


目次

論文題目：低温・強磁場下での二次元
固体 ^3He の磁化測定

指導教員： 石本英彦 教授 

学籍番号： 46148

氏名： 根間裕史

平成 18 年 7 月

目次

第1章	序論	1
第2章	グラファイト上の2次元 ^3He	2
2.1	グラファイト基盤	2
2.2	グラファイト上の2次元 ^3He の相図	4
2.3	多体交換相互作用	6
第3章	4/7相の基底状態	10
3.1	反強磁性整合相(4/7相)	10
3.2	磁場中の4/7相	12
3.3	本研究の目的	12
第4章	実験	15
4.1	冷却装置	15
4.1.1	^3He - ^4He 希釈冷凍	15
4.1.2	核断熱消磁冷却	17
4.2	温度測定	19
4.2.1	^3He 融解圧温度計(MCT)	19
4.2.2	MCTの更正	21
4.3	磁化測定	23
4.3.1	ファラデー法	23
4.3.2	ダブルグラディエント方式	24
4.3.3	実験セル	26
4.3.4	測定系	31
4.4	試料	32
4.4.1	測定を行う試料	32
4.4.2	試料の作成法	33
4.5	実験の手順	34

4.5.1	銅の比熱	34
4.5.2	冷却及び測定の流れ	35
第 5 章	実験結果	36
5.1	解析方法	36
5.1.1	磁化の導出	36
5.1.2	M_{up} と M_{down} の差	38
5.2	結果と考察	39
5.2.1	${}^3\text{He}/{}^3\text{He}/\text{Gr}$ 系	39
5.2.2	${}^3\text{He}/{}^4\text{He}/\text{Gr}$ 系	46
5.2.3	理論との比較	51
5.2.4	誤差の原因	53
第 6 章	まとめと今後の課題	58
	参考文献	59
	謝辞	61

第1章 序論

等方的な相互作用をもつ低次元量子スピン系では、スピン揺らぎにより有限温度で長距離秩序が抑制されることはよく知られている。長距離秩序が絶対零度でも抑制される系として 2 次元の $S = \frac{1}{2}$ 三角格子反強磁性体が考えられる。この系の基底状態としてはスピンの向きが一意的に決まらない共鳴原子価結合 (RVB) 状態が考えられている。この状態は隣り合うスピン一重項の対が時間とともに組み替かわる量子的に乱れた状態であるので量子スピン液体とも呼ばれる。

グラファイト上に形成される 2 次元 ^3He の反強磁性整合層 (4/7 相) は実際の $S = \frac{1}{2}$ 三角格子反強磁性体を実現する理想的な系の 1 つである。固体 ^3He の交換相互作用はユニークであり、強磁性的な奇数体交換と反強磁性的な偶数体交換の競合によって決められる。多体交換が競合する場合の基底状態は少数粒子系の多体交換モデルによって調べられており、4/7 相の場合はギャップのあるスピン液体状態であるといわれていた。しかし、比熱及び帯磁率測定が低温まで行われ基底状態はギャップがないかあったとしても非常に小さいという結果が得られている。

本研究では 4/7 相の基底状態に磁場の効果が入った場合に注目する。前述の多体交換モデルによると磁場中では uuud 相と呼ばれる相が現れ、磁化過程には uuud 相に対応した 1/2 プラトーが存在する。実際に磁場中で 4/7 相の磁化を測定し磁場中の基底状態を探る。これまでグラファイト上の 2 次元 ^3He の磁化は主に NMR を用いて測定が行われてきたが、本研究ではテスラオーダーの磁場を変化させて測定を行うことから NMR は困難なのでファラデー法を用いる。

本論文では、まず第 2 章で試料であるグラファイト上に形成される 2 次元 ^3He について述べる。次に興味の対象である 4/7 相の基底状態について第 3 章で述べる。冷凍機や実験セル等の実験装置や測定の手順は第 4 章で説明する。その後第 5 章では、得られた実験結果を示し考察を行い、第 6 章で誤差の原因を述べる。最後に第 7 章で本研究のまとめをし、今後の課題を挙げる。

第2章 グラファイト上の 2 次元 ^3He

本章ではグラフォイルに ^3He を物理吸着させて得られる 2 次元 ^3He について述べる。基盤として用いるグラフォイルについて述べ、1 層目に形成される 2 次元 ^3He 、2 層目に形成される 2 次元 ^3He について述べる。最後に固体 ^3He の磁性で重要な多体交換について説明する。

2.1 グラファイト基盤

2 次元 ^3He は吸着基盤表面に ^3He 原子を物理吸着させることで得られる。低温の実験で基盤に求められる性質は、原子レベルで平坦なこと、比表面積が大きいこと、熱伝導度が良いことなどが挙げられる。このような特徴を持つ基盤として剥離性グラファイトがある。グラファイトは炭素原子が平面に六角形構造で配列しており (図 2.1)、原子間隔が 1.42 Å 程度である。剥離性グラファイトの一種でグラフォイルという商品名のものがよく用いられる。グラフォイルはグラファイトの単結晶をスタックしたもので、1 つの単結晶の大きさは 100 Å 程度であり表面は原子レベルで平坦である。単結晶の向きはモザイク角が $\pm 15^\circ$ 程度に揃っており、単位質量当りの吸着表面積は 20 g/m^3 と非常に大きい。

グラファイト表面に垂直な方向の吸着ポテンシャルを図に示す。吸着ポテンシャルが最も深い部分は六角形の中心部で -200 K 程度である。六角形の周囲と中心部には 40 K 程度ポテンシャルに差があるため ^3He 原子は周期的な波形ポテンシャルを感じる。図 2.2 中の点線は ^3He 原子の基底状態の存在確率を表す。最も存在確率が大きな位置での周期的波形ポテンシャルの強度は 10 K 程度しかないが、1 層目の ^3He の磁性を議論する上では重要である。それに対して 2 層目以上ではグラファイトの周期的波形ポテンシャルの強度は急速に減少する。

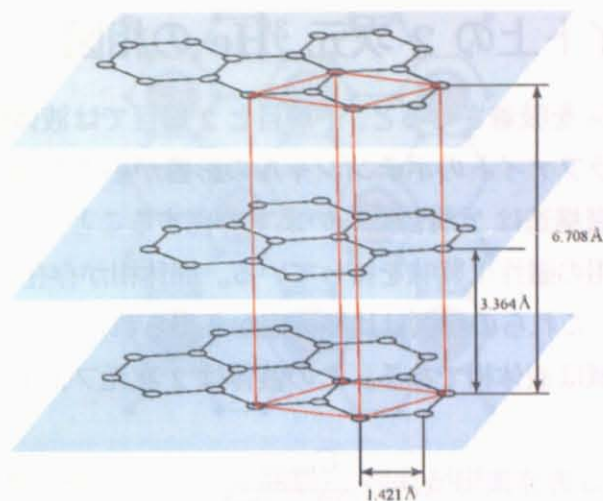


図 2.1: グラファイトのハニカム構造

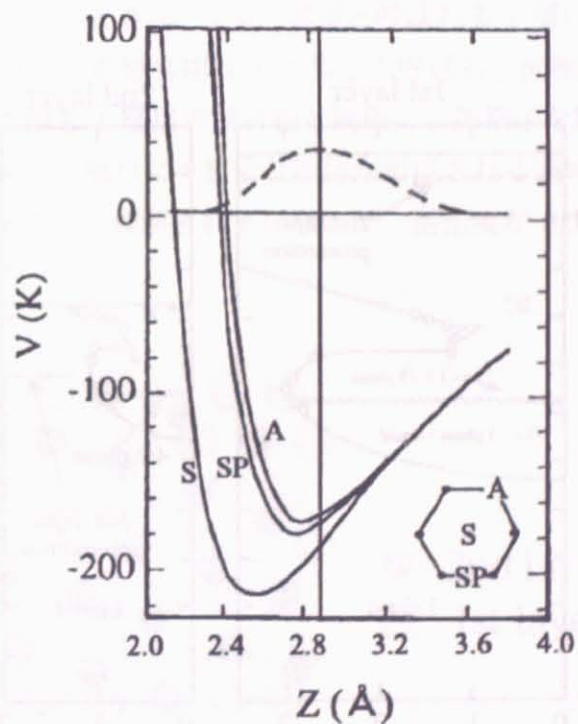


図 2.2: ヘリウム原子に対するグラファイトの吸着ポテンシャル。実線は図中右下に示してある炭素原子の六角形の各位置における吸着ポテンシャルを表す。破線は水平方向に平均化されたポテンシャル中の ^4He 原子の確率密度を表す。

2.2 グラファイト上の 2 次元 ^3He の相図

グラファイト上に ^3He を吸着させると、1 層目と 2 層目では液体相や固体相を形成する。3 層目以上ではグラファイトのポテンシャルの影響が小さくなり、液体相のみが形成される。このような層構造は 7 層目くらいまで存在することが知られている [1]。本研究では主として固体相の磁性に興味を持っている。固体相が存在する 1 層目と 2 層目の相図を図 2.3 に示す。これらの相図は比熱測定から得られたものである [3, 4, 5, 6]。1 層目の面密度が低い領域は液体相である。この液体は 2 次元フェルミ液体であり帯磁率は近似的に

$$\chi = \frac{C_{\text{liquid}}}{\sqrt{T^2 + T^{**2}}} \quad (2.1)$$

と表せる。 T^{**} は有効フェルミ温度である。面密度が大きくなると約 3 K 以下では固体相と液体相が共存する相になり、面密度が 6.366 nm^{-2} になると図 2.4 のように基盤に整合した固体相を形成する。この固体相は三角格子を組み $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造と呼ばれる。面密度が 7.8 nm^{-2} 以上になると基盤に整合しない不整合固体相が形成される。

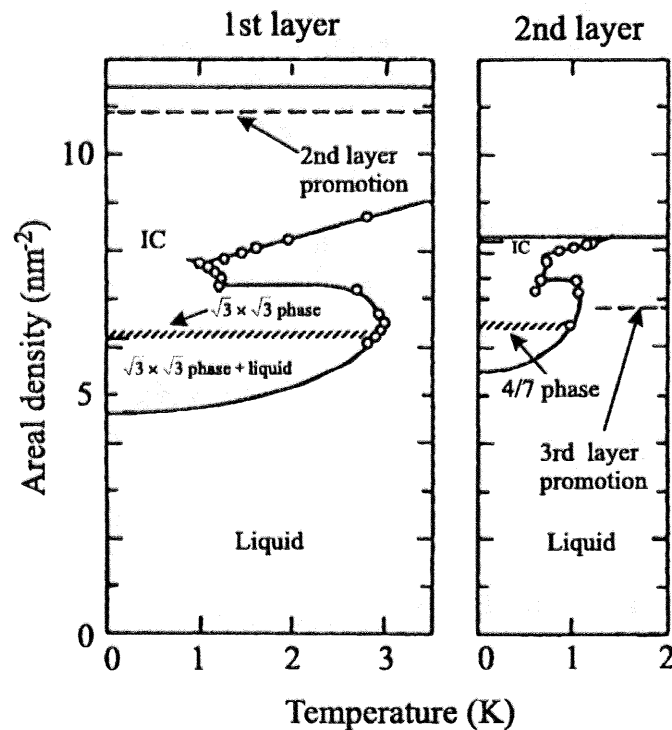


図 2.3: グラファイト上の 2 次元 ^3He 相図 (1 層目と 2 層目)

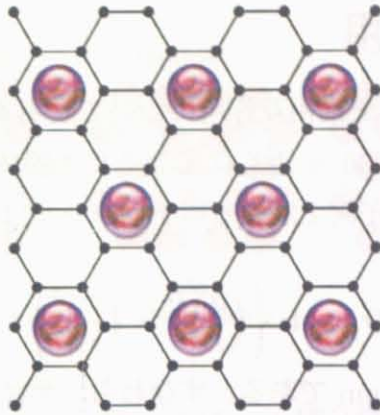


図 2.4: 1 層目の固体整合相 ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造)。黒丸が炭素を表し、紫丸は ^3He を表す。

1 層目は最終的には 11.4 nm^{-2} で完結する。1 層目の面密度が 10.6 nm^{-2} 以上になると 2 層目が形成され始める。2 層目については面密度が低いとき 1 層目と同様にフェルミ液体として振舞う。2 層目の面密度が 5.5 nm^{-2} 以上に増加すると固体と液体が共存する領域になり、 6.4 nm^{-2} のとき $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ 構造と呼ばれる 1 層目固体に整合した固体相が形成される (図 2.5)。この整合相は $4/7$ 相とも呼ばれ、面密度が 1 層目完結の面密度の $4/7$ である。 $4/7$ 相も 1 層目の整合相と同様に三角格子を組むと考えられている。さらに面密度が増えたと 1 層目に不整合な固体が形成される領域が現れる。整合相と不整合相の間の領域はまだよく理解されていないが、面密度が 8.2 nm^{-2} になると 2 層目が完了する。

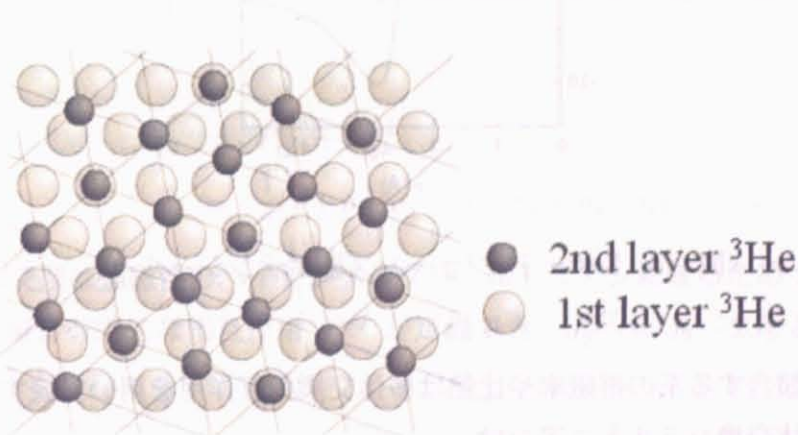


図 2.5: $4/7$ 相と呼ばれる 2 層目の固体整合相 ($\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ 構造)

2.3 多体交換相互作用

固体 ^3He の磁性で重要な多体交換相互作用について説明する。ヘリウムは質量が小さく零点振動が大きく格子間隔の 30 % 近くにもなるため固体ヘリウムでは原子が位置を交換する確率が高い。 ^3He 原子同士が作るポテンシャルはレナード-ジョーンズ型でよく説明される。

$$V(r) = 4\epsilon \left\{ \left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right\} \quad (2.2)$$

ここで $\epsilon = 10.2 \text{ K}$ 、 $\sigma = 0.256 \text{ nm}$ である。すなわち、半径 σ 程度の近距離では強い斥力ポテンシャルをもっている (図 2.6)。そのため原子が位置を交換する際に周囲の原子を押し除けなければならず、2 体の交換と同時に 3 体以上の多体の交換も起こり、競合していると考えられる (図 2.7)。フェルミ粒子の場合、偶数体の交換には反強磁性的な相互作用が奇数体の交換には強磁性的な相互作用が働くことが知られている [2]。したがって、固体 ^3He では強磁性と反強磁性の交換相互作用が競合している。

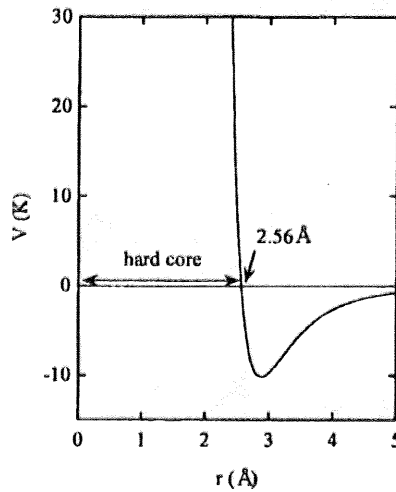


図 2.6: レナード-ジョーンズ型ポテンシャル

多体交換が競合する系の帯磁率や比熱は多体交換相互作用を用いて表すことができる。一般的な多体交換ハミルトニアンは

$$H = \sum_n J_n (-1)^n P_n \quad (2.3)$$

と記述できる。ここで P_n は n 体の置換演算子、 $J_n (> 0)$ は n 体交換の相互作用定数で

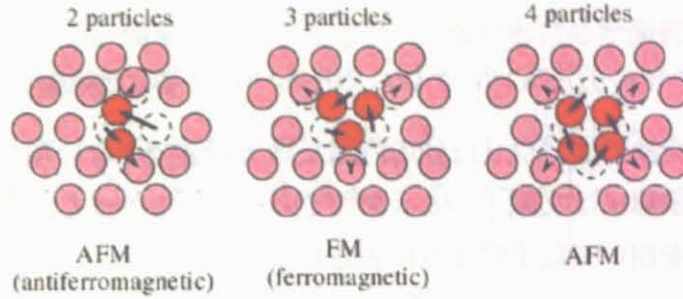


図 2.7: 2 体、3 体、4 体交換。

ある。置換演算子 P_n をパウリのスピン行列 σ を用いると 2 体交換の場合は

$$\begin{aligned} P_{ij} &= \frac{1}{2}(1 + 4\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) \\ &= \frac{1}{2}(1 + \sigma_i \cdot \sigma_j) \end{aligned} \quad (2.4)$$

と表せる。3 体以上の交換については循環経路に対して両方の置換 P_n 、 P_n^{-1} を考えなければならない。3 体交換の置換演算子は

$$\begin{aligned} P_{ijk} &= P_{ij}P_{ik} \\ &= \frac{1}{4}(1 + \sigma_i \cdot \sigma_j)(1 + \sigma_i \cdot \sigma_k) \\ &= \frac{1}{4}[1 + \sigma_i \cdot \sigma_j + \sigma_j \cdot \sigma_k + \sigma_k \cdot \sigma_i + i\sigma_i \cdot (\sigma_j \times \sigma_k)] \end{aligned} \quad (2.5)$$

であるので

$$\begin{aligned} P_3 &= P_{ijk} + P_{ijk}^{-1} \\ &= \frac{1}{2}(1 + \sigma_i \cdot \sigma_j + \sigma_j \cdot \sigma_k + \sigma_k \cdot \sigma_i) \end{aligned} \quad (2.6)$$

となる。3 体交換は強磁性のハイゼンベルグハミルトニアンになるため 2 体、3 体交換のみを考える場合有効的な相互作用 J_2^{eff} が定義でき、 $J_2^{eff} = J_2 - 2J_3$ となる。4 体交換の置換演算子は

$$\begin{aligned} P_4 &= P_{ijkl} + P_{ijkl}^{-1} \\ &= \frac{1}{4}(1 + h_p) \\ &= \frac{1}{4} \left[1 + \sum_{\mu < \nu} \sigma_\mu \cdot \sigma_\nu + G_{ijkl} \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。ここで

$$G_{ijkl} = (\sigma_i \cdot \sigma_j)(\sigma_k \cdot \sigma_l) + (\sigma_i \cdot \sigma_l)(\sigma_j \cdot \sigma_k) - (\sigma_i \cdot \sigma_k)(\sigma_j \cdot \sigma_l) \quad (2.8)$$

である。4 体以上の交換ではパウリ行列の内積だけで記述できない項が現れる。5 体交換、6 体交換の置換演算子は文献 [7] に示されている。したがって、多体交換ハミルトニアンはパウリ行列を用いて以下のように表される。

$$H = \frac{J_2^{eff}}{2} \sum_{(ij)} \sigma_i \sigma_j + \frac{J_4}{4} \sum_p h_p \quad (2.9)$$

ハミルトニアンがわかれば分配関数 Z が求まり、自由エネルギーを $F = -\frac{1}{\beta} \ln Z$ と表せる。ここで $\beta = \frac{1}{k_B T}$ である。交換相互作用定数よりも温度が十分高い領域では、自由エネルギーを β のべきで展開できる (高温展開 (HTSE))。高温展開によると帯磁率は

$$\chi = \frac{C_0}{T - \theta} \quad (2.10)$$

と表される。ここで

$$\theta = 3J_\chi = -3(J_2 - 2J_3 + 3J_4 - 5J_5 + \frac{5}{8}J_6) \quad (2.11)$$

である。 J_χ は帯磁率測定から得られる実効的な交換相互作用であり、 C_0 はキュリー定数である。比熱は

$$C = \frac{9}{4} R \left(\frac{J_C}{T} \right)^2 \quad (2.12)$$

と表される。ここで

$$J_C^2 = (J_2 - 2J_3 + \frac{5}{2}J_4 - \frac{7}{2}J_5 + \frac{1}{4}J_6)^2 + 2(J_4 - 2J_5 + \frac{1}{16}J_6)^2 + \frac{23}{8}J_5^2 - J_5J_6 + \frac{359}{385}J_6^2 \quad (2.13)$$

である。4 体以上の交換相互作用を無視する場合、

$$J_C = J_\chi = -(J_2 - 2J_3) \quad (2.14)$$

となるので、帯磁率から求める実効的な交換相互作用と比熱から求める実効的な交換相互作用が一致する。

実際のグラフィイト上の 2 次元固体 ^3He では面密度によって n 体交換の割合が変化し、 J_n が変化するので実効的な交換相互作用 (J_χ 及び J_C) が面密度によって変化する。図 2.8 と図 2.9 にそれぞれ第 1 層目と第 2 層目の実効的な交換相互作用の面密度依存性を示す。第 1 層に比べ第 2 層は交換相互作用が大きい。各層とも面密度が大き

なると交換相互作用がゼロに近づく。第2層目の面密度が小さい領域は反強磁性であり、 $4/7$ 相も反強磁性である。面密度が大きくなり、1層目も含めた面密度が約 20 nm^{-2} 以上になると強磁性の領域になる

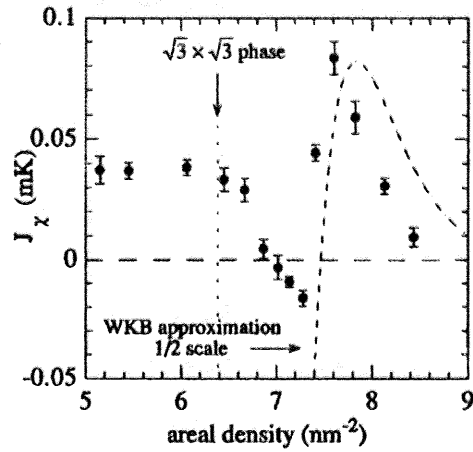


図 2.8: 1層目の交換相互作用の面密度依存性 [11]

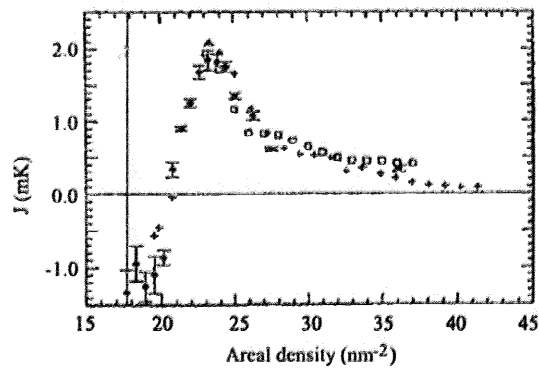


図 2.9: 2層目の交換相互作用の面密度依存性 [12]。黒抜きの点は磁化測定、白抜きの点は比熱測定、+の点は1層目に ^4He を敷いた磁化測定の結果である。図中の縦線は $4/7$ 相の面密度を表す。

第3章 4/7 相の基底状態

本章では、本研究で最も興味のある 2 層目の反強磁性整合相について述べ、本研究の目的を述べる。

3.1 反強磁性整合相 (4/7 相)

2 層目の面密度が小さいときは反強磁性の相が形成される。特に 2 層目の面密度が 1 層目の面密度の $4/7$ のときには 1 層目に整合した固体が形成され、4/7 相と呼ばれる。4/7 相では 2 つのフラストレーションが同時に起こる。第 1 に 4/7 相は $S = \frac{1}{2}$ の三角格子反強磁性体であるので幾何学的フラストレーションが起こる。幾何学フラストレーションが起こる磁性体は長距離秩序をもたない基底状態が実現するといわれている。第 2 は多体交換の競合である。4/7 相では実効的な交換相互作用が反強磁性であり、実際には偶数体交換による強磁性と奇数体交換による反強磁性の交換相互作用が競合している。このように 4/7 相は非常にフラストレーションが強い系であり、基底状態は自明ではない。

4/7 相の多体交換パラメータは 6 体交換までの多体交換はミルトニアンの高温展開によって解析され、 $J_2^{eff}/J_4 = -1.7$, $J_5/J_4 = 0.35$, $J_6/J_4 = 0.8$ であることがわかった [8, 9]。 ^4He を 1 原子層コートしたグラファイト上の 4/7 相に ^4He を 2 層目に加えていく実験でも多体交換パラメータが調べられ、 $J_2^{eff}/J_4 = -2.0$, $J_5/J_4 = 0.32$, $J_6/J_4 = 0.89$ ($J_2^{eff} = -2.8$ mK, $J_4 = 1.4$ mK, $J_5 = 0.45$ mK, $J_6 = 1.25$ mK) となっている [13]。

4/7 相の基底状態を調べるために、少数粒子系のモデルによる計算が行われている。図 3.1 は三角格子で 6 体交換まで考慮した際の厳密対角化による計算で得られた基底状態の相図である [16]。相図によると基底状態は強磁性状態と $S = 0$ のギャップのあるスピン液体状態の 2 種類の状態が考えられる。相図の縦軸と横軸はそれぞれ J_4 (4 体交換相互作用の大きさ) に対する J_5 (5 体交換相互作用の大きさ)、 J_2^{eff} ($J_2^{eff} = J_2 - 2J_3$) の比であり、2 つの相の境界は J_4 に対する J_6 (6 体交換相互作用) の比で決まる。実際の比熱測定や帯磁率測定の結果得られる、いくつかの面密度のときの多体交換相互作用

用の比が相図にプロットされている（各点の面密度は表 3.1 参照）。点 a が 4/7 相の多体交換の比であり、4/7 相は $S = 0$ ギャップのあるスピン液体相であることがわかる。基底状態が $S = 0$ ギャップのあるスピン液体相である場合、比熱と帯磁率は両方とも低温で $e^{-\Delta/T}$ に比例した温度依存性を示すと予測されている。 Δ はギャップを表す。

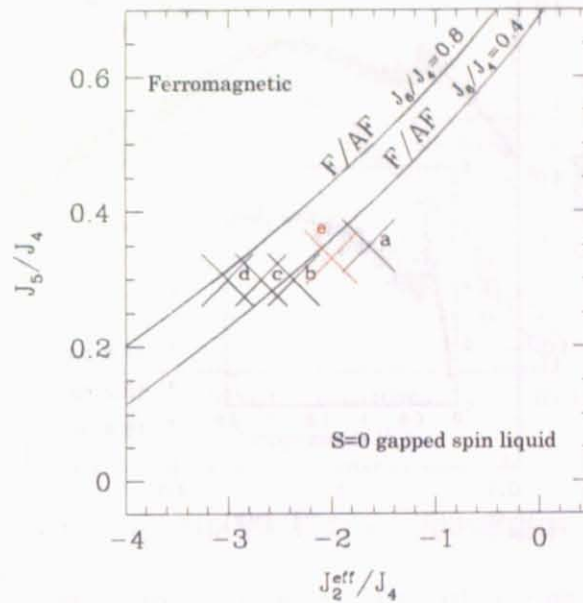


図 3.1: $S = \frac{1}{2}$ 三角格子で 6 体交換まで考えた多体交換モデルで計算された基底状態の相図。19 個の粒子系での計算結果。

表 3.1: 図 3.1 の相図中に示されている各点の面密度

記号	2 層目の面密度 (nm^{-2})	J_2^{eff}/J_4	備考
a	6.5	0.7	4/7 相
b	7.0	0.4	
c	7.65	0.4	
d	7.8	0.4	
e	6.4	0.89	1 層目に ^4He を敷いた 4/7 相

近年 4/7 相の基底状態の比熱と帯磁率測定が低温まで行われ、上記の予測とは異なる結果が得られている。比熱は図 3.2 のように百 μK まで測定が行われ低温側のピークが温度に比例する [14]。帯磁率は図 3.3 のように数十 μK まで緩やかに上昇し続けると

いう測定結果である [15]。これらの振る舞いはギャップがゼロまたは非常に小さいときの振る舞いであり、4/7 相の基底状態はギャップレスのスピ液体状態であることを強く示唆している。

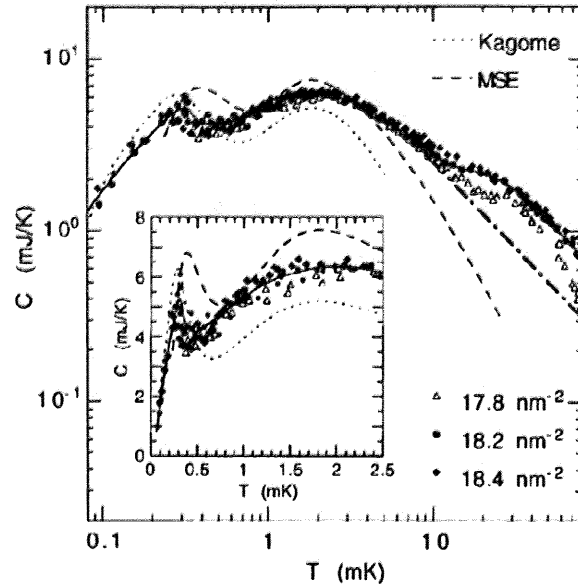


図 3.2: ${}^3\text{He}/{}^3\text{He}/\text{Gr}$ 系の 4/7 相の比熱

3.2 磁場中の 4/7 相

4/7 相の基底状態に磁場を印加するとどのようになるか。前述の少数粒子系の厳密対角化による計算によるとテスラオーダーの磁場中で 4 副格子の $uuud$ 相が現れ、磁化過程には $uuud$ 相に対応した $1/2$ 磁化プラトーが存在するといわれている。図 3.5 は予測されている磁化過程であり、図 3.4 は $uuud$ 相を表す。

3.3 本研究の目的

ギャップレスのスピ液体であるといわれている 4/7 相の磁場中の基底状態はどのようなものか。予測されているギャップのあるスピ液体の磁化過程と同様に $1/2$ 磁化プラトーが存在するのか。約 1 mK の温度下で実際に磁化過程を測定し 4/7 相の磁場中の基底状態を明らかにすることが本研究の目的である。

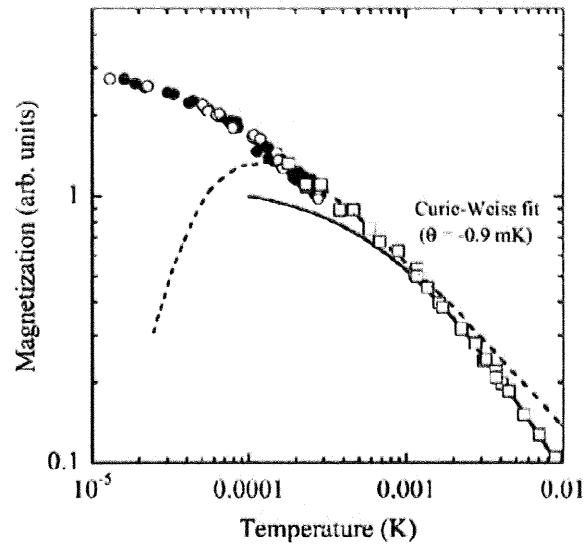


図 3.3: ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}/\text{Gr}$ 系の $4/7$ 相の帯磁率

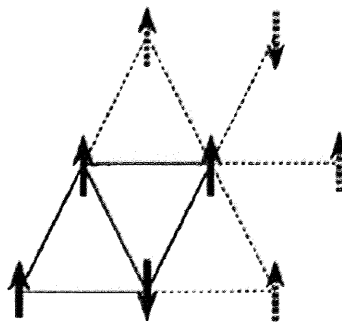


図 3.4: uuud 相。矢印は ${}^3\text{He}$ のスピンの向きを表す。

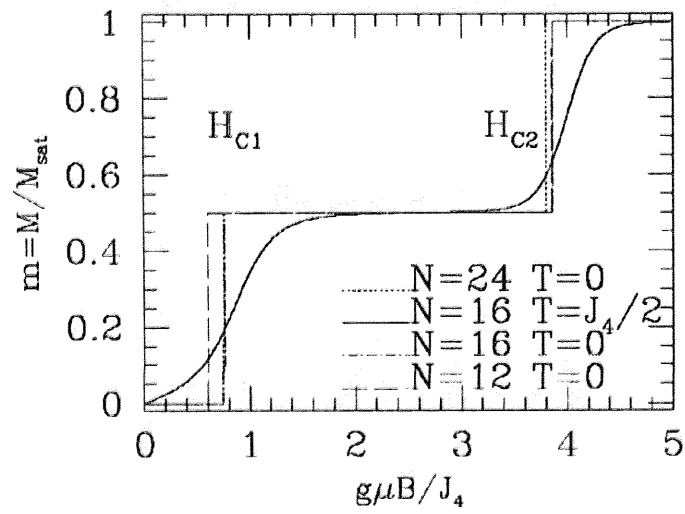


図 3.5: 三角格子で 6 体交換まで考えた多体交換モデルで計算された基底状態の磁化過程。多体交換パラメータは $J_2^{eff}/J_4 = -2$, $J_5/J_4 = 0.2$, $J_6/J_4 = 0.08$ が用いられている。N は粒子数を表す。[16]

第4章 実験

本章では、実験で用いる装置の説明をする。本実験では温度約 1 mK, 最高磁場 9 T の条件下でグラファイトに吸着させた 2 次元固体 ^3He の磁化測定を行う。試料を約 1 mK まで冷却するために、希釈冷凍機と核断熱消磁冷凍を組み合わせ用いた。測定には高磁場中での磁化測定に用いられるファラデー法を採用した。本研究の試料の磁化はバックグラウンドの磁化に比べて非常に小さいので、バックグラウンドの磁化を抑えるために実験セルにはダブルグラディエント方式と呼ばれる手法を取り入れている。これらの説明を以下順に行う。

4.1 冷却装置

本節では試料を冷却するための装置について述べる。図 4.1 には冷凍機の全体図が示されている。デュワー内部は液体 ^4He で満たされる。この冷凍機では、mixing chamber より上の部分で行われる希釈冷凍と核ステージの部分で行われる核断熱消磁冷却の 2 種類の冷却法を組み合わせ試料を 1 mK 付近まで冷却する。それぞれの冷却法について説明する。

4.1.1 ^3He - ^4He 希釈冷凍

^3He - ^4He 希釈冷凍は ^3He 濃厚相と ^3He 希薄相の 2 相に分離した ^3He と ^4He の混合液を利用した冷凍法であり、約 1 K から 10 mK までの温度を長時間連続的に実現できる。例えば、混合液の濃厚相の ^3He を希薄相へ選択的に蒸発させて冷却する方法である。希薄相の ^3He を取り去ると、濃厚層から ^3He が希薄相に溶け込むので $T(S_d - S_c)$ だけの熱を除去できる。図 4.2 の ^3He - ^4He 混合液の相図にあるように、絶対零度まで希薄相の ^3He は 6.4 % 以上の濃度があるので希釈冷凍は原理的には絶対零度まで有効な冷却法である。連続的に冷却するには希薄相から取り出した ^3He を濃厚相に戻してやればよい。

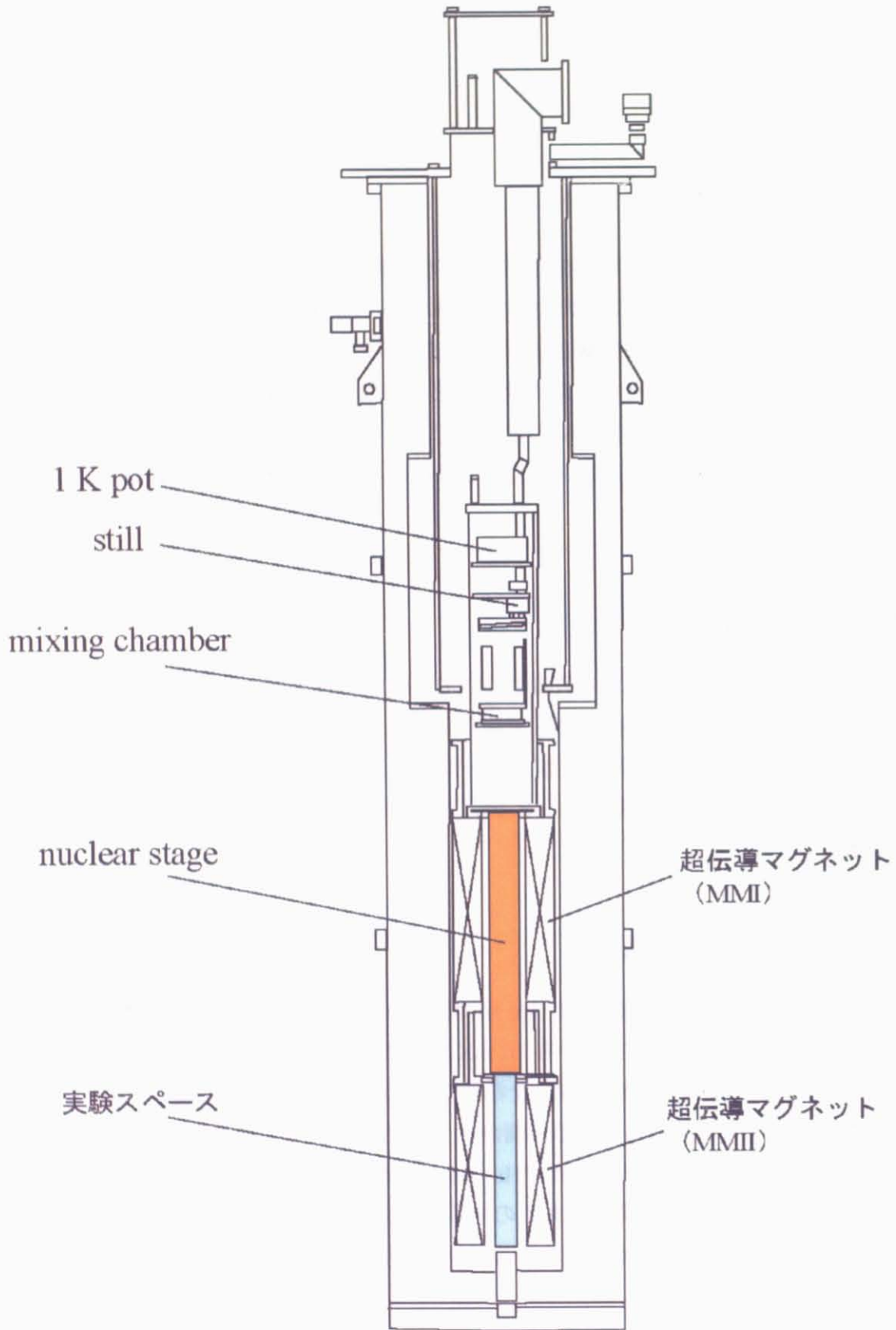


図 4.1: 冷凍機全体図

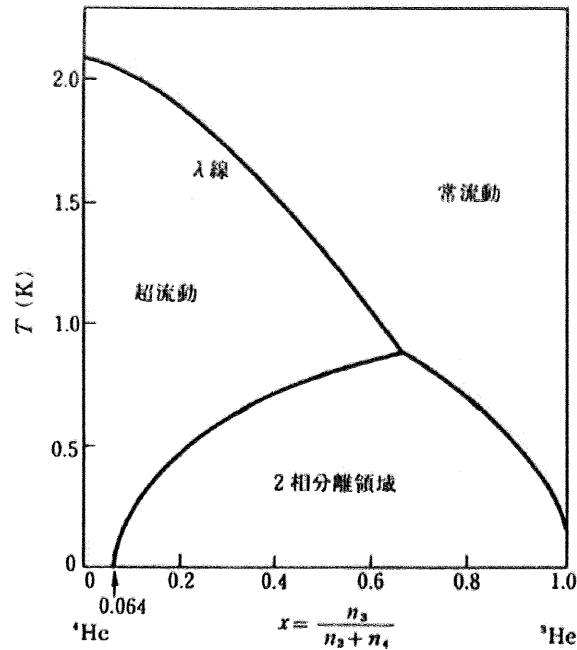


図 4.2: ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 混合液の相図

希釈冷凍機概念図を図 4.4 に示す。still の希薄相をヒーターで蒸発させると still と mixing chamber の間に ${}^3\text{He}$ の浸透圧の差が生じ mixing chamber で上述のような冷却が起こる。still での ${}^4\text{He}$ の蒸気圧よりも ${}^3\text{He}$ の蒸気圧のほうが大きいので、 ${}^3\text{He}$ の蒸気のほうが優先的にポンプによって排気される。Still ヒーターの大きさを用いて蒸発量をコントロールすることで冷凍機の冷却量を決めることができる。蒸発した ${}^3\text{He}$ は再び 1 K pot で液化される。1 K pot は液体 ${}^4\text{He}$ を蒸発冷却することで約 1.3 K 程度に保たれている。液化した ${}^3\text{He}$ は熱交換器を通して再び冷却した後、混合室に戻される。以上のように ${}^3\text{He}$ を循環させて冷却を持続させることができる。

4.1.2 核断熱消磁冷却

希釈冷凍機よりもさらに低い温度を実現するためには、核断熱消磁冷却を用いる。この方法は核スピンの磁場を印加してスピンの向きをそろえ、予冷によって磁化熱を奪った後断熱的に磁場を消去して、温度を等エントロピー曲線に沿って冷却する方法である。

単位体積当たり n 個のスピン s がある自由スピン系を考える。この系に磁場 H を印加するとエネルギー準位の縮退が解け、それぞれエネルギー $0, \pm\mu_N H, \pm 2\mu_N H, \dots, \pm s\mu_N H$ をもつ $(2s + 1)$ 個の準位に分裂する。ここで g は g 因子、 μ_N は核磁子を表す。このと

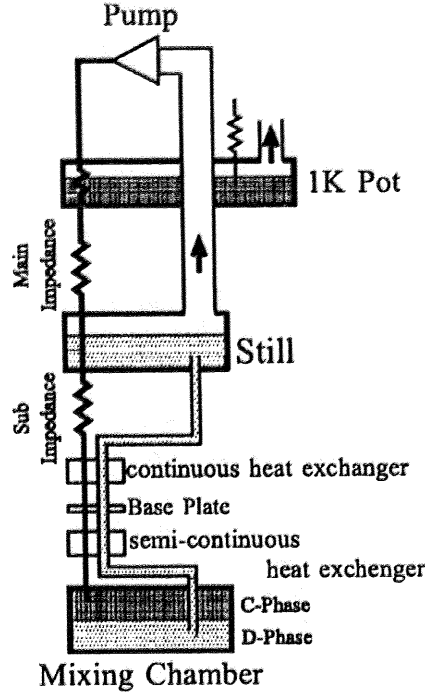


図 4.3: ^3He - ^4He 希釈冷凍機 の概念図

きの系の分配関数は

$$Z = \left\{ \frac{\sinh(2s+1)\beta g\mu_N H}{\sinh\beta g\mu_N H} \right\}^n \quad (4.1)$$

と表される。 $\beta = \frac{1}{k_B T}$ である。 $Z = (Z_1)^n$ とすると、 Z からエントロピーを次式のようにして求めることができる。

$$\begin{aligned} S &= nk_B \frac{\partial}{\partial T} (T \log Z_1) \\ &= nk_B \cosh \frac{(2s+1)x}{2s} \frac{x}{2s} - \frac{(2s+1)x}{2s} \cosh \frac{2s+1}{2s} + \ln \left\{ \frac{\sinh \frac{(2s+1)x}{2s}}{\sinh \frac{x}{2s}} \right\} \end{aligned} \quad (4.2)$$

ここで $x = \beta g\mu_N s H$ である。 S は $\frac{H}{T}$ の関数であることがわかる。図 4.4 には銅 ($s = \frac{3}{2}$) の場合の S の温度依存性が示されている。断熱過程では S は一定であるので、

$$\frac{H}{T} = \text{const.} \quad (4.3)$$

である。すなわち断熱消磁を行った場合、 H に比例して T が下がる。

本実験では Cu 製の核ステージ (有効モル数 90 mol) を用いた。核ステージに磁場を約 8.5 T まで印加し、希釈冷凍機で 3 日程度かけて約 16 mK まで予冷を行った。そ

の後希釈冷凍機の mixing chamber と核ステージを熱的につないでいるヒートスイッチを切って核ステージを断熱消磁した。本実験で用いたセルは熱リンクが弱いので 4.4 節で述べるようにゆっくり時間をかけて消磁した。

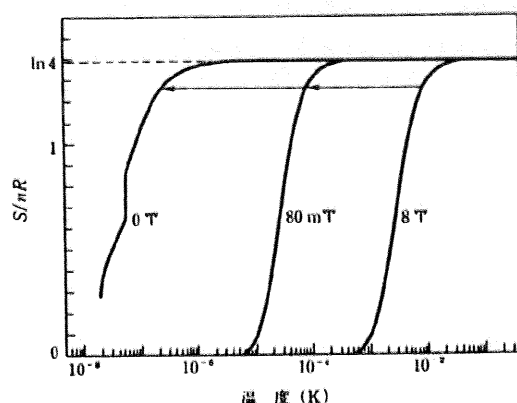


図 4.4: 銅の核スピン系のエントロピーと温度の関係

4.2 温度測定

試料の温度は核ステージの上部にある低磁場空間に設置されている ^3He 融解圧温度計 (MCT) で決定した。本節では MCT と MCT の較正について述べる。

4.2.1 ^3He 融解圧温度計 (MCT)

MCT は約 1 mK から約 250 mK までの温度領域で用いられる、 ^3He の融解圧力を利用した温度計である。図 4.5 の ^3He の相図にあるように ^3He の融解圧は温度変化によって大きく変化するので、融解圧を測定することで温度を求めることができる。典型的な MCT の構造を図 4.6 に示す。融解圧は固液共存した ^3He の仕切りになっているダイアフラムに取り付けられた電極と固定電極の間の電気容量を測定して得られる。MCT は ^3He の融解圧曲線上にある 4 つの定点 (M 点、A 点、B 点、S 点) から温度計自身で温度更正ができるという特徴がある。

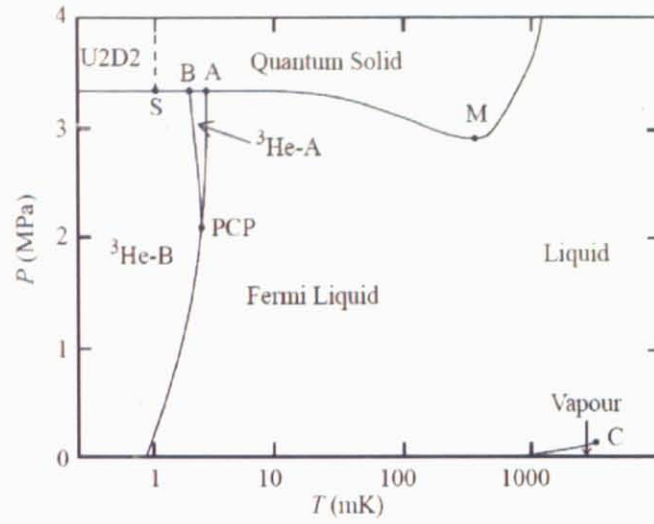


図 4.5: ^3He の相図

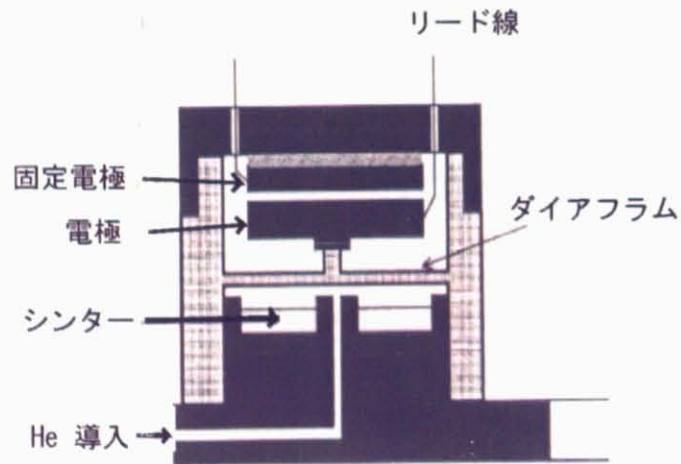


図 4.6: 典型的な MCT の構造

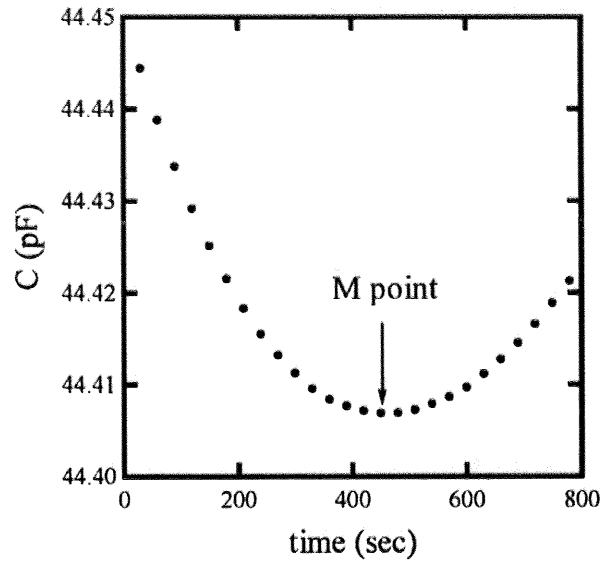


図 4.7: MCT を較正するために測定した M 点の一例。冷却過程で測定した。

4.2.2 MCT の更正

温度を較正するために実際に測定した M 点と A 点をそれぞれ図 4.7、4.8 に示す。MCT の極板間隔を C とし、MCT 中の ${}^3\text{He}$ の融解圧を P とすると P と C の関係は A_1 、 A_2 を係数として次のように表せる。

$$P = A_0 + A_1 \frac{1}{C} \quad (4.4)$$

A 点と M 点の圧力はすでに知られており、A 点の C と M 点の C は測定で得られるので図 4.9 のようなグラフが描ける。1 次関数でフィッティングすれば式 (4.4) の係数 A_1 、 A_2 がわかり MCT の C から ${}^3\text{He}$ の融解圧がわかるようになる。また融解圧と温度の関係は知られており、Greywall らによると次のような式で表される。

$$P - P_A = \sum_{n=-3}^5 a_n T^n \quad (4.5)$$

P_A は A 点の圧力である。この式を用いると融解圧を温度に対応させることができる。係数 a_n の値は文献 [19] に示されている。

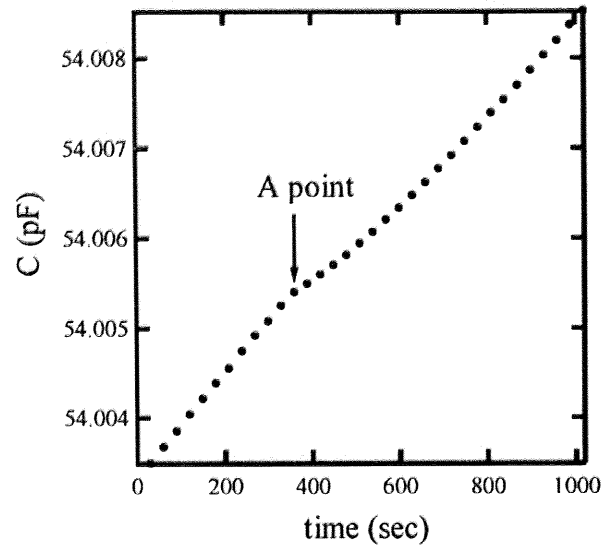


図 4.8: MCT を較正するために測定した A 点の一例。冷却過程で測定した。

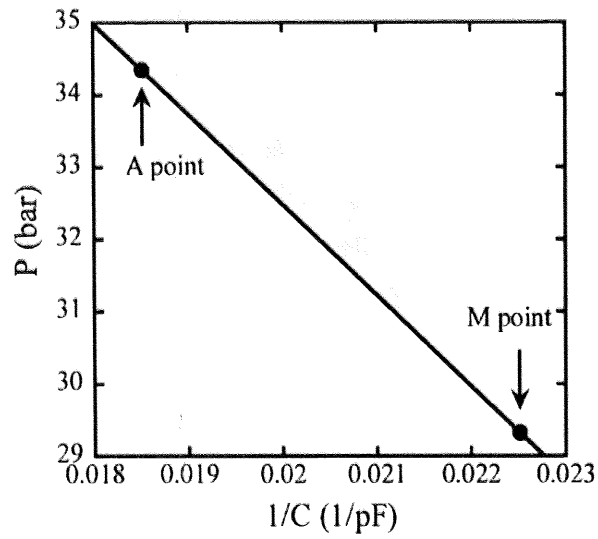


図 4.9: MCT の圧力較正の一例

4.3 磁化測定

4.3.1 ファラデー法

ファラデー法は、静磁場中で磁化した試料に勾配磁場 ($\frac{dH}{dz}$) を印加した場合に試料に働く磁気力 (F) を測定し試料の磁化を求める方法である。磁気力は

$$F = M \frac{dH}{dz} \quad (4.6)$$

で表される。ここで M は試料の磁化である。勾配磁場の大きさはわかっているので磁気力 F を測定できれば試料の磁化 M が得られる。

例として、グラファイト上の 2 次元 ^3He の磁化を測定するために、図 4.10 のような仕組みが考える。 ^3He が吸着するグラフォイルを銅のプレートに融着させ、銅のプレートをワイヤーでつるす。勾配磁場を印加すれば試料に磁気力が働き、ワイヤーでつるされている可動部が引っ張られるようになっている。

可動部の銅のプレートの下端には電極が設けてある。可動部の電極と固定電極との間の静電容量 C は

$$C = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (4.7)$$

とあらわせる。ここで d は極板間隔、 S は極板の面積 ($7.854 \times 10^{-5} [\text{cm}^2]$)、 ϵ_0 は真空の誘電率 ($8.854 \times 10^{-12} [\text{F/m}]$) である。よって C を測定すれば可動部の位置を表す d を知ることができる。勾配磁場 $\frac{dH}{dz}$ を印加しているときの静電容量 (C) と印加していないときの静電容量 (C_0) を測定することのより可動部の変位 Δd を次の式より求めることができる。

$$\Delta d = \epsilon_0 S \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_0} \right) \quad (4.8)$$

ワイヤーのばね定数 k がわかっているとすると、 Δd から F が求まるので式 4.6 から磁化 M を求めることができる。

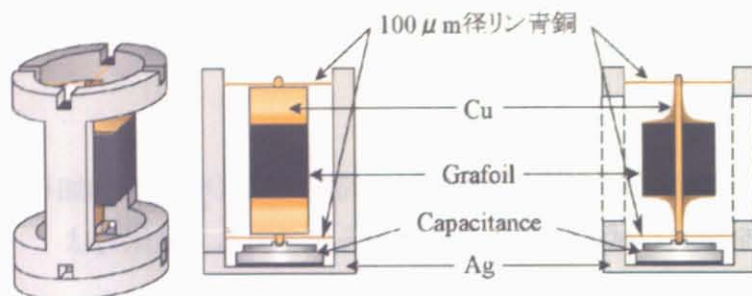


図 4.10: ファラデーセルの図

4.3.2 ダブルグラディエント方式

この項では、試料である 2 次元 ^3He の磁化に比べてどのくらいの大きさのバックグラウンドが予測されるか考える。セル作成時に用いた材料の量から計算できるバックグラウンドを表 4.4 にまとめる。特に銅の核磁気モーメントやグラファイトシートの反磁性によるバックグラウンドが大きく、2 次元 ^3He の磁化よりも 2 から 3 ケタ大きい。非常に大きいバックグラウンドの中で 2 次元 ^3He の磁化を測定するのは困難であるので、次節で述べるダブルグラディエント方式を取り入れてバックグラウンドの打ち消しを試みる。

表 4.1: 予想されるバックグラウンドの磁化。() 内の数値は試料の磁化に対する比を表す。

Material	Amount [mmol]	Saturated nuclear moment [emu]	Diamagnetism [emu/T]
solid ^3He (monolayer)	0.24	1.5×10^{-3} (1)	-3.4×10^{-6} (2.27×10^{-3})
Graphite sheets	60.4	1.42×10^{-3} (0.947)	-2.3×10^{-2} (15.3)
Cu foils	35	0.24 (160)	-1.9×10^{-3} (1.27)

ダブルグラディエント方式を取り入れた場合では特徴は 2 種類のグラファイトシートを用いる。1 つはグラフォイル (GTY grade) であり、もう 1 つは松下製の PGS [22] と呼ばれるグラファイトシートであり表面積はほとんどない。よって 2 次元 ^3He はグラフォイルにのみ形成される。これら 2 つのグラファイトシートを図のように可動部の銅のプレートの上下に配し、図中の右にしめしてあるような可動部の上下で逆向きの勾配

磁場を印加すると、可動部には図中の矢印のような磁気力が働く。 $F_S(^3\text{He})$ は ^3He による磁気力、 F_B は可動部上部のバックグラウンドの磁気力、 $-F_B$ は可動部下部のバックグラウンドの磁気力を表す。バックグラウンドの磁気力は可動部の上下で打ち消し合い、 ^3He による磁気力のみが可動部に働く。

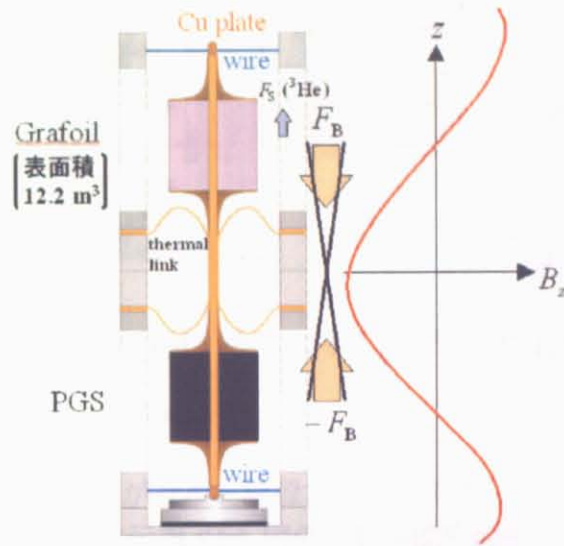


図 4.11: ダブルグラディエント方式のファラデーセルに働く磁気力の方向。

可動部の上下で逆向き勾配磁場は図 4.12 左のようなダブルグラディエントコイルによって印加する。ステンレス製のポピンに対して図中の矢印の向きに NiTi 超伝導線（古河電工 $\phi = 0.35 \text{ mm}$ 、Nb-Ti 複合多芯線）を巻いて作成した。図 4.12 の左は 4.2 K で超伝導線に 5 A 電流を流した際に発生する磁場の分布であり、ホール素子（10 mA において 13.0 T/V）を用いて測定を行った結果である。上中下それぞれの部分の巻数を表 4.2 に示す。

表 4.2: 超伝導線の巻数

部分	層数	巻数
上	11	約 368
中	11	約 515
下	11	約 374

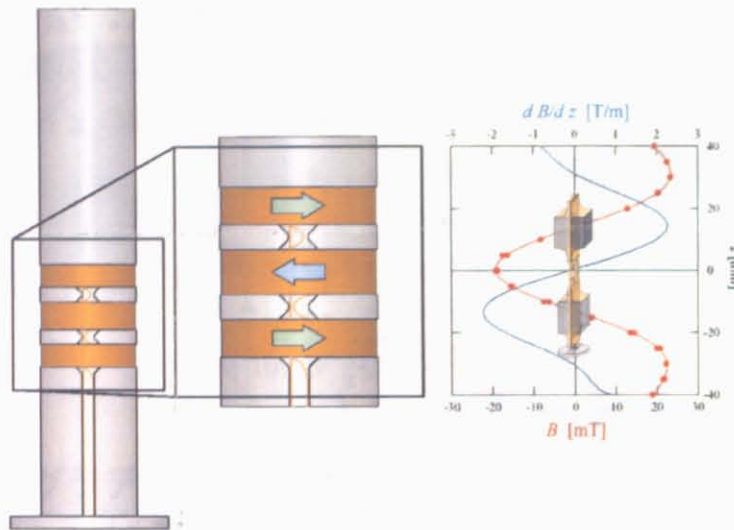


図 4.12: ダブルグラディエントコイル (左) と磁場分布 (右)。

4.3.3 実験セル

実験セルを設置している実験空間の様子を図 4.13 に示す。ファラデーゲージは Ti 製の vacuum can の中に設置する。この can 内に ^3He ガスを導入すればグラファイトに吸着され、試料が形成される。実験セルは can の上部の銀製の thermal link と熱的につながっている。Thermal link は核ステージにつながっている。Vacuum can の外側にはぶれ止めや冷凍機の vacume can があり、その外側にはダブルグラディエントコイルが設置されている。

本節では実際の実験セルについて説明する。まずファラデーゲージの各部について述べる。次いでセル中のグラフォイルの吸着表面積の測定結果を述べ、可動部をつるしているワイヤーのばね定数の測定結果を述べる。そして測定系、測定を行った試料とその作成法の説明をする。

ファラデーゲージ

実際の実験セルの Ti can の中にはファラデーゲージが設置されている。試料を冷えやすくするためにファラデーゲージの外枠には図 4.14 のようなヒートリンク (厚さ $100\ \mu\text{m}$ の銅箔。アニール処理を行った結果、 $\text{RRR} = 1400$ であった。) が設けられている。模式図を図 4.15 に示す。Grafoil と PGS は銅のプレート (純度 99.9 %、アニール済み) の上下にそれぞれ融着されており、銅のプレートは十字に張ったりん青銅ワイヤ (直径

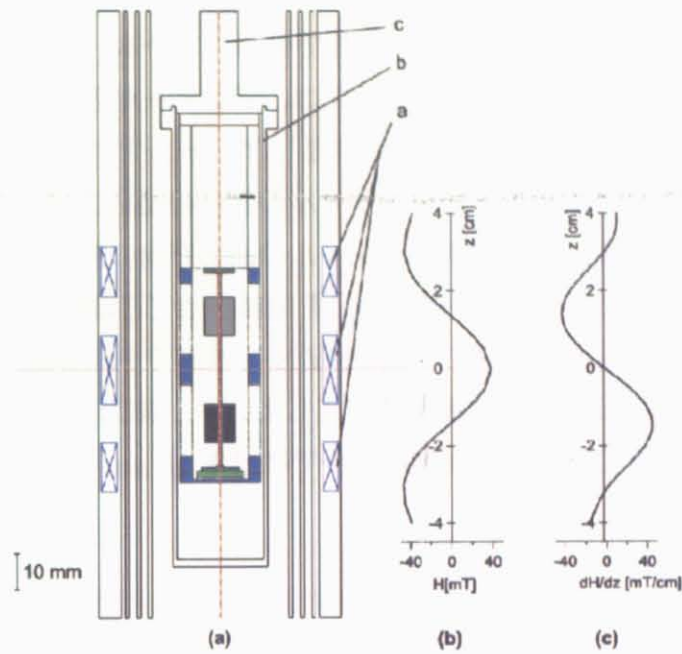


図 4.13: 実験空間の様子。(a) がセルを設置されている周辺の図である。a はダブルグラデーションコイル、b は Ti can である。Ti can の中に実験セルが設置されている。c は pure silver thermal link であり、核ステージと熱的につながっている。(b) はダブルグラデーションコイルによってセルに印加される磁場を表し、(c) は勾配磁場を表す。

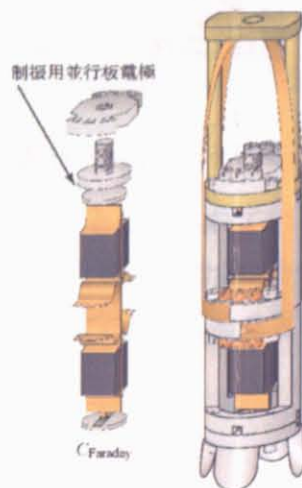


図 4.14: 実験外枠のヒートリンク

100 μm 。成分は Cu 94%, Sn 6%, P 0.02 ~ 0.4% である。) で外枠に吊るされている。セルの外枠はアニールされた純度 99.9 % の銀で作られている。銅のプレートの下部には、ワイヤーで吊るされた可動部の変位を測るコンデンサーが設けてある。可動部側の極板は純度 99.9% の Si 製であり、外枠側の極板はアニールされた銀でできている。

可動部を冷却するためには銅のプレートとセルの側壁の間をフレキシブルな銅のフォイルで熱接触をとる。約 1 K 以下でグラフォイルの面間方向の熱伝導度は高くないので図 4.16 のようにグラフォイルシート間に銅箔を融着させて冷却の効率を良くする。この方法により基盤に吸着した ^3He を 70 μK 付近まで冷却できることが確認されている [23]。銀箔をグラファイトシート間に融着させてもよいが、銅箔にすると核断消磁を行うことにでき冷却がしやすくなる。本実験のセルでは厚さ 10 μm の銅箔を融着させた。

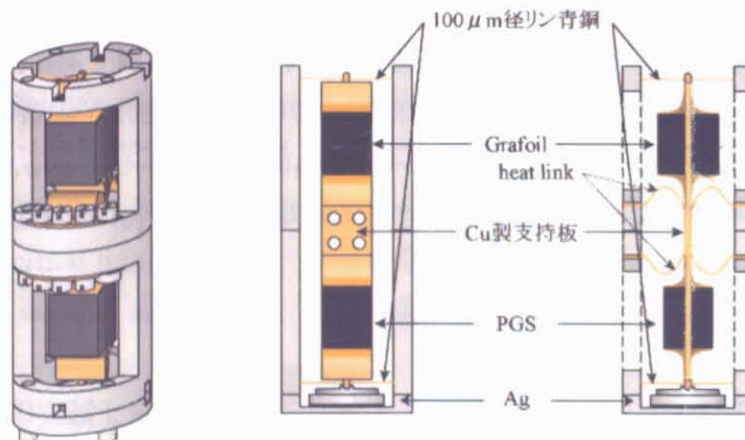


図 4.15: ダブルグラディエント方式の実験セル

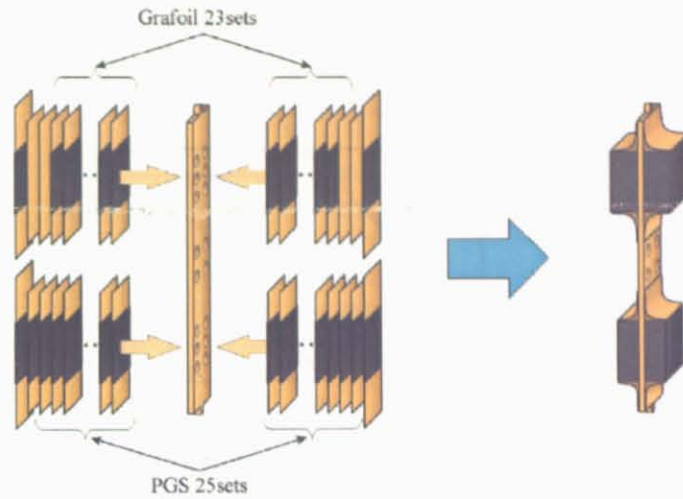


図 4.16: 実験セルの可動部のしくみ。

基盤の吸着表面積

液体窒素温度でグラファイトに窒素ガスを吸着させると ^3He と同様に $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造を形成する。 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造が形成されるとき等温吸着曲線上でステップが現れる。これを利用して吸着表面積を測定する。

測定の概略を述べる。まず実験セルが入れている v can を真空引きする。そしてグラファイトを液体窒素温度まで冷却し、v can へ窒素ガスをすこしずつ導入し等温吸着曲線の測定を行う。等温吸着曲線上のステップから $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造が形成されるとき窒素の吸着量 N (atoms) がわかる。表面積を S とすると $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造の面密度 $\rho_{\sqrt{3}}$ は

$$\rho_{\sqrt{3}} = \frac{N}{S} \quad (4.9)$$

と表される。 $\rho_{\sqrt{3}} = 6.4 \text{ nm}^2$ であることが知られているので式 (4.9) より S を求めることができる。図 4.17 に実際に測定した等温吸着曲線を示す。その結果より本実験セルに使用したグラフォイルの表面積は 12.2 m^2 であることがわかった。

ばね定数

実験セルのばね定数を液体窒素温度で測定した。実験セルの可動部の上部に設置されている電極に直流電圧をかけて可動部に力 F を加えたとき可動部の位置 d を測定する。

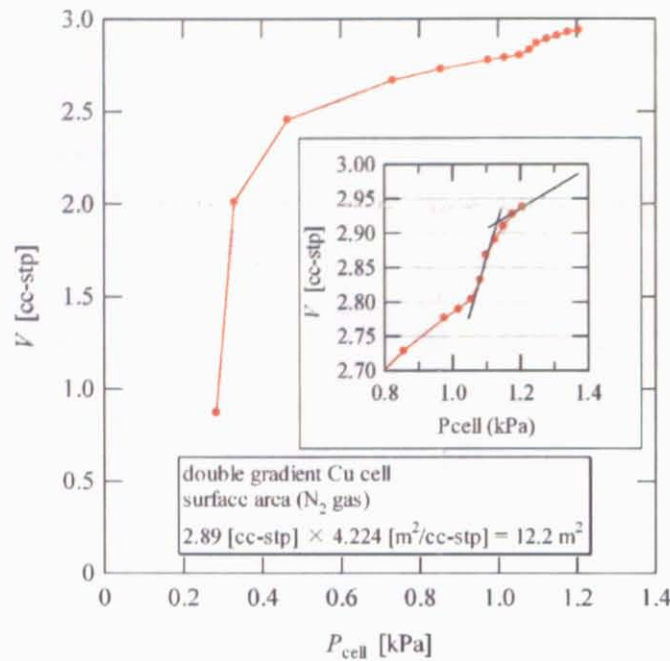


図 4.17: 実験セルのグラファイトの窒素による等温吸着曲線。液体窒素温度で測定を行った。

d は可動部下部のコンデンサーの極板間隔である。 F は印加する電圧 V を用いて

$$F = \frac{C^2 V^2}{\epsilon_0 S} = \frac{\epsilon_0 S}{d^2} V^2 \quad (4.10)$$

と表される。一方、 d は可動部の下の電気容量 C から次の式で求められる。

$$d = \frac{\epsilon_0 S}{C} \quad (4.11)$$

電圧の大きさを変化させ、 d を測定していくとその傾きからばね定数が求まる。測定結果は図 4.18 のようになり、ばね定数は約 843 N/m であった。ばね定数の大きさは RUN の前後でほとんど変化しなかった。

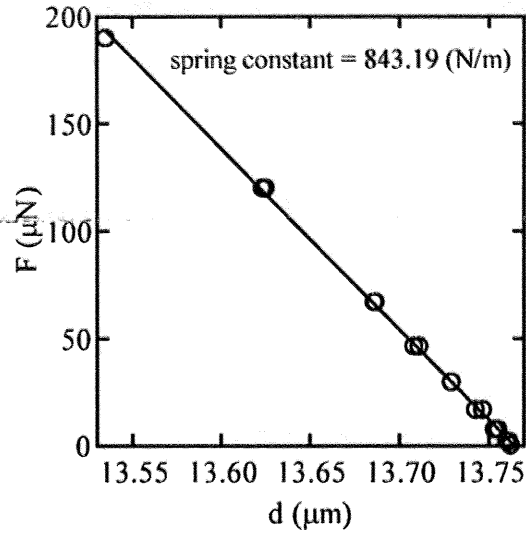


図 4.18: 実験セルの可動部に加えた力 F と極板間隔 d の関係。傾きから実験セルのばね定数が求まる。約 9 mK で測定した結果である。

4.3.4 測定系

実際の測定系の回路のブロックダイアグラムを図 4.19 に示す。synthesizer から 2.03 [kHz]、 $V_{pp} = 10$ [V] の交流電圧を発生させ Ratio transformer、測定セル ($C_{Faraday}$) 及び参照用の容量 (C_{ref}) から成るブリッジ回路に Isolation transformer を通して信号を入力する。ブリッジのアンバランスから生じる電圧を超低ノイズ EFT Pre-amplifier (NF circuit block NFSA220F5) で 200 倍に増幅し、Lock-in Amplifier で位相検波してシグナルを取り出す。同軸ケーブルによる浮遊容量の影響を減らすために低容量同軸ケーブルを使用した。室温にある測定機器は冷凍機の直上に置いた。

三端子容量法では測定したい $C_{Faraday}$ は ratio transformer の分圧比 r と参照の C_{ref} を用いて表される関係

$$(1 - r)C_{Faraday} = rC_{ref} \quad (4.12)$$

から求められる。従って、 C_{ref} の安定性も測定精度に関わってくる。本実験では測定セルの外枠下部と同様な形状の固定電極を参照用キャパシタンスとして用いた。極板間隔はカプトンシートを挟み込んで測定した。

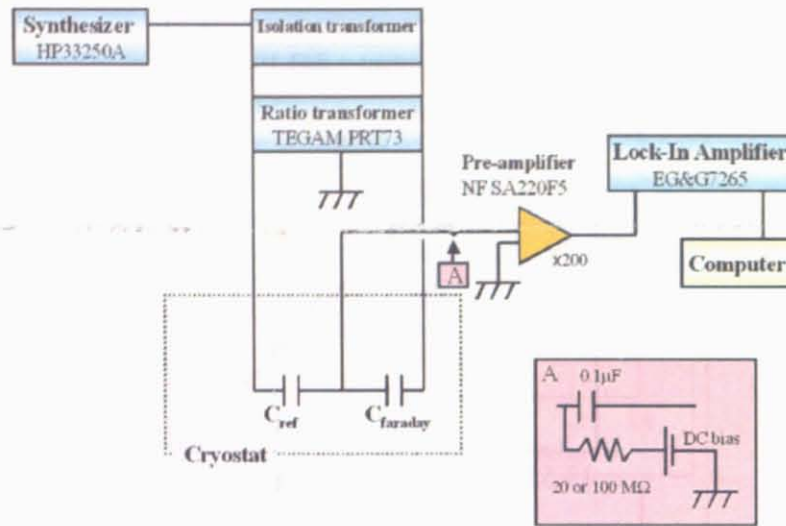


図 4.19: 測定系回路のブロックダイアグラム

4.4 試料

4.4.1 測定を行う試料

$^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系の測定は、 10.5 、 17.8 、 24.0 nm^{-2} の 3 種類の面密度で行った。本研究で注目している $4/7$ 相は、面密度が 17.8 nm^{-2} のとき、2 層目に形成される。意図した試料が形成されているかや試料がしっかり冷えているか確認するために $4/7$ 相以外の面密度でも測定を行った。各面密度のときにグラファイト上に形成される 1 層目及び 2 層目の 2 次元 ^3He を表 4.3 に示す。 24 nm^{-2} の試料では 2 層目まで完全に詰まり 3 層目に一部低密度の 2 次元フェルミ液体が形成されていると考えられる。

$^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系の測定を行った後、窒素温度で約 36 時間ポンプで引いて吸着させた ^3He を除き $^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$ 系の試料を作成した。この系の測定は、 ^4He を 13.0 nm^{-2} と ^3He を 6.0 nm^{-2} 吸着させたとき、 ^4He を 13.0 nm^{-2} と ^3He を 11.0 nm^{-2} 吸着させたときの 2 種類の面密度で行った。これら 2 種類の試料では 1 層目は 12.0 nm^2 の ^4He で完了し、2 層目には ^4He が 1.0 nm^2 と ^3He が吸着する。形成される 1 層目及び 2 層目の 2 次元 ^3He を表 4.4 に示す。

表 4.3: 測定を行った試料の面密度 (${}^3\text{He}/{}^3\text{He}/\text{Gr}$)

全面密度 (nm^{-2})	1 層目	2 層目	3 層目
10.5	10.5 (常磁性相)	0	0
17.8	11.4 (常磁性相)	6.4 (4/7 相)	0
24.0	11.4 (常磁性相)	8.2 (強磁性相)	4.4 (液体)

表 4.4: 測定を行った試料の面密度 (${}^3\text{He}/{}^4\text{He}/\text{Gr}$)

${}^3\text{He}$ の全面密度 (nm^{-2})	1 層目 (nm^{-2})	2 層目 (nm^{-2})	3 層目 (nm^{-2})
0 (B.G)	12.0 (${}^4\text{He}$)	1.0 (${}^4\text{He}$)	-
6.0	12.0 (${}^4\text{He}$)	6.85 (4/7 相) その内 1.0 は ${}^4\text{He}$	0.15 (液体)
11.0	12.0 (${}^4\text{He}$)	8.63 (強磁性相) その内 1.0 は ${}^4\text{He}$	3.37 (液体)

4.4.2 試料の作成法

試料は、冷凍機内部で約 6 K 程度まで冷却された基盤に室温から ${}^3\text{He}$ ガスを導入して作成した。ガスの導入は図 4.20 に示されているようなガスハンドリングシステムを用いて行った。ディップスティックを用いて ${}^3\text{He}$ タンクからスタンダードボリュームに試料作成に必要な量の ${}^3\text{He}$ ガスを汲んでセルに導入できるようになっている。スタンダードボリューム中に汲んだ ${}^3\text{He}$ の量は圧力から知ることができる。

きれいな結晶を作成するために ${}^3\text{He}$ ガスを導入後 2.5 K 以上で約 10 時間以上アニールを行った。各面密度の試料を作成する際のアニールの条件を ${}^3\text{He}/{}^3\text{He}/\text{Gr}$ 系は表 4.5 に ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}/\text{Gr}$ 系は表 4.6 に示されている。

表 4.5: 試料作成時にアニールを行った温度と時間 (${}^3\text{He}/{}^3\text{He}/\text{Gr}$)

全面密度 (nm^{-2})	アニールを行った温度 (K)	アニールを行った時間 (hour)
10.5	6	約 15
17.8	2.5	約 18
24.0	2.5	約 14

表 4.6: 試料作成時にアニールを行った温度と時間 ($^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$)

全面密度 (nm^{-2})	アニールを行った温度 (K)	アニールを行った時間 (hour)
12.0 (^4He), 0 (^3He)	2.5 ~ 6	約 14
12.0 (^4He), 6.0 (^3He)	2.5	約 10
12.0 (^4He), 11.0 (^3He)	2.5	約 11

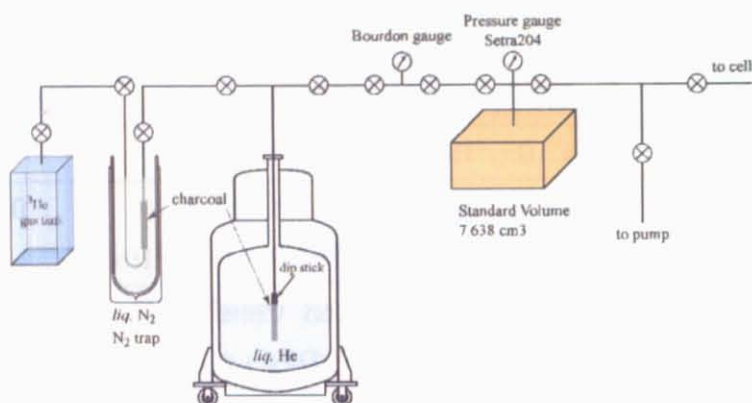


図 4.20: ガスハンドリングシステム。

4.5 実験の手順

実験を行った手順について説明する。本実験のセルは可動部分のヒートリンクが弱いので冷却する過程を中心に述べる。

4.5.1 銅の比熱

実験セルの可動部分は銅とグラフォイル及び PGS でできており基盤と試料が冷えるためには銅が十分に冷却されればよい。銅が冷えやすい条件を考える。銅の比熱は数 mK の温度領域では核スピン系の磁気整列に伴う比熱が重要であり次式で表される。

$$C = \frac{(g\mu_N H)^2}{k_B T^2} \left[\frac{(S + \frac{1}{2})^2}{\sinh^2(\beta g\mu_N H)} - \frac{(\frac{1}{2})^2}{\sinh^2(\frac{\beta g\mu_N H}{2})} \right] \quad (4.13)$$

ここで H は外部磁場、 g は銅の核スピンの g 因子、 μ_N は核子の磁気モーメント、 $\beta = \frac{1}{k_B T}$ である。この比熱の各外部磁場における温度依存性を図 ?? に示す。比熱のピークが存在し、ピーク的位置は外部磁場が大きい程高温側にシフトする傾向がある。外部磁場が約 8 T のとき比熱のピークは約 3 mK である。

実際にセルを冷却するときは、セルの可動部が十分冷えるように、銅の比熱のピークの位置付近の温度で冷却を行った。セルに約 10.7 T の磁場を印加し約 9 mK で 20 時間程度、約 5 mK で 23 時間程度待った。

4.5.2 冷却及び測定の流れ

1.1 mK で測定する際の冷却手順を示す。図 4.21 は断熱消磁用のマグネット (MMI) と実験セルに磁場を引加するマグネット (MMII) に流れる電流の時間変化を表す。まず試料に約 10.7 T (70 A) の磁場を印加し、断熱消磁用のマグネットを約 8.0 T (85 A) まで励磁する。約 3 日で約 16 mK まで予冷を行い、sweep 速度 0.56 T/hour (6 A/hour) で 4.2 T (45 A) まで断熱消磁して約 20 時間待つ。そして sweep 速度 0.11 T/hour (1.2 A/hour) で 2.34 T (25 A) まで再び断熱消磁をし約 23 時間待った後、実験セルに印加している磁場を sweep 速度 0.18 T/hour (1.2 A/hour) で 9.94 T (65 A) まで下げる。ここで一度磁化測定を行う。その後は、sweep 速度 0.11 T/hour (1.2 A/hour) で断熱消磁をし約 4 mK、3 mK、2mK で測定を行う。2mK の次は 1.1 mK まで 0.056T/hour (0.6 A/hour) で断熱消磁をし、磁化の磁場依存性の測定を行う。

磁化の磁場依存性の測定はすべて試料に印加する磁場を下げっていく過程で行った。これはバックグラウンドの影響をできる限り排除するためであり、バックグラウンドの測定と試料の測定で同一の手順を取るようにした。セルに印加する磁場は sweep 速度 0.18 T/hour (1.2 A/hour) で下げていった。マグネット 1 A の電流を流すとき、MMI は 0.09397 T 磁場を発生させ、MMII は 0.15293 T 磁場を発生させる。

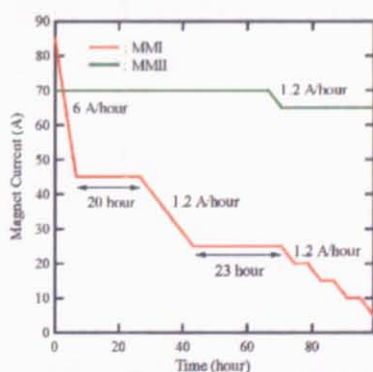


図 4.21: 1 mK 付近まで冷却の過程。MMI を 5 A まで下げると温度は 1.1 mK 近くになる。

第5章 実験結果

本章では、2次元 ^3He の磁化を測定した結果について述べる。温度は、1.1 mK と 9.3 mK で測定を行った。磁場は、約 9 T から 1 T まで変化させた。測定は、 ^3He のみをグラフォイルに吸着させた系 ($^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系と呼ぶことにする。) と 1 層目全部と 2 層目の一部に ^4He をグラフォイルに吸着させてさらに ^3He を吸着させた系 ($^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$ 系と呼ぶことにする。) の 2 種類で行った。

5.1 解析方法

まずどのような測定を行ったのかプロセスを述べる。そして得られた結果から磁化を求める方法を説明する。求めた磁化はバックグラウンドを含むので、その差し引き方についても述べる。

5.1.1 磁化の導出

実際にファラデーセルに時間に比例して勾配磁場を印加して極板間隔の変化を測定した結果が図 5.1、5.2 である。図 5.1 の横軸は時間を、縦軸が極板間隔の変位を表す。この測定では勾配磁場を 50 分で 226 gauss/cm まで大きくして (図中の赤点)、その後 10 分間待ち 50 分で 0 gauss/cm まで小さくする (図中の緑点)。10 分待って再び同じ過程を繰り返している。勾配磁場を大きくすると極板間隔の変位は時間に比例して大きくなり、勾配磁場を小さくすると変位も小さくなる。これは式 (??) 図 5.2 は横軸が勾配磁場で縦軸が極板間隔の変位である。勾配磁場の大きさに比例して極板間隔の変位が大きくなっていくことがわかる。

勾配磁場を引加したときの極板間隔の変化を測定できればファラデー法の式 (??) から磁化を見積もることができるが、予測される磁化と完全には一致しない (約 2 倍程度異なるがオーダーは同じ) ので本実験で得られた結果の磁化は次のような式で定義した。

$$M = \alpha \times 225[\text{gauss/cm}] \quad (5.1)$$

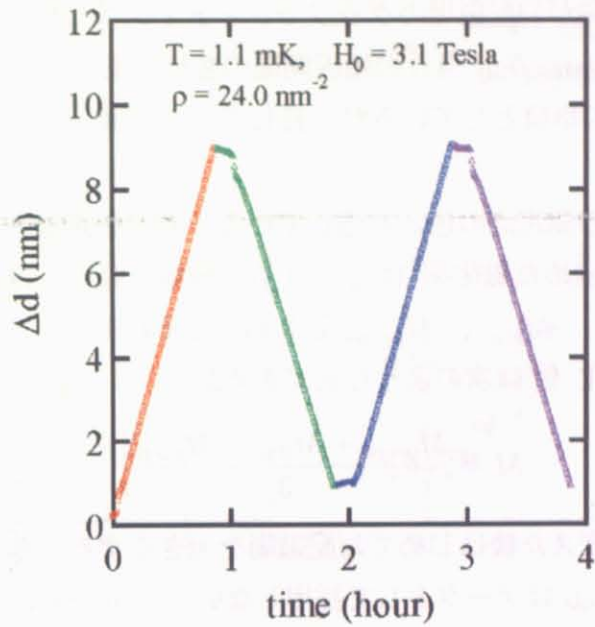


図 5.1: 勾配磁場を印加したときの極板間隔の変化。縦軸が極板間隔の変位を表し、横軸は時間である。

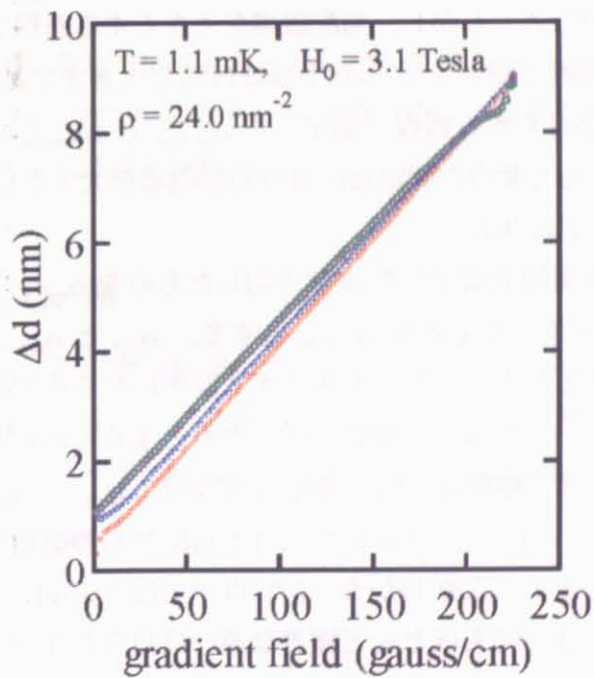


図 5.2: 勾配磁場を印加したときの極板間隔の変化。縦軸が極板間隔の変位を表し、横軸は勾配磁場である。

α は図 5.2 のような横軸が勾配磁場のグラフでフィティングした傾きである。つまり磁化 M は勾配磁場 225 gauss/cm 当りの極板間隔の変位である。以降の実験結果のグラフでは磁化 M を任意の単位としているが一貫してこの定義によるスケールで統一してある。

測定点の色は図 5.1 の測定点の色と対応している。赤点を直線でフィティングした傾き (α_{red} とする) から求めた磁化を M_{red} とする。同様に緑点、青点、紫点から求めた磁化をそれぞれ M_{green} 、 M_{blue} 、 M_{purple} とし傾きをそれぞれ α_{green} 、 α_{blue} 、 α_{purple} とする。測定結果の磁化 M は次のような式で求めた。

$$M = \frac{M_{green} + M_{blue} + M_{purple}}{3} \quad (5.2)$$

試料に印加する磁場を変えた後はじめて勾配磁場を大きくするとき (赤点) は例外的に α が大きくなるので M_{red} はデータとして採用しない。

5.1.2 M_{up} と M_{down} の差

α の大きさは勾配磁場を大きくする過程で測定したときと勾配磁場を小さくする過程で測定したときで大きさが異なる。しかし、勾配磁場を大きくする過程で測定した α と勾配磁場を小さくする過程で測定した α とはほぼ同じ大きさである。図 (5.2) からわかるように勾配磁場を小さくする過程で測定した α_{green} と α_{purple} はほぼ同じ大きさである。図中にはないが、もし紫点の測定後に再び勾配磁場を大きくして測定をすると、 α は α_{blue} とほぼ同じ大きさになる。

勾配磁場を大きくする過程で測定した α を平均したものを α_{up} 、勾配磁場を小さくする過程で測定した α を平均したものを α_{down} とする。 α_{up} と α_{down} の大きさに差があるので測定値 M を求めるときに誤差を大きくする原因になるので差を無くすようにしたいが、原因がまだわかっていない。原因の手がかりとするために差の磁場依存性を求めたので図 5.3 に示す。図の縦軸は $M_{up} - M_{down}$ である。 α_{up} 、 α_{down} から求めた磁化をそれぞれ M_{up} 、 M_{down} とした。9.3 mK でも 1.1 mK でも静磁場が大きくなるにつれて差が大きくなる傾向にあることがわかる。5 T 以下では 9.3 mK と 1.1 mK でほとんど違いはない。面密度によってもほとんど顕著な違いは見られない。

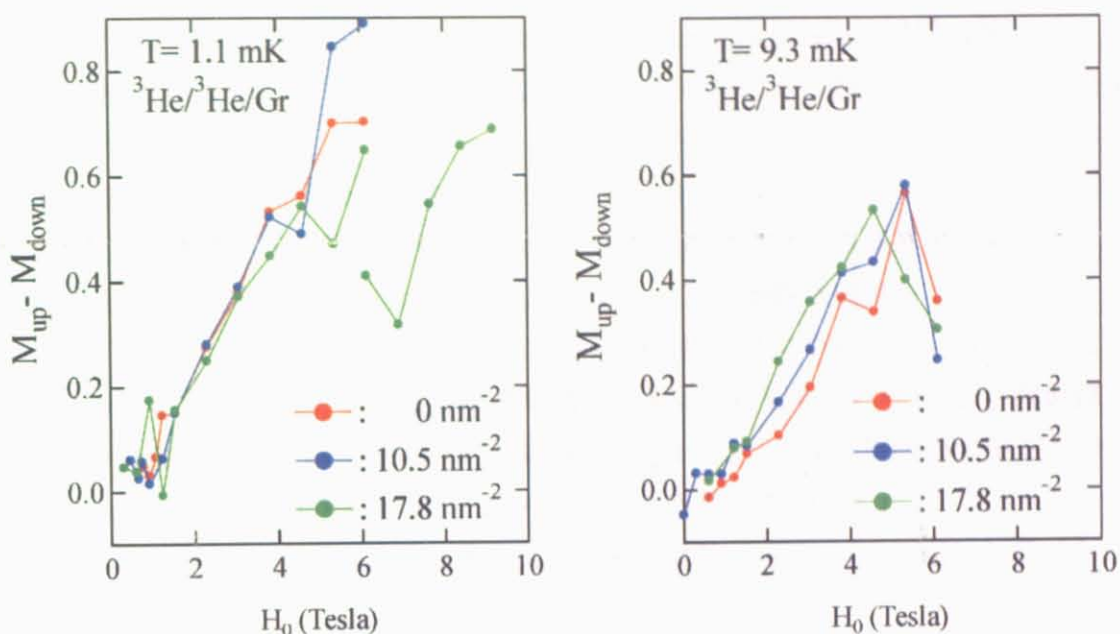


図 5.3: $M_{up} - M_{down}$ の磁場依存性 (1.1 mK、9.3 mK)

5.2 結果と考察

本節では $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系と $^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$ 系について測定し前節で述べたような方法で得られる結果を示す。得られた結果からバックグラウンドを差し引き試料のみの磁化を求め、分子場近似による計算値と比較する。

5.2.1 $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系

本項では $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系の測定結果について述べる。まずバックグラウンドを含めた実験結果を示し、バックグラウンドの差し引き方を説明する。そして分子場近似によって磁化の計算値を求め、バックグラウンドを差し引いた実験値と比較検討し得られた結果の解釈を行う。

測定結果

既に述べた解析方法で得られた磁化の磁場依存性を 9.3 mK は図 5.4 に、1.1 mK は図 5.5 に示す。ここで黒丸は ^3He を吸着させていないときの測定結果である。これはバックグラウンドの磁化によるものである。ダブルグラディエント方式によって理想的

には ^3He 以外に勾配磁場に反応する磁化はないはずがあるが、実際にはバックグラウンドの磁化の打ち消しが完璧ではないのでアンバランス分のバックグラウンドの磁化が測定される。

図 5.4 及び図 5.5 より、本測定でのアンバランス分のバックグラウンドは ^3He の磁化と同じオーダーであることがわかる。このことから、ダブルグラディエント方式によるバックグラウンドの相殺が機能して、1/100 程度に抑えられたといえる。これ以降アンバランス分のバックグラウンドの磁化をバックグラウンドと呼ぶ。

相殺後約 2 T までバックグラウンドが上昇するのは Cu や グラファイト中の磁性不純物による磁化の効果であり、2 T 以上で磁場に比例して下降するのは反磁性の効果であると考えられる。1.1 mK のとき約 6 T 以上では 2 つの山が見られるが、これはグラファイトの de Haas-van Alphen 効果に関連した現象であると推測している。

バックグラウンドの差し引き

前節で示した磁化にはバックグラウンドが含まれているので試料である 2 次元 ^3He の磁化の実験値を得るには測定結果からバックグラウンドを差し引く必要がある。2 通りバックグラウンドの差し引き方が考えられる。第一の方法はバックグラウンドを含む磁化の平均値 M からバックグラウンドの平均値 M^{BG} を差し引く方法である。式で表すと次のようになる。

$$\begin{aligned} M^{^3\text{He}} &= M - M^{BG} \\ &= \left(\frac{M_{up} + M_{down}}{2} \right) - \left(\frac{M_{up}^{BG} + M_{down}^{BG}}{2} \right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

ここでの平均とは勾配磁場を大きくする過程で測定した磁化と勾配磁場を小さくする過程で測定した磁化を平均することである。

第二は、勾配磁場を大きくする過程で測定した磁化から同じ過程で測定をしたバックグラウンドを差し引き、勾配磁場を小さくする過程でも同様にし、そして平均する方法である。式で表すと次のようになる。

$$\begin{aligned} M^{^3\text{He}} &= M - M^{BG} \\ &= \frac{(M_{up} - M_{up}^{BG}) + (M_{down} - M_{down}^{BG})}{2} \end{aligned} \quad (5.4)$$

実際に計算を行うと第二の方法による計算のほうが誤差が小さい。これは勾配磁場を大きくする過程で測定した ^3He の磁化である $M_{up} - M_{up}^{BG}$ と勾配磁場を小さくする過程

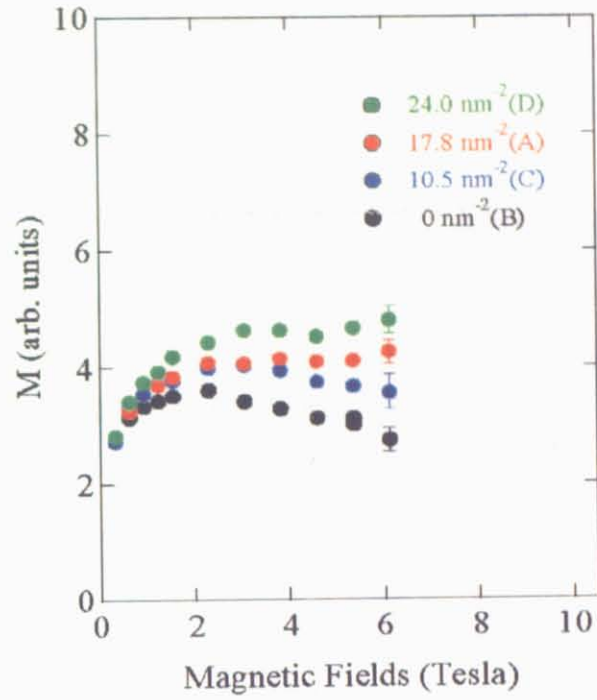


図 5.4: 9.3 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンド含む)

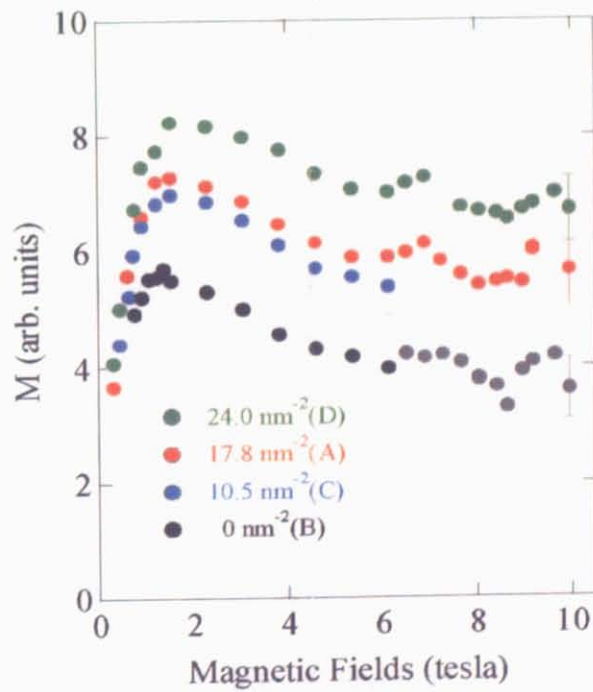


図 5.5: 1.1 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンド含む)

で測定した ^3He の磁化である $M_{down} - M_{down}^{BG}$ の差が小さかったためである。よって M_{up} と M_{down} の差はバックグラウンドの M_{up}^{BG} や M_{down}^{BG} が原因であると考えられる。この方法でバックグラウンドを差し引いた ^3He のみの磁化をを図 5.6、5.7 に示す。

分子場近似による計算値の求め方

得られた実験値が妥当であるか調べるために磁化の計算値を求めて実験値と比較する。本実験では、仮に分子場近似による磁化の計算値と比較した。この項では主に計算値の求め方の概要を述べる。まず常磁性のときの求め方を説明する。常磁性相の磁化はブリュアン関数 $B_J(x)$ を用いて次のように表せる。

$$M = M_0 B_J(x) \quad (5.5)$$

ここで $x = \frac{gJ\mu H}{k_B T}$ とすると $B_J(x)$ は

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{(2J+1)x}{2J}\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right) \quad (5.6)$$

と表せる。 ^3He の場合、 $S = \frac{1}{2}$ であるので磁化 M は

$$M = M_0 \tanh\left(\frac{\mu_{^3\text{He}} H}{k_B T}\right) \quad (5.7)$$

となる。 M_0 は飽和磁化、 $\mu_{^3\text{He}}$ は ^3He の磁気モーメント、 k_B はボルツマン定数を表す。この式で M_0 が求めれば磁化の計算ができる。 M_0 の値は 1.1 mK の面密度 10.5 nm^{-2} (常磁性相 1 層) の測定値を用いた。

次に強磁性相と反強磁性相の磁化の計算値の求め方を説明する。この場合は、内部磁場の影響を考慮した分子場近似による式で計算をする。

$$M = M_0 \tanh\left\{\frac{\mu_{^3\text{He}}(H + \alpha M)}{k_B T}\right\} \quad (5.8)$$

この式では M_0 と α (分子場係数) がわかれば磁化を計算できる。 α はワイス温度 θ から求まる。

$$\alpha = \frac{k_B \theta}{\mu_{^3\text{He}} M_0} \quad (5.9)$$

グラフィイト上の二次元固体 ^3He は三角格子を組むのでワイス温度は交換相互作用から

$$\theta = 3J \quad (5.10)$$

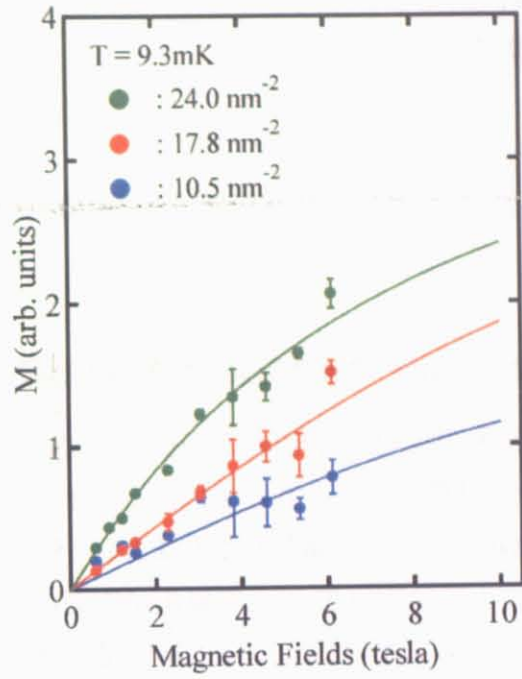


図 5.6: 9.3 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンドなし)

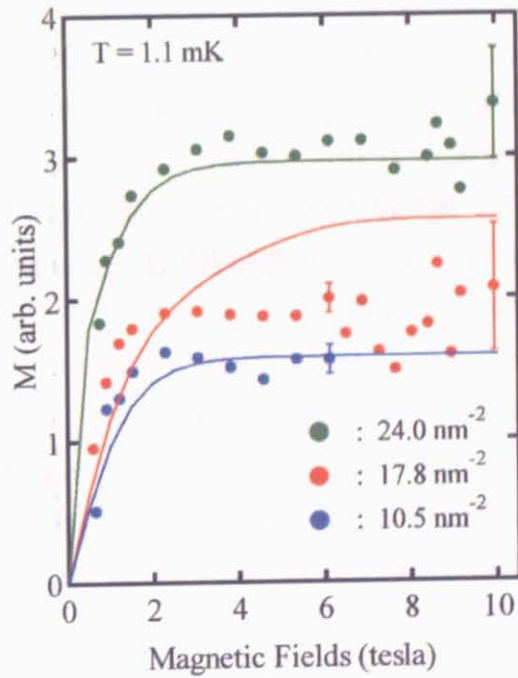


図 5.7: 1.1 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンドなし)

と求まる。飽和磁化 M_0 は面密度 ρ に比例するので、面密度 10.5 nm^{-2} の飽和磁化 1.59 を用いて次式のように計算できる。

$$M_0 = \frac{\rho}{10.5} \times 1.59 \quad (5.11)$$

M_0 と α が求まれば式 (5.8) は M のみの自己無撞着な式になる。これを数値的に解けば磁化の計算値が求まる。

面密度 10.5 nm^{-2} 及び 24.0 nm^{-2} の実験結果と計算値の比較

面密度が 10.5 nm^{-2} のとき ^3He は 1 層目のみ吸着し、常磁性の固体を形成するので磁化の値は式 (5.7) を用いて計算できる。 $T = 1.1 \text{ mK}$ と $T = 9.3 \text{ mK}$ での磁化の磁場依存性を計算するには、飽和磁化 M_0 の値がわかればよい。図 5.7 の $T = 1.1 \text{ mK}$ での実験結果を見ると 10.5 nm^{-2} では約 2 T 以上で磁化が飽和していると考えられる。この飽和磁化の値 1.59 を M_0 として用いて $T = 1.1 \text{ mK}$ で計算した値が図 5.7 中の青い実線である。同じ M_0 を用いて $T = 9.3 \text{ mK}$ で計算した値は図中の青い実線である。実験値と計算値を比べるとある程度の精度で一致していることがわかる。

次に面密度が 24.0 nm^{-2} のときの磁化の計算値を求める。この面密度では基盤上に 3 層の 2 次元 ^3He が形成される。表 4.3 に示してあるように 1 層目は完結して 11.4 nm^{-2} の常磁性固体を形成する。2 層目は 8.2 nm^{-2} の強磁性固体であり、3 層目は 4.4 nm^{-2} の 2 次元フェルミ液体である。各層の磁化を順に求める。

1 層目は常磁性であるので式 (5.7) から求めることができる。 M_0 は面密度 10.5 nm^{-2} の値 1.59 をもとに計算する。飽和磁化の値は ^3He の量に比例するので、面密度にも比例する。したがって面密度 11.4 nm^{-2} での飽和磁化は $M_0 = 1.59 \times \frac{11.4}{10.5} = 1.73$ である。この M_0 を用いて 1 層目の磁化を計算した。

2 層目は強磁性であるので式 (5.8) を用いて磁化を計算する。この式では M_0 と α とがわかれば計算できる。 M_0 は 1 層目と同様に面密度 10.5 nm^{-2} の飽和磁化をもとに計算すると $M_0 = 1.59 \times \frac{8.2}{10.5} = 1.24$ となる。 α は式 (5.9) から計算する。式に含まれている θ は式 (5.10) を使って計算できる。その際に交換相互作用の値は $J = 1 \text{ mK}$ を用いた。これは文献 [12] から引用した値である。これらの値を式 (5.8) に代入して M について数値的に解くと磁化の計算値が得られる。

次に 3 層目のフェルミ液体の磁化を考える。2 次元フェルミ液体の帯磁率は次のような経験式で表される。

$$\chi_{\text{liquid}} = \frac{C_0 N_{\text{liquid}}}{\sqrt{T^2 + T_F^{**2}}} \quad (5.12)$$

ここで C_0 は 1 原子当りのキュリー一定数である。 T_F^{**} は 2 次元フェルミ液体の有効フェルミ温度であり、数百 mK 程度であると考えられるので実験で測定を行った領域では $T \ll T_F^{**}$ が成り立つ。よって帯磁率は次のように近似できる。

$$\chi_{liquid} \cong \frac{C_0 N_{liquid}}{T_F^{**}} \quad (5.13)$$

一方、常磁性固体の帯磁率 χ_{solid} は

$$\chi_{solid} = \frac{C_0 N_{solid}}{T} \quad (5.14)$$

と表せるので 1 層目の常磁性固体の磁化 M_{solid} に対するフェルミ液体相の磁化 M_{liquid} の比は

$$\frac{M_{liquid}}{M_{solid}} = \frac{\chi_{liquid} H}{\chi_{solid} H} = \frac{N_{liq} T}{N_{solid} T_F^{**}} = \frac{\rho_{liq} T}{\rho_{solid} T_F^{**}} \quad (5.15)$$

である。ここで $N_{liquid} = \rho_{liquid} S$ と $N_{solid} = \rho_{solid} S$ を用いた。 ρ は面密度、 S は基盤の吸着表面積である。いま $\frac{\rho_{liquid}}{\rho_{solid}} = \frac{4.4}{11.4} = 0.386$ であるのでフェルミ液体の磁化は 1 層目の固体相の磁化の数 % 以下でありほとんど寄与しない。

以上のことから面密度 24.0 nm^{-2} の試料の磁化の計算値は 1 層目と 2 層目の磁化を足して求めることができる。得られた計算値を図 5.6 と図 5.7 中に緑の実線で示す。実験値と計算値を比較するとある程度の精度で一致していることがわかる。2 種類の面密度 10.5 nm^{-2} と 24.0 nm^{-2} で妥当な実験値が得られているので本実験装置で 2 次元 ^3He の磁化測定が正しく行えているといえる。

面密度 17.8 nm^{-2} (4/7 相を含む試料) の実験結果と計算値の比較

面密度 17.8 nm^{-2} の試料の磁化の計算値を求める。1 層目は面密度 11.4 nm^{-2} の常磁性固体であり、面密度 24.0 nm^{-2} の 1 層目と同じものであるので既に計算値は得られている。2 層目は 4/7 相でありこのときの飽和磁化は $M_0 = 1.59 \times \frac{6.4}{10.5} = 0.969$ である。交換相互作用は $J = -1 \text{ mK}$ を用いる (文献 [12] 参照)。交換相互作用の値から α を求め、分子場近似の式を用いて M が計算できる。1 層目と 2 層目の磁化を足して面密度 17.8 nm^{-2} の磁化の計算値が得られる。計算値は図 5.6 と図 5.7 中に赤の実線で示す。

実験値と計算値を比較すると、9.3 mK ではある程度一致していることがわかる。しかし、1.1 mK では一致せず、特に約 2 T 以上では計算値に比べて測定した磁化の値が小さい。面密度 17.8 nm^{-2} の試料は 1 層目が常磁性相であるので、磁化が小さい原因は

2 層目の 4/7 相によるものと考えられる。4/7 相の磁化がどの程度小さいか調べるために次式のように 4/7 相の偏極率を求めた。

$$(4/7 \text{ 相の偏極率}) = \frac{(17.8 \text{ nm}^{-2} \text{ の磁化の実験値}) - (1 \text{ 層目充填の磁化の計算値})}{(4/7 \text{ 相の飽和磁化})} \quad (5.16)$$

4/7 相偏極率の磁場依存性を図 5.12 に示す。4/7 相の偏極率は 9 T 程度の磁場下でも約 1/2 以下に抑制されていることがわかった。

5.2.2 $^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$ 系

$^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$ 系の測定結果を図 5.8 (9.3 mK) と図 5.9 (1.1 mK) に示す。バックグラウンドを差し引いたものが図 5.10、5.11 である。

面密度が ^4He 13.0 nm $^{-2}$ と ^3He 11.0 nm $^{-2}$ のときの実験結果と計算値の比較

1 層目は ^4He のみであるので非磁性である。2 層目は ^3He 7.63 nm $^{-2}$ と ^4He 1.0 nm $^{-2}$ が存在し強磁性相である。磁化の計算値は分子場近似の式 (5.8) を用いて計算する。計算の際には飽和磁化 M_0 と分子場係数 α が必要になる。飽和磁化は式 (5.11) より $M_0 = \frac{7.63}{10.5} \times 1.59 = 1.16$ と求まる。分子場係数 α は式 (5.9) から求める。ワイス温度は式 (5.10) から $J = 2$ mK として計算した。J の値は文献 [12] から引用した。3 層目のフェルミ液体の寄与は $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系で述べたように非常に小さいので無視する。

得られた計算値は図 5.10、5.11 中に緑の実線で示されている。実験値と計算値を比較するとある程度の精度で一致しており、本実験セルで正しく測定が行われていることが確認できる。磁化の計算値を求める際に必要な飽和磁化は $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系の 10.5 nm $^{-2}$ の飽和磁化をもとに計算した値を用いているので $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系の結果とも矛盾しないことがわかる。

面密度が ^4He 13.0 nm $^{-2}$ と ^3He 6.0 nm $^{-2}$ のとき (4/7 相) の実験結果と計算値の比較

この面密度でも 1 層目は ^4He のみであるので非磁性である。2 層目は ^3He 5.85 nm $^{-2}$ と ^4He 1.0 nm $^{-2}$ が存在し反強磁性相 (4/7 層) である。磁化の計算値は分子場近似の式 (5.8) を用いて計算する。計算の際には飽和磁化 M_0 と分子場係数 α が必要になる。飽和磁化は式 (5.11) より $M_0 = \frac{5.85}{10.5} \times 1.59 = 0.886$ と求まる。分子場係数 α は式 (5.9) か

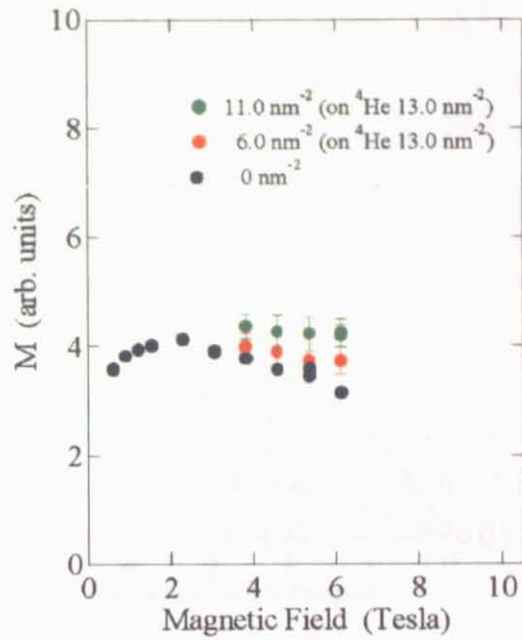


図 5.8: 9.3 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンド含む。 $^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$)

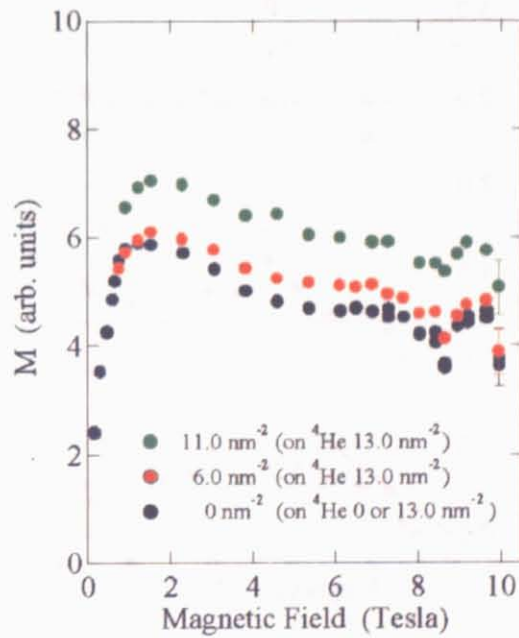


図 5.9: 1.1 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンド含む。 $^3\text{He}/^4\text{He}/\text{Gr}$)

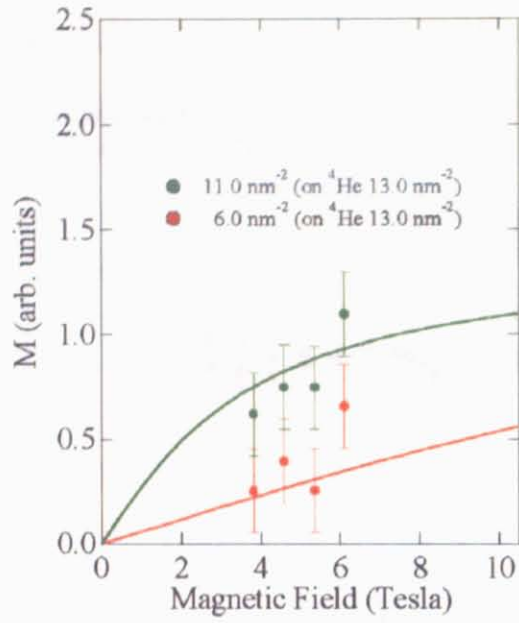


図 5.10: 9.3 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンドなし。 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}/\text{Gr}$)

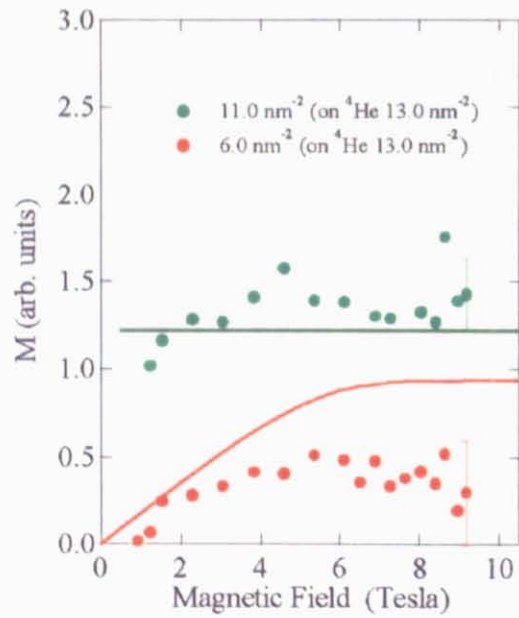


図 5.11: 1.1 mK で磁化の温度依存性の測定結果 (バックグラウンドなし。 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}/\text{Gr}$)

ら求める。ワイス温度は式 (5.10) から $J = -1$ mK として計算した。J の値は文献 [12] から引用した。3 層目のフェルミ液体の寄与は非常に小さいので無視する。

得られた計算値は図 5.10、5.11 中に赤の実線で示されている。9.3 mK では実験値と測定値がある程度一致しているが、1.1 mK では実験値は計算値よりも小さい。1 層目は非磁性の ^4He であるので、この磁化の抑制は 4/7 相で起こっている。4/7 相の磁化を飽和磁化で割った偏極率の磁場依存性が図 5.12 に示されている。 $^3\text{He}/^3\text{He}/\text{Gr}$ 系と同様に 4/7 相の偏極率は約 9 T の磁場中でも約 1/2 以下に抑制されていることがわかった。

低磁場で行われた実験との比較

約 0.2 T 以下の磁場中では、Murakawa らによって 4/7 相近傍の面密度での磁化測定が NMR を用いて行われている [24]。図 5.12 中に示されているように、Murakawa らの結果は原点を通る直線でフィティングできる。フィティングした直線は温度が約 600 μK のとき約 1.82 T で磁化が飽和するような傾きをもつが、今回の測定では 1.82 T 付近で磁化が飽和している形跡はない。Murakawa らの結果と本研究の結果を合わせて考えると、数 T 以上の磁場中で磁化プラトーが存在すると考えられる。しかし、今回の測定では、磁場が特に約 6 T 以上のときに測定の精度が十分ではなく磁化プラトーの大きさはわからなかった。したがって 4/7 相の磁場中の基底状態が、予測されているような $uuud$ 相であるのかどうかは判断できない。磁化プラトーの大きさを測定するためには、高磁場側での測定の精度を改善することが必須である。

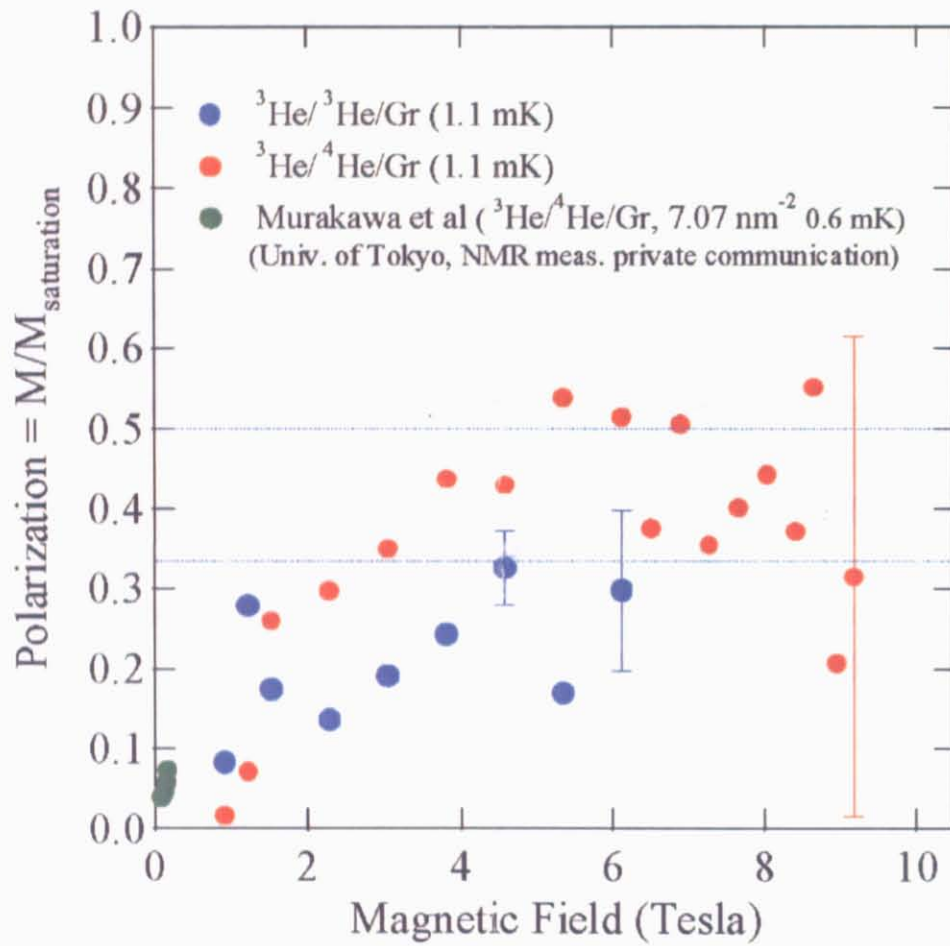


図 5.12: 4/7 相の偏極率の磁場依存性

5.2.3 理論との比較

次に得られた実験結果を予測されている磁化過程と比較する。Misguich らの予測 [16] と Momoi らの予測 [17] の 2 つの予測があるが、2 つの論文で用いられている記号の定義が異なるので整理する。Misguich らが用いている J_2^{eff} 、 J_4 と Momoi らが用いている J 、 K の関係は

$$J_2^{eff} = 2J \quad (5.17)$$

$$J_4 = 4K \quad (5.18)$$

である。Misguich らの用いている μ は核子 1 個の磁気モーメント (μ_N とする) で、Momoi らの用いている μ は ^3He の核磁気モーメント ($\mu_{^3\text{He}}$ とする) と考えられるので図 5.13 の横軸と図 5.14 の横軸の関係は

$$\frac{g\mu_N B}{J_4} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_{^3\text{He}} B}{K} \right) \quad (5.19)$$

である。

次に図の横軸を磁場に直す。 J_4 は Collin らの帯磁率測定 [13] から得られた値 1.4 [mK] を用いる。 $g\mu_N = 1.5$ [mK/Tesla] であるので

$$B = \left(\frac{g\mu_N B}{J_4} \right) \frac{J_4}{g\mu_N} \quad (5.20)$$

$$\cong \left(\frac{g\mu_N B}{J_4} \right) \quad (5.21)$$

となる。Misguich らの図 5.13 の横軸は磁場とほぼ等しいといえる。横軸の関係から Momoi らの図 5.14 の横軸は磁場の約 2 倍である。

プラトーが現れる磁場は Misguich らの予測でも Momoi らの予測でも数 T 程度である。本実験の結果では数 T 程度でプラトーが現れていると考えられるので、予測と近い結果が得られたといえる。一方、磁化が飽和する磁場は Misguich らの予測では 5 T 程度で、Momoi らの予測では 20 T 程度である。Momoi らの計算は 4 体交換まで Misguich らの計算は 6 体交換まで考慮しているので、Misguich らの飽和磁場が低いのは 5 体交換の効果が大きいためであると考えられる。本実験の結果は 9 T でも磁化は飽和しないので、実際の 4/7 相では Misguich らの計算よりも偶数体交換の影響が大きい可能性がある。

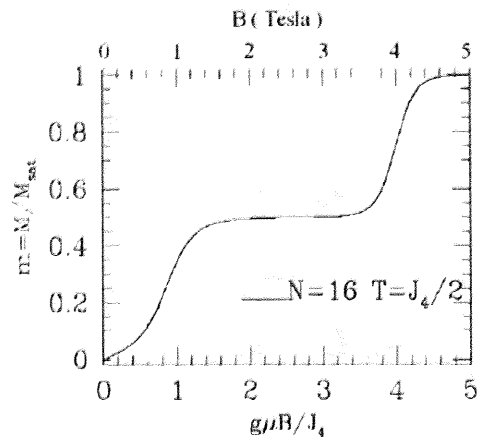


図 5.13: 4/7 相の磁化過程 (Misguich らの予測)

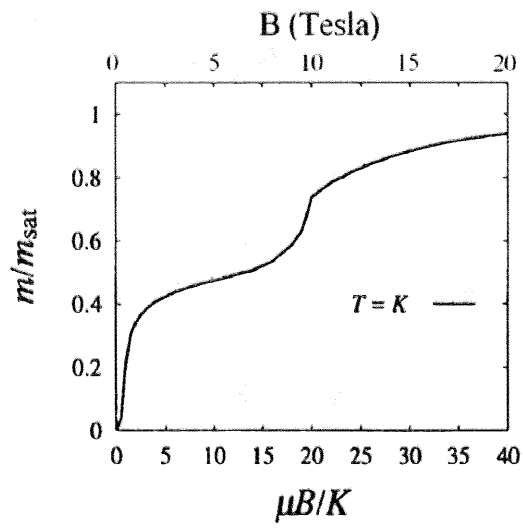


図 5.14: 4/7 相の磁化過程 (Momoi らの予測)。

5.2.4 誤差の原因

本章では本実験で行った測定の誤差が大きい原因についてまとめる。誤差が大きい原因として3つのことが考えられる。第1に、 Δd_{up} （勾配磁場を大きくする過程で測定した試料の変位）と Δd_{down} （勾配磁場を小さくする過程で測定した試料の変位）に差があること。第2に勾配磁場を掃印する過程で、勾配磁場の変化に対してセルの可動部に振動が生じること。第3に外部からの振動で極板間隔が安定しないことが考えられる。特に誤差に大きな影響を与える第2の原因を中心に述べる。

勾配磁場 sweep 時の極板間隔の振動

$\Delta d - \frac{dH}{dz}$ グラフは静磁場が6 T以下では比較的線形であるが、6 T以上になるときれいな線形ではなくなり振動のようなものが現れる。その結果、フィッティングで求める傾きの誤差が大きくなる。この振動は L 過程と S 過程で振動の違いはほとんどなく、両過程で勾配磁場が大きいときに顕著に現れる。この振動の原因は未解明であり、プラトーの大きさを測るために測定精度を上げるためにはこの振動の原因を解明することが必須である。図 5.15 にあるように、グラフィイトに吸着させるヘリウムの面密度に依存するかも調べた。振動はヘリウムを吸着させる前から存在しており、 ^4He を吸着させても、 ^3He を吸着させても振動の様子はほとんど変わらない。よって振動の原因は、ヘリウムではなくバックグラウンドにある可能性が高いと考えられる。

振動の磁場依存性

解明に向けて、測定条件をいくつか変えたとき振動に変化があるか調べた。振動の磁場依存性を図 5.16 に示す。図より磁場大きいほど振動の振幅は大きくなり、振動の波長は長くなる傾向にあることがわかる。

振動の温度依存性

振動の温度依存性も調べた。図 5.17 ではグラフの最大勾配磁場まで50分で sweep したときの1.1 mK から80 mK までの振動を示してあり、図 5.18 にはグラフの最大勾配磁場まで25分で sweep したときの80 mK から1 K までの振動を示してある。1 K まで振動は存在し続けなくなる傾向はない。振動の振幅や波長も温度によってほとんど変

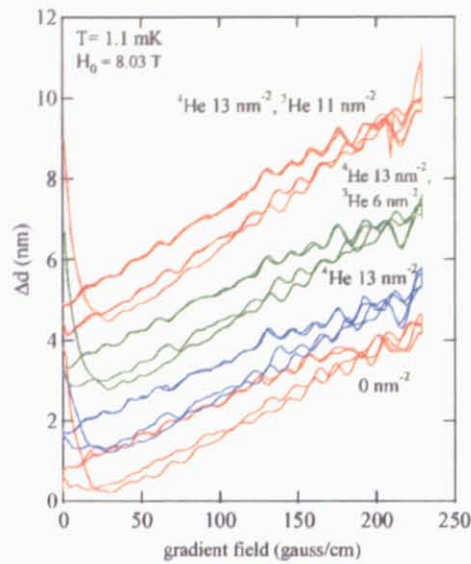


図 5.15: 勾配磁場 sweep 時の極板間隔の振動 (面密度依存性)

化しない。また、80 mK で勾配磁場の sweep 速度を変えても振動にほとんど変化はなかった。

原因について

以上得られた結果から、勾配磁場 sweep 時に起こる振動は磁場と関係しており、特に 6 T 以上の磁場中で磁場や勾配磁場が大きい程振動の振幅が大きくなる。したがって、バックグラウンドの磁気的な性質と関わっているように考えられる。銅の foil の核磁気モーメントやグラフォイルの反磁性はバックグラウンドの磁化の中でも大きい方であるので振動の原因と関わっているかもしれない。例えばグラフォイルの場合、向きにある程度ばらつきがある単結晶子に磁場や勾配磁場印加時に反磁性による力が働いて単結晶子が動いて振動を起こしている可能性が考えられる。単結晶子が関わっているならば、単結晶子の向きが高配向である HOPG と呼ばれるグラファイトシートを用いて測定を行うと、勾配磁場 sweep 時に起こる振動に変化があるはずである。

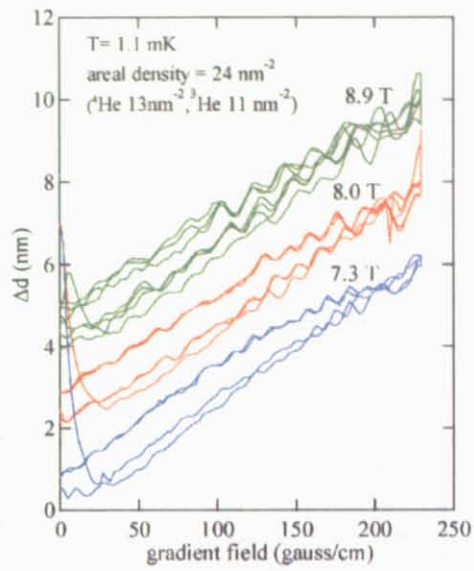


図 5.16: 勾配磁場 sweep 時の極板間隔の振動 (磁場依存性)

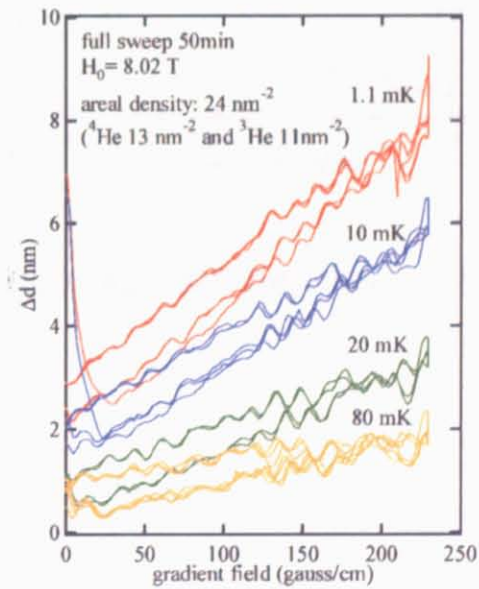


図 5.17: 勾配磁場 sweep 時の極板間隔の振動 (温度依存性)

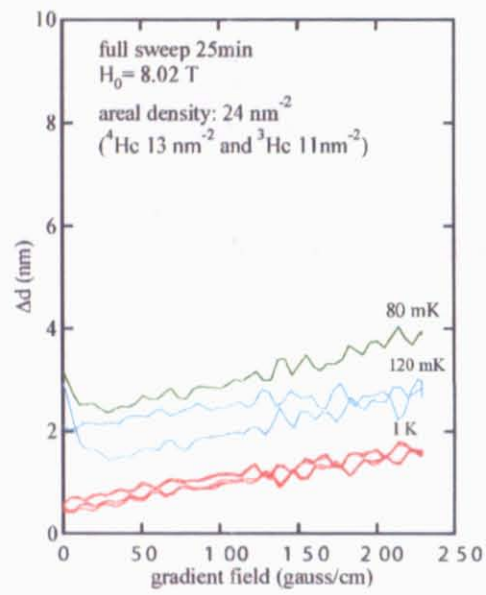


図 5.18: 勾配磁場 sweep 時の極板間隔の振動 (温度依存性)

第6章 まとめと今後の課題

グラファイト上に形成される2次元固体 ^3He の磁化測定を、ダブルグラディエント方式のファラデー法を用いて温度1.1 mKと9.3 mKで1 Tから9 Tまで行った。反強磁性整合層(4/7相)以外の相で測定を行った結果、ある程度の精度で2次元固体 ^3He の磁化を測定できたことが確認できた。

4/7相で測定の結果、9 T以下の磁場中で4/7相の磁化は飽和磁化の約半分以下に抑制されていることがわかった。この結果は、4/7相の下地を ^3He にした場合と ^4He にした場合の両方で一致しているので信憑性がある。4/7相の磁化は数 T以上で磁化プラトーが存在し、9 Tでも飽和しないと推測できる。つまり4/7相の基底状態には磁場中で安定な相が存在する可能性が高い。しかし測定の精度が足りず、プラトーの大きさを正確に測定することはできなかったため uuud 相であるのかどうかはわからない。

今後の課題はプラトーの大きさを精度良く測定し、磁場中の基底状態を明らかにすることである。測定精度を上げるには、勾配磁場の sweep に対応した実験セル可動部の運動を除くことが重要である。

参考文献

- [1] G. Zimmerli et al., Phys. Rev. Lett. **68** 60 (1992)
- [2] D. J. Thouless, Proc. Phys. Soc. (London) **86**, 893 (1965)
- [3] S. V. Hering et al., J. Low Temp. Phys. **25**, 793 (1976)
- [4] M. Bretz et al., Phys. Rev. **A** **8**, 1589 (1973); **9**, 2914(E) (1974)
- [5] S. W. Van Sciver, Phys. Rev. **B** **18**, 277 (1978)
- [6] S. W. Van Sciver et al., Phys. Rev. **B** **18**, 285 (1978)
- [7] H. Godfrin et al., Phys. Rev. **B** **38** 4492 (1988)
- [8] M. Roger, Phys. Rev. **B** **56** R2928 (1997)
- [9] M. Roger et al., Phys. Rev. Lett. **80** 1308 (1998)
- [10] E. Collin et al., Phys. Rev. Lett. **86** 2447 (2401)
- [11] H. Ikegami et al, Phys. Rev. Lett. **81** 2478 (1998)
- [12] H. Godfrin et al, Adv. Phys. **44** 113 (1995)
- [13] E. Collin et al, Phys. Rev. Lett. **86** 2447 (2001)
- [14] K. Ishida et al, Phys. Rev. Lett. **79** 3451 (1997)
- [15] R. Masutomi et al, Phys. Rev. Lett. **92** 025301 (2004)
- [16] G. Misguich et al, Phys. Rev. Lett. **81** 1098 (1998).
- [17] T. Momoi et al, Phys. Rev. **B** **59**, 9491 (1999).
- [18] D. Zhang et al, Rev. Sci. Instrum. **68**, 3755 (1997).

- [19] D. Greywall, Phys. Rev. **B 33**, 7520 (1986).
- [20] 製造元 Union Carbide Company Inc.
- [21] R. J. Birgeneau et al, Physica **109** and **110 B**, 1785 (1982).
- [22] 製造元 松下電器産業株式会社
- [23] P. schiffer et al, J. Low Temp. Phys. **94**, 489 (1994).
- [24] S. Murakawa, Ph. D. thesis, University of Tokyo 2006

謝辞

本論文を締めくくるに当たって、研究でお世話になった方々に感謝の意を表します。まず、研究の機会を与えてくださった石本英彦教授に心から感謝致します。物理の内容から実験のディテールに至るまで非常に丁寧にご指導いただきました。大変恵まれた環境で研究生活を送ることができました。

山口明 助手には実験全般にわたって直接、ご指導いただきました。低温技術はもちろんのこと、これまでいた分野ではほとんど関わることのなかった計測装置全般の扱い方等も学ぶことができ、修士課程を非常に実りのあるものにして頂いた事を深く感謝しております。また、実験作業だけでなくデータの解析や研究の進め方においても多くの助けを頂いたこと、そして、本研究が何とか前に進んでいったのも山口 助手の力によるものであったと痛感し、感謝しています。

久保田研の柄木良友 助手には、要所要所で重要な助言をいただきました。感謝申し上げます。理化学研究所低温研究室の斉藤政通博士には深夜や休日のトラブル時に助けていただきました。お礼を申しあげます。PD の松本洋介氏、山下穰氏にも感謝致します。特に松本氏には試料の面密度を決める際に貴重なご意見をいただきました。同期の夏目恭平 氏、修士課程1年の鈴木邦彦 氏、早川貴裕 氏にはゼミ等を通じて共に He について学びました。どうもありがとうございました。

また、日々の研究生活において、久保田研の皆様には大変お世話になりました。特に泉名健氏には手助けしていただくことが多く、大変感謝致します。そして、2年間の冷凍機運転期間中に、大量の He を安定して供給して下さいました低温液化室の方々に感謝致します。