

Mesure de la Viscosité dans l'Hélium 3 liquide fortement polarisé

Olivier Buu

▶ **To cite this version:**

Olivier Buu. Mesure de la Viscosité dans l'Hélium 3 liquide fortement polarisé. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT : . tel-00001789

HAL Id: tel-00001789
https://theses.hal.science/tel-00001789

Submitted on 8 Oct 2002

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.

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie Paris VI

***Discipline*: Physique**

présentée et soutenue publiquement le 16 décembre 1998 par:

Olivier Buu

MESURE DE LA VISCOSITÉ DANS L'^{3}He LIQUIDE FORTEMENT POLARISÉ

Composition du jury :

C. Lhuillier	**(Présidente)**
P. Nozières	**(Rapporteur)**
P.J. Nacher	**(Rapporteur)**
R. Jochemsen	
W. Halperin	
P.E. Wolf	

Thèse préparée au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures
CNRS - GRENOBLE

Remerciements

Je tiens à remercier Mme. C. Lhuillier, MM. P. Nozières, P.J. Nacher, R. Jochemsen, et W. Halperin d'avoir accepté de se pencher sur ce travail en participant au jury.

Mon intérêt pour la physique des basses températures s'est éveillé à la fin de l'année 1993, lorsque M. B. Hébral est venu expliquer dans une salle de classe les phénomènes merveilleux qu'on peut observer lorsqu'on refroidit la matière. Il est probablement l'un des principaux "coupables" de mon séjour au C.R.T.B.T.; je l'en remercie.

Il est d'usage de citer le nom de toutes les personnes "sans lesquelles ce travail n'aurait pas été possible". C'est pour moi une tâche presque impossible tant est grand le nombre des personnes qui ont contribué à divers stades à la construction de cette expérience. Je vais cependant en donner une liste non-exhaustive :

Les cellules d'expériences ont toutes été usinées à l'atelier de mécanique. Ce sont principalement A. Gerardin et L. Perli qui se sont chargés du délicat travail d'usinage des pièces en argent. La traitement thermique des pièces a été effectué par G. Battuz. C. Gianèse a su maîtriser la technique des frittés fendus. Enfin, H. Jurek et H. Rodenas, nous ont fait bénéficier de leur talent pour les soudures et les brasures, et de leur flair pour la recherche des fuites. Pour la mise au point de ce mémoire, je suis redevable à D. Devillers et B. Lussier de m'avoir évité de nombreuses embûches avec le traitement de texte LaTeX.

Beaucoup de mes questions concernant aussi bien la physique que les techniques cryogéniques ont trouvé leurs réponses grâce aux chercheurs du C.R.T.B.T., en particulier au sein du groupe "fluides quantiques". A ce sujet, je tiens à remercier les spécialistes de l'^{3}He polarisé que sont B. Castaing, G. Vermeulen et L. Puech. Ce dernier a d'ailleurs été impliqué activement dans cette expérience, en particulier pour la réalisation du programme d'acquisition des données.

Pendant les trois années passées à Grenoble, j'ai apprécié l'ambiance chaleureuse qui règne au laboratoire. C'est grâce à mes amis que j'ai pu surmonter les moments difficiles. A cette occasion, merci à Yves, Claude, Agnès, Loïc, Isabelle, Johan, Pierre, Sonia, Sarah, Christopher et tous les autres…

Deux personnes à qui je dois beaucoup ont été impliquées dans ce travail : Andrew Forbes et Etienne Wolf. J'ai appris énormément de choses au contact d'Andrew Forbes, aussi bien en physique que dans d'autres domaines. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

C'est à Etienne Wolf que je dois la plupart de mes connaissances en physique. Son dynamisme et ses vastes connaissances ont été essentiels pour mener à bien cette expérience. Je tiens à le remercier ici, lui ainsi que sa famille, pour sa grande générosité à mon égard et pour les trois années enthousiasmantes que j'ai passées en sa présence.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION **1**

1 PRINCIPE DE PAULI ET VISCOSITÉ DE L'^{3}HE **5**

1.1 Gaz de fermions 6

1.1.1 Gaz quantique non-dégénéré 6

1.1.2 Gaz de fermions dégénéré 10

1.1.3 Résumé des effets de la polarisation dans les gaz 14

1.2 ^{3}He liquide 15

1.2.1 Modèle de Landau 15

1.2.2 ^{3}He "presque ferromagnétique" 19

1.2.3 ^{3}He presque solide 21

1.2.4 Test des modèles 22

1.3 Viscosité de l'^{3}He liquide polarisé 26

1.3.1 Prédictions théoriques concernant l'^{3}He dégénéré 26

1.3.2 L'^{3}He liquide à haute température 32

1.3.3 Revue expérimentale 34

1.4 Les voies à explorer 35

2 CONTRAINTES EXPÉRIMENTALES **39**

2.1 Production d'^{3}He polarisé 39

2.2 La méthode de fusion rapide 42

2.3 Approche naïve du problème thermique 44

2.4 Fusion rapide dans un fritté d'argent 46

2.5 Cellule prototype 47

2.5.1 Architecture de la cellule 47

2.5.2 Homogénéité de l'aimantation dans la cellule 48
2.5.3 Homogénéité thermique 50

3 VISCOSIMÉTRIE 57

3.1 Le viscosimètre à fil vibrant 57
3.2 Forces visqueuses exercées sur le fil 60
3.2.1 Coefficients de Stokes 60
3.2.2 Effets de taille finie 62
3.3 Forces d'excitation du fil vibrant 65
3.4 Mesure du facteur de qualité 67
3.4.1 Cas limite des résonances étroites 67
3.4.2 Viscosimétrie rapide 67

4 EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES 75

4.1 Cellule prototype 75
4.1.1 Cellule 75
4.1.2 Viscosimètre et thermomètre intérieur 77
4.2 Dispositif 79
4.3 Procédure expérimentale 80
4.3.1 Solidification/Fusion 80
4.3.2 Calibrations 83
4.4 Les premiers résultats 85
4.4.1 Mise en évidence de l'effet de la polarisation 85
4.4.2 Viscosité en fonction de la polarisation 87
4.4.3 Reproductibilité des expériences 90
4.5 Comportement thermique de la cellule 92
4.5.1 Position du problème 92
4.5.2 Méthodologie 93

4.5.3 Gradients initiaux 95
4.5.4 Gradients causés par la dépolarisation 98
4.6 Bilan des expériences préliminaires 102
4.6.1 Analyse des premiers résultats 102
4.6.2 Enseignements 105

5 EFFET DE LA FENTE SUR L'HOMOGÉNÉITÉ 109
5.1 Diffusion de l'aimantation 109
5.1.1 Modèle 110
5.1.2 Profil de l'aimantation dans la cellule 112
5.1.3 Aimantation moyenne 114
5.2 Gradients thermiques créés par la désaimantation 117
5.2.1 Profil de la puissance libérée 118
5.2.2 Modèle thermique 119

6 LA DEUXIÈME CELLULE 127
6.1 Problème thermique 127
6.2 Dimensionnement du ballast thermique 128
6.3 La nouvelle cellule 132
6.4 Fil vibrant : choix raisonné 134
6.5 Le cœur de la cellule 138

7 MESURE DE LA VISCOSITÉ 143
7.1 Déroulement d'une expérience de fusion 143
7.1.1 Signaux thermiques 145
7.1.2 Signal d'aimantation 146
7.2 Résultats expérimentaux 147
7.2.1 Présentation des résultats 147
7.2.2 Synthèse des résultats 151

7.3 Discussion des erreurs expérimentales . . . 155
7.3.1 Homogénéité de l'aimantation . . . 155
7.3.2 Viscosimétrie . . . 158
7.3.3 Évaluation de la température du viscosimètre . . . 164
7.3.4 Température du viscosimètre pendant la dépolarisation . . . 167
7.4 Analyse des résultats . . . 172
7.4.1 Évolution de l'effet en température . . . 173
7.4.2 Comparaison avec les modèles . . . 176
7.4.3 Dépendance en polarisation . . . 178
7.4.4 Perspectives : . . . 179

8 CONCLUSION 183

A RECETTE POUR LA CONSTRUCTION D'UNE CELLULE 187

A.1 Corps de la cellule . . . 187
A.2 Viscosimètre et thermomètre intérieur . . . 188
A.3 Étanchéité de la cellule . . . 190
A.4 Caractéristiques des cellules expérimentales . . . 191
A.5 Test des viscosimètres . . . 191

B CARACTÉRISATION THERMIQUE DE LA CELLULE 195

B.1 Résistances thermiques . . . 196
B.1.1 Conductivité thermique de l'argent fritté . . . 196
B.1.2 Mesure de la résistance de Kapitza . . . 196
B.2 Réponse thermique de la cellule . . . 202
B.2.1 Définitions . . . 202
B.2.2 Fonction de réponse du viscosimètre . . . 205
B.2.3 Fonction de réponse du thermomètre intérieur . . . 206
B.3 Temps de retard du viscosimètre . . . 209

B.3.1 Comparaison des temps de retard mesuré et calculé 210
B.3.2 Conséquence sur la contribution de la fente 214
B.3.3 Influence de la polarisation sur le comportement thermique 214

REFERENCES **219**

INTRODUCTION

INTRODUCTION

L'hélium est l'élément monoatomique le plus léger dans la nature. Du fait de sa faible masse atomique, l'^{3}He à basse température présente une variété d'effets quantiques, dont l'un des plus remarquables est l'absence de solidification à 0 K à basse pression. Cette caractéristique unique offre en particulier la possibilité aux physiciens d'étudier expérimentalement des fluides quantiques.

L'^{3}He, dont le noyau possède un spin nucléaire $\frac{1}{2}$, est un fluide de fermions. Dans ce fluide de fermions, les effets quantiques sont gouvernés par le *principe de Pauli*. Notre but, dans cette thèse, est d'étudier expérimentalement l'influence du principe de Pauli sur la viscosité de l'^{3}He liquide.

Le principe de Pauli impose que la fonction d'onde du système soit antisymétrique pour l'échange de deux atomes. Ainsi, les fonctions d'onde de deux atomes de même spin ne peuvent se recouvrir. A l'équilibre thermodynamique, en l'absence de champ magnétique, les spins des atomes d'^{3}He sont orientés de façon aléatoire. Un moyen de tester l'influence du principe de Pauli est d'aligner les spins nucléaires entre eux. Dans notre expérience, l'effet de la statistique quantique est mis en évidence en comparant la viscosité de l'^{3}He lorsque les spins sont polarisés à celle de l'^{3}He "normal".

Dans un gaz de fermions, l'effet de la polarisation est clair : A basse température, les collisions dans le canal s dominent. La conséquence du principe de Pauli est d'interdire les collisions entre atomes de spins identiques. Polariser le système induit alors une réduction du nombre de collisions, et par conséquent, une augmentation de la viscosité. Ce mécanisme, qui entre en jeu dès que la longueur d'onde des particules est comparable à la portée du potentiel d'interaction, est renforcé dans le régime dégénéré où le principe de Pauli impose des restrictions d'espace de phase.

Une question est de savoir si le mécanisme est identique dans un milieu dense, comme l'^{3}He liquide. Si on assimile l'^{3}He liquide dégénéré à un gaz de "quasiparticules" en interaction faible,

nous attendons aussi une augmentation de la viscosité induite par la polarisation. Qu'advient-il de cet effet lorsque le liquide d'^{3}He n'est plus dégénéré? Nous discutons de ces questions dans le chapitre 1, à la lumière des différents modèles qui décrivent l'^{3}He.

Expérimentalement, la difficulté principale est d'obtenir une forte polarisation dans l'^{3}He liquide. Dans notre expérience, nous utilisons la méthode de fusion rapide d'un solide d'^{3}He aimanté. La viscosité étant une quantité fortement dépendante de la température, il faut un bon contrôle des conditions thermiques dans la cellule expérimentale pour isoler les effets dus à la polarisation des variations de température liées à la méthode de fusion rapide. Nous traitons ce problème en détail dans le chapitre 2.

Les expériences se sont déroulées en deux temps (malgré nous!), le viscosimètre de la première cellule ayant cassé. Des mesures antérieures aux nôtres avaient mis en évidence une augmentation de la viscosité avec la polarisation. Nos premières mesures (chapitre 4) ont confirmé cette tendance sur un domaine de polarisation beaucoup plus large. Nous avons ainsi montré que l'augmentation de la viscosité est proportionnelle au carré de l'aimantation jusqu'à des taux de polarisation de 60%.

Ces premières expériences ont motivé une étude plus poussée des problèmes d'homogénéité d'aimantation et de température pendant les expériences (chapitre 5), qui a débouché sur la construction d'une nouvelle cellule (chapitre 6).

Cette nouvelle cellule, de conception améliorée, nous a permis d'étudier l'effet de la polarisation sur la viscosité en fonction de la pression (donc des interactions), et de la température. Nos résultats, qui montrent en particulier que l'effet de la polarisation subsiste au-delà du régime dégénéré, sont présentés et analysés au chapitre 7.

CHAPITRE 1 :

Principe de Pauli et viscosité de l'^{3}He

1

PRINCIPE DE PAULI ET VISCOSITÉ DE L'^{3}HE

Le travail décrit dans cette thèse est une étude expérimentale de l'effet de la polarisation nucléaire sur la viscosité de l'^{3}He liquide. Cet effet, via le principe de Pauli, fait intervenir la statistique quantique.

Dans cette partie, nous exposons les éléments théoriques nécessaires à la discussion physique et à l'interprétation de nos résultats. Nous commençons par décrire le cas d'un gaz de fermions, où les effets de la polarisation sont les mieux compris. Les mécanismes qui interviennent dans un gaz de fermions polarisé nous aideront à discuter le cas, plus complexe, des liquides.

Pour aborder le problème du liquide, nous rappellerons les grandes lignes du modèle de Landau, qui décrit de manière cohérente le comportement en température des propriétés physiques de l'^{3}He. Le modèle de Landau, pour rendre compte des interactions, fait appel à des paramètres ajustables qui dépendent de la pression. Des modèles microscopiques cherchent à expliquer la dépendance en pression des coefficients de Landau à l'aide d'images physiques. Nous décrirons ces modèles et nous comparerons leurs prédictions aux expériences.

Enfin, dans une dernière partie, nous discuterons quel comportement on peut attendre pour la viscosité lorsqu'on polarise les spins de l'^{3}He liquide. Dans un premier temps, nous discuterons cette question pour le domaine des basses températures dans le cadre de la théorie de Landau, puis dans le contexte plus spécifique des modèles microscopiques. Nous insisterons en particulier sur la dépendance en pression de l'effet de la polarisation, qui permet de tester les modèles. La seconde question concerne la dépendance en température : Par quel mécanisme l'effet de la polarisation disparaît-il à haute température? Selon quelle échelle d'énergie?

1.1 Gaz de fermions

Dans un gaz, le transport d'impulsion, d'aimantation ou d'énergie est assuré par les particules elles-mêmes. Les différents coefficients de transport sont donc proportionnels au libre parcours moyen des particules. Dans un milieu pur, en régime hydrodynamique, ce libre parcours moyen est limité par les collisions entre particules. Ce paragraphe est donc principalement consacré à l'effet de la polarisation des spins sur le nombre de collisions des particules.

Les propriétés physiques du gaz font intervenir trois échelles de longueur :

i L'étendue des "paquets d'ondes thermiques", donnée par la longueur d'onde de de Broglie $\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_3 kT}}$ (h étant la constante de Planck, T la température, et m la masse d'un atome d'hélium).

ii La portée du potentiel interatomique a_0 (≈3 Å).

iii La distance d entre les atomes.

Dans un gaz de fermions, ces échelles de longueur déterminent deux régimes :

$\lambda_T > d$	Les fonctions d'onde atomiques se recouvrent. Les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport sont alors contrôlés par le principe de Pauli. Le gaz est dit "dégénéré".
$d > \lambda_T > a_0$	Le recouvrement des fonctions d'onde atomiques n'a lieu que lors des collisions. Les propriétés thermodynamiques sont essentiellement celles d'un gaz classique, mais les coefficients de transport restent contrôlés par le principe de Pauli. Nous appellerons ce régime "quantique non-dégénéré".

Nous allons maintenant discuter le rôle de la polarisation des spins dans ces deux régimes.

1.1.1 Gaz quantique non-dégénéré

Le moment cinétique relatif de deux particules qui entrent en collision est $\approx \hbar k_T a_0$ où k_T est le vecteur d'onde des particules donné par $k_T = 2\pi/\lambda_T \propto \sqrt{T}$. Comme le potentiel d'interaction

est à courte portée, le moment orbital relatif des particules qui entrent en collision est faible à basse température.

Nous allons dans un premier temps détailler l'effet de la polarisation sur les propriétés de transport d'un gaz dont la température est assez basse ($k_T a_0 < 1$, correspondant à T <0,25 K dans l'^{3}He gazeux) pour que les collisions aient lieu seulement entre des particules de moment orbital relatif nul (collisions dans l'onde s). Puis nous verrons par quel mécanisme l'effet de la polarisation disparaît à mesure que la température est augmentée.

Gaz non-dégénéré à basse température :

Pour les collisions de type "s", la fonction d'onde orbitale est symétrique selon l'échange des deux particules. Pour conserver l'antisymétrie de la fonction d'onde, le principe de Pauli impose que les deux particules soient de spins différents. Les collisions entre particules de même spin sont donc interdites.

Remarque : Cet argument est valable car nous ne considérons ici que les interactions qui conservent le spin total. Les interactions dipolaires, qui brisent cette symétrie sont négligeables dans l'^{3}He.

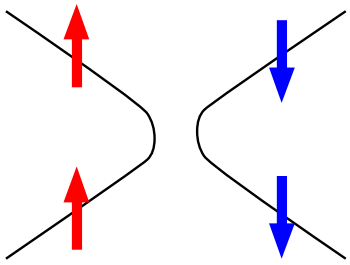


FIG. 1.1 – *A basse température, où les collisions ont lieu dans l'onde s, les seules collisions permises sont entre particules de spins différents.*

Lorsqu'on polarise les spins du gaz, le nombre de particules indiscernables augmente. A basse température, polariser le système entraîne donc une diminution du nombre de collisions, et un allongement du libre parcours moyen. Les coefficients de transports sont donc augmentés par la polarisation, et divergent dans un système entièrement polarisé. L'expression de l'augmentation de la viscosité pour une polarisation quelconque a été calculée par [Meyerovich87, Lhuillier82] :

$$\frac{\eta(m)}{\eta(0)} = \frac{1+\frac{3}{5}m^2}{1-m^2} \tag{1.1}$$

où $m = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}$ est le taux de polarisation du système, $N_\uparrow$ et $N_\downarrow$ étant le nombre de spins des deux espèces.

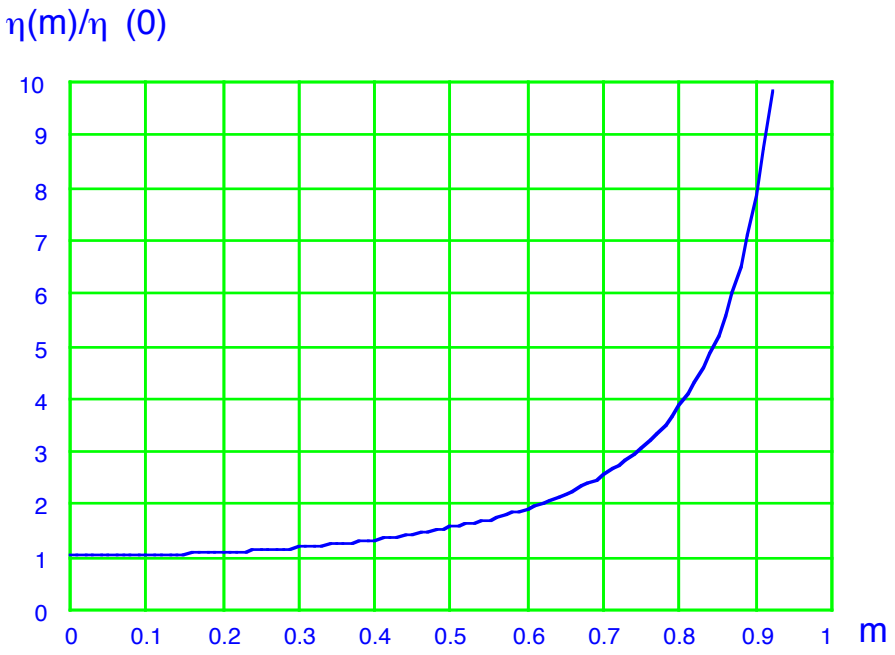


FIG. 1.2 – *Augmentation de la viscosité en fonction de la polarisation [Meyerovich87, Lhuillier82] : La viscosité diverge lorsque le système est complètement polarisé. Notons que l'augmentation violente n'intervient que pour des taux de polarisation élevés.*

La situation est alors analogue celle d'un mélange binaire où les collisions seraient permises seulement entre les particules d'espèces différentes. Au dénominateur de l'expression 1.1, le terme $N_\uparrow N_\downarrow = (1 - m^2)$, qui provoque la divergence de la viscosité, vient simplement du comptage du nombre de collisions. Le terme qui apparaît au dénominateur est discuté dans [Lhuillier82]. Au total, les termes correctifs sont de purs facteurs numériques qui ne dépendent pas de l'interaction.

Remarquons que, bien qu'il n'apparaisse pas d'échelle d'aimantation naturelle dans ce problème, la divergence de la viscosité est marquée seulement pour les polarisations élevées ($m > 0,8$). Pour les polarisations plus faibles, l'augmentation de la viscosité reste modérée, le premier terme correctif étant $\propto m^2$:

$$\frac{\eta(m)}{\eta(0)} \approx 1 + \frac{8}{5}m^2$$

Disparition de l'effet à haute température :

A une température finie mais faible ($k_T a_0 \approx 1$), les collisions dans l'onde p deviennent non négligeables, et des particules de même spin peuvent échanger leur impulsion par ce canal. Dans ce cas, l'augmentation des coefficients de transport avec la polarisation est moins importante, car

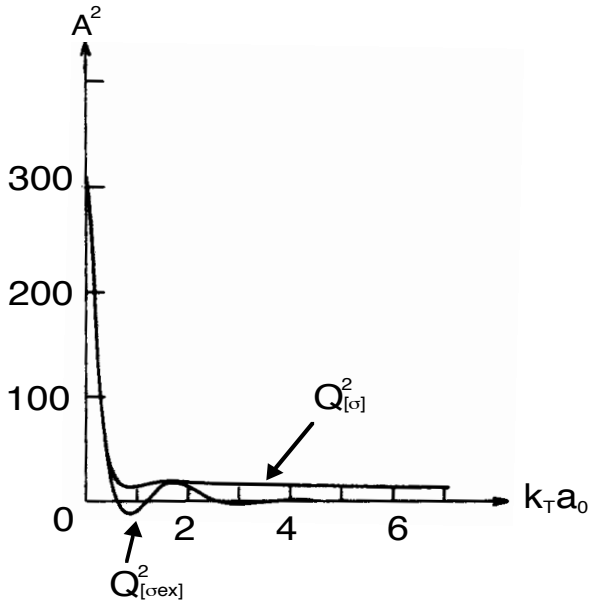


FIG. 1.3 – *Sections efficaces de collision en fonction du vecteur d'onde [Lhuillier83] : Le terme d'échange* $Q^2_{[\sigma ex]}(k)$ *s'annule après quelques oscillations pour les collisions de moment angulaire important (*$k_T a_0 > 1$*).*

augmenter le nombre de particules indiscernables ne conduit pas à une réduction aussi drastique du nombre de collisions dans le système. En particulier, les coefficients de transport gardent une valeur finie dans un système entièrement polarisé.

Lorsqu'on augmente la température du système, l'étendue des paquets d'onde diminue ($k_T a_0 > 1$), et des collisions de moment angulaire de plus en plus élevé interviennent. Dans le régime intermédiaire où quelques canaux interviennent, l'effet de la polarisation n'est plus un simple problème de comptage; il dépend du potentiel d'interaction entre les particules. Par exemple, dans l'^{3}He gazeux vers 0,5 K, la polarisation des spins diminue la viscosité [Lhuillier79].

Dans la limite où les collisions s'effectuent avec des moments angulaires élevés ($k_T a_0 \gg 1$), la polarisation des spins n'a plus aucun effet, car le terme d'échange de la section efficace de collision $Q^2_{[\sigma ex]}(k)$, qui prend en compte les effets d'indiscernabilité tend alors vers zéro [Lhuillier83]. Cette destruction des effets quantiques a lieu pour deux raisons : Les canaux de moment angulaire pairs et impairs se compensent dans $Q^2_{[\sigma ex]}(k)$ lorsqu'on prend en compte un grand nombre de termes. De plus, chacun de ces termes est proportionnel à un facteur de phase qui tend vers 0 dans la limite $k_T a_0 \gg 1$. Le résultat est que $Q^2_{[\sigma ex]}(k)$ s'annule après quelques oscillations (cf. figure 1.3). Ainsi, dans l'^{3}He gazeux, les effets quantiques disparaissent pour $T >$10 K.

1.1.2 Gaz de fermions dégénéré

Dans le régime dégénéré, les particules sont complètement délocalisées. Dans l'état fondamental, pour respecter l'antisymétrie de la fonction d'onde du système (principe de Pauli), les particules doivent être réparties dans une "sphère de Fermi" dans l'espace des impulsions. Le rayon de la sphère de Fermi donne l'échelle d'énergie qui limite le régime dégénéré :

$$kT_F = \frac{\hbar^2}{2m_3}\left(3\pi^2\rho\right)^{2/3}$$

où m est la masse des fermions, et ρ est le nombre de particules par unité de volume. Nous allons voir comment cette structure de l'état fondamental permet de trouver la dépendance en température et en polarisation des propriétés de transport.

Dépendance en température :

A température finie $T \ll T_F$, le principe de Pauli limite la fraction des particules qui subissent des collisions aux seules particules comprises dans une bande d'énergie de largeur kT au voisinage du niveau de Fermi, les particules sous la surface de Fermi n'ayant pas la possibilité de changer d'énergie :

Pour trouver des états disponibles après une collision élastique (qui conserve l'énergie et l'impulsion), une particule ne peut interagir qu'avec une autre particule située dans le voisinage de E_F, et les états finaux se trouvent encore dans cette bande d'énergie. Ainsi le nombre de collisions par unité de temps, proportionnel au nombre d'états finaux et au nombre d'état initiaux disponibles, varie en $\propto T^2$.

Avec cet argument d'espace de phase, nous trouvons la dépendance en température des propriétés de transport :

- La viscosité : $\eta \propto 1/T^2$
- La conductivité thermique : $\kappa \propto 1/T$

L'argument d'espace de phase est aussi valable dans le gaz dégénéré polarisé : Les collisions ne changeant pas le spin des particules, chaque spin reste dans sa bande d'énergie. Ainsi, la viscosité du gaz polarisé varie aussi en $\propto 1/T^2$.

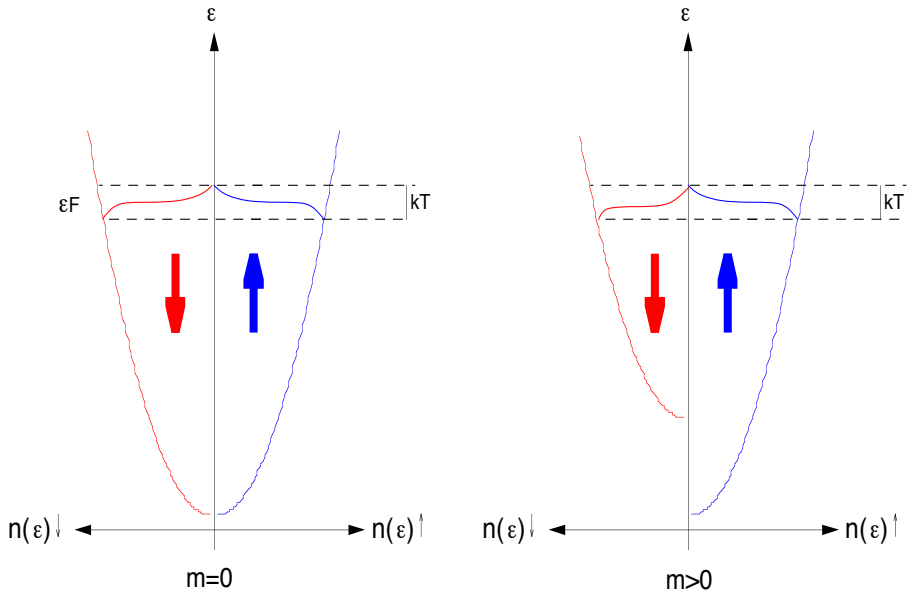


FIG. 1.4 – *Seules les particules situées dans une bande d'énergie de largeur kT au voisinage du niveau de Fermi peuvent subir des collisions. Avec cet argument d'espace de phase, nous montrons que la dépendance en température de la viscosité est $\propto 1/T^2$; cette dépendance est la même dans le gaz polarisé.*

Dépendance en polarisation :

Polariser un gaz de fermions dégénéré revient à augmenter le rayon de la sphère de Fermi $\uparrow$ et à diminuer celui de la sphère de Fermi $\downarrow$. Ainsi, la polarisation modifie trois quantités qui contribuent aux propriétés de transport :

- Les impulsions au niveau de Fermi pour chaque espèce de spin
- Les densités d'états au niveau de Fermi pour chaque espèce de spin
- La probabilité de collision entre les particules

Nous allons nous intéresser à la dernière contribution. L'effet de la polarisation sur la probabilité de collision est clair dans un système dilué, où l'impulsion des particules qui subissent des collisions est faible ($k_F a_0 \ll 1$), et les collisions ont lieu principalement dans l'onde s. Dans ce cas, comme dans le gaz non dégénéré à basse température, la probabilité de collision par unité de temps dépend du nombre de paires que l'on peut former entre particules de spins opposés. La différence, dans le cas dégénéré, est que les particules doivent être choisies à la surface de leur sphères de Fermi respectives; cette contrainte supplémentaire implique une restriction d'espace de phase :

Lors d'une collision entre une particule ↑ et une particule ↓, l'impulsion échangée ne peut excéder $|2k_{F\downarrow}|$. Ainsi, les états accessibles à la particule ↑ après la collision sont limités à la fraction de la surface de Fermi ↑ interceptée par l'angle solide $\Delta\Omega = 4\pi \left(\frac{k_{F\downarrow}}{k_{F\uparrow}}\right)^2$ (cf. figure 1.5).

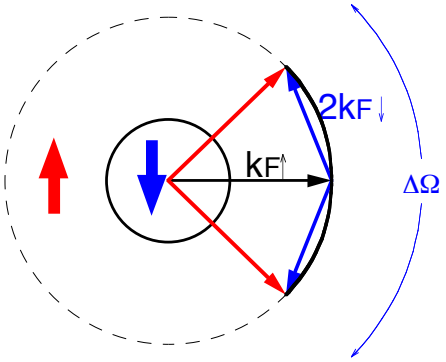


FIG. 1.5 – *les états accessibles à la particule ↑ après la collision sont limités à la fraction de la surface de Fermi ↑ interceptée par l'angle solide $\Delta\Omega$ (ligne continue).*

La polarisation diminue le nombre de collisions s, ce qui, dans un système dilué, entraîne une augmentation des propriétés de transport. On peut trouver les expressions de la viscosité et de la conductivité thermique calculées pour une polarisation arbitraire dans cette limite dans [Meyerovich87, Hampson88, Mullin83] [1].

Remarques :

- Le premier terme correctif de la conductivité thermique est $\propto |m|$. Cette dépendance linéaire provient de la restriction de l'espace de phase que nous avons décrite ; la région interdite dans l'espace des impulsions après une collision est $4\pi - \Delta\Omega \propto |m|$.
- Le premier terme correctif de la viscosité, par contre, est $\propto m^2$, car les collisions qui entrent en jeu dans le transport d'impulsion sont pondérées différemment. En particulier, les collisions vers l'arrière dont les états finaux sont situés dans la région interdite, ne modifient pas le flux d'impulsion (transverse) et ne contribuent donc pas à la viscosité de cisaillement.

Notons que l'approximation des collisions s n'est valable que pour les polarisations modérées. Les expressions des coefficients de transport extrapolés à m=1 donnent lieu à des comportements divergents (cf. figure 1.6).

1. Les expressions obtenues par [Meyerovich87] avec une méthode variationnelle sont différentes de celles de [Hampson88] et [Mullin83].

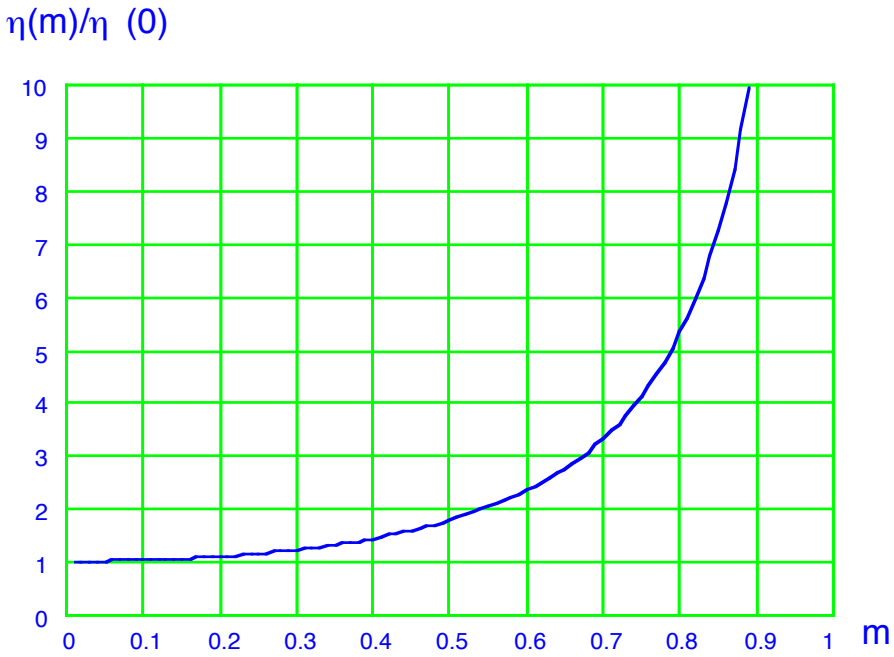


FIG. 1.6 – *Augmentation de la viscosité en fonction de la polarisation dans un gaz dégénéré [Meyerovich87] : Si on se limite aux collisions s, la viscosité diverge lorsque le système est complètement polarisé.*

En réalité, et c'est une autre différence importante avec le cas non dégénéré, les coefficients de transport ne divergent pas dans un gaz dégénéré complètement polarisé. En effet, dans ce cas, le vecteur d'onde des particules est indépendant de la température, et le libre parcours moyen est limité par les rares collisions dans l'onde p. Le facteur correctif de la viscosité (ou de la conductivité thermique) dans le gaz complètement polarisé est alors égal au rapport des sections efficaces des canaux p et s [Meyerovich87] :

$$\frac{\eta(m=1)}{\eta(m=0)} = \frac{\sigma_s}{\sigma_p} \approx \frac{1}{(k_F a_0)^4}$$

A notre connaissance, il n'existe pas d'extension des calculs de [Meyerovich87, Hampson88, Mullin83] qui prenne directement en compte des collisions de moment angulaire plus élevé. [Hampson88] ont calculé numériquement l'effet de la polarisation sur la viscosité avec un potentiel d'interaction phénoménologique de la forme $V_0 + V_1 q^2$, où q est l'impulsion échangée par les particules. Malheureusement, leurs résultats n'ont pas été exprimés directement en fonction de la polarisation, et sont donc peu exploitables dans notre cas.

1.1.3 *Résumé des effets de la polarisation dans les gaz*

La figure 1.7 montre comment se développent les effets de la polarisation sur les propriétés de transport d'un gaz de fermions à mesure que l'on baisse la température : Dans le régime classique, la viscosité n'est pas modifiée par la polarisation. En dessous d'une température $kT^* \approx h^2 a_0^2 / 2\pi m_3$, les corrélations quantiques interviennent lors des collisions, et la polarisation modifie les propriétés de transport. A basse température, $k_T a_0 \ll 1$, les collisions dans l'onde s sont dominantes. La viscosité est alors fortement augmentée par la polarisation. Enfin, dans le régime dégénéré, le facteur correctif devient indépendant de la température pour un système à polarisation fixée.

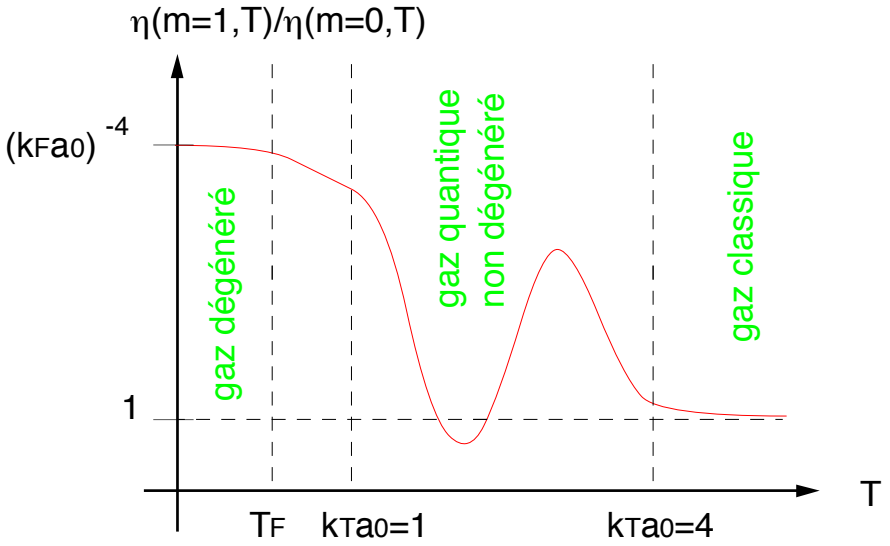


FIG. 1.7 – *Effet de la polarisation sur la viscosité en fonction de la température : Aucun effet n'est présent dans le régime classique. Les propriétés de transport commencent à être modifiées dans le régime quantique, lorsque* $k_T a_0 \approx 1$. *Dans le régime dégénéré, le facteur correctif est indépendant de la température.*

Expérimentalement, l'effet de la polarisation a été observé dans le régime dégénéré sur la viscosité des mélanges dilués d'^{3}He dans l'^{4}He [Candela91, Owers-Bradley98]. A basse température, l'augmentation de la viscosité atteint un facteur 3,5 dans un mélange polarisé à 75%. A notre connaissance, l'effet n'a pas été mesuré dans le régime non dégénéré dans ce système, car il est difficile de maintenir un taux de polarisation élevé à haute température avec un champ statique. En revanche, une expérience dans l'^{3}He gazeux a mis en évidence l'effet de la polarisation sur la conductivité thermique de l'^{3}He gazeux entre 2 et 4 K [Leduc87], qui est un système non dégénéré. Les résultats des expériences ont été trouvés en accord raisonnable avec la théorie.

1.2 ^{3}He liquide

Prédire les propriétés de l'^{3}He liquide avec un calcul ab initio est un problème qui n'a pas encore reçu de solution. Des calculs numériques [Bouchaud89, Skjetne98] donnent des informations sur l'état fondamental de l'^{3}He, mais cette approche frontale du problème ne semble pas avoir apporté d'autres résultats pour l'instant.

Les théoriciens ont donc recours à des modèles. Nous commençons par présenter le modèle phénoménologique de Landau [Pines66], qui donne une bonne description de l'^{3}He liquide à basse température [Wheatley75]. Cette description reste néanmoins à un niveau phénoménologique. Aussi, les théoriciens ont tenté d'expliquer les propriétés physiques de l'^{3}He, avec des modèles plus "microscopiques". Nous en citerons deux, qui ont la vertu de proposer des images physiques pour expliquer les propriétés physiques de l'^{3}He. Nous comparerons ces différents modèles à l'aune des résultats expérimentaux.

1.2.1 Phénoménologie de l'^{3}He liquide : Le modèle de Landau

La théorie de Landau suppose que la structure de l'état fondamental du système de fermions n'est pas radicalement modifiée par les interactions : Il existe toujours une sphère de Fermi de rayon k_F. Le système de fermions en forte interaction peut alors être décrit par un gaz de "quasiparticules" de spin $\frac{1}{2}$ en interaction faible.

Ainsi, comme la structure de l'espace de phase exploré par les excitations est similaire à celle des fermions libres, nous retrouvons qualitativement les propriétés du gaz :

- La chaleur spécifique : $C_v \propto T$
- La susceptibilité magnétique : $\chi = cste$
- La viscosité : $\eta \propto 1/T^2$

Quantitativement, cependant, les quantités thermodynamiques sont fortement renormalisées (cf. tableau 1.1). De plus, le régime dégénéré dans l'^{3}He liquide intervient à des températures $T \ll T_F^* \approx$0,2 K, beaucoup plus basses que la température de Fermi correspondant à un gaz idéal de même densité ($T_F \approx$6 K à pression de vapeur saturante).

P (bar)	v(P,T=0,1 K)	$\frac{\chi}{\chi_0}$	$\frac{C_v}{C_{v0}} = \frac{m^*}{m}$	F_0^s	F_0^a	F_1^s	F_1^a
p.v.s.	36,8	8,6	2,8	9,1	-0,70	5,3	-0,6
3	33,9	11,5	3,1	15,8	-0,72	6,4	-0,7
9	30,7	14,5	3,7	28,6	-0,75	8,1	-0,9
15	28,9	17,2	4,2	41,3	-0,76	9,7	-0,9
21	27,5	19,7	4,7	54,4	-0,76	11,1	-1,0
27	26,6	21,5	5,2	68,2	-0,76	12,5	-1,0
34	25,5	-	5,8	87,1	-0,76	14,3	-1,0

TAB. 1.1 – *Renforcement des quantités thermodynamiques dû aux interactions : Les grandeurs portant l'indice* 0 *se réfèrent aux valeurs calculées pour un gaz idéal de même densité. Le renforcement de susceptibilité a été interpolé à partir des données de [Ramm70]. Les valeurs de chaleur spécifique ainsi que les coefficients de Landau sont données par [Greywall83].*

Quantités thermodynamiques dans la théorie de Landau :

La théorie de Landau rend compte de cette renormalisation par les interactions résiduelles entre quasiparticules. Ces interactions sont paramétrisées par des coefficients F_l^s et F_l^a, reliés à l'interaction $V(\vec{k}, \vec{k'})$ entre deux quasiparticules d'impulsion $\vec{k}$ et $\vec{k'}$ par son développement en polynômes de Legendre P_l :

$$n^*(E_F)V(\vec{k}, \vec{k'}) = \sum_{l=0}^{\infty} (F_l^s \pm F_l^a) P_l(\cos\theta)$$

où $n^*(E_F)$ est la densité d'état au niveau de Fermi (renforcée par les interactions), θ l'angle entre les vecteurs d'onde des quasiparticules, prises toutes deux au niveau de Fermi, le signe $+(-)$ valant pour des quasiparticules de spin identique (opposé).

Les coefficients F_l^s et F_l^a, appelés "coefficients de Landau", permettent d'exprimer de manière simple les grandeurs thermodynamiques du liquide :

$$\frac{C_v}{C_{v0}} = 1 + \frac{F_1^s}{3} = \frac{m^*}{m}$$

$$\frac{\chi}{\chi_0} = \frac{m^*}{m} \frac{1}{1 + F_0^a}$$

les grandeurs portant l'indice 0 se référant aux valeurs calculées pour un gaz idéal de même densité, $\frac{m^*}{m}$ étant le rapport de la masse effective des quasiparticules à celle des atomes d'^{3}He. Les coefficients de Landau dépendent fortement de la pression. Leurs valeurs à l'ordre $l = 0$ et $l = 1$, calculées à partir des grandeurs thermodynamiques mesurées, sont regroupées dans le tableau 1.1.

Propriétés de transport :

Les phénomènes de transport, dans le cadre de la théorie de Landau, sont décrits en termes de flux de quasiparticules. Le problème complexe du transport dans un milieu dense est donc remplacé par le cas, plus simple, du transport dans un gaz de fermions dégénéré (cf. §1.1.2). La contrepartie, dans un liquide de Fermi, est que le détail des interactions entre quasiparticules n'est pas connu.

De manière générale, les propriétés de transport sont exprimées en fonction de moyennes angulaires de la probabilité de collision $W_{\sigma\sigma'}(\theta, \phi)$ entre deux quasiparticules. Cette probabilité de collision dépend des spins σ et σ' des quasiparticules incidentes, de l'angle θ formé par leurs vecteurs d'onde, et de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse ϕ (cf. figure 1.8).

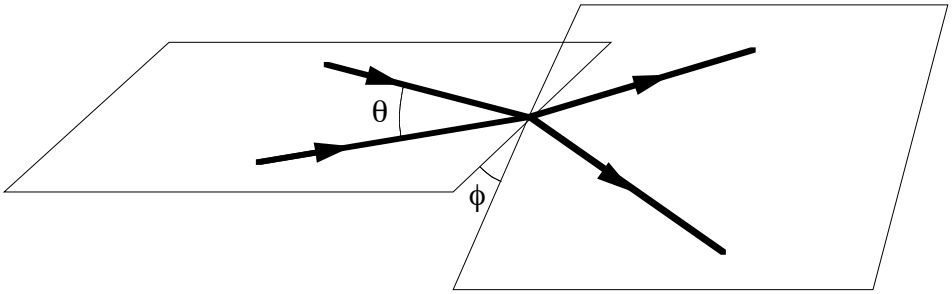


FIG. 1.8 – *Collision entre deux quasiparticules : θ est l'angle formé par les vecteurs d'onde des quasiparticules incidentes, et ϕ est l'angle de diffusion.*

Cette probabilité de collision n'est pas connue explicitement. Pour poursuivre les calculs, on cherche généralement à la relier aux coefficients de Landau ; le recours à des approximations est alors nécessaire.

La première étape consiste à exprimer la probabilité de collision en fonction de l'amplitude de diffusion $T_{\sigma\sigma'}$ [Baym91] :

$$W_{\sigma\sigma'}(\theta, \phi) = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{\sigma\sigma'}(\theta, \phi)|^2$$

L'amplitude de diffusion peut être décomposée en termes triplet et singulet :

$$T_{\uparrow\uparrow}(\theta, \phi) = T_t(\theta, \phi)$$

$$T_{\uparrow\downarrow}(\theta, \phi) = \frac{1}{2}(T_s(\theta, \phi) + T_t(\theta, \phi))$$

Les amplitudes de diffusion ne peuvent être exprimées en fonction des coefficients de Landau

que pour les processus de diffusion vers l'avant (ϕ=0) ou de rétrodiffusion ($\phi = \pi$) :

$$T_t(\theta,0) = (n^*(E_F))^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (A_l^s + A_l^a) P_l(\cos\theta)$$

$$T_s(\theta,0) = (n^*(E_F))^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (A_l^s - 3A_l^a) P_l(\cos\theta)$$

$$\text{avec :} \quad A_l^i = \frac{F_l^i}{1 + \frac{F_l^i}{2l+1}} \quad \text{où } i = s \text{ ou } a$$

Dans le cas général, pour des angles de diffusion ϕ quelconques, on ne peut pas relier les probabilités de collision aux coefficients de Landau. C'est à ce stade qu'il faut faire intervenir les approximations.

L'approximation "$s-p$" ([Baym91] p.84), par exemple, suppose que la diffusion des états singulets n'a lieu que dans le canal s, et que les états triplets sont diffusés uniquement dans le canal p, ce qui formellement, correspond à :

$$T_t(\theta,\phi) \approx T_t(\theta,0)\cos\phi$$

$$T_s(\theta,\phi) \approx T_s(\theta,0)$$

Physiquement, cette approximation revient à prendre en compte seulement les collisions où l'impulsion échangée entre les quasiparticules est faible. Elle donne une relation entre $W_{\sigma\sigma'}(\theta,\phi)$ et les coefficients de Landau.

En général, le développement des amplitudes de diffusion est limité aux coefficients de Landau d'ordre $l = 0$ et $l = 1$ (les seuls coefficients connus expérimentalement). A partir des coefficients de Landau reportés dans le tableau 1.1, on obtient numériquement :

A p.v.s.

$$n^*(E_F)T_{\uparrow\uparrow}(\theta,\phi) \approx (-1,4 + 1,1\cos\theta)\cos\phi$$

$$n^*(E_F)T_{\uparrow\downarrow}(\theta,\phi) \approx (3,4 - 0,7\cos\phi) + (2,1 + 0,6\cos\phi)\cos\theta$$

A P=27 bars

$$n^*(E_F)T_{\uparrow\uparrow}(\theta,\phi) \approx (-2,2 + 0,9\cos\theta)\cos\phi$$

$$n^*(E_F)T_{\uparrow\downarrow}(\theta,\phi) \approx (5,2 - 1,1\cos\phi) + (3,5 + 0,5\cos\phi)\cos\theta$$

Nous constatons que dans l'approximation $s-p$, l'amplitude de diffusion de deux particules de spins opposés est plus importante que l'amplitude de diffusion entre particules de spins identiques. Cette tendance est accentuée à basse pression.

Moyennant cette approximation brutale, les valeurs de conductivité thermique et de viscosité sont prédites à un facteur 2 près. De plus, la variation en pression de la viscosité est reproduite correctement ([Wilks67] p.500). Compte tenu des fortes approximations utilisées, cet accord est remarquable.

Limitations de la théorie de Landau :

La théorie de Landau a cependant ses limitations : Elle fournit seulement une paramétrisation des propriétés physiques de l'^{3}He. En particulier, elle n'explique pas la variation des quantités physiques avec la pression, et ne donne pas la limite de son domaine de validité en température. Des modèles ont été développés pour justifier à l'aide d'arguments physiques la théorie de Landau dans le cas de l'^{3}He, et préciser son domaine de validité. Dans les deux cas que nous allons citer - ^{3}He "presque ferromagnétique" et ^{3}He "presque solide"- le comportement des grandeurs thermodynamiques de l'^{3}He est attribué au fait que le système se rapproche d'une transition de phase lorsqu'on renforce les interactions en augmentant la pression.

1.2.2 ^{3}He "presque ferromagnétique"

Le point de départ de cette image est le modèle de Stoner, où l'on considère des fermions nus auxquels on ajoute une interaction de contact U entre deux spins opposés. Le renforcement de susceptibilité, calculé par une méthode de champ moyen vaut alors :

$$S = \frac{\chi}{\chi_0} = \frac{1}{1 - \frac{1}{2}n(E_F)U}$$

où $n(E_F)$ est la densité d'état des fermions nus. Lorsque les interactions sont assez fortes ($\frac{1}{2}n(E_F)U = 1$), le système transite vers un état ferromagnétique, et la susceptibilité diverge.

De ce point de vue, le renforcement important de la susceptibilité dans l'^{3}He traduit la proximité d'une transition ferromagnétique, induite par les interactions répulsives. Au voisinage de la transition, se développent des fluctuations critiques d'aimantation. Ces fluctuations, fortement amorties dans la phase paramagnétique, sont appelées "paramagnons" [Béal-Monod68]. L'existence de ces "pseudo-excitations" a deux conséquences importantes :

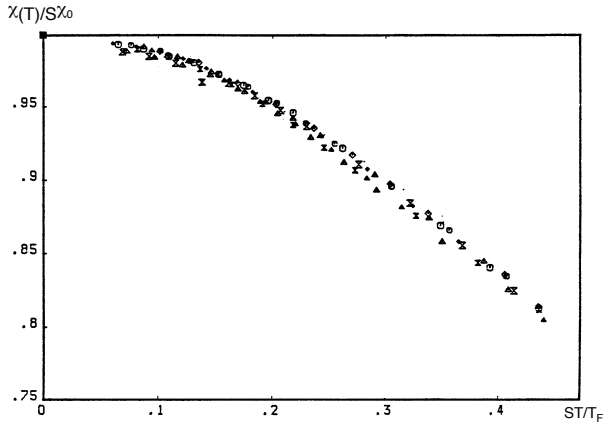


FIG. 1.9 – *Variation de la susceptibilité magnétique en fonction de la température : $\chi/S\chi_0$ est la susceptibilité normalisée par sa valeur à température nulle. Les données [Ramm70] à sept volumes molaires différents (faisant varier le facteur de Stoner de 10 à 24) dépendent d'une seule échelle d'énergie T_F/S.*

La contribution des paramagnons, ajoutée à celle des excitations particules-trous (pour les fermions libres), permet de rendre compte [2] du renforcement de la chaleur spécifique dans l'^{3}He, en prenant en compte le facteur de renforcement de Stoner déduit des mesures de susceptibilité.

Mais surtout, et c'est le point fort de la théorie des paramagnons, la dépendance en température de la susceptibilité magnétique est bien décrite : A température finie, les paramagnons excités thermiquement tendent à détruire l'alignement des spins le long du champ magnétique. Cet effet se traduit sous la forme d'une loi d'échelle :

$$\chi = S\chi_0 \left(1 - \beta \left(\frac{T}{T_F/S}\right)^2\right)$$

où β est un facteur numérique dépendant de la courbure de bande. La figure 1.9 montre de manière convaincante que l'échelle caractéristique à prendre en compte dans les variations de la susceptibilité est bien la température caractéristique des paramagnons T_F/S.

En revanche, la théorie des paramagnons échoue à expliquer l'ordre de grandeur et les fortes variations de compressibilité de l'^{3}He liquide :

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{1}{2 - 1/S} \approx 0,5 \approx \text{cste}$$

alors que ce rapport varie entre 0,28 et 0,06 dans l'^{3}He liquide. Malgré ce point faible, et bien que l'approche des paramagnons ait été très critiquée sur des bases théoriques, cette théorie

2. Remarquons qu'il intervient à ce stade un deuxième paramètre dans la théorie : Dans la chaleur spécifique ne sont pris en compte que les fluctuations de petit vecteur d'onde $k < k_c$; le vecteur d'onde de coupure k_c, ajusté à partir des expériences, donne une portée finie à l'interaction entre fermions.

a à son actif des résultats en bon accord avec l'expérience. Il serait donc dangereux pour un expérimentateur de ne pas prendre en compte ses prédictions.

1.2.3 ^{3}He presque solide

Dans la théorie de Landau, le renforcement de la susceptibilité fait intervenir non seulement le coefficient F_0^a, mais aussi la masse effective m^* des quasiparticules. C'est sur cette dernière quantité que nous allons maintenant insister.

Lorsqu'on augmente la pression de 0 à 34 bars, la masse effective double. Cette augmentation peut être interprétée comme l'approche d'une transition de localisation. De ce point de vue, l'^{3}He est un système dont les caractéristiques se rapprochent d'un solide. La faible compressibilité du liquide, proche de celle du solide, trouve alors une explication naturelle. Dans cette image physique, l'échange entre particules qui s'effectue selon une échelle de temps lente ($\approx \hbar/kT_F$) [Castaing79], donne une grande masse effective aux particules. Le renforcement de la susceptibilité résultant de cet échange est indépendant de la température et provient essentiellement du renforcement de la masse effective des atomes.

Le mécanisme de localisation est clair sur un modèle très schématique où l'on considère un réseau demi-rempli (un atome par site), la dynamique étant décrite par un hamiltonien de Hubbard :

$$H = \sum_{\substack{i,j \\ \sigma}} t C_{i\sigma}^{\dagger} C_{j\sigma} + U \sum_{\substack{i \\ \sigma \neq \sigma'}} n_{i\sigma} n_{i\sigma'}$$

Dans la limite où l'énergie d'interaction est grande devant l'énergie cinétique des particules ($U \gg t$), les particules se localisent et le système est solide. La limite opposée ($U \ll t$) décrit un système liquide.

La résolution approchée de ce problème, avec l'ansatz de Gutzwiller [Vollhardt84] montre que dans un réseau demi-rempli, il existe une valeur finie U_c au-delà de laquelle le système est localisé :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_c}\right)^2}$$

avec $U_c = 8|\epsilon_0|$, ϵ_0 étant l'énergie cinétique par site.

Le rapport $\frac{U}{U_c}$, déterminé à partir des mesures de chaleur spécifique, varie entre 0,8 à basse

pression et 0,91 à la pression de solidification : L'^{3}He liquide est proche de la localisation. Avec ces valeurs, le modèle prédit le renforcement de susceptibilité et de compressibilité du liquide en fonction de la pression, en bon accord qualitatif et quantitatif avec les valeurs expérimentales.

La principale limitation de cette approche est que les prédictions sont faites à température nulle, l'ansatz de Gutzwiller donnant seulement accès à une approximation de l'état fondamental du système.

1.2.4 Test des modèles

Nous avons vu que les deux modèles - presque localisé et presque ferromagnétique - décrivent correctement (mais partiellement) les propriétés de l'^{3}He liquide à basse température. Historiquement, la mesure de la susceptibilité à haut champ magnétique avait été proposée [Castaing79] pour les départager. En effet, nous verrons que cette quantité se comporte très différemment selon les deux modèles. Nous évoquerons aussi une autre approche, qui consiste à généraliser la théorie de Landau pour un système à aimantation finie. Enfin, à la lumière des résultats expérimentaux, nous nous livrerons à une discussion critique des différents modèles.

Modèle "presque ferromagnétique" :

Dans le modèle presque ferromagnétique, les fluctuations d'aimantation deviennent énergétiquement moins favorables à mesure qu'on élève le champ ; on s'éloigne donc de la transition ferromagnétique (plus précisément de la région critique), et la susceptibilité diminue [Béal-Monod83].

Modèle "presque solide" :

Dans l'^{3}He presque solide, la polarisation des spins favorise la localisation, à cause du principe de Pauli ; Augmenter le champ rapproche le système de la transition. En fait le modèle presque localisé prédit une *transition métamagnétique* qui se traduit par une divergence de la susceptibilité pour un champ fini [Vollhardt84].

Généralisation du modèle de Landau :

Dans l'hypothèse où aucune "catastrophe" ne vient bouleverser la structure de l'état fondamental de l'^{3}He lorsqu'on polarise le système, une approche logique consiste à généraliser le modèle de

Landau au cas des systèmes aimantés. Cette généralisation implique deux types de modifications :

- Il faut introduire de nouveaux coefficients de Landau, car dans le système polarisé, $F_l^{\uparrow\uparrow} \neq F_l^{\downarrow\downarrow}$.

- Les coefficients de Landau dépendent de la polarisation.

Cette approche a été développée par [Bedell86] pour calculer la susceptibilité magnétique du système polarisé. Pour limiter le nombre de paramètres de leur modèle, le développement de Landau de l'énergie libre a été tronqué à $l = 1$. La dépendance en polarisation des coefficients de Landau est exprimé sous forme d'un développement en puissances de m, jusqu'à l'ordre 2 pour $l = 0$ et 4 pour $l = 1$. Les neufs paramètres ajustables sont déterminés à partir des valeurs expérimentales en utilisant les règles de sommes, l'invariance galiléenne, et les relations de Maxwell.

Avec ce jeu de paramètres, [Bedell86] prédit un pic dans la susceptibilité magnétique. Contrairement au cas du modèle presque localisé, cependant, la susceptibilité reste finie pour tout m; ce comportement est appelé "presque métamagnétique".

Réponse expérimentale :

Du point de vue expérimental, la suggestion de [Castaing79] a donné lieu à différentes approches pour mesurer la susceptibilité magnétique à fort champ :

Une des premières expériences [Bonfait84], qui consistait à mesurer l'abaissement de la courbe de fusion induit par la polarisation, avait semblé mettre en évidence un pic de susceptibilité vers $m \approx$20%. Cependant, ce résultat était ambigu, car le signal d'aimantation mesuré provenait à la fois du solide et du liquide. Par la suite, des mesures de vitesse du son en fonction de l'aimantation [Bonfait87] dans un échantillon entièrement liquide n'avaient pas permis de détecter cette anomalie.

Finalement, la mesure de la courbe d'aimantation de l'^{3}He liquide [Wiegers91] à l'aide d'une méthode calorimétrique a infirmé définitivement l'existence d'une transition métamagnétique dans l'^{3}He. Ce résultat, plutôt en accord avec le modèle des paramagnons, invalide le modèle de [Vollhardt84] de l'^{3}He presque solide et le modèle presque métamagnétique (cf. figure 1.10).

Pour ce qui est des expériences antérieures, une possibilité d'explication est que l'anomalie provienne du solide [3].

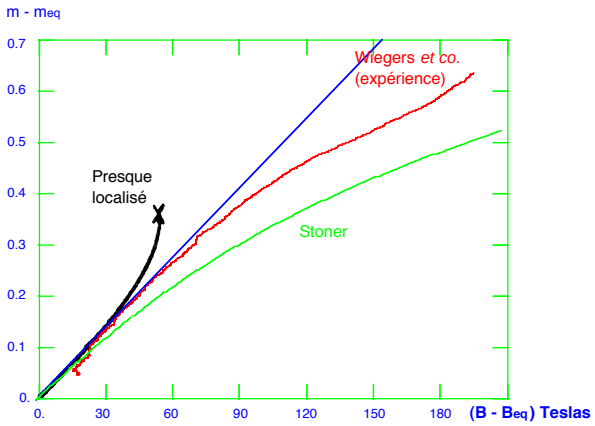


FIG. 1.10 – *Courbe d'aimantation de l'^{3}He liquide : La susceptibilité magnétique ne comporte pas de pic métamagnétique. Ce résultat invalide les modèles "presque solide" et "presque métamagnétique". Il va plutôt dans le sens du modèle presque ferromagnétique.*

Doit-on rejeter l'image de l'^{3}He presque solide?

Il n'est pas clair que l'augmentation de la susceptibilité avec la polarisation soit une caractéristique intrinsèque des modèles de type "presque solide".

Récemment, [Laloux94] ont commenté l'apparition du métamagnétisme dans le modèle presque solide de [Vollhardt84] en soulignant que celui-ci intervient lorsqu'on impose arbitrairement aux fermions d'occuper une bande demi-pleine. Ainsi, l'^{3}He liquide pourrait avoir un comportement "presque solide", mais dont la modélisation au stade actuel serait trop rudimentaire. Ils ont par la suite proposé des modifications au modèle de l'^{3}He "presque solide" [Georges97] :

- Le réseau possède des lacunes, dont le nombre est ajusté à partir des expériences.
- Un terme de couplage ferromagnétique entre plus proches voisins est ajouté, la force du couplage étant déterminée à partir du renforcement de susceptibilité à champ nul.
- La résolution du modèle, par la méthode de "champ moyen dynamique", ne fait pas appel à l'ansatz de Gutzwiller.

3. Des travaux récents [Marchenkov97], utilisant simultanément des mesures optiques et de RMN, pourraient apporter un éclairage nouveau sur cette question.

Ce modèle, qui perd un peu de son pouvoir prédictif et de sa simplicité, permet de reproduire qualitativement la courbe d'aimantation mesurée par [Wiegers91].

Dans ce modèle, l'^{3}He se trouve à la fois proche d'une transition de localisation et d'une transition ferromagnétique. La différence avec le modèle des paramagnons est que le système est en-deçà de la région critique où les fluctuations de spins sont dominantes. Pour discriminer les deux modèles, les auteurs suggèrent la mesure de la longueur de corrélation ferromagnétique. L'examen des mesures de diffusion de neutrons à haute résolution [Fåk94] pourrait permettre de trancher.

D'où vient le pic de susceptibilité prédit par le modèle presque métamagnétique?

La généralisation du modèle de Landau aux systèmes polarisés est une approche qui nous semble raisonnable, étant donné le succès impressionnant de cette théorie pour l'^{3}He en champ nul. Se pose alors la question de savoir pourquoi cette approche conduit à prédire un pic de susceptibilité.

Une lecture attentive de [Sanchez-Castro89] fait apparaître que le renforcement anormal de la susceptibilité provient d'une augmentation du terme $1/(1+F_0^a(m))$, la masse effective ayant un comportement régulier. Or la dépendance en polarisation du coefficient $F_0^a(m)$, fait intervenir une compensation entre les termes $F_0^{\uparrow\uparrow}$ et $F_0^{\uparrow\downarrow}$:

$$F_0^a(m) = \frac{1}{2}(F_0^{\uparrow\uparrow}(m) + F_0^{\downarrow\downarrow}(m)) - F_0^{\uparrow\downarrow}(m) = F_0^{\uparrow\uparrow}(0)(1+b_1m^2) - F_0^{\uparrow\downarrow}(0)(1+c_1m^2)$$

Numériquement, les termes $F_0^{\uparrow\uparrow}(0)$ et $F_0^{\uparrow\downarrow}(0)$ valent ≈50 à 27 bars, et se compensent presque parfaitement pour donner $F_0^a(0) \approx -0,7$. Aussi, la moindre erreur sur les paramètres b_1 et c_1 a des répercussions énormes sur le coefficient $F_0^a(m)$ à aimantation finie. Le fait qu'on n'observe pas expérimentalement de variation violente de susceptibilité suggère que la détermination de b_1 et c_1 par [Sanchez-Castro89] est entachée d'erreur. Il serait intéressant de vérifier que les barres d'erreur provenant de leur procédure sont effectivement compatibles avec le comportement observé pour la susceptibilité. Nous pouvons même effectuer le raisonnement inverse : Les comportements réguliers de la susceptibilité magnétique et de la vitesse du son à forte aimantation suggèrent que les coefficients de Landau dépendent peu de la polarisation.

Au stade actuel, la description microscopique de l^{3}He reste donc une question d'actualité. Nous verrons dans quelle mesure les expériences sur la viscosité peuvent ajouter des éléments

de discussion à ce débat.

1.3 Viscosité de l'^{3}He liquide polarisé

Dans cette partie, nous passons en revue les prédictions théoriques concernant l'effet de la polarisation sur la viscosité. Même si théoriquement, ce problème est largement ouvert, nous verrons qu'il est possible de dégager le comportement qualitatif de la viscosité dans le cadre des modèles que nous avons évoqués précédemment.

Le deuxième problème qui nous intéresse, est la disparition de l'effet de la polarisation lorsqu'on augmente la température. Nous discuterons cette question dans le cas du liquide à la lumière du mécanisme que nous avons décrit pour le cas du gaz. Là encore, la théorie est loin d'offrir une réponse complète. C'est d'autant plus motivant pour l'expérimentateur.

Enfin, nous décrivons les expériences antérieures à ce travail, qui ont mis en évidence l'effet de la polarisation sur la viscosité. Bien que ces mesures donnent des résultats cohérents, nous soulignons que les informations qu'elles apportent sont partielles. Nous verrons alors, dans le paragraphe suivant, quelles voies restent à explorer, compte tenu des informations apportées par les premières expériences et des directions indiquées par les modèles théoriques.

1.3.1 Prédictions théoriques concernant l'^{3}He dégénéré

Modèle de Landau :

Dans le cadre du modèle de Landau, un argument naïf prédit une augmentation de la viscosité avec la polarisation : Comme pour un gaz de fermions en interaction faible, le libre parcours moyen des quasiparticules augmente lorsqu'on polarise le système, car les collisions s, qui dominent à basse température sont supprimées. En fait, la validité de cet argument est douteuse, car dans le liquide, le moment angulaire relatif des quasiparticules qui subissent des collisions n'est pas nul ($k_F a_0 \approx 2$). Ainsi, si nous suivons jusqu'au bout l'argument d'une augmentation de la viscosité induite par la suppression des collisions s, le facteur correctif prédit est très faible ($\frac{\eta(m=1)}{\eta(m=0)} \approx 1/(k_F a_0)^4 \approx 6\%$, cf.§1.1.2). Pour estimer correctement ce facteur correctif, il faudrait s'appuyer sur un modèle de gaz dégénéré qui prenne en compte des collisions de moment angulaire plus élevé. En l'absence d'un tel modèle (cf. §1.1.2), il est difficile de faire

une prédiction pour le cas du liquide dégénéré. Dans le cas du gaz non-dégénéré, par exemple, le calcul exact prédit une diminution de la viscosité avec la polarisation (dans une certaine gamme de température) lorsque des collisions de moment angulaire non nul interviennent (cf. §1.1.1).

Développer un modèle plus réaliste, qui tienne compte des collisions dans les autres canaux, nécessite de connaître les détails de l'interaction entre les quasiparticules. Les difficultés sont alors de deux ordres :

i Comme dans le cas des liquides non polarisés, le problème principal consiste à évaluer la probabilité de collision $W(\theta, \phi)$. Comme nous l'avons vu au §1.2.1, ce problème difficile nécessite l'usage d'approximations pour mener les calculs à leur terme.

ii Pour le liquide polarisé, il faut de plus tenir compte séparément des différents processus de collisions et de leur dépendance en polarisation :

$$W(m) = \frac{1}{4}(W_{\uparrow\uparrow}(m) + W_{\downarrow\downarrow}(m)) + W_{\uparrow\downarrow}(m)$$

avec $W_{\uparrow\uparrow} \neq W_{\downarrow\downarrow}$.

Nous avons vu au §1.2.1 que l'approximation $s-p$, qui permet d'exprimer les probabilités de collision en fonction des coefficients de Landau, donne des résultats qualitativement corrects pour les coefficients de transport de l'^{3}He liquide non polarisé. L'approche la plus simple, qui est un peu dans l'esprit du modèle de Stoner, consisterait à reprendre le calcul de la viscosité dans l'approximation $s-p$ en négligeant la dépendance en polarisation des coefficients de Landau. Les variations de viscosité seraient alors induites par les variations de vitesse $v_{F\uparrow}$ et $v_{F\downarrow}$ des quasiparticules sur leur surfaces de Fermi, la modification des densités d'états au niveau de Fermi[4], et les variations du nombre de collisions. Pour chaque type de collision, $\downarrow\downarrow$, $\uparrow\uparrow$, ou $\uparrow\downarrow$, nous pouvons prédire qualitativement dans quel sens va varier le nombre de collisions, du fait de la restriction d'espace de phase :

- Le nombre de collisions $\downarrow\downarrow$ diminue
- Le nombre de collisions $\uparrow\uparrow$ augmente
- Le nombre de collisions $\uparrow\downarrow$ diminue

4. Notons que dans cette approche simple, le renforcement de la densité d'états $\frac{m^*}{m}$ est maintenu constant.

Au total, il y a donc une compétition entre les différents termes. A priori, l'effet de la polarisation sur le nombre de collisions n'a donc rien d'évident. Numériquement, cependant, nous savons que l'amplitude de diffusion $T_{\uparrow\downarrow}$ domine (cf. §1.2.1). Nous attendons donc une diminution du nombre de collisions lorsqu'on polarise le système, ce qui va dans le sens de l'argument naïf.

Cette approche serait plus générale que les calculs de [Meyerovich87, Hampson88, Mullin83] pour les gaz de fermions dégénérés, car elle prend en compte, à l'aide des coefficients de Landau, des processus de collision anisotropes. Malgré les fortes approximations, cette méthode nous paraît raisonnable compte tenu des résultats corrects qu'elle donne pour l'estimation des propriétés de transport dans l'^{3}He liquide non polarisé.

Une approche plus sophistiquée a été développée par [Hess87] pour essayer d'expliquer les résultats (faux) de [Kopietz86] qui montraient une diminution de la viscosité avec la polarisation. Ce calcul est fondé sur lui aussi l'approximation $s-p$, mais en prenant des probabilités de collisions dépendantes de la polarisation. Les auteurs ont utilisé la paramétrisation de [Bedell86] pour obtenir la dépendance en polarisation des coefficients de Landau. Avec ces paramètres, la seule quantité indéterminée est l'amplitude de diffusion avec basculement des spins ("spin-flip"). Les auteurs se sont livrés à l'exercice périlleux de déterminer arbitrairement cette contribution. Par prudence, cependant, ils ont présenté leurs résultat en essayant plusieurs hypothèses.

Avec ce modèle, [Hess87] prédisent que la viscosité diminue initialement avec la polarisation, puis passe par un minimum avant d'augmenter rapidement pour les fortes polarisations. La diminution initiale de la viscosité, dans ce modèle, provient de l'augmentation importante du nombre de collisions entre particules de spins opposés. Ceci est dû à deux facteurs :

- L'augmentation du nombre de collisions avec "spin-flip".
- La variation violente du terme $F_0^{\uparrow\uparrow}+F_0^{\uparrow\downarrow}$.

Notons que, même si le terme de spin-flip est supposé indépendant de la polarisation, la dernière contribution est capable à elle seule de provoquer le minimum de viscosité. Rappelons que ce même terme est aussi responsable du pic de susceptibilité prédit dans le modèle de [Bedell86] qui n'est pas observé expérimentalement. A notre avis, c'est surtout cette contribution qui conduit le modèle de [Hess87] à donner la mauvaise tendance.

Il nous semble que cette approche n'est pas pertinente pour prédire le comportement de l'^{3}He

liquide polarisé : Avec le grand nombre de paramètres ajustables sur lesquels repose ce modèle, il est probable que cette théorie peut prédire n'importe quel comportement pour la variation des quantités physiques avec la polarisation. En fait, comme nous l'avons souligné au §1.2, toutes les expériences sur l'^{3}He polarisé indiquent que les coefficients de Landau dépendent peu de la polarisation. De ce point de vue, il serait intéressant d'approfondir l'approche simple que nous avons évoquée au début de ce paragraphe.

Les paramagnons

Si l'on se tourne vers les modèles, seul celui des paramagnons donne une prédiction explicite de l'effet de la polarisation sur la viscosité [Béal-Monod88]. Dans ce modèle, le mécanisme qui domine la viscosité est la diffusion des fermions nus par des paramagnons excités thermiquement. Par ce mécanisme, la dépendance en température de la viscosité trouve une explication : En augmentant la température, on augmente le nombre de paramagnons, et les fermions subissent plus de collisions, ce qui réduit la viscosité.

Formellement, [Béal-Monod88] montre qu'il existe dans ce cadre une relation entre la viscosité et la la susceptibilité magnétique. En retenant les termes d'ordre le plus élevé en S (S étant le facteur de renforcement de Stoner), cette relation se traduit par :

$$\eta T^2 \propto \frac{1}{\sqrt{S}} \tag{1.2}$$

La relation 1.2 donne aussi la dépendance en pression de la viscosité : A proximité de la transition ferromagnétique (i.e. à haute pression), les fluctuations sont importantes, ce qui tend à diminuer la viscosité. Comme le montre la figure 1.11, cette tendance est bien observée à haute pression dans le liquide non polarisé.

En augmentant la polarisation du système, les fluctuations de spin deviennent énergétiquement moins favorables, et la fréquence de collision des fermions diminue. Ainsi, la viscosité augmente avec la polarisation, le premier terme correctif étant proportionnel à m^2. Cette tendance est moins accentuée lorsqu'on augmente la température (i.e. lorsque des paramagnons sont excités thermiquement), comme on peut le constater sur la relation 1.3 :

$$\frac{\eta(H)-\eta(0)}{\eta(0)} \approx -n\frac{\chi(H)-\chi(0)}{\chi(0)} = n\frac{4}{9}Sm^2\left(\beta_0 - \left(\beta_1 + \frac{2}{3}\alpha_1 - \alpha_1\beta_0\right)\left(\frac{T}{T_F/S}\right)^2\right) \tag{1.3}$$

cette relation étant valable dans la limite des basses températures et des faibles aimantations ($T \ll (T_F/S)$ et $m \ll 1$). Les constantes apparaissant dans le préfacteur dépendent de la

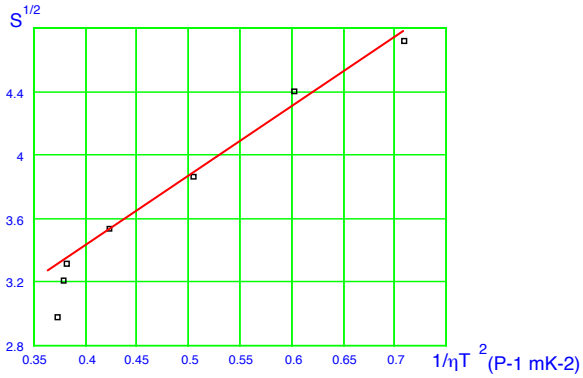


FIG. 1.11 – *Viscosité en fonction de la pression : Le facteur de Stoner a été interpolé à partir des données de [Ramm70]; les données de viscosité à basse température proviennent de [Carless83]. Dans le cadre du modèle des paramagnons, le comportement observé est expliqué par la présence de fluctuations plus importantes à proximité de la transition (à haute pression).*

forme de la bande; pour une bande parabolique, leur valeur est [Béal-Monod83] : $\beta_0 = 1/6$, $\alpha_1 \approx \pi^2/4$, et $\beta_1 \approx 27\pi^2/24^2$. Le coefficient n dépend de la force des interactions : $n = 1/2$ pour les systèmes proches de la transition ($S \gg 1$), et $n = 2$ pour $2 < S < 4$.

Bien que cette prédiction soit plutôt qualitative, du fait de la valeur indicative des coefficients numériques, il s'en dégage deux tendances fortes :

- La viscosité est augmentée par la polarisation, par le même mécanisme qui provoque la diminution de susceptibilité sous champ (cf. §1.2.4). Le premier terme correctif est $\propto m^2$.

- L'effet de la polarisation sur la viscosité est fortement dépendant de la pression (le préfacteur du terme correctif étant proportionnel à S).

Pour comparer cette prédiction théorique aux expériences, nous devons prendre garde au domaine de validité de la théorie des paramagnons : $T \ll T_F/S \approx 0,2\ K$. De fait, le mécanisme de diffusion des fermions par des paramagnons est sans doute effectif à basse température, mais ce n'est peut être pas le seul. Néanmoins, si ce mécanisme domine à basse température, nous devrions observer une forte dépendance en pression de l'effet de la polarisation.

^{3}*He presque solide*

Il n'y a pas de prédictions explicite concernant la viscosité dans le cadre du modèle "presque solide". L'idée naïve, qui a été évoqué par [Kopietz86] pour expliquer leurs résultats expérimentaux

(erronés, comme nous allons le voir plus loin), est que le libre parcours moyen des particules diminue lorsque le système tend à se localiser sous l'effet de la polarisation.

Cette explication nous semble contraire à l'image d'un liquide "presque solide". Dans les liquides classiques, contrairement aux gaz, l'impulsion n'est pas transmise par les particules, mais par les groupes de particules dont la configuration doit en permanence se réarranger lorsque le système est soumis à un écoulement macroscopique [Andreev79]. Ainsi, dans les liquides, la viscosité est plutôt liée à la notion de plasticité, ou plus précisément de viscoélasticité, comme le montre la relation de Maxwell [Angell84] :

$$\eta = G_\infty \tau$$

Dans cette expression, G_∞ est le module de cisaillement à haute fréquence, et τ est l'échelle de temps caractéristique de relaxation de la configuration du liquide vers une configuration d'équilibre après une perturbation. Sur des échelles de temps courtes ($\ll \tau$), le liquide présente une certaine rigidité, et l'impulsion est transmise par des modes de vibration, comme dans un verre. Sur des échelles de temps plus longues ($> \tau$), le système doit adapter sa configuration aux contraintes, ce qui donne lieu à un écoulement plastique.

Dans un liquide classique, les processus de relaxation sont thermiquement activés, et le temps de relaxation τ suit une loi d'Arrhenius. Comment évolue cette échelle de temps avec la température dans un système quantique complètement dégénéré? Dans le cas du renforcement de susceptibilité, l'échelle de temps caractéristique est $\tau \approx \hbar/kT_F$, indépendante de la température. La question est de savoir si il en est de même pour les degrés de liberté positionnels mis en jeu dans la viscosité.

Nous pouvons cependant deviner qualitativement le comportement du système lorsqu'on se rapproche de la localisation : A l'approche d'une transition vitreuse, le temps de relaxation τ diverge, ce qui produit une forte augmentation de la viscosité. Dans le cadre du modèle "presque solide", une augmentation de la viscosité induite par la polarisation pourrait donc être interprétée comme une tendance à la localisation.

Il faut cependant remarquer que la tendance observée dans l'^{3}He à basse température est plutôt inverse : La viscosité baisse lorsqu'on augmente la pression (cf. figure 1.12).

Le comportement observé dans le liquide non polarisé met donc en doute l'image de liquide "presque solide" appliquée à l'^{3}He. Nous verrons si les mesures de viscosité dans l'^{3}He polarisé

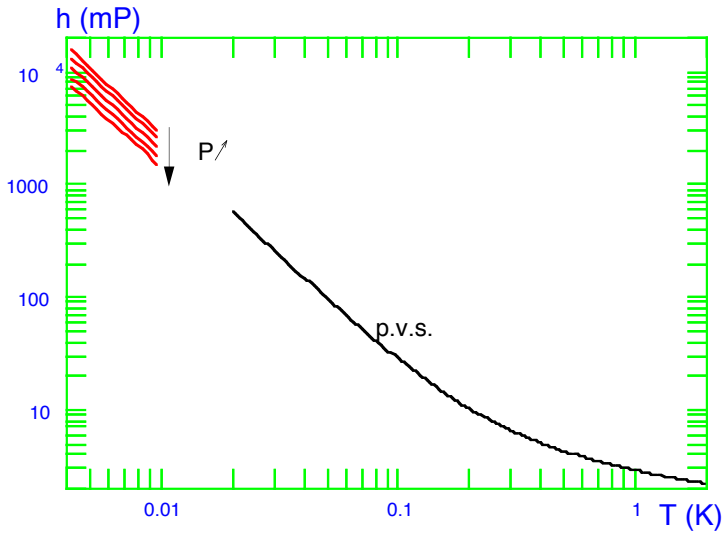


FIG. 1.12 – *Viscosité en fonction de la température à différentes pressions : Les données à haute température à p.v.s. proviennent de [Bertinat74]. Les données à basse température, à 0,5,10,20, et 29 bars sont celles de [Carless83]. A basse température (T <0,1 K), la viscosité varie en $\propto 1/T^2$; A haute température ($T > 1$ K) , la viscosité est pratiquement constante. A basse température, la viscosité baisse légèrement avec la pression.*

vont aussi dans ce sens.

1.3.2 L'^{3}He liquide à haute température

L'autre question que nous devons discuter est la disparition de l'effet de la polarisation sur la viscosité à mesure qu'on élève la température. Cette question peut se détailler en deux points : Quel est le mécanisme qui détruit l'effet de la polarisation sur les propriétés de transport? Selon quelle échelle d'énergie?

Dans le gaz, les corrélations quantiques gardent une influence sur les collisions entre particules tant que l'étendue des fonctions d'onde est supérieure à la portée du potentiel d'interaction. Dans un milieu dense comme le liquide, l'existence même d'un effet de la polarisation sur les propriétés de transport au-delà du régime dégénéré est remise en cause. Ce problème est donc relié à la description de l'^{3}He liquide à haute température.

Le comportement de l'^{3}He liquide à haute température est mal compris : Au-delà de $\approx 0,2\ K$, les degrés de libertés de spin ne sont plus dégénérés (par exemple, la susceptibilité varie avec la température) et on ne peut plus parler en terme de "gaz de quasiparticules". On a donc affaire à un milieu dense, qui diffère cependant d'un liquide classique car les atomes d'^{3}He possèdent toujours une grande énergie cinétique de "point zéro", sans laquelle les particules s'arrangeraient

dans une phase solide. De ce point de vue, l'^{3}He liquide à haute température semble à mi-chemin entre un gaz de billes dures [Taylor57] et un liquide près de la transition vitreuse [Andreev79].

L'image de liquide "presque solide" (ou plutôt "presque vitreux") que nous avons évoquée au paragraphe précédent a été appliquée par [Andreev78] au comportement des liquides dont la température est très supérieure à la température de dégénérescence ($T_F^{**} \approx 200\ mK$), mais très inférieure à l'échelle d'énergie des modes de vibration du système (l'équivalent de la température de Debye, ≈13 K pour l'^{3}He liquide à p.v.s.). Ces liquides ont été appelés "semi-quantiques". Dans ces systèmes, comme nous l'avons dit, il faut considérer le réarrangement de la configuration des atomes plutôt que l'impulsion des particules individuelles. Dans le régime non dégénéré, où les particules sont toutes discernables, ces processus de réarrangement sont indépendants de la statistique des atomes. Dans ce sens, nous n'attendons aucun effet de la polarisation sur la viscosité d'un liquide semi-quantique.

Expérimentalement, les propriétés de transport de l'^{4}He à basse pression vers 3 K, sont plutôt similaires à celles d'un gaz de billes dures (cf. [Wilks67] pp.17-21). Par exemple, le rapport $\frac{\kappa}{\eta C_v}$ (κ étant la conductivité thermique) est proche de 2,5, qui est la valeur qu'on attendrait pour un gaz. De plus, dans l'^{3}He à p.v.s., la viscosité est quasiment constante entre 1,5 et 3 K [Black71] (cf. figure 1.12), alors qu'on attendrait plutôt une variation en $\propto 1/T$ dans un liquide semi-quantique [Andreev79]. Cette caractéristique s'interprète bien dans le cas d'un gaz "semi-quantique" [Taylor57] : Dans un tel gaz, le libre parcours moyen des particules est limité par la distance entre les atomes, et la seule dépendance en température de la viscosité vient de la vitesse moyenne des atomes. Pour un gaz classique, la vitesse des atomes varie $\propto \sqrt{T}$; Dans l'hélium liquide, la vitesse des atomes est essentiellement donnée par l'énergie cinétique de point zéro, qui est indépendante de la température.

Si l'^{3}He à haute température se comporte effectivement comme un gaz, l'effet de la polarisation devrait subsister au delà du régime dégénéré ($T >$0,2 K). La variation de l'effet avec la température est cependant difficile à prédire : D'une part la transition entre le régime des basses températures (où l'on peut parler en termes de quasiparticules) et le régime semi-quantique est mal comprise. Même dans le régime haute température, l'effet de la polarisation sur les collisions entre atomes n'est pas trivial, car celles-ci peuvent avoir lieu dans des canaux de moment angulaire élevé (rappelons que $k_F a_0 \approx$2).

Soulignons à ce stade que la description du comportement de l'hélium à haute température

semble moins bien compris du point de vue théorique que le régime des basses températures. Nous comptons donc sur l'expérience pour nous donner des indices.

1.3.3 Revue expérimentale

L'effet de la polarisation sur la viscosité dans l'^{3}He à basse température a fait l'objet de quatre expériences : [Kopietz86, Vermeulen88, Kranenburg89], et récemment [van Woerkens98]. L'idée était de mesurer la modification du libre parcours moyen des quasiparticules à travers la viscosité, l'opinion générale étant que la polarisation a tendance à augmenter ce libre parcours moyen.

La première mesure de viscosité dans l'^{3}He polarisé [Kopietz86] avait donné un résultat inverse : Les auteurs avaient observé une forte diminution de la viscosité. Une seconde expérience, utilisant des techniques différentes, a montré au contraire une augmentation de la viscosité avec la polarisation [Vermeulen88].

Finalement, lors d'une contre-expérience, [Kranenburg89] ont démontré que le résultat de [Kopietz86] était faux, l'effet observé provenant des gradients thermiques engendrés par le méthode de fusion rapide qui avait été utilisée. Au cours de la même expérience, [Kranenburg89] ont mesuré une variation de la viscosité comparable au résultat de [Vermeulen88].

Dans les deux derniers cas, l'augmentation de la viscosité mesurée, pour des polarisations inférieures à 20%, a été trouvée proportionnelle au carré de la polarisation :

$$\frac{\eta(m)}{\eta(0)} = 1 + \alpha m^2$$

[Vermeulen88] a mesuré un préfacteur $\alpha = 2 \pm 1$ à 30 bars et 45 mK. Les mesures de [Kranenburg89], entre 24 et 27 bars, avec des températures comprises entre 80 mK et 350 mK, ont donné un préfacteur $\alpha = 3,5 \pm 1,5$ indépendant de la température dans la limite de leurs barres d'erreur.

L'absence de dépendance de l'effet avec la température, est un résultat intriguant; nous y reviendrons. Notons que, aux incertitudes expérimentales près, les résultats de [Kranenburg89] sont en accord avec celui de [Vermeulen88]. En revanche, les mesures récentes de [van Woerkens98], effectuées avec la méthode de fusion rapide, ont donné des valeurs pour le préfacteur α sensiblement plus élevées : Entre 30 et 60 mK, le préfacteur mesuré était $\alpha \approx$6 à 8.

A notre connaissance, aucune mesure à basse pression n'avait été effectuée jusqu'à présent.

FIG. 1.13 – *Facteur de correction α en fonction de la température : Carrés vides : [Kranenburg89]; Carré barré : [Vermeulen88]; Carrés pleins : [van Woerkens98]*

La caractéristique marquante dans les résultats de [Kranenburg89] est que l'effet de la polarisation ne semble pas dépendre de la température, l'effet subsistant même au-delà du régime dégénéré (jusqu'à 350 mK). A plus basse température, les données sont contradictoires : les mesures de [van Woerkens98] suggèrent que le préfacteur α diminue avec la température, celle de [Vermeulen88] indiquant une tendance inverse.

A basse température, nous attendons un effet indépendant de la température : Si nous suivons l'analogie entre le gaz de quasiparticules, que décrit la théorie de Landau, et un gaz de fermions dégénéré, le facteur α devrait être un simple facteur numérique indépendant de la température et de la pression, comme nous l'avons vu au §1.1.2. Les résultats de [Kranenburg89] et [Vermeulen88] vont dans ce sens. Il est d'ailleurs frappant de constater que les valeurs mesurées sont comparables au facteur calculé pour un gaz dégénéré (α=2).

Nous pouvons comparer les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles. En fait, comme nous l'avons vu (cf.§1.3.1), seul celui des paramagnons donne une prédiction explicite. Le préfacteur α, calculé dans le cas de l'^{3}He liquide à haute pression, est compris entre 0,8 et 1,6, légèrement plus faible que les valeurs mesurées expérimentalement (nettement plus faible si on prend en compte les données de [van Woerkens98]). Comme nous l'avons souligné, les valeurs prédites sont indicatives. Le test déterminant, de notre point de vue, est la dépendance du facteur

α avec la pression. Avant notre travail, aucune donnée expérimentale n'était disponible à ce sujet.

Le point remarquable dans les résultats de [Kranenburg89] est la persistance de l'effet de la polarisation dans le régime non-dégénéré. Ce résultat n'est pas choquant si on rapproche le comportement de l'^{3}He liquide à haute température de celui d'un gaz de billes dures (cf.§1.3.2) dans lequel les corrélations quantiques jouent un rôle tant que l'étendue des fonctions d'onde atomiques est supérieure à la portée du potentiel d'interaction. Il nous semble cependant intéressant de vérifier l'existence de l'effet à haute température. De plus, si l'effet diminue à haute température, il resterait à mesurer sur quelle échelle.

Notre objectif est de mesurer la dépendance en pression et en température de l'effet de la polarisation sur la viscosité.

A basse température, la dépendance de l'effet avec la pression permettra de valider ou infirmer les modèles : Une faible dépendance en pression validerait l'image d'un gaz de quasiparticules en interaction faible; a contrario, une forte augmentation avec la pression irait dans le sens du modèle des paramagnons.

Comme nous l'avons souligné, la dépendance en température de l'effet est encore une question ouverte, aussi bien sur le plan expérimental que théorique. Nous comptons y répondre expérimentalement.

Enfin, jusqu'à présent, les expériences, qui ont été effectuées dans une gamme de polarisation modérée ($m < 20\%$), n'ont mesuré que le premier terme correctif ($\propto m^2$). Grâce à une méthode développée au laboratoire [Wiegers91], nous sommes capables de produire de l'^{3}He liquide polarisé à 70%. Dans ces conditions, il est envisageable de mesurer des termes correctifs d'ordre supérieur dans la variation de la viscosité en fonction de la polarisation.

CHAPITRE 2 :

Contraintes expérimentales

2

CONTRAINTES EXPÉRIMENTALES

La motivation de nos expériences est de répondre aux questions suivantes :

- L'effet de la polarisation observé à basse température survit-il dans le régime non-dégénéré?
- L'augmentation de la viscosité reste-t-elle proportionnelle au carré de l'aimantation à forte polarisation?
- Quel est le rôle des interactions dans cet effet?

Pour répondre à ces questions, nous avons conçu un dispositif expérimental qui permet de produire de l'^{3}He liquide fortement polarisé, de façon à maximiser les effets de l'aimantation sur la viscosité, et éventuellement de mesurer des corrections d'ordre plus élevées que m^2. Ce dispositif nous a permis d'explorer le régime complètement dégénéré ($T < 0,1$ K) aussi bien que le régime non-dégénéré et de travailler à plusieurs pressions.

Dans les paragraphes suivant, nous décrivons les idées qui ont guidé la conception de notre dispositif. Nous insistons en particulier sur les problèmes d'homogénéité thermique qui peuvent survenir pendant les expériences. Nous commençons par exposer le premier problème qui se pose à l'expérimentateur qui cherche à mesurer l'effet de la polarisation sur une quantité physique de l'^{3}He : La production d'^{3}He polarisé.

2.1 Production d'^{3}He polarisé

Dans le chapitre précédent, nous avons énoncé les propriétés extraordinaires de l'^{3}He polarisé sans parler de la possibilité de les observer expérimentalement. En fait, dans la plupart des cas, obtenir une forte polarisation dans l'^{3}He est déjà un problème en soi.

La méthode la plus simple pour aligner les spins des atomes d'^{3}He consiste à appliquer un champ magnétique. Généralement, cette méthode, dite "brute force", est peu efficace. Il y a à cela deux raisons :

Le moment magnétique des atomes d'^{3}He, d'origine nucléaire, est petit : μ = 0,778 mK/T, soit 2000 fois plus petit que le magnéton de Bohr. Ainsi, en appliquant un champ B=10 Teslas, il faut refroidir l'^{3}He à $T \approx$8 mK pour obtenir une polarisation importante $m \approx \frac{\mu B}{kT} \approx 1$.

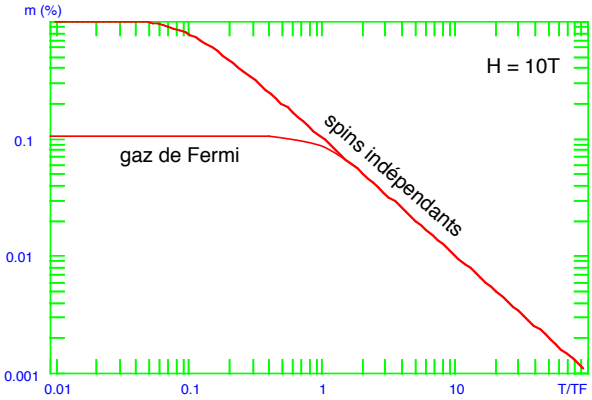


FIG. 2.1 – *Polarisation d'un gaz de Fermi idéal en fonction de la température pour un champ magnétique de 10 T. La polarisation sature en-dessous de la température de Fermi.*

De plus, la loi de Curie n'est suivie qu'à haute température ($T > T_F$). A basse température, comme on le voit sur la figure 2.1, la polarisation finit par saturer. En effet, dans le régime dégénéré, les particules étant délocalisées, le principe de Pauli défavorise l'alignement des spins.

Ainsi, la polarisation en équilibre avec un champ magnétique H sature à la valeur :

$$m_{sat} \approx \frac{\mu B}{kT_F}$$

La méthode "brute force" n'est pertinente, que si on a la possibilité de travailler à basse température, et que la température de Fermi du système de fermions est suffisamment basse. En pratique, cette condition limite l'application de cette méthode aux systèmes peu denses (puisque T_F dépend de la densité à la puissance 2/3). Ces conditions peuvent être remplies dans les mélanges dilués ^{3}He-^{4}He, où la température de Fermi est $T_F \approx$25 mK pour une concentration de 0,1%. Par conséquent, la polarisation à saturation obtenue dans une telle solution est $\approx$30% avec un champ statique de 10 T.

En revanche, dans la phase gazeuse de l'^{3}He, la méthode "brute force" est peu efficace : Pour que la densité du gaz ne soit pas trop faible, les températures de travail sont limitées à

$T > \approx 1$ K. A cette température, la polarisation produite par un champ statique de 10 T est inférieure à 1% . De plus, le régime complètement dégénéré est inaccessible dans le gaz. En effet, contrairement aux mélanges très dilués où la densité d'atomes d'^{3}He est indépendante de la température, la densité du gaz, qui est limitée par la pression de vapeur saturante, baisse avec la température, ce qui diminue aussi la température de Fermi. Si on élève la pression pour augmenter la densité, l'^{3}He passe en phase liquide avant d'atteindre le régime complètement dégénéré. Ceci est représenté sur la figure 2.2, où on a calculé la pression à laquelle il faudrait élever un gaz parfait pour que la distance interatomique d soit égale à λ_T. Cette courbe se situe nettement au-delà de la ligne de transition liquide-gaz.

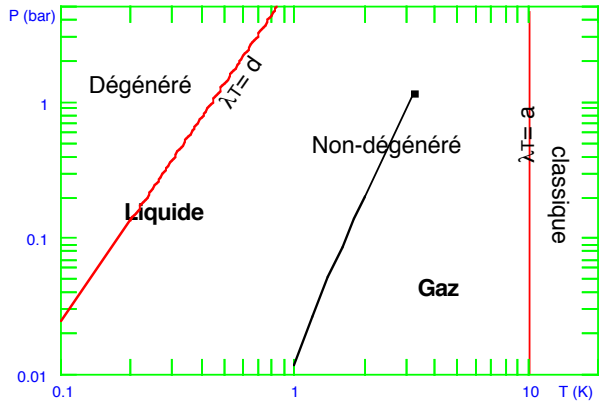


FIG. 2.2 – *Diagramme de phase de l'^{3}He. Pour des températures inférieures à ≈10 K, des effets quantiques commencent à apparaître dans le gaz. Par contre, le régime dégénéré est inaccessible car les densités qu'il faudrait atteindre sont au-delà de la transition gaz-liquide.*

Il faut donc se placer dans une situation où l'aimantation n'est pas en équilibre thermodynamique avec le champ appliqué pour accéder à des taux de polarisation importants. Une méthode de polarisation par pompage optique, initialement développée par [Colegrove63], a permis de polariser l'^{3}He gazeux jusqu'à 80% à température ambiante. Le gaz polarisé à température ambiante doit ensuite être refroidi pour atteindre le régime quantique. On se heurte alors aux problèmes de relaxation de l'aimantation. La solution employée généralement consiste à enduire les parois de césium de façon à allonger la durée de vie de la polarisation hors équilibre, et garder ainsi une aimantation importante dans les vapeurs froides ($\approx 50\%$).

Dans le cas des systèmes denses (^{3}He liquide ou solutions saturées), le recours à une méthode hors-équilibre est inévitable. En effet, dans le cas du liquide, l'aimantation à saturation est faible. A 27 bars, T_F^*=200 mK, donc :

$$H = 10\ T \longrightarrow m = 4\%$$

La technique de polarisation par pompage optique évoquée précédemment a été employée pour produire de l'^{3}He liquide polarisé [Tastevin92]. Le problème de cette méthode est que la polarisation doit être produite en phase vapeur. Pour obtenir du liquide, le gaz polarisé doit être condensé. Les temps de condensation et de thermalisation étant comparables au T_1 dans le liquide, une partie de la polarisation initiale est perdue pendant cette étape. Avec cette technique, on arrive à obtenir une polarisation de 30% à 0,4 K. Pour l'instant, cette méthode n'a pas permis d'obtenir de liquide polarisé à très basse température. Une méthode à base de pompage optique est cependant utilisée pour obtenir de l'^{3}He polarisé en solution à basse température en régime stationnaire [Candela94].

Une technique de polarisation par distillation a été développée par [Rodrigues97]. Cette solution élégante permet d'obtenir une polarisation *stationnaire* 7 fois supérieure à la polarisation d'équilibre. Avec cette technique, des mesures de pression osmotique ont été effectuées à 12 mK avec des taux de polarisation allant jusqu'à 15% .

La méthode employée la plus couramment pour obtenir du liquide polarisé est la fusion rapide d'un solide polarisé [Castaing79]. Cette méthode permet d'obtenir de manière transitoire des taux de polarisations jusqu'à 70% . Il faut mentionner que cette méthode a aussi été utilisée pour obtenir des mélanges polarisés à forte concentration [Frossati92, van Woerkens96]. C'est cette technique que nous avons employée pour nos expériences, nous la décrivons en détail dans le paragraphe qui suit.

2.2 La méthode de fusion rapide

Jusqu'à présent, la méthode qui a permis d'obtenir les plus fortes polarisations dans l'^{3}He liquide à basse température est la fusion rapide d'un solide aimanté [Castaing79]. Cette méthode, qui permet d'obtenir de manière transitoire des taux de polarisations jusqu'à 70%, repose sur deux effets :

- L'^{3}He dans sa phase solide paramagnétique est plus facile à aimanter que le liquide (cf.figure 2.3). En effet, contrairement au liquide, les spins sont localisés dans le solide et le principe de Pauli ne joue plus. Ainsi, la polarisation de l'^{3}He solide varie comme $1/T$ à basse température et atteint $\approx 80\%$ à 5 mK dans un champ de 11 Tesla. A plus basse température (vers 3 mK à 10 T), le solide s'ordonne magnétiquement.

- D'autre part, dans la phase liquide, l'interaction dipolaire, qui induit la relaxation de l'aimantation vers sa valeur d'équilibre, est faible, et varie en $1/T^2$ à basse température. Dans la pratique, la relaxation de l'aimantation a lieu principalement sur les parois du container, mais toutefois, elle reste lente en général: Le temps caractéristique de la relaxation (T_1) atteint couramment plusieurs minutes [van Steenbergen98].

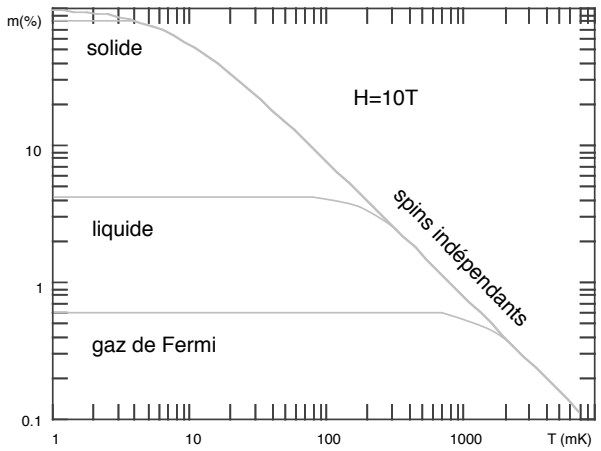


FIG. 2.3 – *Polarisation de l'^{3}He en fonction de la température sous un champ statique de 11 T. L'aimantation dans la phase solide (calculée avec $T_{\mathrm{Néel}}$=0) sature à une valeur plus élevée que dans la phase liquide à 27 bars. La susceptibilité du liquide, bien que plus élevée que celle du gaz de fermions de même densité, reste faible.*

La fusion d'un solide fortement polarisé en un temps très court devant T_1 permet donc d'obtenir de l'^{3}He liquide très aimanté. Cependant deux contraintes liées à la méthode de fusion rapide doivent être soulignées:

- Le liquide aimanté est hors équilibre thermodynamique, ce qui implique que la polarisation obtenue ne survit que pendant une durée T_1. Ainsi, l'acquisition des données doit être effectuée pendant cette durée limitée.

- De plus, au processus de fusion rapide sont liés des effets thermiques qui élèvent la température du liquide.

Détaillons ce dernier point :

A basse température, le processus de fusion lui-même libère de la chaleur, car l'entropie du solide est plus importante que celle du liquide (effet Pomeranchuk inverse). Dans des conditions adiabatiques réversibles la température s'élève à environ 100 mK en partant avec un solide polarisé à 80%. Dans les conditions d'une fusion rapide, ce sont les processus irréversibles qui

dominent. L'énergie libérée étant de l'ordre de 0,9 J par mole d'^{3}He liquide à 27 bars [Buu98b], la température finale est plutôt de l'ordre de 300 mK.

A ceci s'ajoute la chaleur libérée au cours du processus irréversible de relaxation de l'aimantation. La puissance (par mole d'^{3}He) libérée localement au cours de ce processus est proportionnelle au "champ magnétique effectif" (champ qu'il faudrait appliquer à l'équilibre pour obtenir la polarisation mesurée). Un bilan thermodynamique donne [Bravin93] :

$$\dot{Q}_{\text{spins}} = -\mathcal{N}\mu\left(H_T - H_a\right)\frac{dm}{dt}$$

Où $\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro, et $H_T = H - T\frac{\partial H}{\partial T}$ est le champ effectif à une correction entropique près et H_a est le champ statique appliqué. Dans le régime où l'aimantation est proportionnelle au champ, on a :

$$\dot{Q}_{\text{spins}} \approx \frac{-\mathcal{N}^2\mu^2}{2\chi}\frac{dm^2}{dt}$$

où χ est la susceptibilité molaire.

A la différence de l'échauffement créé par la fusion, la relaxation de l'aimantation libère de la chaleur pendant toute la dépolarisation : L'équation précédente montre que l'énergie magnétique est libérée avec une constante de temps $\approx T_1/2$. Pour une polarisation initiale de 70% ,cette énergie s'élève à $\approx 0,4$ J/mol [Buu98b], ce qui, dans des conditions adiabatiques, ferait passer la température du liquide de 0,3 à 0,5 K.

Pour travailler à plus basse température, et en particulier dans le régime dégénéré, il est nécessaire de coupler l'échantillon d'^{3}He à une source froide. Pour mettre à profit la polarisation initiale du liquide, ce couplage doit être assez efficace pour refroidir le liquide polarisé dans un laps de temps court devant T_1.

2.3 Approche naïve du problème thermique

Dans cette partie, nous discutons sur un exemple simple les problèmes liés aux effets thermiques engendrés par la fusion rapide.

Considérons une cellule expérimentale de largeur réaliste $2L$ =4 mm remplie d'^{3}He liquide. Les parois sont reliées à une source froide; nous supposerons que leur température T_0 reste constante.

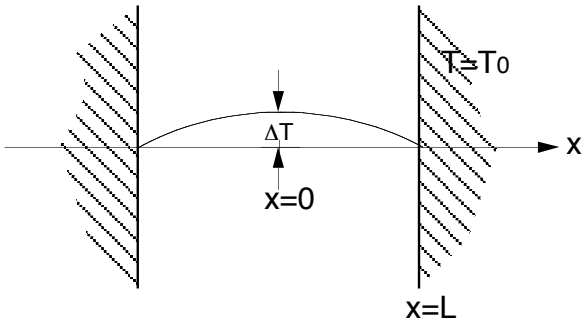


FIG. 2.4 – *Exemple simple : Cellule homogène comprise entre deux parois à température constante.*

Durant une expérience de fusion rapide, nous avons affaire à deux sources de chaleur :

- Le processus de fusion chauffe l'ensemble de la cellule jusqu'à une température d'environ 300 mK. Puis l'^{3}He liquide est refroidi par la source froide, ce qui crée des gradients de température entre l'intérieur de la cellule et ses parois.
- Après la fusion, la désaimantation de l'^{3}He libère de la chaleur dans la cellule. A la différence des gradients initiaux créés par la fusion, la relaxation de l'aimantation entretient des gradients de température pendant toute la dépolarisation.

Calculons tout d'abord le temps de refroidissement de l'^{3}He après la fusion. En négligeant la résistance de Kapitza entre les parois et le liquide, le temps de thermalisation est donné par :

$$\tau = \frac{L^2 C_{^3\mathrm{He}}}{\pi^2 \kappa_{^3\mathrm{He}}}$$

avec $C_{^3\mathrm{He}}$=80 mJ/K/cm^3 chaleur spécifique et $\kappa_{^3\mathrm{He}}$=4.10^{-5} W/cm/K conductivité thermique de l'^{3}He liquide à 27 bars vers 0,1 K ([Greywall84]), on calcule un temps de thermalisation de $\tau \approx$8 s.

Les gradients de température entre l'intérieur de la cellule et les parois causés par la chaleur libérée pendant la relaxation des spins, quant à eux, ont une durée de vie $\approx T_1/2 \gg \tau$. Nous pouvons donc évaluer leur amplitude à l'aide d'un calcul statique. En supposant que la puissance est libérée uniformément dans la cellule, on obtient :

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{spins}} L^2}{2\kappa_{^3\mathrm{He}}}$$

En prenant T_1=280 s ([Kranenburg89]), on calcule $\dot{Q}_{\mathrm{spins}} = 110\ \mu$W/cm^3 au début de la relaxation (m=70%), ce qui donne une différence de température de $\Delta T \approx$50 mK entre les parois et le centre de la cellule.

Ces estimations montrent qu'utiliser sans précaution une simple cellule remplie d'^{3}He est dangereux : Le temps de thermalisation dans cette configuration n'est pas complètement négligeable devant T_1, et de plus, les gradients thermiques dans la cellule sont rédhibitoires pour une mesure de viscosité. En effet, si la température n'est pas mesurée exactement au même endroit que la viscosité, les gradients thermiques peuvent fausser complètement l'interprétation des mesures, la viscosité diminuant d'un facteur 3 entre 100 mK et 150 mK! L'expérience de Archie et Dutta [Kopietz86] est une bonne illustration de ce problème.

La principale origine de ce problème est la mauvaise conduction thermique de l'^{3}He liquide. A basse température, cette conduction s'améliore mais la résistance de Kapitza, que nous avons négligée ici, limite les échanges thermiques entre l'^{3}He et les parois de la cellule. Nous allons voir dans le paragraphe suivant quelles solutions sont employées dans la pratique pour pallier ce problème.

2.4 Fusion rapide dans un fritté d'argent

Pour travailler à basse température avec une cellule remplie d'^{3}He massif, une solution consiste à partir d'un état où l'^{3}He n'est pas entièrement solide, et à se servir du liquide environnant comme source froide. Dans ce cas, la chaleur libérée par la fusion et pendant la relaxation des spins est moins importante (rapportée au volume total). En revanche, la polarisation initiale de la fraction solide se dilue dans tout le liquide après la fusion. Il y a donc un compromis entre la polarisation accessible et la température de travail. Cette solution ne résout en rien les problèmes d'homogénéité thermique. Pour effectuer des mesures de viscosité correctes, il faut placer le thermomètre au plus près du viscosimètre (dans le dispositif utilisé par [Kranenburg89], le thermomètre était placé à 0,3 mm du viscosimètre).

La solution utilisée depuis plusieurs années au laboratoire consiste à confiner l'^{3}He dans de la poudre d'argent frittée [Puech88]. Ce matériau est une sorte d'éponge métallique, dont la taille des pores est suffisamment petite (≈ 700 Å) pour que la diffusion de la chaleur s'y produise rapidement. La petite taille des pores confère également à ce matériau une grande surface spécifique (≈ 6 m^2/cm^3), ce qui limite les problèmes liés à la résistance de Kapitza. Compte tenu de la conductivité thermique de l'argent fritté, la diffusivité thermique "effective" de l'^{3}He dans un fritté vers 100 mK à 27 bars est vingt fois plus élevée que celle de l'^{3}He non confiné. En revanche, la grande surface de contact avec l'^{3}He favorise la relaxation des spins;

mais par chance, le temps de vie de l'aimantation hors équilibre dans le fritté d'argent reste raisonnable ($T_1 \approx 80$ s). Nous pouvons évaluer les améliorations que cette solution apporte sur le temps de refroidissement de l'échantillon et sur l'homogénéité thermique en reprenant l'exemple du §2.3 :

La conduction thermique de l'argent fritté vers 100 mK vaut $\approx 4.10^{-4}$ W/cm/K [Cornut]. Dans une cellule remplie d'argent fritté avec une porosité de 50% , le temps de thermalisation, pour la géométrie définie au paragraphe précédent, devient $\tau \approx$0,4 s. Compte tenu du T_1 plus court, la différence de température entre le centre de la cellule et les parois vaut alors ΔT=7 mK. Des expériences antérieures, effectuées avec des compartiments expérimentaux de plus petit diamètre, ont montré qu'il était possible de refroidir en quelques secondes de l'^{3}He liquide fortement aimanté, et d'obtenir une polarisation de 70% à 90 mK [Wiegers91].

Nous allons voir comment il est possible d'adapter cette méthode pour la mesure de viscosité.

2.5 Cellule prototype

2.5.1 Architecture de la cellule

Notre dispositif doit permettre de mesurer simultanément l'aimantation, la viscosité et la température au sein du liquide polarisé. Dans ce qui suit, nous détaillons les choix que nous avons faits pour effectuer ces mesures.

La mesure de la polarisation doit faire appel à un dispositif d'une grande sensibilité car le signal engendré par la relaxation de l'aimantation de l'^{3}He est faible. Mesurer l'aimantation du liquide en présence d'argent fritté interdit l'usage de la Résonance Magnétique Nucléaire. En effet, la profondeur de pénétration des radiofréquences n'est que de ≈ 1 μm dans l'argent à ≈ 300 MHz (fréquence de travail imposés par le champ de polarisation de 11 T). Un magnétomètre à base de SQUID avait donc été développé pour la mesure de la courbe d'aimantation. Notre expérience utilise le même dispositif sur lequel on trouvera plus de détails dans [Bravin92]. Pour mesurer la viscosité, une solution classique en physique des basse températures est le viscosimètre à fil vibrant [Carless83]. C'est un dispositif compact et relativement simple à mettre en œuvre que nous décrirons dans le §3.1. L'oscillateur à torsion [Archie81] serait une autre solution envisageable, mais les vibrations mécaniques liées à son fonctionnement risqueraient

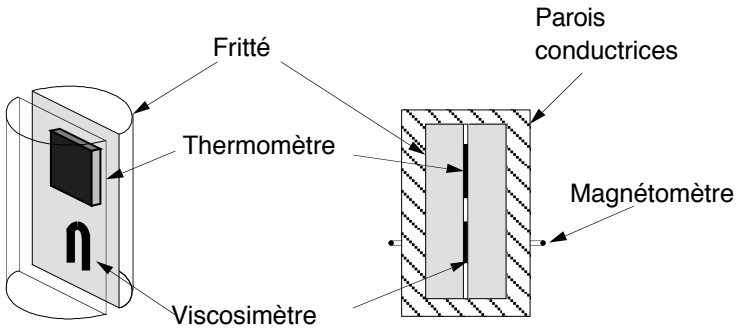


FIG. 2.5 – *Cellule prototype : Le viscosimètre et le thermomètre sont placés dans une fente au milieu du fritté.*

de rendre inopérant le magnétomètre à SQUID en champ intense.

La figure 2.5 représente le prototype de cellule qui regroupe les éléments que nous avons décrits jusqu'ici: Le compartiment expérimental est un cylindre rempli d'argent fritté. Ce compartiment est entouré par des parois étanches, le tout s'insérant dans la bobine de détection du magnétomètre. Au milieu du fritté se trouve une fente dans laquelle est placé le viscosimètre à fil vibrant ainsi qu'un thermomètre. L'extrémité supérieure de la cellule est en contact avec une source froide qui permet de refroidir l'^{3}He pendant les expériences de fusion rapide. La conduction thermique de l'argent fritté, bien que meilleure que celle de l'^{3}He, est médiocre (proche de celle du laiton); il est donc préférable d'employer un matériau possédant une excellente conductivité pour les parois, de façon à optimiser le couplage thermique entre la cellule et la source froide.

Comme nous l'avons souligné, l'homogénéité thermique pendant les expériences de fusion rapide est un point délicat. La présence de fritté assure en principe une bonne homogénéité thermique. Cependant, nous pouvons nous demander si la présence de liquide massif dans la fente ne perturbe pas l'homogénéité thermique dans la cellule. Le problème de l'homogénéité de l'aimantation, absent dans les cellules où les conditions sont uniformes, doit aussi être posé. Les deux paragraphes suivants sont consacrés à ces problèmes.

2.5.2 Homogénéité de l'aimantation dans la cellule

L'homogénéité de l'aimantation dans notre cellule est un problème important pour nous car nous ne disposons pas de sonde locale qui serait une solution beaucoup plus compliquée à mettre en œuvre. Notre magnétomètre ne mesurant qu'une moyenne spatiale de l'aimantation dans la cellule, des gradients d'aimantation dans la cellule sont des sources d'erreurs sur notre mesure.

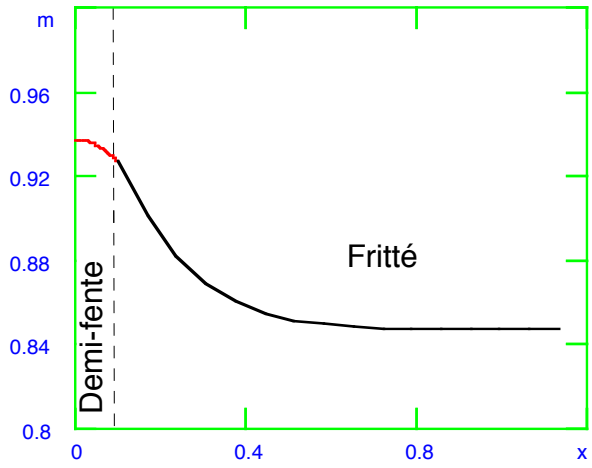


FIG. 2.6 – *Profil d'aimantation dans la cellule : La présence de la fente crée des gradients aussi dans le fritté.*

Dans une cellule entièrement remplie de fritté, l'aimantation de l'^{3}He liquide, supposée uniforme à l'instant initial (juste après la fusion), relaxe de manière homogène avec une constante de temps $T_1 \approx 80$ s. Dans notre cas, la présence de la fente provoque des gradients d'aimantation dans la cellule. En effet, l'aimantation de l'^{3}He hors du fritté relaxe avec une constante de temps beaucoup plus longue [van Steenbergen98]; de ce fait elle doit diffuser dans le fritté avoisinant où elle finit par relaxer pour retourner à sa valeur d'équilibre. Ce mécanisme engendre des gradients d'aimantation dans la fente et dans le fritté.

Considérons d'abord les gradients dans la fente : L'approche naïve consiste à supposer que l'aimantation est fixée sur les bords de la fente ($x = \pm\ell$) par la relaxation dans le fritté. Dans ce cas, les gradients dans la fente vont relaxer avec une constante de temps :

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{\ell^2}{\pi^2 D_{\text{spin}}}$$

Avec $D_{\text{spin}} = 4 \cdot 10^{-5}$ cm^2/s [Anderson62] (28,2 bars 100 mK), on calcule :

τ_{diff}=1 s pour ℓ=0,2 mm
τ_{diff}=25 s pour ℓ=1 mm

Pour que les gradients dans la fente disparaissent vite ($\tau_{\text{diff}} \ll T_1$), il faut donc limiter la largeur de la fente à $2\ell \approx$0,4 mm ; une fente de 1 mm de large donnant un temps clairement trop long.

Les gradients qui se développent dans le fritté sont plus difficiles à estimer. Grossièrement, on peut considérer la fente comme un "réservoir", dans lequel l'aimantation ne relaxe pas, et

qui se vide dans le fritté. Un calcul détaillé montre que l'amplitude des gradients créés dans le fritté par ce mécanisme est proportionnelle à la taille de la fente (2ℓ). Au §5.1, où le problème est traité en détail, nous montrons que, compte tenu de la mauvaise diffusivité de spin et du T_1 relativement court dans notre cellule, ces gradients ne sont pas négligeables. Nous avons donc essayé de réaliser la fente la plus petite possible en prenant 2ℓ=0,2 mm.

2.5.3 Homogénéité thermique

Comme nous ne mesurons pas la viscosité et la température exactement au même endroit, nous devons veiller à minimiser les gradients thermiques dans la cellule. La présence du fritté garantit en principe une bonne homogénéité thermique. Cependant, la cellule prototype que nous avons décrite diffère de l'exemple du §2.3 par deux aspects : D'une part, la fente peut perturber l'homogénéité thermique; d'autre part, la cellule étant refroidie par le haut, des gradients thermiques verticaux peuvent apparaître. Nous commencerons par traiter le problème des gradients initiaux engendrés par la fusion. Puis nous estimerons l'amplitude des gradients créés par la relaxation de l'aimantation.

Gradients initiaux

Au temps de relaxation des gradients initiaux dans le fritté ($\approx$ 0,4 s vers 100 mK), nous devons ajouter la contribution de la fente. En supposant en première approximation que la température est fixée par le fritté, le temps de thermalisation d'une fente de largeur 2ℓ=0,2 mm est estimé à $\tau = \frac{\ell^2}{\pi^2 D_{\mathrm{therm}}} \approx 0,1$ s.

Les chiffres que nous venons de discuter correspondent au temps de relaxation des gradients transverses. Dans le cas où la conduction thermique des parois de la cellule est bien meilleure que celle du composite fritté-^{3}He, le temps de relaxation des gradients verticaux dépend principalement des parois. Pour savoir si la conduction des parois est un facteur limitant, nous pouvons estimer le temps de diffusion vertical en supposant que les gradients transverses sont négligeables. Dans cette hypothèse, pour une cellule de 1cm de long avec des parois en argent massif, dont la conduction thermique est typiquement 300 fois meilleure que celle de l'argent fritté, le temps de thermalisation vertical est $\approx 0,02$ s. Ce chiffre, qui infirme notre hypothèse initiale, montre seulement que nous ne sommes pas limités par la longueur de la cellule.

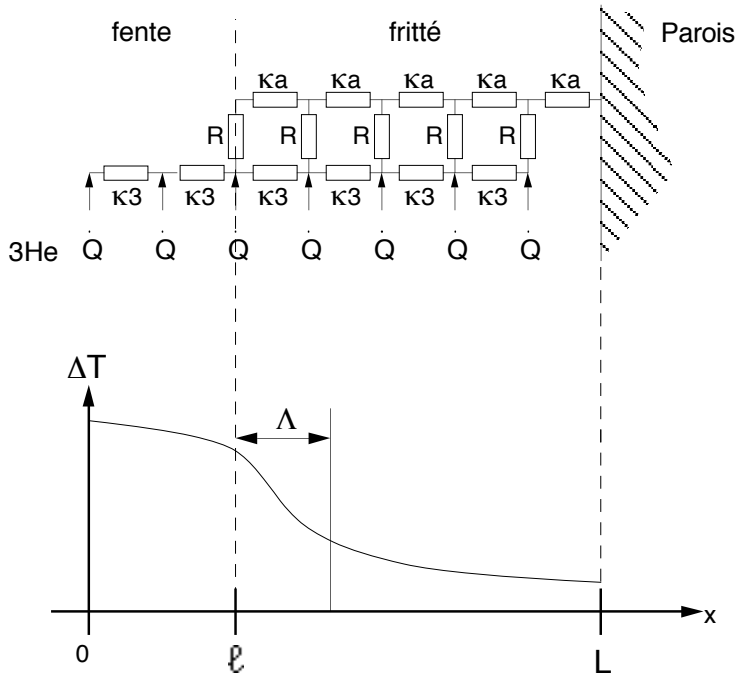


FIG. 2.7 – *Profil de température dans la cellule : La relaxation des spins produit peu de gradients thermiques dans la fente. Ceux-ci se trouvent principalement dans le fritté. Dans le circuit thermique, κ_3 est la conductivité de l'^{3}He, κ_a est la conductivité de l'argent fritté, et R est la résistance de Kapitza.*

Chaleur relaxée par les spins

Compte tenu des temps que nous venons d'estimer, la relaxation des gradients thermiques initiaux ne devrait pas poser de problème pendant nos expériences. En revanche, la relaxation de l'aimantation engendre des gradients pendant toute la durée de l'expérience. De ce fait, il est impératif de disposer d'un thermomètre à l'intérieur de la fente pour mesurer précisément la température de l'^{3}He près du viscosimètre; un thermomètre ancré sur les parois de la cellule fournirait des indications erronées puisque la température du centre de la cellule est plus élevée que celle des parois pendant la dépolarisation.

Pour faire une mesure de température correcte, il faut de plus placer le thermomètre intérieur judicieusement dans la fente. Pour cela, nous devons préciser la forme des gradients thermiques dans la cellule pendant la relaxation de l'aimantation : Nous verrons au chapitre 4 que les temps de relaxation internes à la cellule sont très inférieurs à $T_1/2$. Comme au §2.3 nous pouvons donc calculer les gradients thermiques dans un modèle statique, en supposant pour simplifier que la chaleur est libérée uniformément dans la cellule. Les résistances thermiques intervenant dans le problème sont représentées sur la figure 2.7 :

κ_3 est la conductivité de l'^{3}He, κ_a est la conductivité de l'argent fritté, et $1/R$ est la conductance de Kapitza par unité de volume de liquide. $\dot{Q}$ est la chaleur libérée lors de la relaxation de l'aimantation par unité de volume de liquide. La différence de température entre un thermomètre situé à l'abscisse x et les parois est donnée par :

$$\Delta T \simeq \dot{Q}\left(\frac{fL^2}{2\kappa_a} + R\right) + \frac{\dot{Q}}{f}\left(\frac{fx^2}{2\kappa_3} + \frac{fL\ell}{\kappa_a} + \frac{\Lambda\ell}{\kappa_3}\right) \tag{2.1}$$

où $\Lambda = \sqrt{R\kappa_3}$ est la longueur caractéristique sur laquelle la chaleur libérée diffuse dans l'^{3}He avant de passer dans le fritté (la résistance thermique de l'^{3}He et la résistance de Kapitza étant égales sur cette échelle de longueur). $f \simeq$50% le taux de remplissage du fritté.

Dans cette expression, les deux premiers termes correspondent à l'élévation de température dans les pores du fritté. Les trois derniers donnent la contribution supplémentaire de la chaleur libérée dans la fente elle-même. Seul le dernier dépend de la position latérale du thermomètre, et varie entre 0 et $\frac{\ell^2}{2\kappa_3}$. Comme $L \approx 10\ell$ et $\kappa_a \approx 10\kappa_3$, ce terme est toujours largement inférieur à la contribution de la diffusion dans le fritté. Ainsi, le centrage du thermomètre dans la fente a peu d'importance. En revanche, des gradients thermiques verticaux peuvent fausser notre mesure de température.

Pour estimer l'importance de ces gradients thermiques verticaux, nous nous plaçons dans le meilleur cas :

i La source de chaleur fournie par la relaxation de l'aimantation, bien qu'éventuellement répartie non-uniformément dans la cellule, a le même profil dans chaque "tranche".

ii La résistance transverse effective du fritté rempli d'^{3}He est uniforme selon l'axe de la cellule.

iii La conduction des parois est bien meilleure que celle du fritté.

En simplifiant le problème thermique réparti, nous pouvons représenter cette situation à l'aide du schéma électrique équivalent de la figure 2.8:

Dans ce schéma, $R_{\text{verticale}}$ correspond à la résistance verticale du fritté imprégné d'^{3}He, et $R_{\text{latérale}}$ prend en compte la diffusion dans la fente, la résistance de Kapitza, et la conduction dans le fritté. L'hypothèse (iii) nous permet de négliger la diffusion verticale dans le fritté ($R_{\text{parois}} \ll R_{\text{verticale}}$). Dans cette approximation, les parois "court-circuitent" la résistance thermique verticale

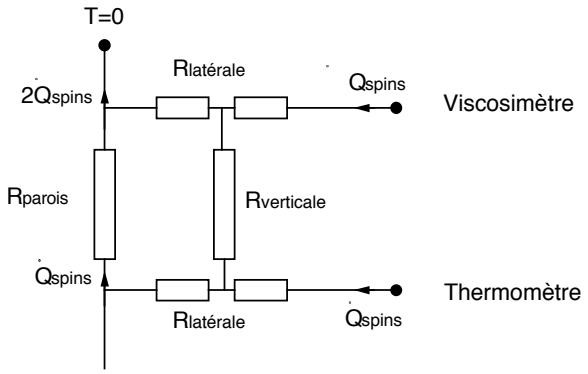


FIG. 2.8 – *Schéma électrique équivalent au problème thermique : Si* $(R_{\mathrm{parois}} \ll R_{\mathrm{verticale}})$*, la différence de température entre le thermomètre et le viscosimètre est imposée par le profil de température le long des parois.*

de la fente, et la différence de température entre le thermomètre et viscosimètre est imposée par le profil de température le long des parois.

Reprenons la géométrie décrite plus haut : Dans un compartiment fritté de 4 mm de diamètre et de hauteur L=1 cm contenant 0,06 cm^3 d'^{3}He, la puissance libérée au début de la relaxation des spins est $\dot{Q}_{\mathrm{spins}} \approx 30\mu$W pour un T_1=70 s. Si la conduction verticale était assurée par le fritté seul, le gradient vertical serait $\Delta T = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{spins}} L}{2\kappa_{\mathrm{fritté}} S} \approx$0,3 K. Avec des parois de même section de conductivité thermique 300 fois meilleure, le gradient vertical sur toute la longueur de la cellule vaut seulement 1 mK. Ainsi, l'emploi de parois dont la conductivité thermique est très élevée permet de minimiser la différence de température entre le thermomètre et viscosimètre pendant la relaxation de l'aimantation, bien que la conduction verticale du fritté soit médiocre.

Nous reviendrons en détail sur ces problèmes délicats: Le §4.5 illustre comment ils se manifestent pendant nos expériences. La partie §5.2 est consacrée à la simulation numérique des gradients thermiques dans la cellule.

CHAPITRE 3 :

Viscosimétrie

3

VISCOSIMÉTRIE

Le viscosimètre que nous avons utilisé est un fil métallique courbé en demi-cercle plongé dans l'^{3}He liquide. Ce fil peut être excité à résonance et le fluide environnant amortit ses oscillations. Dans le § 3.1 nous rappelons les résultats classiques concernant le comportement mécanique du fil vibrant ; on trouvera un traitement plus détaillé dans le premier appendice de [Carless83].

Une partie importante de ce chapitre est consacrée aux effets de taille finie. Ces effets, qui interviennent lorsque le rayon du fil est comparable à la taille du milieu fluide, ont été particulièrement handicapants pour l'interprétation des mesures de viscosité dans la première cellule. Dans la dernière partie, nous décrivons la méthode que nous avons utilisée pour mesurer l'amortissement du fil vibrant pendant les expériences de fusion rapide.

3.1 Le viscosimètre à fil vibrant

La déformation du fil $\vec{y}(x,t)$ au cours du temps est décrite par une superposition de modes propres de la forme $y_n(t)\vec{g}_n(x)$ (où $0 < x < L$ est l'abscisse curviligne le long du fil).

La théorie de l'élasticité permet de déterminer les modes de flexion avec, en particulier :

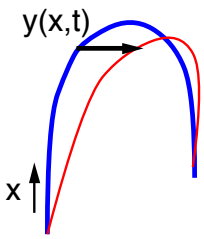


FIG. 3.1 – *Premier mode propre du fil vibrant.*

- La forme du premier mode : $\|\vec{g}_0(x)\| = \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right)$

- Sa fréquence naturelle : $\frac{\omega_0}{2\pi} = \left(\frac{z_0^2}{2}\right)\sqrt{\frac{E}{\rho_{\text{fil}}}}\left(\frac{a}{L^2}\right)$

- L'équation du mouvement de ce mode en présence d'une force excitatrice $\vec{F}_{\text{exc}}(x)$: $m_{\text{fil}}(\ddot{y}_0 + \omega_0^2 y_0) = F_0$ (3.1)

avec : $z_0 \approx 4,73$

E : module d'Young du fil

a : rayon du fil

ρ_{fil} : masse volumique

y_0 : amplitude du mode de vibration

F_0=$\frac{1}{L}\int_{x=0}^{L} \vec{F}_{\text{exc}}(x)\cdot\vec{g}_0(x)dx$: force excitatrice par unité de longueur projetée sur le premier mode

m_{fil}=$\pi a^2 \rho_{\text{fil}}$: masse linéique du fil

Cette dernière équation montre que le fil se comporte comme un oscillateur harmonique. Dans le vide, la réponse en fréquence d'un tel système présente un pic de résonance, la largeur du pic étant fixée par l'amortissement intrinsèque du fil.

Dans un liquide, un fil oscillant à la pulsation ω est soumis de plus à une force de frottement visqueux. Dans le régime des petites oscillations ($y \ll a$), cette force est proportionnelle à la masse de fluide déplacée $\pi r^2 \rho$. Le point important est qu'elle possède des composantes en phase et en quadrature avec le mouvement du fil décrites par des coefficients positifs sans dimension k et k' qui dépendent de la viscosité du fluide :

$$F = -\omega^2 y_0 \pi r^2 \rho (k + ik') \tag{3.2}$$

La solution de l'équation du mouvement (3.1) est alors :

$$y_0 = \left(\frac{F_0}{\pi a^2 \rho_{\text{fil}}}\right)\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2\left(1 + \frac{\rho}{\rho_{\text{fil}}}k\right) - i\omega^2\frac{\rho}{\rho_{\text{fil}}}k'} \tag{3.3}$$

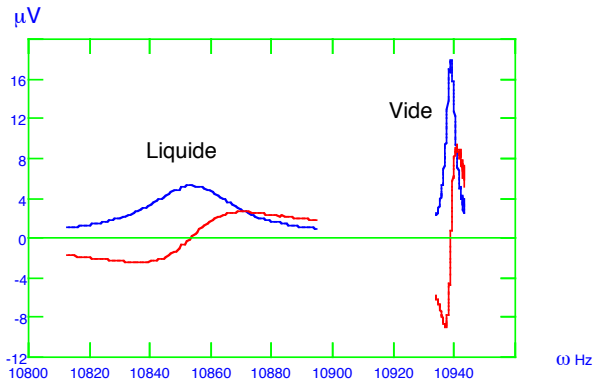


FIG. 3.2 – *Effet des forces hydrodynamiques : La fréquence de résonance diminue et le pic est élargie.*

Sur cette expression, on voit que l'effet de la viscosité est de deux ordres :

- La composante réactive tend à *diminuer la fréquence* de résonance :

$$\omega_{\text{résonance}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{\rho}{\rho_{\text{fil}}} k}} \tag{3.4}$$

- La dissipation visqueuse introduit un amortissement supplémentaire qui se traduit par un *élargissement du pic de résonance* (c'est-à-dire diminue le facteur de qualité Q) (cf. figure 3.2) :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Delta\omega_{\text{mi-hauteur}}}{\omega_0} = \frac{\rho}{\rho_{\text{fil}}} k' \tag{3.5}$$

A ce stade, on peut discuter l'avantage d'utiliser un fil courbé plutôt qu'un fil droit :

- La fréquence de résonance naturelle d'un fil courbé ne dépend que de sa géométrie et des caractéristiques mécaniques du matériau. Dans le cas d'un fil droit, elle dépend aussi de sa tension ; dans la pratique, la fréquence de résonance d'un fil droit est difficile à contrôler du fait des contractions thermiques.

- En toute rigueur, les modes de déformations transverses d'un fil droit sont deux fois dégénérés (cf. 3.3). Si le fil n'est pas parfait, la dégénérescence est levée et on peut observer deux pics de résonance si la force excitatrice ne coïncide pas exactement avec une direction propre du fil. Lorsque les pics sont rapprochés, il devient plus difficile de mesurer le facteur de qualité des résonances. Ce problème n'intervient pas avec un fil courbé car les modes de déformation dans le plan du fil ont des fréquences beaucoup plus élevées que les déformations hors du plan.

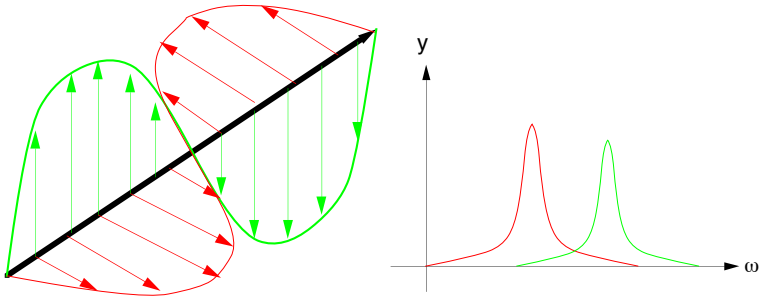


FIG. 3.3 – *Réponse mécanique d'un fil droit : Si la dégénérescence entre les deux modes est levée, on observe deux pics de résonance qui peuvent se mélanger.*

La mesure de la réponse en fréquence du fil vibrant permet de remonter aux coefficients k et k' grâce aux équations (3.4) et (3.5). Examinons en détail comment ceux-ci donnent alors accès à la viscosité du fluide.

3.2 Forces visqueuses exercées sur le fil

3.2.1 Coefficients de Stokes

Lorsqu'un fil de rayon a oscille dans un fluide incompressible, la force hydrodynamique qui s'exerce sur lui dépend de l'épaisseur δ de la couche fluide qu'il entraîne dans son mouvement. Dans un fluide de viscosité η, cette échelle de longueur est donnée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho\omega}}$$

(où ω est la pulsation des oscillations).

Dans le cas où le fil baigne dans un milieu infini, il est possible de résoudre l'équation de Navier-Stokes linéarisée (valable pour les petites oscillations) et de calculer la force par unité de longueur qui s'exerce sur le fil [Carless83]. Les coefficients k et k' qui caractérisent cette force hydrodynamique s'expriment alors uniquement en fonction du rapport δ/a :

$$(k-1) + ik' = -\left(\frac{4}{qa}\right)\left(\frac{H_1^{(1)}(qa)}{H_0^{(1)}(qa)}\right) \tag{3.6}$$

où $q = \dfrac{1+i}{\delta}$ et $H_0^{(1)}$ et $H_1^{(1)}$ sont les fonctions de Hankel de première espèce d'ordre 0 et 1 respectivement.

On a ainsi une relation analytique entre les coefficients de Stokes et la viscosité. Sans entrer dans les détails de ces expressions, il est intéressant d'examiner les cas limites. Pour cela, nous

écrivons la force de frottement visqueux (par unité de longueur du fil) qui s'exerce sur le fil selon l'expression classique :

$$F = a \cdot \eta \frac{\partial v}{\partial r} \simeq a \cdot \eta \frac{\omega y_0}{\ell}$$

où ℓ est l'échelle de longueur des gradients de vitesse. En comparant avec l'expression (3.2) des forces de Stokes, on obtient :

$$k' \propto \frac{\delta^2}{a\ell}$$

La question est alors de savoir quelle est l'échelle de longueur ℓ :

Fluide peu visqueux ($\delta/a \to 0$) :

La longueur de pénétration visqueuse est petite par rapport au rayon de courbure des parois. La situation est donc proche de celle d'un plan infini en mouvement oscillant. Dans ce cas, les gradients de vitesse se développent sur une longueur $\ell = \delta$. On obtient alors :

$$k' \propto \frac{\delta}{a} \propto \sqrt{\eta}$$

De plus, dans ce cas, les composantes en phase et en quadrature sont égales; $k' = k - 1$. Un développement limité des fonctions de Hankel permet d'obtenir le préfacteur exact :

$$k - 1 \simeq \frac{2\delta}{a}$$

$$k' \simeq \frac{2\delta}{a}$$

Lorsque la viscosité s'annule, la dissipation disparaît et la force qui s'exerce sur le fil se réduit à une composante réactive, qui provient de la masse de fluide accélérée : $F \to m_{\text{fluide}}\omega^2 y_0$.

Fluide très visqueux ($\delta/a \to \infty$) :

Cette limite est équivalente au cas d'un obstacle plongé dans un fluide de viscosité finie en écoulement stationnaire (fréquence d'excitation nulle). Dans ce cas, l'échelle de longueur δ n'apparaît plus dans l'écoulement. La taille caractéristique des gradients de vitesse est $\ell = a$. La force hydrodynamique par unité de longueur se réduit alors à :

$$F \propto \eta v$$

FIG. 3.4 – *Coefficients de Stokes k et k' en fonction de δ/a calculés avec l'équation 3.6.*

On en déduit :

$$k' \propto \left(\frac{\delta}{a}\right)^2 \propto \eta$$

Un développement limité des fonctions de Hankel dans cette limite donne aussi une dépendance en $\left(\frac{\delta}{a}\right)^2$, mais modifiée par des corrections logarithmiques. Ces corrections sont identiques à celles qui interviennent pour un cylindre de longueur infinie animé d'une vitesse constante. Qualitativement, la dissipation diverge lorsque la viscosité augmente. Il en est de même pour la partie réactive car le fil doit accélérer une masse de fluide infinie pour osciller.

Remarque : La relation entre la force visqueuse et la viscosité est valable uniquement dans le régime hydrodynamique. Des déviations commencent à apparaître lorsque le libre parcours moyen des quasiparticules λ_η devient comparable à la longueur de pénétration visqueuse [Einzel97]. Il faut alors prendre en compte la longueur de glissement (de l'ordre du libre parcours moyen λ_η). Dans notre configuration, le rapport λ_η/δ vaut 0,1 vers 50 mK ($\lambda_\eta = 1$ μm à 50 mK [Wheatley75]) et décroît avec la température. La correction à la viscosité, qui est $\propto (\lambda_\eta/\delta)^2$, représente donc moins de 1% dans notre cas.

3.2.2 Effets de taille finie

Dans notre cas, le viscosimètre est placé au milieu d'une fente étroite. Des effets de taille finie apparaissent car la vitesse du fluide doit s'annuler sur les bords de la fente. La force hydrodynamique dépend alors de la nouvelle échelle de longueur imposée par la taille du milieu

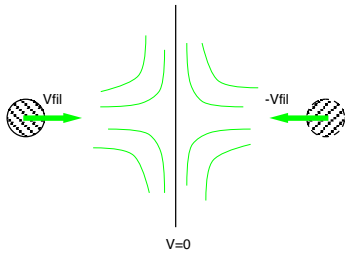


FIG. 3.5 – *Méthode des images : Pour imposer au champ de vitesse potentiel une vitesse nulle à la paroi, on superpose l'écoulement créé par un autre cylindre oscillant en opposition de phase.*

fluide, que nous noterons b (dans notre cas, b est la demi-largeur de la fente). Examinons comment les effets de taille finie modifient le comportement des coefficients k et k' :

La solution de l'équation de Navier-Stokes linéarisée comporte une contribution potentielle et une contribution diffusive. Avec un cylindre en milieu infini, la contribution potentielle est un écoulement dipolaire bidimensionnel :

$$V \simeq V_{\text{cylindre}} \left(\frac{a}{r}\right)^2$$

Dans cet écoulement, l'échelle de longueur est fixée seulement par le rayon du fil. Dans la contribution diffusive, la viscosité fixe une autre échelle de longueur δ, qui correspond à l'épaisseur de la couche limite :

$$V \simeq V_{\text{cylindre}} e^{-\frac{r}{\delta}}$$

C'est la somme des deux champs de vitesse qui respecte la condition aux limites $V = 0$ sur le bord du fil. En présence de parois, dans un fluide peu visqueux ($\delta \ll a < b$), la contribution "visqueuse" n'est pas perturbée car elle est à courte portée. En revanche, même lorsque $\delta \ll b$, la partie potentielle de l'écoulement est modifiée car elle doit respecter la nouvelle condition limite imposée sur les bords de la fente. Pour trouver le champ de vitesse potentiel engendré par le fil en présence d'une paroi, nous pouvons considérer le problème de deux cylindres oscillants en opposition de phase séparés d'une distance $2b$ (cf. figure 3.5).

Dans cette configuration, la composante normale de la vitesse s'annule sur le plan médian, conformément à la condition limite qu'imposerait une paroi. Au voisinage du premier cylindre, le cylindre image induit une contribution supplémentaire $V_{\text{cylindre}} \left(\frac{a}{2b}\right)^2$, qui représente la perturbation due à la paroi. Au total, la vitesse du fluide au voisinage d'un cylindre en présence d'une paroi est donc $V \simeq V_{\text{cylindre}}(1 + \left(\frac{a}{2b}\right)^2)$. La force exercée par le fluide sur le fil, proportionnelle à

la vitesse du fluide, est donc augmentée d'un facteur $(1 + \left(\frac{a}{2b}\right)^2)$ par rapport au cas du milieu infini. Pour les deux parois de la fente, le facteur correctif sur les coefficients de Stokes est donc $(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{b}\right)^2)$.

Remarques :

- En faisant le même raisonnement, on peut montrer que le facteur correctif apporté par deux parois parallèles au mouvement du fil est aussi $(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{b}\right)^2)$.
- Dans le cas de parois cylindriques de rayon b coaxiales au fil, on peut trouver une solution analytique complète au problème [Carless83]. Le développement de cette solution dans la limite de faible viscosité donne un facteur correctif $(1 + 2(a/b)^2)$.
- En toute rigueur, il existe aussi des gradients de vitesse et donc de la dissipation sur les bords de la fente. Cependant cette dissipation apporte une correction d'ordre supérieur : La dissipation locale est proportionnelle au carré de la vitesse du fluide, et donc d'ordre $(a/b)^4$. La dissipation intégrée sur la paroi est donc $\approx (a/b)^3$.

A la limite du fluide très visqueux ($\delta/a \rightarrow \infty$), les effets de taille finie sont difficiles à estimer de manière quantitative dans notre géométrie car la "couche limite" commence aussi à être perturbée. Qualitativement, les différences avec le cas du milieu infini sont très nettes lorsque $\delta \geq b$: k sature à une valeur finie car la masse de fluide entraînée par le fil est limitée par la taille du milieu fluide, alors que k' continue à diverger. On retrouve ce comportement avec la solution analytique donnée par [Carless83] dans le cas de parois cylindriques de rayon coaxial au fil.

Expérimentalement, une représentation adaptée pour diagnostiquer des effets de taille finie consiste à tracer la largeur de la résonance du fil vibrant en fonction de son décalage en fréquence, ou ce qui revient au même, la composante dissipative k' en fonction de k (cf. figure 3.6).

Dans le régime peu visqueux, l'allure de la courbe n'est pas violemment modifiée par les effets de taille finie. La composante réactive tend vers une limite k_∞ supérieure à 1 lorsque la viscosité s'annule (i.e. $k' = 0$), mais la pente $\frac{k'}{k-k_\infty}$ reste égale à 1 puisque le facteur correctif est le même sur k et k'. En revanche, dans le régime très visqueux, la divergence de k' pour une valeur de k finie est symptomatique des effets de taille finie.

Remarque : La représentation de la réponse du viscosimètre dans le plan k/k' permet en outre

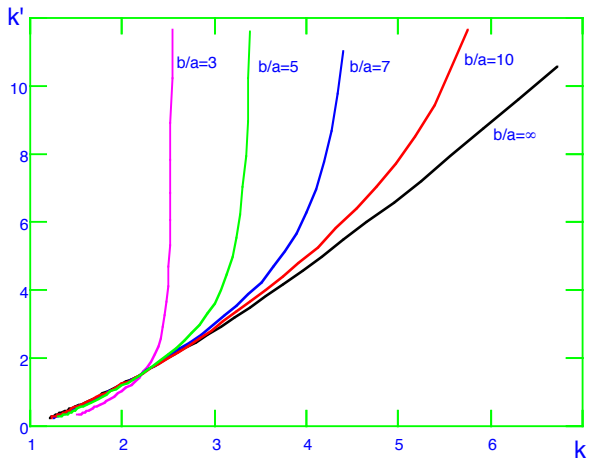


FIG. 3.6 – *Effets de taille finie : Les coefficients k et k' ont été calculés à partir de la solution analytique donnée par [Carless83] dans le cas de parois cylindriques de rayon b coaxiales au fil. A basse viscosité $k'/(k-k_\infty)$ reste égale à 1, mais tend vers une limite $k_\infty > 1$. A haute viscosité, k sature à une valeur finie alors que k' diverge.*

de vérifier que le viscosimètre travaille en régime hydrodynamique. En effet, lorsque des effets ballistiques commencent à apparaître, les coefficients de Stokes sont modifiés, et la relation implicite entre k et k' est différente.

3.3 Forces d'excitation du fil vibrant

Dans la pratique, nous excitons le fil vibrant avec les forces de Lorentz : un courant alternatif $Ie^{-i\omega t}$ est injecté à travers le fil, et le champ magnétique B, nécessaire pour aimanter le solide, exerce une force sur le fil, qui s'écrit :

$$F_0 = \frac{1}{L}\int_{\text{fil}} I(t)(d\vec{x}\times\vec{B})\cdot\vec{g_0}(x) = \frac{IB}{2}e^{-i\omega t}$$

Il est instructif de calculer les ordres de grandeur mis en jeu dans le fonctionnement du viscosimètre : avec I = 1 μA, même avec un champ de 10 T, la force d'excitation atteint seulement F_0 = 10 μN/m.

Le mouvement du fil dans le champ magnétique B induit une tension aux bornes du fil, ce qui nous permet de mesurer l'amplitude des oscillations du viscosimètre. Calculons cette tension en

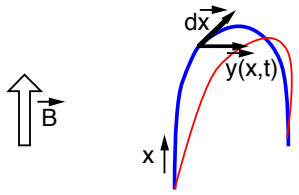


FIG. 3.7 – *Tension induite aux bornes du fil : Le flux coupé donne l'amplitude des oscillations du fil dans le champ.*

l'exprimant à partir du flux coupé :

$$\begin{aligned} V &= -\frac{d\phi}{dt} \\ -\frac{d\phi}{dt} &= -\frac{d}{dt}\left[\int_{\text{fil}} \vec{B}\cdot(\vec{y}(x,t)\times d\vec{x})\right] \\ -\frac{d\phi}{dt} &= -\int_{x=0}^{L} \dot{y}_0(t) g_0(x)\cdot B\cdot \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) dx, \end{aligned}$$

d'où $$V(\omega) = i\omega\frac{BL}{2} y_0(\omega)$$

A résonance, cette tension vaut :

$$V_{\text{résonance}} = \frac{I B^2 L}{4\pi a^2 \rho_{\text{fil}}}\cdot\frac{Q}{\omega_0}$$

Là encore, les ordres de grandeur sont éloquents. Prenons ρ_{fil} = 7000 kg/m^3, B=10 T, I=10 μA, L = 1 mm et a = 25 μm. Un fil vibrant à $\omega_0/2\pi$ = 10 kHz avec un facteur de qualité Q = 100 aura un déplacement à résonance de :

$$y_0 = 0,05\ \mu\text{m}$$

et le signal mesuré sera alors :

$$V = 15\ \mu\text{V}$$

Il faut donc un champ magnétique important pour pouvoir mesurer un signal aux bornes du fil vibrant, et cela d'autant plus que le signal à résonance varie comme le carré du champ. Remarquons aussi que l'amplitude des oscillations à résonance est faible. Nous serons donc toujours dans le régime des petites oscillations ($y_0 \ll \delta$ et $y_0 \ll a$).

3.4 Mesure du facteur de qualité

Pour mesurer le facteur de qualité du fil vibrant, il faut connaître la forme du pic de résonance. Dans la pratique, il est souvent avantageux de travailler avec une résonance étroite : Le signal à résonance est plus important, et la dépendance en fréquence des coefficients k et k' devient négligeable. De plus, les corrections dues aux effets de taille finie se limitent à des facteurs correctifs constants.

Nous allons voir comment nous accédons au facteur de qualité dans la limite des résonances étroites, l'équation du mouvement du fil vibrant étant simplifiée dans ce cas. Nous verrons enfin que cette forme simplifiée du pic de résonance nous permet d'effectuer des mesures avec une cadence d'acquisition rapide.

3.4.1 Cas limite des résonances étroites

Avoir une résonance étroite correspond à : $Q \gg 1$. Cette condition impose aussi $\frac{\rho}{\rho_{\text{fil}}} k \ll 1$, car on a $k' \geq k - 1$. Dans ce cas, le décalage de la fréquence de résonance est faible et son expression devient :

$$\omega_{\text{résonance}} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2}\frac{\rho}{\rho_{\text{fil}}} k\right)$$

Avec ces deux conditions, on peut montrer que la raie a une forme lorentzienne près du pic :

$$y_0(\omega) \approx \left(\frac{F_0}{\pi a^2 \rho_{\text{fil}}}\right) \frac{iQ/\omega_0^2}{1 + 2iQ\left(\frac{\omega - \omega_{\text{résonance}}}{\omega_0}\right)} \quad \text{pour} \quad \frac{\omega - \omega_{\text{résonance}}}{\omega_0} \ll 1$$

La méthode appropriée pour déterminer la largeur à mi-hauteur du pic consiste alors à ajuster la réponse en fréquence du viscosimètre à une courbe lorentzienne.

3.4.2 Viscosimétrie rapide

Lors d'une expérience de fusion rapide, la vitesse de relaxation de l'aimantation impose une cadence d'acquisition des données élevée. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la manière la plus naturelle pour mesurer le facteur de qualité du fil vibrant consisterait à balayer la fréquence d'excitation autour de la fréquence de résonance, et à mesurer la largeur du pic à mi-hauteur. Cependant, cette méthode est trop lente pour les mesures de viscosité pendant

une expérience de fusion rapide : pour obtenir un rapport signal sur bruit raisonnable, on doit intégrer la tension mesurée aux bornes du fil (après démodulation) pendant 0,1 s. Sachant qu'il faut découper la gamme de fréquence balayée en $\simeq 10$ intervalles pour ajuster correctement une lorentzienne, la durée totale d'une mesure est $\simeq 4$ s. Cette durée n'est pas complètement négligeable comparée à la vitesse à laquelle la viscosité de l'^{3}He liquide varie pendant une expérience (typiquement $T_1 \simeq 80$ s).

Pour faire des mesures rapides, il est plus facile d'enregistrer l'amplitude des oscillations du fil à une fréquence donnée. En principe, les composantes en phase et en quadrature de cette amplitude contiennent toute l'information, car on connaît la forme théorique du pic de résonance. Une solution serait de mesurer la phase de l'amplitude à résonance qui est directement proportionnelle au facteur de qualité. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite un dispositif pour suivre la fréquence de résonance qui change lorsque la viscosité varie. La solution que nous avons adoptée est plus simple : elle consiste à mesurer les composantes en phase et en en quadrature de la réponse de l'oscillateur excité à une fréquence fixe.

Nous allons voir que, lorsque le fluide est peu visqueux, il existe une fréquence fixe ω_∞ qui correspond toujours à la mi-hauteur du pic de résonance. La réponse en phase d'un fil vibrant excité à la fréquence ω_∞ est donc proportionnelle à son facteur de qualité. Dans un deuxième temps, nous allons mettre en évidence une propriété plus générale, dans la limite des résonances étroites : Il existe une quantité indépendante de la fréquence d'excitation qui est proportionnelle à la largeur du pic de résonance. Cette propriété n'est pas limitée aux fluides peu visqueux. C'est celle que nous avons exploitée pour effectuer nos mesures rapides.

Pic de résonance dans un fluide peu visqueux :

Lorsque la viscosité du fluide augmente, le pic de résonance s'élargit tout en se décalant vers les basses fréquences. Dans un fluide peu visqueux, la résonance a une propriété particulière : La fréquence correspondant à la mi-hauteur du pic est fixe (cf. figure 3.8) :

Plaçons-nous à la fréquence correspondant à la résonance du fil dans un fluide sans viscosité. Le pic de résonance n'est pas élargi, mais la fréquence est décalée par rapport à la résonance dans le vide :

$$\omega_{\text{résonance}}(\eta = 0) = \omega_\infty = \omega_0 \left(1 - \frac{\rho}{2\rho_{\text{fil}}} k_\infty\right)$$

Dans un fluide de viscosité finie, la résonance s'élargit de $\Delta\omega$ et sa fréquence est décalée par

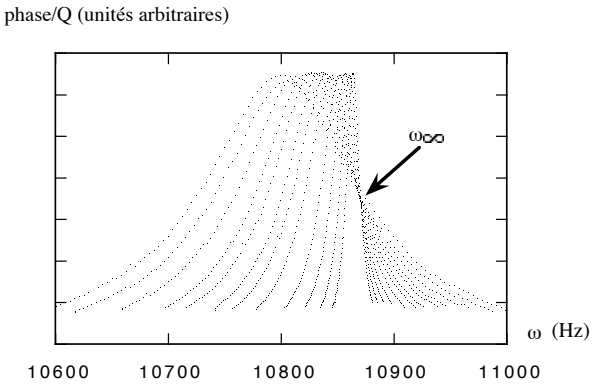


FIG. 3.8 – *Pics de résonance normalisés par le facteur de qualité : Dans le régime peu visqueux, le décalage de la fréquence par rapport à ω_∞ est égal à la demi-largeur du pic.*

rapport à la fréquence ω_∞ :

$$\omega_{\text{résonance}} = \omega_\infty - \frac{\Delta\omega}{2}\frac{(k-k_\infty)}{k'}$$

Or, au paragraphe précédent, nous avons vu que, dans la limite du fluide peu visqueux, les composantes réactive et dissipative de la force hydrodynamique avaient la même amplitude :

$$\frac{(k-k_\infty)}{k'} \simeq 1$$

L'équation précédente montre que, dans ce régime, la fréquence ω_∞ correspond toujours à la mi-hauteur du pic :

$$\omega_\infty \simeq \omega_{\text{résonance}} + \frac{\Delta\omega}{2}$$

Cette conclusion peut être formulée autrement : le décalage de la fréquence par rapport à ω_∞ est égal à la demi-largeur du pic. Ainsi, la réponse en phase du fil vibrant excité à la fréquence ω_∞ donne directement accès au facteur de qualité.

Cette propriété est intéressante pour l'acquisition des données, mais elle est limitée au cas des fluides peu visqueux. C'est une généralisation de cette méthode que nous avons utilisée. Elle fait l'objet du paragraphe suivant.

Mesure rapide des résonances étroites :

Dans la pratique, nous n'avons pas toujours affaire à un fluide peu visqueux. La méthode décrite dans le paragraphe précédent est alors incorrecte. Nous allons montrer ici que, si la

résonance est étroite, il existe une quantité indépendante de la fréquence d'excitation ω mais proportionnelle à la largeur du pic de résonance :

Lorsqu'on excite le fil à une fréquence quelconque ω au voisinage du pic, la tension induite à ses bornes s'écrit (cf.§3.3) :

$$V(\omega) = V_0 \frac{1/\Delta\omega}{1 + i2\left(\frac{\omega-\omega_{\text{res}}}{\Delta\omega}\right)} = V_0(X + iY)$$

avec $V_0 = (\frac{IB^2L}{2\pi a^2 \rho_{\text{fil}}})$ préfacteur constant.

Notons: $(invX) + i(invY) = \frac{1}{X+iY}$

On constate que la quantité $(invX)$ est indépendante de la fréquence d'excitation et qu'elle s'identifie à la largeur à mi-hauteur du pic:

$$invX = \Delta\omega$$

La dépendance en fréquence de la réponse de l'oscillateur n'apparaît que dans $(invY)$, qui mesure le décalage entre la fréquence de résonance et la fréquence d'excitation:

$$invY = 2(\omega - \omega_{\text{résonance}})$$

Insistons sur le fait que ces relations sont valables même en dehors du régime peu visqueux, la seule condition requise étant de travailler avec une résonance étroite.

On peut représenter la réponse du viscosimètre excité à une fréquence ω fixe par un point dans le plan $invX/invY$. Lorsque la viscosité change, ce point se déplace sur une droite dans le plan $invX/invY$ dans le régime peu visqueux, où le décalage de la fréquence est égal à la demi-largeur du pic :

$$invY = 2(\omega - \omega_\infty) + invX$$

L'ordonnée à l'origine de la droite, c'est-à-dire la limite à viscosité nulle ($invX \to 0$), mesure l'écart entre la fréquence d'excitation ω et la fréquence ω_∞. Cette représentation est fort utile pour connaître "l'état" du viscosimètre (c'est-à-dire sa fréquence de résonance dans un fluide sans viscosité). Au-delà du régime peu visqueux, la relation entre $invX$ et $invY$ n'est plus linéaire.

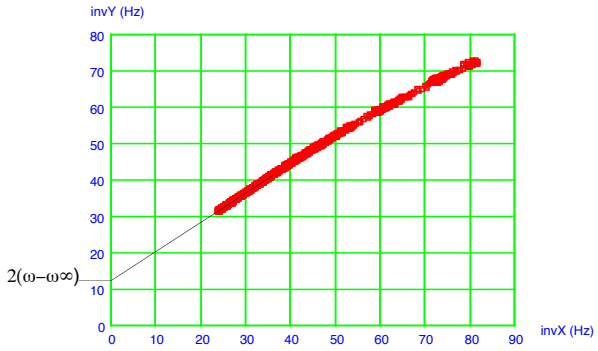


FIG. 3.9 – *Réponse du viscosimètre dans le plan $invY\ /invX$: Le viscosimètre est excité à fréquence fixe. Sa réponse est représentée par un point dans le plan $invY/invX$. Lorsque la viscosité change, ce point se déplace sur une droite. L'extrapolation de cette droite à $invX \to 0$) donne l'écart entre la fréquence d'excitation et la fréquence ω_∞.*

Ainsi, pendant une expérience de fusion rapide, il nous suffit de mesurer les deux composantes de la tension aux bornes du fil vibrant excité à une fréquence fixe pour accéder au facteur de qualité de la résonance. Nous choisissons de préférence une fréquence proche de ω_∞ pour que la tension induite ait des composantes en phase et en quadrature approximativement proportionnelles au facteur de qualité.

CHAPITRE 4 :

Expériences préliminaires

4

EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES

La première expérience que nous avons développée au cours de notre étude concerne la mesure de l'effet de l'aimantation sur la viscosité de l'^{3}He liquide. Il s'agissait de tester des solutions aux problèmes spécifiques que posent cette mesure et de montrer qu'elles marchent !

4.1 Cellule prototype

Dans cette partie, nous décrivons la cellule en justifiant les choix techniques que nous avons faits. Les détails de la fabrication sont donnés dans l'appendice A.

4.1.1 Cellule

La philosophie qui a guidé le dessin de la cellule repose sur les principes énoncés à la fin du chapitre 2. Pratiquement, nous nous sommes attachés à :

- optimiser les échanges thermiques,
- éviter au maximum l'emploi de matériaux susceptibles d'engendrer des signaux magnétiques parasites pendant une expérience de fusion rapide,
- veiller au bon contact thermique entre l'échantillon d'^{3}He et les parois de la cellule, en particulier en évitant les volumes morts où celui-ci serait mal thermalisé.

Un matériau qui réalise les deux premières conditions est l'argent : il possède notoirement une bonne conduction thermique ; il a un comportement paramagnétique de Curie à basse température, mais son noyau a un moment magnétique de spin vingt fois plus faible que celui de l'^{3}He. De ce point de vue, l'emploi du cuivre aurait posé des problèmes, le moment magnétique de spin

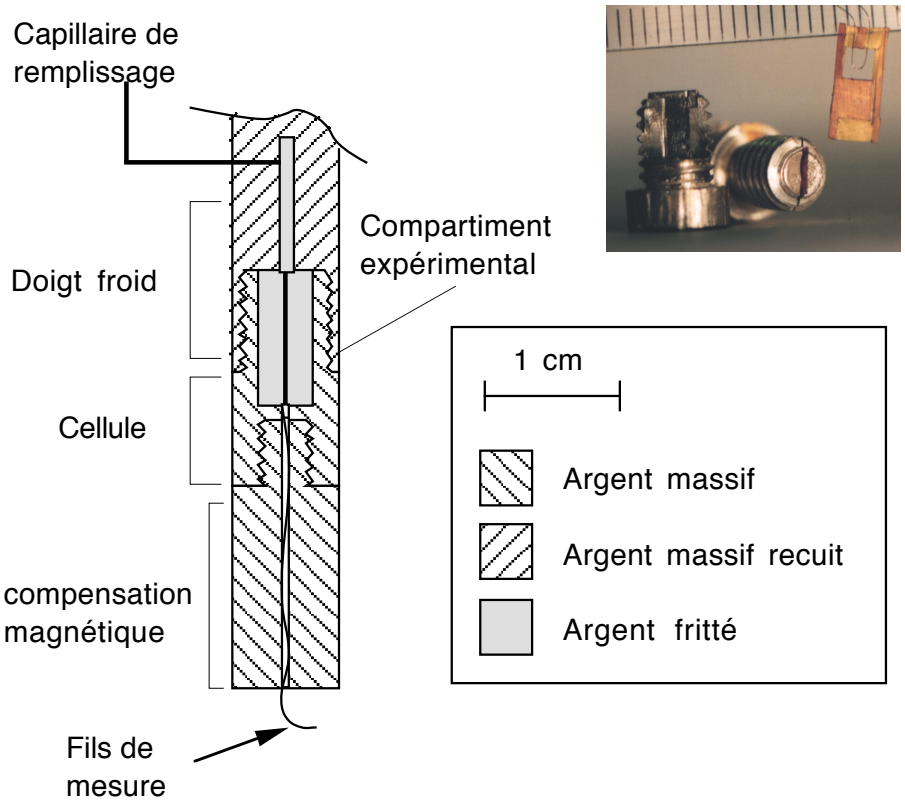


FIG. 4.1 – *Schéma de la cellule : Le compartiment expérimental est rempli d'argent fritté. Au milieu du fritté se trouve une fente de 0,2 mm de large destinée à recevoir le viscosimètre. La cellule se visse sur le doigt froid. Sur la photographie, sont représentés un viscosimètre à fil vibrant et une cellule similaire à celle qui a été utilisée pour les premières expériences.*

de son noyau étant comparable à celui de l'^{3}He ! Quant au contact thermique entre l'^{3}He et les parois de la cellule, il est assuré par la présence d'argent fritté (cf. § 2.4).

Quelques détails sur l'architecture de la cellule :

Le corps de la cellule est usiné dans l'argent massif. Le compartiment expérimental est cylindrique, de 11 mm de haut et de 4 mm de diamètre, et rempli d'argent fritté. La partie frittée est séparée en deux par une fente de 0,2 mm de large destinée à recevoir le viscosimètre. Deux trous percés dans le fond de la cellule débouchent dans la fente pour permettre le passage des fils de connexion du viscosimètre et du thermomètre intérieur.

L'extérieur de la cellule est fileté, de façon à se visser dans un "doigt froid" qui assure le contact thermique avec la source froide. Un montage en butée assure l'absence de volume mort d'^{3}He massif. Ce "doigt froid" est un barreau d'argent de 8 mm de diamètre dans sa partie la plus étroite et de 14 cm de long. Ce barreau d'argent subit un traitement thermique de recuit pour augmenter sa conductivité thermique. Une fois le viscosimètre mis en place dans la fente,

la cellule est vissée dans le doigt froid.

L'étanchéité est réalisée par des collages en deux endroits : Au niveau du passage des fils de connexion, et au niveau du filetage entre la cellule et le doigt froid, ce dernier étant enduit de colle avant le montage. Nous avons choisi cette configuration pour que la tenue à la pression soit assurée principalement par le filetage, alors que la colle, de caractéristique mécanique médiocre, ne sert qu'à l'étanchéité.

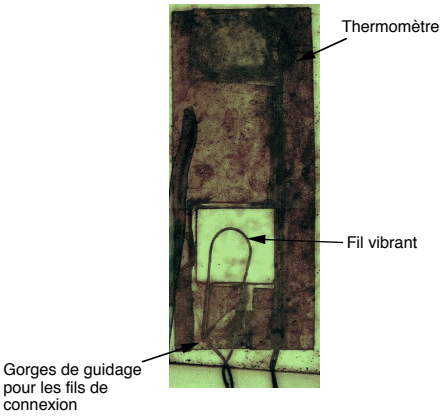
Remarque : Le problème de l'étanchéité à froid de la cellule est délicat car la colle possède une contraction thermique environ 3 fois plus importante que celle du métal. La solution classique consiste à utiliser une résine chargée par des particules de silice (Stycast 2850FT par exemple) qui a une contraction thermique moins importante. Dans notre cas, ce type de résine est à proscrire car les particules métalliques peuvent engendrer un signal magnétique parasite. Dans cette première cellule, nous avons utilisé de l'araldite D. Il s'est alors avéré que la cellule fuyait. Nous avons réparé cette fuite avec de résine Stycast 1266. Des essais systématique ultérieurs nous ont effectivement montré que l'araldite D est peu fiable. Pour la seconde cellule, nous avons effectué tous les collages avec de l'araldite standard.

En bas de la cellule se visse un cylindre d'argent de 8 mm de diamètre et de 15 mm de long. Cette pièce sert à compenser le signal magnétique parasite produit par la relaxation de l'aimantation de l'argent des parois de la cellule consécutive à l'élévation de température induite par la fusion.

4.1.2 Viscosimètre et thermomètre intérieur

Concernant le viscosimètre, le problème principal est d'assurer son centrage au milieu de la fente, tout contact entre le fil et les parois du fritté étant rédhibitoire pour son fonctionnement. Dans ce but, nous avons choisi de le fixer dans un premier temps sur un cadre, ainsi que le thermomètre intérieur, puis d'insérer ce cadre dans la fente.

Le cadre est constitué de deux couches de kapton (film polyimide) de 70 μm d'épaisseur. La première couche est un rectangle de 4×10 mm dans lequel une fenêtre de 2×2 mm a été découpée. Sur ce rectangle sont rapportées des pièces de kapton qui délimitent deux rainures pour le passage du fil vibrant, une autre rainure pour les fils de mesure du thermomètre, et un emplacement pour le thermomètre.



Caractéristiques :	
Rayon	a=33μm
Masse volumique :	ρ_{fil}=6660 Kg/m^3
Amortissement à vide :	Q=3875 sous 11 T
Fréquence à vide :	$\omega_0/2\pi$=9120 Hz
Résistance ohmique :	13 Ω (à T <4 K sous 11 T)
Signal à résonance :	0,08$\times$Q Ω sous 11 T

FIG. 4.2 – *Cadre de fixation du viscosimètre : Les fils de connexion sont guidés dans des gorges en retrait de 70 μm par rapport à la surface du cadre. Un cadre de ce type figure sur la photo 4.1.*

Le viscosimètre est un fil de Constantan (Cu 55 % Ni 45 %) courbé selon un arc de cercle de 1,3 mm de rayon. Le diamètre de ce fil, mesuré par microscopie optique, est de 65 μm (dont 16 μm de vernis). Le fil est mis en place au niveau de la fenêtre, ses “pieds” étant collés au fond de rainures. Vers 4 K, la fréquence de résonance naturelle du viscosimètre est 9120 Hz et son facteur de qualité intrinsèque est 3875 dans un champ de 11 Tesla. Numériquement, l’impédance mesurée à résonance est $\approx 0,08 \times Q\Omega$.

Le thermomètre est une résistance de carbone Speer $100\ \Omega$ amincie à une épaisseur de 70 μm et retaillée en un rectangle de $1 \times 1,5$ mm. Il est collé dans son emplacement, situé 4 mm plus haut que le viscosimètre. Des contacts de laque d’argent sont peints sur deux côtés opposés du thermomètre de façon à réaliser le contact électrique jusqu’aux fils de connexion collés dans une rainure. Une feuille de kapton d’épaisseur 10 μm est collée sur la face supérieure du thermomètre pour éviter les courts-circuits lorsque le cadre est inséré dans la fente du fritté.

Une fois le cadre assemblé, nous vérifions la résonance du viscosimètre (cf. Appendice A). Le cadre est ensuite mis en place dans la fente ; le viscosimètre est alors testé une nouvelle fois pour s’assurer qu’il ne touche pas les bords de la fente, puis la cellule est scellée.

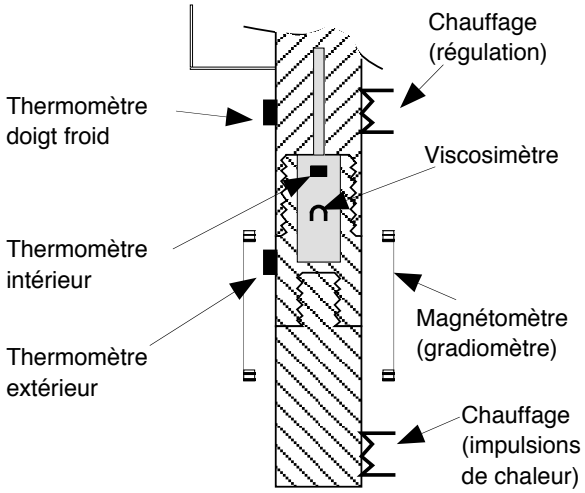


FIG. 4.3 – *Schéma d'ensemble du dispositif.*

4.2 Dispositif

Le doigt froid est ancré sur la boîte à mélange d'un réfrigérateur à dilution. Nous pouvons ainsi refroidir l'échantillon d'^{3}He à 5 mK. La chambre à mélange fait également office de source froide pendant les expériences de fusion. Pour aimanter l'^{3}He solide, nous disposons d'une bobine supraconductrice produisant un champ magnétique de 11 T.

La cellule s'insère au centre d'une bobine de détection de 12 mm de diamètre. Cette bobine de détection fait partie d'un circuit supraconducteur relié plus haut à un magnétomètre à SQUID baignant dans le bain d'^{4}He, dans une zone où le champ est faible. Le circuit comporte, en plus de la bobine de détection, une autre bobine enroulée en sens inverse, située au niveau de la compensation, l'ensemble formant un gradiomètre (voir [Bravin92] pour les détails du magnétomètre). Grâce à ce montage, nous pouvons éliminer en grande partie le signal magnétique parasite des spins de l'argent.

En plus du thermomètre situé dans la fente, nous disposons de deux autres thermomètres de carbone : le premier est ancré sur l'extérieur du corps de la cellule. L'autre thermomètre, fixé sur le bas du doigt froid à côté d'une résistance de chauffage, sert à réguler la température de la cellule. Enfin, une autre résistance de chauffage, collée en bas de la compensation, permet de produire des impulsions de chaleur pour simuler les effets thermiques associés à une expérience de fusion rapide.

Le viscosimètre à fil vibrant est excité à l'aide d'un générateur basse fréquence. Pour garder négligeable (< 1 nW) la dissipation ohmique dans le fil, le courant d'excitation est limité à

$\simeq 10\ \mu$A. Le champ magnétique de 11 T nécessaire pour aimanter le solide est alors suffisant pour produire une force d'excitation adéquate. Dans ces conditions, la dissipation visqueuse est inférieure à 1 nW pour Q <250. La tension induite aux bornes du fil par son mouvement dans le champ magnétique est mesurée avec un amplificateur à détection synchrone.

4.3 Procédure expérimentale

4.3.1 Solidification/Fusion

Le solide est préparé par la méthode du capillaire bloqué [Greywall82] : de l'^{3}He liquide à 46 bars est introduit dans la cellule à 1,3 K, puis refroidi sous champ. En dessous de 1,3 K, il se forme un bouchon dans le capillaire de remplissage, puis l'^{3}He enfermé suit une évolution isochore. A 5 mK, le volume molaire correspond à une pression de 34 bars, c'est-à-dire juste au-dessus de la courbe de fusion, avec une fraction solide de 100 % (cf. fig 4.4). Le refroidissement du solide sous champ dure environ 30 h.

Une fois le solide suffisamment aimanté, la fusion est déclenchée en ouvrant la cellule sur un volume placé à température ambiante. La pression chute alors jusqu'à 27 bars en quelques secondes. Pendant toute l'expérience, les signaux fournis par les trois thermomètres, le SQUID, et la tension (en phase et en quadrature) aux bornes du viscosimètre sont digitalisés (sur 16 bits) simultanément avec une cadence d'échantillonnage de 0,15 s et enregistrées dans un microordinateur. Les figures 4.6 et 4.5 montrent les signaux enregistrés pendant une expérience de fusion.

Commentons d'abord les signaux thermiques de la figure 4.5 : La décompression a lieu au temps t=-5 s. Le processus de fusion proprement dit dure environ 5 s, et élève la température à 250 mK. Puis l'^{3}He est refroidi par la chambre à mélange du réfrigérateur à dilution ; la capacité calorifique de la boîte à mélange, ainsi que la bonne conduction thermique de la cellule et du doigt froid permettent d'atteindre 75 mK en 22 s. Nous stabilisons alors la température des parois de la cellule à cette température en utilisant le chauffage fixé sur le doigt froid.

Sur la figure 4.6, on peut voir que la température de l'^{3}He, mesurée par le thermomètre intérieur, relaxe lentement vers la température des parois, après le début de la régulation. Les gradients de température entre l'intérieur de la cellule et les parois qui subsistent aux temps longs sont dus à la chaleur libérée pendant toute la relaxation de l'aimantation. Le signal du

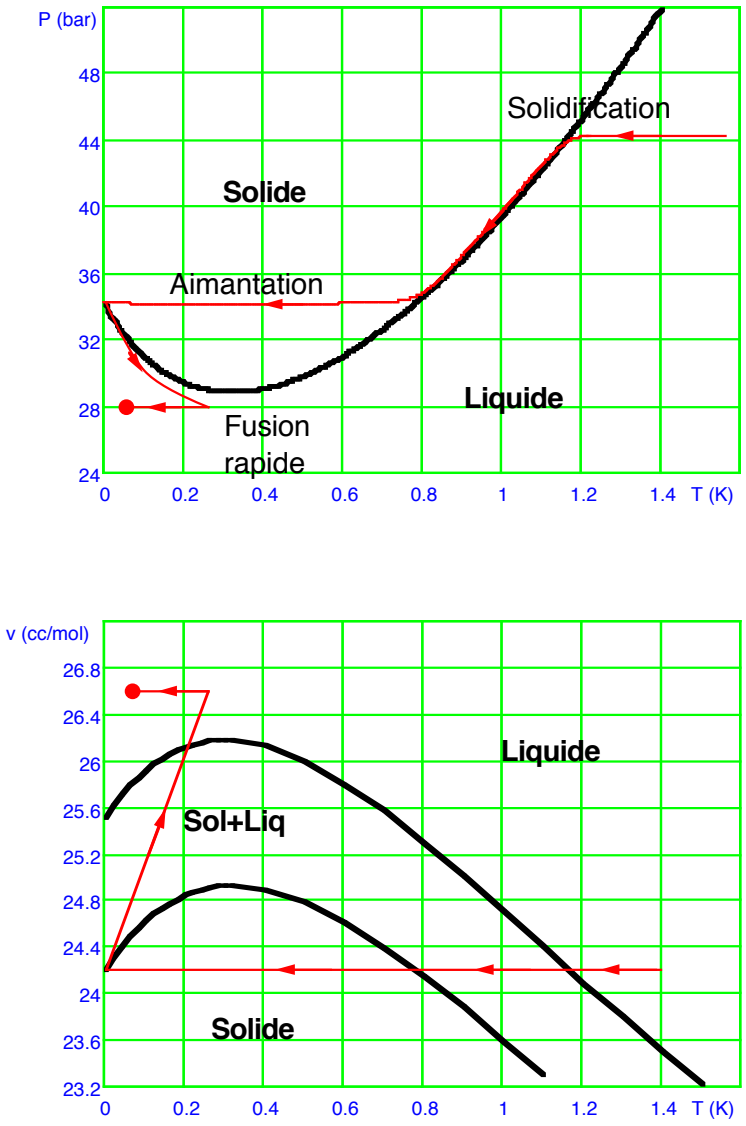


FIG. 4.4 – *Trajectoire dans le diagramme de phase de l'^{3}He : Le solide est refroidi sous champ à volume constant. La fusion rapide est déclenchée par une dépressurisation de la cellule. La pression chute à 27 bars alors que la température s'élève jusqu'à 250 mK. L'^{3}He est ensuite refroidi rapidement jusqu'à 75 mK.*

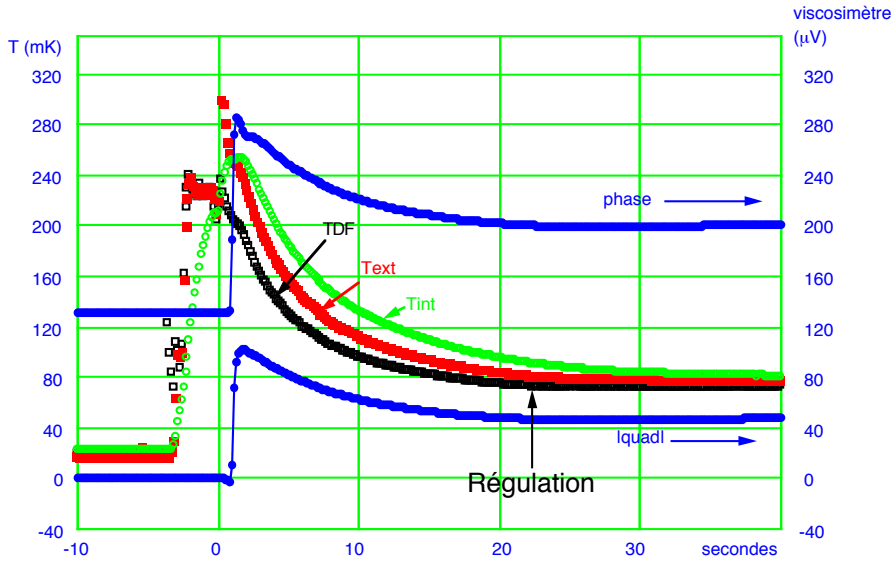


FIG. 4.5 – *Début d'une expérience de fusion : La fusion est déclenchée par décompression au temps t=-5 s. La température de l'^{3}He s'élève à 250 mK, puis l'échantillon est refroidi rapidement par la chambre à mélange. Au temps t=22 s la température des parois atteint 75 mK; nous activons alors la régulation thermique pour stabiliser la température de la cellule.*

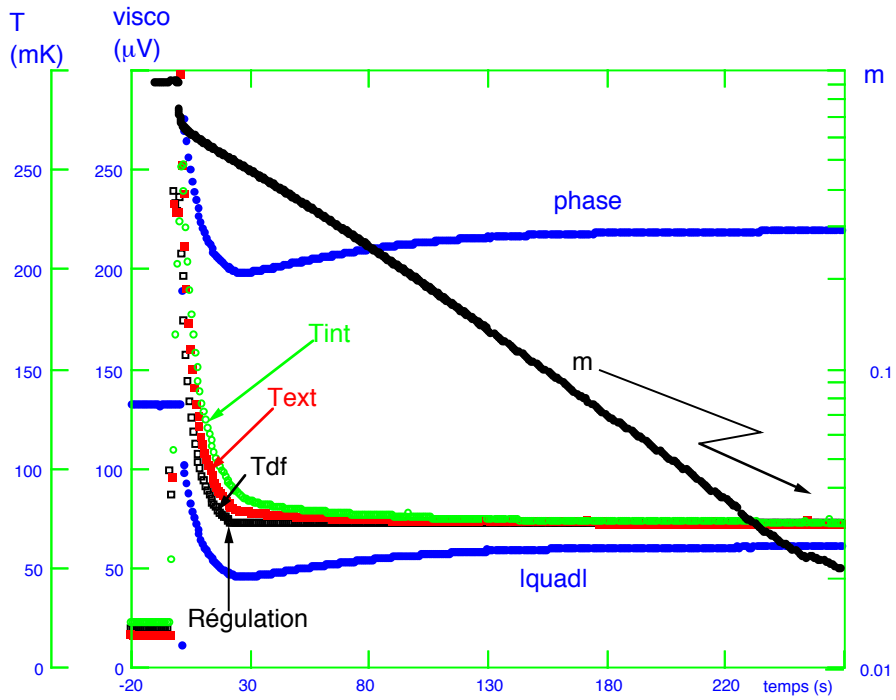


FIG. 4.6 – *Déroulement typique d'une fusion : La relaxation de l'aimantation est exponentielle, avec une constante de temps de 80 s. Pendant toute cette période, la chaleur libérée crée une différence de température entre l'intérieur de la cellule et les parois. Le signal du viscosimètre varie également pendant toute cette période.*

magnétomètre nous montre que la relaxation de l'aimantation débute aussitôt que la fusion est terminée. La relaxation est exponentielle, et sa constante de temps est $T_1 \simeq 80$ s. Le fil vibrant, excité à fréquence fixe (cf. 3.4.2), commence à osciller dès que le solide a fondu. Nous observons alors un signal de tension induite qui vient s'ajouter à la ligne de base résistive. Après un transitoire lié à l'évolution thermique de la cellule, le signal évolue en même temps que la polarisation, ce qui indique qu'il est lié à l'aimantation hors équilibre du liquide. Nous verrons au §4.4.1 comment nous interprétons le signal du viscosimètre.

4.3.2 Calibrations

L'interprétation des signaux enregistrés pendant une expérience de fusion rapide repose sur la calibration du magnétomètre et du viscosimètre. Nous décrivons ici les procédures employées pour effectuer ces calibrations.

Magnétomètre :

La mesure quantitative de l'effet de la polarisation sur la viscosité nécessite une échelle de polarisation absolue. La tension aux bornes de notre magnétomètre à SQUID est proportionnelle au flux à travers la bobine de détection. Pour le calibrer, nous mesurons l'aimantation de l'^{3}He solide en fonction de la température. Pour cela, nous augmentons la température de la cellule chargée en solide grâce à la régulation thermique. Entre chaque changement de consigne, la température est régulée à une valeur fixe, et nous enregistrons le signal de relaxation de l'aimantation de l'^{3}He vers sa nouvelle valeur d'équilibre.

Entre chaque changement de température, la relaxation de l'aimantation est exponentielle, mais le signal magnétomètre présente en plus une dérive, due à des variations lentes du champ appliqué. Cette dérive représente $\approx$ 1% du signal enregistré pendant une expérience de fusion, mais peut donner une contribution plus importante lors des expériences de relaxation dans l'^{3}He solide, lorsque le T_1 est long. Pour extraire les variations d'aimantation dans l'échantillon, pendant les expériences de fusion comme pendant la calibration du magnétomètre, nous ajustons le signal du SQUID par une expression de la forme :

$$V(t) = V_0 e^{-t/T_1} + at + b$$

Le terme de dérive $at + b$ est alors soustrait du signal du magnétomètre.

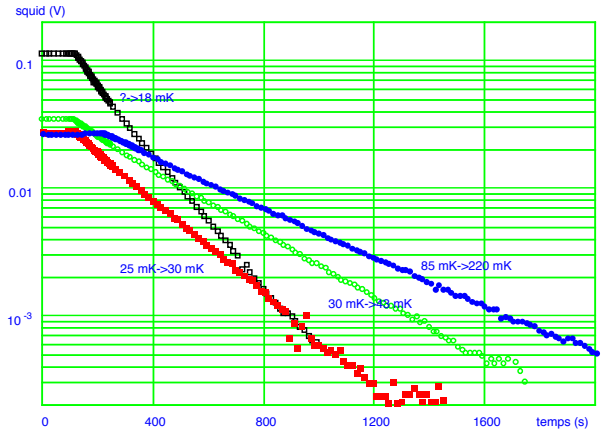


FIG. 4.7 – *Variation de l'aimantation en fonction du temps consécutive à des échelons de température.*

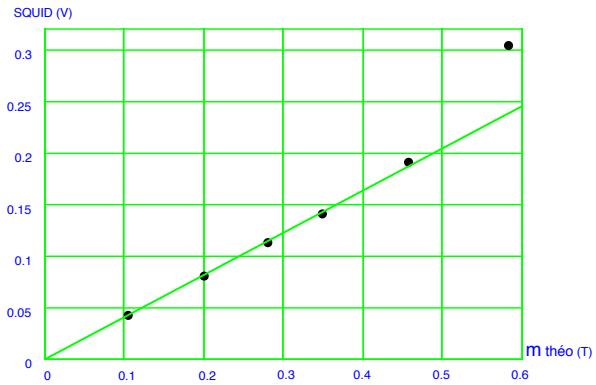


FIG. 4.8 – *Signal d'aimantation mesuré en fonction de $m_{\text{théo}}(T)$: Le solide a un comportement paramagnétique de Curie (une droite dans ce diagramme). Le point à haute polarisation se trouve en-dehors de la droite car la température n'est pas connue précisément en dessous de 10 mK. La pente de la droite nous donne le signal à saturation pour le solide.*

La figure 4.7 représente le signal du SQUID corrigé, consécutif à des échelons de température. La relaxation d'aimantation obtenue après soustraction de la dérive est exponentielle. D'autre part, à chaque température, la constante de temps est différente; nous ne rentrerons pas ici dans les détails de l'étude du T_1 de l'^{3}He solide en fonction de l'aimantation [Bravin98].

Pour des températures $T \gg 1$ mK, la polarisation à l'équilibre du solide est donnée par: $m_{\text{théo}} = \tanh(\mu B/kT)$. Lorsqu'on trace le signal d'aimantation mesuré en fonction de $m_{\text{théo}}(T)$ (cf. figure 4.8), les points expérimentaux s'alignent presque tous sur une droite : nous retrouvons bien le comportement paramagnétique de Curie de l'^{3}He solide. Quant au point à haute polarisation, en-dehors de la droite, nous ne pouvons pas connaître précisément $m_{\text{théo}}$ car le thermomètre de carbone, qui sature en-dessous de 10 mK, surestime la température.

La pente de la droite nous donne le signal à saturation pour le solide. On peut déterminer

le signal à saturation pour du liquide à une pression quelconque en multipliant le facteur de conversion par le rapport des volumes molaires du solide et du liquide. Nous devons garder à l'esprit que cette calibration dépend directement de notre échelle de température. Au total, la précision de notre échelle de polarisation est estimée à 5 %.

Viscosimètre :

Nous avons vu au §3.4.2 la méthode utilisée pour extraire l'amortissement du viscosimètre des composantes en phase et en quadrature de la tension mesurée aux bornes du fil vibrant. Dans la pratique, il faut tenir compte de la composante résistive du fil (13 Ω) ; cette ligne de base est mesurée lorsque le fil est immobilisé dans l'^{3}He solide. De plus, pour extraire l'amortissement visqueux, il faut tenir compte de la largeur intrinsèque de la résonance du viscosimètre. Cette largeur (2,3 Hz à 11 T), mesurée dans le vide, est retranchée systématiquement de la quantité $invX$ pour obtenir la viscosité.

Par ailleurs, pour distinguer les variations de viscosité dues à la température de celles dues à l'aimantation, nous devons connaître la dépendance en température de la viscosité de l'^{3}He non polarisé. Après chaque expérience de fusion rapide, nous mesurons la viscosité de l'^{3}He liquide à sa polarisation d'équilibre ($m \simeq 4$ % à 27 bars et $T <$100 mK) en fonction de la température. Mis à part le fait qu'il n'existe pas de données complètes sur la viscosité à haute pression, cette calibration est nécessaire pour être indépendant de l'exactitude de notre échelle de température.

4.4 Les premiers résultats

La cellule expérimentale que nous avons décrite plus haut nous a permis d'effectuer trois mesures de viscosité dans l'^{3}He à 27 bars et $\simeq 75$ mK jusqu'à des polarisations de l'ordre de 70 %. Nous avons également fait quelques expériences tests pour évaluer les gradients thermiques dans notre cellule. Malheureusement, nous n'avons pas pu approfondir ces expériences car le fil vibrant a cassé à la suite d'un réchauffement à température ambiante.

4.4.1 Mise en évidence de l'effet de la polarisation

La figure 4.9 montre l'évolution de la viscosité pendant une expérience de fusion rapide. Sur cette figure, nous avons tracé la largeur du pic de résonance en fonction de la température

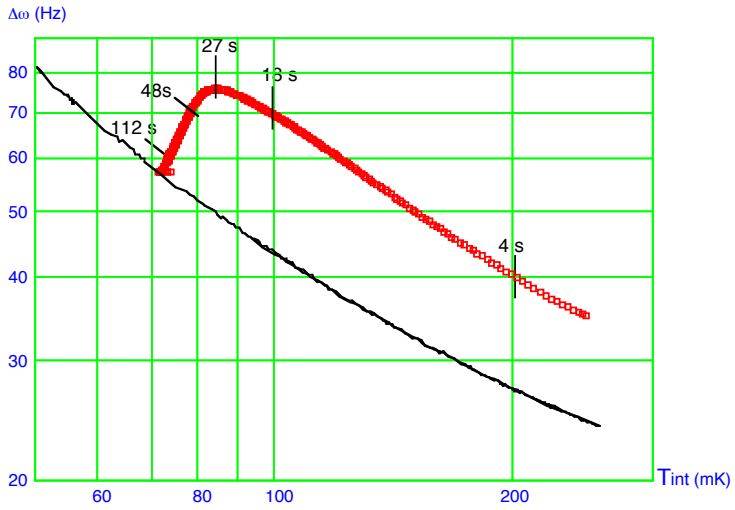


FIG. 4.9 – *Effet de la polarisation: Largeur du pic de résonance en fonction de la température lue par le thermomètre intérieur. La courbe continue a été mesurée à l'équilibre. Les carrés représentent des données mesurées pendant une fusion rapide. Les indices sur cette courbe indiquent le temps écoulé depuis le début de la fusion.*

lue par le thermomètre intérieur. La courbe continue provient de données enregistrées pendant une mesure de calibration dans l'^{3}He liquide non polarisé. Les carrés représentent des données enregistrées pendant la relaxation de l'aimantation après la fusion d'un solide aimanté. Les indices ajoutés à côté des points indiquent le temps écoulé à partir du déclenchement de la fusion.

Pour une température donnée, le pic de résonance est plus large dans le liquide polarisé qu'à l'équilibre. Ceci signifie que l'effet de la polarisation est **d'augmenter** la viscosité, comme on s'y attend physiquement.

Pendant une expérience de fusion rapide, deux paramètres font varier la viscosité du liquide: la température et la polarisation. Dans les premières secondes qui suivent la fusion ($t < 20$ s), la température baisse rapidement de 250 mK à 70 mK, sur une échelle de temps où la polarisation change peu. Cette étape correspond à la première partie de la courbe de la figure 4.9, où les variations de viscosité traduisent principalement l'effet de la température. Ainsi, la distance entre les points et la courbe d'équilibre varie peu. Notons que pendant toute cette phase, la viscosité reste supérieure à sa valeur mesurée dans le liquide non polarisé à la même température. La seconde partie de la courbe correspond aux données enregistrées pendant que la température des parois de la cellule est régulée. Le déclenchement de la régulation de température se traduit par un "coude" sur la courbe 4.9. On observe alors l'effet de la polarisation à température constante. Cet effet diminue à mesure que la polarisation relaxe, et les points finissent par rejoindre la

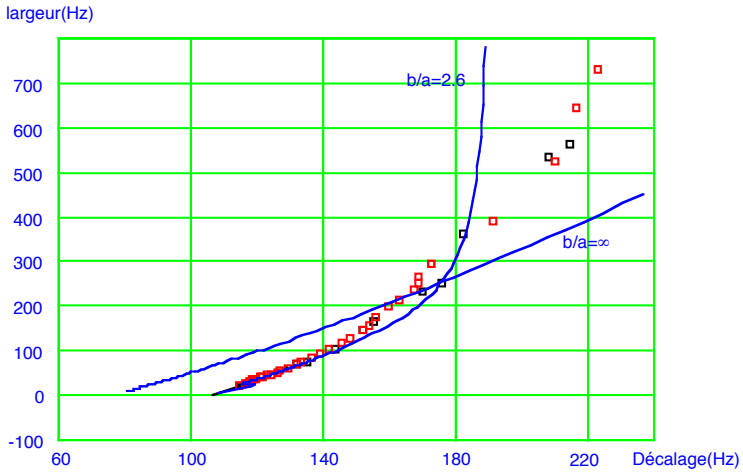


FIG. 4.10 – *Effets de taille finie : L'extrapolation du décalage en fréquence à largeur nulle donne 105 Hz alors qu'on attendrait 77 Hz dans un milieu infini. Les courbes continues représentent les relations théoriques calculés pour un milieu infini, et des parois cylindriques avec un rapport d'aspect* $b/a = 2,6$.

courbe enregistrée à l'équilibre.

Pendant cette seconde phase, la puissance libérée par la relaxation des spins crée une différence de température entre l'intérieur de la cellule et ses parois thermostatées. Cela engendre une faible variation de température à l'intérieur de la cellule, ce qui se traduit par le fait que la trajectoire n'est pas strictement verticale dans la représentation 4.9, les gradients de températures disparaissant à mesure que la polarisation relaxe.

4.4.2 Viscosité en fonction de la polarisation

Pour mesurer quantitativement l'effet de la polarisation, nous devons traduire l'amortissement visqueux mesuré par le fil vibrant en un coefficient de viscosité. Dans un milieu infini, la largeur du pic de résonance du viscosimètre donne directement accès à la viscosité du liquide, grâce aux relations analytiques entre les coefficients de Stokes et le rapport δ/a. Dans notre cas, nous ne disposons pas d'une relation analytique entre δ et k' car il faut tenir compte des corrections dues aux effets de taille finie.

On peut évaluer l'importance de ces effets en traçant la largeur du pic de résonance en fonction du décalage de la fréquence (cf. figure 4.10) lorsque la température du liquide (non polarisé) varie. Dans cette représentation, l'influence des effets de taille finie apparaît clairement dans la limite très visqueuse où la fréquence de résonance se décale beaucoup moins vite que la largeur du pic n'augmente.

Dans le régime peu visqueux, les effets de taille finie interviennent de façon sensible également : le décalage de la fréquence par rapport à la fréquence à vide est théoriquement de 77 Hz dans un milieu infini dans l'^{3}He liquide à 27 bars, compte tenu de la masse volumique du fil ρ = 6660 kg/m^3 (déterminée par pesée d'une longueur de fil déterminée). L'extrapolation de nos données dans la limite $\eta \to 0$ donne plutôt 105 Hz. Cette indication nous permet d'estimer la distance b entre le fil de rayon a et les parois, sachant que les effets de taille finie se traduisent par un facteur correctif (cf. 3.2.2) :

$$\frac{k(b/a)}{k_\infty} \simeq (1 + \frac{1}{2}\frac{a^2}{b^2})$$

On trouve $b/a \simeq$ 1,2. Si le fil était parfaitement centré dans la fente, on trouverait un rapport $b/a \simeq$ 3,2. Ce désaccord correspond à un décentrage du fil de 60 μm.

Dans le régime peu visqueux, les corrections s'éliminent lorsqu'on normalise la viscosité mesurée par la viscosité du liquide non polarisé. De plus, dans cette limite, la relation entre k' et la viscosité se simplifie :

$$\frac{\eta(m)}{\eta_0} \simeq \left(\frac{k'(m,\infty)}{k'(0,\infty)}\right)^2 \simeq \left(\frac{k'(m,b/a)}{k'(0,b/a)}\right)^2 = \left(\frac{invX(m)}{invX(0)}\right)^2$$

Cependant, lorsqu'on s'écarte du régime peu visqueux, la correction due aux effets de taille finie peut devenir importante d'autant que c'est le carré du rapport $k'(m)/k'(0)$ qui intervient. La méthode la plus rigoureuse consiste à calibrer la largeur du pic de résonance en fonction de la viscosité.

Nous procédons en mesurant la largeur du pic de résonance en fonction de la température dans l'^{3}He non polarisé. A partir de la température, les données de la littérature permettent de remonter à la viscosité. En fait, nous avons effectué cette calibration dans l'^{3}He liquide à 1 bar pour disposer de données fiables [Black71, Bertinat74]. La procédure de calibration repose sur le fait que la largeur de la résonance $\Delta\omega$ rapportée à la masse volumique ρ est proportionnelle au coefficient k', qui est fonction uniquement du rapport η/ρ pour une géométrie donnée :

$$\frac{\Delta\omega}{\rho} = k'\left(\frac{\delta}{a}, \frac{b}{a}\right) = f\left(\frac{\eta}{\rho}, \frac{b}{a}\right)$$

La calibration à 1 bar nous fournit une relation empirique entre $\Delta\omega/\rho$ et η/ρ. Cette relation est utilisée pour traiter les données enregistrées à haute pression.

Le résultat des différentes procédures de traitement apparaît sur la figure 4.11, qui montre l'effet de la polarisation sur la viscosité : L'axe des ordonnées représente la viscosité mesurée

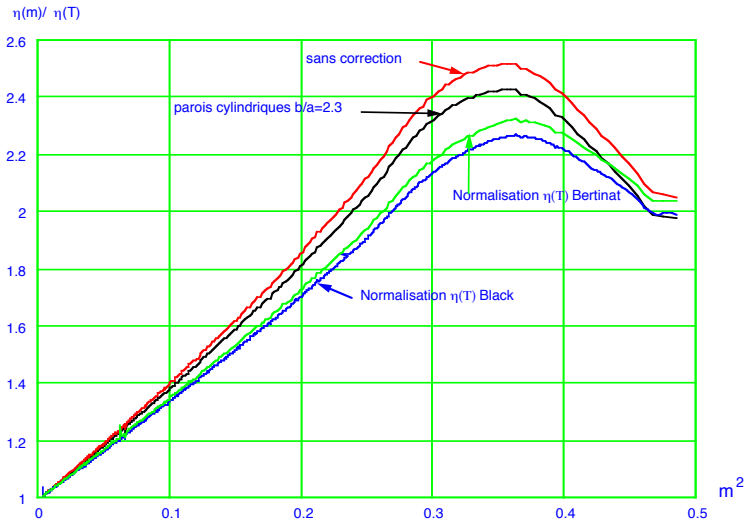


FIG. 4.11 – *Correction des effets de taille finie : Les courbes représentent les données provenant d'une même expérience. Nous employons trois méthodes pour déduire la viscosité de l'amortissement de notre fil vibrant : Pour la courbe du haut, la viscosité est calculée grâce aux relations analytiques entre les coefficients de Stokes et le rapport δ/a sans tenir compte des effets de taille finie. La seconde courbe est calculée en utilisant les relations analytiques pour un fil compris dans des parois cylindriques avec un rapport d'aspect b/a=2,3; ce paramètre a été ajusté pour rendre compte d'un décalage de 105 Hz entre la résonance à vide et le liquide non visqueux. Les deux autres courbes sont calculées en utilisant la relation empirique 4.4.2 déduite d'une calibration. Notez la légère différence entre les lois déduites de [Black71] et de [Bertinat74].*

pendant une expérience de fusion rapide normalisée par la viscosité mesurée à la même température dans le liquide non polarisé. En abscisses nous avons porté le carré de la polarisation, car les termes correctifs de la viscosité sont proportionnels aux puissances paires de m. Dans cette représentation, la pente initiale de la courbe nous donne accès au premier terme correctif de la viscosité (proportionnel à m^2), tandis que la courbure nous permet en principe d'estimer le terme correctif d'ordre supérieur ($\simeq m^4$).

Remarque : Notre magnétomètre mesure des variations d'aimantation. Pour calculer la polarisation absolue m, nous ajoutons la valeur à l'équilibre (m_{eq}=4% dans l'^{3}He liquide à 27 bars sous un champ de 11 T [Ramm70]) au signal mesuré par le SQUID.

La figure 4.11 met clairement en évidence l'effet d'augmentation de la viscosité dû à la polarisation, les différentes méthodes de traitement donnant des courbes similaires. Dans tous les cas, l'effet est très marqué, l'augmentation atteignant un facteur 2 pour $m \approx 50\%$. De plus, toutes les courbes présentent une légère courbure vers le haut. Examinons plus en détail ces deux aspects :

La pente initiale des courbes dépend de la procédure utilisée, la correction sur α due aux

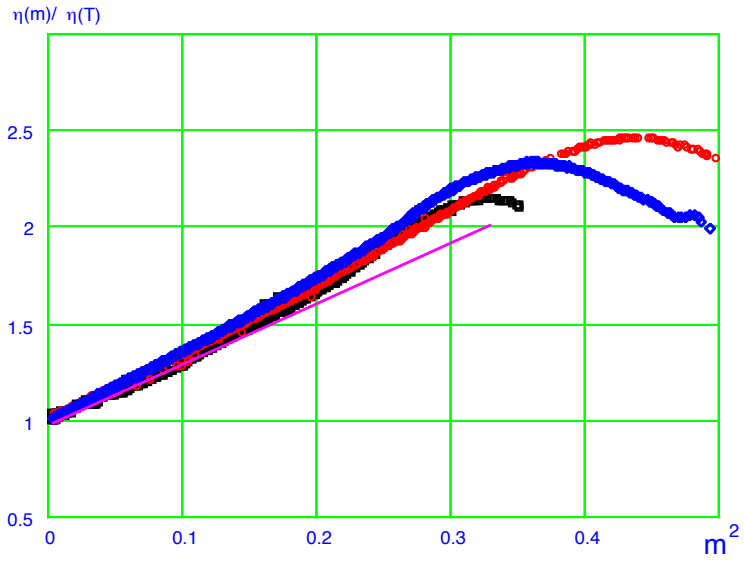


FIG. 4.12 – *Facteur de correction de la viscosité en fonction de la polarisation. Les données représentées proviennent de trois expériences effectuées dans des conditions similaires. La viscosité est calculée avec la procédure décrite au §4.4.2 en utilisant les données de [Black71]*

effets de taille finie représentant 10% . La procédure de correction des effets de taille finie a, quant à elle, l'inconvénient de reposer sur l'échelle de température. De plus, il faut souligner que les données de la littérature pour la viscosité à basse pression ne sont pas cohérentes, la viscosité mesurée par Black vers 100 mK étant 8 % plus élevée que la valeur donnée par Bertinat. Comme on le voit sur la figure 4.11, ce désaccord se traduit par une légère différence (3 %) sur la pente initiale de nos courbes.

Les procédures de traitement donnent de plus des courbures différentes, rendant difficile l'estimation quantitative du terme d'ordre m^4.

4.4.3 Reproductibilité des expériences

Sur la figure 4.12 sont représentées des données provenant de trois expériences effectuées dans des conditions similaires. La reproductibilité des résultats est bonne pour les polarisations modérées. Un ajustement linéaire de nos données pour 0$<$ m^2 $<$0,1 donne un préfacteur de correction α=3,4 α=3,6 α=3,7 pour nos trois expériences.

Pour les très fortes polarisations ($m > 55$ %), la courbe $\frac{\eta(m^2)}{\eta_0}$ semble décroître. Cependant, la polarisation correspondant au maximum est différente suivant les expériences. Par contre, ces maxima sont mesurés aux mêmes temps (comptés à partir du début de la fusion). Ceci apparaît

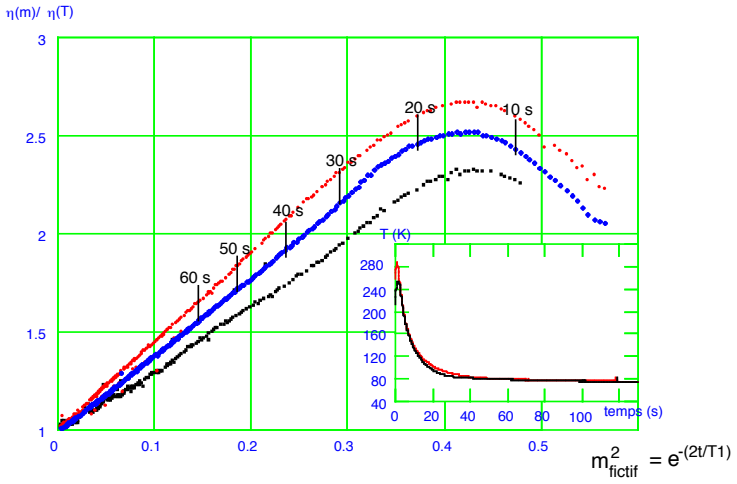


FIG. 4.13 – $\frac{\eta_m}{\eta_0}$ *porté en fonction de l'échelle de temps* $m^2_{\text{fictif}}(t) = e^{-2t/T_1}$. *Les indices sur une des courbes indiquent le temps écoulé depuis le début de la fusion. Les maxima observés correspondent aux premiers instants de l'expérience, pendant lesquels la température n'est pas encore stabilisée. Les maxima, qui semblent correspondre à des taux de polarisations dépendant de chaque expérience sur la figure 4.12 coïncident dans cette représentation. Dans l'encart : température en fonction du temps pour deux expériences. L'évolution thermique* $T(t)$ *varie peu suivant les expériences.*

clairement sur la figure 4.13 où est tracé le rapport $\frac{\eta_{\text{polarisé}}}{\eta_{équilibre}}$ en fonction du temps exprimé par une échelle d'aimantation fictive $m^2_{\text{fictif}}(t) = e^{-2t/T_1}$.

Ceci suggère que les variations de viscosité mesurées pendant les premiers instants de la relaxation de l'aimantation traduisent l'évolution thermique rapide du système plutôt qu'une réelle dépendance en polarisation. Comme on peut le constater sur l'encart de la figure 4.13, l'évolution thermique $T(t)$ du système varie effectivement peu d'une expérience à l'autre, car elle est déterminée principalement par la relaxation des gradients thermiques initiaux (cf.§4.5). En revanche, la polarisation initiale de l'^{3}He, dépendant de la température du solide, n'est pas la même suivant les expériences. Ceci produit les différences d'amplitudes des maxima observés sur la figure 4.12.

Il n'est pas exclu que la diminution du facteur $\frac{\eta(m^2)}{\eta_0}$ observée soit un artefact lié aux gradients de température entre le thermomètre et le viscosimètre qui peuvent persister pendant plusieurs secondes après la fusion du solide. Si au contraire on suppose que le thermomètre intérieur mesure correctement la température du viscosimètre dès les premiers instants de l'expérience, les données enregistrées aux temps courts montrent que le facteur de correction α diminue à haute température ($\approx$250 mK).

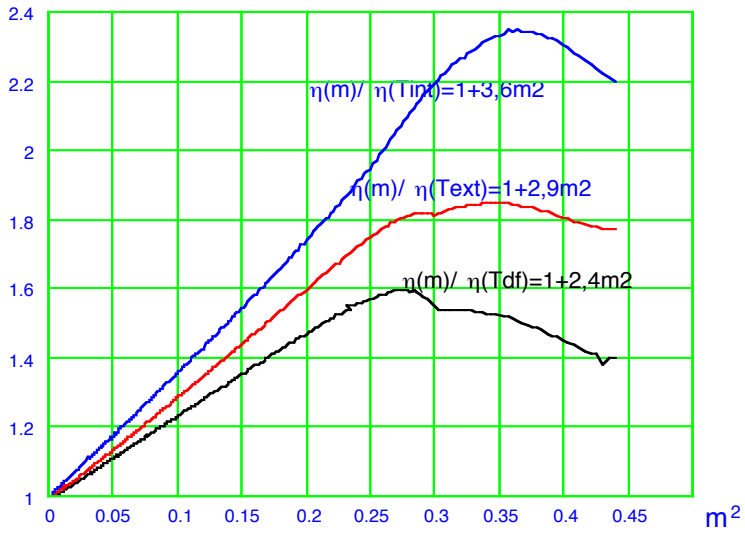


FIG. 4.14 – *Différentes normalisations pour le facteur de renforcement de la viscosité : Bien que l'allure de la courbe reste la même, l'amplitude de l'effet de la polarisation est très différent selon le choix de la température utilisée pour calculer le facteur de normalisation* $\eta_{\text{équilibre}}$. *Ces différences expriment l'importance des gradients thermiques dans la cellule.*

4.5 Comportement thermique de la cellule

4.5.1 Position du problème

Le point crucial de notre expérience est de mesurer précisément la température du liquide au voisinage du viscosimètre. En effet, si la température du viscosimètre était plus basse que celle du thermomètre, une partie des effets que l'on impute à la polarisation serait en fait liée aux gradients thermiques. Cette contrainte nous a amené à placer le thermomètre directement dans le fente (cf.chapitre 1), pour ne pas être affecté par les gradients thermiques qui se développent entre l'intérieur de la cellule et ses parois pendant les expériences.

La figure 4.14 est une illustration de ce problème. Nous avons représenté l'augmentation de la viscosité $\frac{\eta_{\text{polarisé}}}{\eta_{\text{équilibre}}}$ en fonction de la polarisation calculé avec trois facteurs de normalisation $\eta_{\text{équilibre}}$ différents : $\eta(T_{int})$, $\eta(T_{ext})$, et $\eta(T_{DF})$, T_{int}, T_{ext}, et T_{DF} étant respectivement les températures lues par le thermomètre intérieur, extérieur, et du doigt froid. Nous constatons que les courbes ont des allures similaires, mais les différences quantitatives sont importantes. Ces différences reflètent simplement l'amplitude des gradients thermiques entre l'intérieur de la cellule et ses parois pendant une expérience de fusion rapide.

Ces gradients thermiques sont représentés sur la figure 4.15. Nous pouvons distinguer trois

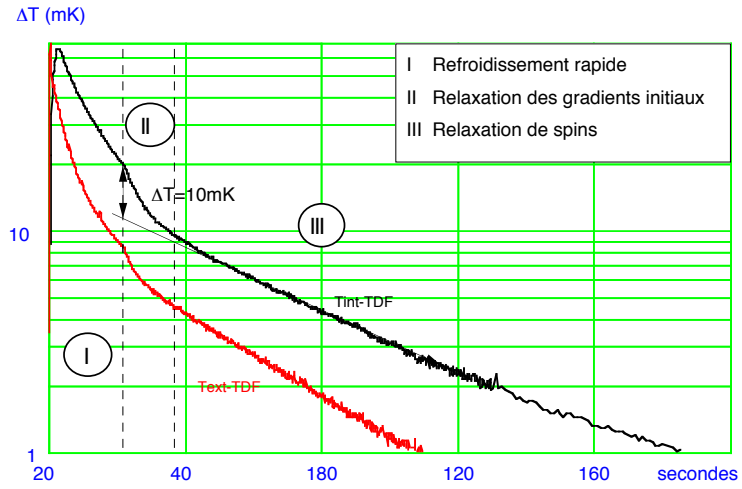


FIG. 4.15 – *Gradients de température dans la cellule après la fusion d'un solide polarisé: Le refroidissement rapide de la cellule crée de forts gradients. Ceux-ci relaxent lorsqu'on active la régulation de température au temps t=22 s. On on atteint un régime où les gradients thermiques sont entretenus par la chaleur libérée pendant la dépolarisation.*

régimes thermiques: Après la fusion du solide, qui chauffe l'ensemble de la cellule jusqu'à environ 250 mK, l'^{3}He liquide est refroidi en quelques secondes par la source froide. Durant cette phase de refroidissement, la situation thermique est très inhomogène. Lorsque le doigt froid atteint 75 mK, nous activons la régulation thermique pour stabiliser la température. Les gradients créés par le refroidissement relaxent alors avec une constante de temps courte, qui dépend uniquement de notre cellule. Cependant, les gradients ne disparaissent pas complètement, car on atteint un régime où ils sont entretenus par la chaleur libérée pendant la désaimantation de l'^{3}He.

Il est important de contrôler que le thermomètre intérieur mesure correctement la température au voisinage du viscosimètre après la fusion du solide. L'expérience de la figure 4.15 ne nous donne aucune information à ce sujet puisque la viscosité est sensible à la polarisation dans le liquide aimanté. Nous allons maintenant nous livrer à un examen critique de cette question.

4.5.2 Méthodologie

Dans la mesure où le viscosimètre et le thermomètre sont séparés verticalement de 4 mm, des différences de températures entre ces deux sondes peuvent être créées pendant la phase de refroidissement rapide. Par contre, la dépolarisation n'induit pas de différence de température dans des conditions "idéales" (parois isothermes, résistance thermique fente-parois et chaleur

libérée uniformes verticalement). Nous devons donc répondre à deux questions :

- Quelles sont les erreurs induites par les gradients engendrés pendant le refroidissement initial?

- Pouvons-nous tester que nous sommes dans une situation “idéale” pendant la relaxation de l’aimantation?

Pour répondre à ces questions, nous devons effectuer des expériences avec du liquide non-polarisé, dans lequel le viscosimètre peut être utilisé comme thermomètre, et nous permet de mesurer directement les gradients thermiques verticaux. Nous avons utilisé principalement deux sortes d’expériences-tests pour simuler les conditions thermiques qui interviennent après la fusion d’un solide polarisé :

Impulsion de chaleur :

Pour reproduire les gradients thermiques engendrés par le refroidissement de la cellule après la fusion du solide, nous effectuons des expériences d’impulsion de chaleur. Nous injectons une impulsion de chaleur dans une cellule remplie de liquide, de façon à porter l’^{3}He à une température comparable à celle obtenue après une fusion. Après l’impulsion de chaleur, la température baisse rapidement, et nous régulons la température du doigt froid dès qu’elle atteint 70 mK comme nous procédons après une vraie fusion. Lorsque la température du doigt froid est stabilisée, nous mesurons la réponse des différents thermomètres.

Rampes de température :

Pendant la relaxation de l’aimantation les gradients thermiques sont créés par une source de chaleur répartie dont la constante de temps est longue($\approx T_1/2$) devant les constantes de temps internes de la cellule. En première approximation, cette situation “quasistatique” (cf. appendice B) peut être simulée lors d’une expérience reproduisant une source de chaleur constante répartie uniformément dans la cellule. Cette expérience consiste à imposer une rampe de température de vitesse constante $\dot{T}_{DF}$ à la paroi du doigt froid. Après les transitoires suivant le début de la rampe, la température en tout point de la cellule est imposée par une source de chaleur uniforme

fictive $C_{^3He}\dot{T}_{DF}$ (où $C_{^3He}$ est la chaleur spécifique de l'^{3}He par unité de volume), et elle est caractérisée par un temps de retard local $\tau(x)$:

$$T(x,t) = T_{\mathrm{DF}}(t - \tau(x))$$

Ce temps de retard est proportionnel à la résistance thermique entre le point x et les parois du doigt froid. L'expérience de rampe permet ainsi de tester l'uniformité verticale de la résistance thermique fente-parois. En revanche, elle ne nous donne pas d'information sur l'uniformité verticale de la source de chaleur, ou sur les éventuels gradients thermiques dans les parois de la cellule, deux conditions nécessaires pour travailler dans une situation "idéale".

Dans un premier temps, nous allons examiner la question de la relaxation des gradients thermiques créés pendant la phase de refroidissement rapide. Dans un deuxième temps, nous examinerons le problème de l'uniformité thermique pendant la relaxation de l'aimantation.

4.5.3 Gradients initiaux

La figure 4.16 montre le déroulement typique d'une expérience d'impulsion de chaleur. Nous partons d'un état initial où la cellule est remplie d'^{3}He liquide à $\approx$10 mK/27 bars. Une énergie de 7,5 mJ délivrée pendant 4,5 s permet de porter l'^{3}He à 300 mK. Comme pendant une expérience de fusion, le système subit une phase de refroidissement rapide durant laquelle se créent de forts gradients. Dès que la température du doigt froid atteint 70 mK, nous régulons la température des parois. Nous pouvons alors mesurer la constante de temps de relaxation des gradients thermiques.

Dans le régime régulé, la différence de température entre le viscosimètre et le doigt froid s'atténue à un rythme comparable à celle entre le thermomètre extérieur et le doigt froid, avec une constante de temps d'environ 3,5 s. La différence de température entre le thermomètre intérieur et le doigt froid s'atténue plus lentement, avec un temps caractéristique de 7,5 s. Cette différence de température est inexplicable dans une situation "idéale", et met en doute la validité des indications fournies par le thermomètre intérieur pendant une fusion. Elle peut provenir d'un mauvais fonctionnement du thermomètre aussi bien que d'une différence de température réelle entre le thermomètre et le viscosimètre. Nous approfondirons cette question dans le paragraphe suivant.

Quelle que soit l'origine de ce problème, nous pouvons estimer l'erreur induite par la différence

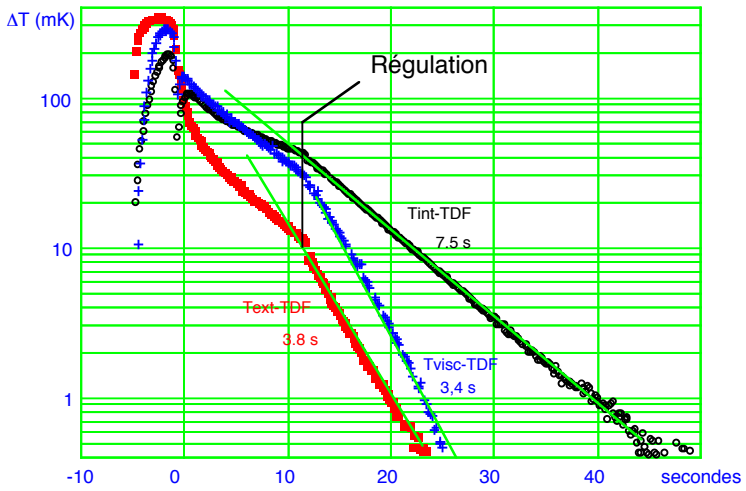


FIG. 4.16 – *Réponse des thermomètres à une impulsion de chaleur : Après une phase de refroidissement rapide, la régulation de température est activée au temps t=11 s où le doigt froid atteint 70 mK. On mesure alors la relaxation des gradients thermiques.*

entre la température réelle du viscosimètre et les indications fournies par le thermomètre intérieur pendant une expérience de fusion. Les temps de réponse que nous avons mesurés après l'impulsion de chaleur sont intrinsèques à notre système. Ce sont les mêmes qui interviennent en principe lors d'une expérience de fusion dès que la température du doigt froid est régulée [1]. La différence des températures relaxe donc vers le régime dominé par la dépolarisation des spins comme :

$$T_{\rm int} - T_{\rm visco} = (\Delta T_{\rm int-DF})_{initial} e^{-\frac{t}{7,5}} - (\Delta T_{\rm DF-visco})_{initial} e^{-\frac{t}{3,5}}$$

où t est compté ici à partir de l'activation de la régulation de température.

Pour avoir une estimation quantitative de ces gradients, il faut évaluer la différence de température initiale entre le viscosimètre et le thermomètre intérieur. Compte tenu du temps de réponse plus long de ce dernier, l'évolution du système à partir d'une situation initiale homogène va donner :

$$T_{\rm DF} < T_{\rm visco} < T_{\rm int}$$

à l'instant $t = 0$ correspondant au début de la régulation thermique des parois. Pour avoir une borne supérieure de la différence de température, nous pouvons prendre $(\Delta T_{\rm DF-visco})_{initial} = 0$. Pour estimer $(\Delta T_{\rm int-DF})_{initial}$ nous devons soustraire la contribution due au chauffage relaxationnel. Dans ce but, nous extrapolons le comportement du thermomètre intérieur mesuré aux temps longs à l'instant de l'activation de la régulation thermique (cf. figure 4.15). Par ce procédé nous obtenons $(\Delta T_{\rm int-DF})_{initial} \approx$10 mK.

1. à la différence près que la chaleur spécifique de l'^{3}He dépend de la polarisation. Des expériences ultérieures ont permis de montrer que la correction décroît de 25% pour m =60%.

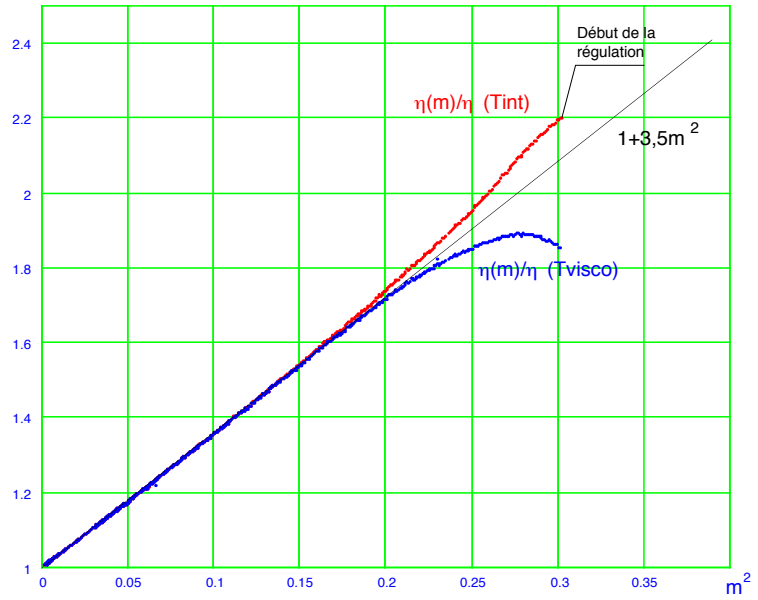


FIG. 4.17 – *Erreur induite par la différence entre la température du viscosimètre et la température lue par le thermomètre intérieur : Les courbes représentées proviennent de données enregistrées au cours d'une même expérience. La courbe du bas est obtenue en estimant la température du viscosimètre (voir texte), alors que la température lue par le thermomètre intérieur a été utilisée pour tracer l'autre courbe. La comparaison des deux courbes montre que l'effet des gradients initiaux persiste jusqu'à* m *≈40% (*m^2 *≈0,16) Pour* m *<40% , les gradients initiaux ont disparu.*

Pour visualiser l'erreur induite par la différence entre la température du viscosimètre et la température lue par le thermomètre intérieur, nous avons calculé le rapport $\eta(m)/\eta(T_{\text{visco}})$ avec l'hypothèse :

$$T_{\text{int}} - T_{\text{visco}} = (10\ mK)e^{-\frac{t}{7,5}}$$

Le résultat est représenté sur la figure 4.17. Sur cette figure, nous avons également représenté le rapport $\eta(m)/\eta(T_{\text{int}})$.

Nous constatons que le long temps de réponse du thermomètre se fait sentir jusqu'à m ≈40% (m^2 ≈0,16). De plus, la déviation du comportement linéaire observée dans ce cas est comparable à l'incertitude causée par les gradients de température initiaux. Pour m <40% , les deux courbes sont indiscernables, ce qui signifie que les gradients initiaux ont disparu. Par contre, dans toute cette gamme, il peut subsister des gradients entre le viscosimètre et le thermomètre intérieur induits par la relaxation de l'aimantation. Par construction, cet effet n'apparaît pas sur la figure 4.17. Nous allons le discuter maintenant.

4.5.4 Gradients causés par la dépolarisation

L'expérience d'impulsion de chaleur a mis en évidence une différence de temps de réponse entre le viscosimètre et le thermomètre intérieur. Dans quelle mesure ce problème va-t-il affecter l'estimation de la température du viscosimètre pendant la relaxation de l'aimantation? Pour répondre à cette question, nous avons dans un premier temps cherché à connaître l'origine physique de cette anomalie. Ensuite nous avons évalué les différentes résistances thermiques du système de façon à voir dans quelle mesure le thermomètre intérieur lit la température au voisinage du viscosimètre pendant la relaxation de l'aimantation.

Origine du problème :

Nous pouvons envisager plusieurs possibilités :

i La longue constante de temps observée provient d'une relaxation interne au thermomètre consécutive à une élévation brutale de la température (de $\approx$8 à 100 mK).

ii Le thermomètre est mal couplé à son environnement.

iii Le thermomètre est bien couplé au liquide environnant, cet environnement étant mal couplé au reste de la cellule (fritté décollé des parois, contact avec une poche d'^{3}He mal thermalisée piégée sous les films de kapton qui enveloppent le thermomètre, ou dans le thermomètre lui-même?)

Nous avons mesuré la réponse du thermomètre intérieur à un échelon de température imposé sur le doigt froid pour discriminer ces possibilités (Cf. figure 4.18). Vers 75 mK, le temps de réponse est inférieur à 0,5 s dans une cellule remplie de solide (dont la chaleur spécifique sous champ est faible). Dans le liquide, le temps de réponse mesuré est environ 6,5 s. Ainsi, l'hypothèse (ii) est exclue. Ce temps ne semble pas dépendre de la température initiale du système (30 mK$\rightarrow$75 mK ou 45 mK$\rightarrow$75 mK). De plus, il est comparable au temps de réponse mesuré après une impulsion de chaleur (7,5 s), ce qui exclut également l'hypothèse (i).

La réponse du thermomètre intérieur à un échelon de température montre donc que le long temps de réponse reflète une résistance thermique anormale entre son emplacement et les parois de la cellule (hypothèse (iii)). Malheureusement, nous n'avons pas pu caractériser le viscosimètre pendant ces expériences car celui-ci était hors d'usage lorsque nous avons entrepris ces mesures.

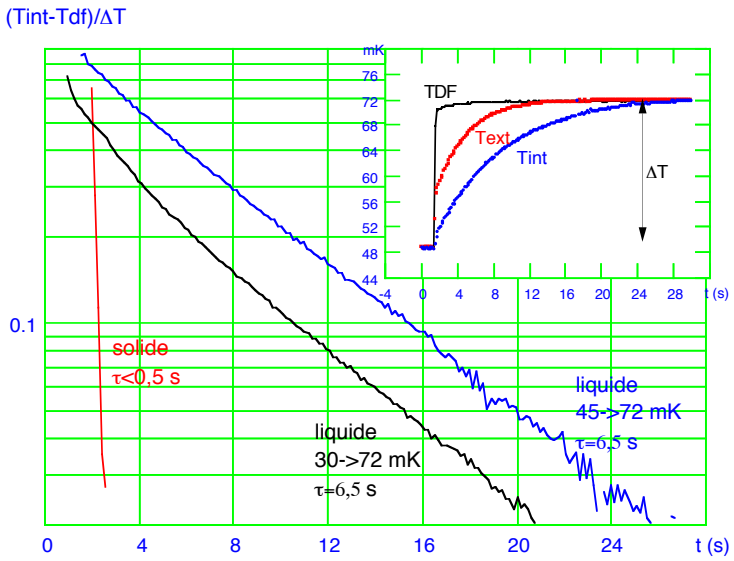


FIG. 4.18 – *Réponse du thermomètre intérieur à un échelon de température imposé sur le doigt froid : Nous avons normalisée la différence de température ($T_{int} - T_{DF}$) par l'amplitude de l'échelon ΔT. Le temps de réponse est inférieur à 0,5 s avec une cellule remplie de solide. Dans le liquide, deux expériences effectuées avec des températures initiales différentes donnent le même temps de réponse ($\tau \approx$6,5 s). Ces expériences montrent que le long temps de réponse du thermomètre intérieur provient de la charge thermique de son environnement.*

Comportement du thermomètre intérieur pendant la relaxation de l'aimantation :

Dans le régime où les gradients de température sont imposés par la chaleur libérée par la relaxation de l'aimantation, la différence de température entre le thermomètre intérieur et le viscosimètre est déterminée par les résistances thermiques statiques du problème. Nous avons mesuré ces résistances thermiques lors d'expériences de rampe de température.

Lors de rampes effectuées à des vitesses de 0,5 mK/s à 6 mK/s, le temps de retard du thermomètre intérieur par rapport au doigt froid est de 5,5 s; celui du thermomètre extérieur est de 1,5 s (cf.figure 4.19). Encore une fois, le viscosimètre n'était plus en état de fonctionner lorsque nous avons procédé à ces expériences. Nous ne pouvons donc pas comparer directement les résistances thermiques intérieur-doigt froid et viscosimètre-doigt froid.

Comme nous l'avons souligné, les résistances thermiques mesurées pendant une rampe de température doivent en principe déterminer les différences de température dans la cellule lors de la relaxation des spins si la chaleur est libérée uniformément. Or, l'examen de la figure 4.15 montre que le rapport des résistances thermiques intérieur-doigt froid et extérieur-doigt froid

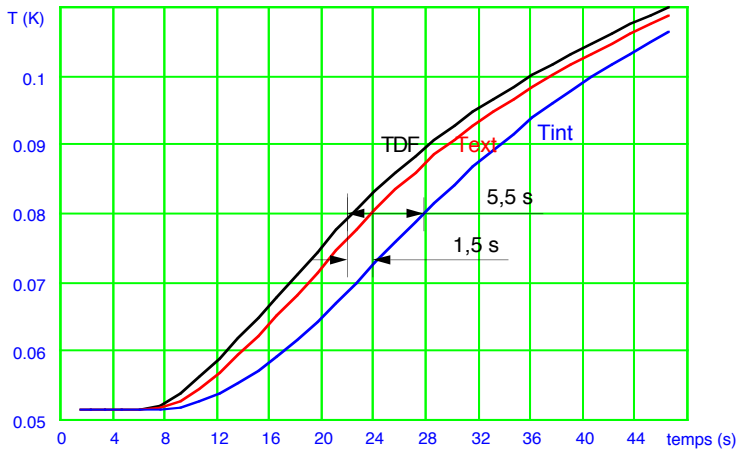


FIG. 4.19 – *Réponse des thermomètres à une rampe de température : Après les transitoires au début de la rampe, tous les thermomètres suivant la rampe, mais avec des temps de retard différents. Vers 80 mK le temps de retard entre le thermomètre intérieur et le doigt froid est de 5,5 s; celui du thermomètre extérieur est de 1,5 s.*

vaut :

$$\frac{T_{int} - T_{DF}}{T_{ext} - T_{DF}} \approx 2$$

Ce chiffre est en contradiction avec les valeurs mesurées pendant les rampes de température, qui donneraient plutôt :

$$\frac{T_{int} - T_{DF}}{T_{ext} - T_{DF}} = \frac{\tau_{int-DF}}{\tau_{ext-DF}} \approx 3,3$$

Ce désaccord signifie que la chaleur libérée par les spins traverse une résistance thermique intérieur-doigt froid différente de celle sondée lors d'une rampe. Une explication possible serait que :

- Pendant la dépolarisation, la chaleur est libérée seulement dans le fritté, et non dans la fente (cf.§5.2.1).

- La fraction anormale de la résistance thermique entre le thermomètre intérieur et le doigt froid est localisée dans la fente.

Dans cette hypothèse, le caractère anormal du thermomètre intérieur n'interviendrait pas dans le régime de la dépolarisation des spins. Nous pouvons appuyer cette hypothèse en montrant que la résistance thermique viscosimètre-doigt froid est égale à la résistance intérieur-doigt froid qui intervient lors de la relaxation de l'aimantation.

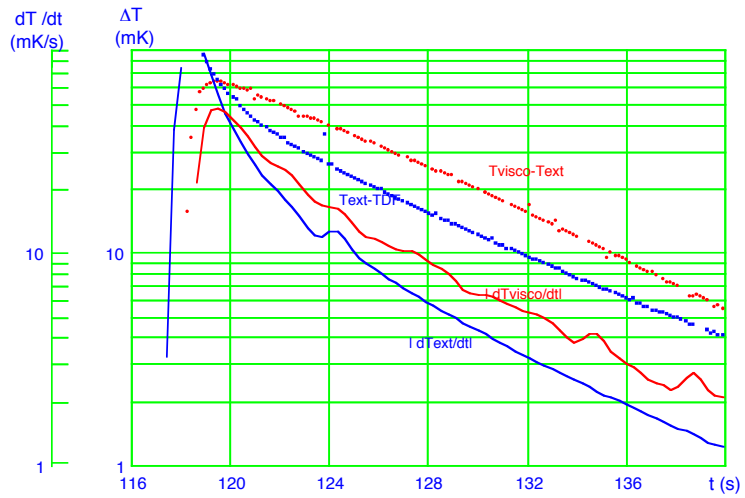


FIG. 4.20 – *Refroidissement consécutif à une impulsion de chaleur : La température n'est pas régulée après l'impulsion de chaleur. On peut mesurer des temps de retard à la fin du refroidissement, lorsque la température du doigt froid ne dérive pas trop vite. A t=132 s, où la température de la cellule est environ 80 mK, on mesure le même temps de retard entre le viscosimètre et le thermomètre extérieur qu'entre ce thermomètre et le doigt froid.*

Comme nous l'avons souligné, nous n'avons pas de mesure directe de la résistance viscosimètre-doigt froid. cependant, nous avons pu en faire une estimation grossière grâce à la mesure des différences de température lors d'un refroidissement consécutif à une impulsion de chaleur (cf.figure 4.20).

Dans cette expérience particulière, nous n'avons pas régulé la température du doigt froid après le refroidissement initial. Ainsi, vers la fin du refroidissement, la température ne dérive pas trop vite et nous pouvons mesurer des temps de retard comme pendant une rampe. Soulignons cependant que cette situation est différente d'une rampe idéale, car les vitesses de refroidissement ne sont pas les mêmes en tout point de la cellule : $\dot{T}_{visco} \neq \dot{T}_{ext} \neq \dot{T}_{DF}$. Néanmoins, vers 80 mK (correspondant à t=132 s sur la figure 4.20), on constate que le temps de retard entre le viscosimètre et le thermomètre extérieur est le même que le temps de retard entre ce thermomètre et le doigt froid :

$$\frac{T_{visco} - T_{ext}}{\dot{T}_{visco}} \approx \frac{T_{ext} - T_{DF}}{\dot{T}_{ext}}$$

Ainsi la relation $R_{visco-DF} = 2R_{ext-DF} = R_{int-DF}^{relaxation}$ serait bien vérifiée.

La conclusion de notre analyse est que, lors de la relaxation des spins, le thermomètre intérieur donne probablement une bonne indication de la température au voisinage du viscosimètre. Cependant, il nous est impossible de donner une barre d'erreur, en particulier en l'absence de mesure précise du temps de retard entre le viscosimètre et le doigt froid. En tout état de

cause, le thermomètre extérieur donne une borne inférieure vraisemblable de la température du viscosimètre. Ainsi, pendant la relaxation de l'aimantation on a :

$$T_{ext} < T_{visco} < T_{int}$$

Ce qui, comme on peut le voir sur la figure 4.14, permet d'encadrer l'amplitude de l'effet de la polarisation sur la viscosité par :

$$2,9 < \alpha < 3,6$$

Ainsi, bien que notre mesure de température soit affectée par le mauvais fonctionnement du thermomètre intérieur, il faut souligner que nous observons sans ambiguïté une augmentation importante de la viscosité avec la polarisation.

4.6 Bilan des expériences préliminaires

4.6.1 Analyse des premiers résultats

Nos premières expériences montrent que, dans le régime dégénéré, la viscosité de l'^{3}He liquide est augmentée par la polarisation. A basse polarisation, cette augmentation est proportionnelle au carré de la polarisation. Ce résultat est reproductible à 10% près, les préfacteurs mesurés lors de deux expériences effectuées dans des conditions identiques étant compris entre 3,4 et 3,7. Les erreurs systématiques qui affectent nos mesures sont dues à :

- L'échelle d'aimantation : $\pm$5% sur m^2
- La mesure de viscosité : $\pm$1,5%
- Évaluation de la température du viscosimètre : -20%

Compte tenu de ces barres d'erreur, nos résultats sont compatibles avec les mesures de [Kranenburg89] :

$$\alpha = 3,5 \pm^{0,4}_{-1} \quad \text{(notre expérience)}$$
$$\alpha = 3,5 \pm 1,5 \quad \text{[Kranenburg89]}$$

Nous observons de plus une faible courbure vers le haut. Le préfacteur du terme correctif d'ordre m^4 que nous estimons à partir d'un ajustement parabolique de nos données dans la gamme 0$< m^2 <$0,2 vaut β=0,3 et β=1,1 pour deux expériences effectuées dans des conditions

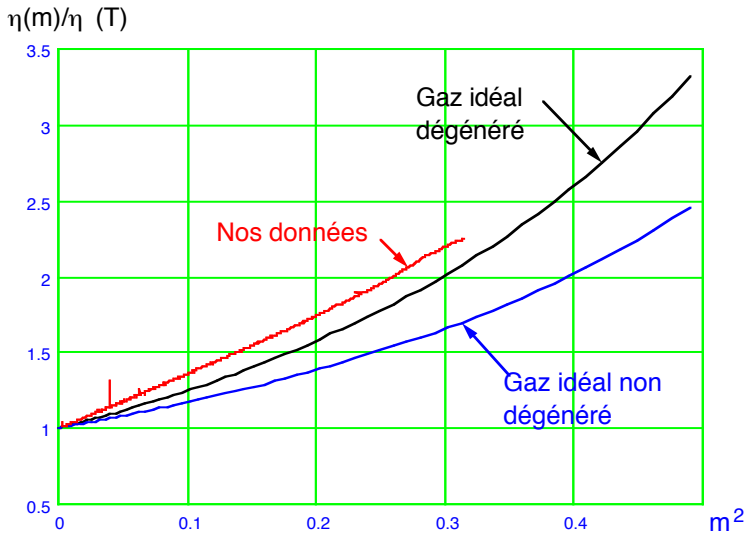


FIG. 4.21 – *Augmentation de la viscosité en fonction de la polarisation : Nos résultats sont similaires au cas du gaz idéal dégénéré.*

strictement identiques. Du fait de nos incertitudes expérimentales, liées en particulier à l'évaluation de la température du viscosimètre, nos barres d'erreur sur le coefficient de courbure β sont probablement importantes.

Les deux prédictions théoriques auxquelles nous pouvons comparer nos résultats sont le gaz de fermions dégénéré et le modèle des paramagnons.

Le facteur de correction théorique calculé pour un gaz de fermions complètement dégénéré dans lequel seules les collisions s sont prises en compte est indépendant de la température et de la pression [Meyerovich87]. Pour les polarisations modérées, ce modèle donne une pente initiale α=1,9 et un coefficient de courbure β=4,8. Bien que, dans notre cas, la pente initiale soit plus importante et la courbure plus faible, l'accord qualitatif est correct (cf. figure 4.21).

Dans le modèle des paramagnons, seul le terme $\propto m^2$ a été calculé [Béal-Monod88]. Dans l'^{3}He à 27 bars, la température caractéristique des paramagnons vaut $T_F/S \approx$190 mK d'après [Ramm70]. Avec cette valeur, on calcule un facteur α négatif. Ce résultat absurde (dans le cadre de ce modèle) vient du fait que notre température de travail (80 mK) est trop élevée par rapport à T_F/S; nous sommes donc probablement hors du domaine de validité de l'expression1.3 écrite au §1.3.1. Pour pouvoir effectuer une comparaison quantitative avec le modèle des paramagnons, il faudrait donc faire nos mesures à plus basse température. Cependant, comme nous l'avons souligné au §1.3.1, la comparaison quantitative n'est pas un test crucial.

Le test crucial, qui permettrait aussi de tester l'analogie avec le gaz dégénéré, serait de mesurer la dépendance de α avec la pression : Une forte dépendance en pression serait caractéristique du rôle prépondérant des paramagnons, ou plus généralement des interactions, dans la diffusion des fermions; au contraire, une faible dépendance en pression compléterait l'analogie entre l'^{3}He liquide à basse température et un gaz de fermions dégénéré.

Les premiers instants de l'expérience nous donnent accès à des mesures à plus haute température. En supposant que les gradients thermiques n'affectent pas trop la mesure de température, ces données montrent que la correction due à la polarisation diminue avec la température. Comme nous l'avons vu au §4.5, il nous est difficile de donner une mesure quantitative précise de l'effet de la température sur le coefficient α, du fait des gradients thermiques présents dans la cellule au début des expériences. Cependant cette tendance à la baisse robuste, car elle est observée quelque soit le thermomètre utilisé pour calculer le facteur de normalisation $\eta_{\text{équilibre}}$.

Les données de la littérature, affectées par de grandes barres d'erreur, sont dispersées (cf. figure 4.22) : A basse température, les données de [van Woerkens98] donnent un coefficient α sensiblement plus élevé que [Vermeulen88]. Les auteurs n'expliquent pas ce désaccord. A plus haute température, entre 50 et 350 mK, les données de [Kranenburg89] semblent montrer que la correction de la viscosité ne dépend pas de la température.

Nous avons comparé nos résultats à haute température aux données de la littérature provenant de mesures à basse polarisation en supposant que la loi $\frac{\eta_{(m,T)}}{\eta_{(0,T)}} = 1 + \alpha(T)m^2$ s'extrapole jusqu'aux très fortes polarisations (ce qui revient à négliger la courbure). La figure 4.22 représente le facteur $\alpha(T) = (\frac{\eta_{(m,T)}}{\eta_{(0,T)}} - 1)/m^2$ déduit de cette extrapolation à partir de nos données. Nous constatons que, sur la gamme de température explorée pendant nos expériences, nous sommes en accord avec les résultats de [Kranenburg89], compte tenu de leur barres d'erreur. En revanche, nos données semblent indiquer que le facteur $\alpha(T)$ décroît avec la température, ce qui est contraire au point mesuré par [Kranenburg89] à haute température. De ce point de vue, il est indispensable d'effectuer des mesures à plus haute température pour confirmer cette tendance.

Les données actuelles présentent donc une ressemblance avec le cas d'un gaz idéal de fermions dégénéré. De plus, elles indiquent que l'effet de la polarisation a tendance à s'atténuer à haute température. L'échelle de température sur laquelle l'effet disparaît est un point qu'il reste à

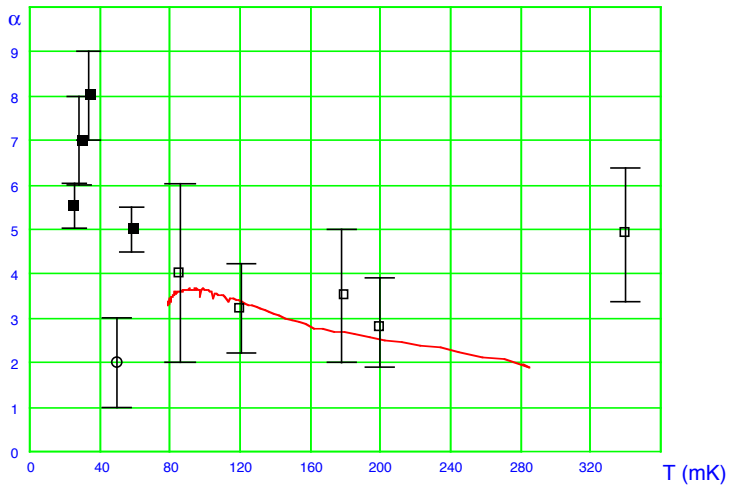


FIG. 4.22 – *Facteur de correction α en fonction de la température : Carrés vides : [Kranenburg89]; Rond : [Vermeulen88]; Ligne continue : nos données;*

déterminer. Nous avons donc orienté notre travail dans deux directions :

- Effectuer des mesures à différentes pressions pour tester le rôle des interactions.

- Pour être sûr que les variations en fonction de la température que nous avons observées ne sont pas simplement dues aux gradients thermiques dans la cellule, nous avons envisagé de faire une série d'expériences à température constante, à différentes valeurs de température.

Toutes ces mesures ont pu être effectuées avec une deuxième cellule que nous avons mise au point après que la cellule prototype ait été endommagée.

4.6.2 Enseignements

Les conclusions précédentes nous ont suggéré d'effectuer des mesures à des températures et des pressions différentes.

Pour vérifier si la correction due à la polarisation dépend de la température, il est intéressant de pouvoir mesurer la viscosité à une température plus basse que 75 mK. Cela implique également d'améliorer les échanges thermiques entre l'^{3}He et la source froide, pour pouvoir refroidir l'échantillon à plus basse température, sans perdre plus de polarisation.

Indépendamment du problème de refroidissement, les variations du préfacteur α en fonction de la température sont probablement peu marquées, puisque Kranenburg [Kranenburg89] avait

conclu à l'absence d'effet de la température. Il faut donc diminuer nos incertitudes expérimentales pour mettre clairement en évidence ces effets. Pour cela, nous devons résoudre les problèmes que les expériences précédentes ont soulevé, qui concernent principalement la viscosimétrie et la thermométrie :

- Dans la première cellule, la viscosimétrie manque de précision à cause des incertitudes causées par les effets de taille finie. Un point que nous n'avions pas pris en compte lors de la conception de cette cellule est que les effets de taille finie interviennent dans tous les régimes, y compris lorsque la profondeur de pénétration visqueuse est petite comparée à la largeur de la fente. Ainsi, il ne suffit pas de travailler dans la limite peu visqueuse pour s'en affranchir, il faut aussi une géométrie adéquate. Dans notre cellule, la géométrie n'est pas optimale pour deux raisons : le viscosimètre n'est pas correctement centré au milieu de la fente, car le cadre en kapton n'assure pas une fixation assez rigide. Et, indépendamment de sa position, le fil n'est pas assez mince comparé à la largeur de la fente.

- L'autre problème important auquel nous avons été confronté dans cette expérience est la mesure de température. Nous avons diagnostiqué que le temps de réponse de notre thermomètre intérieur était anormalement long, sans pouvoir trouver d'explication certaine à ce problème. Pour le résoudre, nous avons envisagé d'utiliser un thermomètre qui soit placé dans le même environnement thermique que le viscosimètre (dans l'idéal, il faut que le thermomètre soit aussi mince que le viscosimètre).

CHAPITRE 5 :

Effet de la fente sur l’homogénéité des conditions dans la cellule

5

EFFET DE LA FENTE SUR L'HOMOGÉNÉITÉ DES CONDITIONS DANS LA CELLULE

Dans ce chapitre, nous étudions de manière détaillée l'effet de la fente sur l'homogénéité thermique et magnétique de la fente. Cette étude est motivée par les problèmes que nous avons rencontrés lors des expériences préliminaires. Son but est double : Nous estimons dans un premier temps l'erreur systématique sur notre mesure d'aimantation en calculant les profils de polarisation dans la cellule. Les profils d'aimantation nous permettent ensuite d'évaluer la puissance libérée par la dépolarisation, d'où nous estimons les gradients thermiques entre la fente et les parois de la cellule pendant la relaxation de l'aimantation.

L'expérience ne nous donnant pas accès directement aux profils d'aimantation ou de température, nous avons recours à des calculs numériques. L'approche la plus simple pour simuler les processus de diffusion dans la cellule consiste à négliger le transport vertical dans le compartiment expérimental. Avec cette hypothèse, il est facile d'écrire le problème de diffusion dans une demi-"tranche" qui se réduit à un problème *unidimensionnel*.

5.1 Diffusion de l'aimantation

Dans une cellule complètement remplie de fritté, l'aimantation de l'^{3}He liquide, supposée uniforme à l'instant initial (juste après la fusion), relaxe de manière homogène avec une constante de temps $T_1 \simeq 80$ s. Dans notre cas, la présence de la fente provoque des gradients d'aimantation dans la cellule. En effet, l'aimantation de l'^{3}He hors du fritté relaxe avec une constante de temps beaucoup plus longue; de ce fait, elle doit diffuser dans le fritté avoisinant où elle finit par relaxer pour retourner à sa valeur d'équilibre.

Cette partie est consacrée à la résolution du problème de la diffusion de l'aimantation dans le fritté. Il faut souligner que, pendant les expériences dans le liquide polarisé, nous ne nous

trouvons jamais dans une situation "quasi stationnaire" car c'est le temps de vie de l'aimantation T_1 qui fixe la durée de nos mesures. De ce fait, il est nécessaire d'effectuer le calcul complet de l'évolution de l'aimantation pour avoir accès à la dynamique du système.

5.1.1 Modèle

Dans toute cette partie, nous notons m le taux de polarisation en excès par rapport à la valeur d'équilibre (avec cette notation, on a $m = 0$ à l'équilibre). Nous écrivons le problème de diffusion dans une moitié de cellule. Dans la fente ($0 < x < \ell$), la polarisation diffuse avec un coefficient D_{spin} ; la relaxation de l'aimantation dans l'^{3}He massif peut être négligée [van Steenbergen98]. Dans la partie frittée ($\ell < x < \ell + L$), la polarisation diffuse avec la même constante de diffusion (nous négligeons la tortuosité du milieu) ; à la diffusion dans le fritté s'ajoute un terme de relaxation de constante de temps T_1.

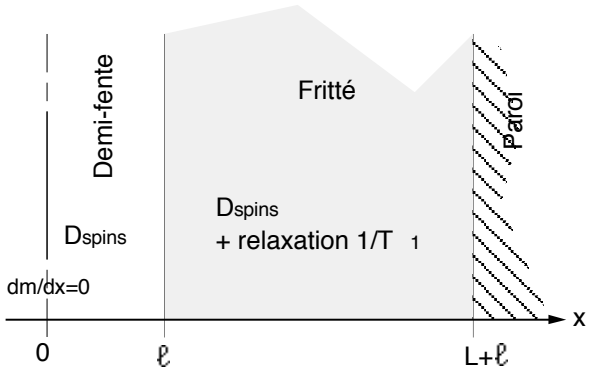


FIG. 5.1 – *Schéma du système : L'aimantation diffuse avec une constante de diffusion D_{spin} dans la fente et le fritté. La relaxation n'a lieu que dans la partie fritté, avec une constante de temps T_1. Par symétrie, le flux d'aimantation est nul au milieu de la fente ($x = 0$).*

Formellement, le problème s'écrit :

$$D_{\text{spin}}\frac{\partial^2 m}{\partial x^2} = \frac{\partial m}{\partial t} \qquad 0 < x < \ell \qquad \text{diffusion dans la fente} \tag{5.1}$$

$$D_{\text{spin}}\frac{\partial^2 m}{\partial x^2} = \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{m}{T_1} \qquad \ell < x < \ell + L \qquad \text{diffusion dans le fritté} \tag{5.2}$$

Les conditions aux limites à respecter sont :

- Pas de flux de polarisation aux extrémités :

$$\left.\frac{\partial m}{\partial x}\right|_{x=0} = 0 \tag{5.3}$$

$$\left.\frac{\partial m}{\partial x}\right|_{x=L+\ell} = 0 \tag{5.4}$$

- continuité au bord de la fente :

$$\left.\frac{\partial m}{\partial x}\right|_{x=\ell^-} = f \left.\frac{\partial m}{\partial x}\right|_{x=\ell^+} \tag{5.5}$$

$$m(\ell^-) = m(\ell^+) \tag{5.6}$$

où f est le taux de remplissage du fritté. On peut remarquer que f apparaît seulement dans les conditions aux limites à l'interface entre l'^{3}He massif et le fritté pour assurer la conservation du flux total.

Nous supposons que le profil d'aimantation dans le liquide polarisé juste après la fusion du solide est uniforme. Nous prenons donc comme condition initiale :

$$m(x,0) = 1 \tag{5.7}$$

Nous exprimons de manière classique la solution en une somme de modes propres séparément dans chaque domaine, chacun respectant les conditions de bord (5.3,5.4) :

$$m(x,t) = \begin{cases} \sum_{p=0}^{\infty} A_{1p} \cos(q_{1p}x) e^{-D_{\rm spin} q_{1p}^2 t} & 0 < x < \ell \\ \sum_{p=0}^{\infty} A_{2p} \cos(q_{2p}(L+\ell-x)) e^{-D_{\rm spin} q_{2p}^2 t - \frac{t}{T_1}} & \ell < x < \ell + L \end{cases} \tag{5.8}$$

Les vecteurs d'onde (q_{1p}, q_{2p}) sont déterminés par les conditions aux limites (5.5,5.6) à l'interface fente-fritté :

$$q_{1p} \tan(q_{1p}\ell) = -f q_{2p} \tan(q_{2p} L) \tag{5.9}$$

Pour que la condition (5.6) soit respectée à tout temps, il faut imposer une contrainte supplémentaire sur les vecteurs d'onde de façon à ce que le mode relaxe à la même vitesse dans les deux domaines :

$$q_{1p}^2 = q_{2p}^2 + \frac{1}{D_{\rm spin} T_1} \tag{5.10}$$

Le vecteur d'onde q_{1p} est choisi réel pour éviter les termes divergents. Introduisons l'échelle de longueur $\Lambda_s = \sqrt{D_{\rm spin} T_1}$. L'équation 5.9 avec la condition 5.10 admet deux séries de pôles Q_p et $\acute{Q}_p$, avec :

$$\begin{aligned} Q_p &= (p + \frac{1}{2})\frac{\pi}{\ell} \\ \acute{Q}_p &= \sqrt{((p+\tfrac{1}{2})\tfrac{\pi}{L})^2 + \tfrac{1}{\Lambda_s^2}} \qquad \text{pour } q_{1p} > \frac{1}{\Lambda_s} \end{aligned}$$

On peut montrer que le système d'équations 5.9, 5.10 admet une solution unique dans chaque intervalle formé par deux pôles successifs. Remarquons que pour $q_{1p} < 1/\Lambda_s$, le vecteur d'onde q_{2p} est imaginaire pur.

Le poids des modes est déterminé par la condition initiale 5.7. Après calcul, on obtient :

$$A_{1p} = \frac{2\sin(q_{1p}\ell)}{\left(\ell + Lf\frac{\cos^2(q_{1p}\ell)}{\cos^2(q_{2p}L)}\right) q_{1p}(1 - q_{1p}^2\Lambda_s^2) + \frac{\sin(2q_{1p}\ell)}{2}} \tag{5.11}$$

$$\frac{A_{2p}}{A_{1p}} = \frac{\cos(q_{1p}L)}{\cos(q_{2p}\ell)} \tag{5.12}$$

5.1.2 Profil de l'aimantation dans la cellule

Le modèle développé dans la partie précédente nous donne directement accès au profil de polarisation au cours du temps dans la cellule. Cette information nous permet de jauger l'homogénéité de la polarisation pendant une expérience. D'autre part, dans une autre partie, nous utilisons ces résultats pour estimer la puissance libérée lors de la relaxation de l'aimantation.

Les paramètres pris en compte pour le calcul des profils d'aimantation sont les suivants :

Largeur de la demi-fente :	ℓ = 0,1 mm
Taille du fritté :	L = 2 mm
Taux de compactage du fritté :	f=0,55
Coefficient de diffusion :	D_{spin} = 4.10^{-3} mm^2/s (100 mK 28,2 bars) [Anderson62]
Taux de relaxation dans le fritté :	T_1 = 60 s

Avec ces paramètres, nous pouvons calculer numériquement le profil d'aimantation dans la cellule et utilisant la solution 5.8 tronquée à 20 modes propres. Pour chaque mode, les vecteurs d'onde sont calculés à partir du système d'équations 5.9, 5.10, le vecteur q_{p1} étant calculé par dichotomie dans chaque intervalle formé par deux pôles successifs de l'équation 5.9. Le poids des modes est déterminé à partir des formules 5.11, 5.12. Le résultat est présenté sur la figure 5.2, où nous avons tracé des profils de polarisation calculés à différents temps.

Le mécanisme que nous avons décrit au début de cette partie est bien illustré ici : Comme nous avons choisi une fente étroite ($\ell^2/D_{\text{spin}} \ll T_1$), la polarisation reste homogène dans la fente. L'aimantation contenue initialement dans la fente doit diffuser dans le fritté pour relaxer, ce qui crée des gradients dans le fritté.

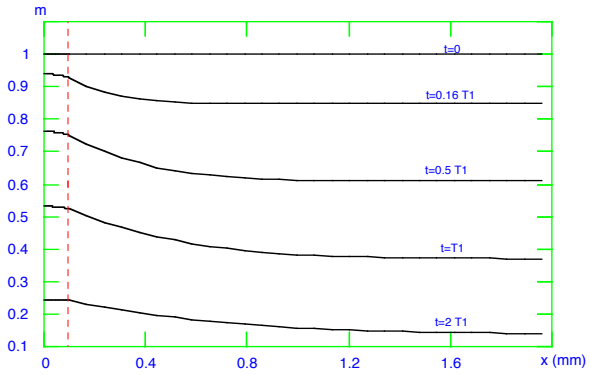


FIG. 5.2 – *Profils de polarisation calculés à différents temps : La ligne pointillée représente le bord de la fente. La polarisation reste homogène dans la fente. La relaxation dans le fritté développe un gradient de polarisation entre la fente et le fritté.*

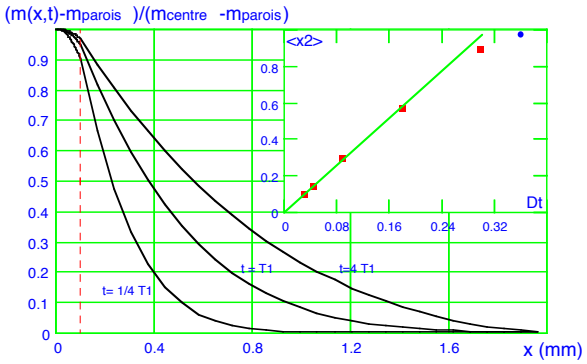


FIG. 5.3 – *Profils de polarisation normalisés : La fente agit comme un réservoir d'aimantation qui se vide dans le fritté. Le front de diffusion qui est nourri par ce "réservoir" croît au cours du temps. Dans notre cas la diffusivité est trop faible pour que le front de diffusion atteigne la paroi avant que la polarisation ait relaxé. Encart : Progression du front de diffusion en fonction du temps. Un ajustement des profils normalisés par des gaussiennes montre que le front de diffusion avance comme* $< x^2 > \approx 3D_{\rm spin}t$.

Pour examiner la structure des gradients dans le fritté, nous avons normalisé les profils de polarisation par le gradient entre le centre de la fente et les parois (figure 5.3). Dans notre situation, la fente agit comme un réservoir d'aimantation qui se vide dans le fritté. Le front de diffusion qui est nourri par ce "réservoir" croît au cours du temps, son échelle de longueur étant $\approx 3D_{\rm spin}t$. Dans notre cas, la diffusivité est trop faible pour que le front de diffusion atteigne la paroi avant que la polarisation ait relaxé. Nous sommes dans la limite où Λ_s, l'échelle de longueur sur laquelle la polarisation a pénétré dans le fritté pendant l'échelle de temps de la relaxation dans le fritté T_1, est petite devant la taille du fritté :

$$\Lambda_s = \sqrt{D_{\rm spin}T_1} = 0,6 \text{ mm}$$

$$\ell \ll \Lambda_s \ll L$$

5.1.3 *Aimantation moyenne*

L'aimantation mesurée par notre magnétomètre est la moyenne spatiale $\langle m \rangle(t)$ de l'aimantation dans la cellule. Dans notre expérience, nous voulons connaître l'aimantation du liquide dans la fente $m(x = 0, t)$. Du fait de l'absence de relaxation dans la fente, l'aimantation du liquide au voisinage du viscosimètre est différente de celle dans le fritté. La quantité pertinente pour estimer l'erreur systématique causée par les gradients d'aimantation dans la cellule est :

$$\frac{m(x=0,t) - \langle m \rangle(t)}{\langle m \rangle(t)}$$

Pour estimer cette erreur, l'allure des profils d'aimantation nous suggère un modèle très grossier : Nous divisons la cellule en deux régions (cf. figure 5.4) où l'aimantation est supposée homogène. Dans la fente et dans la zone du fritté avoisinante, l'aimantation est supposée égale à m_{fente}. D'après la discussion du §5.1.2, la taille de cette région est :

$$\mathcal{L}(t) \approx \sqrt{D_{\text{spin}} t}$$

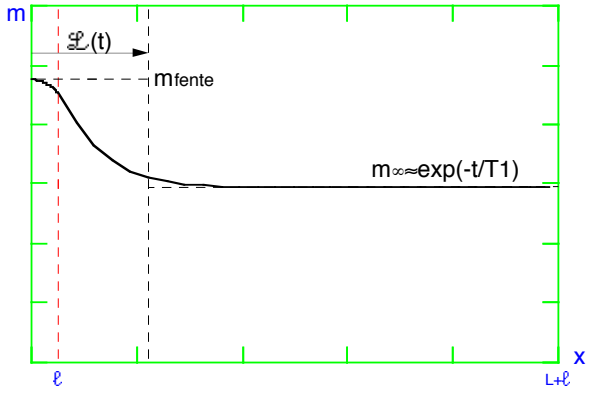


FIG. 5.4 – *Modèle grossier : Nous divisons la cellule en deux régions où l'aimantation est homogène. Dans la fente et dans la zone du fritté avoisinante, l'aimantation est supposée égale à m_{fente}. Dans le reste du fritté, l'aimantation relaxe avec une constante de temps T_1.*

Dans cette région, l'aimantation ne peut relaxer que dans la partie située dans le fritté. Par conséquent, le taux de relaxation de l'aimantation dans cette région est donnée par :

$$(\text{volume total})\frac{dm_{\text{fente}}}{dt} = (\text{volume relaxant})\frac{m_{\text{fente}}}{T_1}$$

soit une constante de temps effective :

$$T_1 \left(1 + \frac{\ell}{f(\mathcal{L}(t) - \ell)}\right)$$

Dans le reste du fritté, l'aimantation m_∞ relaxe avec une constante de temps T_1. Pour $\mathcal{L}(t) \gg \ell$, l'évolution de l'aimantation dans la fente au cours du temps est donc donnée par :

$$\frac{m_{\text{fente}} - m_\infty}{m_\infty} = e^{\frac{t}{fT_1}\frac{\ell}{\sqrt{D_{\text{spin}}\, t}}} - 1$$

C'est la taille du réservoir d'aimantation, c'est-à-dire la largeur de la fente ℓ, qui détermine l'amplitude du gradient entre la fente et le fritté $m_{\text{centre}} - m_\infty$. La vitesse à laquelle se crée cette différence est contrôlée par T_1.

La figure 5.5 représente l'évolution de la polarisation au cours du temps. Les courbes continues sont calculées à partir de la solution exacte. L'aimantation à l'extrémité du fritté, sur l'échelle de temps d'une expérience, relaxe avec une constante de temps T_1. L'aimantation dans la fente, en revanche, relaxe plus lentement. La moyenne spatiale de la polarisation a une vitesse de relaxation T_{1eff} intermédiaire entre celle de la fente et celle du fritté. Nous pouvons l'estimer par $T_{1eff} \approx T_1 \times$ (volume total)/(volume fritte). Le modèle grossier (carrés) donne de bons résultats.

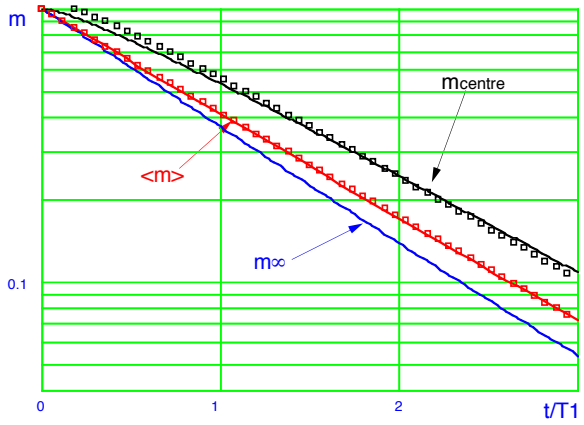


FIG. 5.5 – *Évolution de la polarisation en fonction du temps : Lignes continues : solution exacte. Carrés : modèle grossier. La polarisation dans le fritté près des parois relaxe à la vitesse $1/T_1$. Au centre de la fente, la dépolarisation est plus lente. La moyenne spatiale de l'aimantation relaxe à une vitesse intermédiaire. Le modèle grossier donne des résultats proches de la solution exacte.*

L'erreur systématique engendrée par les gradients de polarisation dans la fente est représentée sur la figure 5.6. Nous constatons que cette erreur croît au cours du temps. Elle atteint la valeur dramatique de 30% à $t = T_1$.

Comme l'indique notre modèle simplifié, qui donne des résultats corrects, il est important de choisir une fente étroite (c'est-à-dire un "réservoir" d'aimantation petit) pour limiter les gradients qui sont sources d'erreur. Nous pouvons faire un calcul plus réaliste en prenant en

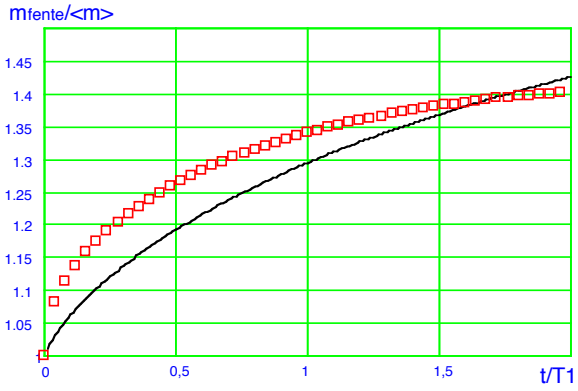


FIG. 5.6 – *Polarisation de la fente rapportée à la polarisation moyenne : Lignes continues : solution exacte. Carrés : modèle grossier. L'erreur relative causée par les gradients d'aimantation croit au cours du temps. Le modèle grossier donne un résultat qualitativement correct.*

compte la géométrie cylindrique de la cellule, qui a pour effet d'augmenter le poids relatif de l'aimantation de la fente dans l'aimantation moyenne (calcul "2D"); il y a en fait peu de différence avec le calcul "1D". Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, nos résultats expérimentaux suggèrent que ce calcul surestime les gradients de polarisation dans la cellule. Une explication possible, mais partielle, est que la diffusivité des spins, comme toutes les propriétés de transport, est plus importante dans le liquide polarisé.

L'écart entre la polarisation moyenne et la polarisation dans la fente peut biaiser notre interprétation de l'augmentation de la viscosité en fonction de l'aimantation. La figure 5.7 représente la relation entre le carré de l'aimantation moyenne $< m >^2$ et le carré de l'aimantation dans la fente m^2_{fente}. Nous avons tracé cette relation pour deux polarisations initiales différentes.

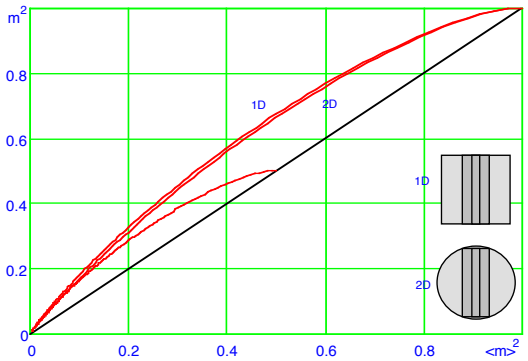


FIG. 5.7 – *Relation entre $< m >^2$ et m^2_{fente} : Les deux lobes correspondent à deux polarisations initiales différentes. Il y a peu de différence lorsqu'on évalue l'aimantation moyenne dans un cercle (calcul "2D") ou dans un carré (calcul "1D").*

Nous pouvons constater que les gradients de polarisation provoquent une courbure de la relation entre $< m >^2$ et m^2_{fente}. En supposant que le terme correctif sur la viscosité soit

proportionnel à m^2, la même courbure vers le bas devrait se présenter sur la courbe $\eta_{\text{polarise}}/\eta_{\text{equilibre}}$ en fonction de $< m >^2$. Le fait que nous ne l'ayons pas observée (cf. chapitre 4) peut avoir deux interprétations :

- Les gradients d'aimantation dans notre cellule sont moins importants que ne le prédit notre modèle.

- Le terme correctif $\propto m^4$ a une contribution importante, mais la courbure vers le haut que l'on devrait observer est compensée par les effets de gradient d'aimantation.

Pour résoudre cette question expérimentalement, le test consiste à effectuer deux expériences avec des polarisations initiales différentes : Comme le montre la figure 5.7, la relation mesurée entre $\eta_{\text{polarise}}/\eta_{\text{equilibre}}$ et $< m >^2$ devrait être différente entre les deux expériences. En effet, dans deux expériences où la même aimantation moyenne correspond à des temps différents, l'aimantation dans la fente serait différente dans les deux expériences, et nous mesurerions un effet différent sur la viscosité. Nous verrons au chapitre 7 que ce n'est pas le cas dans nos expériences.

5.2 Gradients thermiques créés par la désaimantation

Notre but est maintenant de calculer le profil spatial de la puissance libérée par la relaxation de l'aimantation, et de prédire l'échauffement induit au cœur de la fente. Idéalement, notre objectif final serait de comparer cette prédiction à la température expérimentale lue par le thermomètre intérieur et de pouvoir ainsi valider le bon fonctionnement de ce dernier.

Cependant, nous verrons qu'une comparaison directe est délicate, l'échauffement prédit faisant intervenir des paramètres thermiques imparfaitement connus (résistance de Kapitza et conductivité thermique du fritté). Par contre,nous pouvons accéder expérimentalement à une combinaison de ces paramètres, sous la forme d'une résistance thermique globale correspondant au cas d'un chauffage homogène. Il est ainsi possible d'estimer l'échauffement attendu en se plaçant dans l'hypothèse où la puissance libérée par la relaxation de l'aimantation est uniforme. Un des intérêts de notre modèle est alors d'évaluer l'erreur commise par cette approximation.

5.2.1 Profil de la puissance libérée

A température constante, la puissance dissipée par unité de volume est la différence entre le terme de flux et la variation locale d'énergie libre :

$$\dot{q} = -(H_T - H_a)\frac{\partial M}{\partial t} - div\vec{j_e} \tag{5.13}$$

où M est l'aimantation par unité de volume, $H_T = H - T\frac{\partial H}{\partial T}$ est le champ effectif diminué d'une correction d'origine entropique (cf. §2) et H_a est le champ statique appliqué. La densité de flux d'énergie transportée par les spins s'écrit :

$$\vec{j_e} = \vec{j_\uparrow}\mu_\uparrow + \vec{j_\downarrow}\mu_\downarrow$$

où $\mu_\uparrow$ et $\mu_\downarrow$ sont respectivement les potentiels chimiques des spins $\uparrow$ et $\downarrow$. Le champ magnétique effectif H (cf.§2.2) est relié aux potentiels chimiques par [Castaing79] :

$$\mu_\uparrow - \mu_\downarrow = 2\mu(H - H_a) \tag{5.14}$$

où μ est le moment magnétique nucléaire de l'^{3}He. En l'absence de flux de masse on a $\vec{j_\uparrow} = -\vec{j_\downarrow}$; la densité de flux d'énergie est alors proportionnelle à la densité de flux d'aimantation $\vec{j_M}$:

$$\vec{j_e} = \vec{j_M}(H - H_a) \tag{5.15}$$

En utilisant la conservation de l'aimantation nous pouvons réécrire l'équation 5.13 pour exprimer la puissance libérée par unité de volume :

$$\dot{q} = (H_T - H_a)\frac{(M - M_{eq})}{T_1} - \vec{j_M} \cdot \vec{grad}H \tag{5.16}$$

Pour simplifier nos calculs, nous supposons que l'aimantation est linéaire avec le champ (ce qui est une bonne approximation pour m <40% [Wiegers91]). Nous négligeons en outre le champ appliqué H_a devant le champ effectif. La dissipation s'écrit alors :

$$\dot{q} = \frac{M_{\rm sat}^2}{\chi_{\rm eff}}\frac{m^2}{T_1} + \frac{D_{\rm spins}}{\chi}\left\|\vec{grad}\ m\right\|^2 \tag{5.17}$$

où $M_{\rm sat}$ et χ sont l'aimantation à saturation et la susceptibilité par unité de volume, et

$$\frac{1}{\chi_{\rm eff}} = \frac{H_T}{M} = \frac{1}{\chi} - T\frac{\partial \frac{1}{\chi}}{\partial T} \tag{5.18}$$

Notons que $\frac{1}{\chi_{\rm eff}} \rightarrow 0$ à haute température, quand $M \propto \frac{H}{T}$. Lorsque les spins deviennent indépendants, le chauffage relaxationnel disparaît.

La figure 5.8 représente les profils $\dot{q}(x)$ calculés à des temps successifs pour $\chi = \chi_{\rm eff}$ (ce qui est le cas à basse température) . Ces profils sont calculés avec l'équation 5.17 en prenant en compte les profils d'aimantation déterminés au §5.1.2. Nous avons pris $\frac{M_{\rm sat}^2}{\chi}$=1. Les lignes continues représentent la puissance totale, alors que les points représentent le terme de relaxation $m^2/\,T_1$ seul.

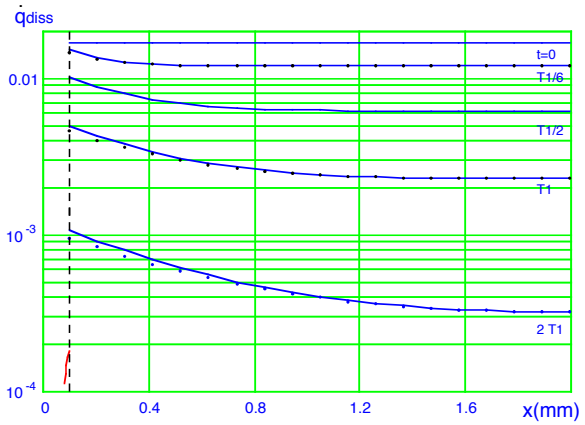


FIG. 5.8 – *Profils de puissance libérée pendant la dépolarisation calculés à des temps successifs: Lignes continues: puissance totale; points: relaxation seule. Paramètres utilisés:* T_1*=60 s,* $D_{\rm spins} = 4.10^{-3}$ *mm*^{2}*/s; Nous prenons* $\frac{M_{\rm sat}^2}{\chi}$*=1.*

Dans nos conditions, la contribution du terme de diffusion est négligeable devant les terme de relaxation. En particulier, la puissance libérée dans la fente, où il n'y a pas de relaxation, est faible. La forme des profils dans le fritté est donc similaire à celle des profils d'aimantation : La différence relative de dissipation entre le bord et le centre de la cellule augmente au cours du temps. La longueur caractéristique des gradients de $\dot{q}$ s'allonge dans le même temps.

Avec les paramètres que nous avons choisis, la puissance libérée a un profil inhomogène dans la cellule : A $t = T_1/2$, sa variation entre le bord et le centre de la cellule vaut 40%; elle atteint un facteur 2 pour $t = T_1$.

5.2.2 Modèle thermique

La chaleur dissipée évoluant lentement à l'échelle du temps de réponse thermique de la cellule (au plus 2 à 3 s dans nos conditions, cf. Appendice B), nous pouvons calculer la température dans la fente avec un modèle statique. Notre situation est représentée par un schéma similaire à celui que nous avons introduit au chapitre 2 (cf.figure 5.9).

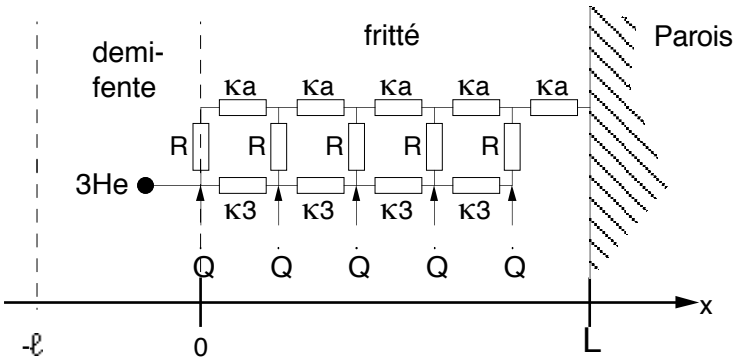


FIG. 5.9 – *Schéma du problème thermique statique dans la cellule : Dans le circuit thermique, κ_3 est la conductivité de l'^{3}He, κ_a est la conductivité de l'argent fritté, et $1/R$ est la conductance de Kapitza par unité de volume.*

Nous devons prendre en compte :

- La conduction thermique de l'^{3}He κ_3.
- La conductance de Kapitza $1/R$ entre l'^{3}He et le fritté, rapportée à l'unité de volume d'^{3}He contenu dans le fritté.
- La conductivité thermique du fritté κ_a (en considérant le fritté comme un matériau homogène).
- la fraction volumique d'^{3}He contenu dans les pores du fritté f=55%.

Pour calculer la différence de température entre le centre de la fente et les parois pendant la relaxation des spins , nous devons en premier lieu évaluer la contribution d'une source de chaleur $\dot{q}(x)$ localisée à l'abscisse x dans le fritté. L'élévation de température entre le bord de la fente et l'extrémité du fritté, par où s'évacue $\dot{q}(x)$, vaut alors :

$$dT = \left(\frac{\Lambda}{\kappa_3} \frac{\mathrm{ch}\left(\frac{L-x}{\Lambda}\right)}{\mathrm{sh}\left(\frac{L}{\Lambda}\right)} + f\frac{(L-x)}{2\kappa_a} \right) \dot{q}(x)dx \tag{5.19}$$

où $\Lambda = \sqrt{R\kappa_3}$ est la longueur caractéristique sur laquelle la chaleur libérée diffuse dans l'^{3}He avant de passer dans le fritté (la résistance thermique de l'^{3}He et la résistance de Kapitza étant égales sur cette échelle de longueur). Notons que l'équation 5.19 n'est exacte que dans la limite $\kappa_a \gg \kappa_3$, ce qui est le cas au dessus de 50 mK. Dans nos conditions, Λ varie alors entre 0,1 et 0,4 mm, selon la température et la pression.

Le premier terme de l'équation 5.19 donne la différence de température entre l'^{3}He et le fritté au bord de la fente ($x = L$) créée par la source de chaleur $\dot{q}(x)$. Cette contribution est d'autant

plus importante que la source de chaleur est au voisinage de la fente ($x < \Lambda$). Le second terme est la différence de température entre les extrémités du fritté induite par sa conductivité finie. Pour ce terme spécifiquement, nous tenons compte de la géométrie cylindrique du fritté par le facteur 1/2 (exact en l'absence de fente, et pour $\dot{q}(x)$ uniforme).

On peut alors calculer la différence de température créée par la dépolarisation entre le centre de la cellule et les parois en intégrant numériquement l'équation 5.19 avec les profils de puissance $\dot{q}(x)$ calculés au §5.2.1 pour différents temps.

En pratique, malheureusement, nous n'avons pas accès avec une précision suffisante à R et κ_a séparément. La quantité accessible expérimentalement est la résistance totale fente-parois $R_{\rm tot}$ pour un chauffage uniforme en volume de l'^3He. On peut la mesurer en imposant une rampe de température de vitesse constante $\dot{T}$ aux parois de la cellule, dans le liquide non polarisé. Dans ce cas, la puissance volumique absorbée (si $\dot{T} > 0$) par l'^{3}He est, après un régime transitoire, uniforme, et vaut $C_3\dot{T}$. La différence de température fente-parois est alors $\Delta T = R_{\rm tot}C_3\dot{T} = \tau_{tot}\dot{T}$, où τ_{tot} est le temps de retard de la température de la fente par rapport à celle des parois, qu'on peut ainsi mesurer expérimentalement. En couplant la résistance totale correspondante, $R_{\rm tot} = \frac{\tau_{tot}}{C_3}$, à une estimation de la puissance volumique libérée par la relaxation de l'aimantation :

$$\dot{q} = \frac{M_{sat}^2}{\chi_{\rm eff}} \frac{< m >^2}{T_{1eff}}$$

où n'interviennent que les quantités, mesurables expérimentalement, $< m >$, polarisation moyenne de la cellule et T_{1eff}, temps de relaxation de $< m >$, nous pouvons estimer l'échauffement dû à la relaxation comme :

$$\Delta T = R_{tot} \frac{M_{sat}^2}{\chi_{\rm eff}} \frac{< m >^2}{T_{1eff}} \tag{5.20}$$

Cette estimation va différer du calcul complet correspondant à l'intégration sur la longueur du fritté de l'équation 5.19 pour deux raisons :

i Puisque la fente est non relaxante, T_{1eff} surestime le vrai temps de relaxation T_1 par un facteur approximatif $\frac{\text{volume}^3 He_{total}}{\text{volume}^3 He_{fritte}} \approx 1 + \frac{4}{\pi}\frac{\ell}{fL}$

ii La vraie dissipation $\dot{q}(x)$ est non uniforme dans le fritté, et nulle dans la fente, alors que l'utilisation de R_{tot} suppose une dissipation uniforme dans toute la cellule.

Pour estimer l'importance de l'erreur commise, nous devons comparer les expressions 5.19 et 5.20 pour des valeurs représentatives de R et κ_a.

Dans un premier temps, nous exprimons la résistance R_{tot} comme $R_{\rm tot} = \frac{\tau_{\rm tot}}{C_3}$, avec :

$$\tau_{\rm tot} = \tau_{\rm fritte} + \tau_{\rm fente} \tag{5.21}$$

$$\tau_{\rm fritte} = \tau_K + \frac{\tau_D}{4} \tag{5.22}$$

$$\tau_{\rm fente} = \frac{\tau_3}{2} + \frac{1}{f}\left(\frac{\ell}{\Lambda}\tau_K + \frac{\ell}{L}\tau_D\right) \tag{5.23}$$

Nous avons exprimé dans ces équations les résistances thermiques sous forme de temps de retard :

$\tau_K = RC_3$	Temps de retard dû à la résistance de Kapitza
$\tau_D = fL^2C_3/\kappa_a$	Temps de diffusion dans le fritté
$\tau_3 = \ell^2 C_3/\kappa_3$	Temps de diffusion dans la fente
C_3	Chaleur spécifique par unité de volume de l'^{3}He

La contribution $\tau_{\rm fritte}$ est calculée en intégrant l'équation 5.19 pour une dissipation $\dot{q}(x)$ uniforme dans le fritté. La contribution $\tau_{\rm fente}$ correspond à l'élévation de température supplémentaire induite par la puissance injectée par la fente. Son premier terme correspond à la résistance thermique interne de la fente, le second à la résistance entre la fente et le fritté (calculé dans la limite L$\gg \Lambda$, et en se plaçant à $x = 0$ dans le premier terme de 5.19), et le troisième à la résistance thermique totale du fritté. Le facteur $\frac{1}{f}$ provient du fait que la fente est entièrement remplie d'^{3}He, contrairement au fritté. Le préfacteur 1/4 de τ_D dans $\tau_{\rm fritte}$ n'existe pas pour $\tau_{\rm fente}$, car la chaleur injectée par la fente doit traverser tout le fritté, et ce, de façon approximativement unidimensionnelle. Ces deux points font que $\tau_{\rm fente}$ n'est pas négligeable devant $\tau_{\rm fritte}$ lorsque $\tau_D > \approx \tau_K$, bien que $\ell \ll L$ (voir par exemple la légende de la figure 5.10).

A l'aide des équations 5.23, nous pouvons calculer R_{tot}, et comparer les prédictions des expressions 5.19 et 5.20. La figure 5.10 représente l'élévation de température entre le centre de la cellule et les parois en fonction du carré de l'aimantation moyenne, calculée dans les différents cas pour des valeurs représentatives de R et κ_a. Nous avons pris $\frac{M_{\rm sat}^2}{\chi}$=1.

La courbure qui apparaît sur le résultat du calcul complet (points) résulte des gradients d'aimantation, qui, en valeur relative, sont d'autant plus importants que le temps passe, donc que la polarisation diminue. Aux temps $< T_1/2$ ($m^2 > 0.3$), le calcul simplifié surestime fortement (de 30%) l'échauffement réel, parce que, pour les paramètres thermiques choisis ici, $\tau_{\rm fente} \approx 0,55\tau_{\rm fritte}$.Une approximation mieux adaptée consiste alors à remplacer R_{tot} dans 5.20 par la contribution $R_{\rm fritte} = \frac{\tau_{\rm fritte}}{C_3}$, ce qui revient à supposer que la puissance dissipée

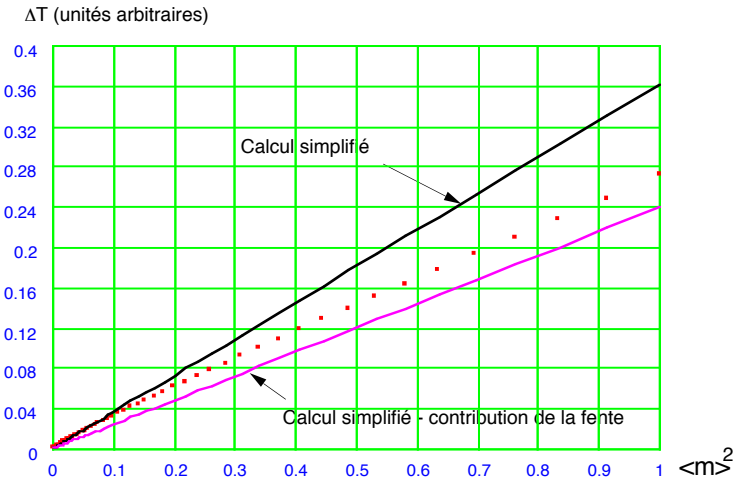


FIG. 5.10 – *Différence de température entre le centre de la cellule et les parois en fonction du carré de l'aimantation moyenne : points : calcul complet; ligne continues : Chauffage uniforme, avec et sans la contribution de la fente. Les paramètres donnant l'évolution de $\dot{q}(x)$ sont ceux de la figure 5.8 . Les paramètres thermiques choisis dans le calcul des résistances thermiques sont T=100 mK, P=0 bar, τ_K=0,1 s, κ_a/T=0,4 W/mK^2, qui donnent τ_{fente}=0,45 s, τ_{fritte}=0,8 s.*

dans le fritté l'est de façon uniforme. Comme le montre la figure 5.10 , cette approximation conduit à une sous estimation de l'échauffement d'environ 10% . Ce résultat n'est que peu modifié par l'emploi d'autres paramètres thermiques réalistes dans la gamme 40-100 mK,0-30 bars. Dans la gamme de temps considérée, le gradient de $\dot{q}(x)$ a un rôle mineur, et la sous estimation provient, pour l'essentiel, de la différence entre T_{1eff} et T_1. Physiquement, cette erreur correspond à l'oubli, dans la puissance libérée dans le fritté, de la variation de l'énergie magnétique emmagasinée dans la fente. Elle correspond donc à un simple facteur géométrique (volume de la fente sur volume total), ce qui explique qu'elle ne dépende que faiblement de la température et de la pression.

En résumé, l'élévation de température, calculée directement à partir du seul retard thermique global de la fente, est fortement surévaluée. Il faut corriger cette estimation en éliminant la contribution de la fente. Nous avons alors deux possibilités : Un calcul direct du temps de retard du fritté, ou une estimation à partir du temps de retard global τ_{tot} mesuré, corrigé de la contribution calculée de la fente τ_{fente} selon l'équation 5.23. La dernière méthode est plus précise, car elle ne fait intervenir les paramètres mal connus τ_K et τ_D qu'à travers un terme correctif. C'est donc celle que nous utiliserons lors de la comparaison avec les expériences. Nous nous attendons finalement à ce que l'estimation correspondante

$$\Delta T = \frac{\tau_{\text{tot}} - \tau_{\text{fente}}}{C_3} \frac{M_{sat}^2}{\chi_{\text{eff}}} \frac{< m >^2}{T_{1eff}} \tag{5.24}$$

sous évalue d'environ 10% l'élévation de température du thermomètre intérieur, du fait de la

différence entre T_{1eff} et T_1.

CHAPITRE 6 :

La deuxième cellule

6

LA DEUXIÈME CELLULE

6.1 Problème thermique

Les expériences que nous avons menées avec la cellule prototype nous ont suggéré des améliorations de deux types pour la nouvelle cellule : Raccourcir le temps de thermalisation de la cellule, et abaisser la température obtenue après une fusion. Traduit en d'autres termes, il faut un réservoir de froid plus gros et mieux couplé à la cellule.

Lors des expériences décrites au chapitre 4, c'est la boîte à mélange de notre réfrigérateur à dilution qui faisait office de source froide. Plus précisément, seul l'^{3}He dilué situé au niveau de la partie frittée de la boîte à mélange contribuait au refroidissement rapide de la cellule après une fusion. Le refroidissement rapide provenait uniquement de l'inertie thermique de l'échangeur fritté, et non de la puissance frigorifique engendrée par la circulation d'^{3}He. Par ailleurs, le contact thermique avec la cellule était limité par un long barreau d'argent (dont la taille était ajustée pour placer la cellule au centre de la bobine de champ), et surtout par la colle dont était recouvert le filetage de la cellule.

Nous avons donc conçu un réservoir de froid séparé de la boîte à mélange, constitué d'un compartiment rempli d'^{3}He liquide à basse pression, qui agit comme un ballast thermique. Ce nouveau ballast thermique a une capacité calorifique plus importante que l'échangeur de la boîte à mélange; de plus sa géométrie est optimisée pour échanger la chaleur rapidement. Cette source froide est reliée à la boîte à mélange par un barreau de cuivre recuit. Le ballast est placé le plus près possible de la cellule. Pour améliorer le couplage entre la cellule et le ballast thermique, nous avons été amenés à revoir l'architecture de la cellule; nous détaillerons ce point dans le §6.3.

Soulignons au passage un point à propos de l'homogénéité thermique dans la cellule : Refroidir

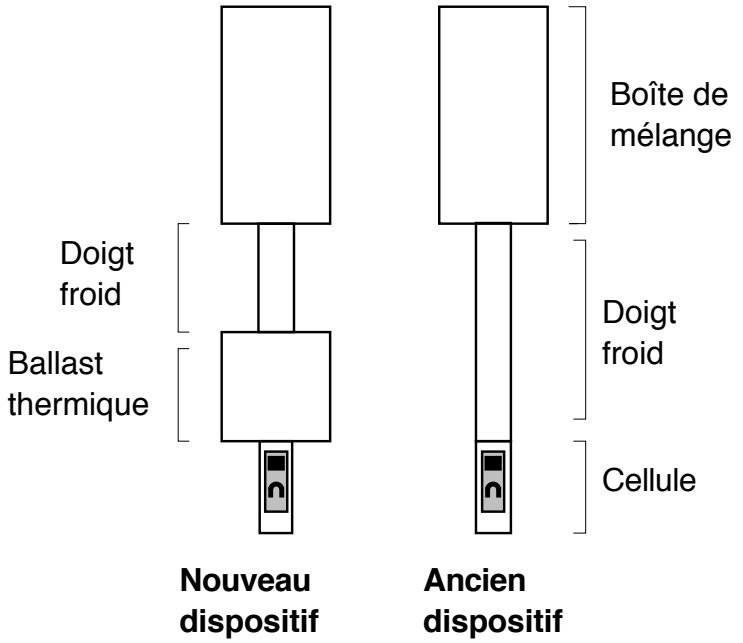


FIG. 6.1 – *Nouveau dispositif : La cellule se trouve plus près de la source froide.*

la cellule plus vite et à une température plus basse engendre des gradients thermiques plus importants. Mais, un meilleur couplage entre la cellule et la source froide implique en même temps que les gradients initiaux vont relaxer plus vite.

6.2 Dimensionnement du ballast thermique

"…il faut un critère. Le critère, c'est quand deux quantités sont égales." [Puech]

En première approximation, la température à laquelle on peut refroidir la cellule après une fusion est déterminée seulement par la taille du ballast. En effet, des expériences antérieures ont montré que le processus de fusion rapide est très irréversible; ainsi, quelles que soient les conditions de fusion, la chaleur libérée pendant ce processus est $\approx$0,9J/mol de ^{3}He liquide [Buu98b]. Dans notre cas, la cellule contient 3,9.10^{-3}mol d'^{3}He liquide à 27 bars; l'énergie à absorber après la fusion est donc de 3,4 mJ. Pour atteindre une température finale de 50 mK, sachant que l'enthalpie molaire de l'^{3}He liquide à 0 bar est de 34 mJ/mol à cette température, le ballast doit contenir $\approx$0,1 mol.

Comme dans le cas de la cellule, la géométrie du ballast doit être choisie pour assurer un bon couplage thermique entre l'^{3}He et les parois. Dans ce but, nous avons utilisé une géométrie similaire à celle du ballast qui avait été employée pour les mesures de la courbe d'aimantation

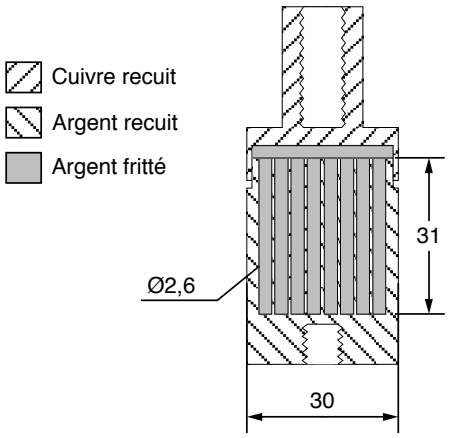


FIG. 6.2 – *Schéma du ballast thermique : La géométrie retenue est similaire à celle qui avait été employée pour les mesures de la courbe d'aimantation de l'^{3}He [Bravin93]. Voir texte pour le dimensionnement.*

de l'^{3}He [Bravin93] (Cf. figure 6.2).

L'^{3}He du ballast est réparti dans plusieurs compartiments remplis d'argent fritté. Ces compartiments sont percés dans un cylindre d'argent massif, dont le diamètre est limité à 30 mm pour des raisons d'encombrement.

Dans ce système, le fritté assure une thermalisation rapide de l'^{3}He avec les parois. Les parois en argent, beaucoup plus conductrices que le fritté, ont pour rôle de transporter le plus vite possible la chaleur vers les différents compartiments du ballast. Dans ce but, nous avons amélioré la conduction thermique des parois en faisant subir au bloc d'argent un traitement de recuit après usinage (ce traitement permet d'obtenir couramment des rapports de résistivité résiduels supérieurs à 100). Pour optimiser le temps de thermalisation du ballast, nous devons choisir le diamètre et la longueur des compartiments frittés (ce qui détermine aussi leur nombre, la quantité totale d'^{3}He à stocker étant fixée à 0,1 mol).

Le diamètre des compartiments frittés détermine le temps de thermalisation de l'^{3}He avec les parois. Cette constante de temps doit prendre en compte deux contributions : La résistance de Kapitza, qui limite le passage de la chaleur du fritté à l'^{3}He, et la conduction dans le fritté.

Le temps de Kapitza ne dépend pas de la taille du ballast. En effet, l'augmentation de la charge thermique lorsqu'on accroît le volume est compensée par l'augmentation de surface de contact entre l'^{3}He et le fritté. Ainsi la constante de temps ne dépend que de la surface spécifique du fritté et de la chaleur spécifique de l'^{3}He :

$$\tau_K = \frac{R_K C_{^3He}}{s}$$

Avec R_K résistance de Kapitza entre l'^{3}He et le fritté, s surface spécifique du fritté, et $C_{^3He}$ capacité calorifique par unité de volume de l'^{3}He liquide.

En revanche, le temps de thermalisation du fritté rempli d'^{3}He dépend de sa taille. En effet, l'argent fritté a une conduction thermique finie et des gradients de température peuvent apparaître au sein du fritté lui-même. Ainsi, dans un fritté d'épaisseur 2ℓ compris entre deux parois isothermes, les gradients relaxent en un temps :

$$\tau_{\text{fritté}} = \frac{4\ell^2 C_{^3He}}{\pi^2 \kappa_{\text{fritté}}}$$

(en négligeant la conduction thermique de l'^{3}He par rapport à celle du fritté, et en attribuant toute la chaleur spécifique à l'^{3}He).

Au total, le temps de thermalisation de l'^{3}He par les parois est la somme des temps τ_K et $\tau_{\text{fritté}}$. Au minimum, le temps de thermalisation sera donc égal au temps de Kapitza, ce temps augmentant en fonction de la taille du fritté. Introduisons la "taille critique" ℓ_c pour laquelle le temps de diffusion dans le fritté est égal au temps de Kapitza. Dans un fritté plus large que cette taille critique, seul l'^{3}He situé dans une couche d'épaisseur ℓ_c près des parois est thermalisé dans un temps $\approx 2\tau_K$. Le reste de la charge thermique constitue un volume mort qui se thermalise en un temps plus long. Un critère arbitraire pour que la taille des compartiments frittés soit raisonnable est de choisir $\ell \approx \ell_c$.

Avec : $R_K T^3$=600 K^{4}cm^{2}W^{-1} [Bravin93]
s=6 m^2/cm^3 [Cornut]
$\kappa_{\text{fritté}}/T = 0,42$ Wm^{-1}K^{-2} [Cornut]

On calcule une taille critique :

ℓ_c=1 mm à 100 mK pour un temps τ_K=0,3 s
ℓ_c=4 mm à 50 mk pour un temps τ_K=1,2 s

Dans notre ballast, nous avons choisi un diamètre de 2,6 mm, ce qui assure un temps de thermalisation entre l'^{3}He et les parois $\tau_{\text{fritté}} + \tau_K$=0,5+0,3=0,8 s à 100 mK et 1,3 s à 50 mK.

Remarques :

- Dans l'estimation du temps de thermalisation nous avons simplement supposé que la résistance de Kapitza et la résistance du fritté se mettent en série entre l'^{3}He et les parois.

En fait, on trouve le même résultat avec un modèle plus raffiné où les résistances thermiques entre l'^{3}He et les parois sont réparties.

- Nous avons calculé un temps de thermalisation du fritté pour des parois planes, ce qui donne un facteur π^2. Avec une géométrie cylindrique, le temps de thermalisation est plus court, mais reste du même ordre de grandeur.

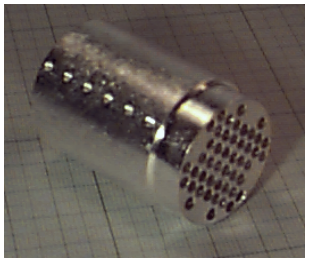
Dans un ballast de longueur finie, le temps d'uniformisation de la température est aussi conditionné par le transport de chaleur vertical, qui dépend de la conduction des parois. Pour dimensionner la longueur du ballast, nous supposons que le temps de thermalisation est dominé par la relaxation des gradients verticaux. Dans ce régime, on peut considérer que chaque "tranche" est thermalisée instantanément. Ainsi la chaleur diffuse verticalement dans un milieu composite dont la diffusivité effective dépend de la fraction de surface occupée par l'^{3}He dans une "tranche" :

$$\tau_{\text{vertical}} = \frac{L^2 C_{^3He}}{\pi^2 \kappa} \frac{S_f}{S_m}$$

Avec : L longueur du ballast
κ conductivité thermique des parois
S_f surface occupée par le fritté imprégné d'^{3}He
S_m surface des parois

Le diamètre du ballast étant limité à 30 mm, la surface totale $S_f + S_m$ est fixée, l'autre contrainte étant d'accommoder les 0,1 mol d'^{3}He dans le volume $S_f \times L$. Le temps de diffusion minimum résulte alors d'un compromis entre la longueur L et la fraction de surface occupée par l'argent massif : Avec un ballast de faible longueur, le chemin thermique vertical est court, mais la conductivité thermique effective est faible car la section est occupée en grande partie par l'^{3}He. Dans un ballast long, au contraire, la conductivité effective est très bonne, mais le chemin thermique est grand. Il est facile de montrer que l'optimum est obtenu pour $S_f = S_m$.

Dans notre cas, il faudrait répartir l'^{3}He dans 66 cylindres de longueur L=20 mm pour remplir cette condition. A cause de problèmes d'usinage, nous avons choisi des compartiments de 31 mm de long au nombre de 46. Avec une conductivité thermique de 155T W/K/m (en prenant RRR=100) [Donnelly81], on calcule un temps de thermalisation vertical τ_{vertical}=0,2 s à 100 mK pour cette configuration. Ce temps est plus court que le temps de thermalisation transversal estimé précédemment, ce qui infirme l'hypothèse utilisée pour dimensionner la longueur du ballast. Ce résultat signifie simplement que, dans notre configuration, nous ne sommes pas



Caractéristiques
46 trous ∅2,6 mm longueur 31 mm
Contenance : 4,2 cm^3
(soit 0,114 mol d'^{3}He liquide à p.v.s.)
Surface d'échange : 46 m^2

FIG. 6.3 – *Photographie de la partie inférieure du ballast thermique.*

dominés par le temps de thermalisation vertical. Ainsi, le temps d'homogénéisation de la température dans le ballast se réduit à $\approx \tau_{\text{fritté}} + \tau_K$.

Le ballast est fermé par un couvercle en cuivre recuit. Ce couvercle est muni d'une couche d'argent fritté de 2,5 mm d'épaisseur sur toute la face en regard de la partie inférieure, de façon à assurer un bon contact thermique entre le haut et le bas du ballast, via l'^{3}He liquide. Les deux parties sont emboîtées de façon à ne laisser aucun volume mort, l'étanchéité étant assurée par du Stycast 2850 FT. Un doigt froid de cuivre recuit de 10 mm de diamètre et de 7 cm de long est vissé dans la partie supérieure du ballast pour la connecter à la chambre à mélange du cryostat. Les pièces en cuivre sont assez éloignées du magnétomètre pour que le signal magnétique nucléaire qu'elles engendrent ne soit pas détecté.

6.3 La nouvelle cellule

La nouvelle cellule apporte deux améliorations : Elle est mieux couplée à la source froide, et assure une meilleure homogénéité thermique.

Dans le dessin de la cellule prototype, nos problèmes étaient dus principalement à la partie filetée. En effet, la conductivité thermique de l'argent au niveau du filetage était probablement dégradée à cause des contraintes exercées pendant l'usinage. De plus, la présence de colle, pour assurer l'étanchéité, augmentait la résistance thermique entre la cellule et la source froide. Cette partie filetée avait pour rôle de supporter la pression à l'intérieur de la cellule, la colle étant réputée trop fragile pour encaisser les contraintes mécaniques. Or, des essais ont montré qu'en choisissant une résine adéquate, il est possible de tenir la pression simplement par une pièce collée sans filetage.

Dans la nouvelle cellule, l'étanchéité n'est pas réalisée au même endroit que le contact thermique avec la source froide : La connexion au ballast thermique est assurée par un filetage situé 10 mm au-dessus du compartiment expérimental. Le contact direct réalisé entre ces deux pièces métalliques réalise un bien meilleur couplage thermique entre la cellule et la source froide. L'étanchéité de la cellule est assurée par un simple bouchon cylindrique en bas du compartiment expérimental (cf. §6.5).

Comme dans la cellule précédente, le compartiment expérimental est un cylindre de 4 mm de diamètre entièrement rempli par un fritté d'argent muni d'une fente de 0,2 mm de large sur toute sa longueur. L'étanchéité est assurée par un collage à l'araldite. Les fils de mesure passent sur les côtés du bouchon, ce qui évite d'avoir à réaliser des passages étanches supplémentaires pour leur passage. Le bas de la cellule possède aussi un filetage où vient se visser un cylindre d'argent pour compenser le signal magnétique.

Cette géométrie améliore grandement la conduction thermique des parois par rapport à l'ancienne cellule : Au niveau du compartiment expérimental nous disposons de parois massives (le filetage étant situé plus haut) dont l'épaisseur a été portée à 2 mm; de plus la pièce subit un traitement de recuit après usinage. Ainsi nous diminuons le temps de relaxation des gradients thermiques initiaux, et les parois restent quasiment isothermes pendant les expériences.

En ce qui concerne les gradients verticaux créés par la chaleur relaxée pendant la dépolarisation des spins, cette configuration pourrait sembler moins favorable que dans la cellule précédente. En effet, dans l'ancienne cellule, il n'y avait pas de contact thermique entre le haut du fritté et le doigt froid d'argent. Ainsi pendant la relaxation de l'aimantation la chaleur était évacuée par les côtés (cf. figure 6.4). Comme nous l'avons souligné au §2.5.3 cette configuration assure l'absence de gradients thermiques verticaux au cœur du fritté dans le cas idéal où les parois sont isothermes, la chaleur est libérée uniformément, et la résistance thermique entre l'^{3}He et les parois est également uniforme sur toute la longueur de la cellule.

En pratique, dans l'ancienne cellule, nous n'avions pas le contrôle de l'uniformité du contact thermique au niveau du filetage, ni de la qualité des parois. Dans la nouvelle cellule, la conduction des parois ne devrait plus constituer une limitation, mais la chaleur peut aussi sortir verticalement car le haut du fritté adhère à la paroi d'argent (cf. figure 6.4). Pour compenser cette dissymétrie, nous avons allongé le compartiment expérimental en portant sa longueur à 15 mm. Ainsi, seul le haut du compartiment fritté est affecté par la conduction verticale; les gradients thermiques

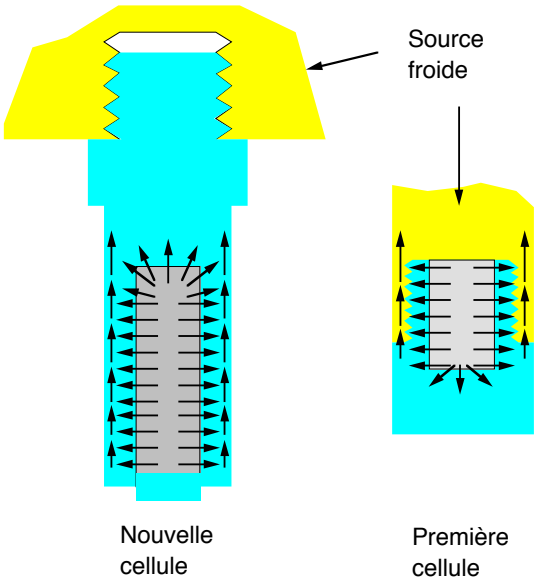


FIG. 6.4 – *Flux de chaleur pendant la relaxation de l'aimantation : Dans la nouvelle cellule, la chaleur est aussi évacuée par le haut, mais la bonne conductivité des parois compense cette dissymétrie. Dans la cellule précédente, nous étions probablement limités par la conductivité médiocre au niveau des parois.*

verticaux créés par ce flux de chaleur sont négligeables au niveau du viscosimètre et du thermomètre, situés à mi-hauteur.

Dans le dispositif final nous disposons de trois thermomètres supplémentaires : Le premier est collé en haut de la cellule. Le second se trouve en bas de la compensation, associé à un chauffage qui sert entre autres aux expériences de caractérisation thermique de la cellule. Le troisième est placé sur la partie inférieure du ballast, près du filetage de la cellule. Il est associé lui aussi à un chauffage, son rôle étant de réguler la température de la cellule. Contrairement à la cellule précédente, cette configuration nous a permis de tester que les parois restent quasiment isothermes pendant une expérience de fusion.

6.4 Fil vibrant : choix raisonné

Pour la première cellule, nous avons utilisé un fil vibrant de 60 μm de diamètre dont nous savions par expérience que les caractéristiques donneraient une sensibilité correcte dans notre gamme de travail. Les problèmes liés aux effets de taille finie que nous avons rencontrés lors des expériences préliminaires nous amènent à revoir ce choix. En principe, nous devons déterminer d'une part le matériau et d'autre part la géométrie du fil (rayon a, longueur L) qui assurent un fonctionnement optimal du viscosimètre. Nous allons voir que dans la pratique, ce choix est

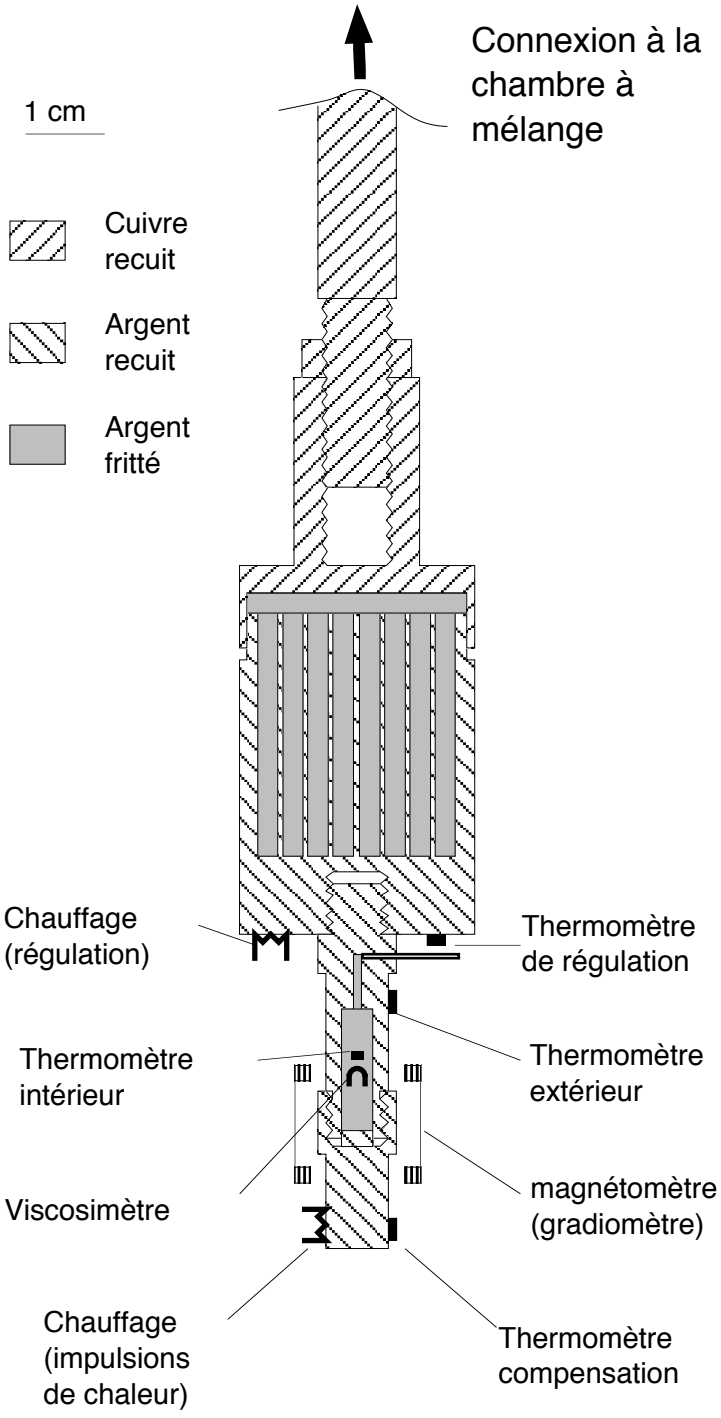


FIG. 6.5 – *Schéma du dispositif final*

beaucoup plus restreint et que, dans notre cas, le seul paramètre que nous pouvons changer est le rayon du fil. La nature du matériau est pratiquement imposée par les problèmes de dissipation parasite qui affectent le fonctionnement du viscosimètre sous fort champ [Rueskin88] : Avec un champ de 11 T, l'utilisation des métaux purs est prohibée à cause de l'amortissement induit par les courants de Foucault. Il en est de même pour les matériaux supraconducteurs, soumis eux aussi à une dissipation supplémentaire du fait des mouvement des vortex dans le champ. Nous nous limitons donc aux alliages métalliques.

Ces matériaux ayant des caractéristiques mécaniques très semblables (Cf. tableau 6.1), la fréquence de résonance des fils dépend essentiellement de la géométrie du fil, et surtout de sa longueur (Cf. §3.1) :

$$\frac{\omega_0}{2\pi} \propto \sqrt{\frac{E}{\rho_{fil}}} \left(\frac{a}{L^2}\right)$$

En fait, nous avons gardé un fil de même longueur que celui de l'expérience précédente. Sa longueur $L = 3\ mm$ permet de le centrer dans la fente sans trop de difficulté et de faire des mesures locales de la viscosité. L'autre critère guidant ce choix est l'amplitude du signal, qui, pour une fréquence de travail ω fixée, est proportionnelle à L (cf. §3) :

$$V \propto \frac{L}{a\sqrt{\omega}}$$

Notre choix assure que le signal est facilement détectable si l'on garde des valeurs de ω et a du même ordre de grandeur que pour la cellule précédente.

La longueur du fil étant fixée, le seul paramètre géométrique qui reste à déterminer est le rayon du fil. Ce choix résulte d'un compromis entre les critères suivants :

- Minimiser les effets de taille finie.
- Avoir un amortissement hydrodynamique facilement mesurable sur toute la gamme explorée.

Le critère le plus contraignant concernant la géométrie du fil est de minimiser les effets de taille finie. Nous avons vu que, la largeur de la fente étant fixée à b =0,2 mm, le seul moyen de s'affranchir de ces effets consiste à utiliser un fil de faible rayon. Quantitativement, la correction relative sur la force hydrodynamique est $\approx \frac{1}{2}\left(\frac{a}{b}\right)^2$ (Cf. §3.2.2). Pour limiter cette correction à 2%, le diamètre du fil doit être inférieur à $30\ \mu m$. Or la dissipation visqueuse est proportionnelle

Matériau	Rayon (μm)	Résistivité ($\mu\Omega$cm)	E (GPa)	densité	$Q_{Foucault}$ (H=11 T)	Q ($\eta = 300\ \mu$P)
Manganin	16	48	124-160	8,4	3800	60
Bronze-phosphore	10	16	90-120	8,9	34000	34
CuBe	25	5	120-160	8,25	1600	100
Constantan	25	52	160	8,9	18000	104
PtW	16,5	106	-	21,3	200000	150

TAB. 6.1 – *Comparaison des caractéristiques de différents fils : Les valeurs ont été calculées avec L=3 mm, ω_0=10 KHz, $\rho_{^3He}$=36,8cm^3/mol, et B=11 T.*

au rayon (cf. §3.2.1) :

$$Q_{visqueux} \propto \rho_{fil} a \sqrt{\omega} \quad \text{(dans le régime basse viscosité)}$$

Comme nous l'avons vu, il est avantageux de toujours travailler dans le régime peu visqueux ce qui permet, entre autres, d'employer la méthode de viscosimétrie rapide avec une résonance étroite (Cf. §3.4.2). Par conséquent, le rayon du fil ne doit pas être trop petit (d'autant que, pour une longueur de fil donnée, diminuer le rayon contribue aussi à baisser la fréquence de résonance). Nous avons donc choisi de nous en tenir à un rayon de $15\ \mu m$. Avec cette géométrie, la fréquence de résonance du fil est fixée à $\omega \approx 10\ KHz$.

Le choix final du matériau est effectué de façon à ce que, sur toute la gamme de travail, la dissipation visqueuse soit faible, tout en restant bien en-deçà de l'amortissement intrinsèque du fil. Quantitativement, dans la gamme de température explorée $50\ mK < T < 1\ K$, la viscosité de l'^{3}He liquide varie de $100\mu P$ à $3\mu P$ [Bertinat74]. En tenant compte d'une augmentation d'un facteur 3 due à la polarisation, notre gamme de travail s'étend de 3 à 300 μP. Dans la limite peu visqueuse, le facteur de qualité du viscosimètre varie donc d'un facteur 10 environ. Un bon choix selon nos critères serait :

$$100 < Q < 1000$$

Le tableau 6.1 donne une liste des fils que nous avions à notre disposition. Les deux dernières colonnes concernent le facteur de qualité du fil correspondant respectivement à l'amortissement dû aux courants de Foucault, et à la dissipation visqueuse dans l'^{3}He liquide.

Le fil qui répond mieux à nos critères est le fil de manganin. Par comparaison, le fil de PtW

est trop lourd, ce qui donne un facteur de qualité trop élevé. Le fil de cuivre béryllium, quant à lui, est trop affecté par les courants de Foucault.

Remarque : Dans le tableau précédent, le rayon et la densité correspondent au fil sans verni. Utiliser un fil verni diminue la densité moyenne et augmente son rayon.

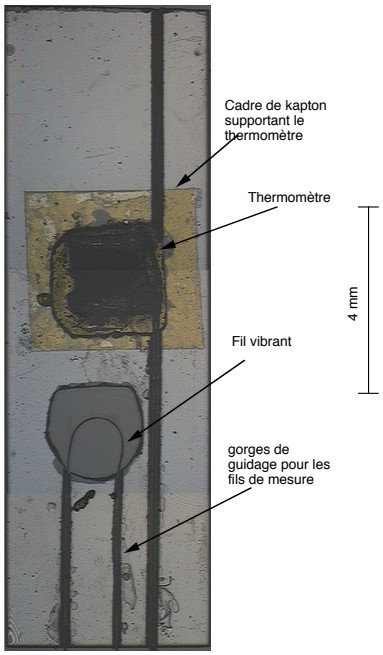
6.5 Le cœur de la cellule

Dans la cellule prototype, un viscosimètre à fil vibrant et un thermomètre de carbone étaient fixés sur un cadre en kapton. Le cadre était sensé assurer le centrage du fil dans la fente. Ce dispositif souffrait de deux défauts : Le fil vibrant était trop près des bords de la fente, sans doute parce que le cadre était gauchi. De plus, le thermomètre intérieur n'était pas tout à fait dans le même environnement thermique que le viscosimètre, car d'une part il occupait une grande partie de la fente, et d'autre part il était enveloppé par des feuilles de kapton.

Dans la deuxième cellule, nous avons utilisé un cadre en saphir pour supporter le viscosimètre, qui a l'avantage d'être rigide. Quant au thermomètre, l'idée était de d'évaporer directement un dépôt de NbN sur le saphir. Cette couche résistive, utilisée ailleurs [Cabanel90] pour la thermométrie à basse température, aurait eu l'avantage d'être mince, et d'avoir un temps de réponse court à cause de sa faible chaleur spécifique. Malheureusement des essais préliminaires semblent montrer que la sensibilité d'un tel thermomètre est très faible sous un champ de 11 T. Une solution alternative, que nous n'avons pas eu le temps de mettre en œuvre, aurait consisté à utiliser un dépôt à base de RuO_2, qui possède une sensibilité correcte sous champ. Finalement, pour la deuxième expérience, nous avons utilisé à nouveau un thermomètre taillé à partir d'une résistance de carbone Speer $100\ \Omega$.

Donnons quelques détails sur le dispositif final : Le cadre est fabriqué à partir d'une plaquette de saphir de 4×14 mm et de $170\ \mu m$ d'épaisseur. A l'aide d'une machine de découpe à ultrasons, des rainures de $80\ \mu m$ de profondeur sont gravées, de façon à guider les "pieds" du fil vibrant ainsi que les fils de connexion du thermomètre. De plus, nous avons rapproché le thermomètre du viscosimètre : L'emplacement du viscosimètre est une fenêtre en forme de demi-lune, située 1 mm plus bas que la fenêtre carrée destinée au thermomètre. (pour la technique de fabrication, Cf. Appendice A).

Le thermomètre est une plaquette de carbone de $1,7 \times 1,7 \times 0,09\ mm$ taillée à partir d'une



Caractéristiques :	
Rayon	a=16μm
Masse volumique :	ρ_{fil}=7960 Kg/m^3
Amortissement à vide :	Q=6675 sous 11 T
Fréquence à vide :	$\omega_0/2\pi$=10210 Hz
Résistance ohmique :	45 Ω (à T <4 K sous 11 T)
Signal à résonance :	0,23$\times$Q Ω sous 11 T

FIG. 6.6 – *Support du viscosimètre : Le cadre est usiné à partir d'une plaquette de saphir de $4\times14\times0{,}17$ mm. Le thermomètre est supporté par un cadre en kapton, ses faces étant directement au contact de l'hélium.*

résistance Speer 100Ω. Il est collé par ses côtés dans son logement, de façon à laisser ses deux faces directement en contact avec l'^{3}He. Le viscosimètre est un fil de manganin (Cu: 86%, Mn: 12%, Ni: 2%) courbé en un arc de cercle de 1mm de diamètre et de 1,2 mm de haut. Seule la partie active du fil est dénudée, ce qui permet de ramener son rayon à $31\ \mu m$, et d'ajuster sa densité moyenne à la valeur convenable de 7960 Kg/m^3 (cf. §6.4). Cette astuce a l'avantage de conserver le vernis au niveau des "pieds" pour la protection des contacts à la masse. La fréquence de résonance intrinsèque de ce fil est 10210 Hz à basse température, et son facteur de qualité sous un champ de 11 Tesla est 4200.

Remarquons que cette configuration a l'inconvénient de mettre l'^{3}He directement au contact du fil métallique. Il est alors possible que la polarisation relaxe sur les parois du fil. Nous verrons dans le chapitre suivant que nos mesures ne semblent pas affectées par des problèmes de gradients d'aimantation qui pourraient être engendrés par une forte relaxation sur la surface du fil.

CHAPITRE 7 :

Mesure de la viscosité en fonction de la polarisation à plusieurs températures et plusieurs pressions

7

MESURE DE LA VISCOSITÉ EN FONCTION DE LA POLARISATION À PLUSIEURS TEMPÉRATURES ET PLUSIEURS PRESSIONS

Nous en venons maintenant aux résultats les plus importants de cette thèse. Au chapitre 4, nous avons montré qu'un effet de la polarisation sur l'^{3}He liquide est d'augmenter sa viscosité proportionnellement à m^2. Avec la nouvelle cellule, nous avons effectué une deuxième série d'expériences, qui nous a permis de mesurer la dépendance en température et en pression de l'effet de la polarisation sur la viscosité. En particulier, nous avons mis en évidence que cet effet disparaît à haute température.

La deuxième cellule a été conçue de façon à optimiser les échanges thermiques pour produire du liquide polarisé plus froid, et être capable de changer la température de travail rapidement. Grâce à notre nouveau dispositif nous avons exploré une gamme de températures allant de 40 mK à 1,15 K. Nous avons travaillé à quatre pressions différentes : 2, 10, 20, et 27 bars.

Dans cette partie, nous commençons par exposer la procédure expérimentale. Nous présentons ensuite l'intégralité de nos résultats concernant les mesures de viscosité. Puis, nous discutons les erreurs expérimentales qui peuvent affecter nos résultats. Enfin, nous comparons ces résultats aux prédictions théoriques que nous avons évoquées au chapitre 1.

7.1 Déroulement d'une expérience de fusion

Le solide polarisé est préparé suivant la procédure décrite au §4.3.1. Comme dans le premier dispositif, la fusion est provoquée en détendant la cellule dans un volume mort placé à température ambiante. La pression de travail est choisie en ajustant la pression initiale du volume mort.

Les signaux enregistrés pendant les premières secondes d'une expérience de fusion sont

représentés sur la figure 7.1. La fusion du solide élève la température de l'échantillon à ≈200 mK; notons que la température des parois du ballast ne dépasse pas 100 mK du fait de sa grande capacité calorifique et de la bonne conduction thermique de l'ensemble. La fusion est suivie par une phase de refroidissement rapide de l'échantillon par le ballast thermique. Après le refroidissement, la température de travail est imposée en régulant les parois de la cellule. La relaxation de la température à l'intérieur de la cellule vers la consigne s'effectue avec un temps de réponse de l'ordre de 4 s. La dépendance du temps de réponse en fonction de la température et de la pression est analysée en détail dans l'appendice B.

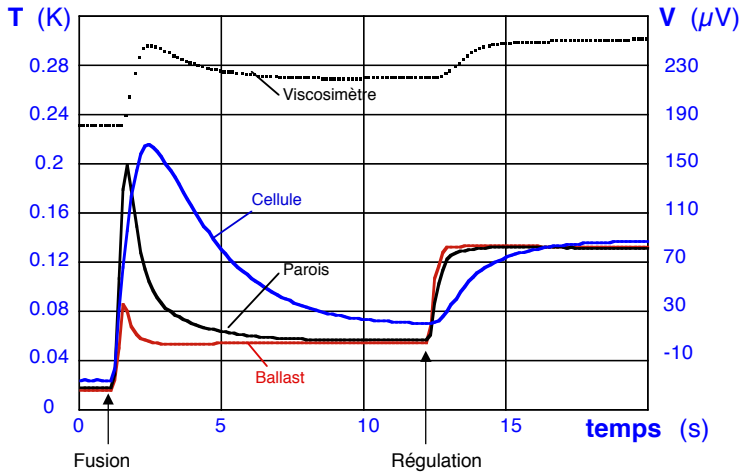


FIG. 7.1 – *Évolution de la température intérieure de la cellule pendant les premiers instants d'une expérience de fusion: La fusion du solide est suivie par une phase de refroidissement rapide de l'échantillon par le ballast thermique. Après le refroidissement, la température de travail est imposée en régulant les parois de la cellule.*

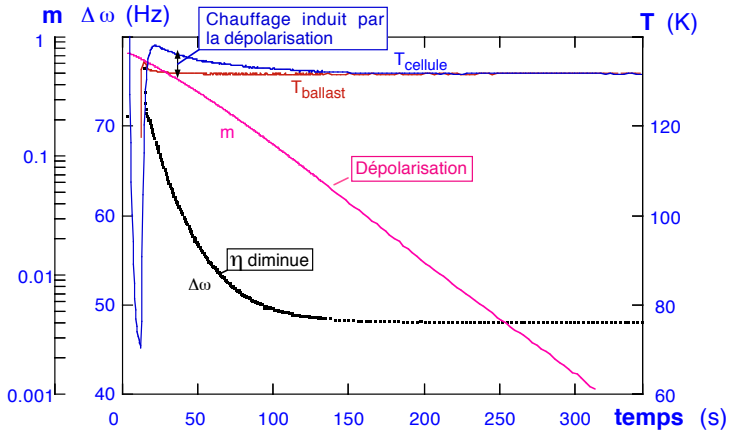


FIG. 7.2 – *Signaux aux temps longs enregistrés pendant une expérience de fusion: Du fait de la dépolarisation des spins, la température à l'intérieure de la cellule relaxe vers la température des parois avec une constante de temps* $\approx T_1/2$. *La diminution observée de la viscosité est due à la relaxation de la polarisation.*

Les signaux vus sur une échelle de temps plus longue sont représentés sur la figure 7.2. En

même temps que la dépolarisation des spins enregistrée par le magnétomètre, le thermomètre intérieur nous permet d'observer la chaleur libérée par la désaimantation. La diminution de la viscosité observée est due principalement à la relaxation de l'aimantation du liquide.

Nous allons détailler dans un premier temps les signaux thermiques avant de commenter les mesures d'aimantation.

7.1.1 Signaux thermiques

Par comparaison avec la première cellule, le nouveau dispositif permet d'atteindre une température plus basse avec un temps de refroidissement plus court.

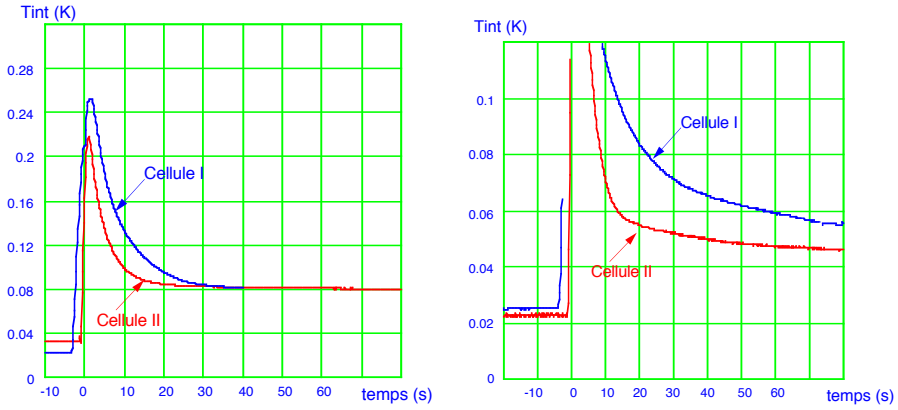


FIG. 7.3 – *Phase de refroidissement après la fusion du solide : A gauche la température des parois est régulée dès qu'elle atteint 75 mK; dans la deuxième cellule, la phase de refroidissement est plus rapide. A droite : on laisse la cellule dériver vers sa température de base; on peut ainsi refroidir le liquide à 50 mK en 40 s dans la deuxième cellule.*

Cette différence apparaît nettement sur la figure 7.3, où nous montrons la température mesurée par le thermomètre intérieur pendant la phase de refroidissement suivant la fusion d'un solide. Nous avons également reporté le signal enregistré dans les mêmes conditions avec la première cellule. Dans la deuxième cellule, l'^{3}He atteint 70 mK 20 s après le début de la fusion, alors qu'il fallait attendre 30 s dans la première cellule. Sur le graphe de droite figure l'évolution de la température de la cellule lorsque la température des parois n'est pas régulée; de cette façon, la cellule est refroidie jusqu'à atteindre une température de base fixée par la taille de la source froide. Le ballast permet d'atteindre 50 mK en 40 s, alors qu'avec la cellule précédente, la température atteinte sans réguler était $\approx$50 mK 60 s après la fusion.

7.1.2 Signal d'aimantation

Dans notre système, la vitesse de relaxation de l'aimantation moyenne dépend essentiellement de la dépolarisation sur les parois du fritté et de la taille de la fente par rapport au volume total (cf.§5.1.1). Ces deux processus - diffusion de l'aimantation et relaxation aux parois - dépendent de la pression et de la température. Des signaux de dépolarisation enregistrés à plusieurs pressions et plusieurs températures sont représentés sur la figure 7.4.

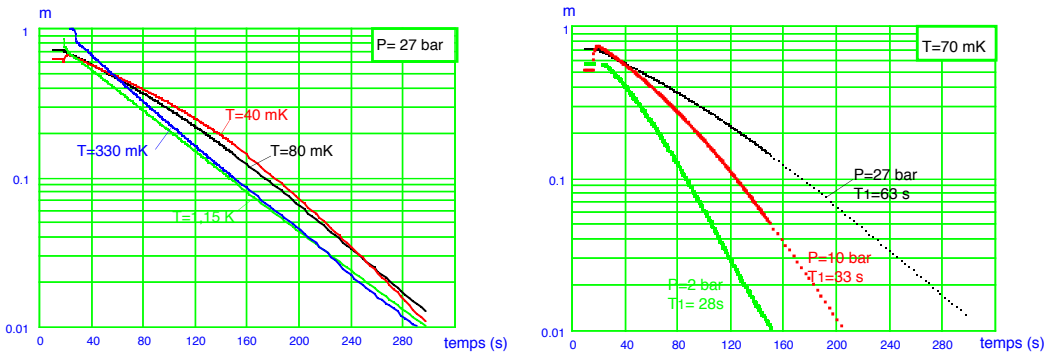


FIG. 7.4 – *Relaxation de l'aimantation à plusieurs pressions et plusieurs températures : A une pression donnée, la vitesse de relaxation dépend peu de la température. En revanche, à température fixée, le T_1 baisse d'un facteur 2 entre 27 bars et 2 bars.*

La vitesse de relaxation de l'aimantation dépend peu de la température. Cette observation est cohérente avec des expériences antérieures [Bravin98] effectuées dans des cellules sans fente. Dans notre cas, nous en déduisons que l'aimantation moyenne est peu affectée par la fente, car la diffusion de spin, qui contrôle la vitesse de disparition des gradients de polarisation dans notre cellule, diminue d'un ordre de grandeur dans cette gamme de température (nous reviendrons sur ce point au §7.3.1).

Nous constatons aussi que, à basse température, le signal d'aimantation est non-exponentiel, la relaxation étant plus lente à forte polarisation. Cette caractéristique a été interprétée dans le cadre du modèle de Hammel-Richardson [Bravin98], qui prédit que le taux de relaxation sur les parois est proportionnelle à l'aimantation des couches d'^{3}He solide adsorbées rapportée à l'aimantation du liquide. A basse température, l'aimantation des couches solides est saturée à haute polarisation (i.e. fort champ effectif), et la relaxation est lente. Ce n'est jamais le cas à haute température; ainsi, pour $T > 300$ mK, la dépolarisation est quasiment exponentielle.

Il faut souligner un problème inhérent à notre procédure expérimentale qui intervient au début des expériences à haute température ($T > 300$ mK) : Après la phase de refroidissement, il faut injecter de manière transitoire un courant non négligeable dans le circuit de chauffage pour

stabiliser la température des parois de la cellule. Cette impulsion de courant induit un signal parasite sur le magnétomètre, qu'il faut corriger lors du traitement des données. Ce problème pourrait en principe être évité si nous activions la régulation thermique dès le début de la fusion et en imposant un échelon de température moins raide.

En revanche, nous constatons que le T_1 baisse d'un facteur 2 entre 27 bars et 2 bars (cf. figure 7.4). Ce facteur 2 n'est pas explicable par la baisse d'aimantation (par unité de volume) du liquide, l'augmentation de volume molaire étant seulement de 30% dans cette gamme de pression. Il implique que le mécanisme de relaxation en surface dépend de la pression. En tout état de cause, la relaxation dans le liquide à 2 bars reste suffisamment lente pour nous permettre d'effectuer les mesures. Les vitesses de relaxation mesurées en fonction de la pression et la température sont regroupées dans le tableau 7.2.

7.2 Résultats expérimentaux

Nous commençons par présenter l'ensemble de nos mesures de viscosité dans l'^{3}He liquide polarisé. Nous détaillons la dépendance en température et en pression de l'effet de polarisation dans un paragraphe séparé.

Nous avons essayé d'explorer la totalité de la gamme de pressions et de températures qui nous est accessible en un minimum de temps. Pour cela, nous avons changé la température de travail au milieu de la dépolarisation dans certaines expériences. Dans d'autres, nous avons limité le temps de refroidissement du solide, et nous avions donc une polarisation initiale moins élevée. Dans ces deux cas, nous ne disposons pas de la mesure de viscosité sur toute la gamme de polarisation.

7.2.1 Présentation des résultats

Les mesures de viscosité dans le liquide polarisé effectuées avec la nouvelle cellule sont conformes aux résultats obtenus avec la première cellule : L'effet de la polarisation est d'augmenter la viscosité (cf. figure 7.5), cette augmentation étant quasiment proportionnelle à m^2. Nous constatons une faible courbure vers le haut sur la plupart des courbes. Ces caractéristiques se retrouvent dans toutes les expériences. Le fait nouveau apporté par cette deuxième série d'expérience concerne la dépendance en température et en pression du renforcement de la

viscosité.

Nos mesures montrent clairement que l'effet de la polarisation sur la viscosité dépend de la température : A basse température (80 mK/27 bars), l'effet de la polarisation est très important : la viscosité augmente d'un facteur 1,7 pour une polarisation de 50%. Ce résultat est comparable aux mesures réalisées dans les mêmes conditions avec la première cellule ($\alpha = 3,5\pm^{0,4}_{-1}$). Pour des températures plus élevées, nous constatons que l'effet de la polarisation diminue. A 1,15 K, l'augmentation de la viscosité ne dépasse pas 10%. Cette caractéristique, que nous avons constatée à toutes les pressions, apparaît nettement sur les courbes 7.5, 7.6, 7.7.

L'effet de la polarisation sur la viscosité dépend peu de la pression à basse température (cf. figure 7.9) : A 80 mK, le facteur correctif α varie entre 2,7 et 3,2 pour des pressions comprises entre 2 et 27 bars. La dépendance en pression est plus importante lorsqu'on élève la température.

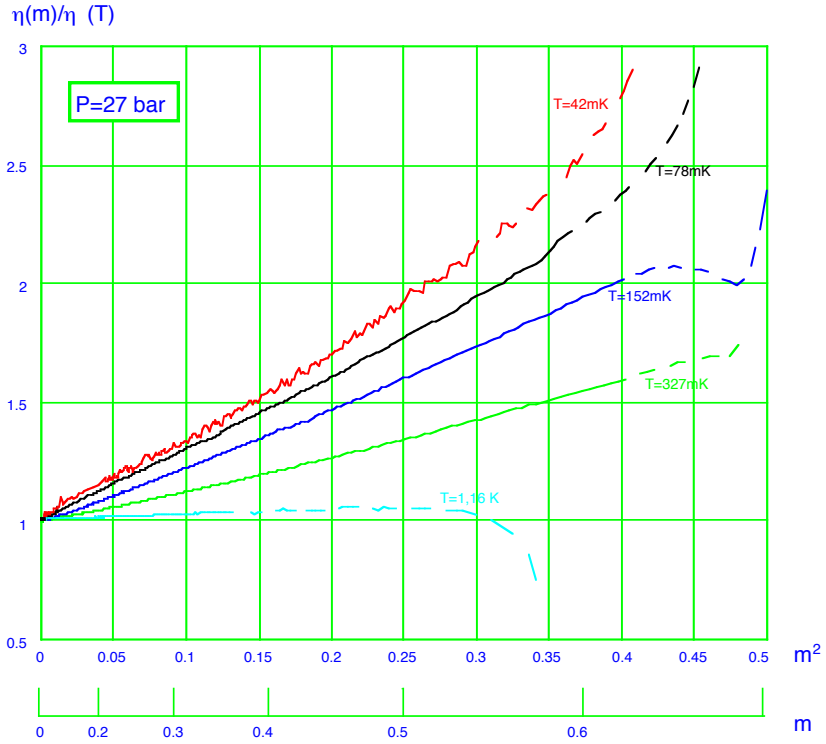


FIG. 7.5 – *Effet de la polarisation sur la viscosité mesuré à 27 bars et à 40 mK, 80 mK, 150 mK, 330 mK, et 1,15K.*

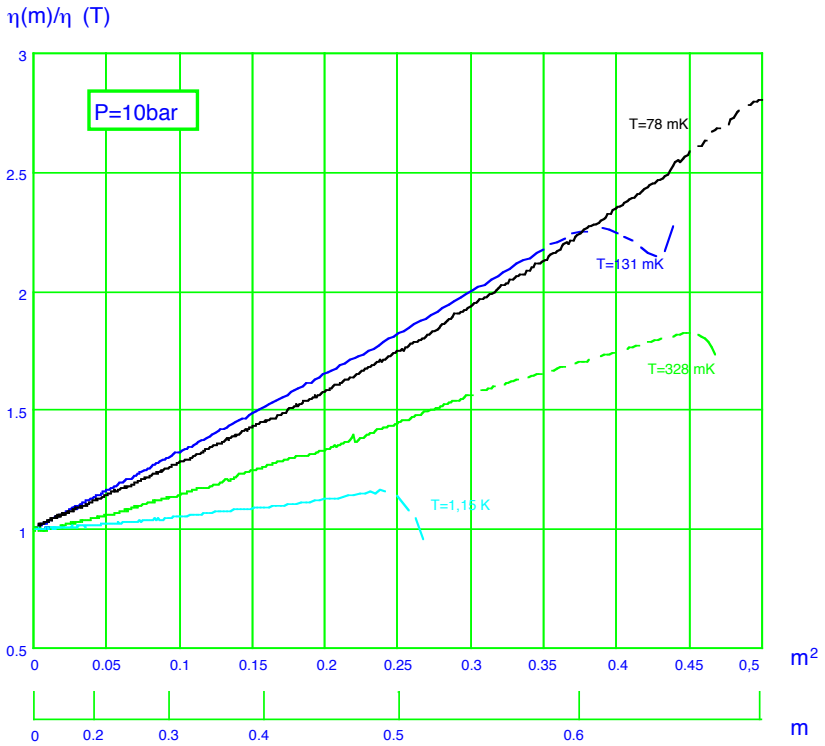


FIG. 7.6 – *Effet de la polarisation sur la viscosité mesuré à 10 bars et à 80 mK, 130 mK, 330 mK, et 1,15K.*

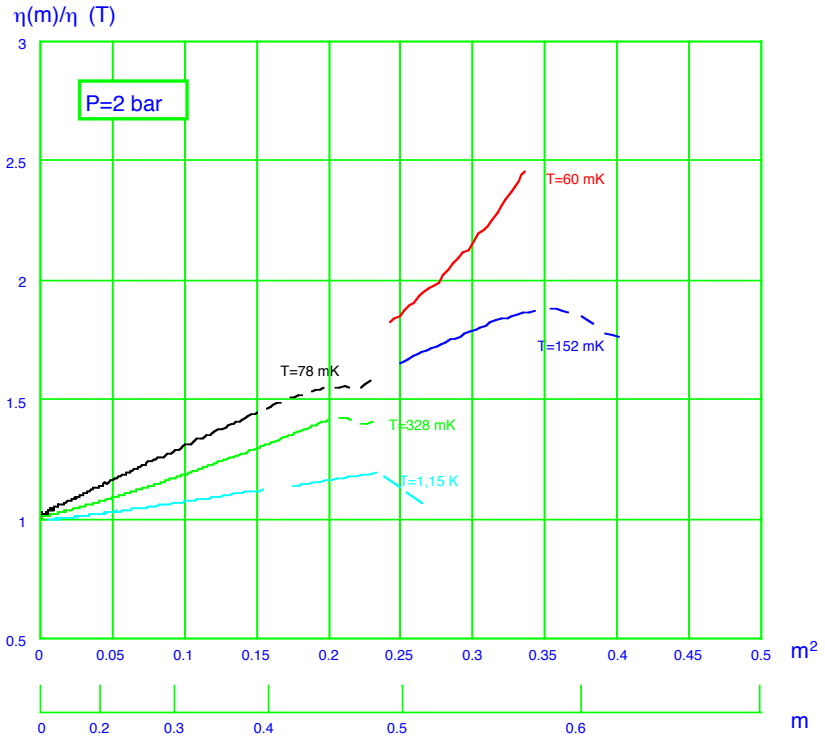


FIG. 7.7 – *Effet de la polarisation sur la viscosité mesuré à 2 bars et à 80 mK, 150 mK, 330 mK, et 1,15K.*

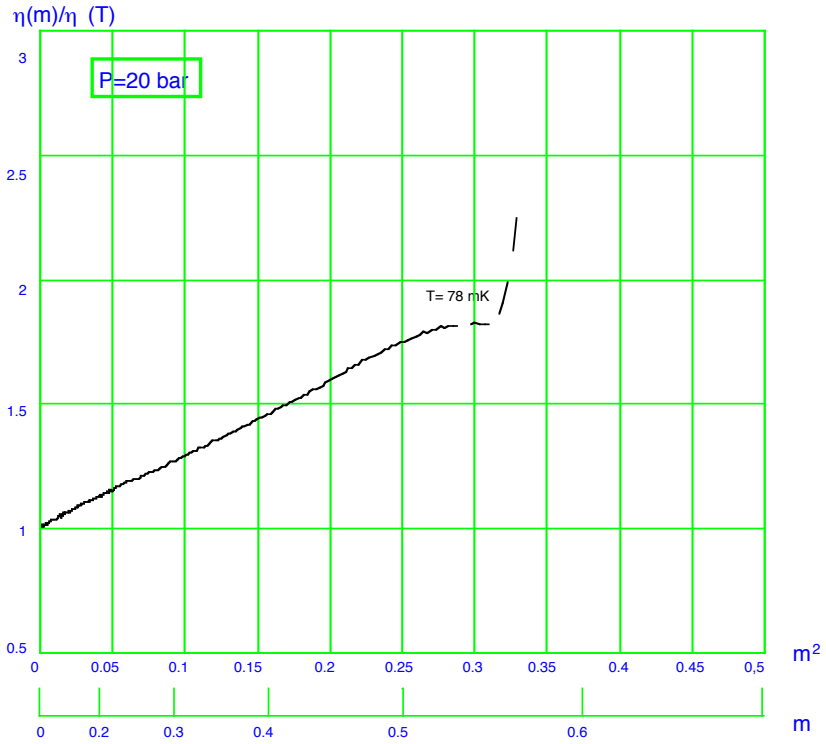


FIG. 7.8 – *Effet de la polarisation sur la viscosité mesuré à 20 bars et 80 mK.*

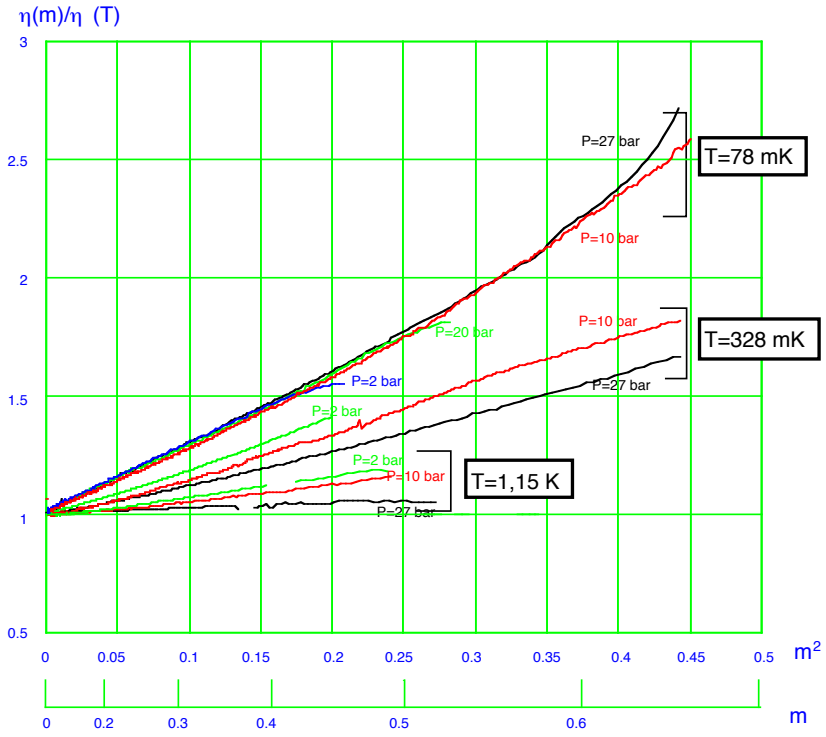


FIG. 7.9 – *Mesures de l'effet de la polarisation sur la viscosité à différentes pressions : A basse température, il y a peu de dépendance en pression. Cette dépendance est plus marquée vers 300 mK*

7.2.2 Synthèse des résultats

Le tableau 7.1 récapitule les mesures de viscosité. Les mesures ont été effectuées entre 42 mK et 1,15 K, avec des pressions entre 2 bars à 27 bars. Pour chaque expérience, la gamme de polarisation exploitable est limitée par le temps de relaxation des gradients thermiques initiaux. Nous avons retenu le critère suivant : Nous ne prenons en compte que les données enregistrées à des temps $t > t_{\text{regulation}} + 3\tau_{\text{reponse}}$, $t_{\text{regulation}}$ étant la date où la température des parois de la cellule est stabilisée, et τ_{reponse} étant le temps de réponse du thermomètre intérieur. La gamme de polarisation exploitable est représentée en trait continu sur les figures 7.5, 7.8, 7.6, et 7.7.

La dépendance en polarisation attendue pour la viscosité est de la forme :

$$\frac{\eta(m)}{\eta(0)} = 1 + \alpha m^2 + \beta m^4 + \dots$$

Nous allons décrire ici comment le coefficient α peut être extrait de nos données, et quelle information nous pouvons obtenir sur le coefficient β.

Sur les figures 7.5, 7.8, 7.6, 7.7, dans les gammes de polarisations exploitables, nous observons une augmentation pratiquement proportionnelle au carré de la polarisation, les courbes présentant peu de courbure (pour les polarisations plus élevées, les fortes courbures observées sont dues aux gradients de température initiaux, comme nous le verrons au §7.3.3). La courbure semble plus accentuée à basse température; en revanche, aucune corrélation avec la pression n'est observée. En fait, un examen détaillé des données fait apparaître que, sur une courbe donnée, la courbure n'est pas constante sur toute la gamme de polarisation. Compte tenu des remarques précédentes, nous pensons que la courbure provient principalement d'erreurs systématiques (i.e. non aléatoires), dues, par exemple, à une dérive non constante du SQUID, à une dérive du viscosimètre, ou à des problèmes thermiques. Par conséquent, nous avons choisi d'extraire le coefficient α à partir de la pente moyenne des courbes. Quant au coefficient β, nous ne pouvons qu'en donner une borne supérieure.

Nous avons donc ajusté les données avec une expression de la forme :

$$\frac{\eta_{\text{polarise}}}{\eta_{\text{equilibre}}} = \gamma + \alpha m^2$$

L'ordonnée à l'origine γ est laissée flottante car nous mesurons non pas $\frac{\eta(m)}{\eta(0)}$ mais $\frac{\eta_{\text{polarise}}}{\eta_{\text{equilibre}}}$. De plus, les dérives du viscosimètre et du SQUID aux temps longs pourraient biaiser la valeur du coefficient α si l'ordonnée à l'origine était imposée. Les valeurs de α déduites de nos expériences par cette procédure sont regroupées dans le tableau 7.1.

Comme nous l'avons précisé au début de cette partie, la gamme de polarisation exploitable est limitée aux fortes polarisations par les problèmes de gradients thermiques initiaux. De plus, nous ne prenons pas en compte les données enregistrées aux faibles polarisations (m <10%) pour s'affranchir des problèmes de dérives que nous avons évoqués plus haut. La gamme de polarisation utilisée pour l'ajustement de chaque expérience est indiquée dans la sixième colonne du tableau 7.1.

Une estimation de l'erreur sur le coefficient α est donnée par :

$$\Delta\alpha = \Delta(\frac{\eta_{\rm polarise}}{\eta_{\rm equilibre}})/m^2_{\rm max}$$

où $\Delta(\frac{\eta_{\rm polarise}}{\eta_{\rm equilibre}})$ est l'amplitude des déviations des données par rapport à l'ajustement, et $m^2_{\rm max}$ est la largeur de la gamme de polarisation explorée. Cette erreur provient principalement de la courbure, et dans une moindre mesure, de la dispersion des points. A cette erreur il faut ajouter l'incertitude due aux erreurs systématiques, dont nous pensons qu'elles viennent en grande partie de la mesure de température. Cette incertitude, notée $\Delta\alpha_{therm}$, est donnée dans la quatrième colonne. Nous discutons son origine et son importance dans le paragraphe 7.3.4 (tableau 7.3).

Pour chaque expérience, nous donnons une borne supérieure sur le coefficient β estimée à partir de la dérivée numérique des courbes $\frac{\eta_{\rm polarise}}{\eta_{\rm equilibre}}(m^2)$. Sur l'ensemble de nos mesures, nous pouvons affirmer que le coefficient β ne dépasse pas 4.

Dans certaines expériences, le viscosimètre était affecté d'un amortissement parasite ou d'un décalage de la fréquence de résonance. Ces expériences sont marquées d'une astérisque dans le tableau 7.1. Dans la majorité des cas, ces décalages étaient de l'ordre de ≈1 Hz, et, après correction des données, nous estimons que l'erreur induite sur les coefficients α et β est faible. Au cours d'une mesure à 27 bars/327 mK, le viscosimètre souffrait d'un amortissement parasite exceptionnellement élevé (≈ 20 Hz). Il est satisfaisant de constater que, même dans ce cas extrême, le coefficient α obtenu après correction des données est proche de celui extrait d'une expérience "propre" effectuée dans les mêmes conditions. La procédure de correction est discutée en détail au §7.3.2.

La figure 7.10 représente le facteur de correction α en fonction de la température, pour toutes les valeurs de pression. Cette figure fait apparaître clairement la diminution de l'effet de la polarisation sur la viscosité lorsqu'on élève la température. Cette caractéristique se retrouve à toutes les pressions, sauf à 10 bars, où, pour une raison inexpliquée, le point à 131 mK est au-dessus des autres valeurs.

TAB. 7.1 – *Résumé des mesures de viscosité : Le coefficients α est calculé à partir des données par un ajustement selon la loi $\eta_{\rm polarise}/\eta_{\rm equilibre} = \gamma + \alpha m^2$. Une borne supérieure pour le coefficient β est estimée à partir de la dérivée numérique de la courbe $\eta_{\rm polarise}/\eta_{\rm equilibre}(m^2)$. La gamme de polarisation utilisée pour l'ajustement est indiquée dans la sixième colonne. L'erreur d'origine thermique $\Delta\alpha_{therm}$ provient du tableau 7.3. L'échelle de température caractéristique de l'aimantation $\chi(T=0)/C$ provient des données de [Ramm70]. Enfin, les points marqués d'une astérisque proviennent d'expériences où l'état du viscosimètre était anormal (cf. §7.3.2).*

T (mK)	P (bar)	α	$\Delta\alpha_{therm}$	β	Gamme	$\frac{\chi(T=0)}{C}(K^{-1})$
42>	27,6	3,8 ±0,15	0,29	β <3	10%< m <55%	5,27
42*	27,2	3,7 ±0,15	0,29	β <3,5	10%< m <55%	5,25
78	27,0	3,1 ±0,05	0,08	β <2	10%< m <55%	5,24
78	27,0	3,0 ±0,05	0,08	β >-1	10%< m <30%	5,24
78	26,3	2,8 ±0,05	0,08	β >-1	10%< m <30%	5,21
78	27,5	3,0 ±0,05	0,08	β <1	10%< m <45%	5,24
152*	27,1	2,5 ±0,05	0,05	β <1	10%< m <60%	5,25
327	27,4	1,5 ±0,05	<0,01	β <1	10%< m <60%	5,26
327*	27,0	1,5 ±0,05	<0,01	β <1	10%< m <60%	5,24
1145*	27,5	0,2 ±0,1	<0,01	β <0,5	10%< m <35%	5,26
78*	10,1	3,2 ±0,15	0,32	β <2,5	10%< m <65%	3,98
131	10,0	3,3 ±0,05	0,06	β <1	10%< m <60%	3,97
328*	10,1	1,9 ±0,05	<0,01	β <1,5	10%< m <55%	3,98
1145*	10,1	0,6 ±0,05	<0,01	β <1	10%< m <50%	3,98
78*	1,9	2,9 ±0,03	0,35	β >-1,5	10%< m <40%	3,14
152	2,0	2,7 ±0,2	0,04	-	50< m <60%	3,16
326	2,0	1,9 ±0,1	<0,01	β <2	10%< m <45%	3,16
1145*	1,6	0,9 ±0,15	<0,01	β <0,5	10%< m <45%	3,09
78*	19,9	2,8 ±0,05	0,10	β <2	10%< m <50%	4,82

A température donnée, la dépendance en pression du coefficient α est faible. A basse température (T <300 mK), les variations avec la pression sont inférieures à 10%, et aucune tendance claire n'est observée. A plus haute température, la dépendance en pression semble plus marquée, le coefficient α augmentant avec la pression.

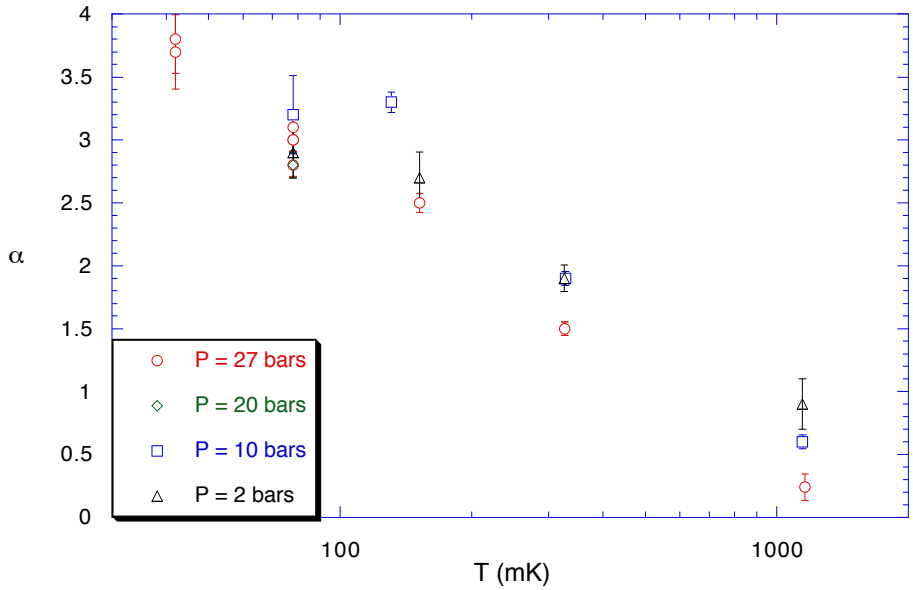


FIG. 7.10 – *Coefficient α en fonction de la température pour différentes pressions.*

Pour résumer, nos résultats montrent clairement que :

– L'effet de la polarisation sur la viscosité se manifeste par une dépendance pratiquement linéaire de la viscosité en fonction de m^2.

– L'effet de la polarisation sur la viscosité décroît avec la température.

– La dépendance en pression du coefficient α est faible; cette dépendance étant plus marquée à haute température.

Nous discutons l'interprétation de ces résultats au §7.4 à la lumière des prédictions théoriques exposées dans le chapitre 1. Avant d'aborder cette analyse, nous analysons les incertitudes expérimentales de façon qui donnent les barres d'erreur sur nos résultats. Le §7.3 ci-dessous est consacré a cette discussion.

7.3 Discussion des erreurs expérimentales

Nos expériences indiquent que l'effet de la polarisation diminue avec la température. Dans cette partie, nous discutons les erreurs systématiques qui interviennent dans la mesure d'aimantation, de viscosité, et de température. Nous montrons que, malgré les incertitudes expérimentales, la tendance observée est robuste.

7.3.1 Homogénéité de l'aimantation

Notre magnétomètre mesure l'aimantation moyenne dans la cellule. De ce fait, les gradients d'aimantation qui peuvent apparaître au cours des expériences constituent des sources d'erreur. Dans cette partie, nous utilisons le fait que le viscosimètre est sensible à la polarisation locale pour montrer que les gradients d'aimantation sont probablement peu importants dans notre cas :

La figure 7.11 représente les signaux du viscosimètre et du magnétomètre en fonction du temps. Sur cette figure, il apparaît clairement que les variations de viscosité que nous mesurons sont toujours corrélées aux variations de l'aimantation moyenne enregistrées par le magnétomètre, la viscosité ne variant plus dès lors que la polarisation a relaxé. Les courbes présentées proviennent de quatre expériences effectuées à des températures allant de 40 mK à 330 mK. En aucun cas nous n'observons de variation de viscosité aux temps longs.

Ainsi, la comparaison entre les signaux du magnétomètre et du viscosimètre exclut la possibilité que la polarisation hors équilibre reste piégée dans la fente comme cela se produirait si la diffusion des spins était très lente devant la relaxation dans le fritté. Cependant, nous avons vu au chapitre 5 que, même si l'aimantation dans la fente relaxe sur une échelle de temps comparable à celle de l'aimantation moyenne, la diffusion de la polarisation de la fente vers le fritté peut engendrer des gradients de polarisation qui évoluent au cours du temps. La comparaison entre $invX(t)$ et $< m > (t)$ que nous avons effectuée n'exclut pas l'existence de tels gradients d'aimantation.

Remarque :

- Les variations de viscosité proviennent aussi bien des variations de polarisation que des variations de température. Or dans notre expérience, après que les gradients thermiques initiaux aient disparus, la température de l'^{3}He relaxe vers la température des parois au

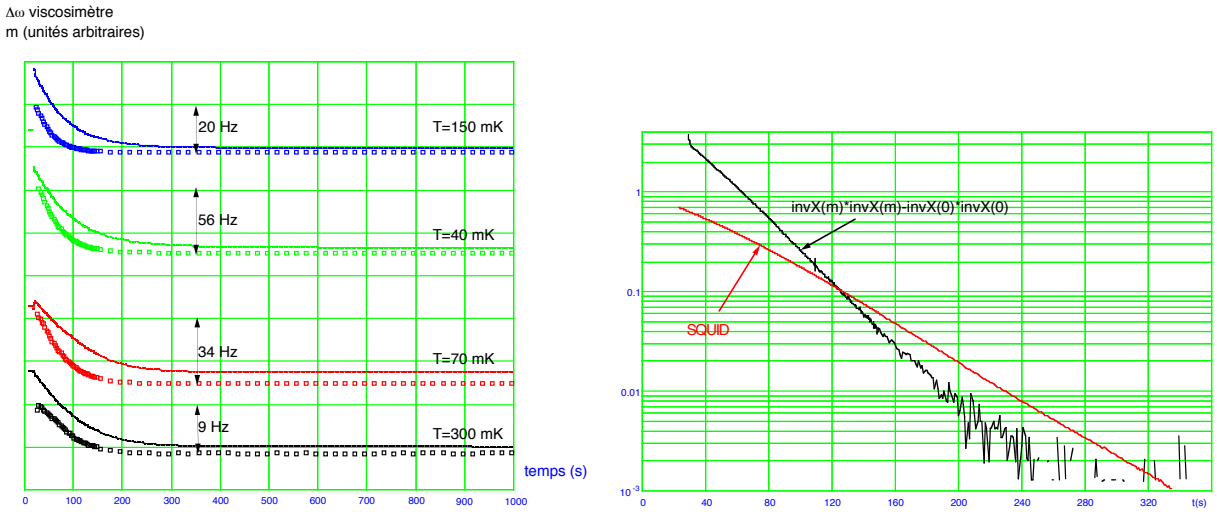


FIG. 7.11 – *Signaux du viscosimètre (carrés) et du magnétomètre (lignes continues) en fonction du temps. Les données proviennent de quatre expériences effectuées à des températures différentes. les variations de viscosité mesurées sont toujours corrélées aux signaux du magnétomètre. Sur la figure de droite est représentée le signal du magnétomètre ainsi que* $invX^2(m) - invX^2(0)$*. Cette dernière quantité décroît* $\approx m^2$*, conformément à ce qui est attendu en l'absence de gradients d'aimantation.*

rythme imposé par la dépolarisation (cf.4.5).Les variations du signal du viscosimètre sont donc toujours reliées aux variations de la polarisation locale.

- Lors d'une expérience de fusion, la viscosité mesurée aux temps long ($t >$1000 s) est prise comme référence de viscosité à l'équilibre. En effet, après un temps d'attente de 1000 s, il ne peut plus exister d'aimantation hors équilibre dans la cellule puisque le T_1 intrinsèque n'excède pas quelques centaines de secondes à haute pression [van Steenbergen98].

Sur le graphe de droite de la figure 7.11 nous avons représenté le signal du magnétomètre ainsi que la quantité $invX^2(m) - invX^2(0)$ sur une échelle de temps plus courte. A la fin de la dépolarisation, $invX^2(m) - invX^2(0)$ décroît $\approx m^2$, ce qui est cohérent avec une dépendance de la viscosité en $\approx m^2$ qui a été établie par les expériences antérieures aux nôtres pour les faibles polarisations. Cette dépendance en temps suggère que les gradients d'aimantation entre la fente et le fritté sont faibles.

Un test définitif consiste à effectuer plusieurs expériences de fusion rapide dans les mêmes conditions de température et de pression mais avec des polarisations initiales différentes. La figure 7.12 montre le résultat de quatre expériences effectuées à partir de solides polarisés à 70%, 50%, et 40%. Après la disparition des gradients initiaux, les courbes coïncident.

Ainsi, dans des expériences où la même aimantation moyenne correspond à des temps différents,

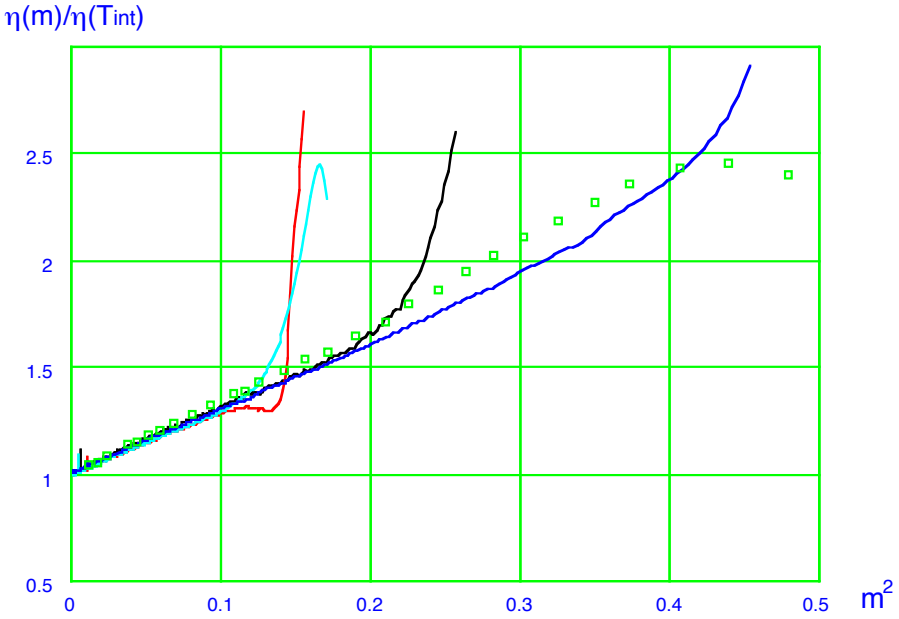


FIG. 7.12 – *Quatre expériences effectuées à 27 bars/80 mK avec des polarisations initiales différentes. Après la disparition des gradients initiaux, les courbes coïncident, ce qui montre la bonne reproductibilité de nos expériences. Les carrés représentent une mesure effectuée dans les mêmes conditions avec la première cellule.*

nous mesurons la même augmentation de la viscosité. Ce ne serait pas le cas si notre mesure d'aimantation était affectée par une erreur systématique qui évolue dans le temps (car les gradients relatifs d'aimantation ne sont pas constants). Le modèle de diffusion que nous avons développé au §5.1.3 indique même une erreur relative croissante au cours du temps. Cette erreur devrait provoquer une courbure dans la relation entre le carré de l'aimantation dans la fente et le carré de l'aimantation moyenne (cf. figure 5.7). Le fait que les données extraites d'expériences où la polarisation initiale était différente coïncident sur une droite de même pente montre que les gradients d'aimantation dans notre expérience sont suffisamment faibles pour ne pas influer sur notre mesure.

De plus, nous avons également représenté sur la figure 7.12 le résultat d'une mesure effectuée dans les mêmes conditions avec la première cellule. Nous constatons une bonne reproductibilité de nos expériences [1].

En revanche, il faut souligner que la coïncidence des courbes ne démontre pas que le thermomètre intérieur mesure correctement la température du viscosimètre. En effet, comme nous l'avons souligné, les gradients thermiques engendrés par la dépolarisation dépendent essentiellement du carré de l'aimantation moyenne, et non de l'histoire thermique de l'échantillon. A polarisation

1. "Quand on fait pareil, on obtient toujours la même chose" [Castaing]

donnée, les erreurs systématiques provoquées par les gradients thermiques sont donc du même ordre dans les différentes expériences que nous avons montrées.

7.3.2 *Viscosimétrie*

Lors des expériences effectuées avec la première cellule, nos mesures de viscosité étaient affectées par les effets de taille finie. Nous allons voir que, grâce au choix effectué au §6.4, le nouveau viscosimètre est débarrassé de ces problèmes. En revanche, il est apparu un autre type de problème au cours des premières expériences avec la nouvelle cellule : Le viscosimètre s'est trouvé être parfois dans un état anormal (fréquence de résonance décalée, amortissement parasite supplémentaire) après la fusion du solide. Nous décrivons quelles sont les conséquences de ce problème, et quelle procédure nous avons utilisée pour traiter les données de ces expériences.

Effets de taille finie

Le test déterminant pour évaluer les effets de taille finie consiste à tracer la relation entre la largeur de la résonance et le décalage de la fréquence par rapport à la fréquence à vide mesurée expérimentalement, et de la comparer à la théorie pour un milieu infini.

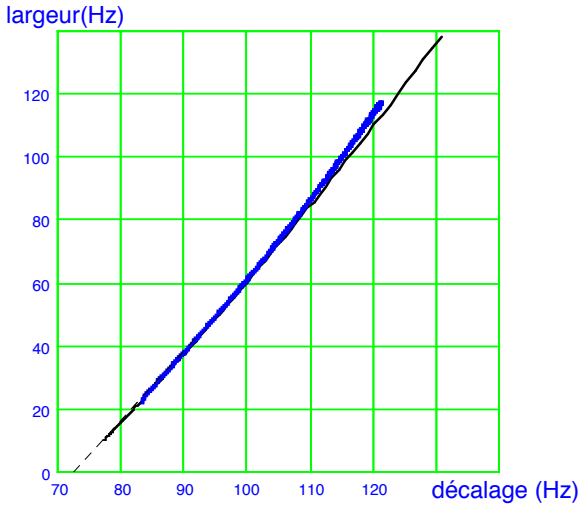


FIG. 7.13 – *Décalage de la fréquence en fonction de la largeur de la résonance : Points : mesures ; Ligne continue : Relation théorique calculée avec* ρ_{He}*=113 Kg/m*^{3}*,* ρ_{fil}*=7960 Kg/m*^{3} *et* $\omega_0/2\pi$*=10210 Hz. Le bon accord avec la théorie montre que notre viscosimètre n'est pas affecté par les effets de taille finie*

Cette comparaison est effectuée sur la figure 7.13. La relation théorique, calculée avec les paramètres ρ_{He}=113 Kg/m^3, ρ_{fil}=7960 Kg/m^3 et $\omega_0/2\pi$=10210 Hz, passe à travers les points mesurés. L'extrapolation de nos données à une largeur nulle correspond à un décalage de la

fréquence de 72,1 Hz. La valeur théorique pour un fil parfaitement centré est plus élevée : $\frac{1}{2}\frac{\rho_{He}}{\rho_{fil}}(\omega_0/2\pi)(1+\frac{1}{2}\frac{a^2}{b^2})$=73,4 Hz. Ceci signifie que notre incertitude sur l'estimation du décalage de fréquence est supérieure à la correction due aux effets de taille finie. Le décentrage correspondant à cette incertitude de ≈1,3 Hz se traduirait, dans le pire des cas, par : $\frac{a}{b} = 0,19$, soit un décentrage de 20 μm. Les effets de taille finie sont donc négligeables pour ce viscosimètre. Cependant, nous notons une légère déviation par rapport à la théorie dans le régime visqueux.

Une autre vérification consiste à comparer nos mesures dans le liquide non polarisé avec les données de la littérature. La figure 7.14 montre nos mesures de viscosité en fonction de la température, à 1, 2 , 10 et 27 bars. La viscosité a été déduite de l'amortissement du fil vibrant à l'aide de la relation 3.6 valable pour un milieu infini. Le comportement à toutes les pressions est qualitativement le même : A basse température (≈35-50 mK), la viscosité approche le comportement attendu en T^{-2}. Lorsque la température augmente, on dévie de ce comportement asymptotique, et ce, d'autant plus vite que la pression est élevée. A 27 bars, la viscosité passe par un minimum un peu en dessous de 1K avant de remonter à haute température. A 10 et 2 bars, on n'observe pas de minimum sur la gamme de températures étudiées. Remarquons que l'effet de la pression dépend de la température. A basse température, la pression diminue la viscosité (le renforcement des interactions diminue le libre parcours moyen). A haute température, au contraire, la pression augmente la viscosité (ce qui pourrait être lié à l'augmentation de l'impulsion de Fermi, dans un modèle de gaz quantique de billes dures).

Si nous comparons alors nos données à celles de la littérature, nous trouvons qu'à 1 bar (croix), elles sont en accord avec celles de [Black71], et légèrement inférieures à celles de [Bertinat74] pour les températures inférieures à 300 mK. Pour une raison inexpliquée, elles dévient de celles de [Black71, Bertinat74] à plus haute température. Il faut souligner que cette comparaison teste aussi notre échelle de température. Quant à nos mesures à 2, 10, et 27 bars, elles se raccordent convenablement à l'extrapolation entre 20 et 30 mK des données obtenues par Parpia (in [Carless83]) en dessous de 10 mK.

Satisfaits par cet accord, nous avons donc utilisé systématiquement pour traiter nos données la relation analytique 3.6 (valable pour un milieu infini) entre le coefficient de Stokes k' et la viscosité.

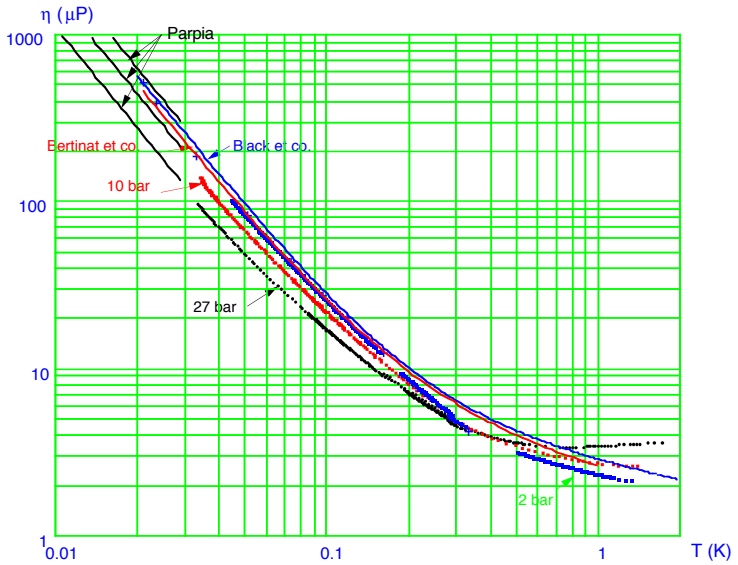


FIG. 7.14 – *Mesures de viscosité en fonction de la température : Lignes continues : données [Black71, Bertinat74]; Croix : nos mesures à 1 bar; Carrés : nos mesures à pression finie (2, 10, et 27 bars). Nos mesures sont en bon accord avec les données de Black et avec une extrapolation en* $1/T^2$ *des données obtenues par Parpia à très basse température.*

Dysfonctionnements

De manière imprévisible, il arrive que l'état du viscosimètre après la fusion du solide soit anormal : Fréquence de résonance décalée, et/ou amortissement parasite supplémentaire. De plus, il peut arriver que l'état du viscosimètre change brusquement au cours d'une expérience dans le liquide polarisé ou lors de la calibration consécutive (cf. figure 7.15).

L'amplitude de ces sauts est de l'ordre de quelques hertz. Surexciter le viscosimètre permet généralement de remettre le fil vibrant dans son état normal. Nous avons d'ailleurs utilisé systématiquement cette propriété par la suite : Au début de chaque expérience, le viscosimètre est surexcité durant un court instant de façon à s'assurer que le fil vibrant est dans l'état normal pendant les mesures.

L'origine du problème nous est inconnue (poussières venant en contact du viscosimètre, relaxation des contraintes dans la colle?...). Dans tous les cas, pour exploiter les données entachées par ce problème, il est nécessaire de les corriger. Nous avons alors affaire à trois problèmes : Il faut corriger les éventuels changements d'état qui affectent les mesures pendant les expériences et les calibrations. De plus, si l'état du viscosimètre a changé entre la fin d'une expérience de fusion et la calibration, nous devons effectuer une correction pour les faire coïncider. Enfin, même si aucun changement d'état n'est détecté pendant une expérience, nous ne pouvons convertir l'amortissement du fil vibrant en un coefficient de viscosité que lorsque le viscosimètre

se trouve dans son état normal. La correction se déroule donc en trois étapes :

La première étape consiste à corriger les données enregistrées dans le liquide polarisé et pendant la calibration de façon à éliminer les sauts. Nous pouvons déterminer si les changement d'états affectent la fréquence de résonance du viscosimètre ou son amortissement intrinsèque en représentant la réponse du fil vibrant dans le plan $invX/invY$, les quantités $invX$ et $invY$ étant définies au §3 (cf. figure 7.15) : Un changement de fréquence se traduit par un décalage de $invY$, alors qu'un amortissement parasite supplémentaire translate la courbe selon $invX$.

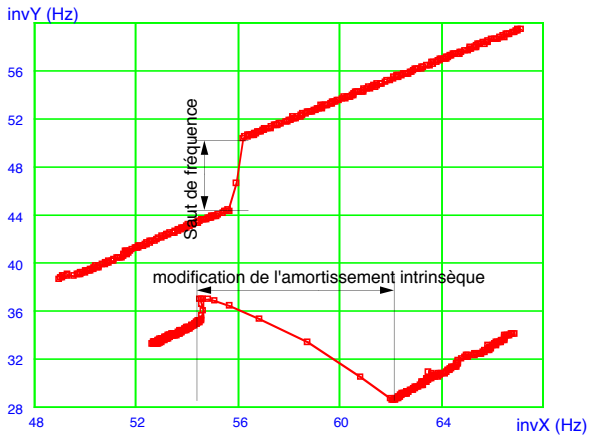


FIG. 7.15 – *Deux exemples de changement d'état du viscosimètre pendant des expériences : Un changement de fréquence se traduit par un décalage de $invY$, alors qu'un amortissement parasite supplémentaire translate la courbe selon $invX$.*

En général, un changement d'état se traduit par la variation des deux quantités. Chaque saut sur $invX$ est corrigé en translatant la courbe de manière à effacer la discontinuité. En revanche, nous ne corrigeons pas les sauts de $invY$, car la viscosité est déduite de la quantité $invX$, qui est indépendante de la fréquence de résonance.

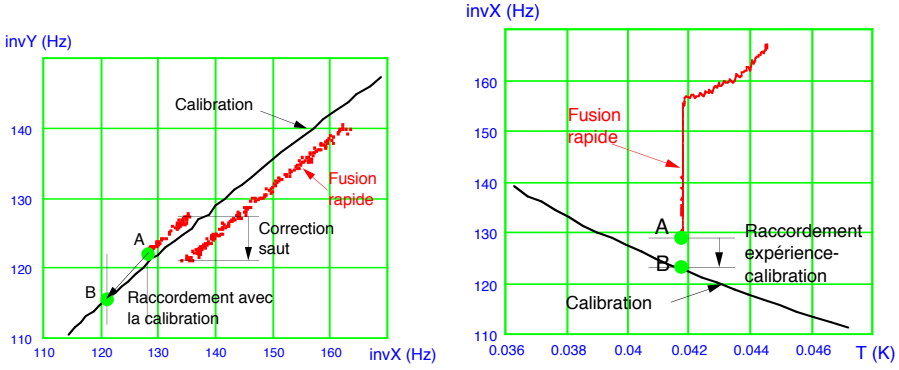


FIG. 7.16 – *Ligne continue : courbe de calibration. Points : données enregistrées après la fusion du solide. Le graphe de gauche montre la procédure de correction des sauts. Pour forcer le raccordement entre les données et la calibration, les données de la fusion sont décalées suivant le segment AB.*

Il est essentiel que l'état du viscosimètre pendant la dépolarisation des spins soit le même que pendant la calibration à l'équilibre pour pouvoir extraire l'effet de la polarisation sur la viscosité. En général, les derniers points de la fusion (enregistrés à température fixe, alors que la polarisation a complètement relaxé) coïncident avec le point de la courbe de calibration correspondant à la même température. Si tel n'est pas le cas, nous corrigeons les données enregistrées pendant la dépolarisation d'une quantité fixe sur $invX$ de manière à effectuer le raccordement (cf. figure 7.16). Cette deuxième étape rétablit la cohérence entre l'état du viscosimètre pendant l'expérience de fusion rapide et pendant la calibration. Elle ne garantit pas que la trajectoire corrigée corresponde à celle qui serait suivie par le viscosimètre dans son état normal.

La dernière étape consiste à ramener l'amortissement mesuré pendant une expérience à la courbe à la quantité $invX_{\text{reference}}$ qui serait donnée par le viscosimètre dans son état normal. En principe, l'"état normal" du viscosimètre nous est donné par la fréquence de résonance naturelle et l'amortissement mesurés dans le vide au cours du refroidissement initial. Nous pourrions alors calculer la courbe de référence $invX_{\text{reference}}(T)$ si nous connaissions exactement la viscosité du liquide non polarisé en fonction de la température. En fait, cette procédure n'est réalisable que pour les mesures à basse pression, où il existe des données de référence fiables dans la littérature. Dans la pratique, pour déterminer la courbe de référence $invX_{\text{reference}}(T)$, nous choisissons parmi nos données celles présentant l'amortissement le plus faible. La comparaison de nos données à basse pression avec celles de [Black71, Bertinat74] assure qu'il n'y a pas d'anomalie dans ce cas. Pour les mesures à haute pression, ce critère n'offre pas de garanties absolues, puisqu'il est seulement basé sur la statistique des expériences.

Pour chaque expérience, l'amortissement mesuré est converti en un amortissement normal à partir de la température :

$$invX_{\text{expérience}} \xrightarrow{\text{Calibration}} T \xrightarrow{\text{Courbe de ref}} invX_{\text{normal}}$$

Cette dernière étape permet d'extraire la vraie valeur de la viscosité à partir des données mesurées pendant une expérience où le viscosimètre était dans un état anormal.

Barres d'erreur sur la mesure de viscosité

Des changements d'état du viscosimètre ont été détectés dans environ 50% de nos expériences. Il faut souligner que, sur la majeure partie de notre gamme de travail, ces changements d'état

du viscosimètre n'induisent pas d'erreurs systématiques très importantes. A titre d'exemple, l'amortissement dans l'^{3}He non polarisé à 27 bars/80 mK donne $invX$=65 Hz. Dans ces conditions, l'erreur induite par un décalage de 1 Hz de l'amortissement du viscosimètre pendant une expérience de fusion rapide est ≈1,5% sur le rapport $\eta_{\text{polarisé}}/\eta_{\text{équilibre}}$. De plus, notre procédure corrige correctement les changements d'état qui interviennent par sauts. Ainsi, dans un cas extrême à 27 bars/327 mK où les données étaient affectées par un décalage de 20 Hz, la courbe $\eta_{\text{polarisé}}/\eta_{\text{équilibre}}$ corrigée obtenue se superpose presque avec des mesures plus propres effectuées dans les mêmes conditions. Notons cependant que nous ne pouvons pas détecter systématiquement de défaut si les changements d'état se font de manière progressive.

Pour les mesures à haute température où l'amortissement visqueux est faible, ce problème peut engendrer des erreurs systématiques importantes. Les mesures à 1 K constituent le cas le plus défavorable : La largeur de la résonance du viscosimètre est ≈20 Hz et la polarisation induit une variation de viscosité de 10% (soit 5% sur l'amortissement mesuré en Hz). Nous montrons les données brutes sur la figure 7.17.

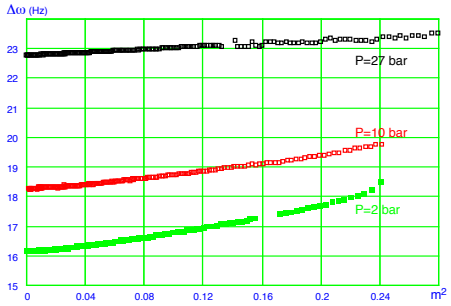


FIG. 7.17 – *Amortissement visqueux en fonction du carré de polarisation enregistré pendant trois expériences à T=1 K. La résonance du fil vibrant est étroite et l'effet de la polarisation sur la viscosité est faible. Dans ces conditions, des changements d'état du viscosimètre peuvent entraîner des erreurs importantes.*

Dans ces conditions, des changements d'état du viscosimètre qui se feraient de manière progressive peuvent entraîner des erreurs importantes. En l'absence de répétition de chaque expérience à 1 K, la validité des mesures à haute température n'est pas assurée. La diminution de l'effet de la polarisation à haute température est pour nous sans ambiguïté : pour observer la même augmentation de viscosité qu'à basse température, il faudrait mesurer une variation de l'amortissement du viscosimètre de ≈7 Hz pour m^2=0,2 dans le liquide à 1 K, ce qui est exclu (cf. figure 7.17). En revanche, des changements d'état progressifs pourraient biaiser la dépendance en pression dans les mesures à haute température. Cependant, le fait d'observer un comportement linéaire en m^2 de $\eta_{\text{polarisé}}/\eta_{\text{équilibre}}$ à 1 K, et une dépendance du coefficient α en

fonction de la pression similaire à celle à 300 mK, nous conduisent à penser que nos mesures à haute température sont correctes.

7.3.3 Évaluation de la température du viscosimètre

Le problème de la mesure de la température au voisinage du viscosimètre pendant une expérience de fusion rapide se pose dans les mêmes termes que pour la première cellule (cf. §4.5) :

- Quelle est la durée de vie des gradients initiaux?
- Comment s'assurer que le thermomètre intérieur mesure bien la température au voisinage du viscosimètre pendant la dépolarisation?

Cette fois, nous avons a notre disposition une caractérisation complète du comportement thermique de la cellule. Les détails de cette caractérisation sont consignés dans l'appendice B. De plus, nous pouvons nous appuyer sur les simulations numériques (cf. §5.2) pour estimer nos barres d'erreur.

Gradients initiaux

L'influence des gradients initiaux est clairement mise en évidence sur la figure 7.18, où nous avons tracé le résultat de deux expériences, que nous appellerons I et II, réalisées dans les mêmes conditions mais avec des polarisations initiales différentes. Jusqu'à une polarisation de 60% (m^2=0,36), l'expérience I donne une augmentation de la viscosité proportionnelle au carré de l'aimantation, alors que les données de l'expérience II présentent un pic à m=50%. Ce pic est dû à la différence de température initiale entre le viscosimètre et le thermomètre créée par le refroidissement rapide consécutif à la fusion du solide. A plus basse polarisation, les résultats des deux expériences coïncident.

Nous allons estimer l'influence des gradients initiaux en évaluant la différence de température entre le thermomètre intérieur et le viscosimètre au début de l'expérience II. Nous pourrons alors tenir compte de cette différence pour corriger les données de l'expérience I.

Le problème est de connaître la température du viscosimètre au début de l'expérience II, dont le signal reflète à la fois les variations en température et l'effet de la polarisation. Nous pouvons

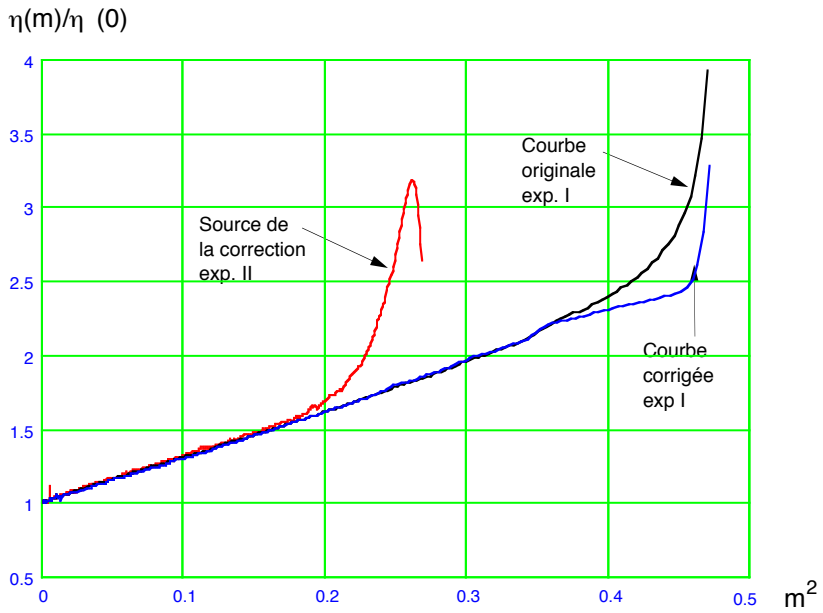


FIG. 7.18 – *Deux expériences réalisées dans les mêmes conditions avec des polarisations initiales différentes : L'expérience à basse polarisation (I) donne accès au gradient thermique initial. Cette information est ensuite utilisée pour corriger les données de l'expérience II.*

corriger le signal du viscosimètre de la contribution due à l'effet de la polarisation, puisque nous avons mesuré cet effet grâce à l'expérience I. La correction s'effectue selon la procédure suivante :

$$\frac{\eta_{\mathrm{expII}}}{1+\alpha m^2} \longrightarrow \eta_{\mathrm{expII\ corrigee}} \longrightarrow T_{\mathrm{visco\ corrigee}}$$

Le coefficient α a été ajusté sur les données de l'expérience I; la conversion de la viscosité en température est réalisée grâce à la calibration effectuée après l'expérience II dans le liquide non polarisé. Le résultat de cette correction apparaît sur la figure 7.19.

Dans l'encart de cette figure, nous avons aussi représenté la "température" du viscosimètre non corrigée. Le viscosimètre apparaît alors beaucoup plus "froid" que le thermomètre intérieur, car la viscosité est augmentée par la polarisation. Après correction, nous voyons que l'écart entre la température lue par le thermomètre intérieur et la température du viscosimètre relaxe avec une constante de temps de 5 s. Ainsi, les gradients thermiques initiaux n'affectent pas notre mesure pour des temps $t >$20 s après le début de la fusion.

Sur la figure 7.19 nous avons aussi tracé la différence de température entre l'intérieur de la cellule et ses parois, lue par le thermomètre intérieur et le viscosimètre (corrigé). Nous constatons que le temps de réponse du thermomètre intérieur ($\approx$5 s) est plus long que celui du viscosimètre ($\approx$2 s). Ces temps de réponse sont comparables à ceux mesurés pendant une

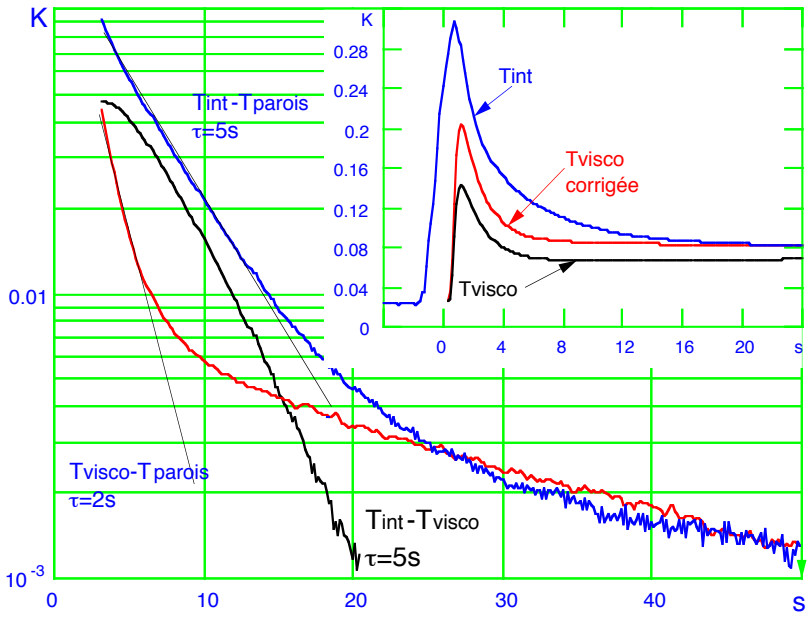


FIG. 7.19 – *Différence de température entre l'intérieur de la cellule et ses parois, lue par le thermomètre intérieur et le viscosimètre corrigé : La différence de température entre le thermomètre intérieur et le viscosimètre disparaît 20 s après le début de la fusion. Encart : Températures du thermomètre intérieur et du viscosimètre en fonction du temps.*

expérience d'échelon de température (cf. §B.2.3). Comme dans la première cellule, cette différence de temps de réponse est anormale. Nous verrons cependant dans le paragraphe suivant que ce comportement du thermomètre intérieur n'est pas pénalisant pendant la relaxation de l'aimantation.

Pour visualiser les effets des gradients initiaux, nous pouvons estimer la température du viscosimètre dans l'expérience I. Pour cela, nous utilisons la correction mesurée dans l'expérience II :

$$T_{\mathrm{viscoexpI}}(t) = T_{int}(t) - (T_{int} - T_{\mathrm{viscocorrige}})_{\mathrm{expII}}(t)$$

Nous avons représenté la viscosité mesurée pendant l'expérience I normalisée par $\eta(T_{\mathrm{viscoexpI}})$ sur la figure 7.18. Nous constatons que les gradients initiaux n'ont plus d'effet pour des polarisations inférieures à 60%, la courbe corrigée coïncidant avec la courbe originale pour $m^2 < 0,35$. De plus, la correction rattrape la courbure observée pour les polarisations élevées. L'estimation du coefficient de courbure b ne doit donc pas prendre en compte les polarisations supérieures à 60%.

Soulignons que cette procédure de correction suppose que l'échauffement initial et le temps de réponse du thermomètre intérieur et du viscosimètre ne dépendent pas de la polarisation. Nous avons vérifié que les températures obtenues juste après la fusion étaient les mêmes dans les expériences I et II, et que leur évolution au cours du temps était comparable. Quant au temps de réponse, nous avons pu vérifier au cours d'expériences non décrites ici qu'il dépend faiblement

de la polarisation, la chaleur spécifique du liquide polarisé étant plus faible que celle du liquide normal. Les temps de réponse sont donc légèrement plus courts à haute polarisation, ce qui fait que la correction appliquée sur la figure 7.18 est surévaluée. C'est probablement ce qui explique l'aplatissement de la courbe corrigée à haute polarisation.

7.3.4 Température du viscosimètre pendant la dépolarisation

Position du problème

Pour mettre en évidence une variation de l'effet de la polarisation sur la viscosité en fonction de la température, il est pertinent de mesurer le rapport $\eta_{\text{polarisé}}/\eta_{\text{équilibre}}(T)$. Le facteur de normalisation $\eta_{\text{équilibre}}(T)$ pris en compte dans les résultats présentés au §7.2 a été calculé en supposant que le thermomètre intérieur mesure correctement la température du viscosimètre. Cela n'a rien d'évident, puisque, comme nous venons de le voir, la résistance thermique entre la fente et les parois est anormale au niveau du thermomètre.

Nous rencontrons ici le même problème qu'avec la première cellule. Nous avons cette fois l'avantage de connaître la résistance thermique entre la fente et les parois de la cellule, grâce à des mesures de caractérisation effectuées dans le liquide non polarisé en utilisant le viscosimètre comme thermomètre (Cf. Appendice B). Cette résistance thermique nous permet d'estimer la température de la fente, indépendamment du thermomètre intérieur, à partir de la puissance dissipée durant la dépolarisation. Nous allons voir que, dans nos expériences, la différence de température entre le thermomètre intérieur et le viscosimètre est faible, et que l'erreur commise de ce fait sur α est minime.

Surchauffe de la fente pendant la dépolarisation

Comme nous l'avons vu au §5.2.2 (equ. 5.24), une estimation correcte de la surchauffe de la fente par rapport aux parois, causée par la dépolarisation, est :

$$\Delta T = \frac{\tau_{\text{fritté}}}{T_{1\text{eff}}} \frac{M_{sat}^2}{\chi_{\text{eff}} C_3} m^2$$

où l'aimantation à saturation M_{sat}, la susceptibilité effective χ_{eff} et la chaleur spécifique C_3 sont des quantités volumiques, τ_{fritte} est le temps de retard du fritté, m est l'aimantation moyenne mesurée par le magnétomètre, et $T_{1\text{eff}}$ son temps de relaxation. Toutes les quantités qui entrent dans cette expression sont mesurées pendant les expériences ou connues à partir des données de

la littérature, à part le temps de retard du fritté. Au §5.2.2 nous avons souligné que la méthode la plus précise pour estimer ce temps de retard consiste à corriger le temps de retard total fente-parois par la contribution de la fente :

$$\tau_{\text{fritté}} = \tau_{\text{tot}} - \tau_{\text{fente}} \tag{7.1}$$

Le temps de retard τ_{tot} est mesuré directement, et τ_{fente} est déduit des expériences de caractérisation (cf.Appendice B). Il est commode de réécrire l'échauffement prédit sous la forme équivalente :

$$\Delta T = \frac{T^{**}_{\text{eff}}}{(C_3^{mol}/R)} \frac{\tau_{\text{fritté}}}{T_{1\text{eff}}} m^2 \tag{7.2}$$

où C_3 est la chaleur spécifique molaire de l'^{3}He. Nous avons introduit l'échelle de température magnétique T^{**} telle que la susceptibilité molaire $\chi^{mol} = \frac{\mathcal{N}\mu^2}{kT^{**}}$, et $T^{**}_{\text{eff}} = T^{**} - T\frac{\partial T^{**}}{\partial T}$.

L'élévation de température mesurée expérimentalement est représentée sur la figure 7.20. En abscisse nous avons porté le carré de la polarisation moyenne m mesurée par le magnétomètre.

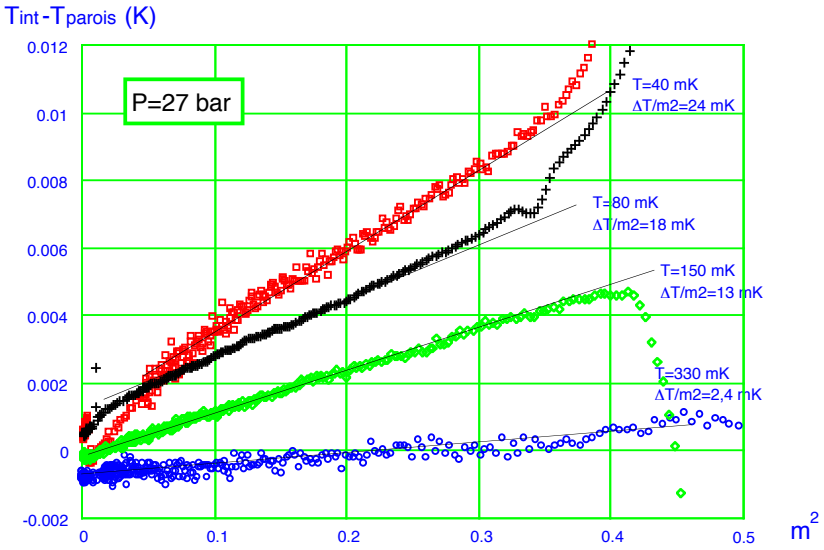


FIG. 7.20 – *Différence de température entre le thermomètre intérieur et les parois enregistrée pendant la dépolarisation à 27 bars. Après la disparition des gradients initiaux, la différence de température mesurée est proportionnelle à m^2. Cette différence de température est d'autant plus faible que la température de travail est élevée.*

Nous constatons que, après la disparition des gradients initiaux, la différence de température mesurée est proportionnelle à m^2, comme on l'attend d'après l'expression 7.2. L'élévation de température est moins importante à haute température, parce que la résistance thermique (τ_{fritte}/C_3), d'une part, et la chaleur libérée ($\propto T^{**}_{\text{eff}}$), d'autre part, diminuent lorsque la température augmente. De ce fait, pour $T \geq$300 mK, notre erreur sur la mesure de température est faible

relativement à la température de travail. Par ailleurs, la différence de température augmente à basse pression (cf. tableau 7.2) car la chaleur libérée par les spins dans ces conditions est plus importante, la susceptibilité magnétique étant plus faible à basse pression.

Le tableau 7.2 regroupe l'élévation de température mesurée pendant les différentes expériences et les différentes quantités intervenant dans l'estimation de l'élévation de température $(\Delta T/m^2)_{predit}$. Le terme $T_0 = \frac{T_{\rm eff}^{**}}{(C_3/R)}$ est calculé à partir des données de [Ramm70] et [Greywall83]. La relaxation magnétique étant non strictement exponentielle (figure 7.4), nous utilisons un temps de relaxation de l'aimantation moyenne $T_{1\rm eff}$ local, estimé par un ajustement exponentiel du signal de désaimantation mesuré mesuré à m=0,4 $1/T_{1\rm eff} = \frac{1}{m}\frac{dm}{dt})_{m=0,4}$. Le temps de relaxation thermique global $\tau_{\rm tot}$ est mesuré dans l'appendice B. Enfin, la correction à $\tau_{\rm tot}$, $\tau_{\rm fente} = \frac{\tau_3}{2} + \frac{\ell}{f\Lambda}\tau_K + \frac{\ell}{fL}\tau_D$, en utilisant les notations du §5.2.2) est calculée à partir du temps de diffusion dans le fritté τ_D et du temps de retard dû à la résistance de Kapitza τ_K déduits des mesures de résistance thermique[2] (cf. Appendice B).

L'examen du tableau 7.2 fait apparaître un bon accord entre les valeurs prédites et mesurées, même si l'on tient compte du fait que la valeur prédite est probablement sous estimée de 10%, à cause de la différence entre $T_{1\rm eff}$ et T_1 (chapitre 5). Seuls les chiffres à 10 bars sont alors un peu trop élevés. Cet accord montre que la chaleur libérée par la dépolarisation ne traverse sans doute pas la résistance thermique responsable du retard excessif du thermomètre intérieur lors de rampes de température (retard mis en évidence dans l'appendice B). Si tel était le cas, la différence de température parois-fente, mesurée par ce thermomètre à 27 bars et 80 mK, serait supérieure d'environ 50% à celle prédite : En effet, dans ces conditions de température et de pression, le temps de retard du thermomètre intérieur est de 4 s, à comparer à celui de 2,6 s mesuré pour le viscosimètre.

Nous retrouvons ici la situation déjà rencontrée dans la première cellule. Le thermomètre intérieur semble lire correctement la température du viscosimètre lors de la relaxation de l'aimantation, alors que ce n'est pas le cas après un changement rapide de la température des parois. On peut bien sûr imaginer un scénario compliqué, où l'accord lors de la relaxation serait fortuit, résultant d'une compensation entre une résistance fente-parois trop grande au niveau du thermomètre et le fait que le thermomètre, épais de 80μm, bloque une partie de la fente, réduisant ainsi la puissance

2. On notera que, dans ce tableau, τ_{tot} est le temps de retard total ballast-fente. Il inclut ainsi les contributions de la fente, du fritté, et du contact ballast-cellule (environ 0,5 s à 27 bars). C'est ce qui explique que τ_{fente} ne vaille qu'environ un tiers de $\tau_{\rm tot}$, alors qu'au chapitre 5, nous avions insisté sur le fait que $\tau_{\rm fente} \geq 0,5\tau_{\rm fritté}$

TAB. 7.2 – *Estimation de l'élévation de température du centre de la cellule par rapport aux parois pendant la dépolarisation:* $(\Delta T/m^2)_{exp} = (T_{int} - T_{parois})/m^2)_{experience}$. $(\Delta T/m^2)_{predit} = T_0(\tau_{\rm fritte}/T_{1\rm eff})$. *Le terme* $T_0 = T^{**}_{\rm eff}/(C_3/R))$ *est calculé à partir des données de [Ramm70] et [Greywall83]. Le temps de relaxation de l'aimantation moyenne est mesuré à* m*=0,4* $1/T_{1\rm eff} = \frac{1}{m}\frac{dm}{dt})_{m=0,4}$. *La correction au temps de relaxation global,* $\tau_{\rm tot}$, $\tau_{\rm fente} = \frac{\ell}{\Lambda}\frac{\tau_K}{f} + \frac{\ell}{L}\frac{\tau_D}{f}$ *est calculée à partir du temps de diffusion dans le fritté* τ_D *et du temps de retard dû à la résistance de Kapitza* τ_K *déduits des mesures de résistance thermique.*

T (mK)	P (bar)	$\tau_{\rm tot}$ (s)	$\tau_{\rm fente}$ (s)	$\tau_{\rm fritte}$ (s)	T_0 (mK)	$T_{1\rm eff}$ (s)	$(\Delta T/m^2)_{predit}$ (mK)	$(\Delta T/m^2)_{exp}$ (mK)
42	27	3,1 ±0,2	0,95 ±0,1	2,15 ±0,3	1200	100	25,8 ±3,6	23
78	27	2,6 ±0,1	0,9 ±0,05	1,9 ±0,2	780	90	16,5 ±1,7	18
152	27	1,9 ±0,1	0,65 ±0,05	1,25 ±0,2	520	78	8,3 ±1,3	12
327	27	1,1 ±0,1	0,4 ±0,1	0,7 ±0,2	360	65	3,9 ±0,9	2,5
78	10	2 ±0,1	0,65 ±0,1	1,35 ±0,2	1160	55	28,5 ±4	19
131	10	1,8 ±0,1	0,55 ±0,05	1,25 ±0,2	800	55	18,2 ±3	15
327	10	1	0,35 ±0,05	0,65 ±0,05	520	60	5,6 ±0,4	0
78	2	1,55 ±0,1	0,4 ±0,05	1,15 ±0,15	1580	40	45 ±6	36
152	2	1,4	0,4 ±0,05	1 ±0,15	960	52	18,6 ±3	17
326	2	1	0,3 ±0,05	0,7 ±0,05	660	42	11 ±0,8	5,2

TAB. 7.3 – *Différence maximale des températures du viscosimètre et du thermomètre intérieur. L'erreur correspondante sur α est comparée aux valeurs de α extraites du tableau 7.1*

T (mK)	P (bar)	$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{erreur}/m^2(\%)$	$\frac{\partial \ln \eta}{\partial \ln T}$	$\Delta\alpha$	α
42	27	15	1,9	0,29	3,7
78	27	4	1,8	0,08	3,0
152	27	3	1,4	0,05	2,5
78	10	17	1,8	0,32	2,9
131	10	4	1,5	0,06	3,3
78	2	20	1,8	0,35	2,8
152	2	3	1,4	0,04	2,7
300	toutes pressions	<1%	0,9	0,01	1,5-1,9
≈1200	toutes pressions	<1%	0,4	0,01	0,2-0,9

à dissiper. Une telle interprétation nous semble moins vraisemblable que celle évoquée dans le paragraphe précédent, et nous pensons que les valeurs de α déduites en supposant que le thermomètre intérieur mesure exactement la température du viscosimètre sont correctes.

Barre d'erreur d'origine thermique sur la mesure de α

Si nous nous refusons à la dernière hypothèse, nous pouvons estimer une borne de l'erreur alors commise sur α à partir du tableau 7.2. Nous écrivons

$$\frac{\eta(m)}{\eta(T_{visco})} = \frac{\eta(m)}{\eta(T_{int})}\frac{\eta(T_{int})}{\eta(T_{visco})}$$

$$\frac{\eta(m)}{\eta(T_{visco})} \approx (1+\alpha m^2)\left(1+\frac{\partial \ln \eta}{\partial \ln T}\frac{(T_{int}-T_{visco})}{T_{visco}}\right)$$

où α est le coefficient mesuré dans l'hypothèse où les températures T_{int} et T_{visco} du thermomètre et du viscosimètre sont égales. Une borne supérieure de $\frac{\Delta T}{T} = \frac{T_{int}-T_{visco}}{T_{visco}}$, donnée par l'écart maximal entre les différences de température prédite et mesurée dans le tableau 7.2, est reportée dans le tableau 7.3, pour chaque point du domaine (P,T) exploré pendant nos expériences. Cet écart est finalement converti en une erreur absolue sur α, via l'expression

$$\Delta\alpha \approx \frac{\partial \ln \eta}{\partial \ln T}\frac{\Delta T/T}{m^2}$$

où nous avons tenu compte de la variation du facteur $\frac{\partial \ln \eta}{\partial \ln T}$ entre 0,4 et 1,8 dans le domaine exploré.

L'erreur relative sur α atteint alors 8% pour la température la plus basse et décroît quand la température augmente. Elle devient très faible pour les températures supérieures à 300 mK :En effet, comme nous l'avons déjà souligné, la différence entre la température des parois et la température lue par le thermomètre intérieur est alors inférieure à 1%. Compte tenu de ces barres d'erreur, et de celles discutées précédemment sur la mesure de la viscosité, nous pouvons conclure sans ambiguïté du tableau 7.1 que l'effet de la polarisation diminue avec la température, le coefficient α passant de 3,2 à 0,22 entre 40 mK et 1 K. Une dépendance en pression est observée nettement à haute température, dans le domaine où les erreurs systématiques induites par la mesure de température sont faibles : A 300 mK, le coefficient α augmente de 1,4 à 1,7 lorsqu'on baisse la pression de 27 à 2 bars : Cette variation sort clairement de nos barres d'erreur. Par contre, à basse température, α semble indépendant de la pression à 10% près.

7.4 Analyse des résultats

Nos expériences montrent que, dans tout le domaine de température (40 mK$<T<$1 K) et de pression (2$<P<$27 bars) exploré, la polarisation nucléaire a pour effet d'augmenter la viscosité. Cette augmentation est essentiellement proportionnelle au carré de la polarisation, jusqu'aux plus forts taux de polarisation atteints lors de nos expériences ($m \approx$60%).

Le facteur de proportionnalité α diminue en fonction de la température, passant de $\approx$3 à 80 mK à $>$1 vers 1 K. A basse température la dépendance en pression du facteur α est peu marquée ; à haute température, nous observons une diminution de l'effet de la polarisation en fonction de la pression.

Nous analysons dans un premier temps la dépendance en température du coefficient α ; ce résultat est, à nos yeux, le plus porteur d'informations. Puis, nous confrontons nos résultats à basse température aux modèles qui décrivent l'^{3}He liquide dans le régime dégénéré. Enfin, nous discutons brièvement de la dépendance en polarisation du renforcement de la viscosité.

7.4.1 Évolution de l'effet en température

Une des questions à l'origine de ce travail était la disparition de l'effet de la polarisation à haute température. Nos mesures à différentes températures nous apportent des éléments de réponse.

La figure 7.21 montre le coefficient α mesuré à différentes températures et différentes pressions. Nous avons reporté sur la même figure les données de [Vermeulen88], [van Woerkens98] et [Kranenburg89].

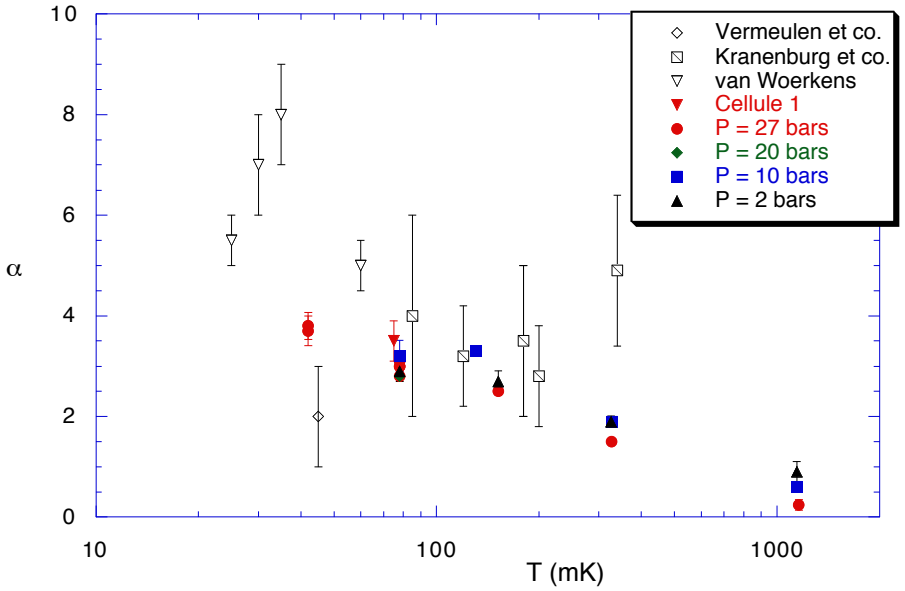


FIG. 7.21 – *Facteur de correction α en fonction de la température : L'effet de la polarisation sur la viscosité diminue avec la température. Symboles pleins : nos données. Carrés vides : [van Woerkens98]; Triangles : [Kranenburg89]; Carré barré : [Vermeulen88].*

A basse température, dans le domaine où la valeur du coefficient α que nous mesurons tend à saturer, nos résultats sont en accord avec ceux de [Kranenburg89]. Notre point à 40 mK se trouve entre ceux de [Vermeulen88][3] et de [van Woerkens98]. Nous n'expliquons pas le désaccord entre nos données à 40 mK et celles de [van Woerkens98].

A haute température, nos expériences montrent que le coefficient α diminue. Ce comportement n'est pas observé dans les données à haute température de [Kranenburg89]. D'après l'analyse de nos barres d'erreur (cf.§7.3.1, §7.3.2, §7.3.4), nous pensons qu'il est réel.

Nous observons donc que les effets de statistique quantique sur la viscosité tendent à disparaître

3. Notre point se trouve à la limite de sa barre d'erreur. De plus, [Vermeulen] obtient α =2 ou 3 suivant la méthode utilisée pour traiter ses données.

à haute température. La question porte alors sur le mécanisme sous-jacent qui gouverne cet effet, et sur l'échelle de température qui lui est associée, cette dernière caractéristique étant une information accessible expérimentalement.

Bien que le comportement de l'^{3}He à haute température soit mal compris, nous pouvons mettre en perspective le débat en invoquant deux images physiques qui ont été proposées [Taylor57, Andreev79] : Bien que ce soit un milieu dense ($k_F a_0$=2), si on assimile le comportement de l'^{3}He liquide à celui d'un gaz de fermions, il n'est pas exclu que l'influence du principe de Pauli soit mesurable sur les propriétés de transport au-delà du régime dégénéré. L'autre type de comportement serait celui d'un liquide "semi-quantique", dans lequel la statistique quantique n'aurait plus aucun effet.

Quelle échelle de température?

A ce stade, il est nécessaire de préciser le terme de "dégénérescence". Expérimentalement, une bonne caractérisation de la dégénérescence de spin consiste à mesurer la susceptibilité magnétique : Dans le régime dégénéré, la susceptibilité est indépendante de la température ; à haute température, cette quantité suit une loi de Curie ($\propto 1/T$). Des expériences ont montré [Ramm70] que l'échelle de température qui délimite le régime dégénéré est $T_F^{**} = T_F/S$, S étant le facteur de renforcement de la susceptibilité. L'existence de cette échelle de température unique se traduit par une loi d'échelle (cf. fig.1.9).

La figure 7.22 montre nos données tracées selon l'échelle de température réduite T/T_F^{**} (la normalisation étant différente pour chaque pression). Les valeurs du coefficient α ont été normalisées par 3. La ligne continue représente la quantité $1 - \frac{\chi T}{C}$, qui s'annule dans le régime non-dégénéré où la susceptibilité suit la loi de Curie.

Dans cette représentation, les mesures effectuées à différentes pressions se répartissent sur une seule courbe. De ce point de vue, la dépendance en pression semble provenir du fait que l'échelle de température est différente pour chaque pression, cette échelle étant donnée par la température de dégénérescence $T_F^{**}(P)$. Il nous paraît cependant prématuré de conclure à l'existence d'un loi d'échelle. Il faudrait pour cela recueillir plus de données, surtout au voisinage de T/T_F^{**}=2 (c-à-d vers 0,5 K).

Le point remarquable est que l'effet de la polarisation sur la viscosité persiste bien au-delà du régime dégénéré : Le renforcement de viscosité est encore important vers 0,3 K ($T/T_F^{**} \approx$2),

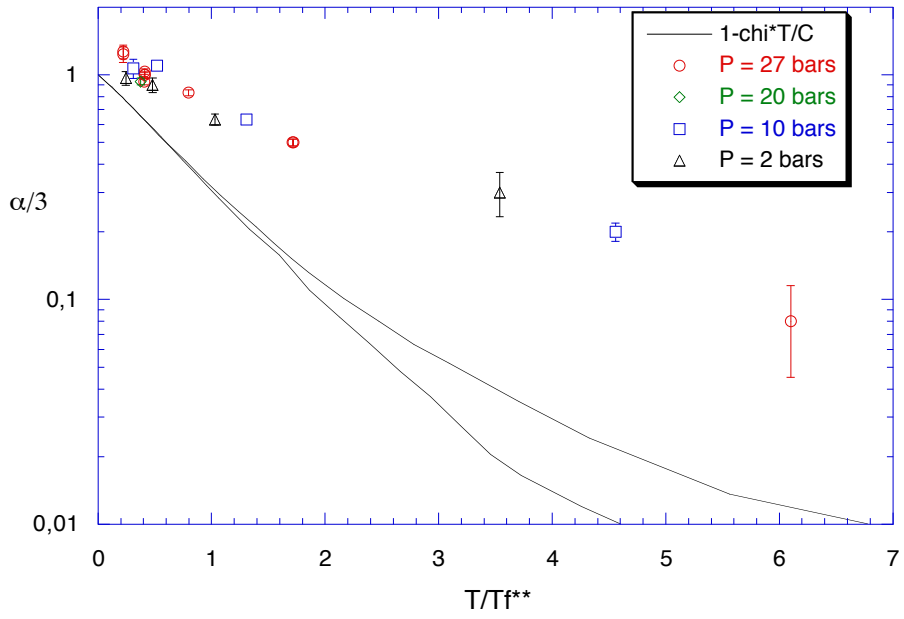


FIG. 7.22 – *Symboles : $\alpha/3$ (nos données). Ligne continue : $1-\frac{\chi T}{C}$ [Ramm70]. L'effet de la polarisation sur la viscosité subsiste au-delà du régime dégénéré, dans une région où la susceptibilité suit déjà la loi de Curie.*

alors que la susceptibilité magnétique suit déjà la loi de Curie. Soulignons que, là encore, cette conclusion repose sur un nombre restreint d'expériences effectuées à haute température. Il serait prudent d'accumuler d'autres mesures pour confirmer cette tendance.

Quel mécanisme détruit l'effet de la polarisation?

L'^{3}He liquide semble ainsi se comporter plutôt comme un gaz dans lequel les effets de la polarisation sur les propriétés de transport subsistent au-delà du régime dégénéré, alors que les quantités thermodynamiques ne sont plus sensibles au caractère fermionique du système. Cette analogie ne doit cependant pas être poussée trop loin : Nous allons voir qu'une simple image de gaz de fermions n'explique pas le détail de la variation en température du coefficient α.

A basse température, le coefficient α sature, comme on s'y attend dans un gaz de fermions dégénéré. Dans un système dilué, l'effet de la polarisation sur les propriétés de transport subsiste au-delà du régime dégénéré, tant que la longueur d'onde des particules est supérieure à la portée du potentiel d'interaction (cf. §1.1.1). Dans l'^{3}He liquide, l'image du gaz de quasiparticules en interaction faible, perd son sens dès que l'on sort du régime dégénéré (ce qui correspond expérimentalement à $T > T_F^{**} \approx$0,3 K). Il semble pourtant, d'après nos mesures, que la statistique quantique ait toujours une influence sur la viscosité au-delà de 0,3 K. Ainsi, la "disparition" des quasiparticules (au sens où leur temps de vie devient très court) n'implique pas la disparition de

l'effet de la polarisation.

D'autres problèmes apparaissent si on assimile l'^{3}He liquide à haute température à un gaz de fermions : L'^{3}He liquide dans le régime non dégénéré est un milieu dense de particules dont la longueur d'onde $\lambda_F = 2\pi/k_F$ est comparable à la portée du potentiel d'interaction. Dans ce système, les collisions entre particules s'effectuent selon des moment angulaires élevés ($k_F a_0 \approx 2$). Or, nous avons vu (cf. 1.1.1) que ces collisions de moment angulaire élevé détruisent rapidement les effets de cohérence quantique. Dans un "gaz" aussi dense, l'effet de la polarisation sur les propriétés de transport serait donc probablement très faible. De plus, la longueur d'onde des atomes étant indépendante de la température dans l'^{3}He liquide, le coefficient α devrait être constant entre 0,3 K et 1 K. Ceci est en contradiction avec la diminution du facteur α que nous observons sur ce domaine de température.

Le mécanisme qui modifie la viscosité de l'^{3}He liquide lorsqu'on polarise le système au-delà de 0,3 K est donc une question ouverte. Même si l'existence de l'effet de la polarisation au-delà du régime dégénéré donne des indications sur le comportement de l'^{3}He à haute température, un prolongement logique de ce travail serait de compléter cette information en mesurant expérimentalement l'échelle de température qui gouverne cet effet.

7.4.2 Comparaison avec les modèles

Le comportement de l'^{3}He à basse température a fait l'objet de plusieurs prédictions théoriques (cf. §1). Notre but ici est de comparer nos résultats à basse température avec les modèles qui décrivent l'^{3}He. Les tendances qui ressortent de nos expériences sont que le coefficient α sature à basse température, et qu'il est indépendant de la pression (à 10% près) en-dessous de 80 mK. Nous ferons référence ici à la théorie de Landau et au modèle des paramagnons, qui donnent des prédiction explicites pour l'effet de la polarisation.

Théorie de Landau :

Dans le cadre de la théorie de Landau, la polarisation a trois effets qui contribuent à modifier la viscosité : Pour des particules d'une espèce de spin donnée, l'impulsion et le nombre de quasiparticules qui entrent en collision (i.e. situées au niveau de Fermi) dépendent de la polarisation. De plus, les sections efficaces de collision entre quasiparticules sont modifiées.

A notre connaissance, les seuls calculs explicites qui ont été développés pour un gaz de fermions dégénéré ne prennent en compte que les collisions s [Meyerovich87, Hampson88, Mullin83]. Dans ce modèle, le principal effet de la polarisation est de diminuer le nombre de collisions. L'augmentation de viscosité calculée ne dépend alors pas la pression. Ces caractéristiques concordent avec nos observations, bien que ce modèle ne soit valable que pour les milieux dilués (c-à-d $k_F a_0 \ll 1$).

Nous avons évoqué au §1.3 la possibilité de développer un modèle plus réaliste dans le cadre de la théorie de Landau. Un calcul, basé sur l'approximation $s-p$ (§1.2.1), permettrait d'exprimer la correction induite par la polarisation sur la viscosité en fonction des coefficients de Landau.

Avec une approche similaire, [Hess87] avait calculé une diminution de la viscosité avec la polarisation. Ce problème vient de la forte dépendance en polarisation des coefficients de Landau dont il a tenu compte. Nous pensons que les mesures de susceptibilité magnétique [Wiegers91], de vitesse du son [Bonfait87], ainsi que nos mesures de viscosité dans l'^{3}He fortement aimanté montrent au contraire que les coefficients de Landau dépendent peu de la polarisation. La démarche logique serait donc de reprendre les calculs de [Hess87] en gardant les coefficients de Landau fixés à leur valeur à aimantation nulle.

Avec ce modèle simple, la dépendance en polarisation de la viscosité serait alors connue directement à partir de paramètres déterminés expérimentalement. Dans cette approximation, les variations de la viscosité avec la polarisation proviendraient uniquement de la modification de l'impulsion des quasiparticules ainsi que de la variation du nombre de collisions (due à la restriction d'espace de phase pour les paires $\uparrow\downarrow$, les sections efficaces de collisions étant constantes). Une validation expérimentale de ce modèle serait de comparer la dépendance en pression du premier terme correctif à nos résultats expérimentaux. Ce modèle reste cependant à développer.

Il faut souligner une limitation de ce type de modèle, qui est commune à tous les calculs valables dans le régime complètement dégénéré : Cette approche ne donne pas accès à la dépendance en température de l'effet de la polarisation. Effectuer un calcul à température finie (c-à-d en prenant en compte des collisions entre des particules situées en-dehors de leur surfaces de Fermi respectives) pour un gaz de fermions apporte probablement des complications considérables. Pour le cas des liquides de Fermi, ces calculs sont à la limite de validité de la théorie de Landau,

et les problèmes théoriques qui interviennent alors sont non triviaux (cf. [Baym91] p.86).

Modèle des paramagnons :

Le modèle des paramagnons (cf.§1.3.1) prédit une forte dépendance en polarisation de l'effet de la polarisation : Le facteur α calculé dans ce modèle est proportionnel au renforcement de la susceptibilité magnétique, qui varie d'un facteur 2 entre 2 bars et 27 bars. Cette tendance est clairement en contradiction avec nos expériences.

Il faut cependant noter que la température la plus basse pour laquelle nous disposons de mesures à toutes les pressions est 80 mK. Cette température est proche de la limite de validité du modèle des paramagnons. Nous pouvons en tout cas conclure que le mécanisme de diffusion des fermions par des paramagnons ne rend pas compte correctement de l'effet de la polarisation sur la viscosité dans l'^{3}He liquide à 80 mK. Nous ne pouvons pas exclure que ce mécanisme devienne dominant à plus basse température. En toute rigueur, il faudrait répéter les expériences à plus basse température. Cependant, l'ensemble des données montre que plus la température est basse, moins l'effet de la pression est sensible. De ce point de vue, il serait surprenant d'observer une forte dépendance en pression à basse température.

Nos résultats à basse température ne peuvent donc pas s'interpréter naturellement dans le cadre d'un des modèles que nous venons de citer. Des développements théoriques dans ce régime nous semblent nécessaires. En particulier, la théorie de Landau, qui rend compte de toutes les propriétés de l'^{3}He non polarisé, généralisée aux systèmes aimantés, pourrait sans doute fournir une description correcte de nos résultats.

7.4.3 Dépendance en polarisation

Il est remarquable que l'augmentation de la viscosité reste pratiquement proportionnelle au carré de la polarisation jusqu'à des taux de polarisation de 60%. Cette caractéristique marquante est malheureusement peu susceptible d'interprétation dans le cadre des différents modèles existant actuellement.

Dans le cas simple d'un gaz de fermions dégénéré où seules les collisions dans l'onde s interviennent, le renforcement de viscosité suit une loi universelle, où il n'apparaît aucune échelle de polarisation naturelle. La dépendance en polarisation de la viscosité calculée dans

cette limite est différente de celle que nous mesurons (α=2 étant trop faible, le préfacteur β=5 du terme en m^4 trop grand [Meyerovich87]); nous savons par ailleurs que ce modèle est peu réaliste dans le cas de l'^{3}He liquide.

Dans la théorie de Landau appliquée à l'^{3}He, la contribution des canaux p dans les collisions entre quasiparticules doit être prise en compte. Dans ce cas, la dépendance en polarisation de l'augmentation de viscosité n'est pas universelle, car elle dépend du détail du potentiel d'interaction entre les quasiparticules [Hampson88].

La possibilité de calculer la viscosité en fonction de la polarisation dans le cadre d'une théorie de Landau "généralisée", que nous avons évoquée au paragraphe précédent, serait de ce point de vue intéressante : A l'aide d'un modèle explicite, où les termes correctifs $\propto m^2$ et $\propto m^4$ seraient calculés, nous pourrions déduire de nos résultats expérimentaux l'importance relative des différents canaux d'interaction. Cette possibilité est une raison supplémentaire pour souhaiter un développement théorique dans cette direction.

Dans le cadre de la théorie des paramagnons, la variation de viscosité est proportionnelle à la variation de susceptibilité magnétique [Béal-Monod88]. Or, à partir de la courbe d'aimantation [Wiegers91], il est difficile de mettre clairement en évidence un terme correctif d'ordre m^4 dans la susceptibilité pour m <70%. Ainsi, l'interprétation d'une augmentation de la viscosité quadratique avec la polarisation jusqu'à m =60% est cohérente avec le modèle des paramagnons. Nous avons vu cependant que la dépendance en pression de l'effet est en contradiction avec la prédiction de [Béal-Monod88]. Il pourrait alors ne s'agir que d'une coïncidence.

7.4.4 Perspectives :

Nos expériences avaient pour but d'explorer le plus rapidement possible le domaine de pression et de température accessible à notre dispositif. Elles ouvrent des perspectives, tant du point de vue théorique qu'expérimental:

Théoriquement, il s'agit de comprendre comment des effets de statistique quantique peuvent subsister en-dehors du régime dégénéré dans un système dense.

Expérimentalement, il faudrait procéder à des mesures systématiques à haute température et à différentes pression de façon à mettre en évidence, si elle existe, l'échelle de température qui gouverne l'effet de la polarisation. Le plus pertinent serait d'effectuer une série d'expériences

vers 0,5 K : A cette température, le comportement de la susceptibilité magnétique est déjà classique, alors que l'augmentation de la viscosité est encore sensible. Refaire des mesures à 1 K, voire à plus haute température, serait aussi intéressant à titre de vérification. En effet, ces mesures, où l'effet de la polarisation est faible, sont délicates car sujettes à plus d'incertitudes sur la détermination de la viscosité.

CONCLUSION

8

CONCLUSION

Les premières études expérimentales sur l'^{3}He liquide à basse température ont montré que le modèle de Landau donne une bonne description du comportement des propriétés physiques de ce système en fonction de la température. La méthode de fusion rapide proposée par B. Castaing et P. Nozières en 1979, en rendant possible l'obtention d'^{3}He liquide fortement aimanté, a permis d'étudier l'^{3}He liquide selon une approche orthogonale : En faisant varier la polarisation des spins.

Dans un premier temps, la mesure des propriétés d'équilibre dans l'^{3}He liquide fortement polarisé devaient permettre de tester des modèles donnant une description plus fine du système, allant au-delà du modèle phénoménologique de Landau. Malgré les résultats expérimentaux importants, sur la susceptibilité magnétique et la vitesse du son, le problème de la description microscopique de l'^{3}He liquide reste une question ouverte.

Nous avons utilisé la méthode de fusion rapide pour mesurer une propriété de transport en fonction de la polarisation : La viscosité. Dans le cadre de la théorie de Landau, un raisonnement simple basé sur la suppression des collisions entre les quasiparticules, prédit une augmentation de la viscosité avec la polarisation. Cet effet a été observé pour des polarisations modérées lors d'expériences antérieures. Notre travail a consisté à mesurer l'évolution de l'effet de la polarisation sur la viscosité lorsqu'on change la pression et la température. De plus, nos mesures donnent accès à des taux de polarisation élevés.

Nous avons montré que l'augmentation de la viscosité reste quasiment proportionnelle au carré de la polarisation jusqu'à des taux de polarisation de 60%. Dans le cadre de la théorie de Landau, cette caractéristique donne des informations sur les différents canaux de collisions entre quasiparticules. Il est cependant difficile d'obtenir ces informations sans le support d'un modèle explicite.

A basse température, l'effet de la polarisation que nous mesurons est indépendant de la pression. Cette caractéristique signe un comportement proche de celui d'un gaz, mais là encore, il manque un modèle adapté pour pouvoir faire des comparaisons explicites. En revanche, l'absence de dépendance en pression de l'effet de la polarisation met en doute la validité du modèle des paramagnons. Dans ce contexte, il serait intéressant de savoir si un modèle du type "presque solide" prédit le bon comportement.

Enfin, nous montrons que l'effet de la polarisation sur la viscosité subsiste au-delà du régime dégénéré, et finit par disparaître vers 1 K. Cette persistance d'un effet de statistique quantique dans le régime non dégénéré est inattendue dans un milieu dense comme l'^{3}He liquide. Nous retrouvons dans ce régime un comportement proche de celui d'un gaz de fermions, bien qu'il soit difficile d'assimiler l'^{3}He liquide à un système dilué. D'ailleurs, la dépendance en température que nous observons à haute température montre que l'analogie entre l'^{3}He et un gaz de fermions n'est pas complète.

Notre travail ouvre ainsi de nouvelles questions :

Sur le plan théorique, des développements seraient souhaitables, aussi bien concernant le régime dégénéré que le régime à haute température. Dans le régime des basses températures, un calcul dans le cadre de la théorie de Landau pourrait sans doute reproduire le comportement observé expérimentalement. A haute température, le problème s'apparente plus à un défi théorique : Comment expliquer l'origine de l'effet de la polarisation sur la viscosité dans un régime où la susceptibilité magnétique a déjà un comportement classique?

Expérimentalement, une suite logique de ce travail consisterait à accumuler des mesures à haute température à différentes pressions. L'existence d'une loi d'échelle, qui mettrait en évidence l'échelle de température qui gouverne la disparition de l'effet de la polarisation, serait un pas important vers la compréhension du régime non dégénéré dans l'^{3}He. Ce résultat pourrait être par la suite comparé à des mesures de conductivité thermique en fonction de la polarisation, si ces mesures se révèlent possibles.

APPENDICES

A

RECETTE POUR LA CONSTRUCTION D'UNE CELLULE

Nous décrivons ici les étapes que comporte la construction de la cellule expérimentale. Nous détaillons plus particulièrement les points délicats, qui touchent à la technique de construction d'un fritté muni d'une fente, à la méthode qui assure la planéité du viscosimètre à fil vibrant, et à l'étanchéité de la cellule.

A.1 Corps de la cellule

- **Usinage :** Dans la mesure du possible, on doit éviter de lubrifier les outils pendant l'usinage. Dans tous les cas, il faut nettoyer soigneusement les pièces avant le recuit et le frittage.

- **Recuit :** Le traitement thermique doit durer au moins douze heures à 860°C (c-à-d 100°C en dessous du point de fusion). En général (et en particulier pour le ballast), il est recommandé d'effectuer le traitement sous air pour que l'oxygène "brûle" les impuretés. Dans le cas de la cellule, la présence d'oxygène est nuisible car le signal paramagnétique de l'oxygène est susceptible de perturber les mesures d'aimantation de l'^{3}He. Dans ce cas, le traitement a été fait sous vide. Après le recuit, le métal est extrêmement mou; les retouches d'usinages sont à éviter!

- **Brasure** du tube de remplissage en cupronickel : Le tube doit être ajusté très serré et enfoncé à fond dans l'orifice qui l'accueille pour éviter au maximum les volumes morts.

- **Frittage :** La poudre utilisée est de type *Ulvac 700 Å* commercialisée par *Inabata & Co*. La poudre est tassée à la presse dans le compartiment en 4 passes avec un taux de compactage de 45%. On aura préalablement installé des contre-pièces ajustées autour de la cellule pour éviter que celle-ci ne se déforme. Pour former la fente, on dispose une tôle d'acier inoxydable de 0,2 mm d'épaisseur au milieu du compartiment. Pour chaque passe, la poudre est répartie également de chaque côté de cette tôle avant d'être tassée.

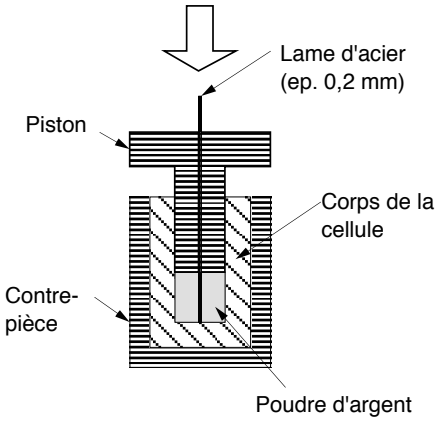


FIG. A.1 – *Fabrication d'un fritté fendu : Une lame d'acier est placée au milieu du compartiment. La poudre d'argent est répartie également de chaque côté de la lame, puis tassée à la presse par l'intermédiaire d'un piston fendu.*

Les pistons utilisés pour cette opération sont fendus en leurs milieu pour pouvoir coulisser autour de la tôle d'acier. Le fritté subit ensuite une cuisson à 200°C pendant une heure sous une atmosphère d'argon hydrogéné. Après la cuisson, on peut retirer la lame d'acier, ce qui laisse une fente de 0,2 mm de large sur toute la longueur du fritté.

Remarques :

- Il est important d'effectuer ces étapes dans l'ordre, simplement pour des problèmes de tenue des matériaux à haute température! En particulier, il est déconseillé de chauffer la cellule après le frittage sous peine de diminuer la surface spécifique du fritté.
- Pour ce type d'application, le choix de la poudre d'argent est critique. La poudre *C8* commercialisée par *Tokuriki Honten Co.*, par exemple, se rétreint considérablement à la cuisson. Avec cette poudre, il nous a été impossible d'obtenir une bonne adhésion entre le fritté et les parois.

A.2 Viscosimètre et thermomètre intérieur

C'est un travail qui demande beaucoup de précision. De nombreuses opérations sont effectuées de préférence sous une loupe binoculaire.

- **Usinage du cadre** à partir d'une plaquette de saphir : Il s'effectue avec une machine de découpe à ultrasons. Cette machine est munie d'une platine pour fixer l'objet à usiner,

et d'un transducteur sur lequel viennent se visser les différents outils de découpe. La difficulté consiste à graver des rainures de profondeur uniforme sur toute la longueur de la plaquette. Pour cela, on doit veiller à ce que l'outil reste parfaitement parallèle à la plaquette pendant l'usinage. On doit également contrôler que la plaquette reste positionnée correctement sur son support. Les outils doivent être fréquemment vérifiés et rectifiés si nécessaire.

- **Contrôle du cadre :** on peut mesurer localement le profil de la plaquette à l'aide d'un profilomètre *Alphastep* possédant une résolution verticale de 1 μm.

- **Montage du fil vibrant sur le cadre :** on installe un tube de Téflon de diamètre extérieur 0,9 mm à travers la fenêtre où doit se loger le viscosimètre. Avant de mettre le fil en position, on enlève le vernis du fil à l'aide d'un produit décapant sur une longueur de 2mm, destinée à devenir la partie active du viscosimètre. Le fil est ensuite disposé autour du tube de Téflon, ses deux extrémités étant guidées dans des gorges gravées à cette effet sur la plaquette de saphir. Il est de plus maintenu sous tension grâce à des masselottes fixées à ses extrémités; à ce stade, on peut ajuster la position de la boucle du viscosimètre dans le plan milieu du cadre en déplaçant verticalement le tube de Téflon qui lui sert de gabarit. Un fois le fil en place, celui-ci est collé au fond des gorges de guidage avec de la résine Stycast 1266.

- **Montage des fils de mesure du thermomètre:** En même temps que le montage du viscosimètre, les fils de connexion du thermomètre sont fixés de manière similaire. Ils sont maintenus dans une gorge gravée dans la plaquette de saphir en fixant des masselottes à leurs extrémités. Auparavant, la partie destinée à faire les contacts électriques avec le thermomètre a été dénudée sur chaque fil. Lors de la mise en place, ces parties dénudées sont décalées pour éviter de créer des court-circuits. Les fils sont coupés à longueur après le collage.

- **Contrôle de la position du viscosimètre :** On vérifie que le fil est au milieu des plans formés par les deux faces du cadre en saphir. Ce contrôle est effectué à l'aide d'un microscope muni d'un comparateur qui indique l'altitude de sa tourelle. Nous focalisons successivement sur la face inférieure du cadre, les bords du fil, et la face supérieure du cadre. Les indications fournies par le comparateur permettent d'estimer la position

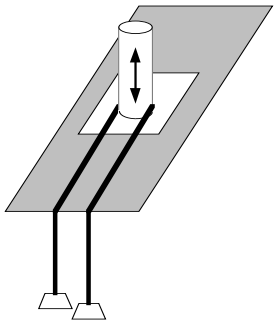


FIG. A.2 – *Montage du fil vibrant sur la plaquette : Le fil est maintenu sous tension grâce à des masselottes fixées à ses extrémités. La boucle est formée autour d'un tube de téflon. La position de la boucle est ajustée en déplaçant verticalement le tube de Téflon.*

verticale du fil à quelques micromètres près. Cette opération sert à s'assurer que le viscosimètre sera bien centré dans la fente après le montage du cadre dans la cellule.

- **Montage du thermomètre en carbone :** On colle un cadre de kapton d'épaisseur 10 μm sur les bords de la fenêtre destinée à recevoir le thermomètre. Le collage doit être effectué sous une pression modérée pour éviter les surépaisseurs dues à la colle. L'étape suivante consiste à coller le thermomètre au milieu de son emplacement, suspendu uniquement sur le cadre de kapton. Le collage du thermomètre est aussi effectué sous pression, plaqué sur les lamelles de kapton de façon à ce qu'il ne saille pas en-dehors du cadre. On connecte le thermomètre aux fils de mesure avec de la laque à l'argent, chaque contact étant réparti sur tout un côté du thermomètre. Enfin, les contacts sont enduits de colle pour éviter les courts-circuits vers la masse lors de la mise en place du cadre dans la fente du fritté d'argent.

A.3 Étanchéité de la cellule

Pour nos expériences, nous avons besoin de cellules expérimentales qui supportent des pressions de 45 bars à basse température. L'étanchéité de la cellule à basse température nous a posé de gros problèmes.

Pour sceller le compartiment expérimental, une fois le viscosimètre en place, nous devions employer un procédé qui ne chauffe pas la cellule. Compte tenu du faible espace dont nous disposions, nous avons utilisé de la colle pour réaliser l'étanchéité. Or, la contraction thermique des résines étant plus importante que celle du métal, celles-ci ont tendance à se décoller lors des refroidissements, compromettant alors l'étanchéité de la cellule. La solution que nous avons

adoptée pour la deuxième cellule - l'araldite - est la conclusion de nombreux essais. L'araldite s'est révélée avoir un comportement mécanique correct à froid (le Stycast 1266 et l'araldite D étant moins fiables de ce point de vue); de plus cette résine est assez visqueuse ce qui évite d'imprégner le fritté pendant la phase de collage.

A.4 Caractéristiques des cellules expérimentales

Première cellule :

Parois :	Argent massif
comparitment :	l=11 mm ∅=4 mm rempli d'argent fritté (compacté à 45%).
Largeur de la fente :	0,2 mm
Contenance :	76,4 mm^3 soit 2,9 mmol d'^{3}He liquide à 27 bars.

Deuxième cellule :

Parois :	Argent massif recuit
comparitment :	l=15 mm ∅=4 mm rempli d'argent fritté (compacté à 45%).
Largeur de la fente :	0,2 mm
Contenance :	104,2 mm^3 soit 3,9 mmol d'^{3}He liquide à 27 bars.
	3,0 mmol d'^{3}He liquide à 2 bars.

Ballast (partie inférieure) :

Parois :	Argent massif recuit
comparitment :	46 trous à fond conique l=31 mm ∅=2,6 mm
	entièrement remplis d'argent fritté (compacté à 45%).
Contenance :	4194 mm^3 soit 114 mmol d'^{3}He liquide à s.v.p.

A.5 Test des viscosimètres

La construction de la cellule comporte plusieurs étapes délicates, certaines de ces étapes étant irréversibles. Il est donc très utile de pouvoir tester la résonance d'un fil vibrant en cours de montage. Nous avons effectué deux sortes de tests: Des mesures à température ambiante, simplement destinées à tester rapidement le bon fonctionnement du viscosimètre. Pour la deuxième

cellule, nous avons aussi effectué une mesure à 4 K pour vérifier le centrage du fil dans la fente, qui est un paramètre essentiel pour le contrôle des effets de taille finie.

A température ambiante, plusieurs raisons font que le rapport signal sur bruit est défavorable : L'amortissement du fil, probablement causé par la colle qui le maintient en place, est important à 300 K: Q≈100. Le facteur de qualité s'améliore à froid (transition vitreuse de la colle?), mais il est évidemment plus contraignant d'effectuer les tests dans ces conditions. De plus, nous n'avons pas aisément accès à un champ magnétique important à température ambiante.

Pour nos tests à température ambiante, nous avons utilisé des petits aimants permanents en NdFeB qui ont un champ rémanent de ≈1 T commercialisés par *BLS magnet*. Nous avons choisi des aimants de forme annulaire de façon à pouvoir tester le viscosimètre une fois en place dans la cellule. Dans cette configuration, le rapport signal sur bruit est suffisant pour détecter la résonance d'un fil à température ambiante.

Après le montage du viscosimètre dans la fente, il n'est plus possible de contrôler visuellement le centrage du fil vibrant dans la fente. Les tests à température ambiante que nous avons décrits indiquent seulement si le fil ne touche pas les bords de la fente. Pour la deuxième cellule, nous voulions aussi estimer vérifier le centrage du fil vibrant par rapport aux parois du fritté. Pour cela, nous avons mesuré le décalage entre la fréquence de résonance du fil mesurée dans la cellule vide, et la fréquence mesurée dans la cellule remplie d'^{4}He liquide. Théoriquement, ce décalage est donné par :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2}\frac{\rho}{\rho_{fil}} k_{liquide} \tag{A.1}$$

Dans un milieu infini, nous pouvons estimer le décalage $\Delta\omega$ en calculant le coefficient $k_{liquide}$ avec les paramètres du fil que nous avons mesurés et les données de la littérature :

ω_0=10212 Hz	a=15,5 μm
ρ_{fil}=7960 Kg/m^3	ρ=125 Kg/m^3
$\eta_{liquide}$=3,3 μP [Arp] liquide sous 1 bar	

La formule 3.6 du paragraphe 3.2.1 donne : $k_{liquide}$=1,12 Ce qui fait :

$$\Delta\omega = 90\ Hz \tag{A.2}$$

Expérimentalement, nous mesurons un décalage de 88 Hz dans la cellule, alors que des effets de taille finie dus à la fente devraient donner un décalage supérieur à 90 Hz (cf.§3.2.2). Nous

en concluons que nos barres d'erreur sont ≈2 Hz sur cette mesure; par conséquent, une borne supérieure sur les effets de taille finie est donnée par :

$$\frac{a}{b} \approx 2\left(\sqrt{\frac{90Hz}{88Hz}} - 1\right) \approx 0,022 \tag{A.3}$$

B

CARACTÉRISATION THERMIQUE DE LA CELLULE

L'objectif de cet appendice est de caractériser la réponse thermique de notre cellule en fonction de la température et de la pression, et de déterminer ainsi les différentes résistances thermiques en jeu dans le problème. Ceci nous permet d'évaluer théoriquement au chapitre 5 les gradients thermiques causés par la relaxation de l'aimantation, les valeurs numériques étant reportées dans le tableau 7.3.

Nous avons discuté au chapitre 5 le problème de la résistance thermique fente-parois. Hormis la conductivité de l'Hélium 3, qui est bien connue ([Greywall84]), deux paramètres interviennent dans cette résistance thermique: la résistance de Kapitza ^{3}He-fritté d'argent et la conductivité thermique du fritté d'argent. Ces deux paramètres doivent être déterminés séparément pour pouvoir calculer la résistance thermique pertinente dans le cas du chauffage relaxationnel, à partir d'une mesure (expérimentale) de la résistance globale fente-parois : en effet, la relaxation de l'aimantation donne lieu à une libération de chaleur seulement dans le fritté; il faut soustraire de la résistance globale la contribution de la fente pour obtenir la résistance "relaxationnelle" (voir l'équation 5.24 du chapitre 5).

Dans un premier temps, nous décrivons comment déterminer les valeurs de ces paramètres à partir d'expériences réalisées sur des frittés (en principe) identiques à ceux de la cellule. Nous comparons ensuite la résistance globale fente-parois calculée à partir de ces paramètres, selon l'équation 5.23, à sa valeur expérimentale, déterminée par des expériences de réponse thermique. Bien que l'ordre de grandeur soit raisonnable, nous verrons que la dépendance en température expérimentale est moins marquée que celle prédite par le calcul. Nous pourrons rendre compte de cette différence en supposant que la résistance de Kapitza du fritté de la cellule est trois ou quatre fois plus faible que celle prévue. Nous serons alors en mesure de déterminer la résistance thermique de la fente. Enfin, nous discuterons l'influence de la polarisation nucléaire de l'^{3}He sur la fonction de réponse thermique de la cellule.

B.1 Déterminations séparées de la conductivité thermique et de la résistance de Kapitza des frittés d'argent

B.1.1 Conductivité thermique de l'argent fritté

La conductivité thermique κ_a d'un fritté peut être calculée à partir d'une mesure de sa résistivité électrique résiduelle à 4K, via la loi de Wiedemann-Franz. Des mesures effectuées antérieurement au laboratoire ont montré que cette résistivité dépend de la température et de la durée du frittage ([Cornut]). Pour des échantillons frittés dans les mêmes conditions que notre cellule (compactage 45% , recuit 45 minutes à 200°C), et à partir d'une poudre identique, la résistivité à 4K est 4 $\mu\Omega$.cm, ce qui correspond à κ_a/T = 0,42 W/m/K^2 (cf. B.1), et à une diffusivité effective à 0 bar et 100 mK $D_{\text{eff}} = \frac{\kappa_a}{fC_3}$ =1,5 mm^2/s (f est la fraction d'^{3}He dans le fritté = 0,55).

B.1.2 Mesure de la résistance de Kapitza

Quant à la résistance de Kapitza, elle peut être mesurée directement au niveau du ballast (fritté dans les mêmes conditions que la cellule, avec de la poudre provenant du même lot). Le principe est de mesurer la surchauffe des parois en argent du ballast, lorsqu'on applique un créneau de flux de chaleur. La figure B.1 montre l'évolution thermique mesurée lors de telles expériences, pour différentes températures (la cellule était pressurisée à 27 bars dans ce cas, mais son influence sur le ballast est négligeable : du fait de son faible volume, sa chaleur spécifique n'est que 6% de celle du ballast). Le refroidissement lent aux temps longs est dû au faible couplage thermique entre le ballast et la chambre à mélange.

Mesure à basse température :

Dans l'approximation où le ballast est isolé (ce qui est approximativement vrai sur l'échelle de temps des créneaux) et homogène verticalement (parois très conductrices), nous avons un problème unidimensionnel selon le rayon (=a) des trous remplis de fritté (voir la figure du ballast au chapitre 6). Deux temps caractéristiques interviennent alors :

- le temps de diffusion τ_D en l'absence de résistance de Kapitza ($a^2/(\pi^2 D_{\text{eff}})$, pour une géométrie unidimensionnelle)

Taux de compactage	45%	45%	50%	55%
Température de cuisson	200°C	240°C	200°C	200°C
κ/T (W.m^{-1}.K^{-2})	0,42	0,74	0,86	1,09
Surface spécifique (m^2/g)	0,87±0,07	0,65±0,05	0,53±0,03	0,52±0,03

TAB. B.1 – *Caractéristiques des frittés d'argent en fonction des conditions de préparation. La poudre utilisée est de type* Ulvac 700 Å *commercialisée par* Inabata & Co *avec temps de cuisson est de 45 minutes. Les données proviennent des mesures de résistivité résiduelle et d'isothermes d'adsorption de [Cornut]. La photographie réalisée au microscope électronique représente une portion de fritté préparé dans les conditions similaires aux nôtres [Franco84].*

FIG. B.1 – *Réponse thermique expérimentale à une impulsion de chaleur appliquée pendant 3 s : les températures portées sont celles du ballast, de la compensation magnétique, du viscosimètre et du thermomètre intérieur.*

- le temps de Kapitza (pour une diffusion très rapide) $\tau_K = RC_3$, avec les notations du chapitre 5.

Les dépendances thermiques approximatives de ces termes sont : $C_3 \propto T$, $\kappa_a \propto$ T, $R \propto$ T^{-3}. D'où on déduit : $\tau_K \propto T^{-2}$, $\tau_D \propto$ cste. A suffisamment basse température, le temps de Kapitza domine, l'^{3}He et l'argent sont alors à des températures uniformes T_a et T_3 pendant l'impulsion de chaleur. Cependant, la résistance de Kapitza crée une différence de température $T_a - T_3 = R\dot{Q}$, $\dot{Q}$ étant exprimé par unité de volume d'^{3}He. La chaleur spécifique de l'argent étant très faible comparée à celle de l'^{3}He, cette différence de température apparaît (disparaît) instantanément lorsqu'on établit (coupe) $\dot{Q}$, T_3 restant inchangée lors de ce saut, comme le montre la figure B.2.

Dans ce cas, on a directement accès à R à partir de la mesure de la température de l'argent seul. Alternativement, le rapport du temps de Kapitza τ_K à la durée T du pulse est fourni par la surchauffe de l'argent relative à la variation totale de température induite par l'impulsion (figure B.2). L'examen de la figure B.1 montre clairement que cette surchauffe disparaît lorsque la température augmente, ce qui est tout à fait compatible avec la diminution attendue du temps de Kapitza.

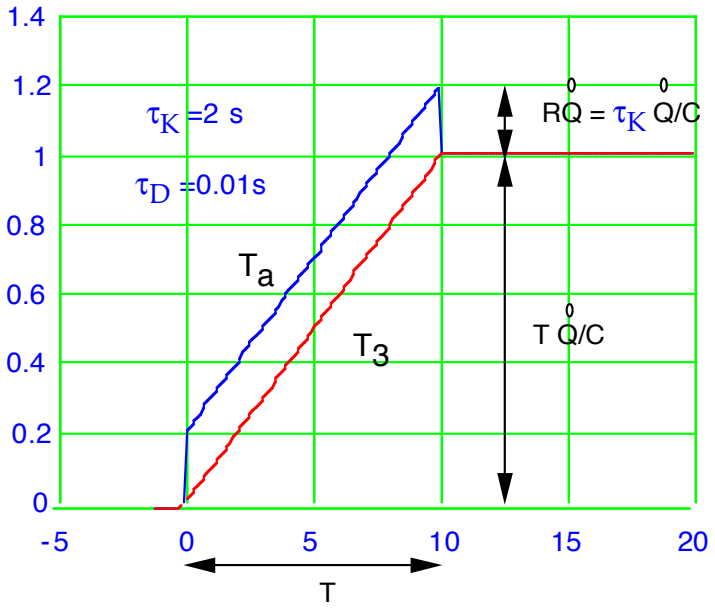


FIG. B.2 – *Réponse thermique théorique à un créneau de puissance de durée T lorsque le temps de diffusion τ_D est négligeable : la surchauffe, par rapport à leur température finale, des parois en argent du ballast permet de mesurer la résistance de Kapitza du fritté.*

Détermination à haute température :

A plus haute température, lorsque τ_K et τ_D deviennent comparables, on ne peut plus extraire la résistance de Kapitza directement à partir de la surchauffe des parois d'argent. A cause de la conductivité thermique du fritté, la surface d'échange accessible au flux de chaleur sur un temps court est limitée une couche de fritté d'épaisseur $\approx \sqrt{R\kappa_a}$ près des parois d'argent. Ainsi, la surchauffe instantanée va excéder $R\dot{Q}$ d'un facteur $\approx a/\sqrt{R\kappa_a} \approx \sqrt{\tau_D/\tau_K}$. Pour évaluer l'influence quantitative de cet effet sur la détermination de R, il est instructif de résoudre exactement le problème dans une géométrie unidimensionnelle. Nous avons donc généralisé au cas d'une résistance de Kapitza non nulle le calcul par transformation de Laplace traité dans [Carslaw59]. Pour un échelon de puissance d'amplitude $\dot{Q}_0$, on trouve :

$$\frac{C_3 T_a(x,t)}{\dot{Q}_0} = t + \tau_K + \frac{3x^2 - a^2}{6D_{\text{eff}}} - 2\sum_{n>0}(-1)^n \frac{\cos q_n x e^{-p_n t}}{D q_n^2 (1 + \tau_K/\tau_n)} \tag{B.1}$$

$$\frac{C_3 T_3(x,t)}{\dot{Q}_0} = t + \frac{3x^2 - a^2}{6D_{\text{eff}}} - 2\sum_{n>0}(-1)^n \frac{\cos q_n x e^{-p_n t}}{D q_n^2} \tag{B.2}$$

où les taux de relaxation p_n sont donnés par $p_n = 1/(\tau_K + \tau_n)$, avec $\tau_n = 1/(Dq_n{}^2)$ et $q_n = n\pi/a$. Par rapport au problème classique de diffusion unidimensionnelle, l'effet de la

résistance de Kapitza est d'allonger uniformément de τ_K le temps de vie des modes, et de diminuer leur poids d'un facteur (1+ τ_K/τ_n). On peut ainsi calculer l'évolution de la réponse thermique, lorsqu'on passe d'un régime basse température dominé par le Kapitza, à un régime haute température, dominé par la diffusion. Cette évolution est représentée sur la figure B.3.

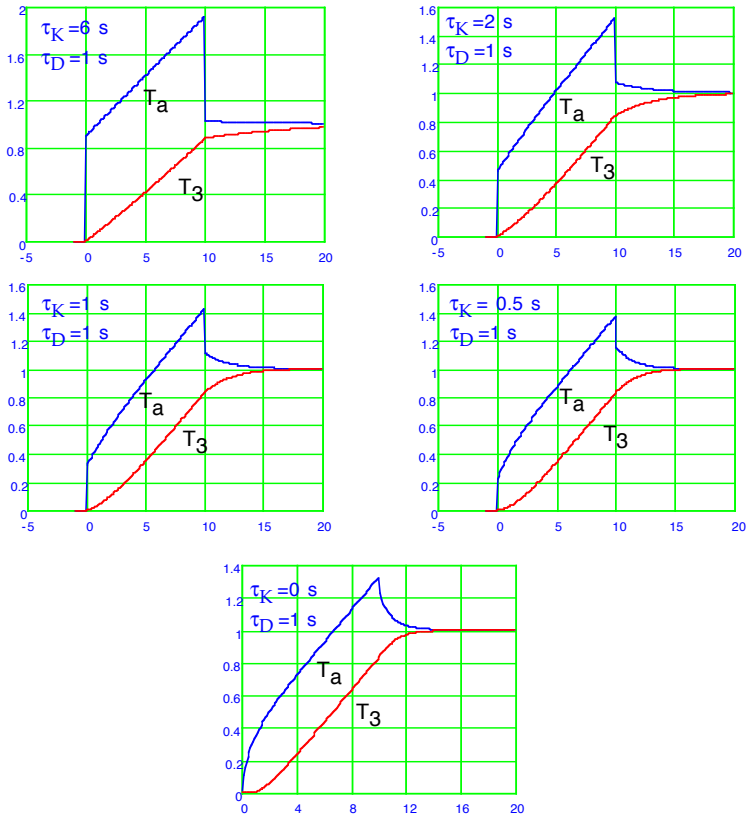


FIG. B.3 – *Températures théoriques de l'argent et de l'*^{3}*He pour une impulsion de chaleur appliquée pendant 10 s, et un rapport du temps de diffusion (1 s) au temps de Kapitza croissant.*

Partant du régime diffusif pur, on constate bien que l'introduction du Kapitza allonge l'échelle de temps de la relaxation consécutive au créneau de puissance, mais diminue en même temps l'amplitude de cette relaxation. On vérifie également que la surchauffe instantanée est plus grande que ne le prédit un modèle sans diffusion (par exemple, pour $\tau_K = 2\tau_D = 2\ s$, elle est de 45%, et non de 20% comme le prédirait le calcul sans diffusion). Cependant, il faut souligner que la surchauffe totale (instantanée plus retardée) reste dans tous les cas égale à $\frac{\dot{Q}}{C}(\tau_K + \frac{\pi^2}{3}\tau_D)$, dès lors que la durée du créneau est assez longue pour que le régime permanent ait été atteint lors de la coupure. En effet, dans ce cas, la température de l'argent est donnée par l'équation B.1 pour t tendant vers l'infini. Ce point crucial assure, qu'à condition de mesurer la surchauffe totale, on obtient une valeur fiable du temps de Kapitza, quelle que soit la température, à condition de connaître τ_D [1].

1. Nous insistons sur ce point, car nous verrons que le temps de Kapitza ainsi mesuré est trois fois plus long que

Nous avons donc extrait d'un ensemble d'expériences similaires à celles de la figure B.1 un temps effectif, égal au produit de la durée du créneau par la surchauffe totale de l'argent rapportée à la variation de température induite par le créneau (après soustraction de la dérive à temps longs induite par la faible fuite thermique). Ce temps est égal au temps d'avance des parois du ballast par rapport à la température moyenne de l'^{3}He des trous du ballast, lors d'une rampe uniforme de température, et vaut, d'après le paragraphe précédent, $\tau_K + \frac{\pi^2}{3}\tau_D = \tau_K + a^2/(3D_{\text{eff}})$ en géométrie 1D. On peut aussi le calculer directement en géométrie 2D, où il vaut $\tau_K + a^2/(8D_{\text{eff}})$ (la géométrie 2D réduit logiquement l'effet de la diffusion).

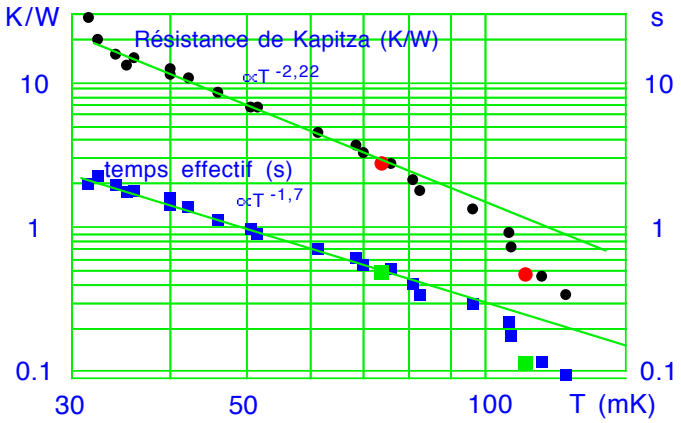


FIG. B.4 – *Surchauffe de l'argent du ballast lors d'un créneau de puissance, exprimée comme un temps équivalent (en s). A basse température, ce temps est le temps de Kapitza. La résistance de Kapitza du ballast est obtenue en le divisant par la chaleur spécifique calculée du ballast.*

La figure B.4 montre que ce temps effectif diminue avec la température jusqu'à 100 mK, où il est de l'ordre de 0,3 s. On n'observe pas de tendance à la saturation, qui indiquerait que τ_K devient comparable à τ_D (on observe même au contraire une chute plus rapide autour de 100 mK : ce comportement anormal peut cependant être dû au fait que la surchauffe devient plus faible, et donc plus difficile à déterminer).

Le temps le plus faible que nous ayons déterminé est de 0,1 s, correspondant à une surchauffe d'environ 3% (courbe à 115 mK de la figure B.1). Cette valeur n'est que légèrement inférieure à la limite basse prévue en l'absence de Kapitza, $a^2/(8D_{\text{eff}})$, qui est de 0,13 s pour D_{eff}=1,5mm^2/s et a=1,25 mm. Elle confirme que la conductivité thermique de notre fritté est comparable ou supérieure à celle attendue à partir des mesures de conductivité électrique (dont nous avions déduit la valeur D_{eff}=1,5 mm^2/s).

La figure B.4 montre aussi la résistance de Kapitza déduite de ces mesures (en négligeant la

celui déduit pour la cellule au paragrapheB.3.1.

correction diffusive τ_D), exprimée en K/W. Compte tenu du volume de notre fritté, ces valeurs sont comparables à celles antérieurement déterminées par la même méthode sur le ballast similaire utilisé dans la mesure de la courbe d'aimantation ([Bravin93]). On constate une dépendance marquée en température, toutefois plus proche de $1/T^2$ que de $1/T^3$. La dépendance de τ_K reste cependant proche de $1/T^2$ ($1/T^{1,7}$) car la chaleur spécifique augmente moins vite que T dans cette gamme de température (comme le montrent les valeurs déduites de ces expériences.

Pour résumer, ces expériences de surchauffe donnent pour le fritté du ballast :

- une conduction de l'argent fritté compatible avec une mesure antérieure (κ_a/T = 0,42 W/m/K^2)
- un temps de Kapitza (quantité indépendante du volume) à 0 bar ($\tau_K \approx 0,3\ s(\frac{T}{0,1K})^{-1,7}$)

B.2 Réponse thermique de la cellule à une variation de température du ballast

Les valeurs de résistances thermiques évaluées dans le paragraphe précédent nous permettent en principe de déterminer le comportement thermique de notre cellule. En particulier, il est important de connaître le détail des résistances thermiques dans le système pour calculer la différence de température entre la fente et les parois de la cellule durant la relaxation de l'aimantation (Cf.§7.3.4) et valider ainsi notre mesure de température pendant les expériences de fusion rapide. Le problème se pose alors de vérifier les valeurs que nous avons déterminées.

B.2.1 Définitions

Précisons tout d'abord ce qu'on entend par la "réponse thermique de la cellule" : Pour un profil initial de température uniforme, l'évolution de la température $T(x,t)$ en tout point de la cellule est déterminée uniquement par la température des parois $T_0(t)$. De plus, lorsque les variations de températures ne sont pas trop importantes, la réponse thermique de notre cellule à une perturbation $T_b(t)$ imposée sur le ballast est linéaire. Dans ce cas, $T(x,t)$ est connu à partir de la réponse indicielle $\mathcal{F}_0(x,t)$ (fonction de réponse à un échelon de température) du système préparé avec un profil de température initial uniforme (cf. [Carslaw59] p.19) :

$$\Delta T(x,t) = T(x,t) - T_b(t) = -\int_{t=0}^{\infty} \mathcal{F}_0(x,t)\frac{T_b}{dt}dt \qquad \text{(B.3)}$$

La fonction $\mathcal{F}_0(x,t)$, appelée *"fonction de réponse"*, contient toute l'information pour calculer l'évolution thermique de notre cellule. Le point important est que cette fonction de réponse peut être mesurée expérimentalement en certains points de notre cellule : A l'aide d'une régulation de température, nous imposons un échelon de température au ballast. L'évolution temporelle de la température à l'intérieur de la cellule $T_b(t) - T_{int}(t)$, mesurée par exemple par le viscosimètre, donne accès (après normalisation par l'amplitude de l'échelon) à la fonction de réponse (figure B.5).

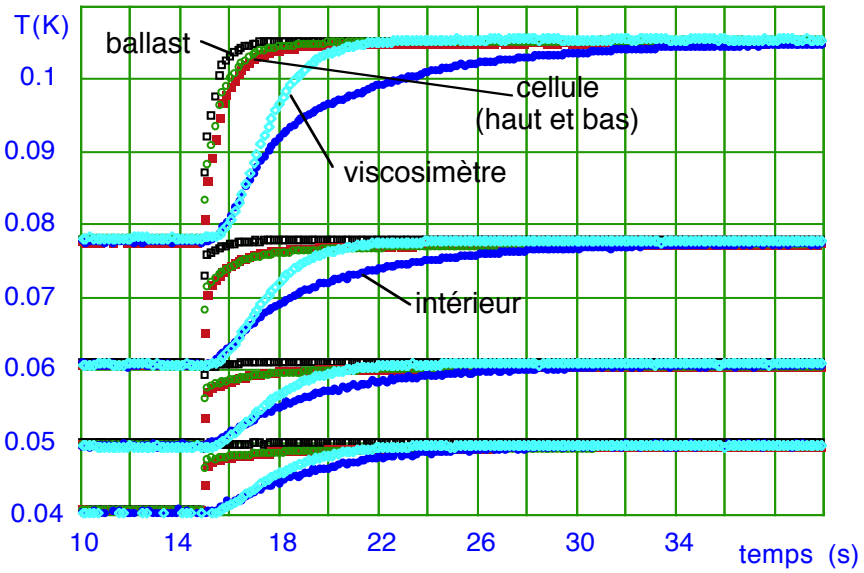


FIG. B.5 – *Températures du ballast, des parois de la cellule, du viscosimètre, et du thermomètre intérieur, pour des pas successifs de la température du ballast de 40 mK à 105 mK. Remarquer la cassure nette sur le thermomètre intérieur pour le pas le plus chaud. La pression de la cellule est de 27 bars.*

Dans la pratique, nous avons affaire à deux types d'évolution thermique (cf. §4.5) :

- La disparition des gradients créés par le refroidissement de la cellule après la fusion, dont la vitesse de relaxation est donnée par le temps de réponse de la cellule.
- Les gradients engendrés pendant la désaimantation.

Le *temps de réponse* de la cellule, qui correspond à la constante de temps du mode le plus lent, est directement mesurable après une expérience d'échelon de température. En revanche, cette quantité est difficile à calculer a priori car il faut résoudre le problème dynamique. Nous ne pourrons donc pas effectuer de comparaison avec cette quantité.

Les gradients engendrés pendant la désaimantation relèvent plutôt d'une situation "quasi statique", où la température varie lentement. La réponse thermique en chaque point de la cellule est alors caractérisée par un *temps de retard* :

$$\Delta T(x,t) = \tau_{\mathrm{retard}}(x)\dot{T}_b \tag{B.4}$$

Avec la première cellule, nous avons effectué des expériences de rampe de température pour mesurer expérimentalement le temps de retard de la fente (cf. §4.5). Avec la deuxième cellule, cette méthode s'est révélée inefficace car le temps de retard est plus court (du fait du meilleur contact thermique). En effet, avec des temps de retard de l'ordre de la seconde (à 0 bar), il faut des vitesses de variation élevées (quelques mK/s) pour avoir une bonne précision sur la différence de température. Dans ces conditions, la vitesse de variation de la température n'est plus constante (ni uniforme).

La fonction de réponse de la cellule, qui contient toute l'information sur son comportement thermique, permet d'accéder au temps de retard. A partir de l'équation B.3, on peut voir que :

$$\tau_{\mathrm{retard}}(x) = \int_{t=0}^{\infty} \mathcal{F}_0(x,t)dt \tag{B.5}$$

Ainsi, les mesures de fonctions de réponse permettent également d'accéder au temps de retard du système. Nous avons employé cette méthode pour déterminer expérimentalement le temps de retard entre la fente et le ballast thermique.

Théoriquement, on peut montrer que lorsque la vitesse de variation $\dot{T}_b$ de la température imposée au parois est constante, la température varie à la même vitesse en tout point de la cellule :

$$\dot{T}_b = \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \dot{T} \tag{B.6}$$

Cette situation correspond donc au cas où la température en tout point de la cellule est imposée par une source de chaleur uniforme fictive $C_3\dot{T}$. Le profil de température obtenu dans ce cas, ou de manière équivalente, le temps de retard, peut donc être déterminé à l'aide d'un calcul statique. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons comparer le temps de retard mesuré expérimentalement avec le temps de retard calculé à partir des valeurs de résistance thermique. Cette comparaison va constituer un test pour ces valeurs, et permettra éventuellement de les réajuster.

B.2.2 Fonction de réponse du viscosimètre

Les figures B.6 et B.7(a) présentent l'évolution de la fonction de réponse du viscosimètre (par rapport au ballast) en fonction de la température, à 27 bars, d'une part, et en fonction de la pression, vers 80 mK, d'autre part.

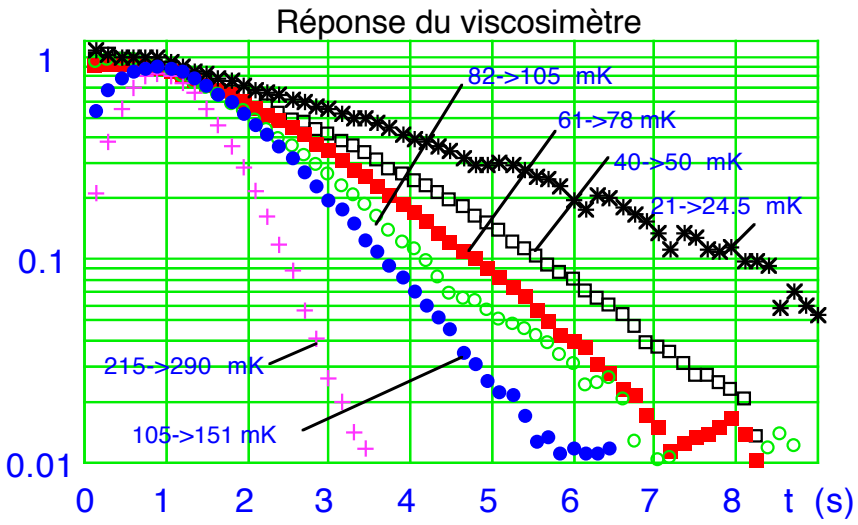


FIG. B.6 – *Réponse du viscosimètre à 27 bars à des pas successifs de température du ballast. Aux températures les plus élevées, le ballast met environ 1 s à atteindre sa température finale, ce qui explique la croissance initiale de la "fonction de réponse".*

La figure B.6 montre que la relaxation ralentit lorsqu'on abaisse la température. Comme nous le verrons lorsque nous discuterons le temps de retard, l'évolution au delà de 80 mK résulte principalement du fait que la chaleur spécifique augmente moins vite que la température, contrairement à la conduction métallique du fritté. Quant à l'effet de l'augmentation à basse température de la résistance de Kapitza, il ne se manifeste clairement qu'aux températures inférieures à 50 mK. Enfin, la relaxation n'est pas simplement exponentielle : c'est une conséquence de l'aspect diffusif du problème, qui résulte de la conductivité finie du fritté.

La figure B.7(a), elle, montre que la relaxation du viscosimètre ralentit de façon marquée lorsqu'on augmente la pression. Cet effet résulte principalement de l'augmentation de la chaleur spécifique de la cellule (la chaleur spécifique et la densité molaires augmentant toutes deux avec la pression). De fait, si l'on normalise l'échelle de temps par la chaleur spécifique, les courbes aux différentes pressions se rapprochent fortement les unes des autres (figureB.7(b)). Il reste toutefois une légère dépendance en pression, qui correspond à une diminution de la résistance thermique quand on augmente la pression, que nous interpréterons ci-dessous (figure B.13) comme résultant de la diminution de la conductivité thermique de l'^{3}He (qui agit en parallèle à

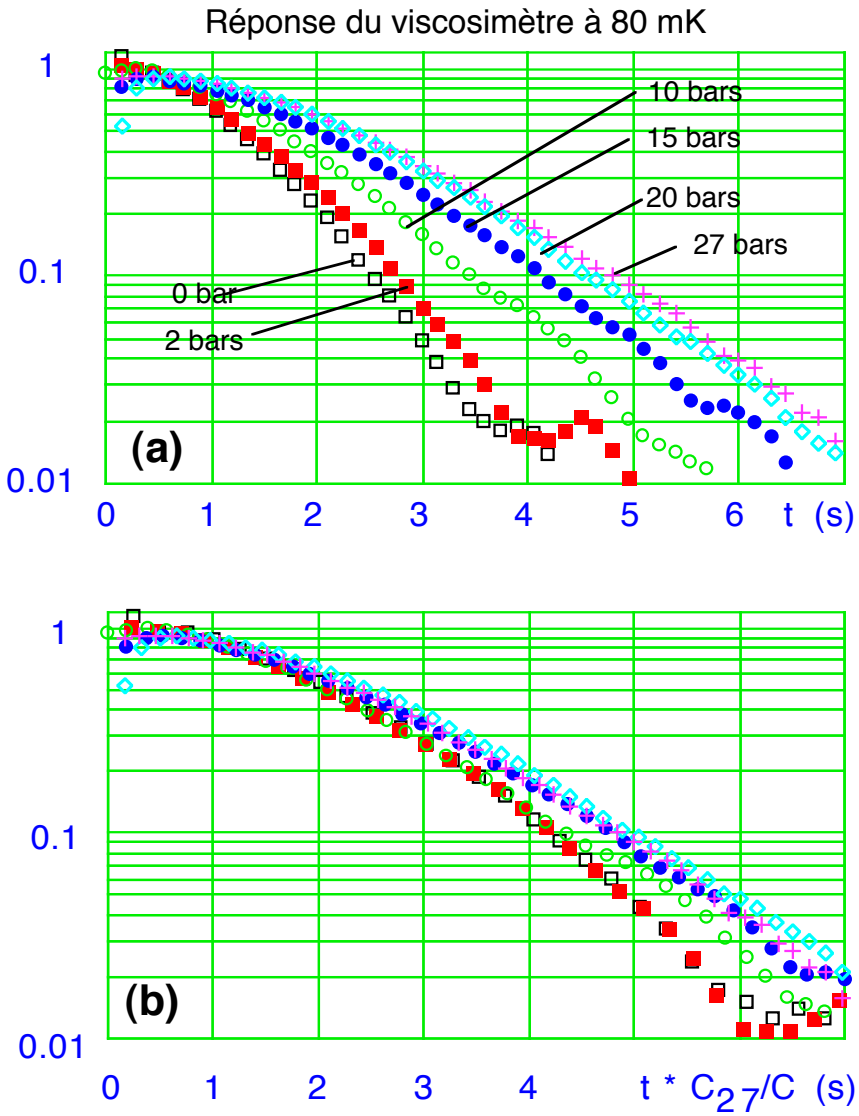


FIG. B.7 – *(a) Réponse du viscosimètre à différentes pressions à un pas de température de 60 à 80 mK : la forme aplatie au départ est due à la diffusion. (b) Mêmes signaux, mais l'échelle de temps est divisée par la chaleur spécifique de la cellule à la pression considérée (normalisée par celle à 27 bars), pour faire apparaître la faible dépendance en pression des résistances thermiques en jeu.*

la conduction métallique du fritté).

B.2.3 Fonction de réponse du thermomètre intérieur

Les mêmes expériences donnent simultanément accès à la fonction de réponse du thermomètre intérieur. Son comportement est très différent de celle du viscosimètre. Ainsi, à 27 bars (figure B.8):

- A toute température inférieure à 200 mK, la relaxation du thermomètre intérieur est plus

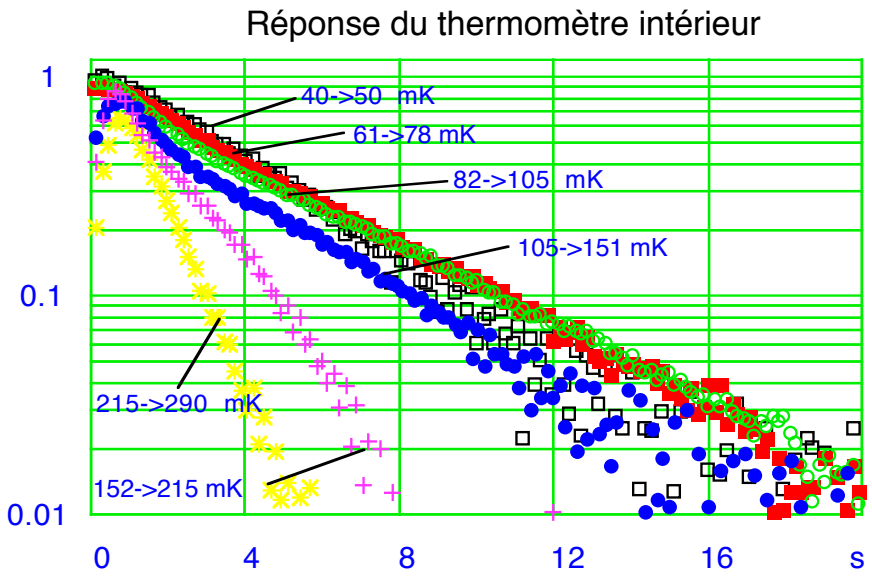


FIG. B.8 – *Réponse du thermomètre intérieur à 27 bars pour les expériences de la figure B.6. Le régime lent aux temps longs, déjà apparent dans la figure B.5, est bien visible.*

lente que celle du viscosimètre : on n'observe un accord entre le viscosimètre et le thermomètre qu'au delà de 300 mK.

- En dessous de 200 mK, la forme de la relaxation présente une claire anomalie. On distingue un régime de temps courts (<3 s), où la vitesse de relaxation augmente avec la température, et un régime de temps longs, dont la constante de temps varie peu avec la température (elle présente un léger maximum à 5 s vers 100 mK). Du coup, l'anomalie est très visible vers 150 mK (elle se voit également directement sur la figure B.5 pour le pas 78$\rightarrow$105 mK).

Une explication de ce comportement serait d'invoquer une relaxation lente interne au thermomètre lui-même. Cependant, nos données montrent qu'un tel mécanisme devrait aussi faire intervenir la chaleur spécifique dans le liquide. D'une part, le thermomètre intérieur répond très rapidement en phase solide, d'autre part, sa fonction de réponse dépend de la pression du liquide (figure B.9).

Là aussi, si nous normalisons l'échelle de pression par la chaleur spécifique, nous réduisons fortement (surtout aux temps courts) l'écart entre les courbes.

Une possibilité serait alors d'invoquer la présence de poches d'^{3}He mal couplées à l'extérieur au sein du thermomètre. Nous avons en effet constaté que, lors de son amincissement, ce thermomètre, en carbone, avait tendance à s'effeuiller : il se peut donc qu'il existe des "failles" en son sein. A l'heure actuelle, il n'est cependant pas clair pour nous de savoir si une telle image fournit une interprétation cohérente du comportement du thermomètre intérieur en fonction de la température

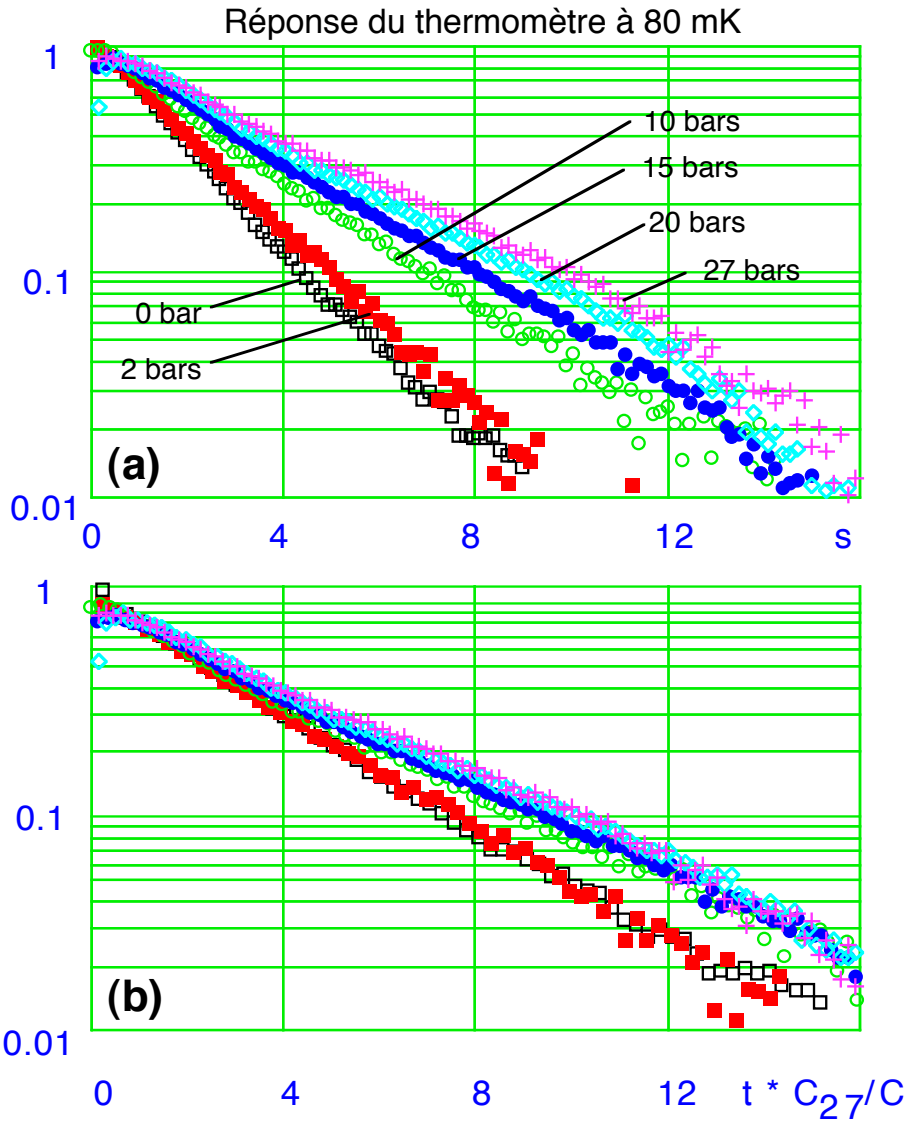


FIG. B.9 – *(a) Réponse du thermomètre intérieur à différentes pressions pour un pas de température de 60 à 80 mK. Le régime lent dépend de la pression du liquide, et n'est donc pas intrinsèque au thermomètre. (b) Mêmes signaux, mais l'échelle de temps est divisée par la chaleur spécifique de la cellule à la pression considérée (normalisée par celle à 27 bars).*

et de la pression. En tout état de cause, cette discussion confirme la grande importance de pouvoir valider la température lue par le thermomètre lors de la relaxation magnétique, grâce à la mesure de la résistance thermique viscosimètre-parois et à un calcul de la puissance libérée par la relaxation (chapitre 7).

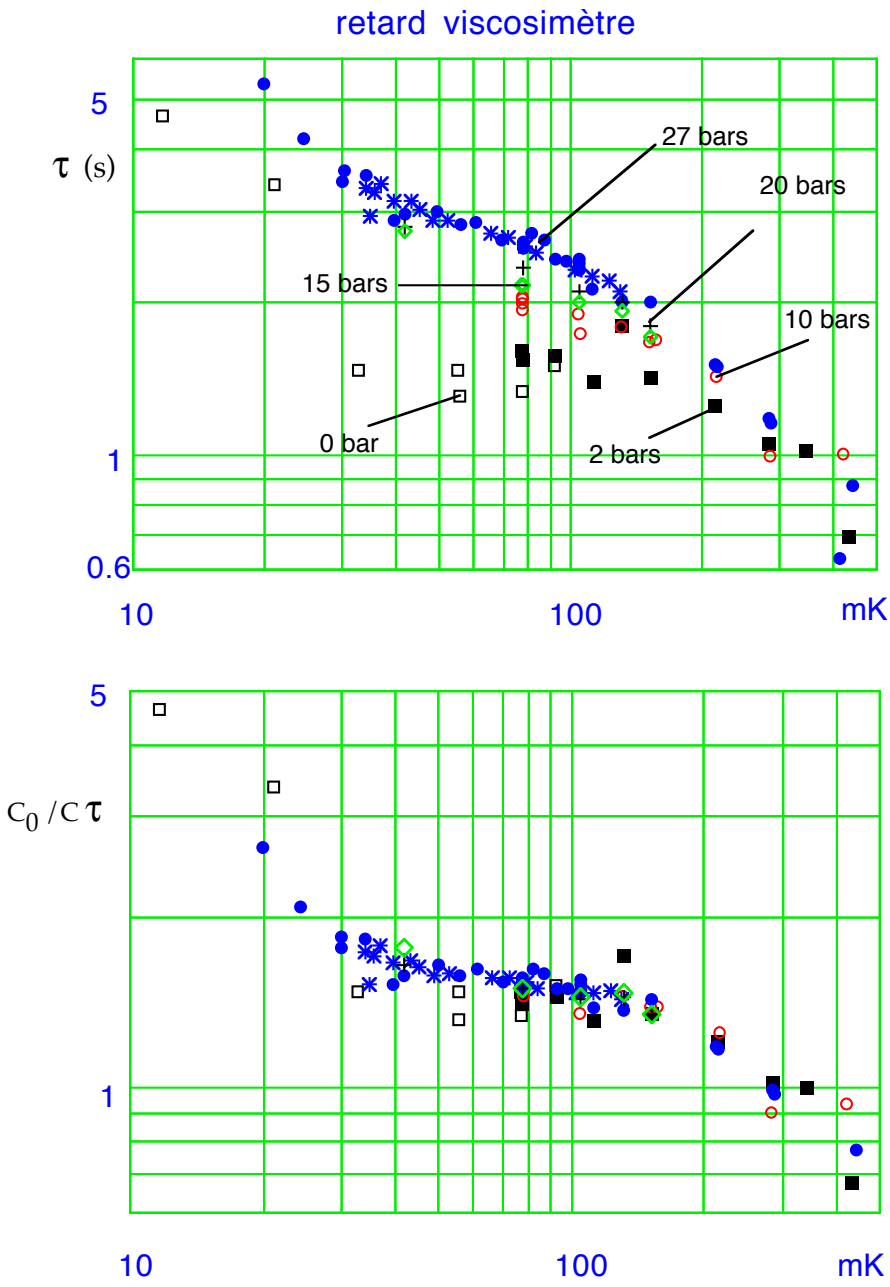


FIG. B.10 – *(a) Retard du viscosimètre par rapport au ballast, déterminé par intégration sur le temps de la différence de température viscosimètre-ballast (normalisée au pas de température). A 27 bars, les étoiles proviennent des expériences d'impulsions de chaleur de la figure B.1 (b) Mêmes points normalisés à chaque température par le rapport de la chaleur spécifique de la cellule à sa valeur à 0 bar.*

B.3 Temps de retard du viscosimètre

A partir de sa fonction de réponse, nous pouvons calculer le temps de retard du viscosimètre par rapport au ballast (et donc la résistance thermique associée pour un chauffage homogène en volume de l'^{3}He). Les résultats sont portés figure B.10(a) pour plusieurs pressions allant de 0 à 27 bars. Nous avons également inclus le temps de retard du viscosimètre déterminé

dans les expériences d'impulsions de chaleur (figure B.1). On retrouve bien les dépendances en température et en pression déjà apparentes dans les figures B.6 et B.7.

Si on normalise le temps de retard par le rapport de la chaleur spécifique de la cellule à la pression étudiée à la chaleur spécifique à 0 bar et à la même température (rapport calculé d'après les données de [Greywall83]), les points se rassemblent approximativement (figure B.10(b)) autour d'une seule courbe (les points à haute pression restant cependant légèrement plus hauts que ceux à basse pression, en accord avec la figure B.7(b), entre 50 et 100 mK).

B.3.1 Comparaison des temps de retard mesuré et calculé

Notre but est maintenant de comparer ces résultats expérimentaux au temps attendu à partir des paramètres thermiques du fritté. Si nous supposons que les valeurs déterminées pour le fritté du ballast s'appliquent également au fritté de la cellule (au moins à 0 bar), nous pouvons calculer le temps de retard fente-ballast à partir de la formule établie au chapitre 5, en additionnant à la contribution "horizontale" fente-parois (5.23) les contributions "verticales" de la résistance des parois d'argent massif, et de la résistance du contact vissé cellule-ballast.

Ces deux dernières quantités peuvent être évaluées indépendamment grâce à des mesures statiques, en chauffant le bas de la compensation et en mesurant les températures en différents points du dispositif (viscosimètre, haut de la cellule, bas du ballast). Des mesures effectuées à des températures de 40, 70 et 100 mK montrent que la conductance thermique du contact vissé suit une loi caractéristique d'un métal, $K/T \approx 0,3\mu W/(mK)^2$. Ces mesures montrent aussi que la conductance des parois, entre le thermomètre intérieur et le haut de la cellule, est environ 5 fois plus forte (ce qui correspond à un RRR de l'argent de 300). Il résulte de ce dernier point que les parois d'argent massif sont pratiquement isothermes verticalement. On peut alors calculer le temps de retard ballast-parois en multipliant la résistance (expérimentale) du contact vissé par la chaleur spécifique (théorique) de la cellule. La figure B.11 montre le résultat de ce calcul à 27 bars, ainsi que les valeurs obtenues par une mesure directe lors des pas de régulation.

Au dessus de 100 mK, l'accord est raisonnable. Entre 50 et 100 mK, le temps mesuré peut atteindre 0,2 s de plus que celui déduit des mesures statiques. Cette différence, qui pourrait en partir provenir de nos erreurs expérimentales, reste cependant faible par rapport au temps total dans les mêmes conditions (environ 2,5 s). Aussi, pour comparer le temps total fente-ballast(figure B.10) à la prédiction théorique, nous avons choisi d'ajouter au temps théorique

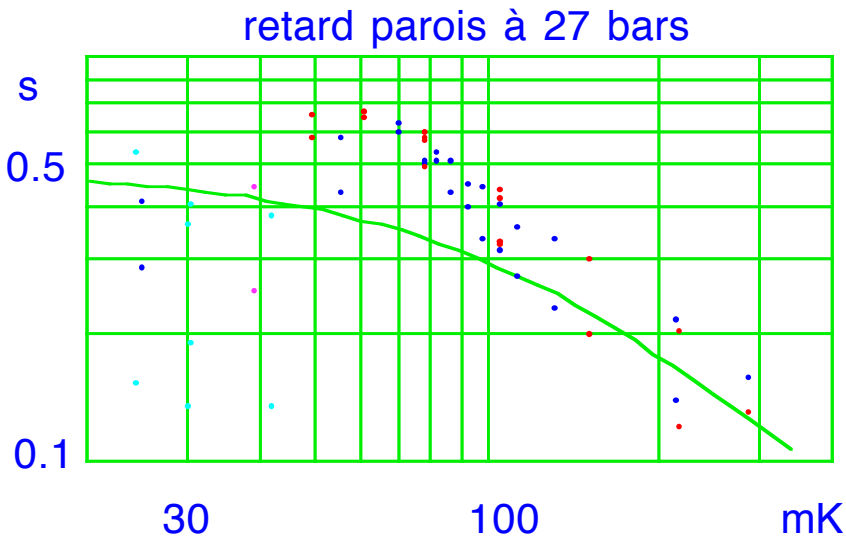


FIG. B.11 – *Retard des parois sur le ballast, pour les mêmes expériences que la figure B.10. Pour chaque température, on a une paire de points correspondant aux températures mesurées en haut de la cellule et en bas de la compensation, qui diffèrent en moyenne d'environ 0,1 s. La courbe continue est déduite de la mesure statique de la résistance thermique du contact vissé cellule-ballast.*

fente-parois la valeur du temps parois-ballast déduite des mesures statiques, plutôt que des mesures directes, à notre avis moins fiables.

La figure B.12 montre le résultat de cette comparaison à 0 bar. Pour la courbe théorique, la décroissance au delà de 100 mK est due à la diminution du temps de diffusion sur le diamètre du fritté (chute du rapport C_3/T) et la croissance à basse température à l'augmentation de la résistance de Kapitza. En faisant varier la conductivité et la résistance de Kapitza du fritté, on peut donc principalement jouer sur le comportement à haute et basse température respectivement.

Le temps de retard, prédit en utilisant la résistance de Kapitza déterminée pour le fritté du ballast, excède alors 2 s en dessous de 80 mK, alors que les chiffres expérimentaux sont inférieurs à 1,5 s au dessus de 30 mK. Il s'avère donc que la résistance de Kapitza du fritté de la cellule est inférieure à celle trouvée pour le ballast. Pour trouver un accord raisonnable avec les chiffres expérimentaux entre 10 et 20 mK, il nous faut utiliser une valeur trois fois plus faible. Pour restituer alors à peu près correctement le "plateau" observé de 30 à 100 mK, il suffit de plus de tenir compte de la conduction parallèle à celle du fritté assurée par l'^{3}He. Dans ce cas, on doit modifier l'équation 5.23 en :

$$\tau_{\rm tot} = \tau_{\rm fritté} + \tau_{\rm fente} \qquad \text{(B.7)}$$

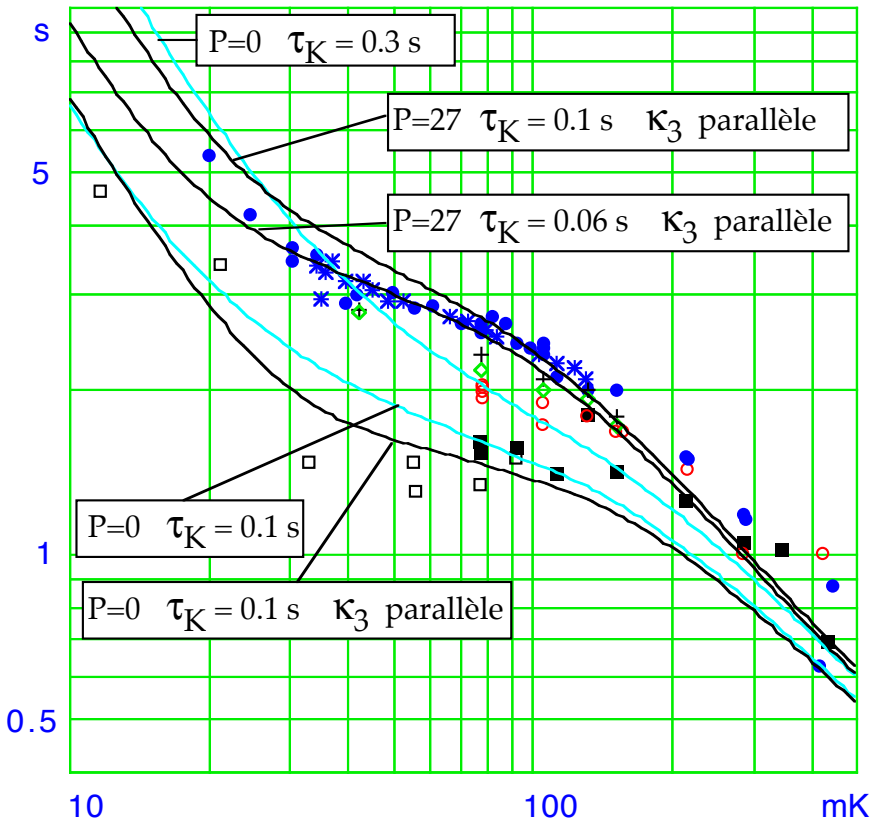


FIG. B.12 – *Comparaison des points de la figure B.10 aux valeurs prédites. La conductivité du fritté d'argent est prise égale à κ_a/ (f T) = 0,42/f = 0,7 W/m/K², où f=0,55 est la fraction d'³He dans le fritté. La résistance du contact parois-ballast est prise proportionnelle à T et correspondant à un temps de relaxation de 0,35 s à 70 mK et 27 bars. La résistance de Kapitza R_K du fritté est exprimée par le temps τ_K correspondant à 100 mK et 0 bar, tel que $R_K C_3(T, 0bar) = \tau_K (T/100mK)^{-1,7}$). Le choix $\tau_K = 0,3\ s$, correspondant au fritté du ballast, prédit une augmentation trop marquée à basse température.Le choix $\tau_K = 0,1\ s$ donne un meilleur accord, surtout si on tient compte de la conduction de l'³He en parallèle à celle de l'argent fritté. Avec les mêmes paramètres, on reproduit à peu près correctement les données à 27 bars. L'accord est encore meilleur si on diminue un peu la résistance de Kapitza.*

où $\tau_{\text{fritté}}$ et τ_{fente}, (qui correspondent à la résistance thermique fente-paroi qui intervient respectivement pour un chauffage homogène de l'³He du fritté ou de la fente), sont donnés par :

$$\tau_{\text{fritté}} = \frac{\tau_D}{4} + \frac{K'_a}{K'_a + K_3}\tau_K + \frac{C_3}{K'_a + K_3}\frac{\Lambda}{\text{sh}\frac{L}{\Lambda}}\left(1 + \frac{K_3}{K'_a}\text{ch}\frac{L}{\Lambda}\right) \tag{B.8}$$

$$\tau_{\text{fente}} = \frac{1}{2}\frac{C_3}{K_3}\ell^2 + \frac{\ell}{f}\frac{C_3}{K'_a + K_3}\left[L + \frac{\Lambda}{\text{sh}\frac{L}{\Lambda}}\left(2 + \left(\frac{K'_a}{K_3} + \frac{K_3}{K'_a}\right)\text{ch}\frac{L}{\Lambda}\right)\right] \tag{B.9}$$

avec :

$\tau_K = RC_3$ (la résistance de Kapitza, R, et C_3 étant rapportées à un volume unité d'^{3}He)

$K'_a = K_a/f$ f fraction volumique d'^{3}He dans le fritté

$\Lambda^2 = \frac{\tau_K}{C_3}\frac{K'_a+K_3}{K'_aK_3}$ Longueur de pénétration thermique

$\tau_D = \frac{C_3}{K'_a+K_3}L^2$ Temps de diffusion

La prise en compte de la conductivité de l'^{3}He abaisse en effet significativement le temps de réponse à 0 bar entre 20 et 100 mK (à plus haute température, la conductivité est trop faible par rapport à celle du fritté pour avoir un effet, et, à plus basse température, la résistance de Kapitza domine de toute façon). Avec les expressions B.8 et B.9, la courbe théorique à 0 bar devient assez proche des données expérimentales. La courbe prédite à 27 bars, en utilisant les mêmes valeurs de la conductivité et du Kapitza du fritté, est alors également voisine des données à cette pression (les écarts ne dépassent pas 0,4 s vers 30 mK et 0,2 s vers 400 mK, soit de 10 à 20% du temps total). On peut encore améliorer l'accord entre 30 et 100 mK en réduisant le Kapitza de 40% par rapport à la valeur prise à 0 bar. Soulignons que, sous pression, la conductivité de l'^{3}He est plus faible qu'à 0 bar. Ceci augmente la résistance fente-fritté, ainsi que la résistance fritté-parois (car l'^{3}He conduit en parallèle avec l'argent). L'addition de ces deux effets suffit à expliquer quantitativement le fait déjà mentionné (figure B.7) qu'à température donnée, le temps de relaxation n'est pas simplement proportionnel à la chaleur spécifique (figure B.13).

En résumé, nous pouvons rendre compte du temps de retard du viscosimètre en adoptant, à toute température, une résistance de Kapitza trois à quatre fois plus faible que celle du ballast. Nous ne savons pas quelle est l'origine de cette différence (possible légère variation de la température de frittage, rôle des diamètres différents - 4 et 2,5 mm des cylindres de fritté dans les deux cas, plus grande surface spécifique du fritté au voisinage de la fente [2] due au processus de frittage…?). Cependant, nous avons observé que les différences de température fente-parois mesurées lors de la relaxation des spins à 27 bars et 80 mK étaient très proches pour les deux cellules utilisées (de même géométrie). Ce fait milite en faveur d'un effet systématique plutôt que d'un hasard.

2. Contrairement à la surchauffe de l'argent du ballast, qui fait intervenir, pour $\tau_D \ll \tau_K$, la résistance de Kapitza moyenne du fritté, le temps fente-parois ne fait intervenir la résistance de Kapitza que sur une longueur Λ, au voisinage de la fente.

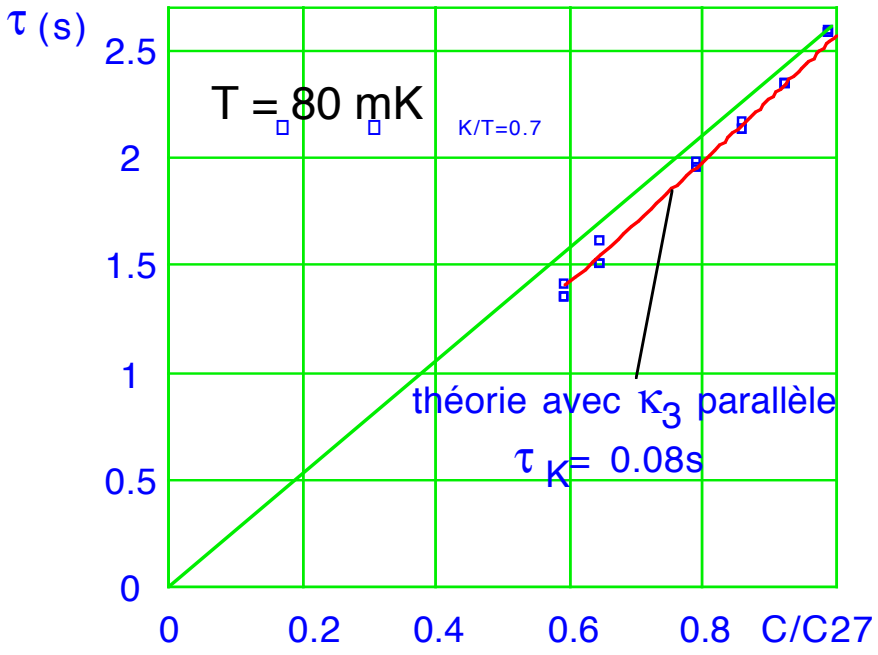


FIG. B.13 – *Dépendance en pression du retard du viscosimètre à 80 mK, pour les points de la figure B.7. Le retard n'est pas simplement proportionnel à la chaleur spécifique, à cause de la dépendance en pression de la conductivité de l'*^{3}*He. L'équation (B.7), qui inclut cet effet, rend bien compte de la dépendance observée. Paramètres thermiques :* κ_a*/(f T)=0,7 W/m/K*^{2}*,* $\tau_K = 0,08\ s$*. Résistance ballast-parois de la figure B.12*

B.3.2 Conséquence sur la contribution de la fente

A partir de cette résistance de Kapitza, nous pouvons finalement calculer la contribution de la fente au temps de retard, qui, rappelons le, doit être soustraite du temps de retard total pour pouvoir prédire la valeur théorique de l'échauffement relaxationnel. Pour s'affranchir au mieux d'une erreur toujours possible sur les paramètres thermiques du fritté, nous avons calculé cette contribution pour des variations de $\pm 30\%$ de la conductivité du fritté, en adaptant alors la résistance de Kapitza pour rester compatible (à 0,5 s près) avec la dépendance mesurée du temps de retard total. Le résultat de ce calcul est porté sur la figure B.14. La contribution τ_{fente} de la fente peut ainsi être estimée à $^{+0.05}_{-0.1}\ s$ près et est reportée dans le tableau 7.2.

B.3.3 Influence de la polarisation sur le comportement thermique

Pour conclure cet appendice, discutons brièvement si, et comment, une forte polarisation peut modifier le comportement thermique de la cellule. Plus précisément, nous nous demandons dans

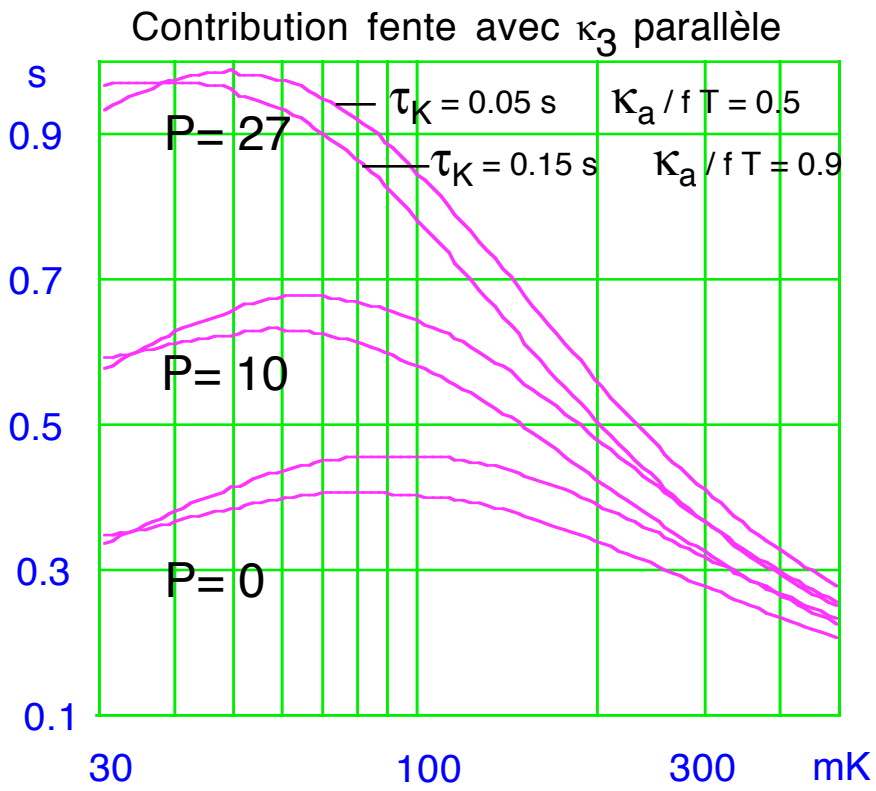


FIG. B.14 – *Retard calculé de la fente par rapport au fritté pour deux jeux extrêmes de paramètres thermiques : $\kappa_a/(fT)$=0,5 et 0,9 W/m/K^2, τ_K=0,05 et 0,15 s, respectivement. De cette figure sont déduites les valeurs du tableau 7.2.*

quelle proportion la polarisation affecte :

- la résistance thermique vue par la chaleur libérée par les spins, et donc la différence de température calculée dans le tableau 7.2.

- le temps de retard du viscosimètre lors d'un pas de température du ballast.

Pour ce qui est du premier point, la polarisation peut affecter a priori deux quantités qui jouent dans la résistance thermique : la conduction thermique de l'^{3}He et la résistance de Kapitza. Nous supposerons la résistance de Kapitza non affectée, ce qui est raisonnable si la transmission de la chaleur met en jeu des phonons thermiques : Dans ce cas, les mesures de [Bonfait87] ont en effet montré que la vitesse du son variait très peu avec la polarisation (au plus de 0,2% pour m^2 = 0,1 à 12 bars). Par contre, si on suppose qu'elle varie autant que la viscosité, la conductivité thermique pourrait changer d'un facteur 2,5 à forte polarisation. Cependant, même dans ce cas, l'évaluation de l'expression B.8 montre que la résistance thermique fritté-ballast (celle que voit la chaleur libérée) diminuerait au plus de 7% dans les pires conditions (0 bar, 80 mK). Cet effet

reste modeste par rapport à nos barres d'erreur sur la détermination de cette résistance.

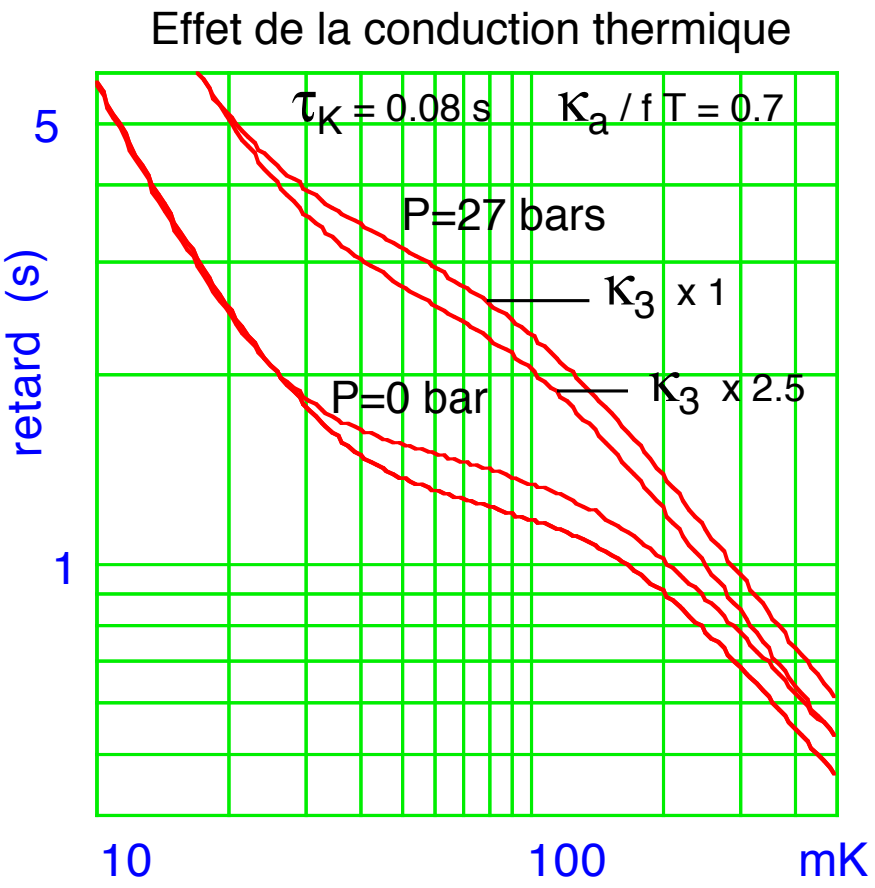


FIG. B.15 – *Effet d'un accroissement d'un facteur 2,5 de la conductivité thermique de l'^{3}He sur le retard du viscosimètre : un tel accroissement, qui pourrait par exemple être causé par une polarisation de 60% de l'^{3}He, ne diminue le retard que de 15% au plus.*

Concernant le deuxième point, nous nous intéressons à un temps, et non plus à une résistance: le changement de chaleur spécifique induit par la polarisation va donc aussi intervenir. En fait, dans l'optique où nous souhaiterions accéder à ce changement via la mesure de ce temps de retard, la question serait de savoir dans quelle mesure le changement de conductivité peut biaiser cette expérience. Nous avons donc évalué le changement du temps total fente-ballast dû à une augmentation de la conductivité d'un facteur 2,5 (figure B.15), en l'absence de tout changement de chaleur spécifique. Entre 50 et 100 mK, cet effet diminue le temps total d'au plus 15% à toute pression. L'observation d'une diminution nettement plus marquée (respectivement d'une augmentation) serait alors à attribuer à une diminution (respectivement une augmentation) de la chaleur spécifique avec la polarisation.

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIE

[Anderson62] Anderson A., Reese W., and Wheathley J., *Phys. Rev.* **127** (1962) 671.

[Andreev78] Andreev A.F., *J.E.T.P.* **28** (1978) 556.

[Andreev79] Andreev A.F., Kosevich Yu. A. *Sov. Phys. J.E.T.P.* **50** (1979) 1218.

[Angell84] Angell C.A., in *Relaxation in disordered systems,* Ngai K.L. and Wright G.B. editors (1984).

[Archie81] Archie C.N., Alvesalo T.A., Reppy J.D., and Richardson R.C., *J. Low Temp. Phys.* **3/4** (1981) 295.

[Arp] Arp V.D. and McCarty R.D., *Thermophysical properties of ^{4}He from 0.8 to 1500 K with pressures to 2000 MPa*, n° 1334.

[Baym91] Baym G., Pethick C.,*Landau Fermi-liquid theory* (John Wiley & sons) 1991.

[Béal-Monod68] Béal-Monod M.T., Ma S.K., and Fredkin D.R., *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 929.

[Béal-Monod83] Béal-Monod M.T. and Daniel E., *Phys. Rev. B* **27** n° 7 (1983) 4467.

[Béal-Monod88] Béal-Monod M.T., *Phys. Rev. B* **38** n° 13 (1988) 8801.

[Bedell86] Bedell K.S., Sanchez-Castro C., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 854.

[Bertinat74] Bertinat M.P., Betts D.S., Brewer D.F., and Butterworth G.J., *J. Phil. Mag.* **8** (1963) 977.

[Betts63] Betts D.S., Osborne D.W. , Welber B., Wilks J., *J. Low Temp. Phys.* **16** (1974) 479.

[Black71] Black M.A., Hall H.E., and Thompson K., *J. Phys. C: Solid State Phys.* **4** (1971) 129.

[Bonfait84] Bonfait G., Puech L., Greenberg A.S., Eska G., Castaing B., and Thoulouze D., *Phys. Rev. Lett.* **53** n° 11 (1984) 1092. (courbe de fusion)

[Bonfait87] Bonfait G., Puech L., Halperin W.P., and Castaing B., *Europhys. Lett.* **3** (1987) 489. (vitesse du son)

[Bouchaud89] Bouchaud J.P. and Lhuillier C., *Z. Phys. B: Condens. Matter* **75** (1989) 283.

[Bravin92] Bravin M., Wiegers S.A.J., Wolf P.E., and Puech L., *J. Low Temp. Phys.* **88** (1992) 723.

[Bravin93] Bravin M., Thèse d'Etat, Université Grenoble I (1993).

[Bravin98] Bravin M., Buu O., Forbes A.C., Wiegers S.A.J., Puech L., and Wolf P.E., *J. Low Temp. Phys.* **110** n° 1 (1998) 375.

[Buu98a] Buu O., Forbes A.C., van Steenbergen A.S., Wiegers S.A.J., Reményi G., Puech L., and Wolf P.E., *J. Low Temp. Phys.* **110** n° 1 (1998) 311.

[Buu98b] Buu O., Forbes A.C., Puech L., and Wolf P.E., *J. Low Temp. Phys.* **110** n° 1 (1998) 381.

[Cabanel90] Cabanel R., Thèse, Université Grenoble I (1990).

[Candela91] Candela D., Wei L.-J., McAllaster D.R., and Mullin W.J., *Phys. Rev. Lett.* **67** n° 3 (1991) 330.

[Candela94] Candela D., Hayden M.E., and Nacher P.J., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 2587.

[Carless83] Carless D.C., Hall H.E., and Hook J.R., *J. Low Temp. Phys.* **50** (1983) 583.

[Carslaw59] Carslaw H.S. and Jaeger J.C., in *"Conduction of Heat in Solids"* (Oxford Press 1959).

[Castaing79] Castaing B. and Nozières P., *J. Physique (Paris)* **40** (1979) 257.

[Castaing] Castaing B., communication privée

[Colegrove63] Colegrove F.D., Schearer L.D., and Walkers G.K., *Phys. Rev.* **132** (1963) 2561.

[Cornut] Cornut M., Rapport de stage, Université Grenoble I (non publié).

[Donnelly81] Donnelly, *Physics Vade Mecum,* AIP 50th Anniversary (Anderson H.L. ed. 1981) p. 130.

[Dutta85] Dutta A. and Archie C.N., *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2949.

[Einzel97] Einzel D., Parpia J., *J. Low Temp. Phys.* **109** (1997) 1.

[Fåk94] Fåk B., Guckelsberger K., Scherm R., and Stunault A., *J. Low Temp. Phys.* **97** (1994) 445.

[Franco84] Franco H., Bossy J., Godfrin H., *Cryogenics* (1984) 477.

[Frossati92] Frossati G., Roobol L.P., Steel S.C., van Woerkens C.M.C.M. *J. Low Temp. Phys.* **89** (1992) 297.

[Georges97] Georges A. and Laloux L., *Mod. Phys. Lett. B* **11** (1997) 913.

[Greywall82] Greywall D.S. and Busch P.A., *J. Low Temp. Phys.* **46** n° 5 (1982) 451. (Courbe de fusion)

[Greywall83] Greywall D.S., *Phys. Rev. B* **27** n° 5 (1983) 2747. (Chaleur spécifique)

[Greywall84] Greywall D.S., *Phys. Rev. B* **29** n° 9 (1984) 4933. (Conductivité thermique)

[Hampson88] Hampson T.M.M., Bowley R.M., Brugel D., and McHale G., *J. Low Temp. Phys.* **73** n° 5/6 (1988) 333.

[Hess87] Hess D.W., Quader K.F., *Phys. Rev. B* **36** (1987) 756.

[Kopietz86] Kopietz P., Dutta A., and Archie C.N., *Phys. Rev. Lett.* **57** n° 10 (1986) 1231.

[Kranenburg89] Kranenburg C.C., Roobol L.P., Jochemsen R., and Frossati G., *J. Low Temp. Phys.* **77** n° 5 (1989) 371.

[Laloux94] Laloux L., Georges A., and Krauth W., *Phys. Rev. Lett.* **50** n° 5 (1994) 3092.

[Leduc87] Leduc M., Nacher P.J., Betts D.S., Daniels J.M., Tastevin G., and Laloë F., *Europhys. Lett.* **4** n° 1 (1987) 59.

[Lhuillier79] Lhuillier C. and Laloë F., *J. Phys. (Paris)* **40** (1979) 239.

[Lhuillier82] Lhuillier C. and Laloë F., *J. Phys. (Paris)* **43** (1982) 197.

[Lhuillier83] Lhuillier C., *J. Phys. (Paris)* **44** (1983) 1.

[Marchenkov97] Marchenkov A., Thèse, Université de Leiden (1997).

[Meyerovich87] Meyerovich A.E., in *"Progress in Low Temperature Physics"* Vol. **XI** Chapter 1, Brewer D.F. ed. (1987) 3.

[Mullin83] Mullin W.J., Miyake K., *J. Low Temp. Phys.* **53** (1983) 313.

[Owers-Bradley98] Owers-Bradley J.R., Bowley R.M., Naish J.H., Richardson P.J., Vonken A.P.J., and König R.K., *J. Low Temp. Phys.* **110** n° 1/2 (1998) 321.

[Pines66] Pines D. and Nozières P., in *"Theory of Quantum Liquids"* Vol. **1**, 2nd ed. (Addison-Wesley, New-York 1966).

[Puech] Puech L., communication privée.

[Puech86] Puech L., Bonfait G., and Castaing B., *J. Physique (Paris)* **47** (1986) 723.

[Puech88] Puech L., Bonfait G., Castaing B., Paulsen C., and Wolf P.E., *Proc. 3rd Conference on Spin Polarized Quantum Systems* (1988).

[Ramm70] Ramm H., Pedroni P., Thompson J.R., and Meyer H., *J. Low Temp. Phys.* **2** n° 5/6 (1970) 521.

[Rodrigues97] Rodrigues A. and Vermeulen G., *J. Low Temp. Phys.* **108** (1997) 103.

[Rueskin88] Rueskin W., Harrison J.P., and Sachrajda A., *J. Low Temp. Phys.* **70** n° 3 (1988) 393.

[Sanchez-Castro89] Sanchez-Castro C., Bedell K.S., Wiegers S.A.J., *Phys. Rev. B* **40** (1989) 437.

[Skjetne98] Skjetne B. and Østgaard E., *J. Low Temp. Phys.* **113** n° 1/2 (1998) 55.

[van Steenbergen98] van Steenbergen A.S., Wiegers S.A.J., Wolf P.E., Perenboom J.A.A.J., and Maan J.C., *Phys. Rev. B* **58** (1998) 925.

[Tastevin92] Tastevin G., *J. Low Temp. Phys.* **89** (1992) 317.

[Taylor57] Taylor R.D., Dash J.G., *Phys. Rev.* **36** (1957) 398.

[Vermeulen] Vermeulen G., communication privée.

[Vermeulen88] Vermeulen G., Schuhl A., Rasmussen F.B., Joffrin J., Frossati G., and Chapellier M., *Phys. Rev. Lett.* **60** n° 22 (1988) 2315.

[Vollhardt84] Vollhardt D., *Rev. Mod. Phys.* **56** (1984) 1.

[Wheatley75] Wheatley J.C., *The Helium Liquids,* Ch.7, Armitage J.G.M and Farquhar I.E. editors, (Academic Press 1975).

[Wiegers91] Wiegers S.A.J., Wolf P.E., and Puech L., *Phys. Rev. Lett.* **66** n° 22 (1991) 2895.

[Wilks67] Wilks J., in *"Liquid and solid helium"*, 1st ed. (Clarendon Press, Oxford, 1967).

[van Woerkens96] van Woerkens C.M.C.M., Remeijer P., Steel S.C., Jochemsen R., Frossati G. *Czech. J. Phys.* **46** Suppl. S1 (1996) 217.

[van Woerkens98] van Woerkens C.M.C.M., Thèse, Université de Leiden (1998).

Summary :

^{3}He at low temperature is a model system for interacting fermions. This thesis is an experimental study of the effect of nuclear polarization on the viscosity of liquid ^{3}He, which is specifically a quantum effect. The same kind of effect has been shown theoretically and experimentally as well in gaseous ^{3}He, but theoretical models disagree on the mechanism in the liquid phase.

Experimentally, the main problem is to obtain strongly polarized liquid ^{3}He. The technique used here is the rapid melting of a polarized solid. However, viscosity is strongly temperature dependent. A precise control of the temperature in the experimental cell is then needed to separate polarization effects from thermal effects linked to the rapid melting technique.

We show that the viscosity is enhanced by nuclear polarization, in agreement with previous experiments. Thanks to an improved experimental device, our range of polarization extents up to 60%. Moreover, experiments carried out at different temperatures shows that the polarization induced viscosity enhancement operates beyond the degenerate regime, disappearing only at 1K. Finally, the effect shows a weak pressure dependence.

The persistence of an effect from quantum statistical origin beyond the degenerate regime is an open theoretical question. Moreover, we need to improve our understanding of liquid ^{3}He at low temperature, in particular the weak pressure dependence of the polarization induced viscosity enhancement.

Keywords :

Low temperatures
Correlated fermions
Pauli Principle
Helium
Nuclear polarisation
Viscosity

Résumé :

L'^{3}He à basse température est l'archétype d'un fluide de fermions en interaction. Le but de cette thèse est d'étudier expérimentalement un effet quantique dans l'^{3}He liquide : L'influence de la polarisation nucléaire sur la viscosité. Ce type d'effet est connu dans la phase gazeuse, mais les modèles théoriques donnent des réponses diverses concernant la phase liquide.

Expérimentalement, la difficulté consiste à obtenir de forts taux de polarisation dans l'^{3}He liquide. Nous utilisons pour cela la méthode de fusion rapide d'un solide aimanté. La viscosité étant une quantité fortement dépendante de la température, il faut un bon contrôle de l'homogénéité thermique dans la cellule expérimentale pour isoler les effets dus à la polarisation des variations de température liées à la méthode de fusion rapide.

En accord avec des mesures antérieures, nous montrons que la polarisation nucléaire a pour effet d'augmenter la viscosité. Grâce à un dispositif expérimental de conception soignée, nous étendons la gamme de polarisation explorée jusqu'à des taux de 60%. De plus, des expériences à différentes températures nous permettent de montrer que cet effet survit au-delà du régime où les spins sont dégénérés, et disparaît vers 1K. Enfin, nous montrons que l'effet de la polarisation dépend peu de la pression.

Ces résultats posent des questions théoriques importantes dans les deux régimes de température que nous avons explorés : Il faut raffiner les modèles existants pour comprendre la faible dépendance en pression de l'effet de la polarisation sur la viscosité à basse température. A haute température, il s'agit de comprendre comment des effets de statistique quantique peuvent subsister en-dehors du régime dégénéré dans un système dense.

Mots clés :

Basses températures
Fermions corrélés
Principe de Pauli
Hélium
Polarisation nucléaire
Viscosité