

Fermi 液体・非等方的超流動体・液体 ^3He の新しい相について II

Anthony J. Leggett

サセックス大学

第4章 液体 ^3He の新しい相に関する実験

3mK以下の液体 ^3He の実験を概観する上で、一つの大切な点は、このような低温に到達するのは非常にむずかしいということである。現在行われている冷却方法は以下の二通りである。

1) Pomeranchuk 冷却

P-T平面での液体 ^3He と固体 ^3He の共存線の傾きは負になっているので、固体と液体の混合系を断熱圧縮することによって冷やすことができる。

- 利点 任意の外部磁場をかけることができる(すでに1万 Gauss 以上の磁場で実験が行われている。)
- 欠点 異常な現象が起きても、それが液体によるものか固体によるものかはっきりしないことがある。

2) 断熱消磁

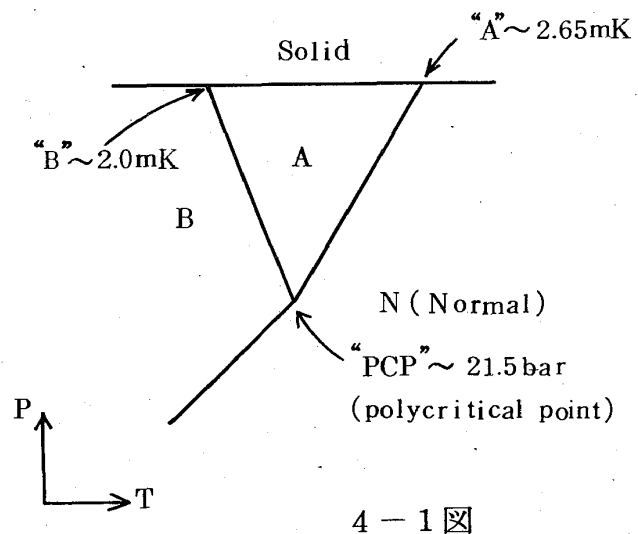
常磁性塩を高い外部磁場の中に入れ、断熱的に外部場を下げる。ふつう用いられる常磁性塩はCMN(Cerium Magnesium Nitrate)である。CMNを用いる理由の一つはCMNと液体 ^3He の間のKapitza抵抗が小さい(よって ^3He が冷えやすい)ことである。

- 利点 固体を伴わない純粋な液相で実験できる。
- 欠点 断熱消磁の最終状態では外部磁場をほとんど0にする必要があるので、高い外部磁場のもとでの実験が出来ない。

現在、実験をしている研究室が四つあるが、うち三つはPomeranchuk冷却法を使用しており、La Jollaのグループだけが断熱消磁でやっている。章末に実験グループと参考文献のうちの重要なものを挙げておく。

§4.1 相 図

4-1 図に示した相図は実験的に必ずしも確立されている訳ではない。融解曲線上の点AとBはいくつかの実験で観測されているが、純液相での実験はまだ少い。特に点PCP (polycritical



cal point) は熱伝導度と磁化の測定で観測されただけである。(それ以前に比熱と超音波吸収の測定が行なわれているが、まだPCPの存在が知られていなかったの
でPCP近傍に特別な注意は払われなかった。) 目下La Jollaで詳しい実験が
進行中である。図に示した三つの液相をA相, B相, N相と呼ぶ。A $\rightleftharpoons$ NとB $\rightleftharpoons$ Nは二
次相転移である。(潜熱なし。比熱がとぶ。) 一方A $\rightleftharpoons$ Bは一次相転移である。(A相
が過冷できる。xがとぶ。潜熱がある。加圧率^{註)}が変化する。) ただし潜熱の大きさは、
実験グループによって違う値が得られている($\Delta S \equiv S_A - S_B$)。

Cornell: $\Delta S \sim (7.2 \pm 1.0) \times 10^3$ ergs/K·mole

Haifa : $\Delta S \sim 2.7 \times 10^3$ ergs/K·mole

一方 T_{AB} (A $\rightleftharpoons$ Bの転移温度)の磁場依存性と、 T_{AB} でのxのとびを用いて、
Clapeyron-Clausiusの関係

$$\frac{dT_{AB}}{dH} \equiv - \frac{\Delta x}{\Delta S} H$$

から評価した値を(ΔS)_{mag}と書くと

註) Pomeranchuk 冷却器の中で、体積変化の速さが一定に保たれるように資料を圧縮するとき
の、資料の圧力変化率のこと。

$$(\Delta S)_{\text{mag}} \sim 1.5 \times 10^4 \text{ ergs/K} \cdot \text{mole} \quad (4.3)$$

(4.1)と(4.2)の場合には共存している固体の影響のために測定がやっかいになっているから、多分、(4.3)が一番信頼できる値であろう。ところでもう一つの Clapeyron-Clausius の関係

$$\frac{dT_{AB}}{dP} = \frac{\Delta V}{\Delta S}$$

を使って

$$\Delta V/V \sim 10^{-7} - 10^{-8} \quad (4.4)$$

を得る。したがって ΔV を直接測ることは難しいと思われる。Cornellでの実験による T_{AB} で比熱に異常がある。異常の起こる温度範囲は $\Delta T \sim 10^{-6} \text{ K}$ ぐらいである。この異常が本質的なものかどうかは明確でない。

もう一つ注目すべきことは、 T_{AN} の傾きが T_{BN} の傾きより大きいことである。

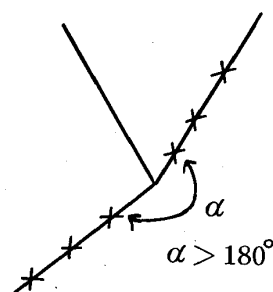
$$\left(\frac{eP}{dT}\right)_{AN} \sim 1.4 \left(\frac{dP}{dT}\right)_{BN} \quad (4.5)$$

ただし実験データは PCP から 0.5 気圧ほど離れた所まで得られているだけである。

(4-2図は PCP 付近の拡大図である。実験点を×印で示した。) T_{AB} の線が $T_{AN}-T_{BN}$ の線の折れ曲がりの丁度ぶつかるかどうかについても、0.5 気圧の誤差範囲内にくると言えるのみである。

§4.2 過冷と過熱

N相から出発して次第に冷やしていくと、まずA相に達し、更に T_{AB} を横切る。この時、過冷がおり、温度 $T_1 (< T_{AB})$ でB相に移る。これを熱すると T_{AB} でA相に移る(過熱はほとんど見られない)。再び冷やすとA相は再び過冷され、温度 $T_2 (T_1 < T_2 < T_{AB})$ でB相に移る。この過程をくり返して行くと過冷の温度巾は次第に



4-2図

A. J. Leggett

縮まり，ついには過冷が起こらなくなる。この模様を4-3図に示した。縦軸は時刻である。相転移の起きる点に×をつけた。以上は融解曲線上での実験結果であるが、

Wheatley によると，純液相では過熱現象も見られるようである。磁場をかけると過冷の温度巾が大きくなる。今の所，過冷と過熱についての定量的研究はないが，物理的には次のように考えられるのではないだろうか。N相から冷却して行って最初に T_{AB} を横切るときには，液体はB相をまだ知らない。ところが，一度B相に行ってからA相に戻り再び

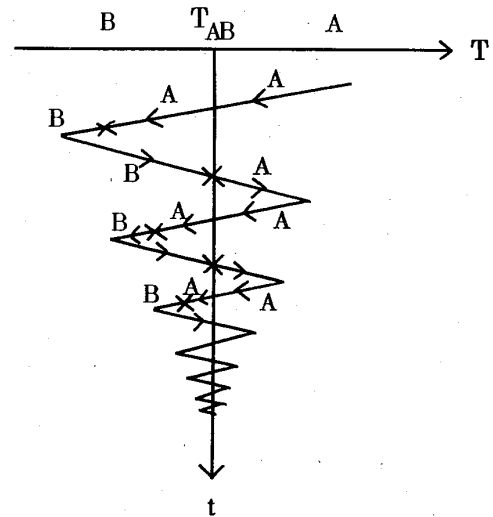
T_{AB} を横切るときには，液体はB相を覚えて

いる。この記憶のためにB相への転移が起きやすくなり，過冷の温度巾は最初より狭くなる。過熱が起きにくいのも，液体がすでにA相を知っているからである，と言えよう。ではこの記憶とは何か。多分，A相の中にB相の細かい泡が残っている状態が，B相を覚えているA相，ということになるのではないか。もしこの模型が正しければ，過冷（過熱）の程度はA相（B相）に滞在していた時間によるのであろう。また4-4図のような実験をすれば大きな過熱現象が見られるのではないかと期待される。なお，記憶は一たびN相に戻れば全く消え失せるはずである。

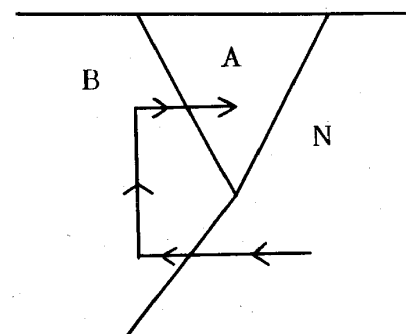
§4.3 比熱

転移温度 T_c ^{註)} の近くでの比熱のふるまいは超伝導体の場合に似ている。ただし超伝導体の場合には（勿論例外もあるが）ほぼ

$$\frac{\Delta C}{C_{n+}} \sim 1.42 \quad (4 \cdot 6)$$

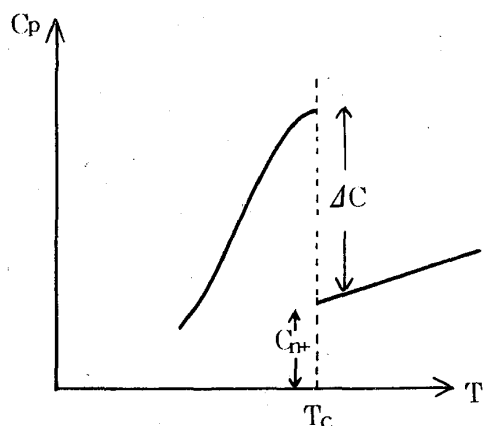


4-3図

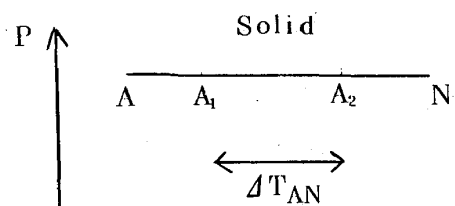


4-4図

註) 二次相転移温度 T_{AN} と T_{BN} を特に区別しない時にまとめて T_c と呼ぶことにする。



4-5図



4-6図

であるのに対し、液体³Heの場合には

$$\frac{\Delta C}{C_{n+}} \sim 1.9 \text{ (高圧)} \text{ --- } 1.6 \text{ (低圧)} > 1.42 \quad (4.7)$$

である。PCP付近での詳しい実験によって、特に $(\Delta C/C_{n+})_{AN}$ と $(\Delta C/C_{n+})_{BN}$ の関係が知られることが望まれる。 $T < T_c$ での詳しい温度変化は分からない(温度スケールの決定が困難なため)が、指数関数で合わせることも出来そうである。

§4.4 磁場の効果

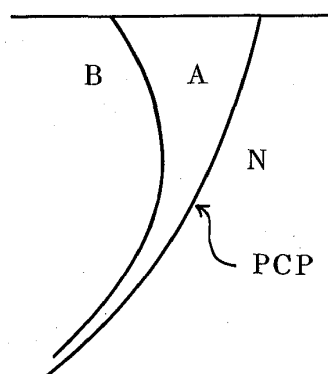
外部磁場をかけると T_{AB} は急激に下がる。

$$\frac{T_{AB}(H)}{T_{AB}(0)} = 1 - \left(\frac{H}{5.6 \text{ KOe}} \right)^2 \quad (4.8)$$

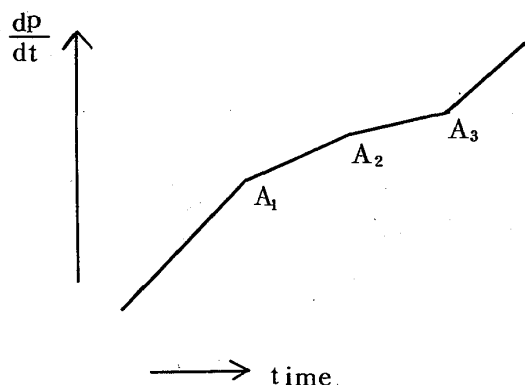
またA相は二つに別れる(4-6図)

$$\frac{\Delta T_{AN}}{H} \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ K/KOe} \quad (4.9)$$

これらの現象は融解曲線上での超音波吸収と加圧速度の測定によって観測されたが、最近、純液相での磁化の測定によっても観測された(Wheatley 私言)。それによると、 T_{AN} が分裂するほか、相図が4-7図のように変わる($H \sim 400 \text{ Oe}$)。つまり低圧でもA相が安定になるらしい。(A相の分裂は非常に小さいからこの図では見えない。)な



4-7図

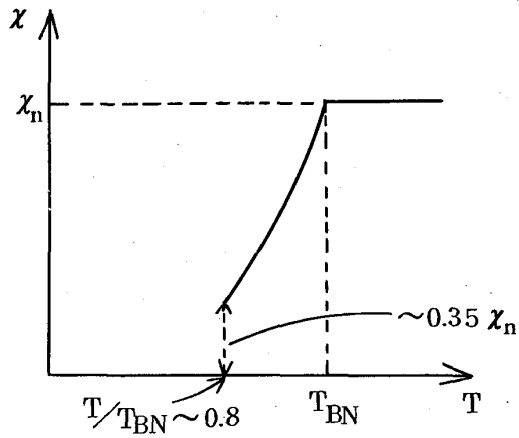


4-8図

お、融解曲線上での加圧率は4-8図のようになる。A₁とA₂での折れ曲がりがある。A相の分裂に相当する。A₃での折れ曲がりにはH ≥ 7 KOe という高磁場でのみ見られる。これは超音波吸収では観測されていない。しかも折れ曲がりの向きがA₁, A₂とは逆になっていることは $\Delta C < 0$ を意味する。A₃が本当に相転移点であるかどうかはまだ不明である。

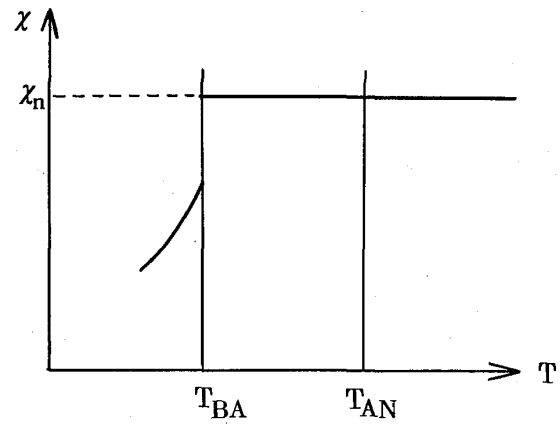
§ 4.5 静的スピン帯磁率

融解曲線上ではNMRの吸収線の強度から、また純液相ではSQUIDを用いて、測定された。これら二種類の測定は互いに矛盾しない結果を与えている。PCPの圧力を P_0 (≈ 21.5 mbar) と書くと、 $P > P_0$ ではN相から直接B相に入り、 χ は急激に減少する。実験で到達された最低温度で $\chi \sim 0.35 \chi_n$ となっていて、B相では χ が非常に小さくなることを示している(4-9図) $P > P_0$ ではまずA相に入る。このとき χ は変化せず、 T_{BA} でB相に入ると不連続に減少する(4-10図)。高压側から P_0 に近づくに従って T_{BA} でのとびは0に近づく。なお、Wheatleyの未発表のデータによると T_{AN} でも χ は $0.005 \chi_n$ 程度の小さなとびを示す(4-11図に誇張して示す)。このとびはTakagiの予言と定性的に一致している。



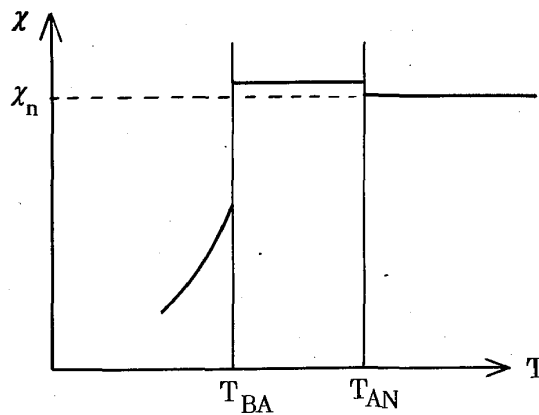
$P < P_0$

4-9図



$P > P_0$

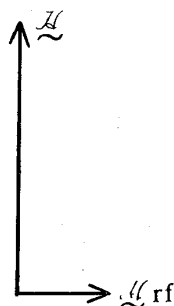
4-10図



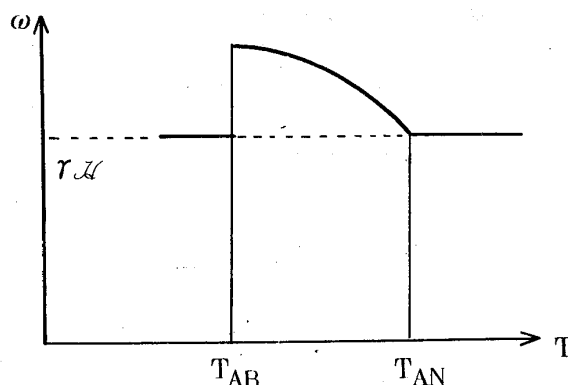
4-11図

§4.6 核磁気共鳴

ふつうのNMRの実験（横共鳴）では，外部磁場 $\mathcal{M}$ と垂直にラジオ周波数の振動磁場 $\mathcal{M}_{\text{rf}}$ をかけ，これによる共鳴を観測する（4-12図）。通常物質では $\omega = \gamma \mathcal{M}$ が共鳴周波数になる（Larmorの結果）。3mK以下の液体 ^3He の純液相はまだないが，融解曲線上での実験によると，共鳴周波数 ω は4-13図のようになる。 ω が $\gamma \mathcal{M}$ からシ



4-12図



4-13図

フトする例としては ^3He 以外の物質でも Knight シフトや化学シフトがあるが、いずれもシフトは外部磁場に比例する。

$$\omega = r\mathcal{H} + \Delta\omega, \quad \Delta\omega \propto \mathcal{H}$$

ところが液体 ^3He の場合は全く違い

$$\omega^2 = r^2\mathcal{H}^2 + \omega_0^2(T) \quad (4.10)$$

ここで $\omega_0(T)$ は $\mathcal{H}$ に依存せず、 $T \leq T_{\text{AN}}$ では $\omega_0^2(T) \propto T_{\text{AN}} - T$ である。定量的には

$$\nu_0^2 \equiv \left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right)^2 \simeq 5 \times 10^{10} \text{ Hz} \left(1 - \frac{T}{T_{\text{AN}}}\right) \quad (4.11)$$

$T < T_{\text{AN}}$ ではこの式から少しずれるが、あまり本質的な問題ではない。ちなみにこのシフトの観測は、3mK以下における Pomeranchuk 冷却器内の異常が固体 ^3He ではなく液体 ^3He に帰因するものであることを証明した最初の実験である。上述の実験に用いられた最低の外部磁場は約40Gであったが、数日前に Cornell の Richardson から来た私信によるともっと低い磁場($\sim 10\text{G}$)でも(4.10)に従うシフトが観測された。このような低磁場では $r < \omega_0(T)$ である。従って、多分(4.10)は $\rightarrow 0$ の極限まで正しいと思われる。ただし高磁場の時と違って、吸収線にかなりの巾がある。今までに観測された最大の巾は約2G、つまり(巾/共鳴周波数) ~ 0.1 である。同じ私信による

と、A相で縦共鳴 (longitudinal resonance) も観測された。これは $\omega_{rf} // \omega$ とする実験で、通常の物質では特に共鳴は起きない。しかも観測された共鳴周波数 $\omega_{||}$ は

$$\omega_{||}^2 = \omega_0^2 (T)$$

となる。この $\omega_0(T)$ は $(4 \cdot 10)$ に現われたものと同じである。この結果はA相の性格を決める重要な鍵になる。ただし $\omega_{||}/\gamma \sim 30\text{G}$ に対して約 5G というかなり広い巾がある。

B相ではシフトがなく、今の所、縦共鳴も見出されていないが、ある種の異常が観測されている。すなわち、 $25\text{erg} \sim 100\text{erg}$ の熱パルスを加えるとNMR吸収は全くなり、容器の底の方から波面上に回復してくる。時には1時間以上回復しないこともある。

A相でもNMR吸収の強度は時間的に一定でなく、ゆらぎが大きい。ゆらぎの周期は $20 \sim 25$ 秒である。

§4.7 第四音波

第四音波というのは毛細管の中を伝わる波のことである。正常液体ではまさつのためこのような波は生じ得ないが、超流動相に入ると超流体成分が動けるので可能になる。液体 ^4He の場合によく知られている二流体理論によると、第四音速 C は

$$C^2 = \frac{\rho_s^2}{\rho} C_1^2 + \frac{\rho_n}{\rho} C_2^2$$

ただし C_1 , C_2 はそれぞれ第一、第二音速である。液体 ^3He の場合 $C_2 \ll C_1$ と考えられるので $C^2 \propto \rho_s/\rho$ となり、 C を測れば ρ_s が分かる。Kojima et. al. はA, B両相で第四音波を観測した。温度範囲は $T/T_C \geq 0.8$ である。(ただし毛細管状の狭い空間^{註)}に液体を詰めているから、B相の転移温度は押し下げられてしまってA相だけしか見えていないと考える理論家もある。) 実験が行われた温度領域で $\rho_s/\rho \leq 0.1$ である。BCS理論では $T/T_C = 0.8$ で $\rho_s/\rho \sim 0.4$ となるから、実験はFermi液体効果を明確に示していると思われる(→§3.3)。仮に実験がA, B両相にわたっているとした場合^{註)} CMNの粉を詰めた容器の中で実験する。液体 ^3He はCMNの粉の間隙を満たす。

A. J. Leggett

$|\rho_{SA} - \rho_{SB}| / \rho_{SA} \geq 0.1$ なら実験精度から見て T_{AB} でとびが出るはずである。実験では ρ_S は T_{AB} でほぼ連続であるから、とびは 10% 以下である。実験は様々な圧力で行われたが、各圧力で規格化した温度スケール $t \equiv T/T_C(P)$ を用いて $f(t:p) \equiv \rho_S/\rho$ を調べると、 $f(t:p)$ はほとんど p に依らない。つまり ρ_S/ρ は t の普遍的な函数であるらしい。詳しい温度変化は分らないが、実験は

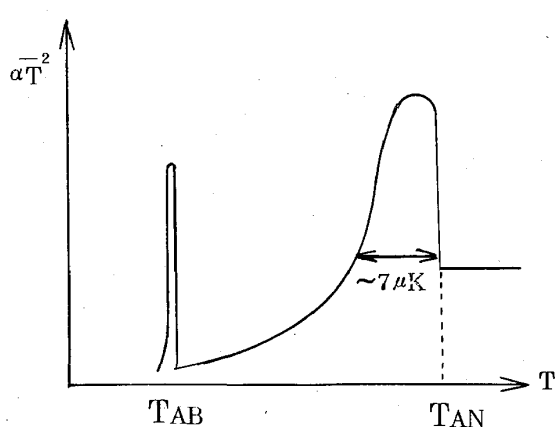
$$T \leq T_C \text{ で } \rho_S/\rho \propto 1 - \frac{T}{T_C}$$

という関係と矛盾しない。

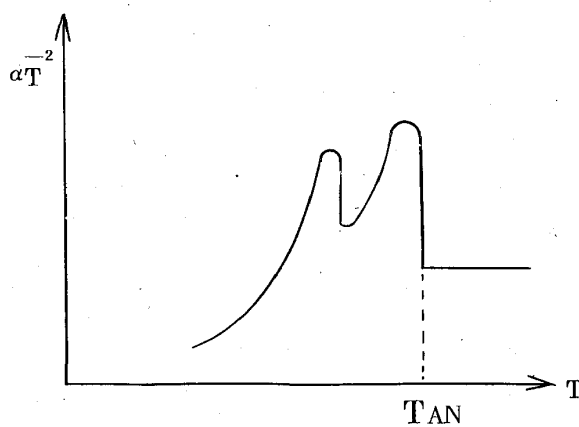
§4.8 超音波の吸収と速度

超音波の実験の結果は複雑だが、いろいろ興味深い点がある。実験は融解曲線上と純液相の両方でされている。 ρ_S の実験と同じく、圧力範囲は $P < P_0$ と $P > P_0$ の両方に及んでいる。超音波吸収係数 α は、Landau の Fermi 液体理論および実験により、正常相では T^2 に比例することが分かっているから、 αT^{-2} のグラフを書くのがよい。 T_C の真下に山が現われる。山の形は非対称である。高温側の急な上昇は熱力学的な T_C とほぼ同じ温度で起きる。低温側の裾に対しては BCS 理論の式

$$\alpha T^{-2} \sim \frac{1}{1 + \exp(\Delta/k_B T)}$$



4-14 図



4-15 図

がほぼ当てはまる。山の高さの周波数依存性は

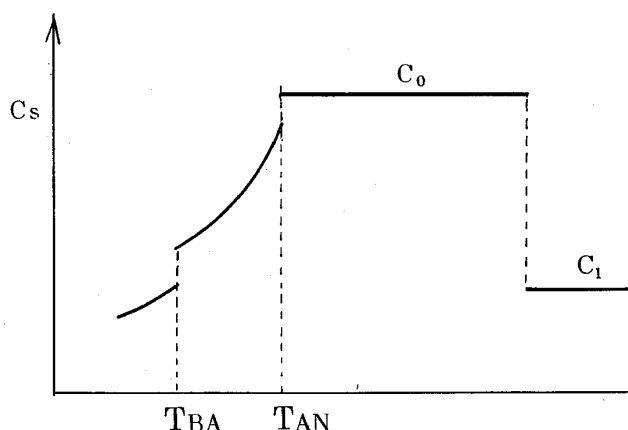
$$\alpha(\omega, T)_{\text{peak}} \sim \omega$$

である。4-14図に融解曲線上での実験を示す。 T_{AB} での鋭い山は、多分A相とB相の境界面が存在するために起こるものであろう。磁場をかけると山の中が広がる。これは一見複雑な現象に見えるが、実は山が二つに分裂する前兆である。高磁場($H \sim 10^4 \text{ G}$)のもとでは山の分裂がはっきり見える(4-15図)。この分裂の大きさは加圧率の実験で観測された T_{AN} の分裂の大きさと一致する。

超音波の速度 C_S は正常相では零音波の音速に一致(ずっと高温ではふつうの流体力学的音波、つまり第一音波の音速に一致する)し、 T_{BA} 以下では第一音波の音速よりも小くなる(4-16図)。これは

妙な現象である。

A相における超音波吸収の強さは、 $H=0$ ならゆらぎを示さないが、 $H \neq 0$ では20~25秒の周期のゆらぎを示し、その振幅は H^2 に比例する。これも不思議な現象である。



4-16図

超音波の実験に関して一つの重要な点を強調しておこう。今までの実験では超音波の波数ベクトル

k_S と磁場 H の間の角度 θ は一定であった。理論的に超音波吸収の θ 依存性が期待されているので、 θ を変えて実験するのが興味深い。現在Cornellで準備中である。

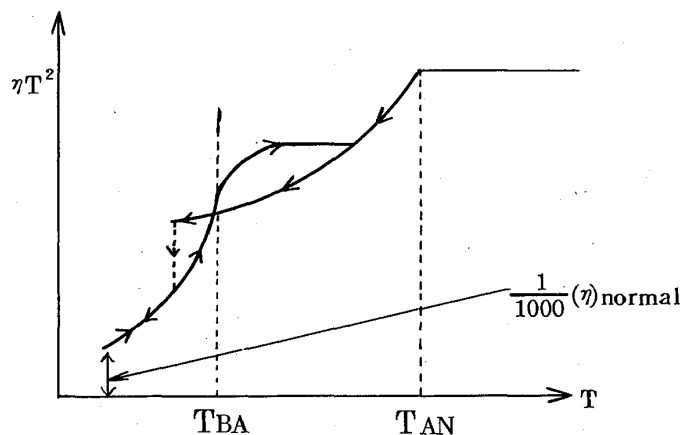
§4.9 粘性係数

Helsinkiで行われた実験がある。液体 ^3He の中に針金を張り、外部磁場の中で針金に交流電流を流すと針金が振動する。振動周波数から密度 ρ が決まり、振動の減衰から $\eta\rho$ が分かる。超流動相では ρ と $\eta\rho$ の代りに ρ_n と $\eta_n\rho_n$ が測られる。(η_n は常流体

A. J. Leggett

成分の粘性)。実験では減衰だけを調べたので、測定されたのは $\eta_n \rho_n$ だけである。

Landau の Fermi 液体理論および実験から、正常相では $n \propto T^{-2}$ である。そこで ηT^2 のグラフを書く (4-17図)。 T_{BA} 以下のある温度で振動が急になくなってしま



4-17図

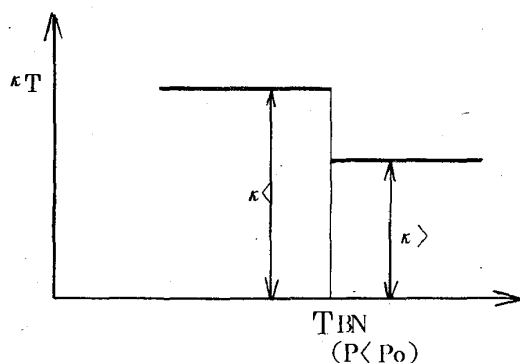
うが、多分針金に ^3He が凍りつくためであろう。図に示された履歴の意味はまだよく分かっていない (共存している固体の影響かも知れない)。到達された最低温度での値は $\eta \sim 0.001 \eta(T_C)$ である。

§ 4.10 熱伝導度

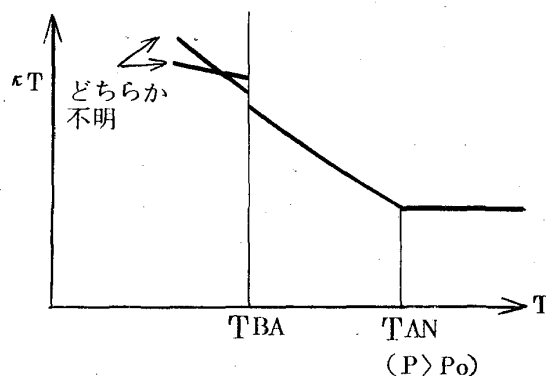
初めて相図の全貌 (勿論 $T \geq 2\text{mK}$) を明らかにした実験である。Landau の Fermi 液体理論および実験から、正常相では $\kappa \propto T^{-1}$ である。 κT のグラフを書く。 $P < P_0$ では T_{BA} でとびが出る (4-18図)。

$$\kappa_{<}/\kappa_{>} \sim 1.5 (13 \text{ 気圧}) - 2.4 (20 \text{ 気圧})$$

B相でのふるまいは正常 (熱流 Q は容器の両端の温度差 ΔT に比例し、履歴はない) である。 $P > P_0$ では、 T_{AN} で連続、 T_{BN} でとびを示す (4-19図)。B相の方がA相より κT が大きいことは確かだが、 $T < T_{AB}$ でほぼ一定か増大するか不明である。B相はやはり線形 ($Q \propto \Delta T$) で、履歴もないが、A相は非線形でかつ履歴がある。



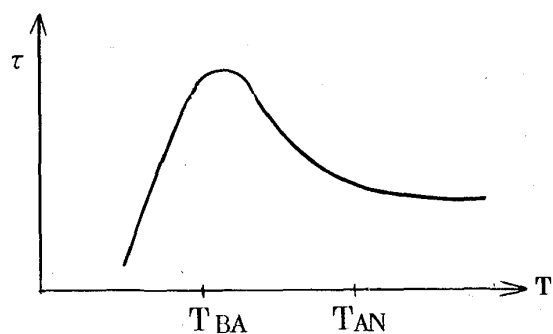
4-18 図



4-19 図

§4.11 熱緩和時間

断熱消磁で冷却するとき、まず直接に冷えるのは CMN であるから、液体 ^3He が冷えるまでに時間がかかる。この時間 τ の温度変化を 4-20 図に示す。 τ を決める要因には、CMN 内での熱伝導、CMN と液体 ^3He の間の熱抵抗 (Kapitza 抵抗)、それに液体 ^3He 内での熱伝導があり、かなり複雑な問題である。 T_{AB} 付近に山があるが、これが液体 ^3He の性質を反映しているのか、それとも CMN の反強磁性的相転移が偶然 T_{AB} 付近で起きているのか、明らかでない。



4-20 図

以上概観してきたように、今までに最もよく分かっているのは静的で再現可能な性質である。過冷や履歴については定量的な実験はない。

参考文献 (第4章)

Cornell (Pomeranchuk) [D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee, W. J. Gully, D. T. Lawson, W. P. Halperin, R. A. Buhrman, S. Goldstein]

1) Phys. Rev. Lett. 28, 885 (1972), 加圧率

2) Phys. Rev. Lett. 29, 920 (1972). NMR

A. J. Leggett

- 3) D. D. Osheroff, thesis, Cornell (1973), NMR, 加圧速度
- 4) Phys. Rev. Lett. 30, 541 (1973), 超音波吸収
- 5) Phys. Rev. A 8, 1633 (1973), A相転移に対する磁場の効果
- 6) preprint. B相転移
- 7) preprint. 超音波吸収

La Jolla (断熱消磁) [J. C. Wheatley, D. N. Paulson, R. T. Johnson, T. J. Greytak, R. A. Webb, H. Kojima]

- 8) Phys. Rev. Lett. 30, 207 (1973), 融解曲線と熱緩和時間
- 9) Phys. Rev. Lett. 30, 210 (1973), 比熱
- 10) Phys. Rev. Lett. 30, 829 (1973), 超音波吸収
- 11) Phys. Rev. Lett. 31, 452 (1973), 熱伝導度
- 12) Phys. Rev. Lett. 31, 746 (1973), 静的磁化
- 13) Phys. Rev. Lett. 32, 141 (1974), 第4音波

Helsinki (Pomeranchuk) [T. A. Alvesalo, Yu. D. Anufriev, H. K. Collan, O. V. Lounasmaa, P. Wennerstrom]

- 14) Phys. Rev. Lett. 30, 962 (1973), 粘性係数
- 15) Proc. 24th Nobel Symposium (to be published), 粘性係数

Haifa (Pomeranchuk) [Y. Bukskpan, Y. Eckstein, J. Landau]

- 16) Phys. Rev. to be published. T_{AB} での潜熱