvin, on est toujours bien en dessous de la température de transition.

Deuxième partie  
Hélium 3 et aérogel





# Chapitre 3

## Hélium 3 superfluide et désordre

### 3.1 Aérogels de silice

Les aérogels de silice sont des milieux caractérisés par une très grande porosité pouvant aller de 80 à 99,8 %. Ils sont fabriqués en précipitant de la silice en solution liquide et en séchant l'échantillon afin de ne conserver qu'une matrice de silice rigide.

Leur structure peut être considérée comme un enchevêtrement de brins de silice, d'un diamètre typique  $\delta$  compris entre 1 et 10 nm, possédant une structure fractale. On peut ainsi caractériser un aérogel par sa dimension fractale, pouvant aller de 1,7 à 2 en fonction des échantillons et sa longueur de cohérence fractale  $\xi_a$ , de l'ordre de 50 nm, qui est l'échelle en dessous de laquelle l'aérogel peut être considéré comme autosimilaire.

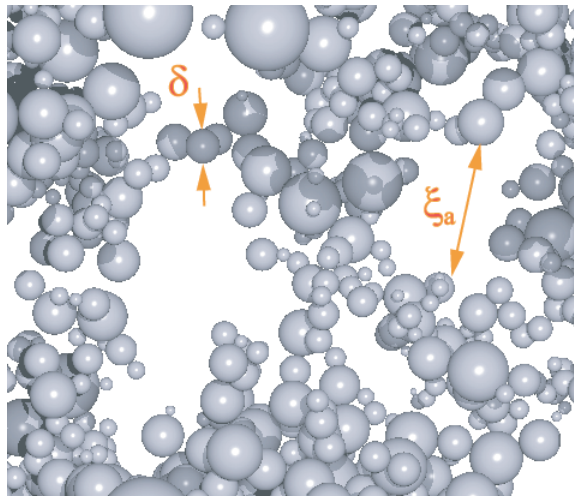


FIGURE 3.1 : Schéma d'un aérogel de silice issu d'une simulation DLCA (Diffusion Limited Cluster Aggregation). L'aérogel représenté a une porosité de 98 % [64]. Le diamètre des brins d'aérogel  $\delta$  et la longueur de cohérence fractale  $\xi_a$  sont représentés.

## 3.2 Influence sur l'hélium

Les aérogels de silice ont initialement été introduits pour étudier l'influence des impuretés et du désordre sur la superfluidité. En effet, la longueur de cohérence fractale de l'aérogel  $\xi_a$  est du même ordre de grandeur que la longueur de cohérence du superfluide. On s'attendait donc à observer des effets intéressants sur la superfluidité.

Les premières mesures expérimentales par oscillateur de torsion [82] et par RMN [89] montrant l'existence d'une phase superfluide de l'hélium 3 dans l'aérogel stimulèrent des études plus approfondies. L'effet le plus évident de l'aérogel est de diminuer la température de transition superfluide, et en particulier de supprimer complètement la transition pour des pressions inférieures à une pression critique de l'ordre de 6 bar dépendant de l'échantillon d'aérogel. Ce comportement peut être expliqué théoriquement par un modèle de diffusion inhomogène de quasi-particules [90].

De multiples expériences ont montré l'existence d'un diagramme de phases pour l'hélium 3 dans l'aérogel très similaire à celui de l'hélium 3 massif, avec l'existence de phases de type A,  $A_1$ , et B [1, 10, 39]. Un premier diagramme de phases complet [60] schématisé figure 3.2 résume la situation.

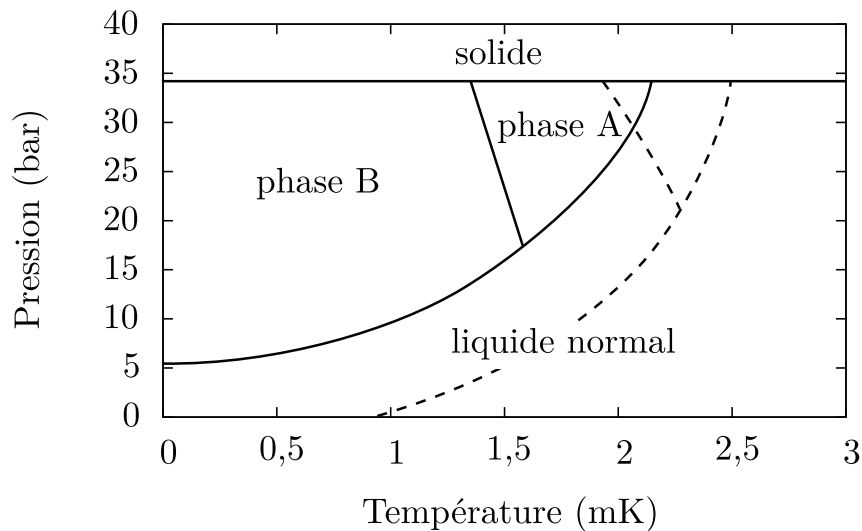


FIGURE 3.2 : Diagramme de phases schématisique de l'hélium 3 dans l'aérogel en champ magnétique nul. La présence de l'aérogel décale la transition superfluide vers les basses températures. Pour des pressions inférieures à environ 6 bar, il n'y a pas de phase superfluide. La ligne pointillée représente le diagramme de phases de l'hélium 3 massif, pour comparaison.

Les mesures dans la phase de type B (RMN, acoustique), correspondent exactement aux mesures faites dans l'hélium 3 massif, avec une fréquence de Leggett renormalisée (elle est divisée par 5). Il est également possible d'observer le phénomène de HPD dans la phase B dans l'aérogel [19, 49]. On en déduit que la paramètre d'ordre décrivant

l'hélium 3 superfluide dans l'aérogel pour la phase B est le même que dans l'hélium 3 massif.

En revanche, les résultats expérimentaux dans la phase A sont longtemps restés sans explication définitive, avec de grandes variations d'un échantillon à l'autre. On pouvait obtenir des décalages en RMN aussi bien positifs que négatifs, avec des amplitudes variées. Une expérience utilisant un échantillon d'aérogel anisotrope [70] a permis de comprendre l'importance de l'effet de déformation de l'aérogel sur le paramètre d'ordre.

### 3.3 Aérogels anisotropes

Un modèle proposé par Volovik [94, 95, 96] pour expliquer l'influence de l'aérogel sur la superfluidité de l'hélium 3 se base sur un modèle de Larkin-Imry-Ma [67, 71]. Dans ce modèle, l'aérogel est assimilé à un ensemble de cylindres de diamètre  $\delta$  et de longueur  $\xi_a$ . Pour des valeurs de  $\delta$  correspondant à l'aérogel (quelques nanomètres), la longueur de cohérence de l'hélium 3 superfluide  $\xi_0$  est bien plus grande que  $\delta$ .

**Pour la phase A,** on peut appliquer la théorie de Rainer et Vuorio [83] qui décrit l'influence de petits objets ( $\delta \ll \xi_0$ ) sur le paramètre d'ordre du superfluide. L'énergie d'interaction entre un cylindre orienté selon  $\hat{\mathbf{n}}$  et le superfluide environnant avec le moment orbital selon  $\hat{\mathbf{l}}$  est donnée par :

$$E_i = E_a(\hat{\mathbf{l}} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \quad \text{avec} \quad E_a \sim \frac{\Delta^2}{T_c} k_F^2 \xi_a \delta > 0. \quad (3.1)$$

Cette énergie tend à orienter localement  $\hat{\mathbf{l}}$  orthogonalement à l'axe des brins d'aérogel. Elle est en compétition avec l'énergie de gradient  $E_{grad} \sim K(\nabla \hat{\mathbf{l}})^2$ . La comparaison entre ces deux énergies permet de déterminer une échelle caractéristique :

$$L_{LIM} = \frac{K^2 \xi_a^3}{E_a^2} = \xi_a \frac{\xi_0^2}{\delta^2}. \quad (3.2)$$

Dans le cas d'un aérogel isotrope, à des échelles plus petites que  $L_{LIM}$ , la rigidité du paramètre d'ordre l'emporte, et  $\hat{\mathbf{l}}$  est homogène, alors qu'à des échelles plus grandes, les brins d'aérogel orientent  $\hat{\mathbf{l}}$  de manière inhomogène (voir figure 3.3). Dans des conditions expérimentales typiques on a  $L_{LIM} \simeq 1 \mu\text{m}$ .

Si l'aérogel a été déformé globalement (voir figure 3.4), comprimé selon l'axe  $z$  par exemple,  $\hat{\mathbf{l}}$  tend à s'orienter globalement selon cet axe. Cela est dû à la réorientation des brins d'aérogel lors de la déformation. On peut montrer qu'il existe une déformation critique au delà de laquelle un état où  $\hat{\mathbf{l}}$  est uniforme est énergétiquement plus stable que l'état de Larkin-Imry-Ma :

$$\frac{|\Delta h|}{h} > \left( \frac{\xi_a}{L_{LIM}} \right)^{3/2}, \quad (3.3)$$

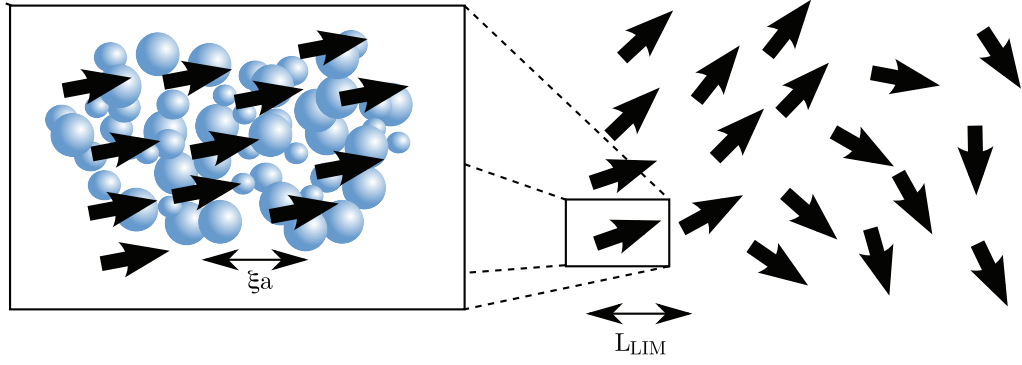


FIGURE 3.3 : Orientation de  $\hat{l}$  dans l'aérogel selon le modèle de Larkin-Imry-Ma. Les flèches représentent l'orientation de  $\hat{l}$ . Aux petites échelles, l'énergie de gradient maintient l'orientation de  $\hat{l}$ . Aux grandes échelles, l'anisotropie de l'aérogel oriente  $\hat{l}$ .

où  $\Delta h/h$  est la déformation relative de l'échantillon.  $\Delta h < 0$  correspond à une compression selon l'axe  $z$  alors que  $\Delta h > 0$  correspond à un étirement. Expérimentalement, on s'aperçoit qu'une déformation supérieure à 1 % suffit à détruire l'état de Larkin-Imry-Ma. Ce sont les conditions expérimentales dans lesquelles les expériences présentées ont été réalisées.

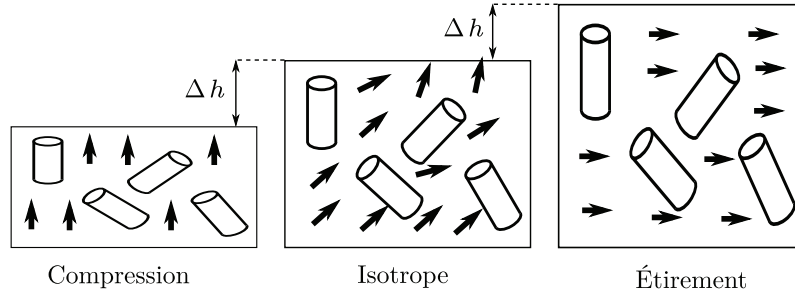


FIGURE 3.4 : Effet de la déformation de l'aérogel sur l'orientation de  $\hat{l}$  pour de grandes déformations (de l'ordre de 10 %). La compression oriente le moment orbital parallèlement à l'axe de compression. L'étirement oriente le moment orbital dans un plan orthogonal à l'axe d'étirement.

Pour prédire les fréquences de résonance de RMN, il faut également déterminer l'état de spin du superfluide. Un modèle détaillé dans [48] montre que pour chaque état de moment orbital dans la cellule, il existe deux états possibles pour le vecteur  $\hat{d}$ , qui détermine l'orientation du spin. Soit un état nématique, où  $\hat{d}$  est orienté selon une certaine direction de l'espace, c'est l'état le plus stable et celui qu'on obtient habituellement. Soit un état désordonné ou verre de spin où  $\hat{d}$  est orienté aléatoirement dans la cellule, cet état est obtenu en imposant une forte excitation radiofréquence en refroidissant l'échantillon sous sa température de superfluidité.

**Dans la phase B**, un effet d'orientation paraît plus surprenant puisque le paramètre d'ordre est complètement isotrope. En réalité, la présence d'un champ magnétique aligne le spin et influence le moment orbital via le couplage spin-orbite. Le gap superfluide devient anisotrope, plus petit selon  $\hat{\mathbf{l}}$ . On peut alors définir un gap minimum  $\Delta_{\parallel}$  et un gap maximum  $\Delta_{\perp}$  dont la différence dépend de la fréquence de Larmor selon :

$$\Delta_{\perp}^2 - \Delta_{\parallel}^2 \sim \omega_L^2. \quad (3.4)$$

Cette différence de gap fait que l'anisotropie de l'aérogel oriente aussi le paramètre d'ordre dans la phase B [83]. En revanche, contrairement à la phase A,  $\Delta_{\parallel}$  ne s'annule pas. L'énergie d'orientation en est réduite d'un facteur  $\omega_L^2/\Delta_{\perp}^2$ . Ceci a une influence directe sur la longueur  $L_{\text{LIM}}$  qui est multipliée par  $\Delta_{\perp}^4/\omega_L^4$  dans la phase B et devient ainsi supérieure à la taille de l'échantillon dans nos conditions expérimentales. Les anisotropies locales de l'aérogel ne jouent donc pas de rôle et seule une anisotropie globale de l'aérogel oriente  $\hat{\mathbf{l}}$  de manière analogue à la phase A.



# Chapitre 4

## L et H parallèles

### 4.1 L'échantillon et les conditions expérimentales

Dans une première série d'expériences, nous avons utilisé un échantillon d'aérogel comprimé verticalement, comme représenté figure 4.1. Cet échantillon cylindrique d'un diamètre de 5 mm et d'une hauteur de 1,5 mm avait une porosité de 98 %. Il nous a été fourni par N. Mulders (université du Delaware). Pour créer l'anisotropie, l'échantillon a été comprimé d'environ 10 % en longueur. L'aérogel est placé dans une cellule cylindrique qu'il remplit parfaitement, ouverte en haut sur la cellule contenant l'hélium 3 massif (voir figure 4.2).

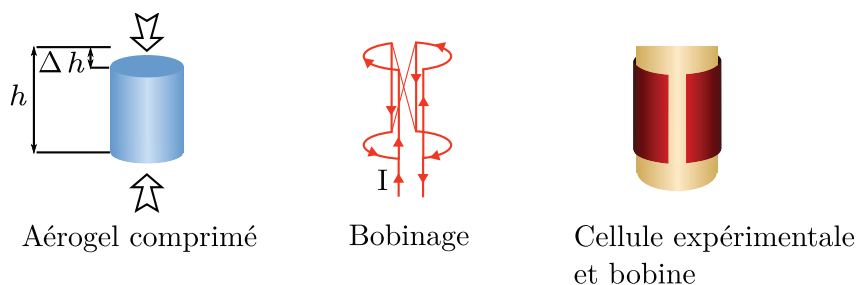


FIGURE 4.1 : L'aérogel comprimé selon  $z$ , schéma du bobinage de la bobine de RMN, et schéma de la cellule expérimentale entourée de la bobine.

La cellule est entourée d'une bobine en forme de « selle de cheval » (figure 4.1), construite sur un mandrin en papier imbibé de Stycast 1266. Le bobinage en fil de cuivre de 70  $\mu\text{m}$  de diamètre fait environ 11 mm de haut sur 9 mm de large et s'enroule 12 fois de chaque côté de la bobine. La bobine a une inductance d'environ  $9,6 \times 10^{-6}$  H et sa fréquence de résonance dans le circuit de RMN continue est de 2,9 MHz avec un facteur de qualité de 30.

La présence d'hélium 3 massif dans le volume de sensibilité de la bobine de RMN pourrait être gênante car l'hélium 3 massif superfluide donne également un signal de résonance. En pratique, cela ne pose pas de problème car le volume d'hélium 3 massif représente moins de 10 % du volume de l'hélium 3 dans l'aérogel. De plus, la température de transition superfluide dans l'aérogel est suffisamment basse pour qu'à cette température, la résonance de l'hélium 3 massif soit suffisamment éloignée



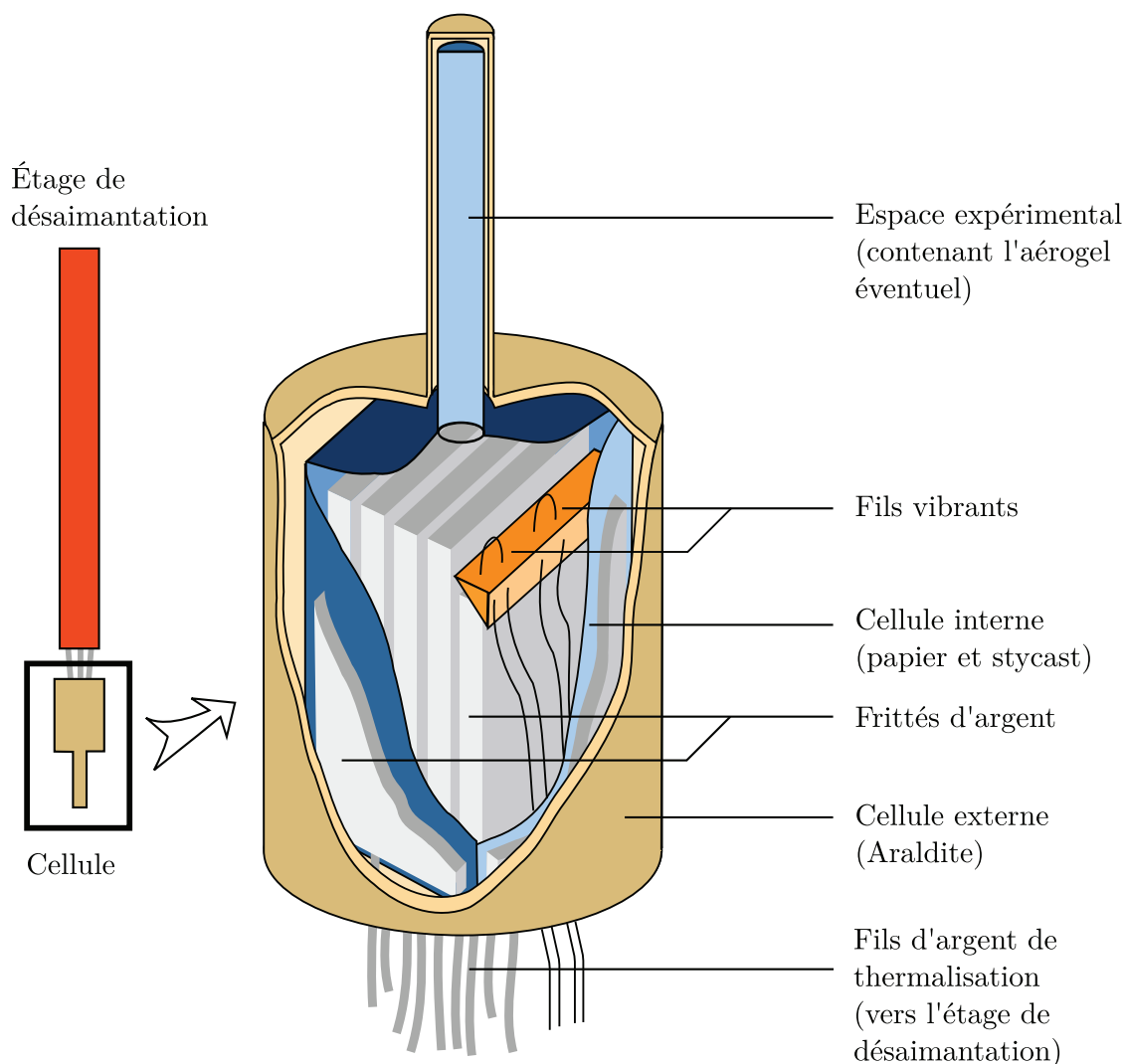


FIGURE 4.2 : Schéma de la cellule expérimentale dans son ensemble. Pour faciliter la visualisation des différents éléments, elle est représentée ici renversée. La cellule externe est réalisée en Araldite et elle contient les fils vibrants qui mesurent la température. En son centre, une cellule interne en papier imbibé de Stycast 1266 contient des frittés d'argent connectés à l'étage nucléaire ainsi qu'un support pour les fils vibrants qui servent à mesurer la température. Les deux cellules se prolongent en une zone expérimentale cylindrique dans laquelle on peut placer éventuellement un échantillon d'aérogel. La bobine de RMN (non représentée) est positionnée autour de la zone expérimentale. La cellule externe écran une partie des entrées de chaleur et permet d'atteindre des températures légèrement plus basses. Certaines expériences sont réalisées dans une cellule sans double paroi.

de celle de l'hélium 3 dans l'aérogel, et ce d'autant plus qu'à température réduite  $T/T_c$  équivalente les décalages RMN sont plus importants en l'absence d'aérogel. Fi-

nalement l'hélium 3 massif ne perturbe pas nos mesures mais permet éventuellement de vérifier la calibration des fils vibrants si on le souhaite.

Avant toutes les expériences une quantité d'hélium 4 suffisante pour s'adsorber sur tout l'aérogel de manière à former une à trois monocouches<sup>1</sup> a été condensée dans la cellule avant l'hélium 3. Sans cela, une couche d'hélium 3 solide paramagnétique adsorbé se formerait. Cette couche apporterait une contribution importante à l'aimantation. En particulier, l'ensemble hélium 3 solide plus hélium 3 liquide peut être décrit dans un modèle d'échange rapide [42] où l'aimantation du solide et celle du liquide précessent simultanément. Le décalage de la raie RMN observée est la moyenne des décalages du solide et du liquide pondérés par leurs aimantations respectives :

$$\Delta f_{\text{tot}} = \frac{M_s \Delta f_s + M_l \Delta f_l}{M_s + M_l}. \quad (4.1)$$

Dans les cas qui nous intéressent, l'aimantation du solide est donnée par une loi de Curie-Weiss :

$$M_s(T) = \frac{C}{T - \Theta}, \quad (4.2)$$

où  $C$  est une constante,  $T$  la température et  $\Theta$  la température de Curie-Weiss, qui varie d'environ 0,5 à 0,1 mK quand la pression passe de 0 à 30 bar. L'aimantation du liquide est quant à elle toujours du même ordre de grandeur (voir section 2.1.2.2). À basse température, la signature du liquide est donc noyée dans celle du solide. Dans nos expériences, l'ajout d'environ  $4 \times 10^{-3}$  moles (100 ccSTP) d'hélium 4 est suffisant pour ne pas avoir d'hélium 3 solide, ce qu'on vérifie en traçant l'aimantation en fonction de la température qui ne doit pas présenter de composante en  $1/T$ .

La présence d'hélium 4 adsorbé a néanmoins un inconvénient, car l'adsorption ne se fait pas uniquement sur l'échantillon d'aérogel mais aussi sur les frittés d'argent qui assurent le contact thermique entre l'étage de désaimantation et l'hélium 3 superfluide. Cela augmente la résistance thermique entre l'étage de désaimantation et l'hélium 3 lui-même. Cela limite donc la température de base qu'on peut obtenir pour le superfluide.

## 4.2 Précession cohérente dans la phase A

L'objectif principal de cette expérience était d'étudier la précession cohérente de l'aimantation dans la phase A dans l'aérogel. Si l'on considère une expérience de RMN pulsée où l'aimantation est fortement déviée et précesse autour d'un fort champ magnétique ( $\gamma H > \Omega_A$ ), la situation est la suivante. Le spin  $\mathbf{S}$  précesse autour du champ magnétique  $\mathbf{H}$  à une fréquence proche de la fréquence de Larmor et le vecteur

---

1. À cause de la structure tourmentée de l'aérogel, les couches à sa surface ne sont pas aussi bien définies que sur un substrat plat comme le graphite.

$\mathbf{d}$  précesse autour de  $\mathbf{S}$  dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor selon :

$$\dot{\mathbf{d}} = -\frac{\gamma^2}{\chi} \mathbf{d} \times \mathbf{S}, \quad (4.3)$$

comme indiqué par l'équation 2.24.

On peut décrire cette dynamique par trois paramètres : l'angle  $\beta$  entre  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{S}$ , l'angle  $\lambda$  entre  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{l}$  et la phase  $\Phi$  de la précession de  $\mathbf{d}$  autour de  $\mathbf{S}$  (voir figure 4.3).

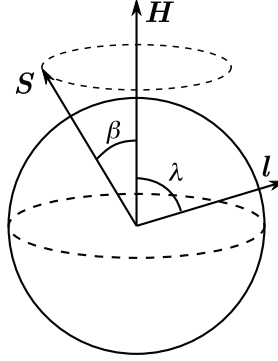


FIGURE 4.3 : La précession du spin avec  $\beta$  l'angle de basculement du spin et  $\lambda$  l'angle entre  $\mathbf{l}$  et  $\mathbf{H}$ .

En suivant [26], on peut écrire l'énergie spin-orbite moyennée sur la précession de spin comme :

$$F_{\text{so}} = \frac{\chi \Omega_{\text{A}}^2}{4\gamma^2} \left[ -\sin^2 \beta + \frac{1}{2}(1 + \cos \beta)^2 \sin^2 \Phi \sin^2 \lambda - \left( \frac{7}{4} \cos^2 \beta + \frac{1}{2} \cos \beta - \frac{1}{4} \right) \sin^2 \lambda \right] \quad (4.4)$$

Le terme en  $\sin^2 \Phi$  indique qu'à l'équilibre  $\Phi = 0$ . En prenant  $\Phi = 0$  et en écrivant cette équation en fonction de  $l_z = \cos \lambda$  et de  $s_z = \cos \beta$ , on obtient l'équation suivante pour l'énergie d'interaction spin-orbite :

$$F_{\text{so}} = \frac{\chi \Omega_{\text{A}}^2}{4\gamma^2} \left[ s_z^2 - 1 - \left( \frac{7}{4} s_z^2 + \frac{1}{4} s_z - \frac{1}{4} \right) (1 - l_z^2) \right], \quad (4.5)$$

tracée figure 4.4.

Le comportement du système dépend de la courbure de  $F_{\text{so}}$  en fonction de  $s_z$ . En effet, une des conditions pour que le condensat de magnons soit stable est que sa compressibilité soit positive. On peut montrer que cette condition revient à :

$$\frac{\partial^2 F_{\text{so}}}{\partial s_z^2} > 0. \quad (4.6)$$

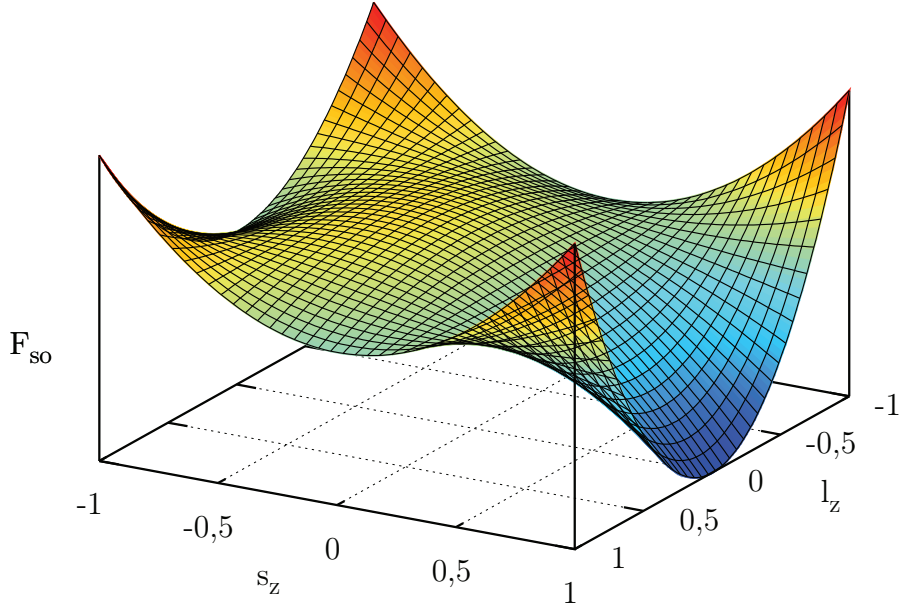


FIGURE 4.4 : Énergie d'interaction spin-orbite dans la phase A en fonction de  $s_z$  et  $l_z$ . On voit que si  $l_z = 0$ ,  $F_{so}(s_z)$  est concave, dans ce cas, l'interaction entre magnons est attractive, et la condensation de Bose-Einstein des magnons est instable. En revanche, si  $l_z = 1$ ,  $F_{so}(s_z)$  est convexe et l'interaction entre magnons est répulsive : la condensation de Bose-Einstein des magnons est possible.

Cela revient à dire que le condensat de Bose-Einstein de magnons n'est stable que si  $F_{so}(s_z)$  est convexe. En d'autres termes, l'interaction entre les magnons doit être répulsive.

Une autre manière d'interpréter cette condition consiste à remarquer que si  $F_{so}(s_z)$  est convexe, alors on a toujours pour deux valeurs de  $s_z$ ,  $s_1$  et  $s_2$  et quel que soit  $0 < t < 1$  :

$$F_{so}(ts_1 + (1-t)s_2) < tF_{so}(s_1) + (1-t)F_{so}(s_2). \quad (4.7)$$

Autrement dit, il coûte toujours de l'énergie de séparer un domaine de  $s_z$  donné en deux sous-domaines de  $s_z$  différents et donc d'angles de précession différents. La précession cohérente est stable vis à vis de la séparation en sous-domaines.

On voit sur la figure 4.4 que dans le cas de la phase A dans l'hélium 3 massif (où  $l_z = 0$ ),  $F_{so}(s_z)$  est concave, le condensat de magnons n'est pas stable : on n'observe pas de phénomène de précession cohérente. En revanche, si on se place soit avec  $l_z = 1$  soit avec  $l_z = -1$ ,  $F_{so}(s_z)$  est convexe et il est possible d'obtenir un condensat. C'est ce que nous faisons avec notre échantillon d'aérogel comprimé où  $l_z = 1$ .

### 4.3 RMN continue

Pour comprendre les phénomènes observés en RMN continue il est intéressant de reformuler l'équation 4.5 en fonction de  $|\Psi|^2$  en suivant [29]. On montre ainsi que l'énergie spin-orbite dans la phase A peut d'écrire :

$$F_{\text{so}} = \frac{\chi\Omega_{\text{A}}^2}{4\gamma^2} \left[ -2\frac{|\Psi|^2\hbar}{S} + \frac{|\Psi|^4\hbar^2}{S^2} + \left( -2 + 4\frac{|\Psi|^2\hbar}{S} - +\frac{7|\Psi|^4\hbar^2}{4S^2} \right) (1 - l_z)^2 \right]. \quad (4.8)$$

Cette expression se simplifie dans le cas où  $l_z = 1$  comme :

$$F_{\text{so}} = \frac{\chi\Omega_{\text{A}}^2}{4\gamma^2} \left[ -2\frac{|\Psi|^2\hbar}{S} + \frac{|\Psi|^4\hbar^2}{S^2} \right]. \quad (4.9)$$

Cela permet d'écrire la fonctionnelle d'énergie libre 2.44 comme :

$$F = \int d^3\mathbf{r} \left( \frac{\hbar^2|\nabla\Psi|^2}{2m} + \hbar(\omega_{\text{L}}(\mathbf{r}) - \mu)|\Psi|^2 + \frac{1}{2}b|\Psi|^4 \right), \quad (4.10)$$

où le potentiel chimique  $\mu$  tient compte du décalage de la fréquence de RMN :

$$\mu = \omega + \frac{\Omega_{\text{A}}^2}{2\omega} \quad (4.11)$$

et avec

$$b = \frac{\hbar\Omega_{\text{A}}^2}{2\omega S}. \quad (4.12)$$

Dès que le potentiel chimique est supérieur à la fréquence de Larmor, il se forme un condensat de magnons avec la densité :

$$|\Psi^2| = \frac{\mu - \omega_{\text{L}}}{b}. \quad (4.13)$$

Lorsqu'on balaye la fréquence d'excitation, l'état cohérent apparaît dès qu'on dépasse la fréquence de résonance aux petits angles donnée par :

$$\omega = \omega_{\text{L}} - \frac{\Omega_{\text{A}}^2}{2\omega}. \quad (4.14)$$

L'équation 4.13 permet d'obtenir la relation entre l'angle de basculement de l'aimantation  $\beta$  et le décalage de la fréquence de résonance  $\Delta\omega$  :

$$\Delta\omega = -\frac{\Omega_{\text{A}}^2}{2\omega_{\text{L}}} \cos\beta. \quad (4.15)$$

C'est la fréquence de pompage — analogue du potentiel chimique — qui détermine l'angle de basculement — directement relié au nombre de magnons. Tant que

les pertes magnétiques sont compensées par le pompage de magnons par le champ radiofréquence, on peut continuer à basculer l'aimantation en modulant la fréquence de pompage. Dès l'instant où l'on passe à une situation où le pompage de magnons ne compense plus les pertes, la précession cohérente disparaît et comme la fréquence de pompage ne correspond plus à la fréquence de résonance aux petits angles, le signal de RMN tombe à zéro.

Nous avons effectué des mesures à la pression de 29,3 bar et à des fréquences de 3,08 MHz, 2,84 MHz et 2,34 MHz. Comme la fréquence de résonance du circuit de RMN est imposée par la bobine de RMN et la capacité parallèle du câble coaxial de mesure, tous les deux à froid, le contrôle de la fréquence est relativement limité. On peut seulement baisser la fréquence de résonance naturelle du circuit en plaçant une capacité (ici 50 pF ou 200 pF) en parallèle. Plus celle-ci est élevée, plus on diminue la fréquence de résonance, au détriment du rapport signal sur bruit des mesures. Typiquement, on peut abaisser la fréquence de résonance d'au plus 30 % de sa valeur initiale.

Le circuit de RMN est calibré de la manière suivante. Premièrement, la mesure de RMN dans la phase normale de l'hélium 3 permet de déterminer la fréquence de Larmor et donne ainsi la valeur exacte du champ magnétique dans lequel est placé l'échantillon. Une calibration en RMN pulsée permet de déterminer exactement l'inductance de la bobine d'excitation (voir section 4.4). On peut enfin déterminer les champs magnétiques d'excitation en RMN continue à l'aide de l'inductance déterminée et des paramètres du circuit mesurés (fréquence de résonance et facteur de qualité).

### 4.3.1 Comportement général

Nos résultats en RMN continue (publiés dans [66]) confirment ceux obtenus précédemment [85]. Des données typiques de refroidissement sont données figures 4.5 et 4.6. Immédiatement après la désaimantation, la cellule refroidit jusqu'à sa température de base et on utilise la RMN continue afin de caractériser l'aérogel et de connaître notamment ses températures de transition superfluide ( $T_c$ ) et de transition entre les phases A et B ( $T_{AB}$ ).

Les raies RMN de la figure 4.6 sont obtenues à une fréquence d'excitation de 3,08 MHz et balayant le champ à  $1 \mu\text{T}\cdot\text{s}^{-1}$  par pas de  $0,1 \mu\text{T}$  à une pression de 15 bar. Cette vitesse de balayage est légèrement trop élevée pour que les raies mesurées à champ croissant et à champ décroissant soient parfaitement identiques. En revanche, la précision sur les températures de transition est plus élevée, ce qui permet d'établir le diagramme de phases présenté figure 4.7.

La position des raies RMN est prise comme le premier moment des raies d'absorption. Cela nécessite une détermination soigneuse des lignes de base des raies en question. On acquiert les raies sur des largeurs typiquement égales à 10 à 20 fois la largeur de raie. Diverses contraintes expérimentales font que la ligne de base des raies RMN dérive lentement en fonction du temps. Le niveau d'hélium liquide dans le vase varie, la température de la pièce peut changer légèrement la phase d'un amplifica-

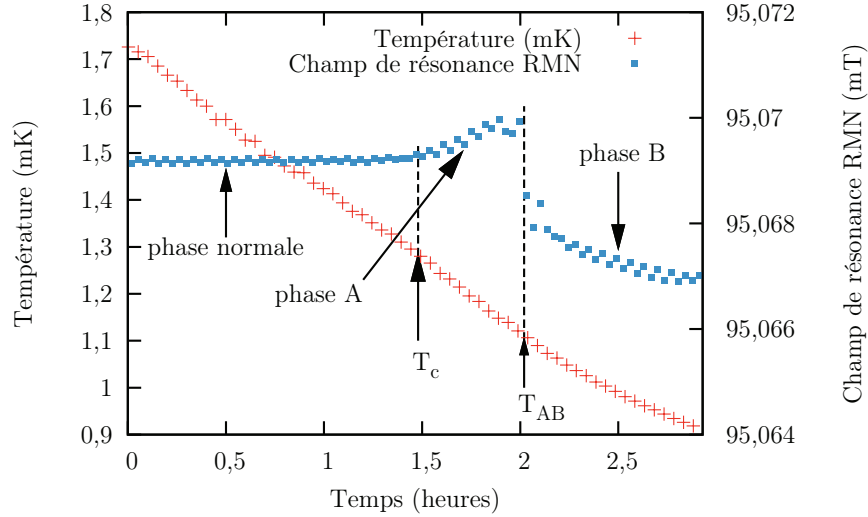


FIGURE 4.5 : Un exemple de données brutes de refroidissement. On a tracé la température et la position de la raie de RMN (premier moment) en fonction du temps. Après avoir préalablement été chauffé par une courte impulsion de courant dans une résistance de chauffage, l'échantillon refroidit. La position de la raie de RMN est indépendante de la température dans la phase normale, puis la raie se décale vers les forts champs magnétiques dans la phase A et après une transition se décale vers les faibles champs dans la phase B. On mesure les raies RMN en balayant le champ magnétique dans un sens puis dans l'autre. Les balayages sont ici faits un peu trop vite de manière à avoir une meilleure précision sur la température de transition. L'inconvénient est que les raies RMN ne sont pas parfaitement identiques à champ magnétique croissant ou décroissant à cause d'effets inductifs. Cela explique l'oscillation apparente du champ de résonance un point sur deux.

teur. On tient compte de cela en soustrayant une ligne de base linéaire interpolée sur les points les plus hors résonance. On s'assure également que cette soustraction est suffisamment stable, c'est-à-dire que des petites variations dans le choix de la ligne de base n'ont pas d'influence excessive sur les grandeurs mesurées : position de la ligne ou largeur de raie.

On observe bien un décalage de fréquence négatif dans la phase A (c'est-à-dire positif en champ), ce qui correspond à la prévision théorique. Sur la figure 4.5 on observe trois domaines de température :

- Tant que la température est supérieure à 1,32 mK, la raie RMN ne varie pas : sa position reste la même et son aire (non représentée) n'augmente pas. Cela correspond à l'hélium 3 normal liquide de Fermi dont l'aimantation est constante pour des températures basses devant la température de Fermi effective  $T_F^{**}$  ( $T_F^{**} \simeq 330$  mK à 0 bar et  $T_F^{**} = 170$  mK à 30 bar). La stabilité de l'aire de

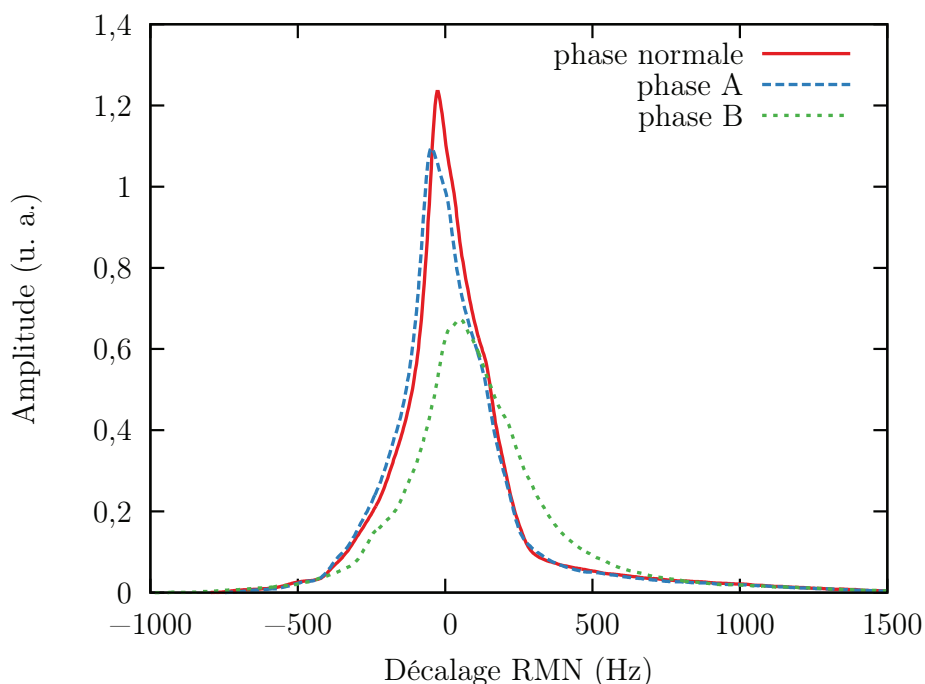


FIGURE 4.6 : Trois raies RMN correspondant à différentes phases. Ces raies correspondent aux points de la figure 4.5. On observe le décalage  $\Delta f$  positif pour la phase B et négatif pour la phase A. La largeur des raies est dominée par l'élargissement inhomogène dû au relativement fort champ magnétique utilisé (95 mT).

la raie (proportionnelle à l'aimantation du système magnétique) nous assure de l'absence d'hélium 3 solide adsorbé sur l'aérogel.

- Entre 1,32 et 1,10 mK, la raie se décale vers des fréquences plus basses (qui correspondent à des champs magnétiques plus élevés), ce qui est conforme à l'équation théorique 4.15 pour la phase A dans le cas où le moment orbital est orienté parallèlement au champ magnétique.
- En dessous de 1,10 mK, la raie RMN bascule vers des fréquences plus élevées qui correspondent à la phase B.

Les raies RMN données figure 4.6 donnent un aperçu des données brutes. La largeur des raies est dominée par l'inhomogénéité de champ magnétique, qui est de l'ordre de  $\Delta B/B \sim 10^{-4}$ . Comme la valeur des décalages RMN varie comme  $1/B$ , plus on augmente le champ magnétique auquel on travaille, plus le décalage RMN est petit. Les conditions dans lesquelles ces mesures sont effectuées sont donc loin d'être optimales. En revanche, travailler à plus haute fréquence donne généralement de meilleurs résultats en RMN pulsée.

Des mesures à diverses pressions nous permettent d'établir un diagramme de phases pour notre échantillon (figure 4.7). Les barres d'erreur relativement importantes sur certains points sont dues au choix détaillé plus haut qu'on doit faire entre une acquisition RMN rapide et plus précise en température ou une acquisition lente mais de



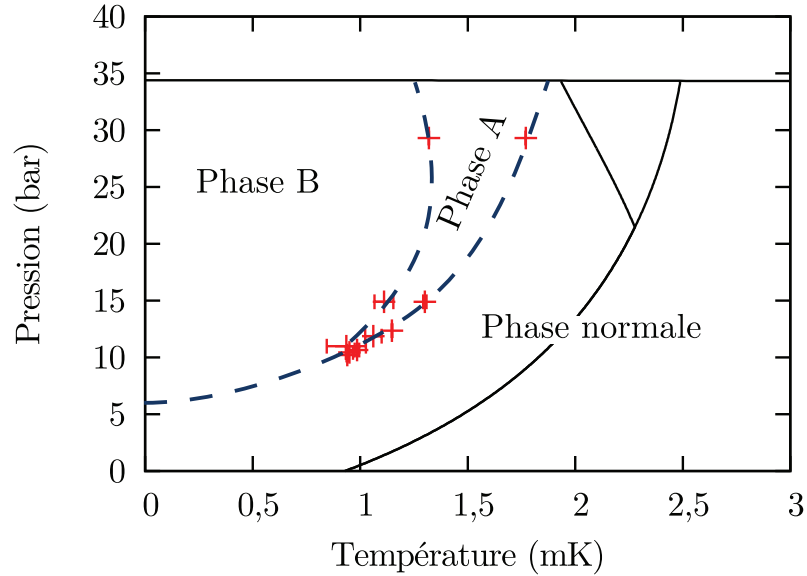


FIGURE 4.7 : Diagramme de phases de l'hélium 3 superfluide dans notre échantillon d'aérogel comprimé de 10 %. Les températures de transition observées sont plus faibles que celles observées habituellement dans les échantillons non comprimés. Cet effet pourrait être dû à l'augmentation de densité de l'aérogel. Les lignes en pointillés sont des guides pour l'œil donnant une estimation du diagramme de phases de l'hélium 3 superfluide dans notre échantillon, celles en traits pleins représentent le diagramme de phase dans l'hélium 3 massif à titre de comparaison.

meilleure qualité. La température de transition superfluide est significativement plus basse que dans des échantillons d'aérogel isotropes non comprimés. On peut supposer que cela est dû à l'augmentation de la densité de l'aérogel.

### 4.3.2 RMN continue non linéaire

Une première façon de sonder la précession cohérente de l'aimantation est de réaliser des expériences de RMN continue non linéaire, dans un régime où l'angle de basculement de l'aimantation  $\beta$  n'est plus proche de zéro. En suivant une procédure analogue à [85], nous avons mesuré ces propriétés.

Nous avons mesuré des spectres de RMN continue pour des champs d'excitation radiofréquence allant de 50 nT (régime linéaire) à 5  $\mu$ T (régime fortement non linéaire). La pression dans la cellule expérimentale était de 29,3 bar et le gradient de champ magnétique sur la cellule était nul. Dans tous les spectres présentés, on balaye la fréquence dans un sens croissant, dans les conditions pour lesquelles la précession cohérente se forme.

À partir des mesures d'amplitude en phase et en quadrature, on peut calculer la composante de l'aimantation de l'hélium 3 dans un plan perpendiculaire au champ

magnétique statique appliqué. On a :

$$M_{\perp} \propto \sqrt{V_{\text{phase}}^2 + V_{\text{quadrature}}^2}. \quad (4.16)$$

Les résultats sont présentés figure 4.8. On remarque premièrement que l'amplitude de l'aimantation n'est pas proportionnelle à l'amplitude du champ radiofréquence imposé (voir figure 4.9). On remarque également que la position du maximum se déplace à mesure que l'amplitude d'excitation augmente. Le décalage RMN vaut environ  $-250$  Hz dans le régime linéaire et diminue jusqu'à  $-110$  Hz pour l'excitation maximale imposée.

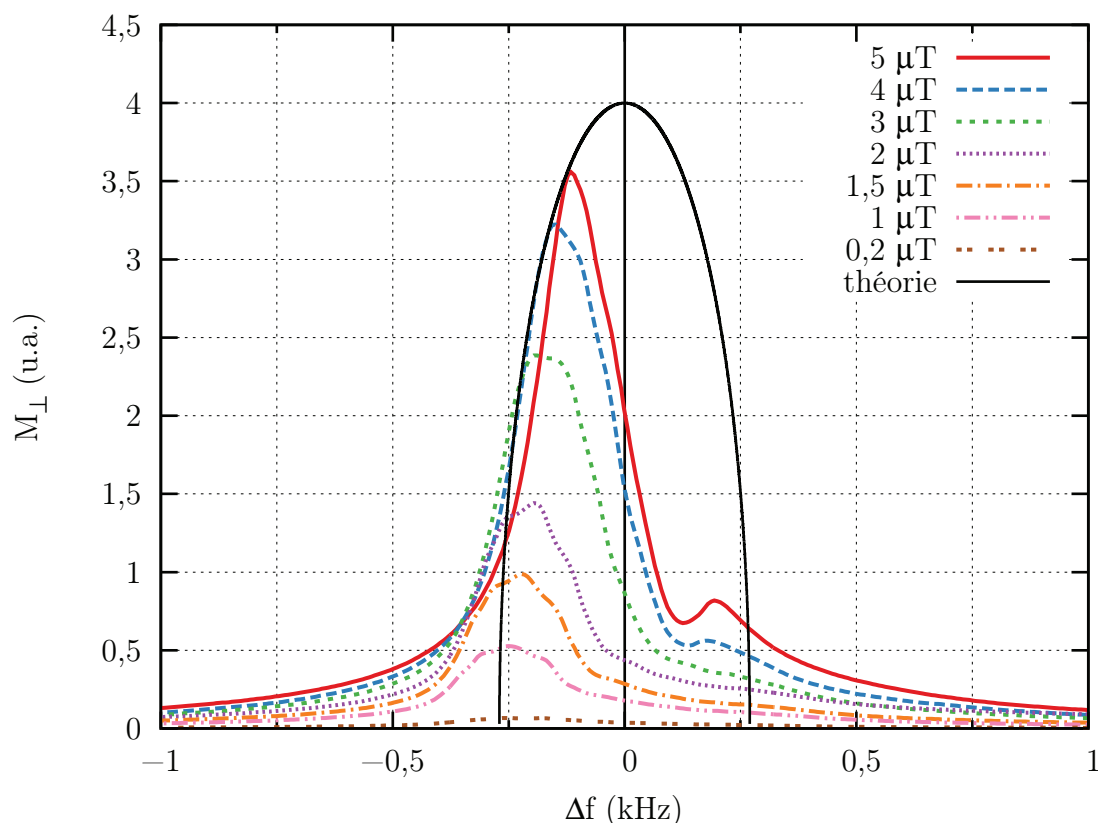


FIGURE 4.8 : RMN continue non linéaire dans la phase A. Valeur de  $M_{\perp}$  en fonction de  $\Delta f$  pour différents niveaux de champ radiofréquence,  $T = 1,4$  mK. Le décalage RMN  $\Delta f$  diminue quand l'amplitude d'excitation augmente. Nous n'avons pas d'explication à la présence du pic parasite vers 200 Hz.

La signature caractéristique du phénomène de précession cohérente est la courbe que définissent les raies RMN en fonction de la fréquence. On voit en effet que les courbes suivent la même relation amplitude-fréquence entre  $-150$  Hz et  $-300$  Hz environ avant d'arriver à saturation (à l'exception de celle correspondant à l'excitation de  $5 \mu\text{T}$  réalisée dans des conditions où l'excitation est suffisante pour réchauffer si-

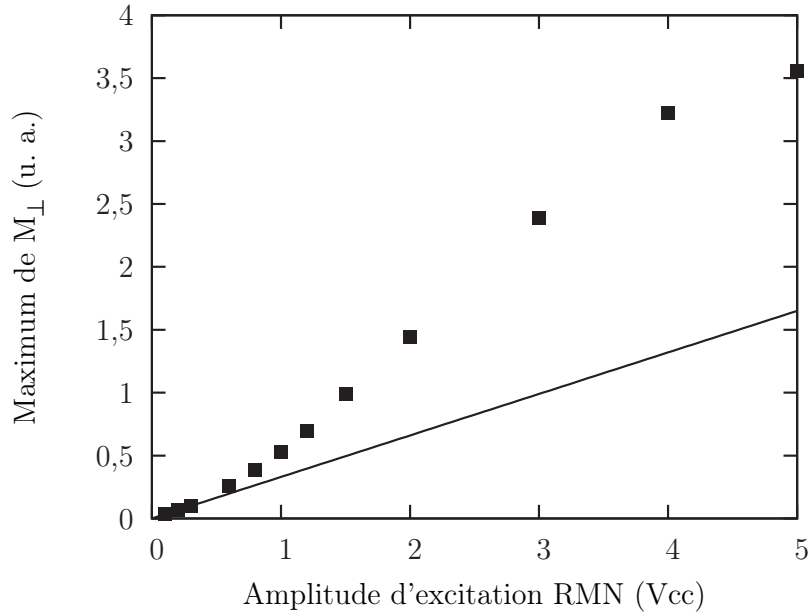


FIGURE 4.9 : Amplitude maximum de l'aimantation orthogonale  $M_{\perp}$ . La droite représente un ajustement linéaire réalisé sur les mesures à faible excitation : la RMN continue est non linéaire. La saturation pour une excitation de 5  $V_{cc}$  est due au réchauffement de l'hélium par le champ radiofréquence.

gnificativement la cellule expérimentale). En effet, le décalage RMN est relié à l'angle de basculement de l'aimantation et est indépendant de l'amplitude d'excitation.

Ces courbes mesurées en augmentant la fréquence peuvent être interprétées de la manière suivante. Lorsqu'on atteint la fréquence de résonance pour  $\beta = 0$ , une composante de l'aimantation perpendiculaire apparaît. Au fur et à mesure qu'on augmente la fréquence d'excitation, on augmente  $\beta$ . Tant que le champ radiofréquence est suffisant pour compenser les pertes dans le système, la relation entre  $\beta$  et  $\omega$  gouverne le comportement. Lorsqu'on atteint un angle de basculement tel que le pompage radiofréquence n'est plus suffisant pour compenser les pertes, l'amplitude de l'aimantation diminue.

On peut déterminer l'allure théorique de la composante orthogonale de l'aimantation en fonction de la fréquence. Par définition, on a  $M_{\perp} = M_0 \sin \beta$ , avec  $M_0$  l'aimantation totale de l'échantillon. D'après l'équation 4.15, on peut écrire la valeur théorique de  $M_{\perp}$  en fonction de  $\Delta\omega$  :

$$\frac{M_{\perp}}{M_0} = 1 - \left( \frac{\Delta f}{\Delta f_0} \right)^2, \quad (4.17)$$

avec  $\Delta f_0$  la valeur maximale du décalage RMN, c'est-à-dire sa valeur en RMN continue. Une estimation de cette courbe est tracée figure 4.8. Elle devrait se confondre avec la courbe universelle définie par les parties croissantes des raies à 2, 3 et 4  $\mu\text{T}$ .

Comme dans [85], l'ajustement n'est pas idéal. Une raison pour cela peut être une relative inhomogénéité résiduelle de l'aérogel qui ferait que le moment orbital ne serait pas orienté exactement selon le même axe dans tout l'échantillon.

## 4.4 Mesures de relaxation

Pour étudier plus précisément les propriétés de relaxation de ce nouvel état de précession cohérente, nous avons réalisé des mesures de relaxation. Les premières mesures de RMN pulsée ont donné qualitativement les résultats attendus (principalement une durée de vie de l'état de précession cohérente assez grande) mais l'étude quantitative des données s'est avérée difficile. L'état de précession obtenu semblait assez peu homogène et la détermination des fréquences de précession posait problème. Cela nous a amené à développer une méthode alternative de mesure de relaxation.

### 4.4.1 Comparaison des méthodes expérimentales

Puisqu'il est possible de basculer l'aimantation de manière significative (jusqu'à  $60^\circ$ ) en RMN continue, il a été relativement simple de modifier le dispositif de mesure afin d'enregistrer l'évolution de l'aimantation en précession libre à partir d'un point quelconque de la raie de RMN continue en coupant le champ radiofréquence et en enregistrant le signal induit dans la bobine de RMN. Nous avons comparé cette méthode à la RMN pulsée usuelle.

La figure 4.10 présente des données brutes obtenues pour chacune des méthodes (détaillées sections 1.2.2.2 et 1.2.2.3) dans les phases normale et superfluide. Les résultats sont comparables pour les deux méthodes : on voit que la précession de l'aimantation dure sensiblement plus longtemps dans la phase superfluide que dans la phase normale. Cette précession cohérente de l'aimantation est la signature de la condensation de Bose-Einstein de magnons dans la phase A de l'hélium 3 superfluide.

Les résultats obtenus par RMN pulsée sont cependant moins satisfaisants. La décroissance du signal présente notamment des battements qui traduisent la présence d'oscillations à des fréquences différentes dans le système. En comparaison, la décroissance après extinction de la RMN continue est beaucoup plus lisse.

Une explication possible pour ces différences entre les deux méthodes est qu'elles ne partent pas exactement des mêmes conditions initiales (voir figure 4.11). Dans le cas de la RMN pulsée, une impulsion de champ magnétique courte et puissante (1 mT pendant quelques microsecondes) dévie l'aimantation de sa position d'équilibre. Cependant, immédiatement après l'impulsion, l'aimantation n'est pas déviée du même angle partout dans l'échantillon. Cela est dû d'une part à l'inhomogénéité du champ radiofréquence mais aussi à l'inhomogénéité de l'aérogel lui-même qui fait que le moment orbital n'est pas orienté de la même manière dans toute la cellule en dépit d'une anisotropie globale.

La cohérence de précession émerge ensuite rapidement, mais il est possible qu'il se forme des poches de précession dans l'échantillon où l'aimantation précesse à des

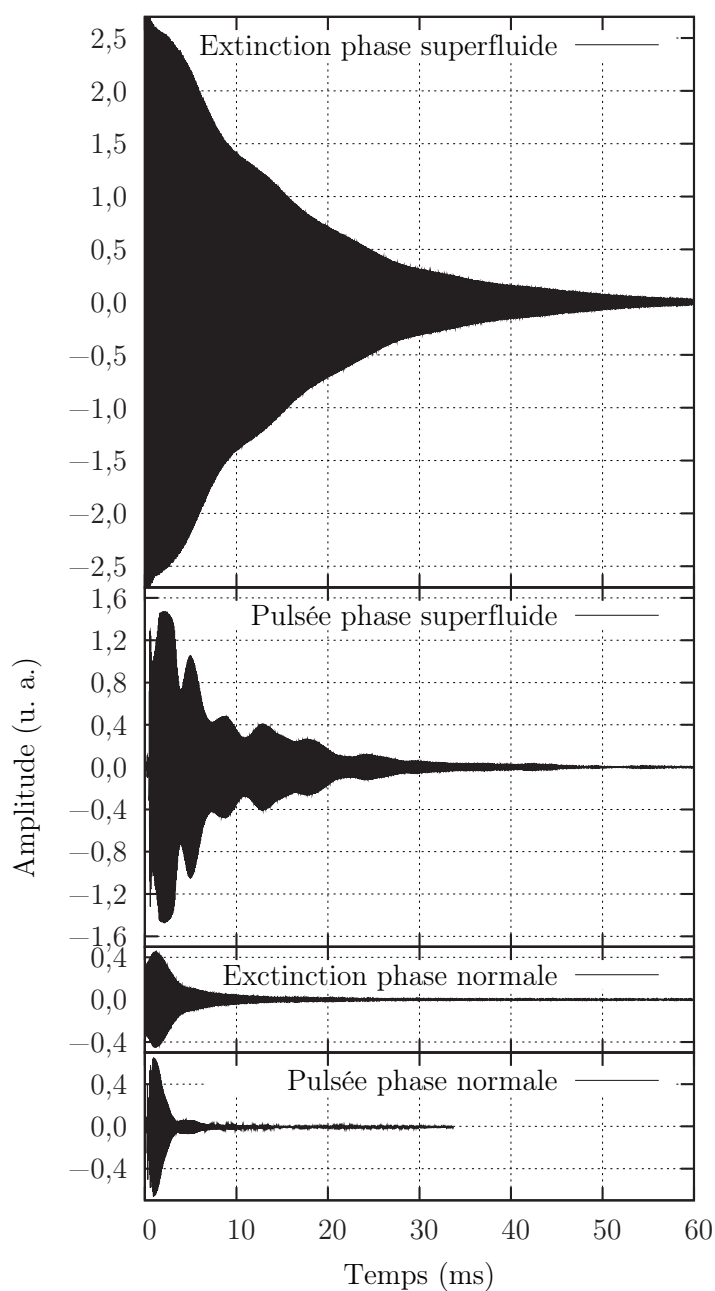


FIGURE 4.10 : Comparaison entre des mesures de RMN pulsée traditionnelle et d’extinction de RMN continue. Les durées de vie des signaux dans les phases superfluide et normale ne dépendent pas significativement de la méthode de mesure. En revanche, les relaxations après RMN pulsée sont beaucoup plus tourmentées, avec des battements entre différentes fréquences.

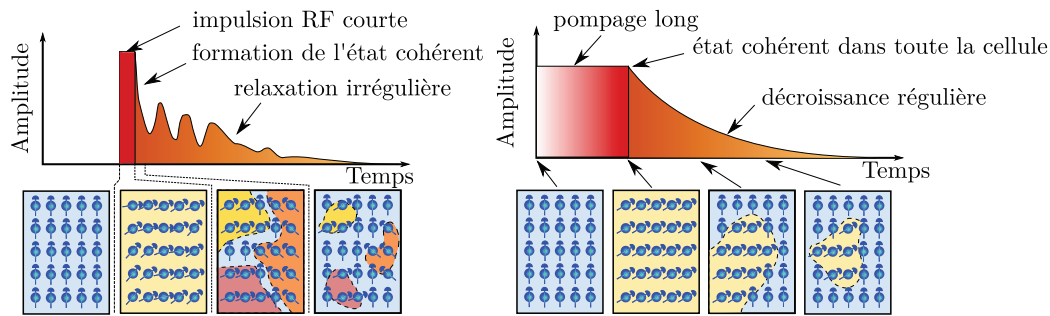


FIGURE 4.11 : Comparaison des deux méthodes de mesure de relaxation. Dans le cas de la RMN pulsée (à droite), l'état dans la cellule n'est pas homogène. La précession dans différentes parties de l'échantillon a lieu à des fréquences différentes. Des battements apparaissent et la dissipation est plus importante. Lorsqu'on a préparé l'échantillon en pompant longtemps à la même fréquence, il est homogène. Une seule fréquence apparaît dans l'échantillon et la dissipation est moins importante.

angles légèrement différents et donc à des fréquences différentes. Cela explique la présence de battements dans le signal. Cela peut aussi expliquer pourquoi la décroissance de l'aimantation est assez rapide pendant les premiers instants de la relaxation. La présence de deux domaines précessant à des fréquences différentes peut être source de dissipation s'ils sont trop près l'un de l'autre. En revanche, une fois que leur volume a diminué de manière conséquente, les interactions entre eux sont beaucoup plus faibles et l'aimantation décroît moins vite.

Quand on observe la relaxation après RMN continue, on dévie l'aimantation en pompant sur le système avec un champ magnétique beaucoup plus faible ( $4 \mu\text{T}$ ) pendant plus longtemps (quelques secondes). Dans ce cas, l'aimantation est déjà en train de précesser de manière cohérente avant l'extinction de l'excitation. On mesure alors la relaxation d'un état parfaitement cohérent occupant toute la cellule expérimentale.

#### 4.4.2 Analyse détaillée

Les propriétés de relaxation peuvent être mesurées en fonction de l'angle initial de basculement de l'aimantation. Ces résultats sont présentés figures 4.15 et 4.16.

Un signal brut de relaxation est une oscillation amortie à la fréquence  $f_s$  de 2 à 3 MHz. Pour faciliter la mesure du signal, on utilise une détection hétérodyne en multipliant ce signal par une sinusoïde à une fréquence  $f_m$  décalée de 15 kHz. Le signal résultant passe par un filtre passe bande centré sur 15 kHz et on obtient un signal à la fréquence  $|f_s - f_m|$  dont un exemple typique est donné figure 4.12a. Les signaux sont analysés en ajustant des sinusoïdes sur des tranches de signal d'une durée d'une fraction de milliseconde (figure 4.12b). Nous avons interfacé une nouvelle carte d'acquisition dont la fréquence d'échantillonnage peut aller jusqu'à 1 MHz, au

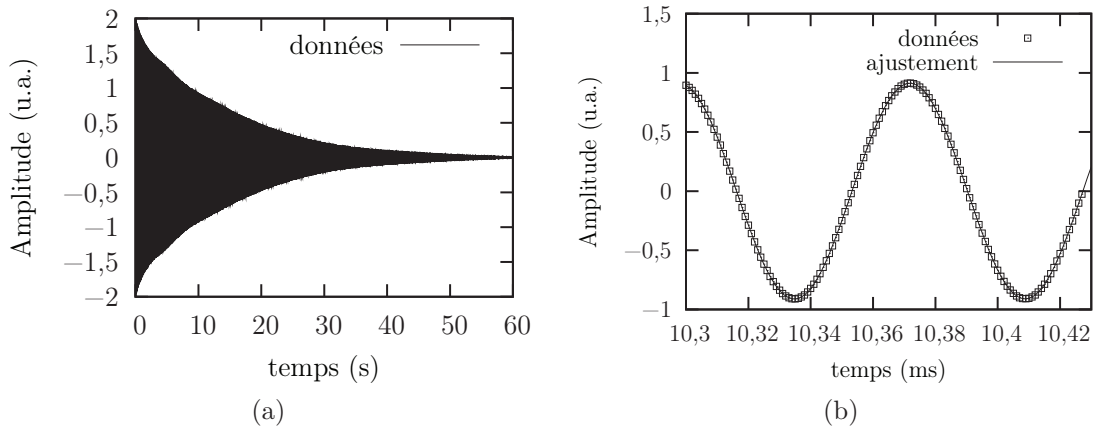


FIGURE 4.12 : Allure de données typiques et ajustement sinusoïdal d'une tranche de signal extraite des données. La tranche de signal est ajustée par la fonction  $A \cos(2\pi ft + \phi)$  avec ici  $A = 9.11 \times 10^{-1}$ ,  $f = 13,5024$  kHz et  $\phi = 2.86$  rad. Les tranches de signal sont généralement suffisamment courtes pour pouvoir négliger la variation d'amplitude de l'enveloppe et prendre  $A$  constant.

lieu de 100 kHz auparavant. Ce suréchantillonnage permet de limiter l'effet du bruit lorsqu'on travaille sur des signaux de faible amplitude, généralement les queues des signaux.

On réalise généralement des ajustements sur des tranches de signal assez courtes pour que l'amplitude des oscillations puisse être considérée comme constante. On obtient ainsi l'amplitude de l'enveloppe et la fréquence de précession en fonction du temps.

L'existence de la précession cohérente est prouvée en comparant la décroissance de l'amplitude du signal dans la phase normale et dans la phase superfluide. Un tel graphe est représenté figure 4.13. On voit sur cette figure que la durée de précession dans la phase normale est typiquement d'environ 10 ms, alors qu'on peut enregistrer un signal de précession cohérente jusqu'à environ 60 ms dans la phase superfluide. Cela prouve la stabilité de la précession cohérente en l'absence de tout forçage extérieur, par opposition aux résultats de RMN continue.

Les angles de basculement initiaux de l'aimantation sont déterminés de manière différente pour les différents types de RMN. Pour la RMN pulsée, l'angle de basculement est donné par la calibration qu'on a pu faire dans la phase normale. Pour la RMN d'extinction, l'angle de basculement est déterminé en comparant la fréquence de précession de l'aimantation immédiatement après l'extinction du champ radiofréquence de pompage avec la valeur théorique de fréquence de précession en fonction de l'angle de basculement. Enfin, dans la phase normale, nous ne pouvons pas déterminer l'angle de basculement à partir du signal de précession car la fréquence de précession ne dépend pas, en première approximation, de l'angle de basculement. On

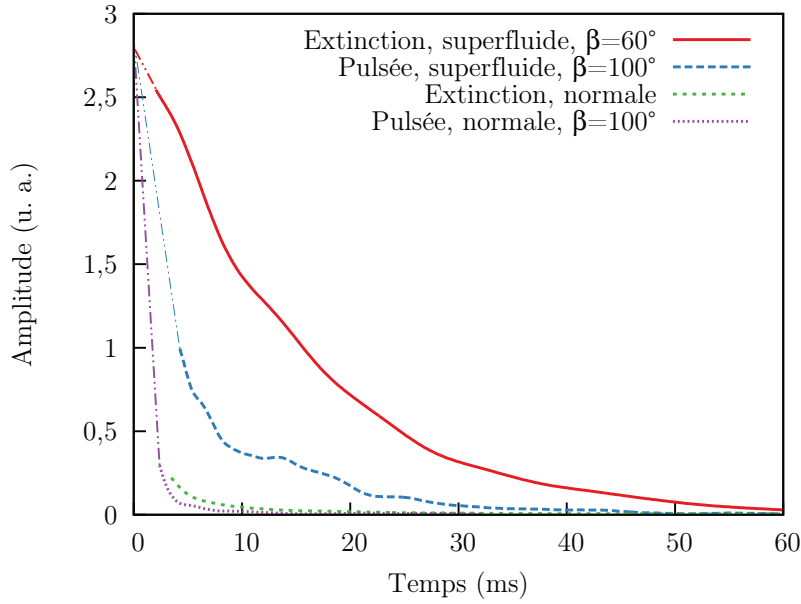


FIGURE 4.13 : Comparaison de l'amplitude des signaux de précession libre dans la phase normale et dans la phase superfluide pour deux angles de basculement  $\beta$ . Un angle  $\beta = 100^\circ$  en RMN pulsée et un angle  $\beta = 60^\circ$  en RMN d'extinction dans le superfluide. Dans la phase normale, on ne peut pas déterminer l'angle de basculement en RMN d'extinction. Dans les deux cas, la précession cohérente se manifeste par une durée de relaxation considérablement plus longue. Les lignes pointillées représentent l'extrapolation à  $t = 0$  du signal de précession en fonction de l'angle de basculement.

s'est simplement placé dans des conditions fortement non linéaires avant de laisser précesser l'aimantation librement.

L'étude des données de RMN pulsée permet de vérifier que le décalage en fréquence  $\Delta f$  en fonction de l'angle de basculement est bien celui donné par l'équation 4.15. La figure 4.14 représente l'ajustement par une loi en  $\cos \beta$  de la valeur du décalage en fréquence  $\Delta f$  dans les premiers instants de la relaxation. La qualité des données est principalement limitée par les battements entre différentes fréquences décrits plus haut.

Ces mesures donnent une valeur de  $\Delta f = -110$  Hz à la température de  $1,57 \pm 0,03$  mK à laquelle elles ont été effectuées.

La figure 4.15 représente la relaxation de l'aimantation après avoir coupé le pompage en RMN continue à différentes fréquences sur la raie à  $5 \mu\text{T}$  de la figure 4.8. La précession cohérente est la plus nette sur les courbes (b) et (c) correspondant respectivement à des angles de basculement initiaux de  $40^\circ$  et  $60^\circ$ . On observe également la précession cohérente sur les courbes (d) et (e), mais l'amplitude du signal décroît un peu plus rapidement. Ces deux courbes correspondent à des conditions où la dissipation est plus importante en RMN continue. Enfin, la forme de la courbe (a)



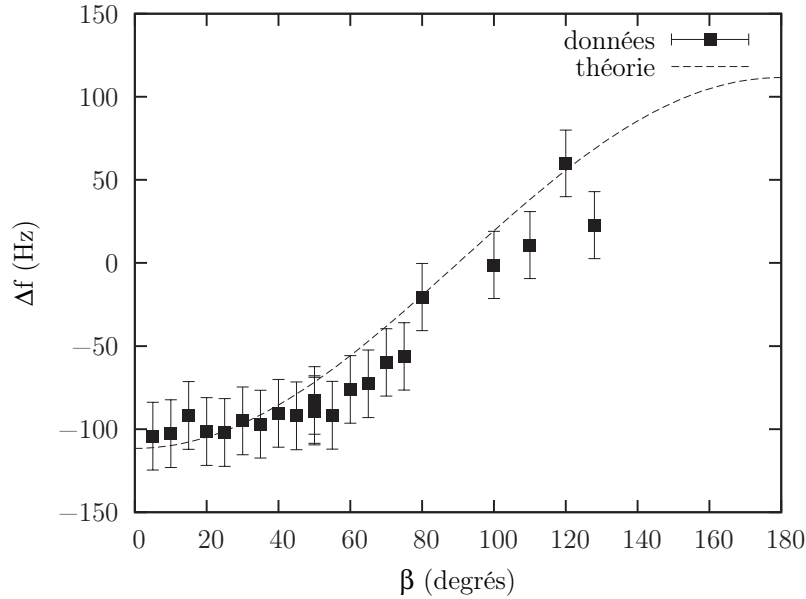


FIGURE 4.14 : Décalage en fréquence  $\Delta f$  par rapport à la fréquence de Larmor au début de la précession en fonction de l'angle de basculement de l'aimantation  $\beta$ .

qui correspond à des conditions hors résonance (une fréquence d'excitation inférieure à la fréquence de résonance dans le régime linéaire) est différente. La relaxation se fait beaucoup plus rapidement, en environ 12 ms à comparer aux 30 à 40 ms que dure la précession cohérente sur la courbe (e), d'amplitude initiale assez proche. Dans ce cas, on ne crée pas de précession cohérente.

Le tracé de la fréquence de précession en fonction du temps pour divers angles de basculement figure 4.16 nous informe sur le mécanisme de relaxation de l'aimantation. En effet, pour le cas où l'aimantation est déviée de  $60^\circ$ , la fréquence de précession est relativement stable, oscillant autour de 110 Hz sous la fréquence de Larmor. Cela signifie que lors de la relaxation, l'angle de précession reste constant bien que la composante orthogonale de l'aimantation diminue. La relaxation se fait donc en diminuant le volume du domaine de précession cohérente dans la cellule plutôt que par un retour de l'aimantation aux petits angles.

Les tendances pour des angles de basculement supérieurs ou inférieurs à l'optimal montrent que la fréquence de précession tend vers  $-110$  Hz. Cela signifie que l'angle de précession tend vers  $60^\circ$ , quelles que soient les conditions initiales. Ceci est surprenant dans la mesure où le minimum de l'énergie spin-orbite a lieu pour  $\beta = 90^\circ$  (voir figure 4.4).

Dans tous les cas, l'amplitude du signal décroît assez rapidement en on ne peut pas observer ce déplacement en fréquence aussi longtemps qu'on le souhaiterait.

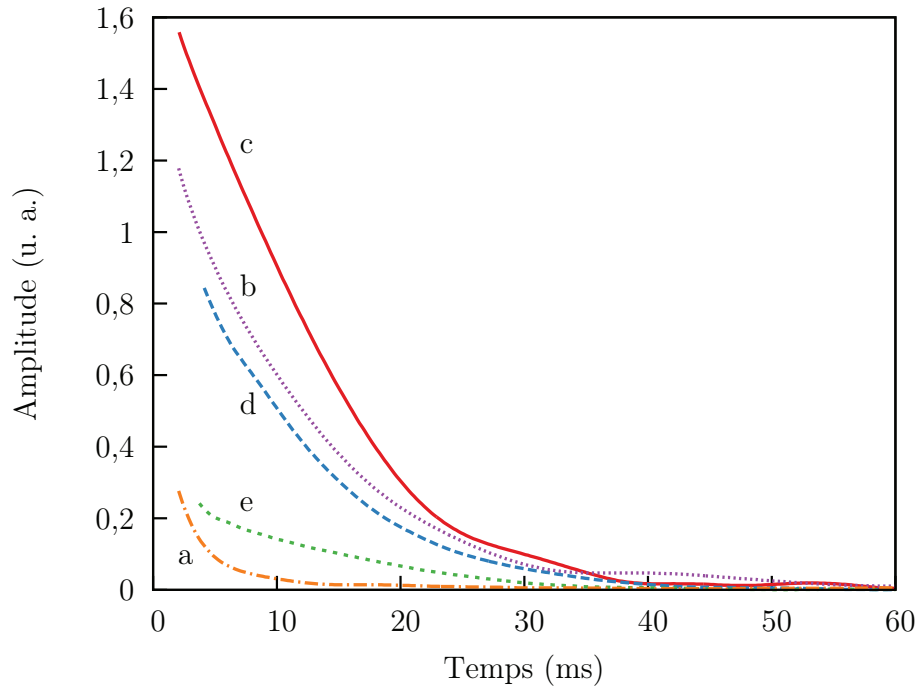


FIGURE 4.15 : Amplitude de précession en fonction du temps pour des mesures de relaxation dans la phase A. Les courbes (a) à (d) correspondent aux fréquences de précession initiales suivantes. (a) :  $-298$  Hz (hors résonance), (b) :  $-168$  Hz ( $40^\circ$ ), (c) :  $-111$  Hz ( $60^\circ$ ), (d) :  $-5$  Hz ( $88^\circ$ ), (e) :  $123$  Hz ( $123^\circ$ ).

## 4.5 Conclusion

L'utilisation d'un échantillon d'aérogel anisotrope nous a permis de réorienter la partie orbitale du paramètre d'ordre de l'hélium 3 superfluide dans une direction parallèle au champ magnétique. L'observation d'un décalage RMN négatif dans la phase A confirme cette orientation.

Nous avons pu observer la condensation de Bose-Einstein de magnons dans des conditions de forçage permanent (en RMN continue) et en évolution libre pour la première fois (RMN pulsée). Ce dernier résultat renforce les signatures caractéristiques mais indirectes des expériences de RMN continue et confirme la stabilité de la précession cohérente dans la phase A avec un moment orbital parallèle au champ magnétique.

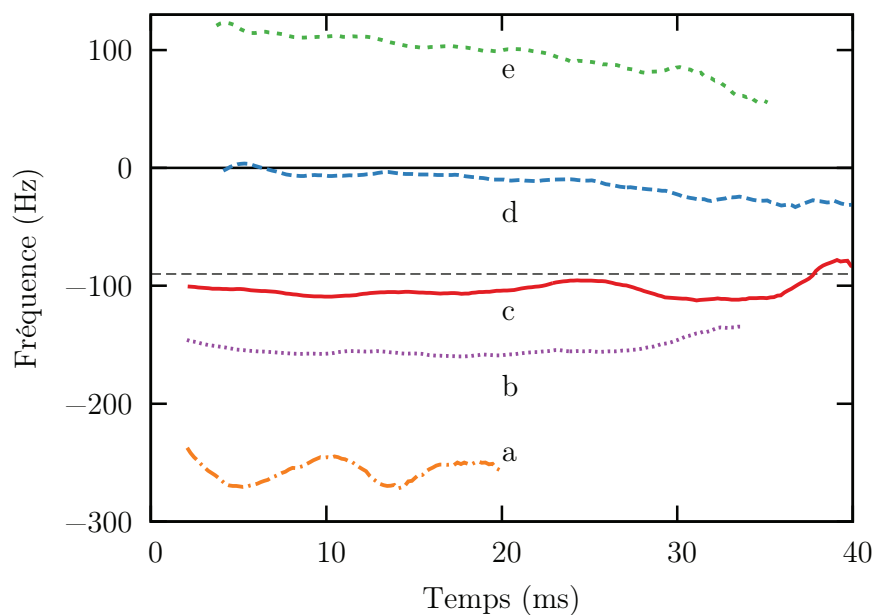


FIGURE 4.16 : Fréquence de précession en fonction du temps pour des mesures de relaxation dans la phase A. Les courbes (a) à (d) correspondent aux fréquences de précession initiales suivantes. (a) :  $-298$  Hz (hors résonance), (b) :  $-168$  Hz ( $40^\circ$ ), (c) :  $-111$  Hz ( $60^\circ$ ), (d) :  $-5$  Hz ( $88^\circ$ ), (e) :  $123$  Hz ( $123^\circ$ ). Le peu de variation de la fréquence au cours du temps signifie que la relaxation se fait à angle de précession presque constant avec un domaine de précession cohérent dont le volume diminue.

# Chapitre 5

## L et H perpendiculaires

### 5.1 L'échantillon et les conditions expérimentales

Afin d'orienter le moment orbital de l'hélium 3 superfluide perpendiculairement au champ magnétique, nous avons comprimé radialement un aérogel isotrope. Pour ce faire, nous avons préparé une cellule expérimentale cylindrique de diamètre intérieur 7 mm. L'aérogel a été placé dans un cylindre de diamètre intérieur 5 mm (identique à l'aérogel) et de diamètre extérieur 8 mm. Six fentes larges de 1 mm avaient auparavant été creusées sur 80 % de la longueur du cylindre intérieur. Cela a permis de forcer le cylindre intérieur et l'aérogel dans la cellule en comprimant l'aérogel radialement (voir figure 5.1). Une inspection visuelle nous a assurés que l'aérogel ne présentait pas de défauts majeurs après cette opération.

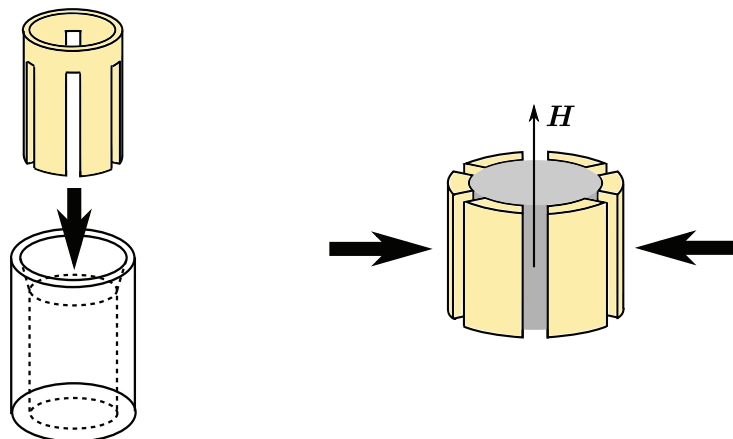


FIGURE 5.1 : Principe de la compression de l'aérogel. Le cylindre évidé contenant l'aérogel est forcé dans un cylindre de diamètre légèrement inférieur. Ceci permet d'exercer une contrainte radiale sur l'aérogel et d'obtenir un axe d'anisotropie parallèle au champ magnétique imposé. La partie orbitale du paramètre d'ordre est donc contrainte dans un plan orthogonal au champ magnétique.

La cellule a ensuite été connectée à la cellule principale de l'étage à désaimantation nucléaire. Deux bobines différentes ont été utilisées pour les mesures de RMN. Nous avons réalisé des mesures entre 2,3 et 3 MHz lors d'un premier refroidissement avec la

bobine décrite section 4.1. Une deuxième bobine réalisée avec deux enroulements de 64 tours de fil de cuivre de 70  $\mu\text{m}$  de diamètre nous a permis de mesurer les propriétés de RMN vers 700 kHz.

Toutes les expériences de RMN ont été réalisées avec l'aérogel recouvert d'une couche d'hélium 4 solide. On vérifie l'absence d'hélium 3 solide en mesurant l'aimantation en fonction de la température : elle ne doit pas avoir de dépendance paramagnétique.

## 5.2 Précession cohérente dans la phase B

Un des objectifs de cette expérience était de mesurer les propriétés de l'hélium 3 lorsque la partie orbitale du paramètre d'ordre est orientée perpendiculairement au champ magnétique, pour compléter les mesures effectuées auparavant dans l'équipe sur un échantillon similaire [52, 53]. Ces mesures avaient permis de vérifier la dépendance de la fréquence de précession en fonction de l'angle de basculement de l'aimantation dans la phase B. En revanche, elles n'avaient pas permis d'observer des signaux longs de précession, signature de la précession cohérente de l'aimantation.

On peut calculer l'énergie d'interaction spin-orbite dans la phase B en fonction des projections  $s_z$  et  $l_z$  des parties de spin et orbitale du champ magnétique et d'un angle  $\Phi(s_z, l_z)$ , caractéristique de l'orientation relative de  $\hat{\mathbf{s}}$  et  $\hat{\mathbf{l}}$  [25] :

$$F_{\text{so}}^{\text{B}}(s_z, l_z, \Phi) = \frac{2\chi}{15\gamma^2} \Omega_{\text{B}}^2 \left[ \left( s_z l_z - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \Phi (1 + s_z)(1 + l_z) \right)^2 + \frac{1}{8} (1 - s_z)^2 (1 - l_z)^2 + (1 - s_z)^2 + (1 - l_z)^2 (1 + \cos \Phi) \right]. \quad (5.1)$$

La valeur de  $\Phi$  est celle qui minimise l'énergie spin-orbite. On peut ainsi tracer  $F_{\text{so}}^{\text{B}}$  en fonction de  $s_z$  et  $l_z$  (figure 5.2).

Sur ce graphe, on remarque qu'il existe deux puits de potentiel, donc deux zones possibles pour observer la condensation de Bose-Einstein de magnons. La première correspond au phénomène habituellement observé dans la phase B de l'hélium 3 massif : le HPD. Dans ce cas,  $l_z = 1$  et  $F_{\text{so}}(l_z = 1, s_z)$  est une fonction convexe pour  $s_z < -1/4$ . Le deuxième puits de potentiel forme une vallée pour  $l_z$  compris entre 0 et  $-1$ . Pour  $l_z = 0$ , les conditions dans lesquelles nous nous plaçons expérimentalement,  $F_{\text{so}}^{\text{B}}$  n'est convexe que pour  $s_z < 0$ , c'est-à-dire que le condensat de Bose de magnons n'est stable que pour des angles de basculement de l'aimantation supérieurs à  $90^\circ$ . Comme dans l'hélium 3 massif,  $l_z = 1$ , l'utilisation d'un aérogel anisotrope adapté nous permet d'orienter le moment orbital perpendiculairement au champ magnétique et d'étudier la condensation de Bose-Einstein de magnons dans de nouvelles conditions.

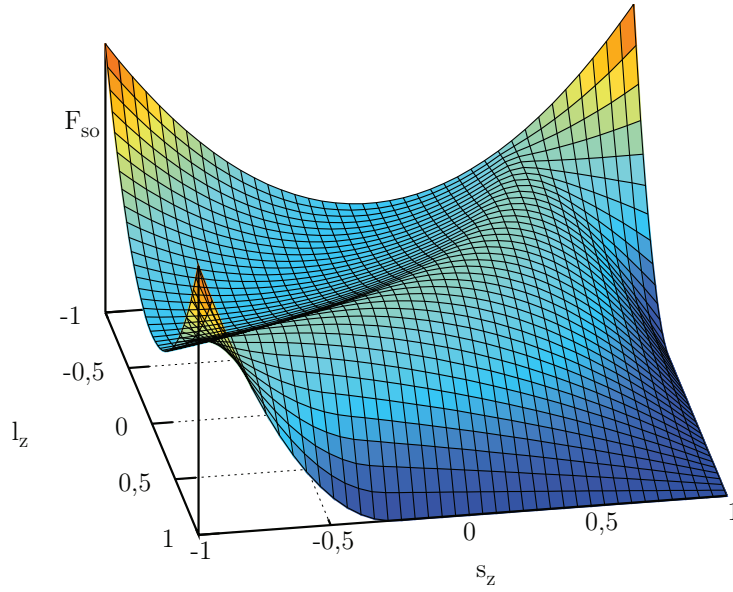


FIGURE 5.2 : Allure de l'énergie d'interaction spin-orbite dans l'hélium 3 B en fonction de  $s_z$  et  $l_z$ . On remarque qu'il existe deux puits de potentiel. Celui au premier plan correspond au phénomène de HPD dans l'hélium 3 massif. Celui qui s'étend entre  $l_z = 0$  et  $l_z = -1$  correspond au HPD 2.

Pour  $l_z = 0$ , on peut écrire l'équation 5.1 en termes de la densité de magnons  $|\Psi|^2$ . On obtient les expressions suivantes :

$$F_{\text{so}}^{\text{B}}(\Psi) = \begin{cases} -\frac{\chi}{4\gamma^2}\Omega_{\text{B}}^2 \left( \frac{|\Psi|^2\hbar}{S} - \frac{4}{5} \right)^2, & |\Psi^2| < S/\hbar \\ \frac{\chi}{20\gamma^2}\Omega_{\text{B}}^2 \left( \frac{|\Psi|^2\hbar}{S} - 2 \right)^2, & |\Psi^2| > S/\hbar \end{cases} \quad (5.2)$$

qui confirment la forme de l'énergie d'interaction spin orbite.

### 5.3 Mesures de relaxation

Nous avons effectué des mesures de relaxation par RMN pulsée dans la phase B à des températures variant entre 600  $\mu\text{K}$  et 900  $\mu\text{K}$  à la pression de 29,3 bar avec un gradient de champ magnétique nul sur la cellule expérimentale.

### 5.3.1 Domaine d'existence de la précession cohérente

Le décalage RMN en fonction de l'angle de précession de l'aimantation  $\beta$  dérive directement de l'énergie spin-orbite selon la relation :

$$\Delta\omega = -\frac{\partial F_{so}^B}{\partial s_z}. \quad (5.3)$$

En utilisant l'équation 5.2, on trouve deux branches pour le décalage RMN :

$$\Delta\omega = \begin{cases} \frac{\Omega_B^2}{2\omega_L} \left( \cos\beta - \frac{1}{5} \right), \beta < 90^\circ \\ -\frac{\Omega_B^2}{10\omega_L} (\cos\beta + 1), \beta > 90^\circ \end{cases}. \quad (5.4)$$

La RMN pulsée est l'outil idéal pour vérifier cette relation puisqu'elle permet de dévier l'aimantation d'un angle donné. Sur la figure 5.3, on a tracé la fréquence de précession de l'aimantation en fonction de l'angle de basculement. La fréquence de précession est mesurée immédiatement après l'impulsion initiale et on suppose que l'orientation de l'aimantation ne change pas sur des échelles aussi courtes.

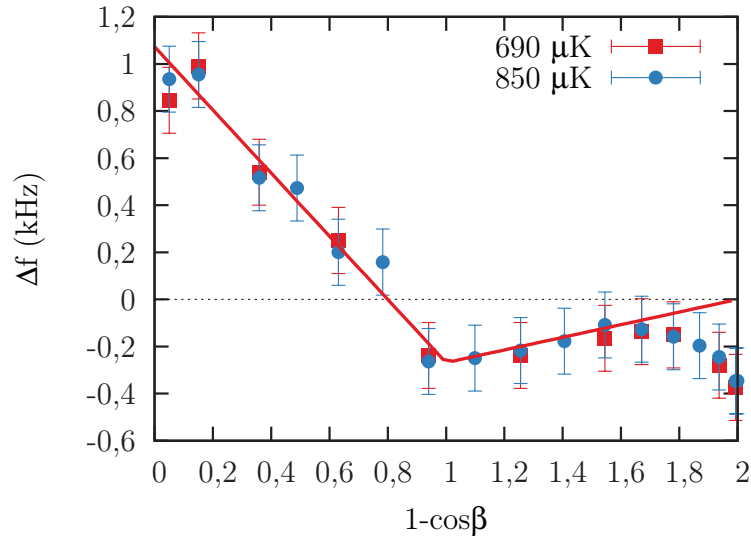


FIGURE 5.3 : Fréquence de précession en RMN pulsée en fonction de  $(1 - \cos\beta) = 1 - s_z$  et ajustement théorique. Les mesures expérimentales correspondent à la théorie pour des angles inférieurs à  $140^\circ$ .

Sur la figure 5.3, on remarque que la relation de dispersion prédite (équation 5.4) est vérifiée sur une large gamme d'angles (de  $\beta = 0^\circ$  à  $\beta \simeq 140^\circ$ ). Pour des angles supérieurs à  $140^\circ$ , la relation théorique n'est plus vérifiée. En particulier, la dérivée de  $\Delta\omega$  en fonction de  $\cos\beta$  devient positive. Ce dernier résultat est similaire à ce qui

avait été mesuré dans [52]. On n'observe pas de dépendance en température dans la limite des incertitudes expérimentales.

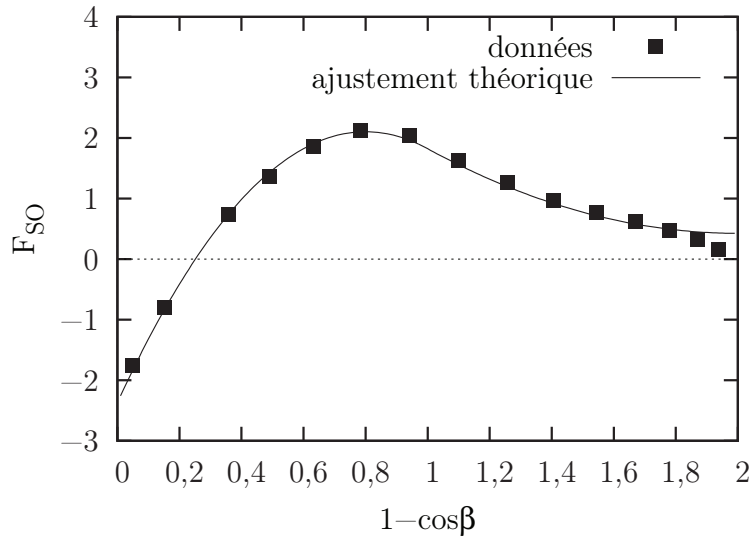


FIGURE 5.4 : Énergie d'interaction spin-orbite en fonction de  $(1 - \cos\beta) = 1 - s_z$  et ajustement théorique à 850  $\mu$ K. Il s'agit de la courbe de la figure 5.3 intégrée. On note une différence de concavité aux grands angles de basculement entre la courbe mesurée et la courbe théorique.

Il est facile d'intégrer les données pour obtenir l'énergie spin-orbite  $F_{so}$  en fonction de  $\beta$  comme tracée figure 5.4. On visualise alors que le changement de pente dans le décalage RMN se traduit par un changement de concavité dans l'énergie d'interaction spin-orbite : elle devient alors attractive. Le condensat de Bose-Einstein de magnons n'est plus stable et on ne devrait plus alors observer de précession cohérente de l'aimantation. Effectivement, la durée des signaux de précession cohérente aux grands angles est relativement courte.

### 5.3.2 Comparaison des signaux de précession en fonction de l'angle de basculement

La stabilité ou l'instabilité du condensat de Bose-Einstein se visualisent très bien sur la figure 5.5 où l'on a tracé l'enveloppe des signaux de précession libre pour des angles de basculement initiaux différents. Pour des angles de basculement inférieurs à  $90^\circ$ , le signal s'éteint assez rapidement, en moins de 6 ms. Pour le basculement initial de  $90^\circ$ , qui correspond à l'amplitude initiale la plus importante, le signal de précession dure légèrement plus longtemps. Enfin, pour un angle de basculement de  $135^\circ$ , on observe la précession cohérente de l'aimantation sur des durées plus longues, le signal existant jusqu'à 60 ms environ.



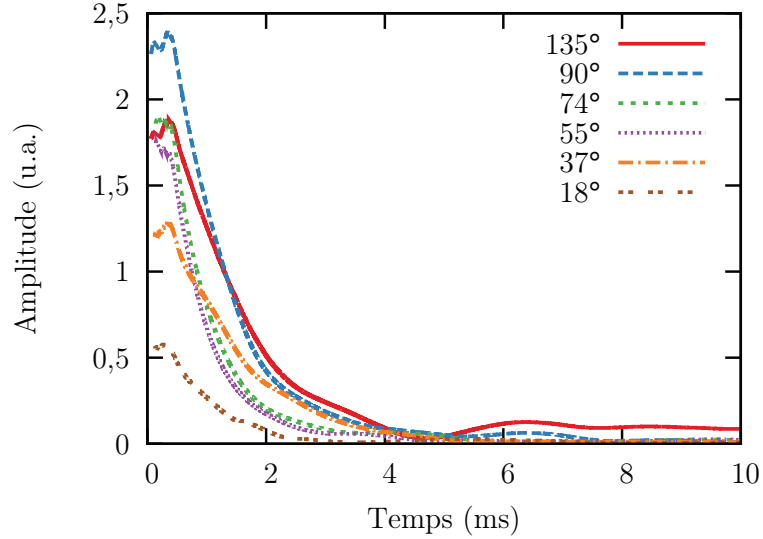


FIGURE 5.5 : Amplitude du signal d'induction pour différentes valeurs de l'angle de basculement initial  $\beta$ . La précession cohérente n'existe nettement que dans un domaine assez restreint autour de  $135^\circ$ . Le signal pour  $\beta = 135^\circ$  est tracé figure 5.7 sur une échelle de temps plus grande et dure jusqu'à 40 ms.

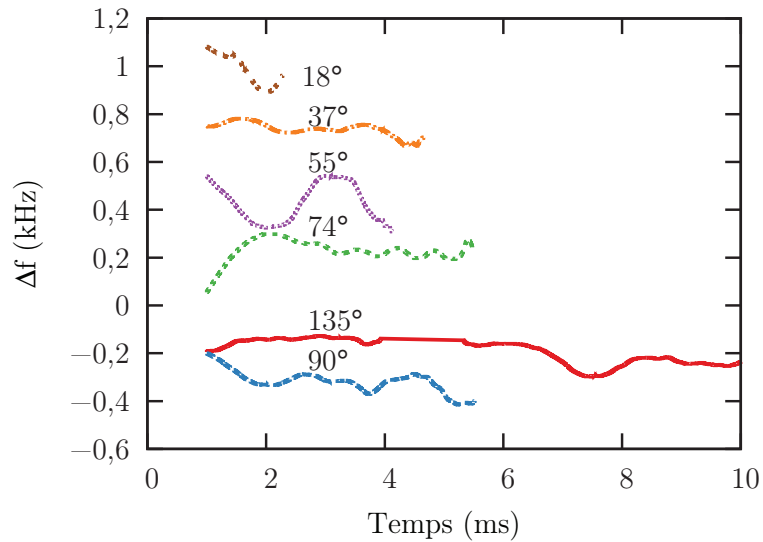


FIGURE 5.6 : Variations de la fréquence de précession pour des signaux de précession libre à différents angles. La fréquence de précession oscille autour de sa valeur initiale mais ne revient pas à sa valeur à  $\beta = 0^\circ$ . Cela signifie que le condensat décroît en volume à angle de précession constant.

En procédant à des ajustements sinusoïdaux sur des tranches de signal, il est possible d'extraire une dépendance de la fréquence en fonction du temps pour la

RMN pulsée. La faible amplitude du signal couplée à ses variations d'amplitude assez rapides rendent difficile la détermination de la fréquence au-delà de 10 ms.

L'allure de la fréquence obtenue pour les signaux est globalement cohérente avec les prévisions théoriques (équation 5.4), mais on note cependant des oscillations de fréquence plus ou moins marquées, en particulier pour le point à  $55^\circ$ . Cela pourrait correspondre à des variations d'orientation du moment orbital au cours de la précession. L'angle pour lequel la fréquence est la plus stable au cours du temps est celui pour lequel la précession cohérente est observée le plus longtemps :  $135^\circ$ .

### 5.3.3 Observation de la précession cohérente.

La figure 5.7 présente l'enveloppe de relaxation pour deux signaux de précession cohérente. Il s'agit de relaxations mesurées après des basculements de l'aimantation de  $135^\circ$  et  $150^\circ$  à la fréquence de 2,9 MHz et à la température d'environ 790  $\mu\text{K}$ . Les inserts représentent le signal brut pour correspondant à l'enveloppe pour un basculement de  $135^\circ$ . Ils montrent qu'en dépit de la relativement faible amplitude du signal, la précession existe bien et domine nettement le niveau de bruit électronique.

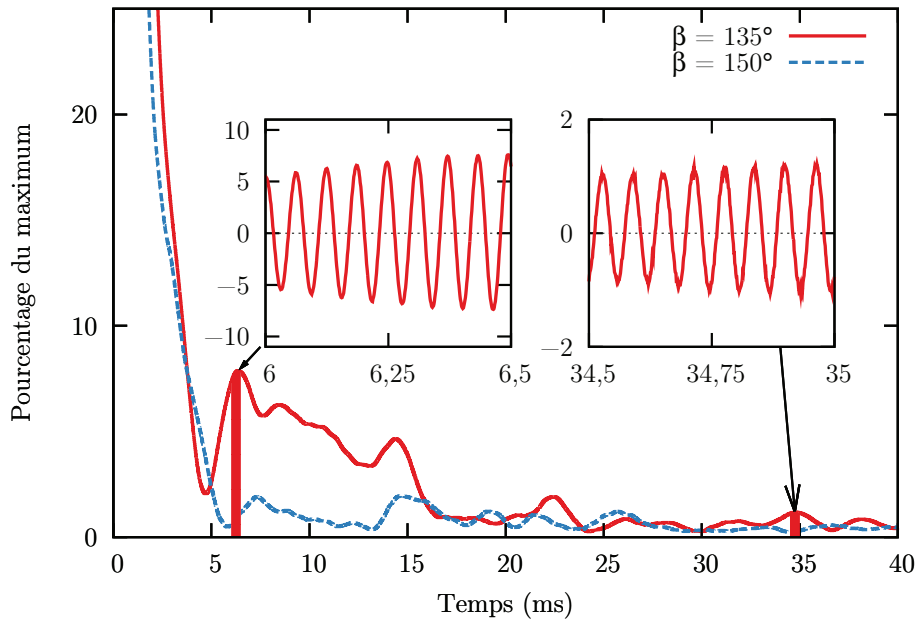


FIGURE 5.7 : Comparaison de l'enveloppe de précession libre de l'aimantation pour deux impulsions différentes :  $135^\circ$  et  $150^\circ$ . Les deux encadrés représentent le signal brut respectivement entre 6 et 6,5 ms et entre 34,5 et 35 ms. Le signal brut montre clairement l'existence d'un signal de précession cohérente, bien que son amplitude soit parfois inférieure au pourcent de l'amplitude maximum. Cela signifie que le volume de la cellule où l'aimantation précesse est également très faible.

On peut distinguer trois phases dans le signal de relaxation. La première milliseconde correspond au temps que l'électronique de mesure met à dissiper l'énergie absorbée lors de l'impulsion et ne correspond pas à la précession de l'aimantation. À partir du maximum, entre 1 et 5 ms, l'aimantation relaxe assez rapidement dans ce qui correspondrait au temps  $T_2$  de déphasage entre les spins dû à l'inhomogénéité de champ magnétique. L'amplitude de précession est alors presque nulle et à ce moment, la phase de précession est différente en différents points de l'échantillon à cause de l'inhomogénéité de champ magnétique dans la cellule expérimentale.

Cependant, après 5 ms, le signal augmente à nouveau. C'est le signe que la cohérence de spin émerge dans l'échantillon. Les gradients de phase de précession dans l'échantillon entraînent l'apparition de supercourants de spin qui redistribuent l'aimantation et favorisent l'émergence de la précession cohérente. Le signal persiste ensuite jusqu'à environ 40 ms après l'impulsion initiale avant de disparaître dans le bruit. Ce signal de précession décroissant lentement est la signature de la précession cohérente de l'aimantation dans la cellule.

La faible amplitude du signal en dépit de sa longue durée de vie signifie que le volume dans lequel la précession cohérente a lieu est relativement faible. L'amplitude maximum observée pour le phénomène de précession cohérente est de l'ordre de 7 % de l'amplitude maximum pour un angle de basculement initial de  $135^\circ$ . Cela signifie que le domaine de précession cohérente occupe au maximum 7 % de la cellule. Pour les autres angles de basculement compris entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ , l'amplitude du phénomène de précession cohérente est toujours plus faible.

## 5.4 Étude de la transition superfluide

Le comportement de l'hélium 3 superfluide dans l'aérogel à des températures proches de la transition superfluide est sujet à spéculations. Des calculs théoriques par Aoyama et Ikeda [5] prédisent l'existence de la phase polaire dans le cas où l'aérogel a une anisotropie axiale identique à celle de notre échantillon. Cette phase correspond à une configuration du paramètre d'ordre du superfluide différente de celle des phases A et B. Selon leurs calculs, la phase polaire est stable dans une région large d'environ 50  $\mu\text{K}$  près de la transition superfluide. La signature attendue est un décalage en fréquence positif, environ quatre fois plus important que celui de la phase A. D'autres observations [48] reportent des températures de transition différentes pour la phase B et la phase A.

Nous avons étudié la transition superfluide en RMN continue et nous obtenons des résultats en désaccord avec les prédictions théoriques.

### 5.4.1 Résultats de RMN continue

Des raies RMN typiques mesurées respectivement lors du refroidissement et du réchauffement de l'échantillon sont représentées sur les figures 5.8a et 5.8b. La pression dans la cellule est de 29,3 bar et la fréquence de RMN est d'environ 2,1 MHz. La

première caractéristique remarquable est l'hystérésis de la transition : les raies de refroidissement diffèrent de celles de réchauffement.

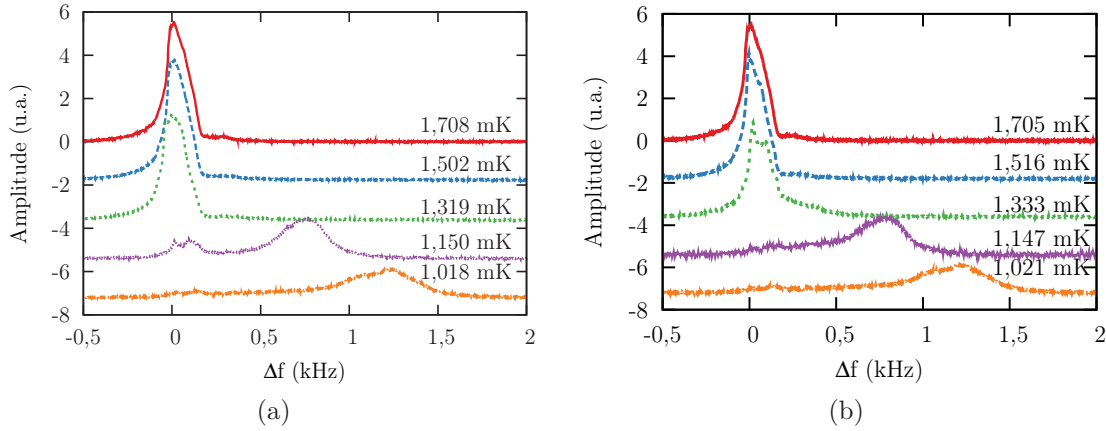


FIGURE 5.8 : Raies de RMN au refroidissement (a) et au réchauffement (b). On note un faible décalage négatif de la raie RMN près de la transition superfluide au refroidissement qui n'existe pas au réchauffement. À plus basse température, on observe des pics correspondant à la phase A (faible décalage RMN positif) et à la phase B (décalage plus important)

Le comportement global de la RMN peut être décrit ainsi. Lors du refroidissement, un décalage négatif apparaît immédiatement à la transition superfluide, avant que deux pics à décalage positif apparaissent (correspondant à la phase A) et enfin, aux plus basses températures, un pic à une valeur de décalage plus élevée, correspondant à la phase B. Lors du réchauffement, la phase B existe un certain temps, et deux pics avec un décalage positif apparaissent dans la région où le décalage était négatif au refroidissement.

Pour se convaincre de l'existence d'un décalage négatif immédiatement après la transition superfluide, on peut observer la figure 5.9 où l'on a mesuré seulement le sommet de la raie de résonance. Cela permet d'effectuer des balayages RMN plus rapides et d'avoir ainsi une meilleure résolution en température. On voit que la transition se produit vers 1,56 mK et qu'un décalage négatif de l'ordre de quelques dizaines de hertz est bien présent.

### 5.4.2 Nature des phases observées

Pour quantifier la situation, on peut pointer la position des différents pics en fonction de la température et reporter le tout sur un diagramme décalage en fonction de la température, donné figure 5.10. On observe sur ce diagramme quatre températures caractéristiques classées par ordre décroissant :  $T_c^+ = 1,53$  mK,  $T_c = 1,4$  mK,  $T_c^- = 1,27$  mK et  $T_{AB} = 1$  mK.

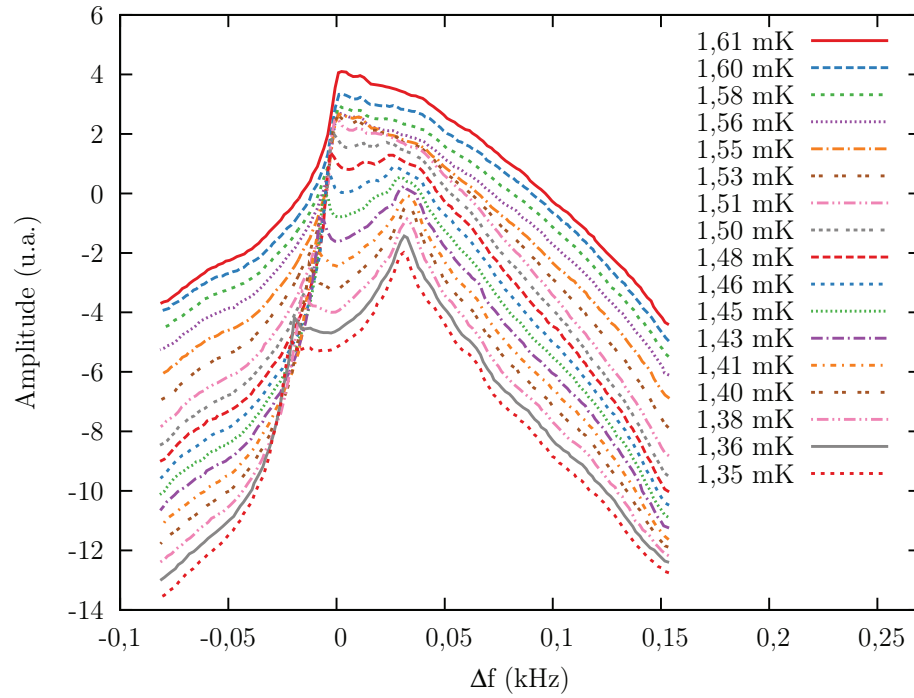


FIGURE 5.9 : Allure du maximum de la raie RMN en fonction de la température au refroidissement. Les raies correspondant aux températures les plus hautes sont décalées vers le haut. On remarque un net décalage négatif des raies RMN à mesure que la température diminue.

Lors du refroidissement, la raie RMN a un décalage négatif entre  $T_c^+$  et  $T_c^-$ , deux pics à décalage positif apparaissent entre  $T_c^-$  et  $T_{AB}$ , et enfin un pic à fort décalage positif correspondant à la phase B apparaît pour les températures inférieures à  $T_{AB}$ . Lors du réchauffement, la phase B existe jusqu'à  $T_c^-$  et deux pics à décalage positif apparaissent entre  $T_c^-$  et  $T_c^+$ .

L'interprétation que nous faisons de ces données est la suivante. Sous  $T_c^-$ , il apparaît au refroidissement une phase de type A, puis une phase de type B. La phase A est métastable (comme dans l'hélium 3 massif) et on ne voit au réchauffement que la phase B. Entre  $T_c^-$  et  $T_c^+$ , la situation n'est pas expliquée théoriquement. En effet la phase polaire devrait se manifester par un décalage RMN positif. On peut remarquer qu'en interpolant linéairement le décalage RMN de la phase B vers zéro pour déterminer une température critique  $T_c$ , on trouve  $T_c \simeq (T_c^+ + T_c^-)/2$ . Cette propriété est similaire à ce qu'on observe pour la phase  $A_1$  dans l'hélium 3 massif. Cette phase apparaît à la transition superfluide en présence de champ magnétique et est composée uniquement de paires de Cooper de spin  $S_z = 1$ . À plus basse température apparaît la phase  $A_2$  qui comporte des paires de Cooper  $S_z = \pm 1$ . Plus le champ magnétique est fort, plus la température de transition vers la phase  $A_1$ ,  $T_{A1}$ , est élevée et plus la température de transition vers la phase  $A_2$ ,  $T_{A2}$ , est basse.

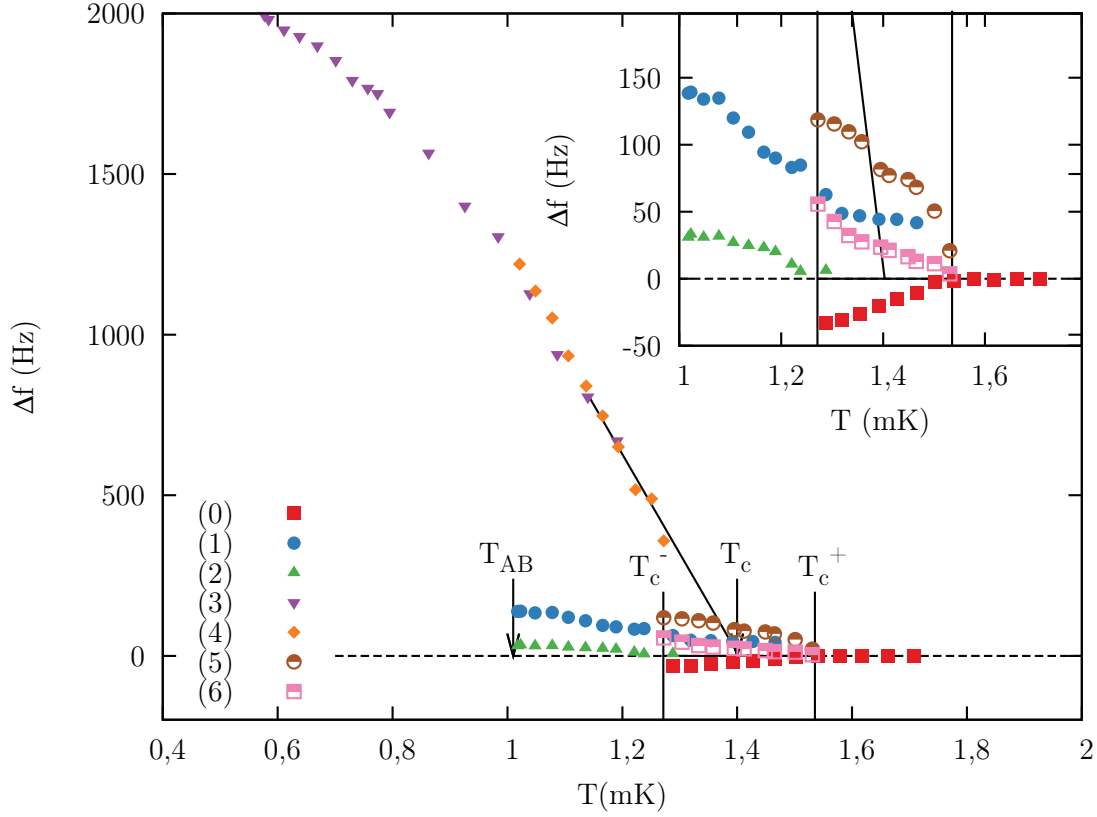


FIGURE 5.10 : Position des différents pics observés en fonction de la température. (0) : phase normale pour  $T > T_c^+$  et décalage négatif au refroidissement pour  $T_c^+ > T > T_c^-$ . (1) et (2) : décalage positif au refroidissement pour  $T_c^- > T > T_{AB}$ . (3) : phase B au refroidissement. (4) : phase B au réchauffement. (5) et (6) : décalage positif au réchauffement. L'interpolation linéaire du décalage RMN de la phase B à zéro donne la valeur de  $T_c$ . On mesure  $T_c^+ = 1,53$  mK,  $T_c = 1,4$  mK,  $T_c^- = 1,27$  mK et  $T_{AB} = 1$  mK.

### 5.4.3 Phase $A_1$ dans l'aérogel ?

Les phases  $A_1$  et  $A_2$  ont été observées dans des aérogels isotropes et leurs propriétés ont été mesurées, en particulier la dépendance des températures de transition en fonction du champ magnétique représentée figure 5.11 [39].

Mis à part le décalage de la transition superfluide vers des températures plus basses, il n'y a pas d'effet remarquable de l'aérogel isotrope sur la dépendance en champ magnétique. Les pentes mesurées pour  $T_{A1}$  et  $T_{A2}$  en fonction du champ magnétique par [39] sont proches de celles mesurées dans l'hélium 3 massif. À 28,4 bar, la pente pour  $T_{A1}$  dans l'aérogel est de  $0,034 \text{ mK} \cdot \text{T}^{-1}$  ( $0,038 \text{ mK} \cdot \text{T}^{-1}$  dans l'hélium 3 massif), celle pour  $T_{A2}$  dans l'aérogel est de  $-0,030 \text{ mK} \cdot \text{T}^{-1}$  ( $-0,026 \text{ mK} \cdot \text{T}^{-1}$  dans l'hélium 3 massif).

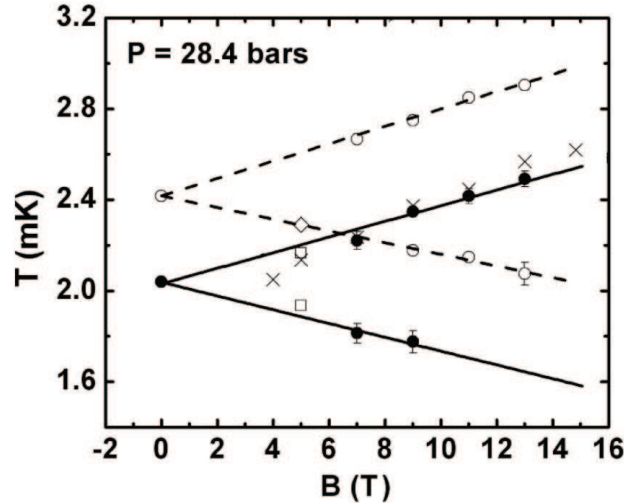


FIGURE 5.11 : Températures de transition  $T_{A1}$  et  $T_{A2}$  dans l'aérogel isotrope, d'après [39]. Les lignes pleines croissante et décroissante représentent respectivement  $T_{A1}$  et  $T_{A2}$  dans l'aérogel. Les lignes pointillées représentent les mêmes transitions dans l'hélium 3 massif.

Dans notre échantillon d'aérogel anisotrope nous avons pu réaliser des mesures à différents champs magnétiques entre 59 et 88 mT (soit à des fréquences comprises entre 1,9 et 2,9 MHz). Le décalage négatif existe dans une gamme de températures d'autant plus grande que le champ magnétique est grand, ainsi qu'on le voit figure 5.12. La tendance de ces deux graphes laisse présager d'un comportement caractéristique d'une phase  $A_1$ . Nous avons ajouté sur ce graphe un point extrait d'une expérience précédente où le décalage négatif avait déjà été observé [53] dans des conditions expérimentales similaires (même méthode de compression de l'aérogel, compression équivalente). Cependant, la température de transition superfluide était dans ce cas plus élevée, nous avons donc normalisé les températures mesurées par le rapport des températures critiques dans les deux expériences. Ces points expérimentaux sont également en accord avec le comportement linéaire en champ magnétique des températures de transition.

La relative importance des barres d'erreurs est due à la méthode expérimentale utilisée. Ces points sont mesurés lors du refroidissement et du réchauffement de la cellule par l'étage nucléaire. Le temps d'acquisition d'une raie RMN est au moins de l'ordre de la minute, ce qui limite le nombre de points qu'on peut mesurer au passage de la transition superfluide. Les échelles de temps de l'ordre de l'heure à ces températures rendent le contrôle de la vitesse à laquelle on traverse la transition de phase assez difficile.

L'allure de la séparation de la transition de phase est donc bien similaire à ce qu'on observe dans le cas de la phase  $A_1$ . En revanche les pentes des températures de transition en fonction du champ magnétique sont beaucoup plus importantes : environ

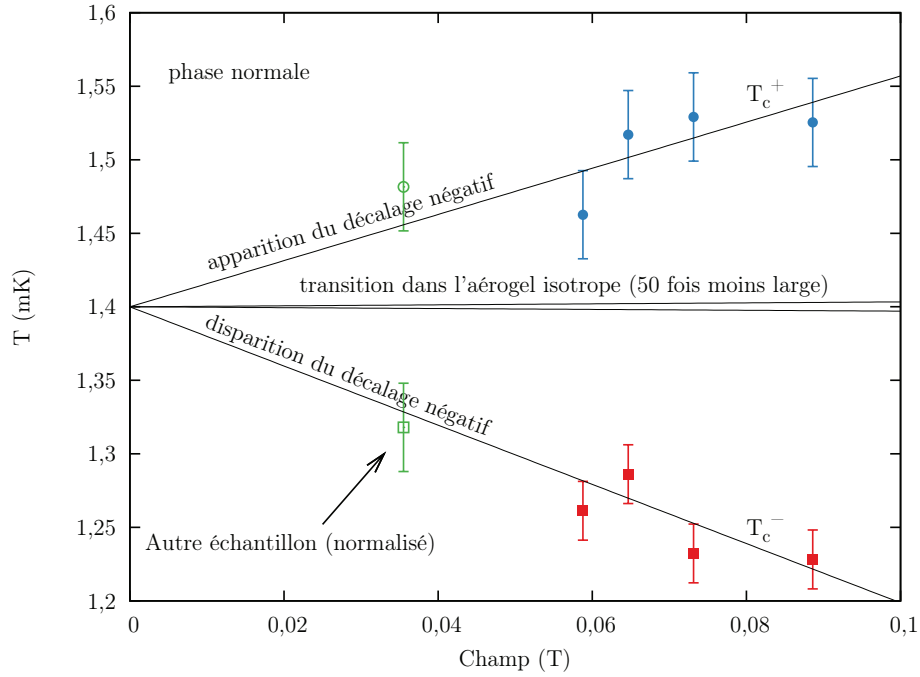


FIGURE 5.12 : Températures de transition  $T_c^+$  (cercles pleins) et  $T_c^-$  en fonction du champ magnétique. Températures de transition à 35 mT dans un échantillon différent normalisées (voir corps du texte). On a également représenté les lignes de transition dans l'aérogel isotrope qui se confondent à cette échelle avec les lignes de transition dans l'hélium 3 massif.

50 fois plus grandes. On mesure ainsi  $1,66 \text{ mK} \cdot \text{T}^{-1}$  pour  $T_c^+$  et  $-2,1 \text{ mK} \cdot \text{T}^{-1}$  pour  $T_c^-$ .

La très grande valeur des pentes des températures de transition en fonction de la température suggère un effet amplificateur de l'anisotropie de l'aérogel sur la largeur de transition.

## 5.5 RMN non linéaire dans la nouvelle phase

Afin de mieux caractériser la phase intermédiaire observée près de  $T_c$ , nous avons réalisé des mesures de RMN continue non linéaire. Pour obtenir des décalages RMN plus marqués, nous avons choisi de travailler à des fréquences plus basses : 700 kHz au lieu de 2 à 3 MHz. Pour cela, nous avons fabriqué une nouvelle bobine, d'inductance plus élevée.

Le changement de bobine a impliqué un cyclage de l'échantillon à température ambiante, et ses propriétés en ont été modifiées. En particulier, la température de transition superfluide  $T_c$  qu'on prend comme  $(T_c^+ + T_c^-)/2$  est passée de 1,4 mK à environ 2,2 mK. Nous ne pouvons exclure complètement un problème de mesure de température. Il serait possible que la largeur de résonance intrinsèque du fil vibrant ait



augmenté significativement au cours du cyclage. Cela entraînerait une augmentation des largeurs de résonance mesurées et par conséquent indiquerait des températures trop élevées dans la phase superfluide. Nous n'avons pu calibrer précisément le fil vibrant lors de cette expérience faute de temps et ne pouvons malheureusement pas conclure. Néanmoins, les propriétés qualitatives des raies RMN mesurées sont intéressantes.

### 5.5.1 Spectres RMN à basse fréquence

Le premier apport de la fréquence de travail plus basse est de rendre les décalages RMN beaucoup plus clairs. En effet, le décalage RMN varie comme  $1/\omega_L$ , avec  $\omega_L$  la fréquence de Larmor de l'échantillon. De plus, l'élargissement des raies dû à l'inhomogénéité de champ magnétique est proportionnel à l'intensité du champ magnétique et est donc beaucoup plus faible. On mesure ainsi des décalages 4,3 fois plus grands de raies 4,3 fois moins larges à 700 kHz qu'à 3 MHz.

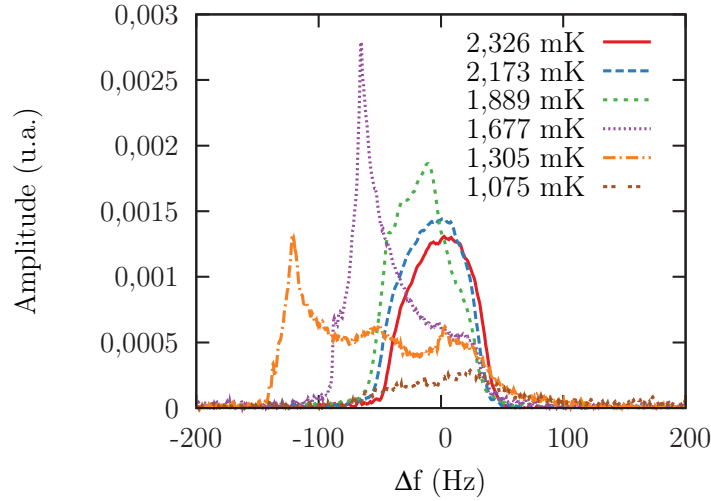
Des raies de RMN enregistrées lors du refroidissement et de réchauffement dans la région de température près de  $T_c$  sont représentées figure 5.13.

Les décalages observés sont bien plus clairs que sur les données à plus haute fréquence de la figure 5.8. Sur les raies RMN de refroidissement, on observe d'abord un décalage RMN négatif de la raie. À plus basse température, un pic apparaît à un décalage positif correspondant à la phase B, mais la valeur de son décalage fait qu'il est hors de la figure 5.13. La forme du pic près de  $T_c$  indique cependant une dynamique relativement complexe dans la cellule. Même si la plupart du pic subit un décalage, une proportion non négligeable de la raie reste centrée sur la fréquence de Larmor. Cela pourrait être dû à une texture non homogène du paramètre d'ordre dans l'échantillon. Lors du réchauffement, la raie RMN présente un décalage positif de faible amplitude dans la gamme de température correspondant au décalage négatif.

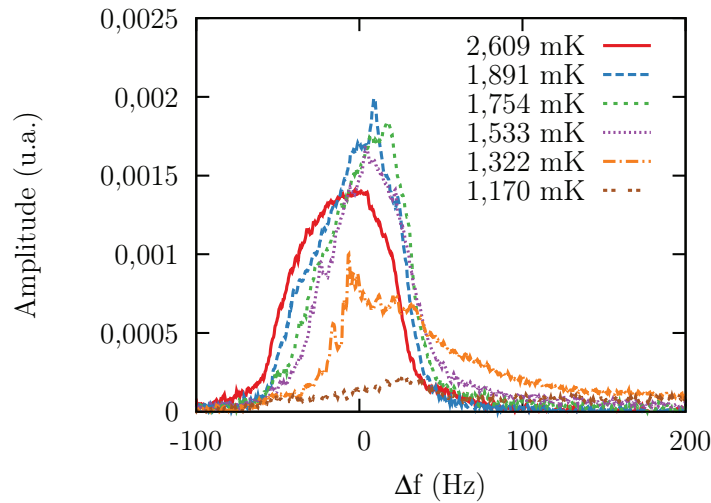
Le décalage négatif atteint par le pic à décalage négatif lors du refroidissement est d'environ  $-120$  Hz, à la fréquence de 700 kHz. Sur la figure 5.10, ce même décalage maximum vaut  $-33$  Hz. Le décalage mesuré à basse fréquence est donc environ 20 % plus important que celui prédit par le simple rapport des fréquences de résonance.

### 5.5.2 RMN continue non linéaire

Les mesures de RMN non linéaire donnent des propriétés intéressantes de la nouvelle phase. Elles permettent par exemple de vérifier si la condensation de Bose-Einstein de magnons existe ou non et donc de sonder la forme de l'énergie spin-orbite en fonction de l'angle de basculement. Dans les expériences détaillées ci-dessous, on a mesuré la non linéarité de la raie RMN en fonction du niveau d'excitation mais également en fonction du sens de balayage (fréquence croissante ou décroissante). Les mesures présentées ci-dessous ont été effectuées à environ 1,7 mK avec un gradient de champ magnétique nul sur la cellule.



(a)



(b)

FIGURE 5.13 : Raies de RMN (composante en phase) au refroidissement (a) et au réchauffement (b). L'amplitude des décalages RMN est plus importante que lors des expériences précédentes grâce à la fréquence de Larmor plus basse. Le comportement global reste identique, avec un décalage négatif au refroidissement et un décalage positif au réchauffement.

Sur la figure 5.14, on a représenté la composante perpendiculaire de l'aimantation en RMN continue  $M_{\perp}$  pour deux niveaux d'excitation différents.  $M_{\perp}$  est obtenue en additionnant les composantes en phase et en quadrature selon  $M_{\perp} \propto \sqrt{V_{\text{abs}}^2 + V_{\text{disp}}^2}$ .

Sur la figure 5.14a, à faible champ d'excitation radiofréquence (0,006  $\mu\text{T}$ ), la forme de la raie de résonance ne dépend pas du sens de balayage de la fréquence. On est dans le régime linéaire. En revanche, à fort champ d'excitation (0,14  $\mu\text{T}$ ), figure 5.14b, on

note une forte dépendance de la forme de raie RMN en fonction du sens de balayage. Cela signifie qu'on peut former un état de précession cohérente en balayant la fréquence de résonance de manière croissante, ce qui permet de dévier l'aimantation.

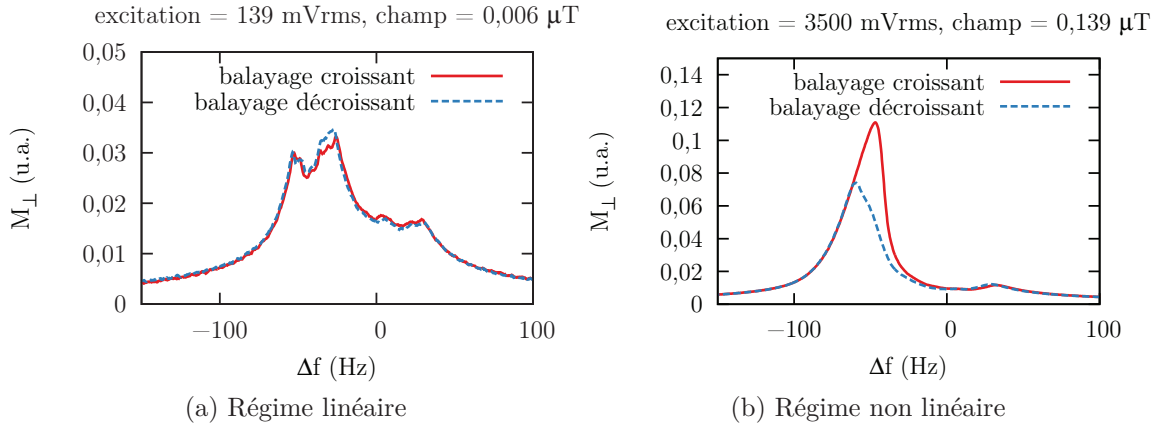


FIGURE 5.14 : Comparaison des raies RMN dans le cas linéaire (5.14a) et non linéaire (5.14b). Dans le premier cas, le sens de balayage de la fréquence n'a pas d'influence, alors que dans le deuxième, le sens de balayage croissant donne lieu à une raie de plus grande amplitude. La température est d'environ 1,8 mK pour les raies linéaires et 1,7 mK pour les raies non-linéaires. (Ces raies ont été mesurées lors d'un refroidissement de la cellule expérimentale.)

Sur les deux graphes de la figure 5.15, on compare la non linéarité dans les deux sens de balayage en fréquence pour différents niveaux d'excitation. Dans les cas où on balaye la fréquence de manière croissante (figure 5.15a), on retrouve la signature typique de la formation d'un état de précession cohérente (voir par exemple figure 4.8). Les courbes de résonance suivent la même trajectoire quel que soit le niveau d'excitation. On passe par la fréquence de résonance aux petits angles, et lorsqu'on continue à augmenter la fréquence d'excitation on dévie l'aimantation jusqu'à l'angle de basculement correspondant à la nouvelle fréquence de forçage. Pour maintenir l'aimantation à un grand angle de basculement, il faut pomper des magnons dans le système. Si le niveau d'excitation ne suffit pas à compenser les différentes pertes, l'aimantation retourne à zéro. Ainsi, plus le champ radiofréquence est important, plus on peut dévier l'aimantation à de grands angles et plus la courbe de résonance croît avec la fréquence avant de tomber à zéro.

Lorsqu'on balaye la fréquence dans l'autre sens (figure 5.15b), la non linéarité ne se manifeste pas de manière aussi importante. En effet, lorsqu'on excite à des fréquences correspondant aux grands angles de basculement, l'aimantation est toujours parallèle au champ magnétique. Il faut être à des fréquences plus proches de la fréquence de résonance aux petits angles pour pouvoir exciter l'état de précession cohérente.

Ces mesures dans la nouvelle phase observée près de la transition superfluide tendent à montrer que la condensation de Bose-Einstein de magnons y est possible

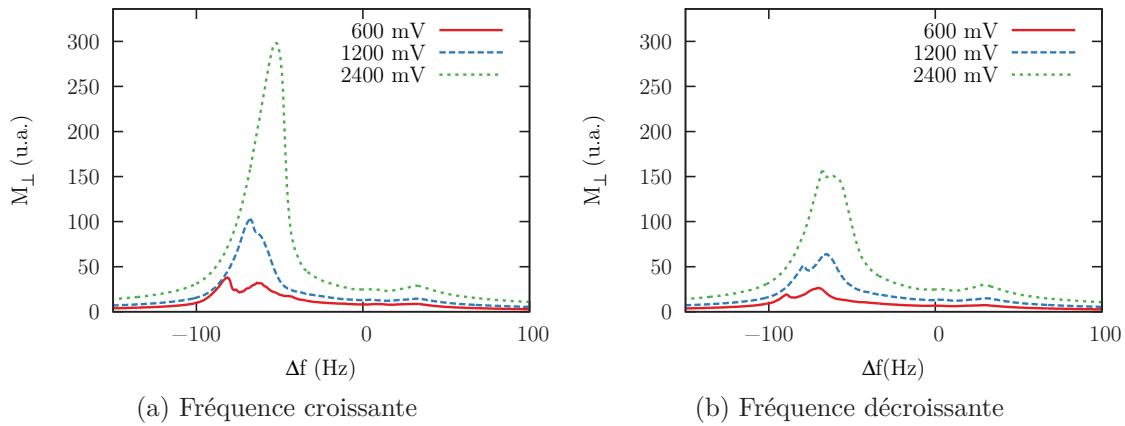


FIGURE 5.15 : Non linéarité en fonction du niveau d'excitation à 1,75 mK. On voit sur ce graphe que la non linéarité est beaucoup plus marquée lorsqu'on balaye en diminuant la fréquence plutôt qu'en l'augmentant.

de manière analogue à ce qui se produit dans la phase A avec  $l_z = 1$ . En l'absence d'autres résultats, on pourrait même s'interroger sur l'orientation du moment orbital par l'aérogel anisotrope, mais il ne faut pas oublier que toutes les autres mesures effectuées sur cet échantillon sont compatibles avec l'orientation  $l_z = 0$  : les fréquences de résonance en fonction de l'angle de basculement de l'aimantation dans la phase B sont conformes à la théorie (section 5.3.1), la précession cohérente dans la phase B existe là où elle est prévue (section 5.3.3) et on observe une phase de type A à des températures inférieures à celles où on observe la nouvelle phase (section 5.4.2).

## 5.6 Conclusion

L'utilisation d'un échantillon d'aérogel comprimé de manière à orienter le moment orbital du superfluide dans un plan orthogonal au champ magnétique nous a permis d'observer la condensation de Bose-Einstein de magnons dans la phase B de l'hélium 3 superfluide. Nous avons pu vérifier que le décalage en fréquence en fonction de l'angle de basculement de l'aimantation avait la forme prédite, excepté aux grands angles de basculement où la précession cohérente semble être instable.

Nous observons une nouvelle phase caractérisée par un décalage négatif de la fréquence de RMN immédiatement après la transition superfluide. Cette phase ne correspond pas aux prédictions théoriques annonçant l'existence de la phase polaire dans ces conditions. Une étude en RMN non linéaire montre que cette phase possède des propriétés caractéristiques de l'existence de précession cohérente de l'aimantation.



# Conclusion de la deuxième partie

Nos différentes expériences sur l'hélium 3 superfluide dans l'aérogel nous ont permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes.

Les différentes mesures de RMN continue effectuées ont montré l'influence de l'anisotropie de l'aérogel sur l'orientation du paramètre d'ordre de l'hélium 3 superfluide. Lorsqu'un échantillon d'aérogel possède un axe d'anisotropie, le moment orbital du paramètre d'ordre tend à s'aligner selon cet axe. Cette interaction domine le système et permet d'orienter le moment orbital indépendamment du champ magnétique. Les mesures de RMN continue et pulsée ont montré un bon accord avec les prédictions théoriques. On observe ainsi des phases de type A et B influencées par l'orientation du paramètre d'ordre, ces mesures confirment l'orientation du moment orbital et permettent de connaître avec certitude les conditions dans lesquelles on étudie les phénomènes de précession cohérente.

L'obtention de ces nouvelles phases de l'hélium 3 superfluide a permis d'étudier les phénomènes de précession cohérente de l'aimantation dans des configurations différentes de celles de l'hélium 3 massif. Cela a permis d'observer la précession cohérente de magnons dans la phase A de l'hélium superfluide avec un moment orbital parallèle au champ magnétique, confirmant la stabilité prédite théoriquement. Il a également été possible d'observer la précession libre de l'aimantation dans la phase B dans le cas où le moment orbital est dans un plan orthogonal au champ magnétique. Ces deux phénomènes sont des exemples de condensation de Bose-Einstein de magnons.

Ces mesures ont cependant mis en évidence des points incompris. Le comportement de la précession de l'aimantation aux grands angles dans la phase B de l'hélium 3 que nous avons mesuré diverge des prédictions théoriques. Si des artefacts expérimentaux ne peuvent pas être exclus définitivement, le fait que ces mesures concordent avec celles réalisées sur un échantillon d'aérogel différent laisse penser qu'un phénomène physique sous-tend cette déviation.

Le comportement du superfluide près de la transition est également incompris. Un modèle théorique prédit l'observation de la phase polaire, mais différents résultats ont obtenus précédemment dans notre groupe et ailleurs dans le monde ne confirment pas cette théorie. Nos observations révèlent l'existence d'une nouvelle phase dans un domaine de température réparti de part et d'autre de la température de transition superfluide. En première approximation, le domaine d'existence de cette phase dépend du champ magnétique de manière analogue à la phase  $A_1$  de l'hélium 3 massif. Des mesures complémentaires dans un domaine de champ magnétique plus important permettraient de confirmer l'existence de ce phénomène.

Enfin, la nouvelle phase observée présente des propriétés caractéristiques de la condensation de Bose-Einstein de magnons. Ces mesures appellent donc des mesures

### *Conclusion de la deuxième partie*

de relaxation qui permettraient d'observer cet état en l'absence de forçage et que nous n'avons pu réaliser faute de temps.

Troisième partie

Hélium 3 massif





# Chapitre 6

## Introduction

Cette partie porte sur des expériences réalisées lors d'une visite au laboratoire de basses températures de l'université Aalto à Helsinki en Finlande. Cette visite se plaçait dans le cadre d'une collaboration sur un plus long terme entre l'équipe de Grenoble et celle d'Helsinki et des visites antérieures de Yury Bunkov à Helsinki avaient établi les bases du travail effectué. Cette visite d'un mois dans le cadre du projet Microkelvin financé par l'union européenne m'a permis de travailler sur cette collaboration dans l'équipe ROTA composée des chercheurs Matti Krusius et Vladimir Eltsov ainsi que des étudiants Rob de Graaf, Jaakko Hosio et Petri Heikkinen.

J'ai pu réaliser des mesures de RMN de l'hélium 3 superfluide visant à étudier les propriétés de la condensation de Bose-Einstein de magnons aux plus basses températures.

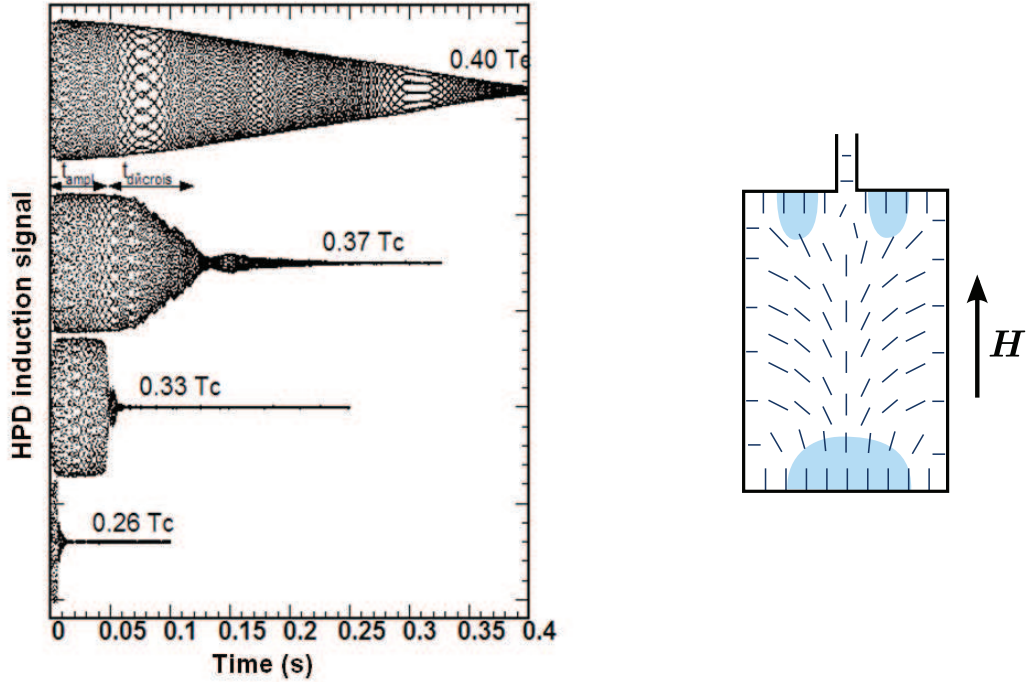
### 6.1 Condensation de Bose-Einstein de magnons dans l'hélium 3 massif

#### 6.1.1 Instabilité du HPD et signaux persistants

Comme expliqué chapitre 2.2, on peut interpréter le phénomène de précession cohérente de l'aimantation dans l'hélium 3 superfluide comme la condensation de Bose-Einstein de magnons. Dans la phase B, le domaine de précession homogène (HPD) devient instable à basse température. En dessous de  $0,4 T_c$ , il subit une instabilité paramétrique et sa durée de vie décroît rapidement [20, 24]. Des données expérimentales tracées figure 6.1a montrent que lorsque la température passe de  $0,4 T_c$  à  $0,26 T_c$ , la durée de vie du HPD évolue de 400 ms à moins de 10 ms.

En réalité, la précession cohérente existe aux plus basses températures, mais il ne s'agit plus du phénomène de HPD. Un phénomène appelé « signal persistant » observé pour la première fois à Lancaster se manifeste [21, 22]. Il s'agit d'un signal de précession cohérente pouvant durer jusqu'à plusieurs minutes aux plus basses températures ( $0,1 T_c$ ), mais son amplitude est très faible : environ 1 % de l'amplitude du HPD.

On peut montrer que pour qu'un condensat de Bose de magnons soit stable dans cette phase, il faut que les magnons soient piégés dans un puits de potentiel. Or, dans les conditions expérimentales de la figure 6.1a, il n'y a pas de puits de potentiel imposé



(a) Relaxation catastrophique du HPD

(b) Piégeage des magnons près des parois de la cellule par la texture

FIGURE 6.1 : (a) La relaxation catastrophique du HPD dans l'hélium 3 superfluide. En dessous de  $0,4 T_c$ , la durée du signal de HPD décroît extrêmement rapidement mais un signal persistant peut exister pendant quelques minutes. (b) En bleu clair, les puits de potentiel créés par la texture *flare-out* dans une cellule expérimentale cylindrique. Les traits représentent l'orientation du moment orbital.

de manière artificielle. En revanche, on peut montrer que la texture du moment orbital permet de former un piège pour les magnons près des parois orthogonales au champ magnétique [86] comme montré figure 6.1b. Dans la phase B, dans une cellule cylindrique d'axe parallèle au champ magnétique, la texture du moment orbital est la texture dite *flare-out*. Le moment orbital est orthogonal aux parois sur les bords de la cellule et parallèle à l'axe de la cellule (au champ magnétique) loin des parois. L'énergie de potentielle créée par la texture est donné par :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{4\Omega_L^2}{5\omega_L} \sin^2\left(\frac{\beta_L(\mathbf{r})}{2}\right), \quad (6.1)$$

avec  $\beta_L(\mathbf{r})$  l'angle entre le moment orbital et l'axe de la cellule. On voit sur la figure 6.1b que la texture du moment orbital à elle seule suffit à créer des puits de potentiel

radiaux (des minima de  $\beta_L$ ) dans lesquels le phénomène de signal persistant peut apparaître.

L'apparition de la précession cohérente est reliée à la non linéarité des modes d'ondes de spin dans le piège formé par la texture [37, 38]. Ainsi, en excitant ces modes en RMN pulsée on obtient le signal de précession cohérente [36]. Une propriété intéressante de ces modes d'ondes de spin est qu'il est également possible de les exciter avec un champ radiofréquence hors résonance [17]. Cela revient à pomper des magnons dans la cellule qui tombent ensuite dans un état excité.

On peut également montrer que l'état cohérent qu'on obtient dans ces conditions peut être décrit comme un  $Q$ -ball [27]. Cet objet est décrit comme un soliton non topologique en théorie de physique des particules [41]. Dans certaines théories supersymétriques, ces  $Q$ -balls sont des particules dont la présence pourrait expliquer la masse manquante de l'Univers. Dans l'hélium 3 superfluide, le  $Q$ -ball est composé par les magnons précessant de manière cohérente dans le piège. Sa charge est donnée par la composante de spin  $S_z$ , c'est-à-dire le nombre de magnons dans le condensat. Ce qui caractérise le  $Q$ -ball est que la présence de magnons dans le piège formé par la texture réoriente la texture elle-même. Cela tend à orienter le moment orbital parallèlement au champ magnétique et rend le piège plus large et abaisse ainsi l'énergie des niveaux dans le piège. À énergie constante, cela permet de placer plus de magnons dans le piège.

### 6.1.2 Principe de l'expérience

L'idée des expériences menées à Helsinki est d'étudier le condensat de Bose-Einstein de magnons dans des situations mieux contrôlées. Plutôt que d'utiliser le piège naturel formé par la texture près des parois de la cellule, on a créé un piège contrôlable au centre de la cellule.

Le piège utilisé dans l'expérience est décrit figure 6.2a. Le confinement des magnons le long de l'axe de la cellule (l'axe vertical  $z$ ) est assuré par une simple bobine qui crée un minimum dans le champ magnétique de RMN. Le confinement radial est assuré par la texture du moment orbital du superfluide.

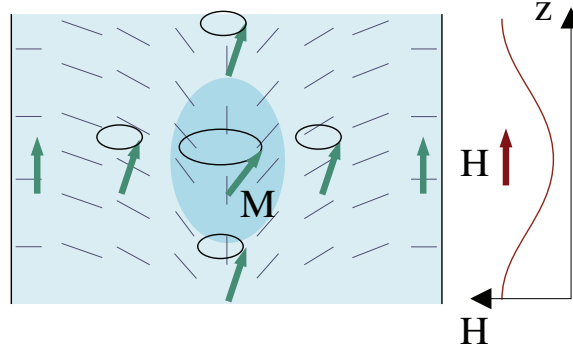
Le potentiel de confinement total peut s'écrire :

$$U(\mathbf{r}) = \omega_L(z) + \frac{2\Omega_L^2}{5\omega_L}(1 - l(\mathbf{r})), \quad (6.2)$$

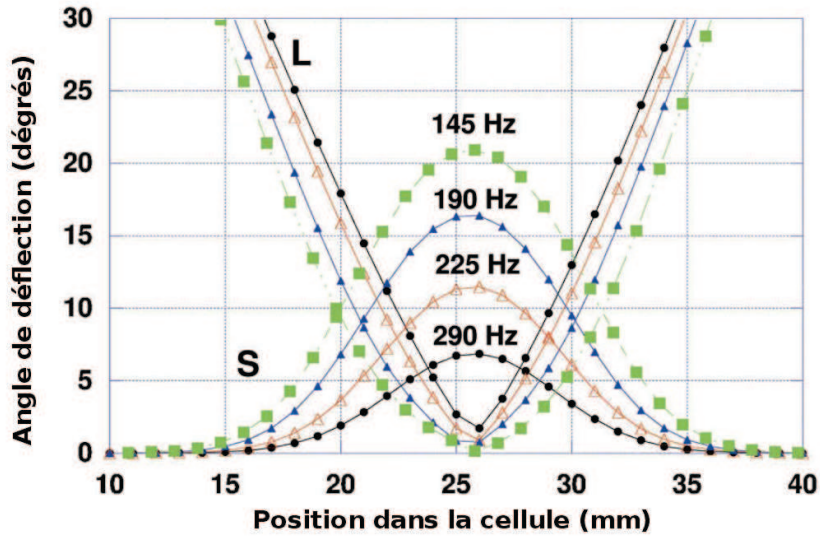
avec  $l = \hat{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{H}$ . On peut effectuer un développement limité de la forme du piège au centre de la cellule pour montrer que :

$$U(\mathbf{r}) = U(0) + \frac{m_M}{2}(\omega_z^2 z^2 + \omega_r^2 r^2), \quad (6.3)$$

au centre de la cellule, avec  $m_M$  la masse des magnons, et  $\omega_z$  et  $\omega_r$  les pulsations axiales et radiales du piège. On a donc un piège harmonique à trois dimensions.



(a) Puits de potentiel dans la cellule.



(b) Angles de basculement de  $S$  et  $L$  en fonction de la position dans la cellule

FIGURE 6.2 : (a) Schéma du puits de potentiel pour les magnons. Le confinement selon l'axe  $z$  est assuré par un minimum dans le champ magnétique de RMN. Le confinement radial est assuré par la texture du superfluide dont le moment orbital est représenté en traits fins. (b) Angles de basculement du spin et du moment orbital dans la cellule en fonction de la position pour différents niveaux du piège (indiqués par le décalage en fréquence de leur position par rapport à la fréquence de Larmor). Image tirée de [17]

Le spectre des états excités peut donc s'écrire :

$$\omega_{mn} = \omega_L(\mathbf{r} = 0) + \omega_r(m + 1) + \omega_z \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (6.4)$$

On peut facilement moduler la pulsation axiale du piège en modulant le courant dans la bobine qui crée le minimum de champ. On peut aussi influencer sur la pulsation radiale en mettant le cryostat en rotation. En effet, l'écoulement dans la cellule (avec ou sans vortex) modifie la texture.

Les résultats d'une simulation dont le principe est détaillé dans [23] sont présentés figure 6.2b. Cette simulation à une dimension de la précession dans un piège dû à la texture donne l'angle de précession de l'aimantation en fonction de la position dans la cellule. On voit que l'aimantation est fortement basculée au centre de la cellule, mais que la précession se fait également sur les bords du piège, avec des angles plus faibles. L'aimantation précesse à la même fréquence dans toute la cellule, indépendamment des inhomogénéités de champ magnétique. On est donc dans une situation relativement différente du HPD où un domaine dans la cellule précesse au même angle de basculement, séparé du reste de la cellule où l'aimantation est statique par un mur de domaine de très faible épaisseur (environ 0,1 mm) où l'aimantation se retourne rapidement.

## 6.2 Dispositif expérimental

### 6.2.1 Le cryostat

Le cryostat ROTA est un cryostat à désaimantation nucléaire qui peut être mis en rotation. Cela permet de réaliser des expériences jusqu'à environ 440  $\mu\text{K}$  pour des vitesses de rotation entre 0 et 1  $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Lorsque le cryostat est à l'arrêt, un circuit de pompage traditionnel assure la circulation du mélange  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  dans le réfrigérateur à dilution. Avant de mettre le cryostat en rotation, le circuit de pompage est déconnecté et le réfrigérateur fonctionne alors sans injection d'hélium 3 à l'aide d'une pompe à adsorption. La boîte à mélange est dimensionnée pour assurer une autonomie d'environ 30 heures en rotation. Une description détaillée du cryostat dans son état actuel est donnée dans [45].

### 6.2.2 La cellule expérimentale

La cellule expérimentale utilisée est composée d'un cylindre de quartz de 6 mm de diamètre et 110 mm de long. Dans la partie haute de la cellule, on a placé une bobine de RMN en niobium-titane supraconducteur. L'ensemble est plongé dans le champ magnétique statique et une bobine supplémentaire permet de créer un minimum de champ magnétique au niveau de la bobine de RMN. La partie inférieure de la cellule, représentée figure 6.3, comprend une deuxième bobine de RMN que nous n'avons pas utilisée, mais qui sert lors des expériences principales menées sur ce cryostat concernant la turbulence quantique dans l'hélium 3 superfluide. La température dans la cellule est mesurée à l'aide de diapasons de quartz sur un principe similaire à la méthode des fils vibrants.

Le dispositif de mesure des RMN est un dispositif de mesure de RMN continue traditionnel. Les principales différences avec celui utilisé à Grenoble sont que la bobine est en fil supraconducteur et non pas en cuivre, et qu'un préamplificateur à 4 K est placé avant le spectromètre proprement dit. Ceci fournit un facteur de qualité beaucoup plus élevé  $Q \simeq 10\,000$ , plutôt intéressant pour les expériences de RMN continue mais handicapant pour les mesures de longs phénomènes de relaxation comme nous allons les détailler section 7.2.1. Les mesures présentées ci-après ont été réalisées à une pression de 29,3 bar dans la cellule expérimentale et à une fréquence de RMN de 865 kHz.

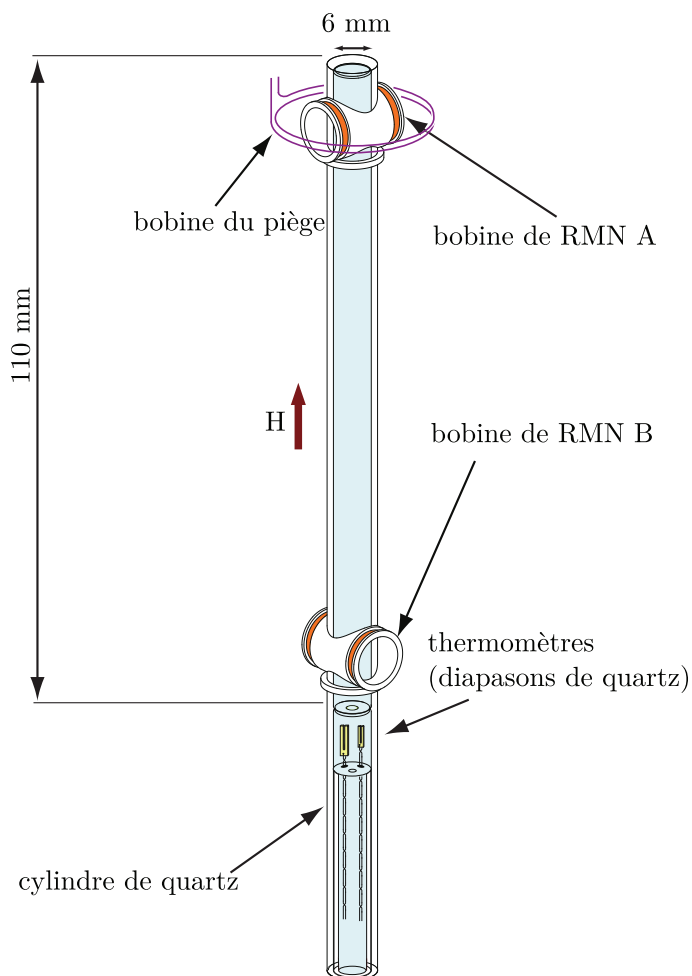


FIGURE 6.3 : La cellule expérimentale. Les expériences présentées sont réalisées dans la partie haute de la cellule, où une bobine supplémentaire permet de créer un minimum de champ magnétique et de confiner les magnons. La température dans la cellule est mesurée à l'aide de diapasons de quartz qui fonctionnent sur un principe similaire aux fils vibrants.

## 6.3 Résultats préliminaires

Les expériences réalisées avant mon arrivée portaient sur l'étude par RMN continue des différents niveaux excités dans le piège.

### 6.3.1 État fondamental

La RMN continue de l'état fondamental permet d'observer la formation du condensat de Bose-Einstein de magnons. Dans ce cas précis, la dépendance du potentiel chimique en fonction du nombre de magnons est telle que  $\frac{d\mu}{dN} < 0$ . Cela signifie que le nombre de magnons dans le piège augmente à mesure qu'on diminue la fréquence d'excitation.

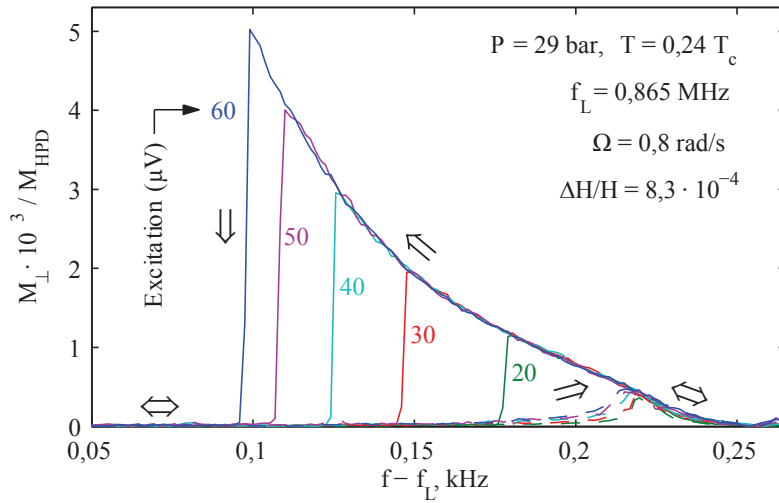


FIGURE 6.4 : Spectres de RMN continue pour différents niveaux d'excitation. La réponse ne dépend que de la fréquence et pas de l'amplitude d'excitation. Cette propriété montre qu'on a un condensat de Bose-Einstein de magnons et que le pompage radiofréquence force la fréquence de précession mais compense uniquement les pertes de magnons dues aux différents phénomènes dissipatifs.

Des spectres de RMN continue montrant la composante de l'aimantation orthogonale au champ magnétique  $M_{\perp}$  en fonction de la fréquence pour différents niveaux d'excitation sont tracés figure 6.4. L'aspect le plus marquant de ces spectres est que l'amplitude de la réponse ne dépend pas de l'amplitude de l'excitation mais seulement de sa fréquence.

L'interprétation qu'on peut faire de ce phénomène est la suivante. Lorsqu'on décroît la fréquence, le condensat de magnons apparaît lorsqu'on croise la fréquence du niveau fondamental. À mesure qu'on diminue la fréquence d'excitation, la population du piège augmente jusqu'à ce que la dissipation devienne trop importante, alors les magnons disparaissent et l'amplitude de  $M_{\perp}$  retombe à zéro. Si on balaye la fréquence dans l'autre sens, on n'observe qu'un signal de faible amplitude lorsqu'on croise la



fréquence du fondamental. Le rôle du pompage radiofréquence est de remplir le piège de magnons et de compenser les pertes à une fréquence donnée, mais c'est la fréquence de précession qui fixe l'amplitude du signal. Il s'agit d'un phénomène analogue à celui détaillé page 60.

### 6.3.2 États excités

Il est possible d'exciter en RMN continue les états excités du piège de même manière que l'état fondamental. À partir de chaque fréquence  $\omega_{mn}$  donnée par l'équation 6.4 on peut diminuer la fréquence d'excitation et peupler l'état excité. Des spectres typiques de RMN sont donnés figure 6.5. On voit qu'il est possible de créer un condensat de Bose-Einstein de magnons dans les différents états excités.

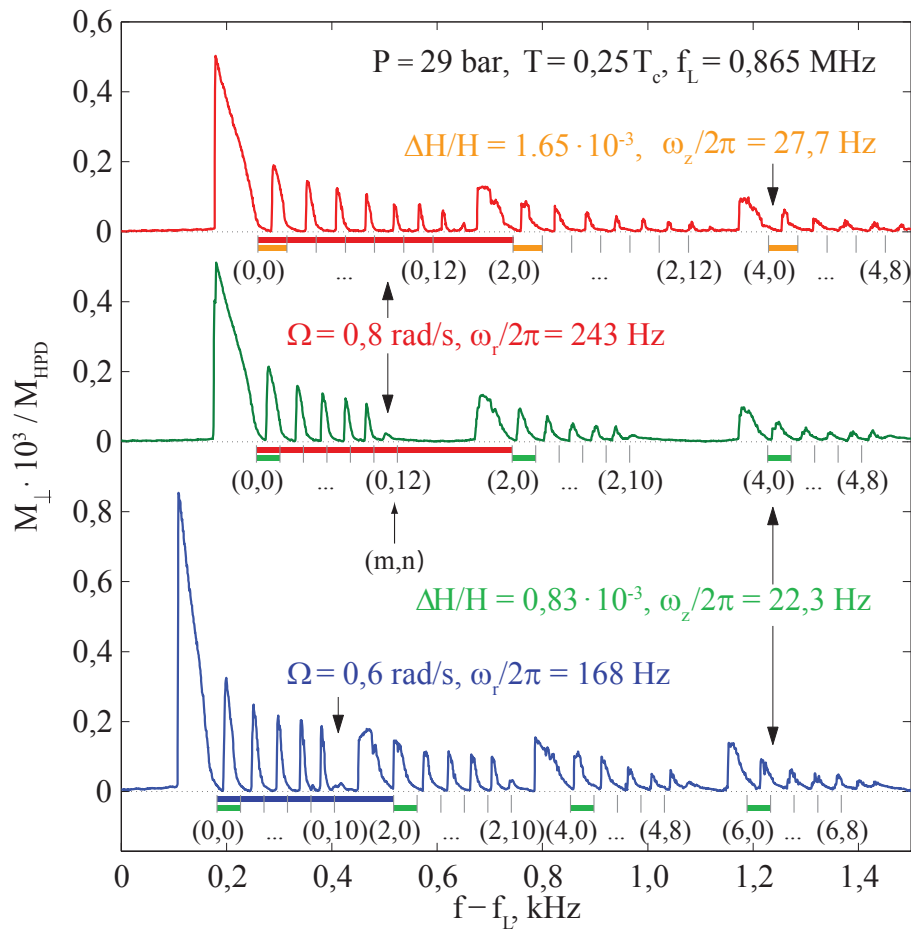


FIGURE 6.5 : Spectres de RMN continue montrant la formation d'un condensat de Bose-Einstein de magnons sur différents états excités. Le condensat de magnons se forme lorsque la fréquence diminue et croise un des niveaux  $(m,n)$ . Les trois spectres montrent l'influence de la variation de profondeur du piège magnétique ou de la vitesse de rotation du cryostat sur les niveaux d'énergie.

On remarque que pour une expérience de RMN avec un champ d'excitation homogène, on n'excite que les modes d'ondes de spin de nombre quantique pair.

La figure 6.5 montre également l'influence de la modulation du piège sur la forme du spectre. On peut moduler indépendamment l'écartement entre les niveaux axiaux et les niveaux radiaux. Si on augmente la profondeur du piège magnétique, alors l'écartement entre les niveaux axiaux augmente, mais l'écartement entre niveaux radiaux reste identique.

Un changement de vitesse de rotation du cryostat permet de moduler les niveaux radiaux sans modifier les niveaux axiaux. Dans ce cas particulier, la vitesse de rotation du cryostat est inférieure à la vitesse critique nécessaire pour former un vortex. La rotation se fait sans vortex et il existe un contre-courant de la composante superfluide dans la cellule. L'influence de champ de vitesse superfluide modifie la texture en raidissant le piège [44]. Cette spectroscopie permet d'en mesurer les propriétés.



# Chapitre 7

## Mesures de relaxation

### 7.1 Principe

Mon travail à Helsinki a consisté à étudier les propriétés de relaxation de l'état de précession cohérente piégé. Le principe de l'expérience est le même que celui détaillé section 1.2.2.3. On utilise le spectromètre RMN pour préparer l'état cohérent dans la cellule, et on coupe ensuite l'excitation pour enregistrer le signal de précession libre induit dans la bobine de RMN.

Pour enregistrer le signal d'induction en l'absence de dispositif expérimental dédié, nous avons utilisé deux méthodes différentes. La première consistait à enregistrer simplement sur un oscilloscope numérique le signal de précession brut à 865 kHz et à le traiter par transformée de Fourier. Ce type de mesure permet d'obtenir des décroissances sur des temps inférieurs à 0,2 s.

L'autre méthode consistait à multiplier le signal d'induction par un signal à la fréquence de Larmor à l'aide d'une détection synchrone avant l'enregistrement. Cela permet d'abaisser la fréquence du signal à enregistrer à quelques kilohertz. Dans ce cas, les temps d'acquisition ne sont plus limités

### 7.2 Résultats

#### 7.2.1 État fondamental

Les mesures de précession libre dans l'état fondamental permettent de confirmer que le condensat de Bose-Einstein de magnons existe bien en l'absence de forçage. C'est une manière de montrer que la cohérence du système existe spontanément.

Des résultats typiques de relaxation sont présentés figure 7.1. Le signal brut est une oscillation à une fréquence d'environ 865 kHz dont l'enveloppe décroît exponentiellement avec une constante de temps égale à 0,36 secondes. Cette forme est plutôt surprenante pour un phénomène de précession cohérente. On peut l'expliquer en remarquant que l'amortissement radiatif est important dans cette situation. Selon [12], la constante de décroissance exponentielle due à ce phénomène est donnée par :

$$\tau = \frac{1}{2\pi\gamma\eta M_0 Q}, \quad (7.1)$$

avec  $\eta$  le facteur de remplissage de la bobine,  $M_0$ , l'aimantation totale dans la bobine, et  $Q$  le facteur de qualité du spectromètre. En estimant le facteur de remplissage de la bobine, on obtient  $\tau \simeq 0,3$  s. C'est bien l'amortissement radiatif qui est responsable de la décroissance exponentielle.

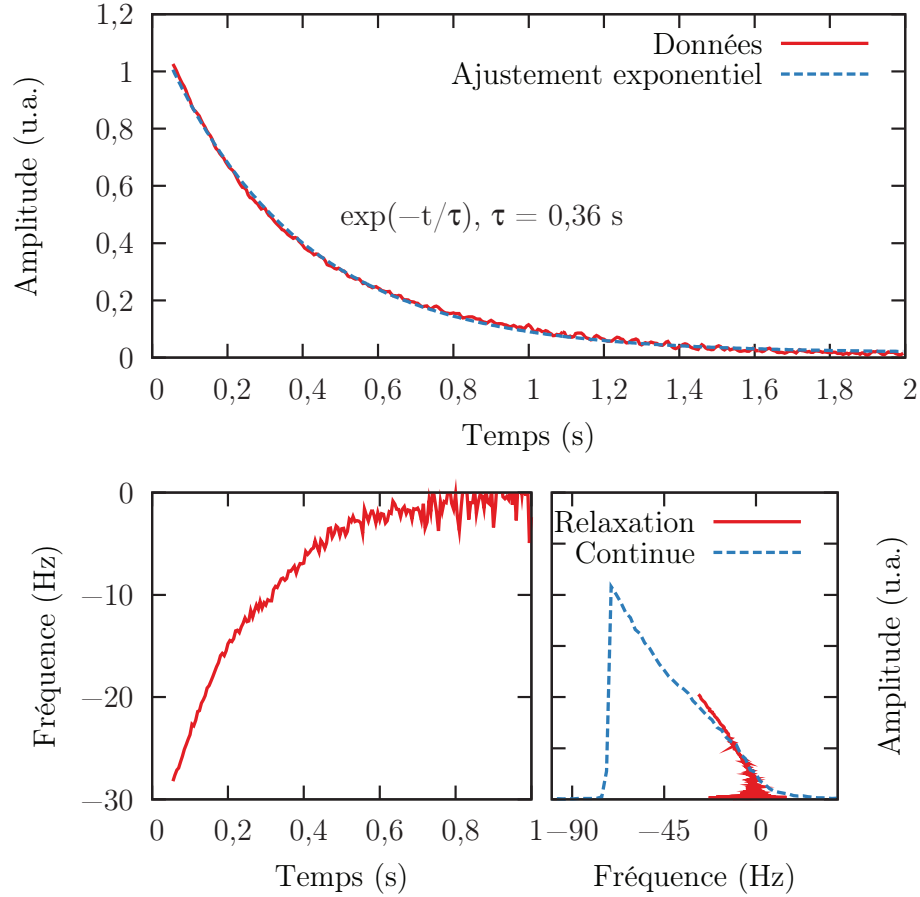


FIGURE 7.1 : Relaxation du condensat de Bose-Einstein de magnons dans l'état fondamental du piège. La décroissance exponentielle de l'amplitude est due au phénomène d'amortissement radiatif

La fréquence du signal d'induction dépend du temps. Elle augmente au fur et à mesure que l'amplitude du signal diminue. Si on superpose cette trajectoire amplitude-fréquence au signal de RMN continue, on s'aperçoit que les deux courbes se superposent relativement bien. Lors de la relaxation, les magnons s'évaporent et le nombre de magnons dans le piège diminue. La fréquence de précession dépendant du nombre de magnons piégés, celle-ci revient à sa valeur aux faibles populations.

Dans des conditions expérimentales plus adaptées, un tel signal de précession a été observé pendant plus d'une demi-heure [56].

## 7.2.2 États excités

### 7.2.2.1 Principe des mesures

Nous avons également effectué des mesures de relaxation sur les états excités. L'objectif était d'observer la condensation de Bose-Einstein des magnons dans un état excité de manière analogue à ce qui a été suggéré pour les atomes froids [84]. Si la durée de vie des particules dans l'état excité est plus grande que le temps typique de thermalisation, on peut observer la formation d'un état cohérent macroscopique.

Pour cela, on prépare l'état cohérent sur un des niveaux excités  $\omega_{mn}$  et on enregistre la relaxation. Pour les mêmes raisons qu'en RMN continue, on ne peut mesurer des relaxations qu'à partir de niveaux avec  $n$  et  $m$  pairs. Un signal typique obtenu est présenté figure 7.2. Il s'agit de la relaxation depuis le niveau (0,4).

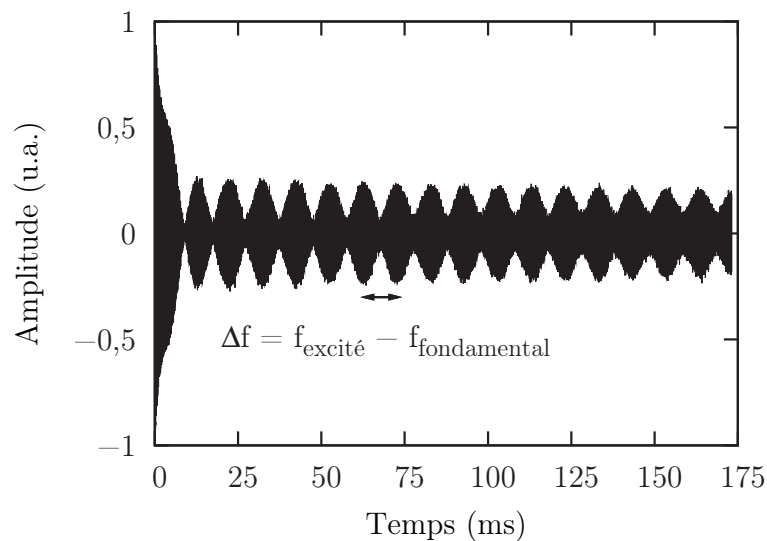


FIGURE 7.2 : Un signal brut de relaxation depuis le niveau excité (0,4). Le signal oscille à 865 kHz et présente de forts battements. La fréquence de ces battements (environ 93 Hz) correspond à la différence de fréquence entre le niveau excité et le niveau fondamental.

Dans un premier temps, le signal décroît assez rapidement, en environ 10 ms. Des magnons s'évaporent du piège et ne sont pas remplacés puisque le pompage de RMN continue est éteint.

Ensuite, sur les 170 ms que dure l'enregistrement, le signal présente des battements, signature de l'existence de deux fréquences dans le système. L'amplitude des battements par rapport à l'amplitude totale du signal diminue au cours du temps, ce qui signifie que l'amplitude d'une des deux oscillateurs décroît par rapport à l'autre. La fréquence de ces battements est égale à la différence de fréquence entre le niveau excité et le niveau fondamental : 93 Hz. Ce type de signal montre qu'il existe une pré-

cession cohérente sur deux niveaux dans le système et que l'amplitude de précession d'un des niveaux décroît par rapport à l'autre avec le temps.

On peut vérifier que la fréquence des battements correspond bien avec les niveaux mesurés en RMN continue en ajustant la fréquence des battements pour des relaxations depuis différents niveaux. Pour cela on ajuste une loi correspondant au piège harmonique  $f = m f_r + n f_z$  en optimisant simultanément les deux paramètres  $f_r$  et  $f_z$ . Les résultats présentés figure 7.3 sont parfaitement cohérents avec les résultats de RMN continue et donnent  $f_r = 150,6$  Hz et  $f_z = 23,3$  Hz.

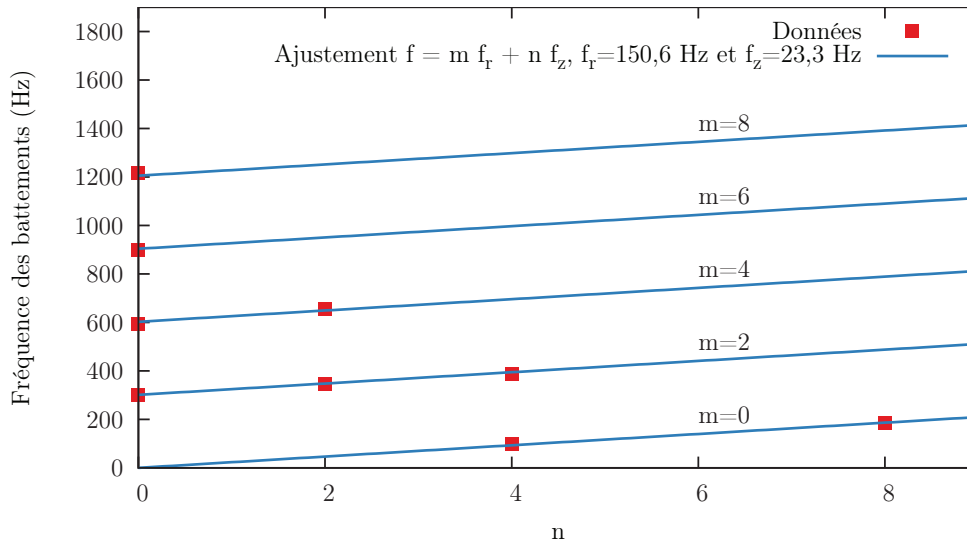


FIGURE 7.3 : Ajustement selon  $f = m f_r + n f_z$  des fréquences de battement de relaxations depuis différents états excités. L'ajustement est fait simultanément sur les paramètres  $f_r$  et  $f_z$ .

Pour analyser le signaux de relaxation obtenus, la méthode la plus efficace s'est révélée être la transformée de Fourier rapide sur des tranches de signal, les tentatives d'ajustement analytique comme une somme de deux sinusoides n'ayant guère donné de résultats.

Le processus schématisé figure 7.4 consiste à sélectionner des tranches de signal et à en faire la transformée de Fourier. On obtient un signal composé de deux raies, correspondant aux deux niveaux excités. La transformée de Fourier est ensuite convoluée par la réponse en fréquence du spectromètre car la largeur de cette réponse est de l'ordre de 70 Hz.

Des données typiques sont représentées figure 7.5, avant et après convolution par la fonction de réponse du spectromètre. On voit qu'avant la convolution, le pic correspondant à l'état excité a une amplitude plus importante car il est à une fréquence proche de la fréquence de résonance du spectromètre. Après la convolution, on observe les amplitudes réelles : celle du niveau fondamental est plus importante que celle du niveau excité.

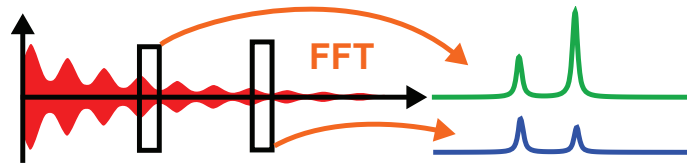


FIGURE 7.4 : Traitement des données de relaxation depuis un niveau excité. La transformée de Fourier rapide donne les poids des différentes composantes.

### 7.2.2.2 Résultats

Pour quantifier les populations respectives des différents niveaux, nous interpolons la valeur maximale des pics dans les spectres à l'aide d'un ajustement quadratique. Il est alors possible de tracer l'évolution des populations en fonction du temps donnée figure 7.6. Sur cette figure, on a représenté les populations obtenues à partir des transformées de Fourier de la figure 7.5.

La première courbe notable est celle de la relaxation hors résonance. On a dans ce cas excité à une fréquence éloignée de quelques kilohertz des niveaux du piège. Dans ce cas, le signal décroît rapidement avec la constante de temps de l'électronique d'acquisition. Cela montre que les signaux observés en résonance ne sont pas dus à des effets d'induction dans la bobine de RMN elle même et proviennent bien de l'hélium 3.

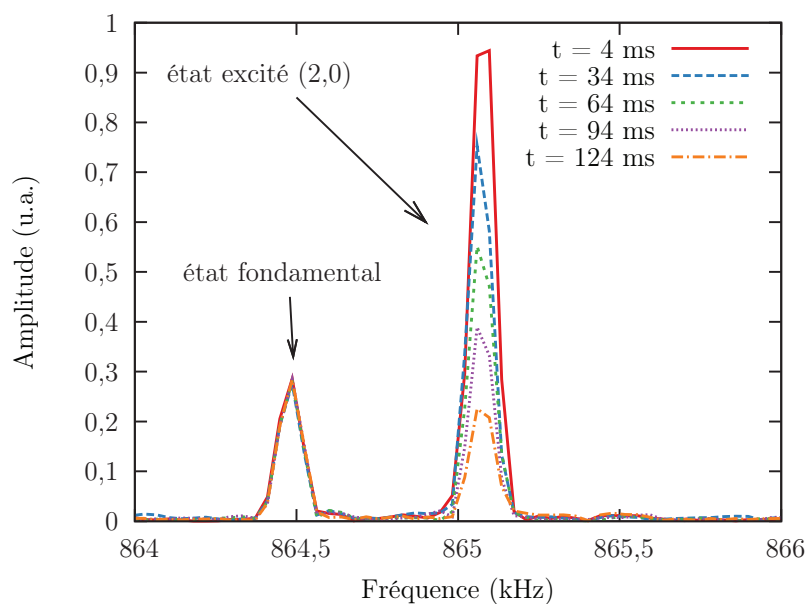
Pour la relaxation depuis un des états excités (2,0), on a tracé la population de l'état excité et de l'état fondamental. Après la relaxation du spectromètre, la population de l'état excité décroît de manière quasi linéaire en environ 200 ms. Il s'agit d'une durée de vie bien supérieure à ce qu'on pourrait enregistrer dans la phase normale. Il y a donc précession cohérente de l'aimantation dans cet état excité. La population du niveau fondamental reste elle constante en fonction du temps. On peut interpréter cela en supposant que des magnons relaxent vers le niveau fondamental et compensent les pertes intrinsèques à ce niveau qui sont assez faibles sur l'échelle de temps concernée.

Enfin, nous avons tracé sur le même graphe la décroissance de la population de l'état fondamental après l'avoir peuplé. Dans ce cas, on remarque une décroissance plus rapide de la population du fondamental que lorsqu'on étudie la relaxation depuis un état excité. Les pertes du niveau fondamental ne sont plus compensées par la relaxation de magnons d'un état de plus haute énergie.

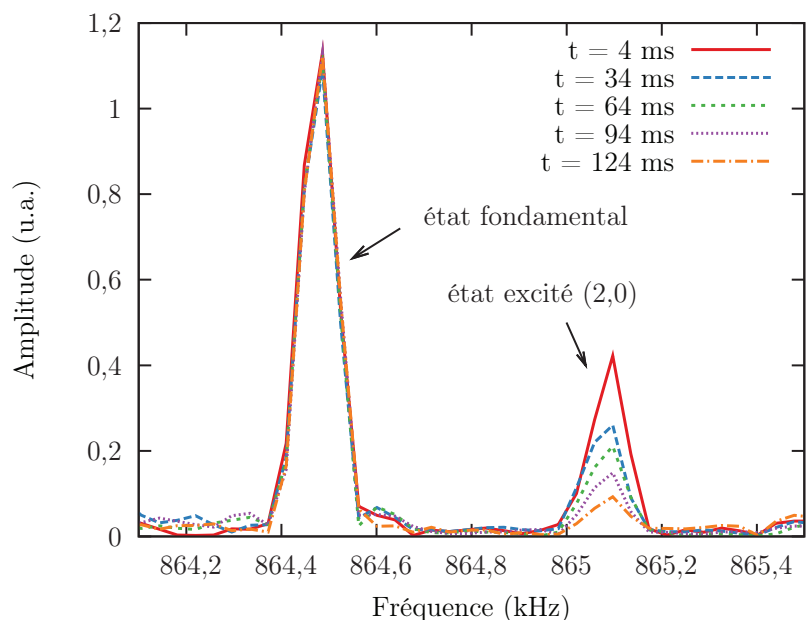
Les courbes de la figure 7.6 sont obtenues en enregistrant directement le signal d'induction à 865 kHz aux bornes de la bobine de RMN. Les contraintes expérimentales ne permettent pas de réaliser des acquisitions sur des durées supérieures à 200 ms. Pour compléter les résultats, nous avons réalisé des mesures en mélangeant le signal de manière à abaisser sa fréquence. Le temps de réponse du mélangeur (une détection synchrone) fait qu'on perd dans ce cas en résolution aux temps courts.

Le graphe de la figure 7.7 donne la population du niveau excité et du niveau fondamental lors de la relaxation depuis le niveau excité pour des temps d'acquisition





(a) Avant correction



(b) Après correction

FIGURE 7.5 : Spectres en fréquence à différents moments lors de la précession libre, avant et après convolution par la réponse du spectromètre. On remarque que l'amplitude du fondamental varie peu sur des durées de l'ordre de 100 ms

plus longs. On remarque que la décroissance de la population du niveau fondamental est relativement lente tant que le niveau excité est peuplé, ce qui signifie qu'une partie des magnons de l'état excité relaxent dans l'état fondamental. La durée de demi-vie

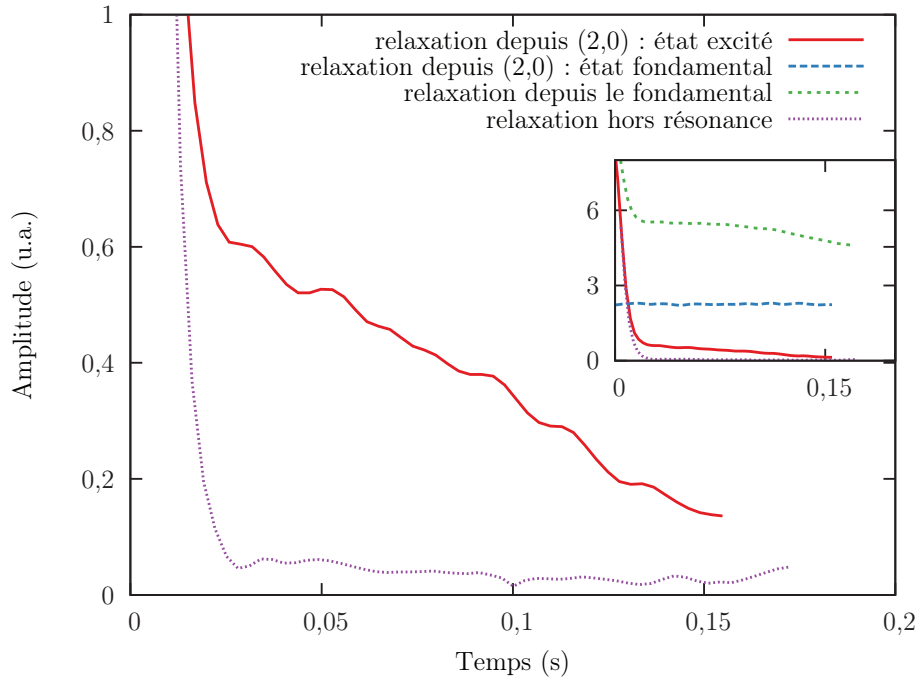


FIGURE 7.6 : Population des niveaux du piège après relaxation depuis différents états. La relaxation hors résonance donne la constante de temps de l'ensemble du système d'acquisition. La relaxation depuis un niveau excité donne lieu à une décroissance relativement rapide de la population de cet état et à une population presque constante de l'état fondamental. La relaxation depuis l'état fondamental donne une courbe analogue à la figure 7.1 avec une relaxation sur des échelles de temps plus longues que celle utilisée ici.

de l'état excité est d'environ 80 ms, ce qui correspond à environ  $1/3$  de celle de l'état fondamental. Ce rapport correspond au rapport des amplitudes en transformée de Fourier immédiatement après pompage.

## 7.3 Conclusion

Les expériences détaillées ci-dessus montrent qu'il est possible d'observer la formation de condensats de Bose-Einstein magnons dans un piège dans la phase B de l'hélium 3 superfluide. Le condensat qu'on observe dans l'état fondamental est l'analogue d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes froids. Nous montrons également qu'il est possible d'observer la précession cohérente de l'aimantation à une fréquence correspondant à un des niveaux excités. Il s'agit de la signature de la cohérence de phase des magnons peuplant un état excité.

Les mesures de condensats de Bose-Einstein de magnons sont une sonde intéressante de la texture de l'hélium 3 superfluide, car le piège dans lequel ils existent en dépend directement. La mesure de la fréquence radiale du piège permet par exemple

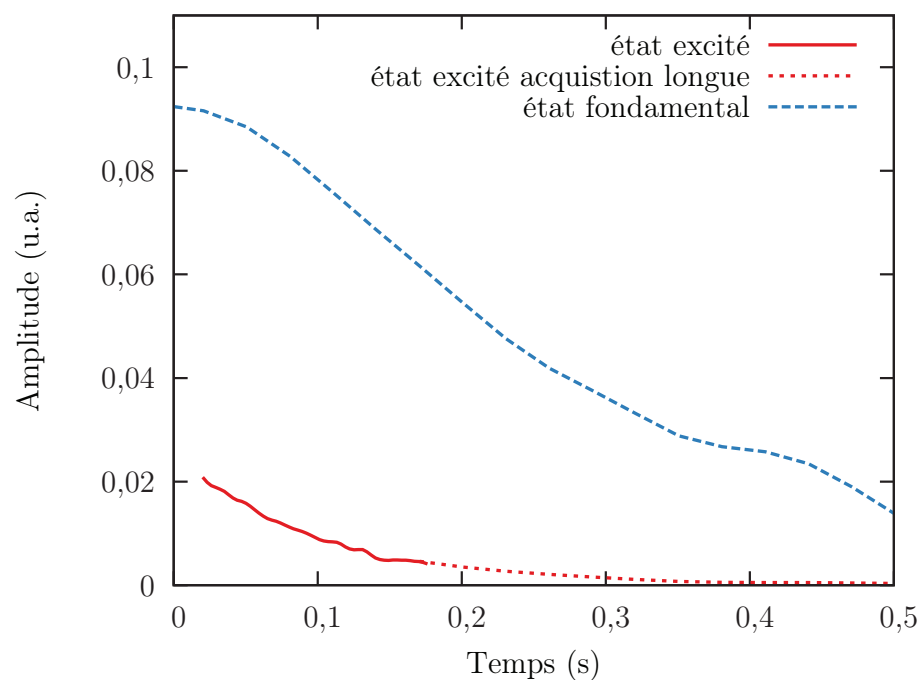


FIGURE 7.7 : Population d'un état excité et de l'état fondamental en fonction du temps après avoir pompé sur un état excité. Ces courbes sont composées de deux acquisitions partant des mêmes conditions initiales. On remarque que la durée de vie de l'état excité est plus courte que celle de l'état fondamental.

d'étudier l'effet des vortex sur la texture. La sensibilité de ce genre de mesures est excellente à basses température et donne de meilleurs résultats que la méthode usuelle basée sur l'analyse de forme de raies RMN [54]. Une des limites de cette technique est la forte relaxation mesurée lorsque le piège est trop près des parois de la cellule [16].

# Conclusion générale et perspectives

Durant cette thèse, nous avons étudié les propriétés de dynamique de spin dans l'hélium 3 superfluide. En particulier, nous avons observé des phénomènes de précession cohérente de l'aimantation dans différentes conditions expérimentales. La description de tels phénomènes en termes de condensation de Bose-Einstein de quasi-particules, les magnons, est un outil efficace pour comprendre les différents résultats que nous avons obtenus.

## Hélium 3 et aérogel

L'utilisation d'échantillons d'aérogel d'anisotropie contrôlée a permis d'observer la condensation de Bose-Einstein des magnons dans différentes phases de l'hélium 3 superfluide qu'on ne peut obtenir dans l'hélium 3 massif. Dans un échantillon comprimé selon l'axe du champ magnétique, nous avons ainsi observé la condensation de Bose-Einstein de magnons dans la phase A du superfluide.

Dans un échantillon d'aérogel comprimé radialement, nous avons mesuré la précession cohérente de l'aimantation dans un mode différent du mode de précession homogène observé usuellement. Nous avons également observé une nouvelle phase proche de la transition superfluide dans cet échantillon. Ce dernier résultat appelle des expériences complémentaires afin de mieux appréhender la transition superfluide dans l'aérogel qui reste assez mal comprise. La nature exacte de la phase A dans les aérogels anisotropes ainsi que son domaine de stabilité restent à déterminer plus précisément. Il a ainsi été observé récemment une plus grande stabilité de la phase A en température dans des aérogels dont l'anisotropie est créée lors de la synthèse [63, 81]. Il a également été mesuré deux types différents de phases A en fonction de l'orientation du spin des paires de Cooper : soit nématique et aligné dans tout l'échantillon, soit désordonné [48].

Les possibilités de contrôle du paramètre d'ordre de l'hélium 3 superfluide ne sont pas limitées aux aérogels de silice anisotropes. D'autres milieux moins désordonnés peuvent être utilisés et pourraient permettre d'obtenir des configurations plus simples du paramètre d'ordre du superfluide. Ainsi, l'utilisation récente par le groupe de V. V. Dmitriev de l'institut Kapitsa d'aérogels d'alumine formant des brins alignés presque parallèlement [7] a permis d'observer des effets d'anisotropie [6]. D'autres expériences menées par le groupe de Royal Holloway dans des cavités micro-fabriquées

de 0,6  $\mu\text{m}$  d'épaisseur [11] ouvrent la possibilité d'observer de nouvelles configurations de l'hélium 3 superfluide, fortement influencées par les surfaces.

## **Condensation de Bose-Einstein de magnons**

Les expériences menées à Helsinki ont permis d'observer la condensation de Bose-Einstein des magnons dans le niveau fondamental d'un piège harmonique et de mesurer pour la première fois la précession cohérente libre sur un niveau excité d'un tel piège. Ces phénomènes sont à la fois faciles à mesurer — une fréquence de précession ou un spectre d'excitations — et extrêmement sensibles à la texture de l'hélium 3 superfluide. Cela en fait une sonde idéale à basse température qui pourrait être utilisée par exemple pour détecter d'éventuels fermions de Majorana [77] dans la phase B du superfluide, que ce soit à la surface de bulles d'électrons au sein du liquide [40] ou bien le long de vortex [87]. Ces particules dont la propriété la plus frappante est d'être leur propre anti-particule ont vu leur popularité augmenter récemment suite à des propositions pour les observer dans des matériaux nouveaux tels que le graphène [61] ou les isolants topologiques [59].

Les phénomènes de superfluidité de spin ont été étudiés par le passé, avec entre autres comme résultat notable la mise en évidence d'un analogue de l'effet Josephson [13]. Pour étudier ces phénomènes à la lumière de la condensation de Bose-Einstein de magnons, nous avons préparé une nouvelle cellule expérimentale avec deux bobines de RMN. Cela donne la possibilité de créer deux condensats et d'étudier leurs interactions, ou bien d'étudier directement les propriétés de transport quantique macroscopique. Les durées de cohérence extrêmement longues dans l'hélium 3 superfluide associées à la possibilité de réaliser des jonctions Josephson ouvrent la porte à la réalisations de bits quantiques.

Enfin, la condensation de Bose-Einstein de magnons ne se limite pas à l'hélium 3 superfluide. Un analogue exact de la condensation de Bose-Einstein de magnons dans la phase A du superfluide a par exemple récemment été observé dans un composé antiferromagnétique :  $\text{CsMnF}_3$  [18].

Les différents résultats présentés dans cette thèse appellent donc de nouveaux travaux, tant sur l'hélium 3 superfluide que sur d'autres systèmes de matière condensée.

# Bibliographie

- [1] H. ALLES, J. J. KAPLINSKY, P. S. WOOTTON, J. D. REPPY, J. H. NAISH et J. R. HOOK : Evidence for superfluid B phase of  $^3\text{He}$  in aerogel. *Phys. Rev. Lett.*, 83(7):1367–1370, août 1999.
- [2] Luis W. ALVAREZ et Robert CORNOG :  $\text{He}^3$  in helium. *Physical Review*, 56(4): 379, 1939.
- [3] P. W. ANDERSON et W. F. BRINKMAN : Anisotropic superfluidity in  $^3\text{He}$  : A possible interpretation of its stability as a spin-fluctuation effect. *Phys. Rev. Lett.*, 30(22):1108–1111, mai 1973.
- [4] P. W. ANDERSON et P. MOREL : Generalized Bardeen-Cooper-Schrieffer states and the proposed low-temperature phase of liquid  $^3\text{He}$ . *Phys. Rev.*, 123(6):1911–1934, septembre 1961.
- [5] Kazushi AOYAMA et Ryusuke IKEDA : Pairing states of superfluid  $^3\text{He}$  in uniaxially anisotropic aerogel. *Phys. Rev. B*, 73(6):060504, février 2006.
- [6] R. Sh. ASKHADULLIN, V. V. DMITRIEV, D. A. KRASNIKHIN, P. N. MARTYNOV, A. A. OSIPOV, A. A. SENIN, et A. N. YUDIN : NMR studies of superfluid  $^3\text{He}$  in “ordered” aerogel. Conférence LT26, Pékin, 2011.
- [7] R. Sh. ASKHADULLIN, P. N. MARTYNOV, P. A. YUDINTSEV, A. A. SIMAKOV, A. Yu. CHABAN, E. A. MATCHULA et A. A. OSIPOV : Liquid metal based technology of synthesis of nanostructured materials (by the example of oxides). These materials properties and applications areas. *Journal of Physics : Conference Series*, 98(7):072012, 2008.
- [8] R. BALIAN et N. R. WERTHAMER : Superconductivity with pairs in a relative  $p$  wave. *Phys. Rev.*, 131(4):1553–1564, août 1963.
- [9] J. BARDEEN, L. N. COOPER et J. R. SCHRIEFFER : Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108(5):1175–1204, décembre 1957.
- [10] B. I. BARKER, Y. LEE, L. POLUKHINA, D. D. OSHEROFF, L. W. HRUBESH et J. F. POCO : Observation of a superfluid  $\text{He-3}$  A-B phase transition in silica aerogel. *Phys. Rev. Lett.*, 85(10):2148–2151, septembre 2000.
- [11] R. BENNETT, L. LEVITIN, A. CASEY, B. COWAN, J. PARPIA et J. SAUNDERS : Superfluid  $^3\text{He}$  confined to a single 0.6 micron slab stability and properties of the A-like phase near the weak coupling limit. *Journal of Low Temperature Physics*, 158:163–169, 2010. 10.1007/s10909-009-9941-8.
- [12] N. BLOEMBERGEN et R. V. POUND : Radiation damping in magnetic resonance experiments. *Phys. Rev.*, 95(1):8, juillet 1954.

- [13] A. S. BOROVIK-ROMANOV, Yu. M. BUNKOV, A. de WAARD, V. V. DMITRIEV, V. MAKROCZYOVA, Yu. M. MUKHARSKIY et D. A. SERGATSKOV : Observation of a spin-current analog of the Josephson effect. *JETP Letters*, 47:478, 1988.
- [14] A. S. BOROVIK-ROMANOV, Yu. M. BUNKOV, V. V. DMITRIEV et Yu. M. MUKHARSKIY : Long-lived induction signal in superfluid  $^3\text{He-B}$ . *JETP Letters*, 40(6):1033, 1984.
- [15] A. S. BOROVIK-ROMANOV, Yu. M. BUNKOV, V. V. DMITRIEV, Yu. M. MUKHARSKIY et K. FLACHBAR : Experimental study of separation of magnetization precession in  $^3\text{He-B}$  into two magnetic domains. *JETP Letters*, 66(6):1199, juin 1985.
- [16] D. I. BRADLEY, D. O. CLUBB, S. N. FISHER, A. M. GUÉNAULT, C. J. MATTHEWS, G. R. PICKETT et P. SKYBA : Spatial manipulation of the persistent precessing spin domain in superfluid  $^3\text{He-B}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 134:351–356, 2004. 10.1023/B :JOLT.0000012578.20806.7e.
- [17] Yu. M. BUNKOV : Persistent signal ; coherent NMR state trapped by orbital texture. *Journal of Low Temperature Physics*, 138:753–758, 2005. 10.1007/s10909-005-2298-8.
- [18] Yu. M. BUNKOV, E. M. ALAKSHIN, R. R. GAZIZULIN, A. V. KLOCHKOV, V. V. KUZMIN, T. R. SAFIN et M. S. TAGIROV : Обнаружение классической бозэ-эйнштейновской конденсации магнонов в твердотельных антиферромагнетиках (Observation de la condensation de Bose-Einstein classique des magnons dans des solides antiferromagnétiques). Письма в ЖЭТФ, 94(1):68, 2011. traduit en anglais prochainement.
- [19] Yu. M. BUNKOV, E. COLLIN, H. GODFRIN et R. HAKALY : Topological defects and coherent magnetization precession of  $^3\text{He}$  in aerogel. *Physica B*, 329-333:305, 2003. Yu. M. BUNKOV, séminaire à l'institut Kapitza, février 2002.
- [20] Yu. M. BUNKOV, V. V. DMITRIEV, Yu. M. MUKHARSKIY, J. NYEKI et D. A. SERGATSKOV : Catastrophic relaxation in  $^3\text{He-B}$  at 0.4 Tc. *Europhysics Letters*, 8(7):645, 1989.
- [21] Yu. M. BUNKOV, S. N. FISHER, A. M. GUÉNAULT et G. R. PICKETT : Persistent spin precession in  $^3\text{He-B}$  in the regime of vanishing quasiparticle density. *Phys. Rev. Lett.*, 69(21):3092–3095, novembre 1992.
- [22] Yu. M. BUNKOV, S. N. FISHER, A. M. GUÉNAULT, G. R. PICKETT et S. R. ZAKAZOV : Persistent spin precession in superfluid  $^3\text{He}$ . *Physica B : Condensed Matter*, 194-196(Part 1):827 – 828, 1994.
- [23] Yu. M. BUNKOV et V. L. GOLO : Spin-orbital dynamics in the B-phase of superfluid helium-3. *Journal of Low Temperature Physics*, 137:625–654, 2004. 10.1007/s10909-004-0897-4.
- [24] Yu. M. BUNKOV, V. S. L'VOV et G. E. VOLOVIK : On the problem of catastrophic relaxation in superfluid  $^3\text{He-B}$ . *JETP Letters*, 84(6):289–293, 2006.

- [25] Yu. M. BUNKOV et G. E. VOLOVIK : Homogeneously precessing domains in  $^3\text{He-B}$ . *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 76:794–801, 1993.
- [26] Yu. M. BUNKOV et G. E. VOLOVIK : On the possibility of the homogeneously precessing domain in bulk  $^3\text{He-A}$ . *Europhysics Letters*, 21(8):837, 1993.
- [27] Yu. M. BUNKOV et G. E. VOLOVIK : Magnon condensation into a  $Q$  ball in  $^3\text{He-B}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 98(26):265302, juin 2007.
- [28] Yu. M. BUNKOV et G. E. VOLOVIK : Magnon BEC and spin superfluidity : a  $^3\text{He}$  primer. *arXiv:cond-mat/0904.3889*, avril 2009.
- [29] Yu. M. BUNKOV et G. E. VOLOVIK : Magnon BEC in superfluid  $^3\text{He-A}$ . *JETP Letters*, 89:306–310, 2009. 10.1134/S0021364009060101.
- [30] Yu. M. BUNKOV et G. E. VOLOVIK : Spin superfluidity and magnon Bose-Einstein condensation. *arXiv:cond-mat/1003.4889*, mars 2010.
- [31] Yuriy M. BUNKOV et Grigory E. VOLOVIK : Magnon Bose-Einstein condensation and spin superfluidity. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 22(16):164210, 2010.
- [32] C. BÄUERLE :  $L^3\text{He}$  adsorbé sur du graphite : Un système modèle pour la physique des fermions en interaction à deux dimensions. Thèse de doctorat, université Joseph Fourier, Grenoble, novembre 1996.
- [33] C. BÄUERLE, J. BOSSY, Yu. BUNKOV, S. FISHER, C. GIANÈSE et H. GODFRIN : The new Grenoble 100  $\mu\text{K}$  refrigerator. *Czechoslovak Journal of Physics*, 46:2791–2792, 1996. 10.1007/BF02570382.
- [34] D. C. CARLESS, H. E. HALL et J. R. HOOK : Vibrating wire measurements in liquid  $^3\text{He}$ . II. The superfluid B phase. *Journal of Low Temperature Physics*, 50:605–633, 1983. 10.1007/BF00683498.
- [35] M. CHAPPELLIER, M. GOLDMAN, Vu Hoang CHAU et A. ABRAGAM : Production and observation of a nuclear antiferromagnetic state. *Journal of Applied Physics*, 41(3):849–853, 1970.
- [36] A. S. CHEN, Yu. M. BUNKOV, H. GODFRIN, R. SCHANEN et F. SCHEFFLER : Non-linear spin waves on topological defects of texture in superfluid  $^3\text{He-B}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 110:51–56, 1998. 10.1023/A :1022554415394.
- [37] A. S. CHEN, Yu. M. BUNKOV, H. GODFRIN, R. SCHANEN et F. SCHEFFLER : Non-linear stationary spin-waves in superfluid  $^3\text{He-B}$  at ultra-low temperatures. *Journal of Low Temperature Physics*, 113:693–698, 1998. 10.1023/A :1022501411081.
- [38] Anne-Sophie CHEN : *Propriétés magnétiques de l' $^3\text{He}$  superfluide à ultra-basse température*. Thèse de doctorat, université Joseph Fourier, Grenoble, 1999.
- [39] H. C. CHOI, A. J. GRAY, C. L. VICENTE, J. S. XIA, G. GERVAIS, W. P. HALPERIN, N. MULDER et Y. LEE :  $A_1$  and  $A_2$  transitions in superfluid  $^3\text{He}$  in 98% porosity aerogel. *Phys. Rev. Lett.*, 93(14):145302, octobre 2004.



- [40] Suk Bum CHUNG et Shou-Cheng ZHANG : Detecting the Majorana fermion surface state of  $^3\text{He-B}$  through spin relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 103(23):235301, décembre 2009.
- [41] S. COLEMAN : Q-balls. *Nuclear Physics B*, 262:263–283, décembre 1985.
- [42] E. COLLIN, S. TRIQUENEAUX, Yu. M. BUNKOV et H. GODFRIN : Fast-exchange model visualized with  $^3\text{He}$  confined in aerogel : A Fermi liquid in contact with a ferromagnetic solid. *Phys. Rev. B*, 80(9):094422, septembre 2009.
- [43] Eddy COLLIN : *Effets du désordre sur l' $^3\text{He}$  à ultra-basses températures*. Thèse de doctorat, université Joseph Fourier, Grenoble, 2002.
- [44] R. de GRAAF, V. ELTSOV, P. HEIKKINEN, J. HOSIO et M. KRUSIUS : Textures of superfluid  $^3\text{He-B}$  in applied flow and comparison with hydrostatic theory. *Journal of Low Temperature Physics*, 163:238–261, 2011. 10.1007/s10909-011-0352-2.
- [45] Robert Jan de GRAAF : *Dynamics of Quantized Vortices in Applied Flow in Superfluid  $^3\text{He-B}$* . Thèse de doctorat, université Aalto, Espoo, Finlande, 2011.
- [46] V. E. DEMIDOV, O. DZYAPKO, S. O. DEMOKRITOV, G. A. MELKOV et A. N. SLAVIN : Observation of spontaneous coherence in Bose-Einstein condensate of magnons. *Phys. Rev. Lett.*, 100(4):047205, janvier 2008.
- [47] S. O. DEMOKRITOV, V. E. DEMIDOV, O. DZYAPKO, G. A. MELKOV, A. A. SERGA, B. HILLEBRANDS et A. N. SLAVIN : Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping. *Nature*, 443:430–433, septembre 2006.
- [48] V. DMITRIEV, D. KRASNIKHIN, N. MULDER, A. SENIN, G. VOLOVIK et A. YUDIN : Orbital glass and spin glass states of  $^3\text{He-A}$  in aerogel. *JETP Letters*, 91:599–606, 2010. 10.1134/S0021364010110123.
- [49] V. DMITRIEV, V. ZAVJALOV, D. ZMEEV, I. KOSAREV et N. MULDER : Nonlinear NMR in a superfluid B phase of  $^3\text{He}$  in aerogel. *JETP Letters*, 76:312–317, 2002. 10.1134/1.1520629.
- [50] E. R. DOBBS : *Helium three*. International series of monographs on physics. Oxford University Press, 2000.
- [51] Dietrich EINZEL et Jeevak M. PARPIA : Finite-size effects and shear viscosity in superfluid  $^3\text{He-B}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 58(19):1937–1940, mai 1987.
- [52] J. ELBS, Yu. M. BUNKOV, E. COLLIN, H. GODFRIN et G. E. VOLOVIK : Strong orientational effect of stretched aerogel on the  $^3\text{He}$  order parameter. *Physical Review Letters*, 100(21):215304, mai 2008.
- [53] Johannes ELBS :  *$^3\text{He}$  in extreme conditions : from fundamental physics to applications in astrophysics*. Thèse de doctorat, université Joseph Fourier, Grenoble, 2007.
- [54] V. ELTSOV, R. de GRAAF, M. KRUSIUS et D. ZMEEV : Vortex core contribution to textural energy in  $^3\text{He-B}$  below  $0.4 T_c$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 162:212–225, 2011. 10.1007/s10909-010-0285-1.

- [55] S. N. FISHER, A. M. GUÉNAULT, C. J. KENNEDY et G. R. PICKETT : Beyond the two-fluid model : Transition from linear behavior to a velocity-independent force on a moving object in  $^3\text{He-B}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 63(23):2566–2569, décembre 1989.
- [56] S. N. FISHER, A. M. GUÉNAULT, A. J. HALE, G. R. PICKETT, P. A. REEVES et G. TVALASHVILI : Thirty-minute coherence in free induction decay signals in superfluid  $^3\text{He-B}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 121:303–308, 2000. 10.1023/A :1017520806966.
- [57] S. N. FISHER, G. R. PICKETT et R. J. WATTS-TOBIN : A microscopic calculation of the force on a wire moving through superfluid  $^3\text{He-B}$  in the ballistic regime. *Journal of Low Temperature Physics*, 83:225–235, 1991. 10.1007/BF00682120.
- [58] I. A. FOMIN : Long-lived induction signal and spatially nonuniform spin precession in  $^3\text{He-B}$ . *JETP Letters*, 40(6):1037, 1984.
- [59] Liang FU et C. L. KANE : Superconducting proximity effect and Majorana fermions at the surface of a topological insulator. *Phys. Rev. Lett.*, 100(9):096407, mars 2008.
- [60] G. GERVAIS, T. M. HAARD, R. NOMURA, N. MULDER et W. P. HALPERIN : Modification of the superfluid  $^3\text{He}$  phase diagram by impurity scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 87(3):035701, juin 2001.
- [61] Pouyan GHAEMI et Frank WILCZEK : Near-zero modes in superconducting graphene. *arXiv:0709.2626*, septembre 2007.
- [62] P. J. HAKONEN, M. KRUSIUS, M. M. SALOMAA, R. H. SALMELIN, J. T. SIMOLA, A. D. GONGADZE, G. E. VACHNADZE et G. A. KHARADZE : NMR and axial magnetic field textures in stationary and rotating superfluid  $^3\text{He-B}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 76:225–283, 1989. 10.1007/BF00681586.
- [63] W. P. HALPERIN, J. POLLANEN, J. LI, C. A. COLLETT et W. J. GANNON : Stability of impurity phases of superfluid  $^3\text{He}$ . Conférence LT26, Pékin, 2011.
- [64] William HALPERIN : Site internet du groupe Spindry de la Northwestern University. <http://spindry.phys.northwestern.edu/agel.htm>, mai 2011.
- [65] T. HOLSTEIN et H. PRIMAKOFF : Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet. *Phys. Rev.*, 58(12):1098–1113, décembre 1940.
- [66] P. HUNGER, Yu. M. BUNKOV, E. COLLIN et H. GODFRIN : Evidence for magnon BEC in superfluid  $^3\text{He-A}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 158(1-2):129–134, 2009.
- [67] Yoseph IMRY et Shang-Keng MA : Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 35(21):1399–1401, novembre 1975.
- [68] H. Højgaard JENSEN, H. SMITH, P. WÖLFLE, K. NAGAI et T. Maack BISSGAARD : Boundary effects in fluid flow. Application to quantum liquids. *Journal of Low Temperature Physics*, 41:473–519, 1980. 10.1007/BF00114360.

- [69] J. KASPRZAK, M. RICHARD, S. KUNDERMANN, A. BAAS, P. JEAMBRUN, J. M. J. KEELING, F. M. MARCHETTI, M. H. SZYMAŃSKA, R. ANDRÉ, J. L. STAEHLI, V. SAVONA, P. B. LITTLEWOOD, B. DEVEAUD et L. S. DANG : Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443:409–414, septembre 2006.
- [70] T. KUNIMATSU, T. SATO, K. IZUMINA, A. MATSUBARA, Y. SASAKI, M. KUBOTA, O. ISHIKAWA, T. MIZUSAKI et Yu. BUNKOV : Orientation effect on superfluid  $^3\text{He}$  in anisotropic aerogel. *JETP Letters*, 86:216–220, 2007. 10.1134/S0021364007150143.
- [71] A. I. LARKIN : Effect of inhomogeneities on the structure of the mixed state of superconductors. *Sov. Phys. JETP*, 31(4):784, 1970.
- [72] A. E. LEANHARDT, T. A. PASQUINI, M. SABA, A. SCHIROTZEK, Y. SHIN, D. KIELPINSKI, D. E. PRITCHARD et W. KETTERLE : Cooling Bose-Einstein condensates below 500 picokelvin. *Science*, 301(5639):1513–1515, 2003.
- [73] A. J. LEGGETT : Implications of the  $^3\text{He}$  phase diagram below 3 mK. *Progress of Theoretical Physics*, 51(4):1275–1277, 1974.
- [74] A. J. LEGGETT : The spin dynamics of an anisotropic fermi superfluid ( $^3\text{He}$ ?). *Annals of Physics*, 85(1):11–55, mai 1974.
- [75] A. J. LEGGETT et S. TAKAGI : Orientational dynamics of superfluid  $^3\text{He}$  : A “two-fluid” model. I. Spin dynamics with relaxation. *Annals of Physics*, 106(1): 79 – 133, 1977.
- [76] O. V. LOUNASMAA : *Experimental Principles and Methods Below 1 K*. Academic Press, 1974.
- [77] E. MAJORANA : Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone. *Nuovo Cimento*, 5:171–184, 1937.
- [78] M. L. E. OLIPHANT et E. RUTHERFORD : Experiments on the transmutation of elements by protons. *Proceedings of the Royal Society of London series A-containing papers of a mathematical and physical character*, 141(843):259–281, juillet 1933.
- [79] D. D. OSHEROFF, R. C. RICHARDSON et D. M. LEE : Evidence for a new phase of solid  $^3\text{He}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 28(14):885–888, avril 1972.
- [80] F. POBELL : *Matter and Methods at Low Temperatures*. Springer, troisième édition, 2007.
- [81] J. POLLANEN, J. I. A. LI, C. A. COLLETT, W. J. GANNON, et W. P. HALPERIN : Anisotropy stabilized equal-spin pairing state of  $^3\text{He}$  in radially compressed aerogel. Conférence LT26, Pékin, 2011.
- [82] J. V. PORTO et J. M. PARPIA : Superfluid  $^3\text{He}$  in aerogel. *Phys. Rev. Lett.*, 74(23):4667–4670, juin 1995.
- [83] D. RAINER et M. VUORIO : Small objects in superfluid  $^3\text{He}$ . *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 10(16):3093, 1977.

- [84] E. R. F. RAMOS, E. A. L. HENN, J. A. SEMAN, M. A. CARACANHAS, K. M. F. MAGALHÃES, K. HELMERSON, V. I. YUKALOV et V. S. BAGNATO : Generation of nonground-state Bose-Einstein condensates by modulating atomic interactions. *Phys. Rev. A*, 78(6):063412, décembre 2008.
- [85] T. SATO, T. KUNIMATSU, K. IZUMINA, A. MATSUBARA, M. KUBOTA, T. MIZUSAKI et Yu. M. BUNKOV : Coherent precession of magnetization in the superfluid  $^3\text{He}$  A-Phase. *Physical Review Letters*, 101(5):055301, 2008.
- [86] N. S. SHAW, D. J. COUSINS, S. N. FISHER, A. I. GREGORY, G. R. PICKETT et Yu. M. BUNKOV : Persistent precessing texture-trapped domains in low temperature superfluid  $^3\text{He}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 110:57–62, 1998. 10.1023/A :1022506532232.
- [87] M. SILAEV et G. VOLOVIK : Topological superfluid  $^3\text{He}$ -B : Fermion zero modes on interfaces and in the vortex core. *Journal of Low Temperature Physics*, 161:460–473, 2010. 10.1007/s10909-010-0226-z.
- [88] David SNOKE : Coherent questions. *Nature*, 443(7110):403–404, septembre 2006.
- [89] D. T. SPRAGUE, T. M. HAARD, J. B. KYCIA, M. R. RAND, Y. LEE, P. J. HAMOT et W. P. HALPERIN : Homogeneous equal-spin pairing superfluid state of  $^3\text{He}$  in aerogel. *Phys. Rev. Lett.*, 75(4):661–664, juillet 1995.
- [90] E. V. THUNEBERG, S. K. YIP, M. FOGELSTRÖM et J. A. SAULS : Models for superfluid  $^3\text{He}$  in aerogel. *Phys. Rev. Lett.*, 80(13):2861–2864, mars 1998.
- [91] Sébastien TRIQUENEAUX : *Nouvelles mesures de la susceptibilité de l' $^3\text{He}$  liquide à très basse température*. Thèse de doctorat, université Paul Sabatier, Toulouse, 2001.
- [92] J. T. TUORINIEMI et T. A. KNUUTTILA : Nuclear cooling and spin properties of rhodium down to picokelvin temperatures. *Physica B : Condensed Matter*, 280(1-4):474 – 478, 2000.
- [93] Dieter VOLLHARDT et Peter WÖLFLE : *The superfluid phases of helium 3*. Taylor & Francis, 1990.
- [94] G. E. VOLOVIK : Glass state of superfluid  $^3\text{He}$  in an aerogel. *JETP Letters*, 63:301–304, 1996. 10.1134/1.567020.
- [95] G. E. VOLOVIK : Random anisotropy disorder in superfluid  $^3\text{He}$ -A in aerogel. *JETP Letters*, 84:455–460, 2006. 10.1134/S0021364006200100.
- [96] G. E. VOLOVIK : On Larkin-Imry-Ma State of  $^3\text{He}$ -A in Aerogel. *Journal of Low Temperature Physics*, 150:453–463, février 2008.
- [97] C. B. WINKELMANN, E. COLLIN, Yu. M. BUNKOV et H. GODFRIN : Vibrating wire thermometry in superfluid  $^3\text{He}$ . *Journal of Low Temperature Physics*, 135:3–14, 2004. 10.1023/B :JOLT.0000016960.67682.f3.
- [98] Clément WINKELMANN : *MACHe3 : Prototype d'un détecteur bolométrique de matière sombre non-baryonique à base d' $^3\text{He}$  superfluide*. Thèse de doctorat, université Joseph Fourier, Grenoble, 2004.