学位申請論文

石川修六

主論文

平行平板中の超流動ヘリウム－３のB相のスピン動力学

石川　修六

アブストラクト

この論文は、狭い隙間(350μm)を持つ平行平板中の超流動^{3}He-B相のスピンダイナミクスとその緩和機構についての研究に関するものである。

本研究は、外部磁場（15mT～65mT）中で、圧力18．7barの液体^{3}Heを希釈冷凍機と核断熱消磁法を用いた冷却方法により、超流動転位温度（Tc～2．4mK）以下～0．7mKまで冷却して行った。

平行平板と外部磁場が平行である幾何的配置において、核磁気共鳴法（NMR）を用いた測定により、B相の^{3}He核 スピン系の運動について、次のことが明らかにされた。

（1）平衡状態(non Leggett configuration)のまわりの微小運動の緩和過程は、intrinsic な緩和理論（Leggett - Takagi 理論）を用いて解釈できる。この理論に含まれる緩和パラメータを以前の測定より低温度域まで求めたところ、低温側ではこのパラメータ値は従来の値より小さい。

（2）強制外力（rfパルス）により平衡状態より大きくずらした場合、Brinkman - Smith (BS) state に緩和する。この運動は（1）の緩和パラメータを用いた理論的予測と一致する。

（3）（2）のBS状態から平衡状態への緩和過程を始めて明瞭に観測することが出来た。この緩和は、液体を閉じ込める試料容器の壁が原因となる新しい型の緩和機構の存在を示唆するものである。

謝辞

的確な物理的洞察力で、多くの助言をしてくださり、実験を御指導していただき、私を超低温物理学の世界へ導いて下さった平井章先生に感謝します。

たえず実験上の問題点について議論して下さり、励ましてくれた水崎隆雄先生に感謝します。

実験結果について理論面から議論していただき、適切な助言をしてくださった恒藤敏彦先生、大見哲巨先生に感謝します。

実験結果の解析にあたり、有益な議論をしてくれるとともに、大型計算機センターの利用について助言してくれた坪田誠氏に感謝します。

共同実験者である佐々木豊氏と笹山浩二氏の多大な協力に非常に感謝します。

最後に、長い間にわたり私を理解し、励ましてくれた両親にお礼をいいたいと思います。

This thesis is dedicated to my lover, late Atsuko who died on the 12th of August in 1988 in Beijing.

May she rest in peace.

朝影　吾身成　玉垣入
風所見　去子故

烏玉　黒髪山　々草
小雨零敷　益々所思

目次

１．序

１９７２年、コーネル大学での^{3}Ｈｅ超流動相の発見は、低温物理学上大きな意味を持つ。[1] それは、超伝導状態をミクロな立場から記述するＢＣＳ理論を液体^{3}Ｈｅの系に適用した場合、何がおこるかという物理学者の問いに答えるとともに、低温物理学の実験温度域が～１ｍＫの領域を確固たるものにしたことを意味する。

発見後数年間で、^{3}Ｈｅ超流動相は、ＢＣＳ理論で記述出来る相であり、その相は金属中の電子系の場合と異なり内部運動の自由度が多い系であることが明らかになった。[2,3] つまり異方的超流体である。この内容豊富な超流動相には、現在、異なる３つの相が安定に存在することが確かめられている。（Ａ相，Ｂ相，Ａ１相）

発見、それから発見後の実験で重要な役割を果たしたのは、核磁気共鳴法（ＮＭＲ）による^{3}Ｈｅ核スピン系の研究である。^{3}Ｈｅ核スピン系の一様な運動を非線形領域を含めて記述する運動方程式を理論的に導いたのは Leggett である。[4]この方程式は、核スピンベクトルとオーダーパラメータである１つのベクトルとの連立非線形微分方程式である。Leggett は^{3}Ｈｅ超流動相が自発的にスピン軌道対称性の破れた状態であることを示し、大きな双極子一双極子相互作用が出現することを示したばかりでなく、ＮＭＲによる測定がスピン系の運動を通して、オーダーパラメータの運動を調べることを示し、Ａ相のＣＷ ＮＭＲの実験結果を見事に説明した。[5] ^{3}Ｈｅ超流動相に固有な縦共鳴、パラレルリンギングといった双極子一双極子相互作用が原因となる現象の存在が導かれ、これを裏付ける実験結果が得られるに及び Leggett の示した理論は、超流動 ^{3}Ｈｅ核スピン系の運動の本質を記述していることがわかった。

今まで述べてきたＮＭＲの実験は、主に平衡状態からの微小変化に対する核スピン系の応答についてであったが、平衡状態から大きくずらした場合（パルスＮＭＲによる実験）の測定結果についても Leggett の運動方程式の正当性は示された。これらは、Ａ相、Ｂ相とも”チップ角に依存した周波数シフト”として知られている非線形現象である。[6,7,8,9,10]

超流動状態にある^{3}He核スピン系の理解が深まるとともに、その緩和現象が調べられるようになった。[11,12] Leggett一高木（ＬＴ）が導いた現象論的緩和機構は、しばしば intrinsic な緩和機構と呼ばれる。Ａ相におけるＣＷ ＮＭＲの線幅の測定結果はＬＴ理論と定性的、定量的によい一致をみた。[13] 定量的な一致は、得られた緩和時間の転位温度（Ｔｃ）直下の値がＴｃ直上の正常液体^{3}Heの準粒子の life time と大体一致していた点である。しかし、非線形領域ではＬＴ理論と矛盾する実験結果が得られ、様々な解釈が試みられていた。[8,12,14,15] 最近 非線形領域で急激な緩和が観測され、緩和機構の解明が進んだ。[16] ^{3}He核スピン系の一様な運動が不安定であることに起因しており、何らかの”不均一”のため、系は一様な運動から空間的周期性をもつスピン波モードに運動を変化させる結果であると解釈されている。[17]

Ｂ相については、”wall pinned mode”と呼ばれる現象にＬＴ理論を適用し、緩和のパラメータが求められた。[18,19,20] また、チップ角を１０４°以上にしたときの歳差運動の周波数の時間変化のデータに、Fomin[21] の解を用いて同じパラメータが求められた。[9,22] 両者は大体一致していた。得られた緩和時間の転位温度（Ｔｃ）直下の値はＴｃ直上の正常液体^{3}Heの準粒子の life time と大体一致していた。しかしながら、初期のころ行われたＢ相のＮＭＲの実験で全く説明のつかない現象があった。ｒｆパルス後の自由歳差運動による信号が、磁場の均一度で決まる時間以上に観測されたことである。[3,9]（Long Lived Induction Signal(LLIS)と呼ぶ） 最近行われた Borovik-Romanov et al. による実験[23]と Fomin の理論面からの解釈[24]によりＬＬＩＳがＢ相での新しい運動モードによることが明らかにされた。簡単に言うと、磁場勾配中では Larmor 周波数の勾配に起因するスピンスーパーカレントが磁化を実空間内で再分布させ”dynamic magnetic domain”構造が出現し domain boundary でのスピン拡散がゆっくりした緩和を生み出すというものである。磁場勾配はdynamic magnetic domain を作り出す原動力として働くとともに domain boundary の大きさを決定する。彼らは、Ｂ相で解決されていない問題を解明したが、線形領域での intrinsic な緩和機構や制限された空間内のＢ相のスピンダイナミクスはまだ明らかにされていない。

空間的な不均一は intrinsic な緩和現象の解明には大きな障害となる。Ｎ

MRの実験においては"texture"[25]とよばれるオーダーパラメータの空間変化が一様であるばかりでなく実験者によってコントロールされた状態にあることが必要である。また"Spin Supercurrent"[25,26,27]の寄与も除外しなければならない。また、ＬＬＩＳ効果を除外するために外部磁場は一様でなければならない。我々は以上のことを実験装置の設計思想とし、textural healing length より短い gap をもつ平行平板中のＢ相についてＮＭＲを用いた研究を行った。[28,29] このような幾何学的配置は slab geometry と呼ばれる。

過去に、slab geometry 中のＢ相についてＮＭＲを用いたいくつかの実験が行われた。[30,31,32,33,34,35] これらの実験では何層もの slab 空間からなる実験セルが用いられた。我々の最初の実験でも同様なセルを用いた。しかし各 slab 間では空間的な大きさとか外部磁場、ｒｆ磁場の大きさとか bulk の液体への接続の様子とか、Ｂ相自身の domain 構造などに差が存在することが明らかになった。これらはＮＭＲの測定結果を複雑にするものとなる。そこで、我々は、唯一つの slab 空間からなる試料セルを用い、ＮＭＲの実験を行った。本実験の特色の一つは唯一つの slab 空間を用いた点にあり、明瞭な実験結果を得るのに非常に重要であった。

以下、この論文は５つの章に分かれている。第２章では、Ｂ相のオーダーパラメータ、双極子ー双極子相互作用、自由エネルギー、運動方程式、緩和機構についてまとめる。第３章では、実験装置についてまとめる。第４章では、実験結果について述べるが次のように分けてある。４－１では、ＣＷ　ＮＭＲによる線形領域の結果について述べ、吸収曲線の線幅より緩和のパラメータを求める。４－２では、パルスＮＭＲによる非線形領域での実験結果を示す。観測された歳差運動の周波数の時間変化と４－１で得られた緩和のパラメータを用いたＬＴ方程式の数値計算の結果と比較する。大きなｒｆパルスによりスピン系は Brinkman-Smith (BS) state[10] に入ることがわかった。４－３では、２－パルス法を用いてＢＳ state から平衡状態への緩和の様子を調べた結果を示す。ここで、surface field エネルギーからのトルクに起因する surface relaxation を方程式へ導入し、この式の数値計算結果と測定結果とを比較する。４－４では、ＣＷ　ＮＭＲの測定中に出現したサテライト信号について簡単に述べる。第５章を、discussion とし、第６章で全体をまとめる。

2．理論

2－1　オーダーパラメータ

前章で述べたように、^{3}Ｈｅ超流動相はＢＣＳ理論によって解釈される。金属中の電子系の場合と同様に大きさは等しいが反対向きの運動量を持つ^{3}Ｈｅ準粒子が対を形成し（Cooper対）、凝縮した状態であり、エネルギー gap が存在する。その対形成は電子系の singlet S波対と異なり、^{3}Ｈｅ系では triplet P波対である。この結果、超流動状態を示すオーダーパラメータは超伝導の場合より内容豊富である。最近よく用いられるオーダーパラメータの表示は次式である。[36]

$$\tilde{\Psi}(\hat{k}) \quad \Delta\ (\hat{d}(\hat{k})\cdot\sigma)\ \sigma_2 \tag{1}$$

$\tilde{\Psi}$は２×２の複素行列であり$\tilde{\Psi}$の４つ成分は^{3}Ｈｅ核スピン $s=1/2$ であることよりスピン対の向き、（↑↑）、（↑↓）、（↓↑）、（↓↓）の４つに対応する。Δはオーダーパラメータの大きさを示す量である。$\hat{d}(\hat{k})$ は $\hat{k}$ と言う単位ベクトルの向きの対のオーダーパラメータを表現するベクトルである。$\sigma=(\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3)$であり、$\sigma_i$（i 1,2,3）は Pauli 行列である。(1) を書き直すと

$$\tilde{\Psi}(\hat{k}) \quad \Delta \begin{pmatrix} d_2(\hat{k})+id_1(\hat{k}) & -id_3(\hat{k}) \\ -id_3(\hat{k}) & d_2(\hat{k})-id_1(\hat{k}) \end{pmatrix} \tag{2}$$

となる。（↑↑）の対のスピン部分の波動関数を｜↑↑＞などと書くと(2)で表現される波動関数ϕを次の形に書くことが出来る。

$$\phi \quad \Delta\ \{(d_2(\hat{k})+id_1(\hat{k}))\,|\uparrow\uparrow\rangle + (d_2(\hat{k})-id_1(\hat{k}))\,|\downarrow\downarrow\rangle - id_3(\hat{k})(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)\} \tag{3}$$

(3)式よりわかるように $\hat{d}(\hat{k})$ というベクトルは軌道運動についての情報を持っていなければならない。また対がＰ波であることから、$\hat{k}$ について１次の形で

書かれねばならない。一般的に次の形で表される。

$$d_j(\hat{k}) = k_i \cdot A_{ij} \tag{4}$$

超流動相が unitary state であることより、$\hat{d}(\hat{k})$ は各成分に同じ phase factor がかかることも含めて" real "な量と考える。この A_{ij} がどの様な形で表現されるかで４つの型に分類される。ここでは次のように考えてみることにする。(4)より A_{ij} を空間内での projection operator の表現と考えると次の４つの独立な作用が考えられる。

(a)　３次元空間を３次元空間に写す。

(b)　３次元空間を２次元空間に写す。

(c)　３次元空間を１次元空間に写す。

(d)　３次元空間を１次元空間に写すのだが、情報として２次元の内容を残す。

以下 A_{ij} の最も簡単な例をそれぞれあげる。(a)では

$$A_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5}$$

(b)では

$$A_{ij} \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{6}$$

(c)では

$$A_{ij} \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{7}$$

(d)では

$$A_{ij} \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{8}$$

（iがあるのは二次元性を残すためである）

この４つには名前がつけられている。(1)は Balian-Werthamer(BW) satet[37]

(2)は planar state　(3)は polar state　(4)は Anderson-Brinkman-Morel (ABM) state [38,39]である。現在見つかっている超流動相のうちA相はＡＢＭ state　B相はＢＷ state に対応することが多くの実験から明らかになっている。Ｆｉｇ．１に相図を示す。Ａ１相はこの議論からは得られない。（Ａ１相は unitary state　ではない。[36]）

(5)式の形のA_{ij}を用いて(3)式を書き直すと

$$\phi \quad i\Delta\{(k_1-ik_2)|\uparrow\uparrow> + (k_1+ik_2)|\downarrow\downarrow> - k_3(|\uparrow\downarrow>+|\downarrow\uparrow>)\} \qquad (9)$$

となる。これは total spin 角運動量　$S=1$、total 軌道角運動量　$L=1$，全角運動量　$J=L+S=0$　の状態である。Ｂ相の一般的なA_{ij}の記述は回転行列　R　によって与えられる。

$$A_{ij} = R(\hat{n},\theta)_{ij} \qquad (10)$$

$\hat{n}$は回転軸の向きを表すベクトルであり、θは回転角である。つまり、Ｂ相は、(9)式の状態よりスピン空間を軌道空間に対して（10）で記述されるだけ相対的に回転した状態である。オーダーパラメータで記述されるマクロな物理量は全ての対についての平均（$\hat{k}$ 空間での平均）した量となるので、平均後残る量は$\hat{n}$とθとになり、これをＢ相のオーダーパラメータとするのが適切である。

(10)式の形でＢ相が記述されることから、しばしば”等方的超流体”と呼ばれることがある。（Ａ相では、エネルギーgap　がゼロとなる向きが存在するため異方的超流体と呼ばれる。）　Ｂ相は$\hat{n}$とθについて縮退しているが、２－３に述べるようにいくつかの自由エネルギーによって縮退が解ける。

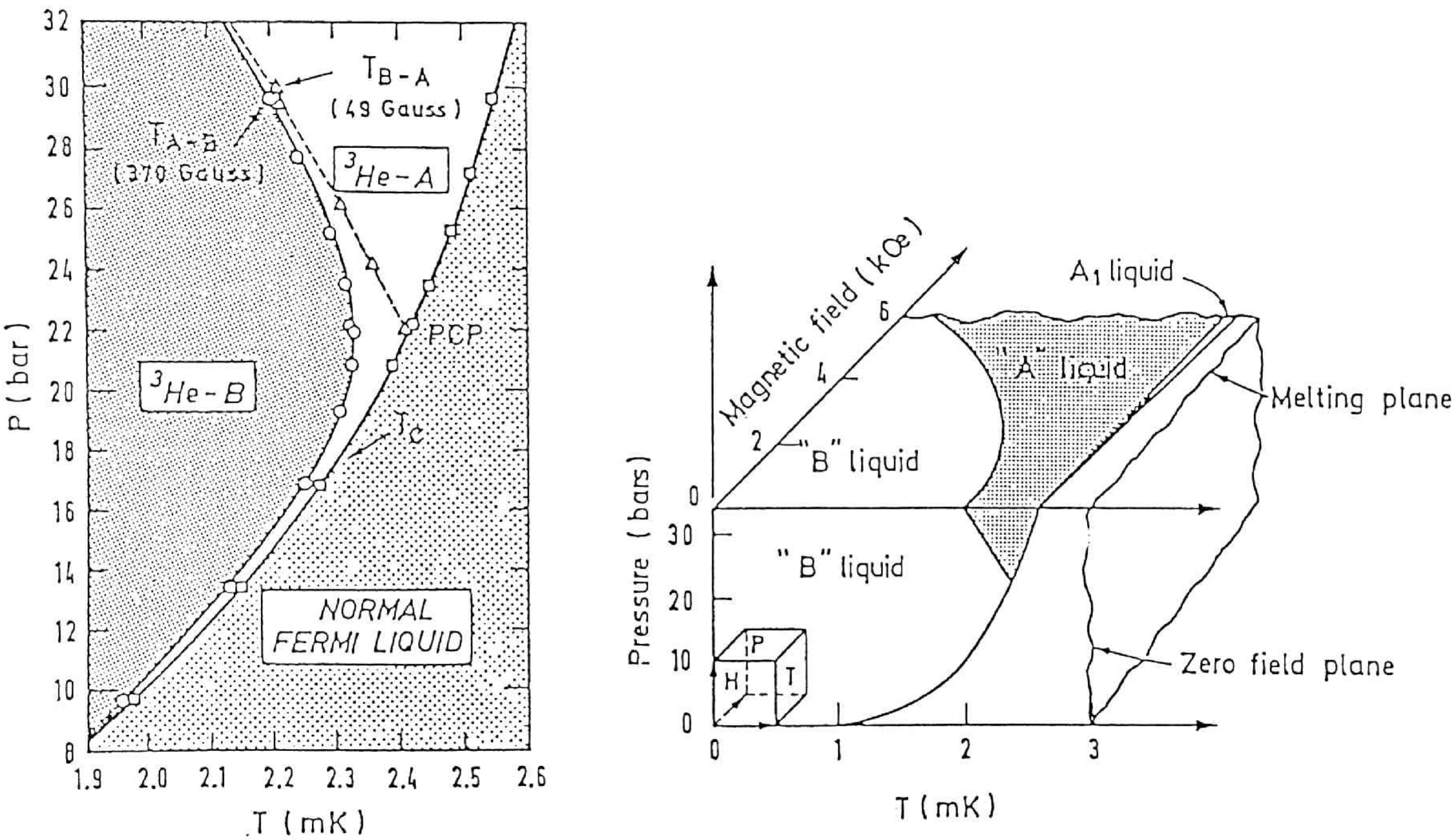


Fig. 1 Phase Diagram of Superfluid ^3He

2－2　　双極子－双極子相互作用

Leggett は bulk の液体のA相のCW　NMRの実験より得られたLarmar周波数からの大きな周波数シフトが ^{3}He原子核の双極子－双極子相互作用によることを最初に示した。[48] どのくらい大きいかと言うと周波数で言って ～100 kHz にもなり、磁場に直すと ～3 mT の磁場に相当する。B相では、さらに数倍大きな磁場に相当する相互作用となる。

周波数シフトを起こすには、totalスピンを保存しない相互作用が必要であり、^{3}He核磁気モーメント間の双極子－双極子相互作用はその1つである。数オングストロームの距離にある隣の原子核の磁気モーメントがつくる局所磁場の大きさは ～0.1 mT 以下である。温度に直すと 10^{-7} K 程度である。通常の流体（例えば、～3 mK 以上の正常^{3}He液体）では、原子核の早い動きのために局所磁場は消失してしまい、上述のような大きな周波数シフトは起こらない。系の Hamiltonian がスピン－軌道対称性を有しているならば様子はだいたい同じである。[48] つまりある対を考えたとき total スピンの向きと相対的な位置ベクトルの向き（あるいは、相対的軌道角運動量の向き）となんら相関関係が存在しないならば双極子－双極子相互作用は第一近似ではゼロとなるからである。しかし、自発的にその対称性が破れているならば、大きな双極子－双極子相互作用が出現する。Leggett はこれを" spontaneously broken spin orbit symmetry "と呼んだ。

^{3}He超流動相は、その total 軌道角運動量、total スピン角運動量がともにゼロでない対の系であり、それらが1つの状態に凝縮しているために系全体での total 軌道角運動量の向きと、total スピン角運動量の向きとの間に相関が生じる。全ての粒子対間にこのようなコヒーレンスが存在することは全ての粒子対が共通のオーダーパラメータで記述されることで表現されている。この結果　超流動相を特長づける双極子－双極子相互作用はオーダーパラメータで記述される。

この相互作用の大きさは、各対あたり次式で与えられる。

$$\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{(\gamma\hbar)^2}{a^3} \qquad (11)$$

対をつくる確率はエネルギーgap をΔとし、Fermi エネルギーを E_F とすると $(\Delta/E_F)^2$ なので、単位体積当りN個からなる系全体では相互作用の大きさ g_D は

$$g_D \sim \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{(\gamma\hbar)^2}{a^3}\left(\frac{\Delta}{E_F}\right)^2 N \tag{12}$$

となる。一方、帯磁率 χ は（無次元量として）

$$\chi \sim \mu_0\frac{(\gamma\hbar)^2}{E_F}N \tag{13}$$

となり、"局所磁場"は

$$\left(\frac{\mu_0 g_D}{\chi}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{\mu_0\Delta^2}{4\pi a^3 E_F}\right)^{1/2} \tag{14}$$

となる。ここで μ_0 は真空の透磁率、γ は ^{3}He原子核の磁気回転比、$\hbar$ は Planck 定数を 2π で割ったもの、a は平均原子間距離である。 $a\sim3$ Å，$\Delta\sim\Delta(0)\sim3k_BT_C$ ($T_C\sim2$ mK)，$E_F/k_B=T_F\sim1$ K（k_Bは Boltzman定数）を用いると、約 3 mT の磁場となる。（$\Delta(0)$は T= 0 Kでの gap の大きさである。）

この双極子－双極子相互作用が、磁化Sに" dipole torque "として働くことが超流動^{3}HeのNMRの研究に非常に重要である。dipole torque を特長付ける縦共鳴周波数 Ωの大きさは次式で与えられる。

$$\Omega \sim \gamma\left(\frac{\mu_0 g_D}{\chi}\right)^{1/2} \tag{15}$$

双極子－双極子相互作用の表式は次節で示す。

2－3　　自由エネルギー

平衡状態にあるオーダーパラメータの値は、次に述べる自由エネルギーにより縮退が解けることにより決まる。[41,42]（以下B相についてのみ述べる）

（a）bulk dipole energy（双極子ー双極子相互作用）

$$F^B{}_D = \frac{8}{15}\chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2\int\left(\cos\theta+\frac{1}{4}\right)^2 d^3r \tag{16}$$

（b）surface dipole energy

$$F^S{}_D = -b\int_S(\hat{s}\cdot\hat{n})^2 d^2r \tag{17}$$

（c）bulk magnetic energy

$$F^B{}_H = -a\int(\mathbb{H}\cdot\hat{n})^2 d^3r \tag{18}$$

（d）surface magnetic energy

$$F^S{}_H = -d\int_S(\hat{s}\cdot R(\hat{n},\theta)\cdot\mathbb{H})^2 d^2r \tag{19}$$

（e）bending energy

$$F_B = C\int d^3r\Big\{16[\hat{n}\times(\nabla\times\hat{n})]^2+13(\nabla\cdot\hat{n})^2+11(\hat{n}\cdot\nabla\times\hat{n})^2 -2\sqrt{15}(\nabla\cdot\hat{n})(\hat{n}\cdot\nabla\times\hat{n})+16\nabla\cdot[(\hat{n}\cdot\nabla)\hat{n}-\hat{n}\cdot(\nabla\cdot\hat{n})]\Big\} \tag{20}$$

ここでχ_BはB相の帯磁率、（χ_Bは$\mu_0{}^{-1}$の次元とする）Ω_Bは縦磁気共鳴周波数、$\hat{s}$は壁の表面に垂直な単位ベクトル、$\mathbb{H}=H_0\hat{e}_H$ は外部磁場である。係数 a,b,c,d. は次式で与えられる。

$$a=\frac{5}{4}\frac{\Delta g}{g}\chi_B \tag{21}$$

$$b=3\xi\chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2 \tag{22}$$

$$c = \frac{\hbar^2 \rho_s}{64\, m} \tag{23}$$

$$d = \frac{3}{4}\frac{\chi_N}{\chi_B}(\chi_N - \chi_B)\xi \tag{24}$$

g は ^{3}He原子核の g-factor 、△g はその微小変化[42] であり、ξ はコヒーレンスの長さ、ρ_sは超流動成分の数密度、m は^{3}He の質量、χ_Nは正常^{3}He液体の帯磁率である。この他にも流れによる自由エネルギーなどがあるが本研究には関係がないので省略する。

(16)式で与えられる dipole energy は少なくとも2桁ほど他の自由エネルギーより大きいので、回転角 θ の値はは $\theta = \theta_L = \cos^{-1}(-1/4) \sim 104^0$ に決まる。((17)〜(20)式ではすでにこの結果を用いている。) 従って、残るオーダーパラメータ $\hat{n}$ の向きは他の小さな自由エネルギーによって決定される。一般の場合 これらの自由エネルギーの competition より $\hat{n}$ の向きが決まり、空間変化することになる。この $\hat{n}$ の空間変化のことを $\hat{n}$-texture と呼ぶ。(n の空間変化がない場合でも習慣上 一様な$\hat{n}$-texture と呼ぶ。)

各自由エネルギーの意味することを簡単に述べる。(e) の bending energy は、オーダーパラメータの空間変化から生じる一種の" 運動エネルギー" のように考えることができ、このような余分なエネルギーが生じない つまり空間変化がない方向に働く。(c) の bulk magnetic energy は、磁場中でのスピン角運動量＝0の対の depairing と dipole energy (有限角 θ_Lだけ回転しなければならないこと) から生じる。$\hat{n}$ が外部磁場に平行 or 反平行となるように働く。2つの surface energy (b),(d) は^{3}He準粒子が壁と衝突する時の軌道角運動量＝0の対の depairing に起因する。この結果、壁近くではオーダーパラメータが異方的になり dipole energy, magnetic energy とも異方性が残る。前者では、$\hat{n}$は壁に垂直な向きとなる。後者では壁の向きと磁場の向きとにより$\hat{n}$は定まる。例えば、壁の表面と磁場が垂直である場合は、$\hat{n}$は壁に垂直になる。(結局 $\hat{n}$は磁場に平行 or 反平行となる。)

実験では必ず試料セルの壁が表面として存在するため、 surface によるエネルギーを考慮しなければならない。壁を無視できるかどうかを決める特徴的な長さは、 textural healing length と呼ばれるものである。[41,43] これは

F^S_HとF_Bとによって決まる。典型的な長さは 10 mT の磁場中、T=0 K のとき数 100 μm である。壁からの距離を Rとしたとき $R \gg R_H$ であれば、bulk の液体と見なすことが出来る。外部磁場中の bulk の液体では、(16), (18) 式よりFig. 2の配置をとる。ここでSは磁化ベクトルである。これを Leggett configuration と呼ぶ。多くの実験はこの配置で行われた。

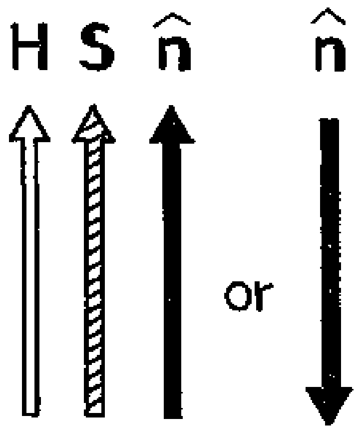


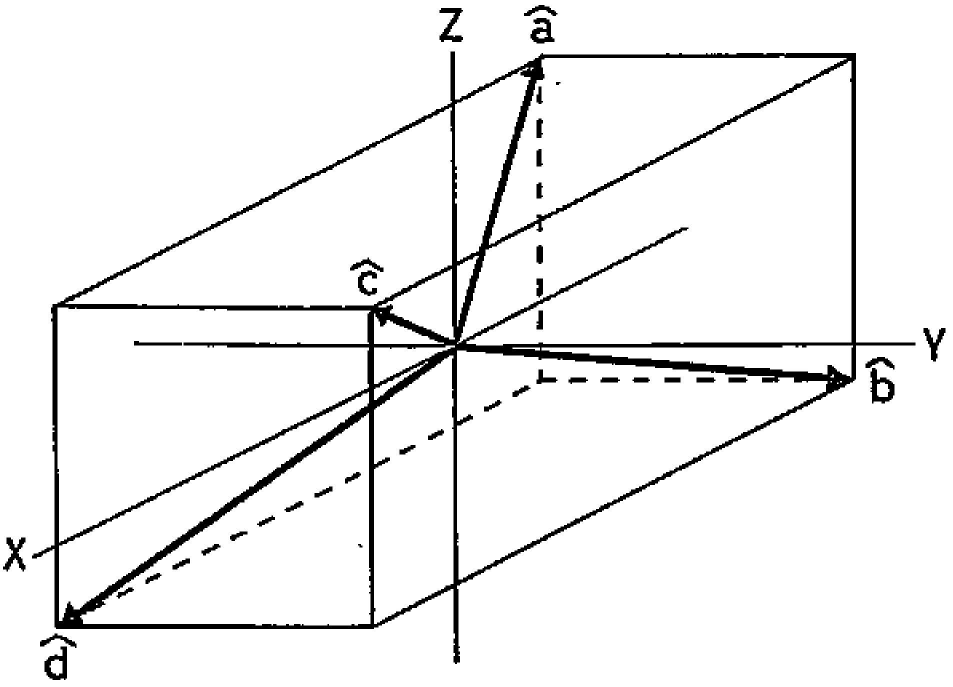
Fig. 2　　Leggett configuration

平行平板に挟まれた狭い空間ー slab geometry ー内のB相では、壁の影響を無視できなくなる。その空間 (gap) の長さを ℓ とするとき、$\ell \ll R_H$であり かつ 磁場の大きさが 2 mT より十分大きいならば (これは$F^S_H \gg F^S_D$を満足する)、この空間内では、F^S_Hで決まる一様な$\hat{n}$-texture が存在することになる。外部磁場と壁とを平行にするとF^S_Hを最小にする$\hat{n}$の向きは、Fig. 3に示した4つの単位ベクトル $\hat{a}$, $\hat{b}$, $\hat{c}$, $\hat{d}$, で与えられる。つまり4重に縮退している。式で表すと次のようになる。

$$(\hat{n}\cdot\hat{e}_H)^2=\frac{1}{5} \quad \text{and} \quad (\hat{n}\cdot\hat{S})^2=\frac{1}{5} \tag{25}$$

(25) 式を満足する$\hat{n}$の向きは、8つ考えられるが回転角 θ を1つの値 ($\theta_L \sim 104^0$) に決めてしまうとFig. 3の4つだけとなる。磁化ベクトルSと外部磁場Hと$\hat{n}$はFig. 4に示したようになる。これを non Leggett configuration と呼ぶ。次章で明らかになるがこのような配置をとる最大の長所は、intrinsic な緩和を線形応答の範囲内で調べることが出来る点である。

このように短い gap をもつ slab geometry 中では、gap 方向に一様な $\hat{n}$-textureをつくることが出来るが、平行平板に沿った方向では縮退による domain 構造が出現する可能性がある。これについては第 4 章で述べる。



$$\hat{a}=\left(-\sqrt{\tfrac{3}{5}},-\sqrt{\tfrac{1}{5}},\sqrt{\tfrac{1}{5}}\right) \qquad \hat{c}=\left(\sqrt{\tfrac{3}{5}},\sqrt{\tfrac{1}{5}},\sqrt{\tfrac{1}{5}}\right)$$

$$\hat{b}=\left(-\sqrt{\tfrac{3}{5}},\sqrt{\tfrac{1}{5}},-\sqrt{\tfrac{1}{5}}\right) \qquad \hat{d}=\left(\sqrt{\tfrac{3}{5}},-\sqrt{\tfrac{1}{5}},-\sqrt{\tfrac{1}{5}}\right)$$

Fig. 3 Four degenerate directions of n vector in a slab geometry with θ θ_L. The static magnetic field is parallel to the Z axis and the surface normal is along the Y axis.

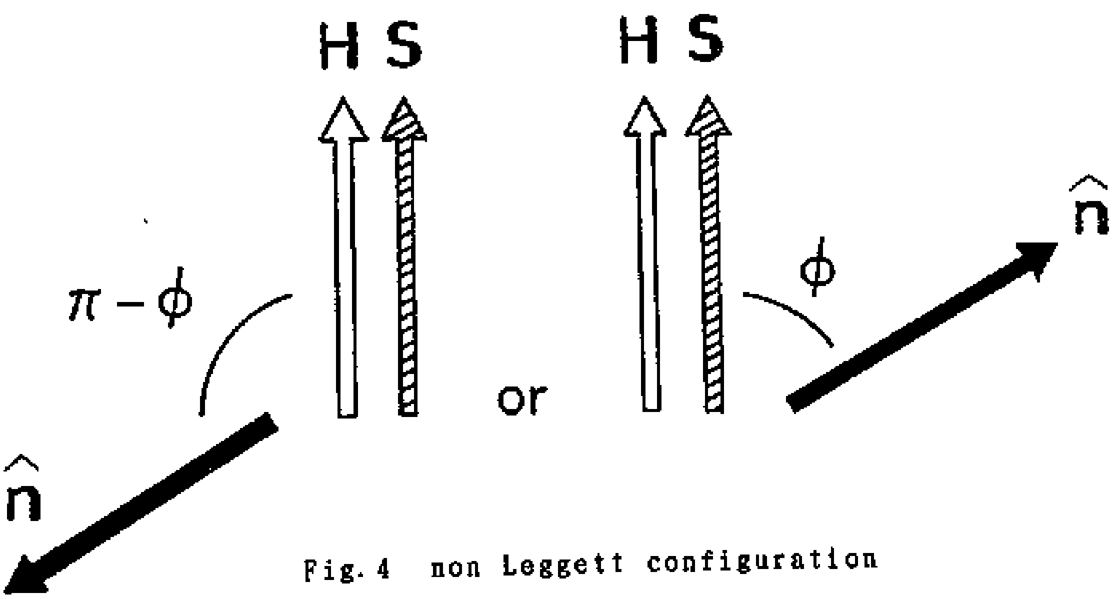


Fig. 4 non Leggett configuration

2－4　　運動方程式、緩和機構、位相空間

超流動^{3}Heスピン系の運動を考える場合、運動が空間的に一様な場合はLeggett－高木（LT）による方程式が用いられている。この理論は、超流動^{4}Heで成功した2流体モデルと同様なモデルに基づいている。つまり^{3}He超流動状態をCooper対の集団からなる"super 成分"と、対を作っていない準粒子の集団からなる"normal"成分とに分けて考える。両成分のスピン分極は衝突により相対的な平衡状態を達成すると考え、正常液体^{3}He準粒子のlife time と同程度と考えられる緩和時間τ_{LT}を導入した。B相の場合、hydrodynamic 近似 $\omega_L \cdot \tau_{LT} \ll 1$ のときLT方程式は次のようになる。[44]

$$\frac{d}{dt}\mathbf{S} = \gamma\,\mathbf{S}\times\mathbf{H} + \frac{4}{15}\chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2 \sin\theta\,(1+4\cos\theta)\,\hat{n} \qquad (26)$$

$$\frac{d}{dt}\theta = -\gamma\,\hat{n}\cdot\left(\mathbf{H}-\frac{\gamma}{\chi_B}\mathbf{S}\right) + \frac{4}{15}\Gamma_{\parallel}\sin\theta\,(1+4\cos\theta) \qquad (27)$$

$$\frac{d}{dt}\hat{n} = \frac{1}{2}\gamma\,\hat{n}\times\left(\mathbf{H}-\frac{\gamma}{\chi_B}\mathbf{S}\right) + \frac{1+\cos\theta}{2\sin\theta}\gamma\,\hat{n}\times\left\{\hat{n}\times\left(\mathbf{H}-\frac{\gamma}{\chi_B}\mathbf{S}\right)\right\} \qquad (28)$$

ω_L $\gamma \cdot H_0$ は Larmor 周波数である。$\Gamma_{\parallel}$は縦共鳴の線幅であり

$$\Gamma_{\parallel}\quad \frac{\chi_B}{\chi_0}\,\frac{1-\lambda}{\lambda}\,\tau_{LT}\,\Omega_B^2 = \kappa(T)\,\Omega_B^2 \qquad (29)$$

で与えられる。χ_0は Fermi 液体補正をしていない帯磁率であり、λは平衡状態での全磁化の大きさに対する超流動成分の割合であり、τ_{LT}は Leggett－高木の緩和時間と呼ばれる現象論的パラメータである。これは Combescot[45] とEinzel[46] によりミクロな立場より計算されている。$\kappa(T)$ は緩和のパラメータと呼ばれている。緩和項は、(27) 式の第2項だけであり、回転角θ がその平衡値θ_L になるともはや緩和機構が作用しないことに注意する必要がある。(26) 式の第2項が dipole torque と呼ばれる項であり　その大きさはΩ_Bで特長づけられる。緩和項にこのΩ_Bが含まれる理由は、真木－恒藤[47] によって示された縦共鳴の物理的意味、つまり internal Josephson effect を

考えることによって明らかになる。

平衡状態として non Leggett configuration を考えそのまわりでの微小振動解を求める。（このとき、$\hat{n}$ベクトルは第一近似では動かない）横共鳴周波数Ω_0とその線幅$\Gamma_\perp$は（26），（27）式より高磁場近似のもとで次のようになる。

$$\Omega_0 \qquad \omega_L + \frac{1}{2}\frac{\Omega_B^2}{\omega_L}\sin^2\phi \tag{30}$$

$$\Gamma_\perp = \Gamma_\parallel\left(\frac{\Omega_B}{\omega_L}\right)^2\sin^2\phi \tag{31}$$

ここで、角度ϕはＦｉｇ．４に示したように平衡状態での$\hat{n}$と$\hat{e}_H$のなす角である。ここで注意しておかねばならないのは（30），（31）式で$\phi=0$ の場合である。このとき（30），（31）は次のようになる。

$$\Omega_0' \qquad \omega_L \tag{32}$$

$$\Gamma_\perp' \qquad 0 \tag{33}$$

$\phi=0$ つまり平衡状態が Leggett configuration であるとき横共鳴を調べる限り、 dipole torque の寄与や intrisic な緩和を調べることは不可能なのである。(31)式を用いることにより、線幅の測定から intrisic な緩和の様子を調べることができる。我々の実験条件では角度ϕに関して $\sin^2\phi=0.8$ が理論値である。

Ｂ相において、緩和の様子がＬＴ緩和機構によるものであることを最初に示した実験は wall pinned mode と呼ばれる特別な運動モードについてであった。[18,48] 運動の減衰の様子はＬＴ理論に従うが、減衰の特長的な時間が予期せぬパラメータ依存性を持つことが指摘されている。[36]

外部磁場のもとで非線形な領域も含めたＢ相の一様なスピン系の運動を考える上で非常に有効なのが、Fomin [49], Golo et al.[50] による位相空間での解釈である。(25)～(28) 式に現れる変数のうち外部磁場に垂直な成分は、Larmor 周波数程度の速い運動をするが、平行な成分はゆっくりした運動である。そこで外部磁場に平行な２つの成分、（$S\cdot\hat{e}_H$）と（$\hat{n}\cdot\hat{e}_H$）と、θを加えた３つの変数で３次元空間を構成し、この空間内で運動の全体像をつかむわけであ

この空間を、Ｆｉｇ．５に示す。太い実線は、Fomin により示された"安定な運動"に相当するものである。[49] 直線 AB(A′B′)は平衡状態で系がとりうる全ての状態を示している。点 A(A′)と点 B(B′)だけが Leggett configurationに相当し、この両端を除いた直線部分はすべて non Leggett configuration である。孤 ABC(A′B′C′) はｒｆパルスにより系を平衡状態より大きくずらしたときに、ＬＴの緩和機構により運動が収束する状態である。孤 ABC(A′B′C′)上のどこか一点に収束してしまうと、もはや緩和が起こらないのである。この状態では、S_x, S_y, n_x, n_y,は、速い運動を続けたままであり、平衡状態に比べてエネルギーの高い準安定な状態である。この状態を Brinkman-Smith(BS)state と呼ぶ。[10] 孤 CC′は、磁化のチップ角が104^0 以上256^0 以下の場合に相当する。Ｂ相でのチップ角に依存した周波数シフトはこの範囲のチップ角で観測された。[8,9] ここでは$\theta \neq \theta_L$なのでＬＴ緩和機構により点 C(C′)に運動が収束する。Gianetta et al.[9] Eska et al.[22] によりτ_{LT}が求められたパルスＮＭＲの実験はこの領域で行われた。

注意すべきことは、ＢＳstate に収束した運動がどのように平衡状態に向かって行くかを、ＬＴ理論は何も示さない点である。

我々の用いた slab geometry と磁場の向きでは平衡状態は点 L(L′)あるいは点 P(P′)である。

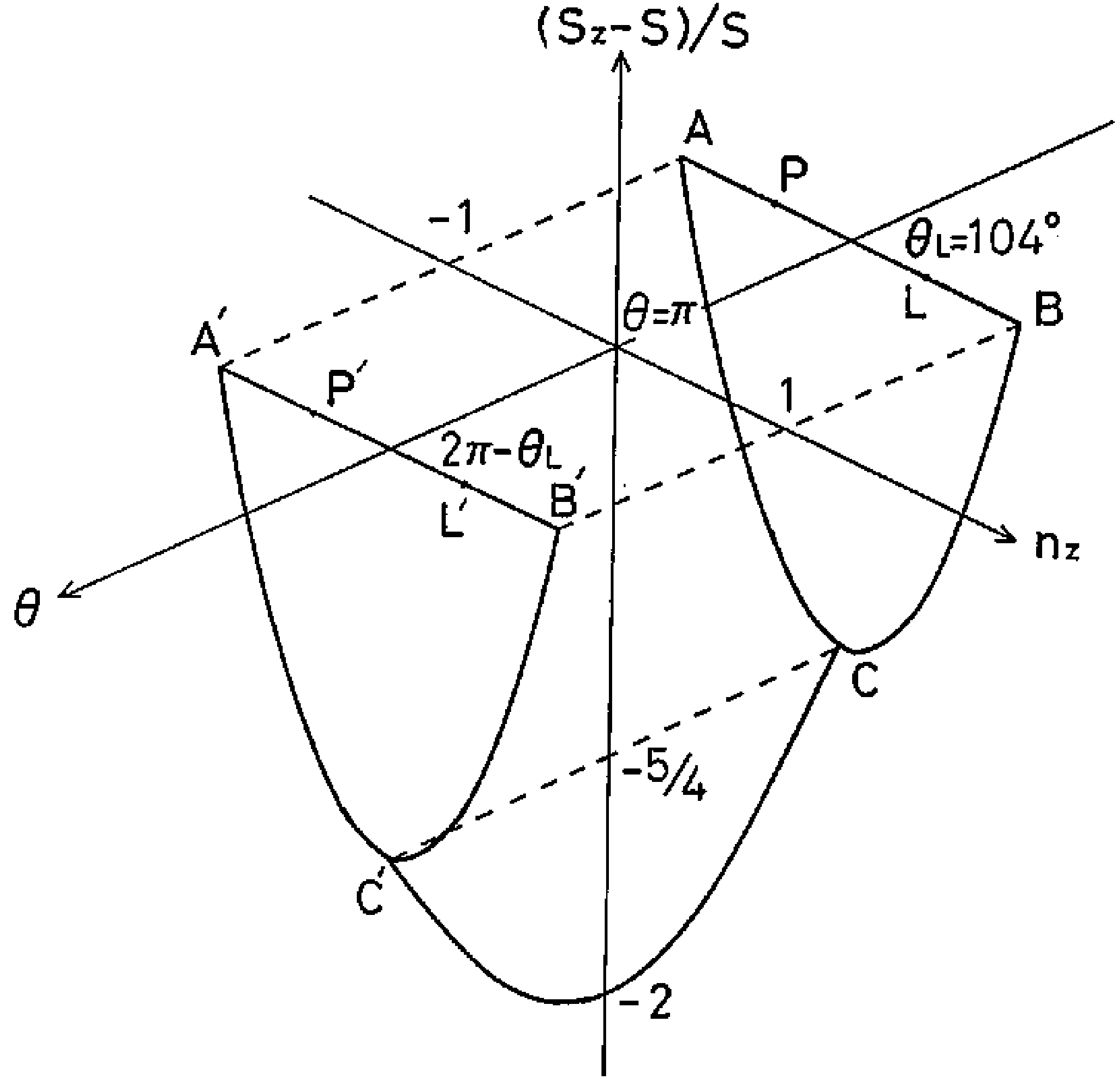


Fig. 5 Phase space of ((Sz-S)/S, nz, θ) with the magnetic field in the z direction

3. 実験装置と方法

最初に、試料セルとＮＭＲ測定用の静外部磁場を作り出す超伝導マグネットをＦｉｇ．６に示す。円形部分は測定される^{3}Ｈｅ試料部分を示している。試料セルはＮＭＲ用コイルを除いて stycast 1266 を用いて製作してある。

液体^{3}Ｈｅは幅 0.35 mm 長さ 7 mm 高さ 3 mm の"１つ"の slab 内にある。この液体の一端は、0.35 mm × 0.3 mm の断面積を持つ長さ約 2 mm の狭い通路を通って直径 4 mm の円柱状の bulk の液体につながっている。（他端は閉じている。）slab 内の液体を冷却するには障害となるこの狭い通路はスピンスーパーカレントによる磁化の流れを阻止するために作られた。スピンスーパーカレントによる測定への影響については第５章でまた述べる。

円柱内の液体は表面積 63 m^2 を持つ焼結銀で出来た熱交換器を通して銅の核断熱消磁により冷却される。Ｆｉｇ．６に熱交換器系の断面が示してある。銀の板に同心円上にミゾを掘り銀の微粉末（前焼結したものを再び粉末にしたもの）を packing factor 約 50% に詰め込んで製作した。

ＮＭＲの receiver コイルはこの slab 空間のすぐ外側に巻いてある。filling factor を大きくするとともに slab 空間外の液体からの信号を検出しないようにするためにこの形状にした。slab 空間と receiver コイルは以下に述べるようにして製作した。最初、直径 70 μm の被覆銅線を我々の slab 空間と同じ大きさのテフロンシートに必要なだけ直接巻き、これを stycast で作った円筒容器（内径 4 mm)にいれる。この中に stycast 1266 を流し込み、真空排気する。このようにして、テフロン表面に空気の泡が残らないようにした後で大気中で放置して固める。その後で、テフロンシートを引き抜くと slab 空間のすぐ外側にstycast 1266 の中に埋まる形でＮＭＲの receiver コイルが作られる。receiver コイルは外ノッチ付きの形状であり、slab 空間内中心部分で一様な感度を得られるようにしてある。receiver コイルと比べると大型のサドル型 transmitter コイルは stycast セルの外部にある。試料空間内に一様な ｒｆ磁場を作るために、直径と長さの比は１対２とし、

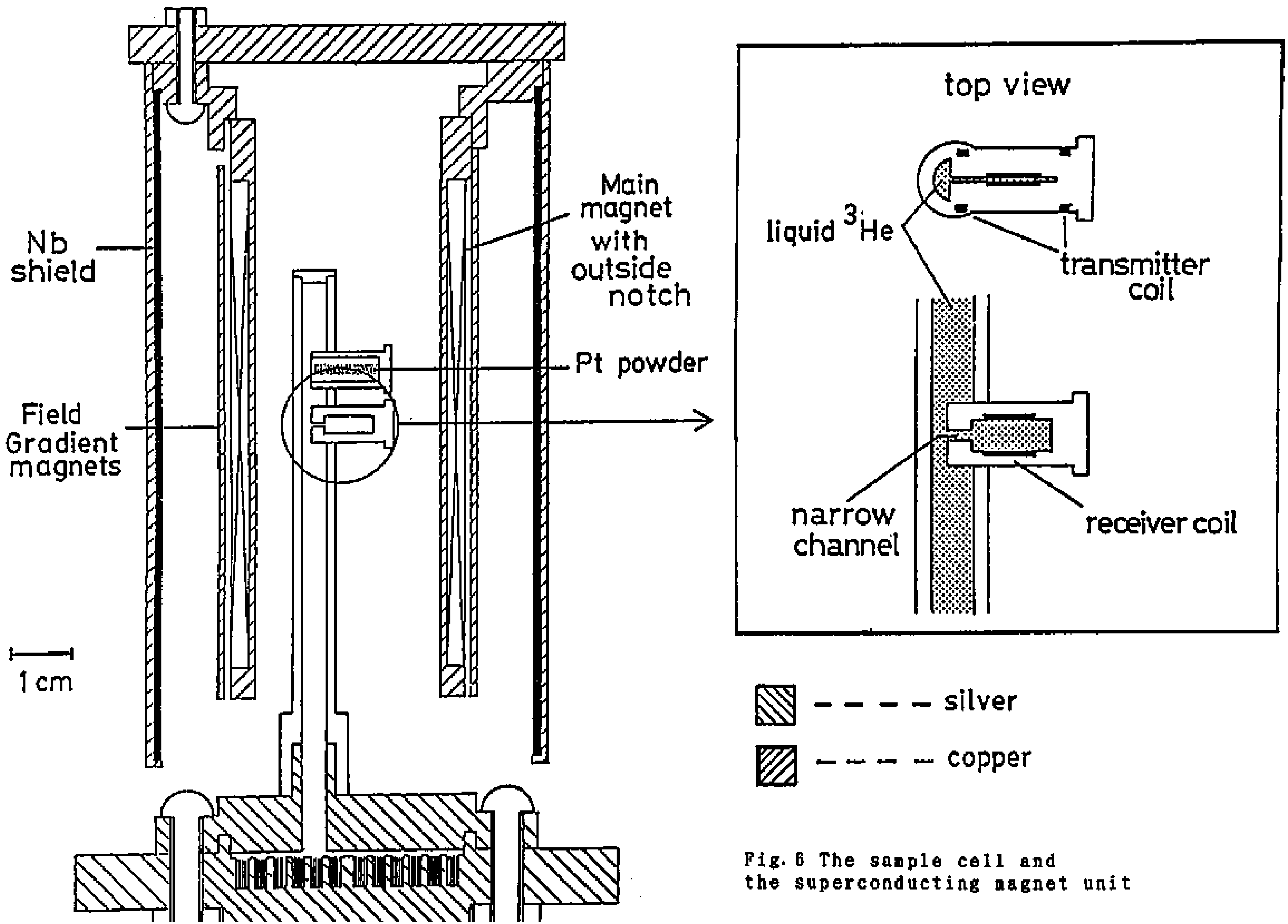


Fig. 6 The sample cell and the superconducting magnet unit

逆向きに流れる電流は円の中心からみて 120° の位置にあるようにした。

2つのNMRコイルを cross coil 法で用いた理由は、我々の slab geometry に対しては、サドル型のtransmitter コイルが一様なrf磁場を作るという面で有利であり、またreceiver 増幅器の dead time を短くできるという2つの点からである。(dead time は～50μsec であった)

NMR用静的外部磁場を作る超伝導マグネットは3つの部分からなっている。1つは外ノッチ付きのソレノイド型の主マグネットであり、1つは2種類の補正マグネットであり、もう1つは超伝導磁気シールドである。これらをまとめて magnet unit と呼ぶ。

主マグネットと超伝導磁気シールドからなる部分は Muething et al.(51) に従って設計した。2種類の補正マグネットは主マグネットの磁場の向きに沿って1次、2次の勾配をつくるものであり ref. (52) を参考にした。3つのマグネットとも直径 114 μm の Cu clad single-filamentary Nb-Ti wire を巻いてある。この type の超伝導線は自分自身に磁束をトラップし、これが残留磁場として均一度に悪影響を及ぼすので使用しないほうがよい。しかしもう一つの type である multi-filamentary wire では後で述べる永久電流スイッチを小型に作ることができない、また線径の細い線を入手できない。この理由により上記の線材を用いた。

主マグネットには、Fig. 7に示した永久電流モードのスイッチを取り付けた。これは主マグネットに電流を供給する定電流電源の長期的変動という問題を解決するために必要であった。このスイッチは希釈冷凍機の 1K plate と熱接触させてある。スイッチ下部に超伝導線を巻き付け 線の thermal anchor をとる。超伝導線の銅を長さ 1 cm ほど硝酸で溶かし Nb-Ti wire を裸にした部分に、ヒーターとして用いる被覆マンガニン線を直接巻き付け スイッチ上部の銅の" hat "の部分に固定した。スイッチの中間部分は熱伝導度の悪いグラファイトの円柱で作った。この結果、 1K plate に対して何等負荷とならない数100 μW の熱流で永久電流モードを破ることができるスイッチができた。

磁気シルードには Nb の筒を用いた。厚めの板を曲げて、電子ビーム溶接し円柱状にした後、高周波加熱により焼鈍し、最終の形に仕上げた。特にその

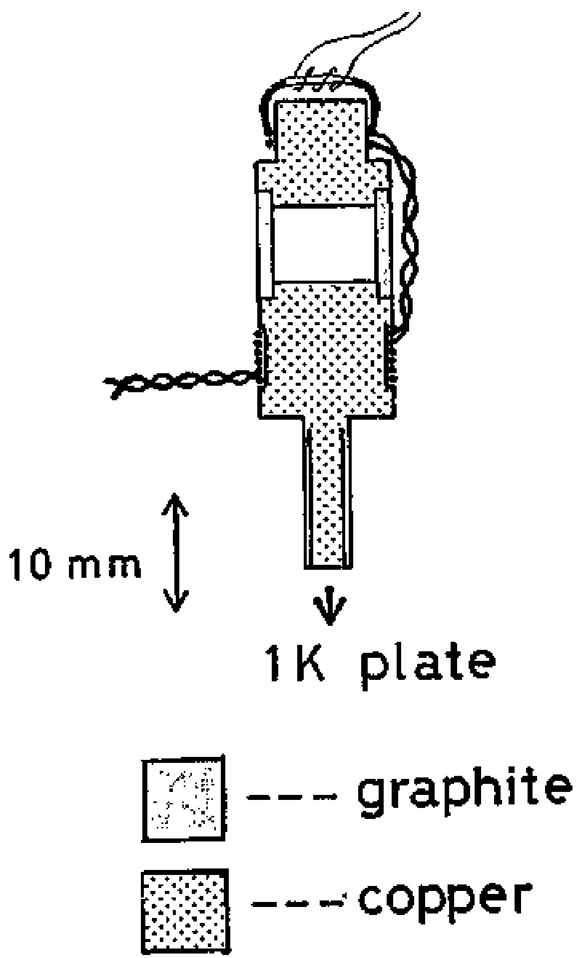


Fig. 7 The persistent switch for the superconducting magnet attached to the 1K plate of the dilution refrigerator.

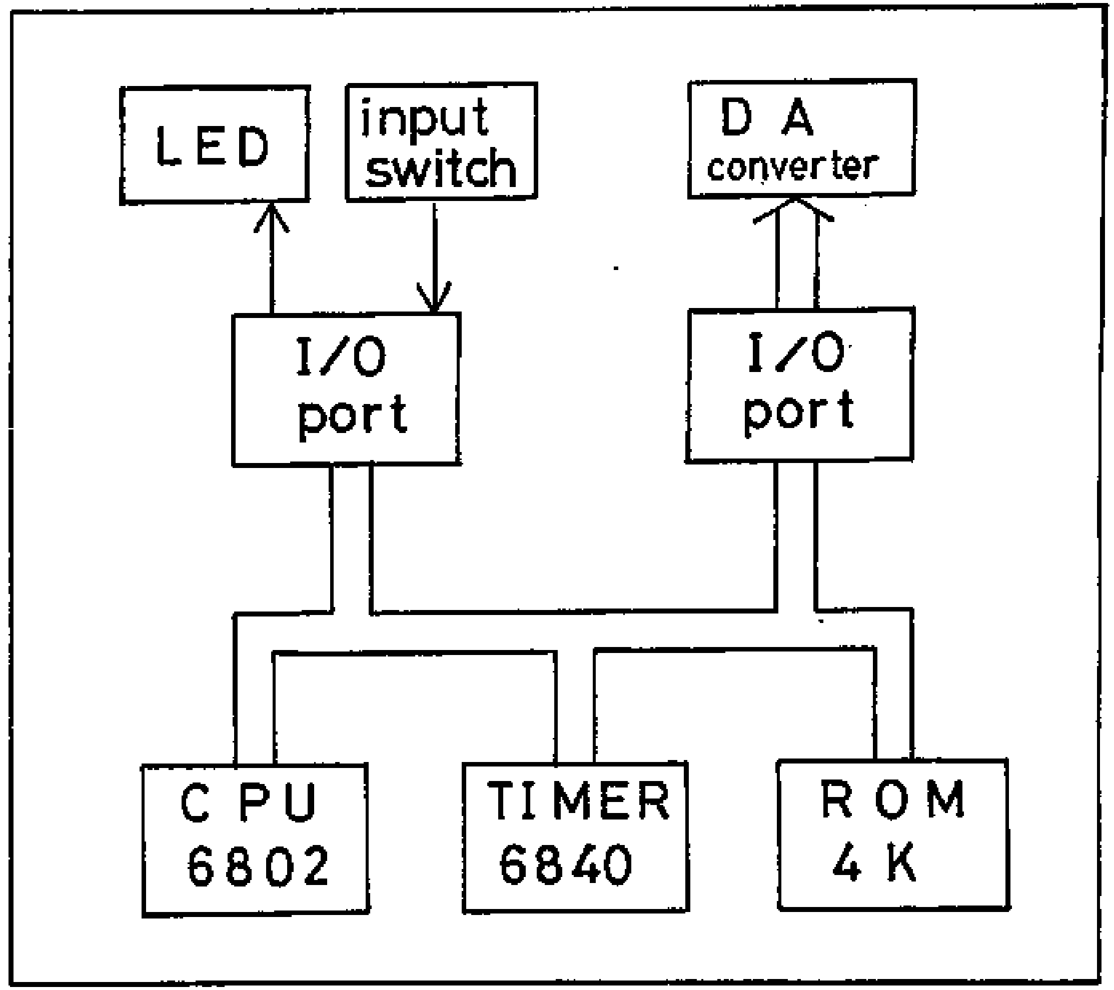


Fig. 8 The block diagram of tha sweep generator.

内面に凹凸がないように加工した。

magnet unit は希釈冷凍機の混合室（約 10 mK の温度）に熱接触させてある。３つの部分は、互いに頑丈に固定してあり、かつ、unit として頑丈に超低温部分に固定してある。この magnet unit を用いて得られた磁場の均一度は正常^{3}He液体のＮＭＲの測定より試料空間にわたって 3×10^{-5}であった。２つの補正マグネットを使うことにより約一桁均一度がよくなった結果である。これ以上に均一度をよくするには、他の向きの磁場勾配を補正するマグネットが必要であることを示している。

核断熱消磁用磁場を 8 T までかけると、上述の磁気シールドをもってしても 5×10^{-5} T 程の磁場が侵入することが明らかになった。これを除くためにもう一つの磁気シールドをつけた。これは Pb の板を希釈冷凍機の radiation shield に直接巻き付け、"のりしろ"に相当する部分はハンダゴテで溶かしてつなぎ合わせた。（直径 20 cm 長さ 40 cm の円筒状）この結果、磁場の侵入は 3×10^{-6}以下になり、核断熱消磁用磁場をコントロールして、試料温度を変えながら、同一周波数でＮＭＲの実験を行うことが可能となった。

核断熱消磁を理想的に行うには、消磁を一定の割合で行うより、低温になるほどゆっくりした割合でする方がよい。これを自動的に行うために、プログラマブル sweep 装置を自作した。Ｆｉｇ．８にブロック図を示す。これはモトローラ社６８系の８ビットＣＰＵとその週辺ＬＳＩとメモリーなどから構成したマイコン搭載装置である。ＲＯＭ(read only memory）に書き込まれた主プログラムによって装置は動く。Sweep プログラムは digital スイッチよりＲＡＭに数値（電流値、必要な時間）として書き込まれ、主プログラムは、これに従ってタイマーを動作させたり、ＤＡ(digital to analog)コンバターの出力を変化させる。このＤＡコンバターの出力を市販の定電流電源の制御電圧として用い、銅の核ステージにかかる磁場の大きさを変えて 消磁と温度のコントロールを行うものである。この装置により～２０時間に及ぶ核断熱消磁は完全に自動化でき、実験する人間の負担を軽くすることが出来た。

液体試料の温度は、Pt 核の帯磁率の測定より求めた。ＩＴ社のＰＬＭ－３というパルスＮＭＲの装置を用い、Pt 核スピン系の磁化の大きさが Curie's law に従うことより温度を決める。絶対温度 T は求めずに、超流動転位温度

Tcに対する割合 T/Tc で全ての温度を示す。Pt温度計に用いた Pt powder とＮＭＲコイルはＦｉｇ．６に示したように^{3}HeNMRセルの約 1 cm 上部にある。超流動^{3}Ｈeの温度はΩ_B の大きさからも見積ることが出来る。これは第４章で述べる slab 内の domain 構造による サテライト信号と主信号を用いる方法である。

我々が求めたΩ_B (T/Tc) と過去に出されたデータを比較すると 0.6＜T/Tc＜1.0 で Hakkonen のデータ[53]と一致するが Ahonen のデータ[31]とは一致しない。また我々の温度計の示す温度は T/Tc＜0.6 では、高い方にずれている。何等かの理由で Pt powder の温度が液体の温度より高くなっていると考えられる。そこで、 0.6＜T/Tc＜1.0 では Pt 温度計が示す温度を用い、T/Tc＜0.6 では、Ahonen のΩ_B (T/Tc) のデータより温度を決定した。

最後に ^{3}Ｈｅ ＮＭＲ装置について述べる。ブロック図をＦｉｇ．９に示す。主な装置はＭＡＴＥＣ社の製品である。(Gated Amp. Receiver Amp. etc.) ＣＷ ＮＭＲの測定は次のようにした。Lock-in Amp.の持つ参照信号をシンセサイザー発信器の外部制御電圧とし、ＦＭ変調をかけた搬送波をＮＭＲ reciever の同調回路に送る。外部磁場を sweep して得られた信号を Lock-in検波し、これをレコーダーの縦軸に入力する、横軸には磁場変化に相当する量を入力し、吸収曲線の微分波形として記録する。ブロック図では点線で示してある。この方法は２つの利点がある。１つは、Lock-in 検波を用いるためＳ／Ｎをよくすることが出来る。１つは、共鳴の位置、線幅を正確に得ることができる点である。パルスＮＭＲの測定は次に述べるようにした。ＣＷ ＮＭＲで得た共鳴の位置に磁場を固定し、共鳴周波数のｒｆパルスを transmitter コイルに送る。このコイルは同調回路を持たない。増幅された Free Induction Decay (ＦＩＤ) 信号を適当な local 周波数とＤＢＭ(double balanced mixer)で混合し、ＬＰＦ(low pass filter) を通した後、digitizer に記憶させ、後でレコーダーに出力させるなどして歳差運動の周波数を調べる。同調回路を持たない理由は、ｒｆパルス後に残る微弱な電気的振動により、超流動^{3}Ｈeが影響を受けていることが実験により明らかになったからである。このため receiver コイルのＱ値も低くして用いた。

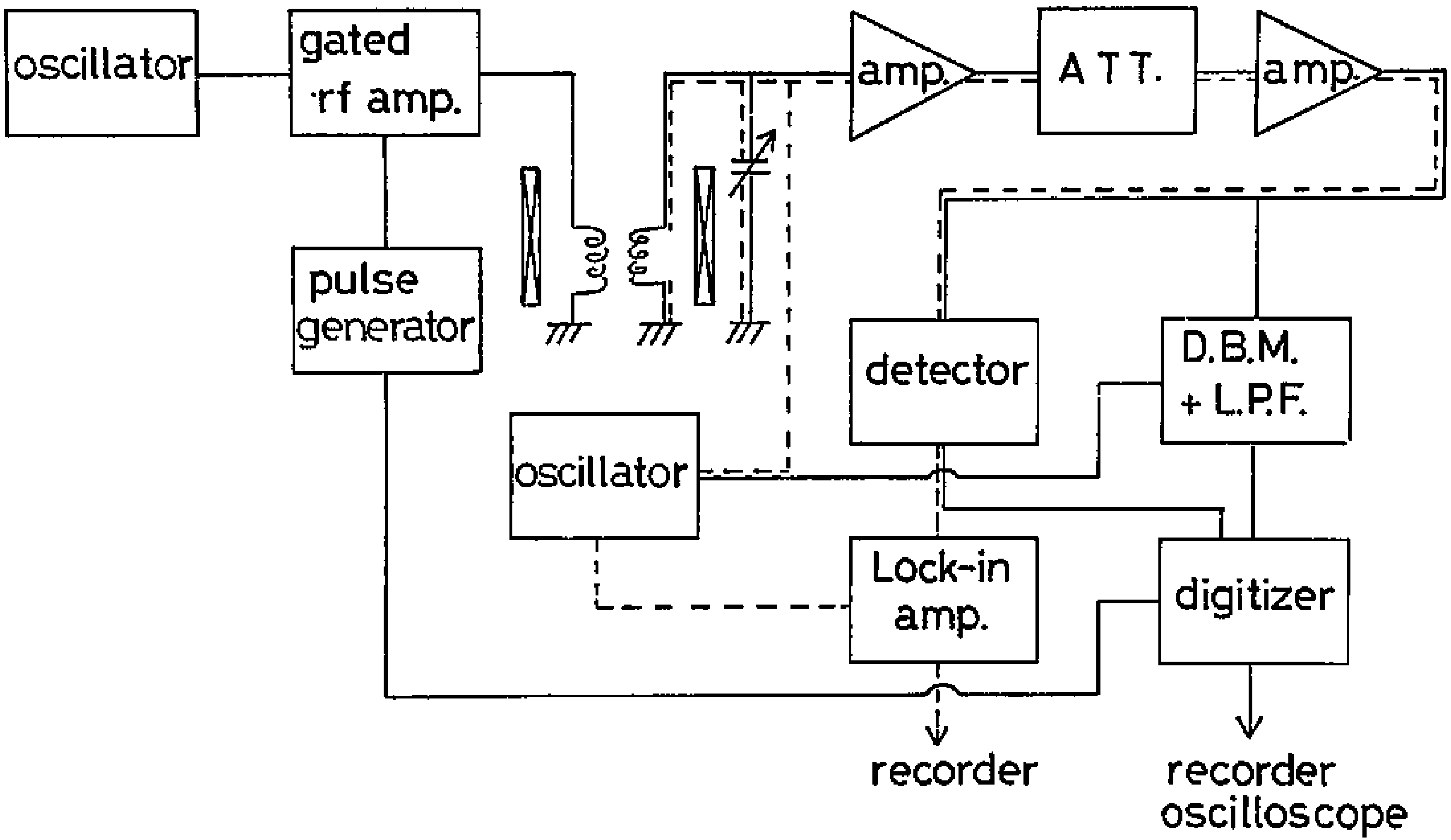


Fig. 9 The block diagram of ^{3}He NMR spectroscopy.

4. 実験結果と解析

4－1　CW NMRの測定結果

——— 周波数シフト、線幅、緩和パラメータ ———

前章で述べたように、周波数変調した微小ｒｆを用いた、磁場 sweepの方法により吸収曲線の微分波形をレコーダーに記録した。その典型例をＦｉｇ．１０に示す。Operating 周波数は 920 kHz であり、T/T_c=0.84 の信号と転移温度直上の正常^{3}He液体の信号を示してある。超流動状態の信号について言及しておかねばならない点は２つある。１つは Larmor 周波数よりシフトした位置に１つだけ共鳴が現れることと、１つは Larmor 周波数の位置には信号がないことである。我々は”１つ”の slab 内の一様な $\hat{n}$-texture による信号を得ており かつ slab 外の Leggett configuration からの信号を完全に除外できていることを示す。このような”よい信号”を観測する他に、主信号以外に小さなサテライト信号が出現したり、微細構造を持つ主信号を記録したりすることがあったり、Ｆｉｇ．１０より広い線幅を持つ信号を検出したりした。これらは全て $\hat{n}$-texture に起因する信号と考えられる。サテライト信号については、４－４で詳しく述べる。このような場合我々は液体の温度を転移温度以上にし、再び温度を下げるということを３～４回繰り返すことによってＦｉｇ．１０の様な信号を得るのに成功した。このような操作をするか、あるいは大きなｒｆパルスを加えるかしない限り、全ての信号は非常に安定に存在していた。

最初に、共鳴周波数の Larmor 周波数からのシフトについて述べる。周波数シフト$\Delta\Omega$は共鳴の位置と Larmor 周波数との磁場の差 δH を用いて $\Delta\Omega/2\pi\ \ \gamma\delta H/2\pi$で与えられる。Operating 周波数が 920 kHz の場合の周波数シフト$\Delta\Omega$の温度変化をＦｉｇ．１１に示す。注目するのは、小さな四角で囲んだ転移温度近傍である。明らかに、折れ曲がりが観測される。これはＢ相の変化ではなくＡ相－Ｂ相の相転移によるものである。Ｆｉｇ．１の相図に示したように、外部磁場ゼロの場合は圧力 22 bar 以下ではＡ相は存在しない。だが、磁場中では低い圧力のときでも転移温度近傍にＡ相が安定に存在する。

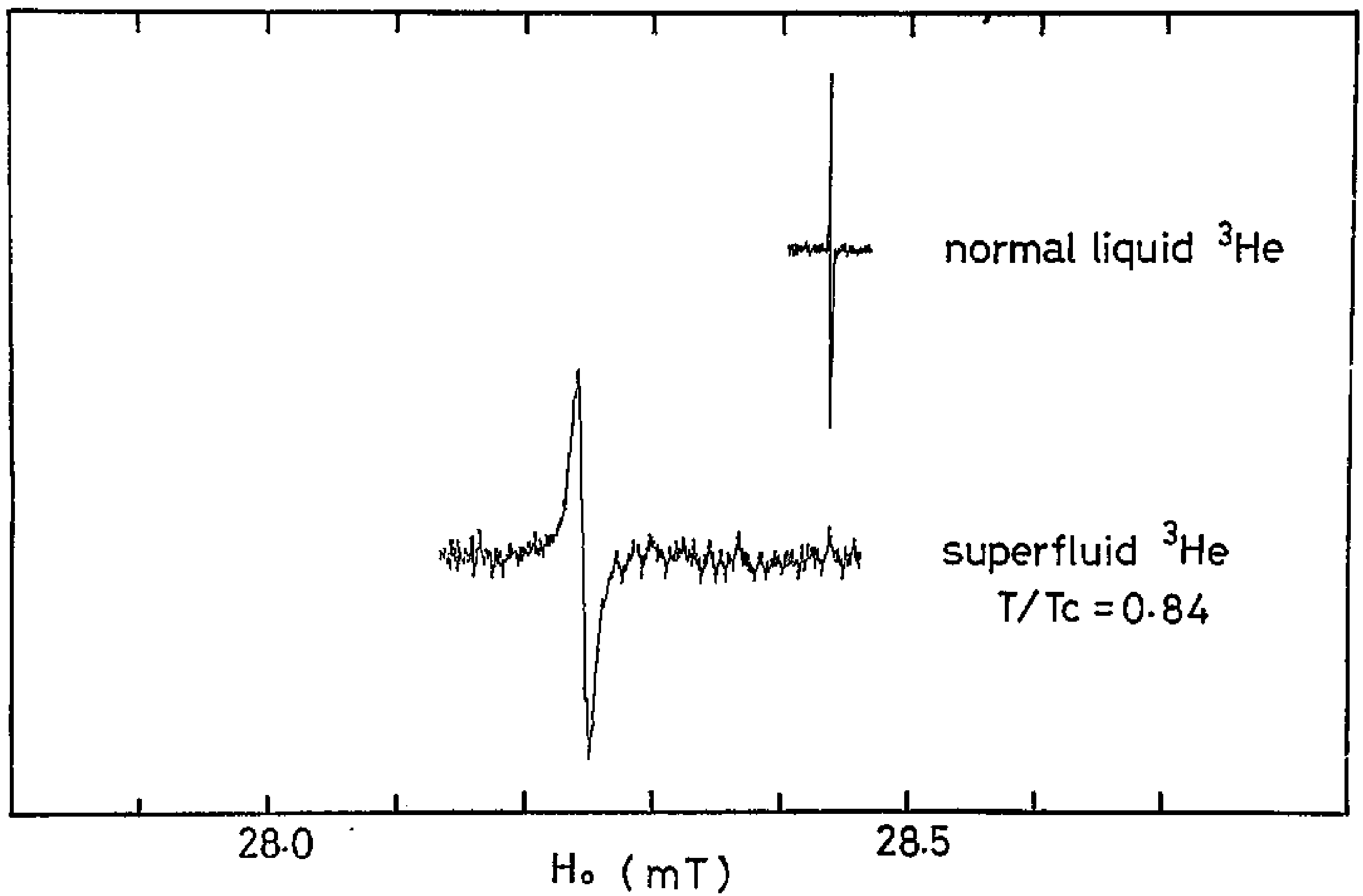


Fig. 10 Typical recorder traces of the CW NMR signals from the superfluid ^{3}He-B and the normal liquid 3He.

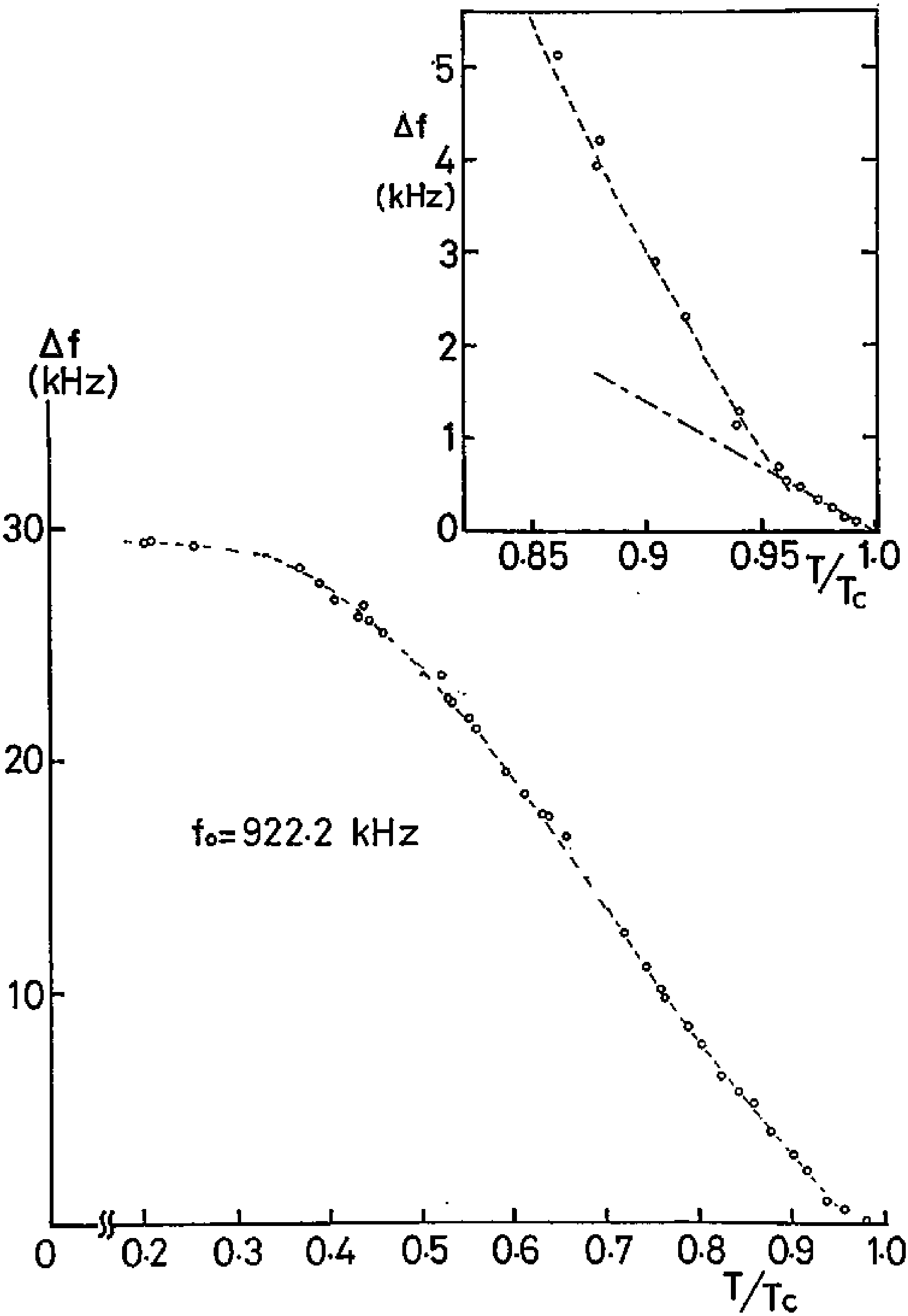


Fig. 11 The value of $\Delta f = \gamma \cdot \delta H / 2\pi$ as a function of temperature

このことを示すために周波数シフト$\Delta\Omega/2\pi$に $2\cdot(\omega_L/2\pi)$をかけてプロットし直した値をＦｉｇ．１２に示す。図中に示した直線の傾きを求めると、$2.5\sim2.6\times10^{10}$ Hz^2 である。これは、圧力 18.7 bar のＡ相の縦共鳴周波数の Tc での温度変化値

$$-\left.\frac{\partial(\Omega_A/2\pi)^2}{\partial(T/T_c)}\right|_{T=T_c}=2.5\times10^{10}\quad Hz^2 \tag{34}$$

と一致する。[31] Bulk のＡ相では、高磁場近似で次式の周波数シフトを示す。

$$\frac{\Delta\Omega}{2\pi}=\frac{1}{2}\frac{(\Omega_A/2\pi)^2}{\omega_L/2\pi} \tag{35}$$

従ってＦｉｇ．１２の直線の傾きは、(34) 式の左辺そのものであり、その値の一致は、$0.96<T/Tc<1.0$ にＡ相が存在していることを示している。（Ａ相における l-texture の healing length は～μm のオーダーであり、slab の gap 間隔より十分短いので、壁の表面で決定されたＡ相ではなく、bulk のＡ相である。）

Ｆｉｇ．１３に我々が用いた $(\Omega_B/2\pi)^2$ の温度変化を示す。高温側は、サテライト信号より得た実測値であり、低温側は Ahonen のデータ [31] を用いた。$T/Tc<0.96$ の$(\Omega_B/2\pi)^2$ の温度変化について少しふれておく。Ω_B^2 は、(12) 式に示した g_D と帯磁率 χ_B より

$$\Omega_B^2=\frac{6}{5}\frac{\gamma^2 g_D}{\chi_B} \tag{36}$$

で与えられる。[36] ここで

$$\varepsilon \quad 1-\frac{T}{T_c} \tag{37}$$

とすると ε が小さいときは

$$g_D\propto\varepsilon \tag{38}$$

$$\chi_B\propto\frac{3-2\varepsilon}{1+2\varepsilon} \tag{39}$$

となり 結局

$$\Omega_B^2\propto\varepsilon\left(1+\frac{8}{3}\varepsilon\right) \tag{40}$$

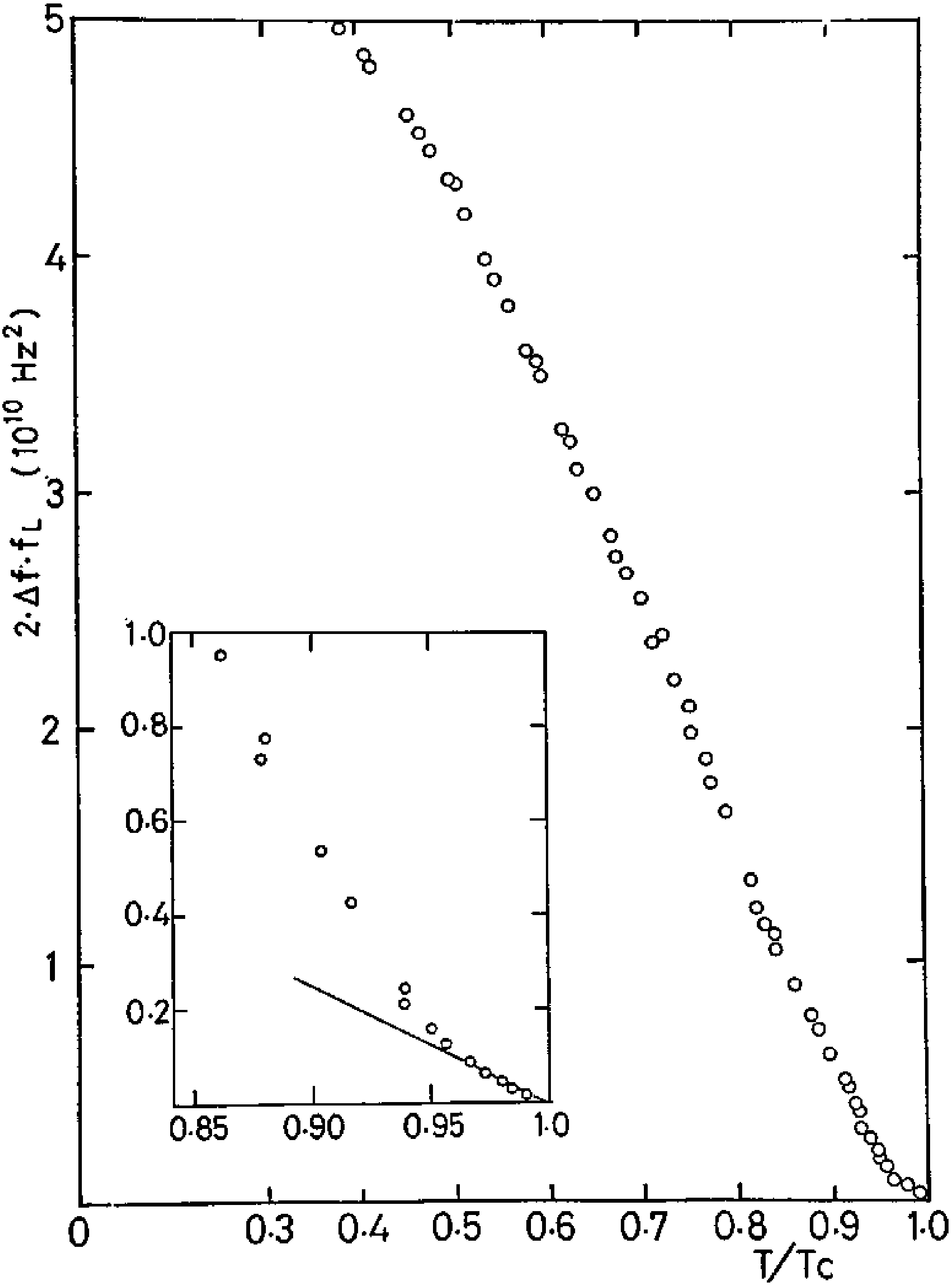


Fig. 12 The value of $2 \cdot \Delta f \cdot f_L$ as a function of temperature.
Here, f_L is Larmor frequency.

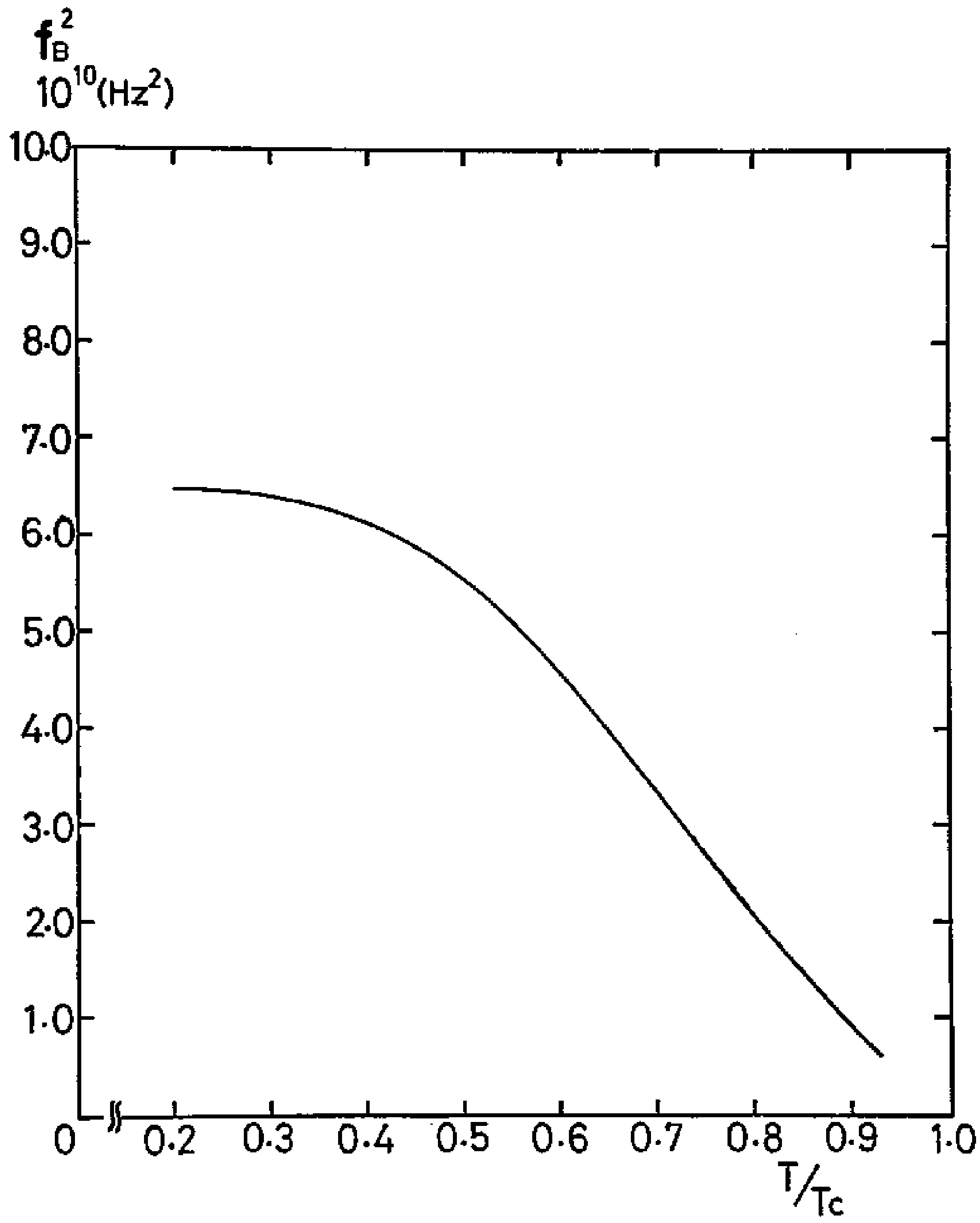


Fig. 13 The used value of the longitudinal frequency $(\Omega_B/2\pi)^2 = f_B^2$ as a function of temperature at the pressure of 18.7 bar. The solid line is drawn smoothly along the data.

となる。我々、Hakonen, Ahonen, の$(\Omega_B/2\pi)^2$のデータより$(\Omega_B/2\pi)^2/\varepsilon$を計算しＦｉｇ．１４にこれを示す。

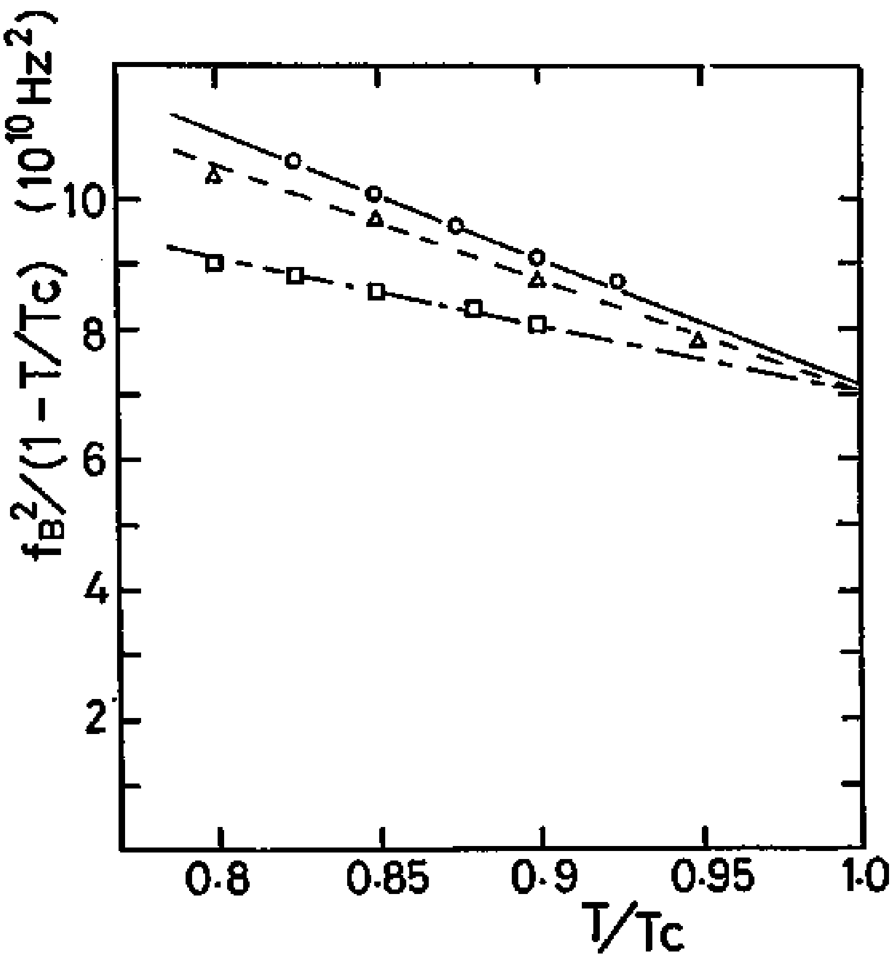


Fig. 14 The temperature dependence of the longitudinal frequency $(\Omega_B/2\pi)^2=f_B{}^2$ near Tc at the pressure of 18.7 bar.
(△) data of Hakonen, (□) data of Ahonen, (○) our data.

$\varepsilon\sim0$ の直線部分の傾きと接片は表１のようになる。

表１

	傾き 10^{10} Hz²	接片 10^{10} Hz²	傾き／接片
our result	20	7.1	2.82
Hakonen's data	18	7.0	2.57
Ahonen's data	11	7.0	1.57

Ahonen's data 以外は（傾き／接片）の理論値 8/3　2.67 に大体一致している。

次に、T/Tc＜0.96でのＣＷ　ＮＭＲの測定より得られた線幅について述べる。吸収曲線の微分曲線のピーク間の磁場の大きさを△Hとすると、線幅$\Gamma_\perp$は

$$\Gamma_\perp \quad \sqrt{3}\cdot\gamma\cdot\Delta H \tag{41}$$

で与えられる。磁場の不均一による線幅の広がりは 30 Hz 以下であり、これを無視することができる。(31) 式で示したように、Ｂ相の intrisic な緩和機構の特長的なことは、線幅が外部磁場の逆２乗に比例することである。この外部磁場依存性を調べるために、同一温度で operating 周波数 0.6 MHz～2.1MHz まで変化させて測定を行った。Ｆｉｇ．１５にいろいろな温度での$\Gamma_\perp$の外部磁場変化を示す。原点を通る直線は、(31) 式が予測する線幅の外部磁場依存性を示す。高磁場側でこの直線からずれていることがわかる。このずれは一様でない $\hat{n}$-texture によるものである。$\hat{n}$-texture の healing length R_Hはref.(42) 中の (86) 式を用いて評価できる。その温度、磁場依存性は次の形である。

$$R_H \propto \frac{\sqrt{1-T/T_c}}{H_0} \tag{42}$$

我々の周波数シフトの測定より得たR_Hは

$$R_H \quad 1.4\times10^{-2}\,\frac{\sqrt{1-T/T_c}}{H_0} \qquad mT\cdot m \tag{43}$$

であった。Slab 空間内には両側に壁があることを考えると gap 間隔の半分の長さとR_Hとを比べることによって$\hat{n}$-texture が一様であるかどうかの判断をできる。Ｆｉｇ．１５に各温度でそのような長さとなる磁場を矢印で示してある。矢印より高磁場側で直線からのずれが起こり始めている。$\hat{n}$-texture が一様でない場合は、(31) 式の $\sin^2\phi$ が空間分布をもつため共鳴周波数に分布が生じ線幅の拡大となることより、このずれを理解することができる。

(29) 式で定義される緩和パラメータ $\kappa(T)$ は、この直線の傾きと $\Omega_B{}^2$ の値より求めることができる。$\sin^2\phi$は理論値 0.8 を用いる。これより求めた $\kappa(T)$ の温度変化をＦｉｇ．１６に示す。黒丸が我々の測定データである。白丸は Eska et al.[22] のデータであり、点線は Einzel [46] の理論曲線である。Webb et al. [13] が wall pinned mode より求めたデータはちょうど理論曲線上にくるので省略した。すべてのデータは圧力 18.7 bar のものである。

我々のデータは Tc 近くで Eska たちのデータに一致するが、低温では Eska たちより小さな値を得ている。この値は理論曲線の 1/4～1/3 程度の値である。この不正合性の理由は明かでない。

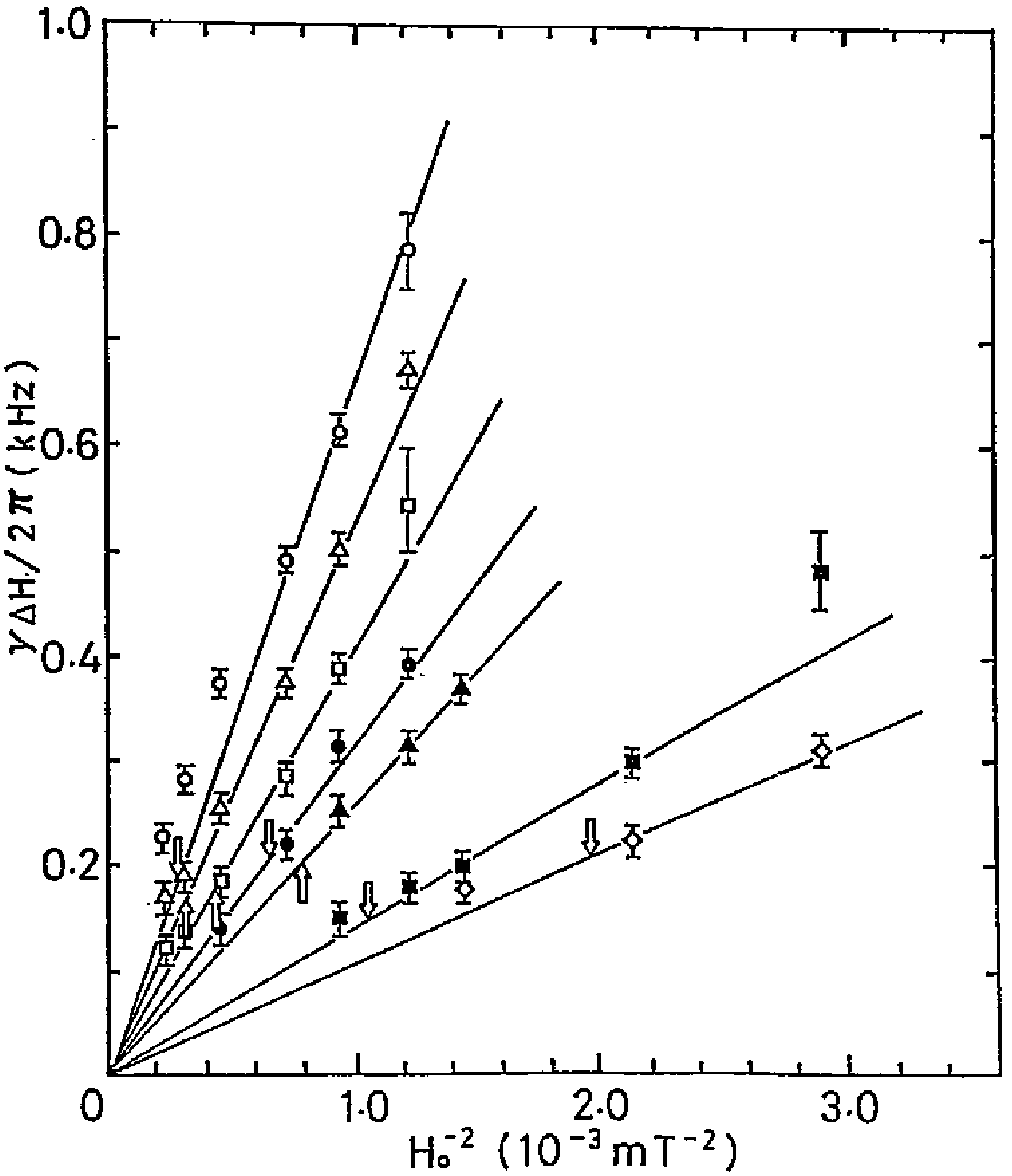


Fig. 15 The value of $\gamma\Delta H/2\pi$ as a function of H_0^{-2} at various temperatures. (◇) T/Tc=0.92, (■) T/Tc=0.85, (▲) T/Tc=0.80, (●) T/Tc=0.76, (□) T/Tc=0.63, (△) T/Tc=0.52, (○) T/Tc=0.46. For the arrows, see text.

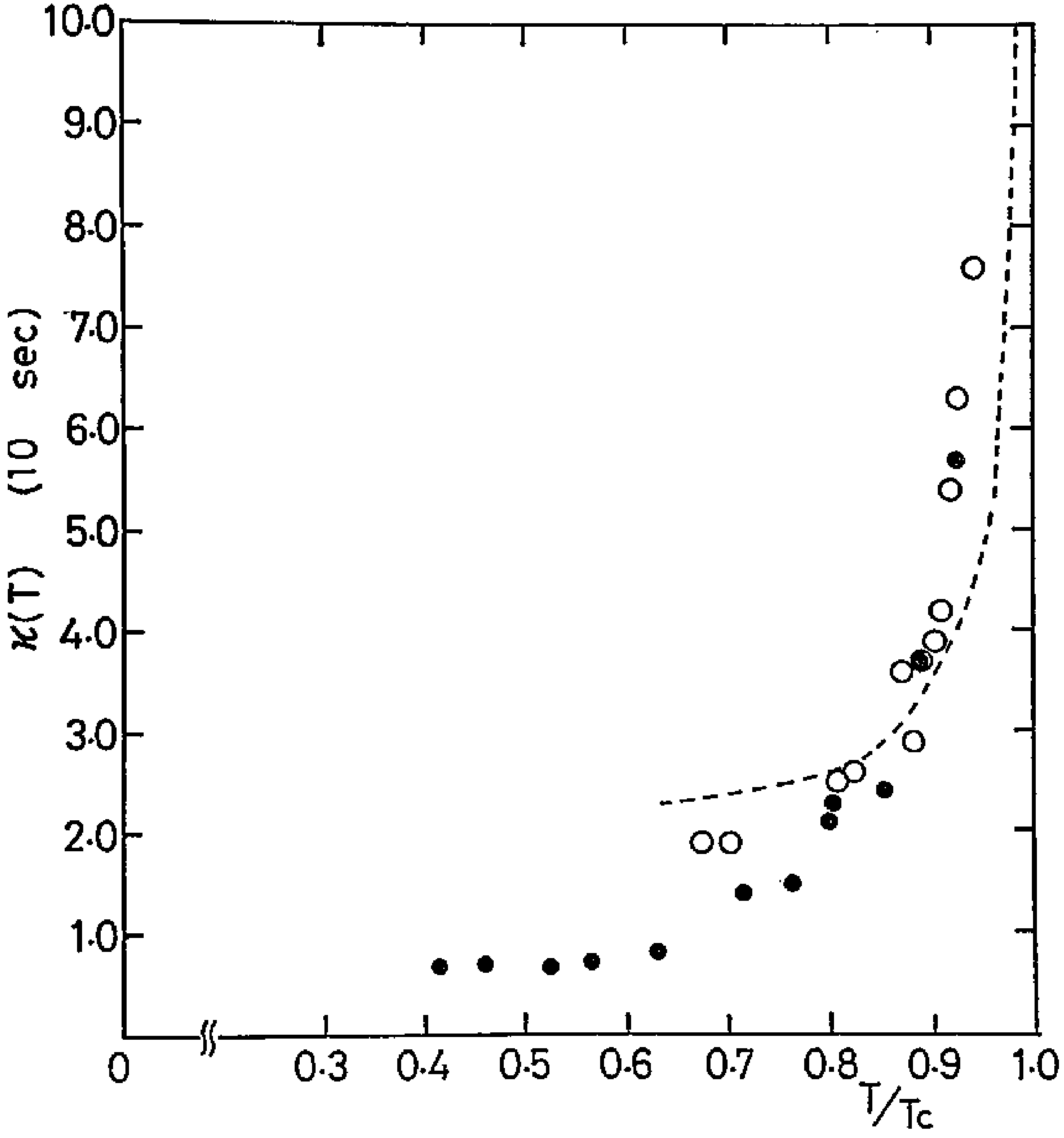


Fig. 16 The relaxation parameter κ (T) as a function of temperature. The broken curve is the theoretical curve by Einzel[46] and data of Webb et al.[18], not shown, are on the curve. (○) Results of Eska et al.[22]. (●) This work.

4－2　1つのｒｆパルス後のＦＩＤ信号の時間発展

前節で述べたように、non Leggett configuration が平衡状態となる超流動^{3}Ｈe－Ｂ相のスピン系では、その平衡状態のまわりでの微小運動が Leggett -高木（ＬＴ）の緩和理論に従うことが明らかになった。運動の振幅（ or 平衡状態からのずれ）が大きくなった場合、Ｂ相のスピン系の運動がこの緩和機構で説明できるかどうかを調べるためにパルスＮＭＲの実験を行った。

Operating 周波数を 920 kHzに固定し、ＣＷ　ＮＭＲより得た共鳴の位置に静外部磁場を固定する。ここで transmitter コイルに共鳴周波数（920 kHz)のｒｆパルスを１つ加え、receiver コイルに誘起される自由歳差減衰信号（ＦＩＤ）を観測する。特にＦＩＤ信号の周波数に注目しその時間変化を観測することにより、Ｂ相のスピン系の運動の時間変化を調べた。

ｒｆパルスの大きさをβ_pとしたときこれは次式で与えられる。

$$\beta_p = \gamma H_1 t_w \tag{44}$$

H_1はｒｆパルスの強さであり、具体的に言うと transmitter コイル内につくりだされる回転磁場の強さである。t_wはｒｆパルスを加えている時間である。この節で述べる実験ではt_wは 87 μsec に固定しておき、ｒｆパルスの大きさβ_pはH_1を変えることによって変化させた。

ＦＩＤ信号の周波数の時間変化は、適当な local 周波数を混ぜることによって（ homodyne検波 、hyterodyne検波）測定した。混合後の信号は low pass filter を通した後、digitizer (SONY TEKTONIX 390AD) に波形記憶し解析した。ＦＩＤ信号の周波数は、共鳴周波数 $\Omega_0/2\pi$ （式(30)）からの差の量$\Delta f(t)$として表現することにする。調べた限りＦＩＤ信号の周波数は、共鳴周波数 $\Omega_0/2\pi$ と Larmor 周波数 $\omega_L/2\pi$ の間か Larmor 周波数に一致していた。Ｆｉｇ．１７ (a),(b),(c) に$\Delta f(t)$の時間変化の典型的な結果を示す。温度はそれぞれ T/Tc=0.75, 0.6, 0.5 である。異なるβ_pのデータは異なる symbol で示してある。時間軸の原点はｒｆパルスの始まりにとってある。

Ｆｉｇ．１７の特長は次の３つにまとめることができる。（T/Tc=0.75を例にとってまとめる）　(1) 大きなｒｆパルスを加えた場合、$\Delta f(t)$ は観測し

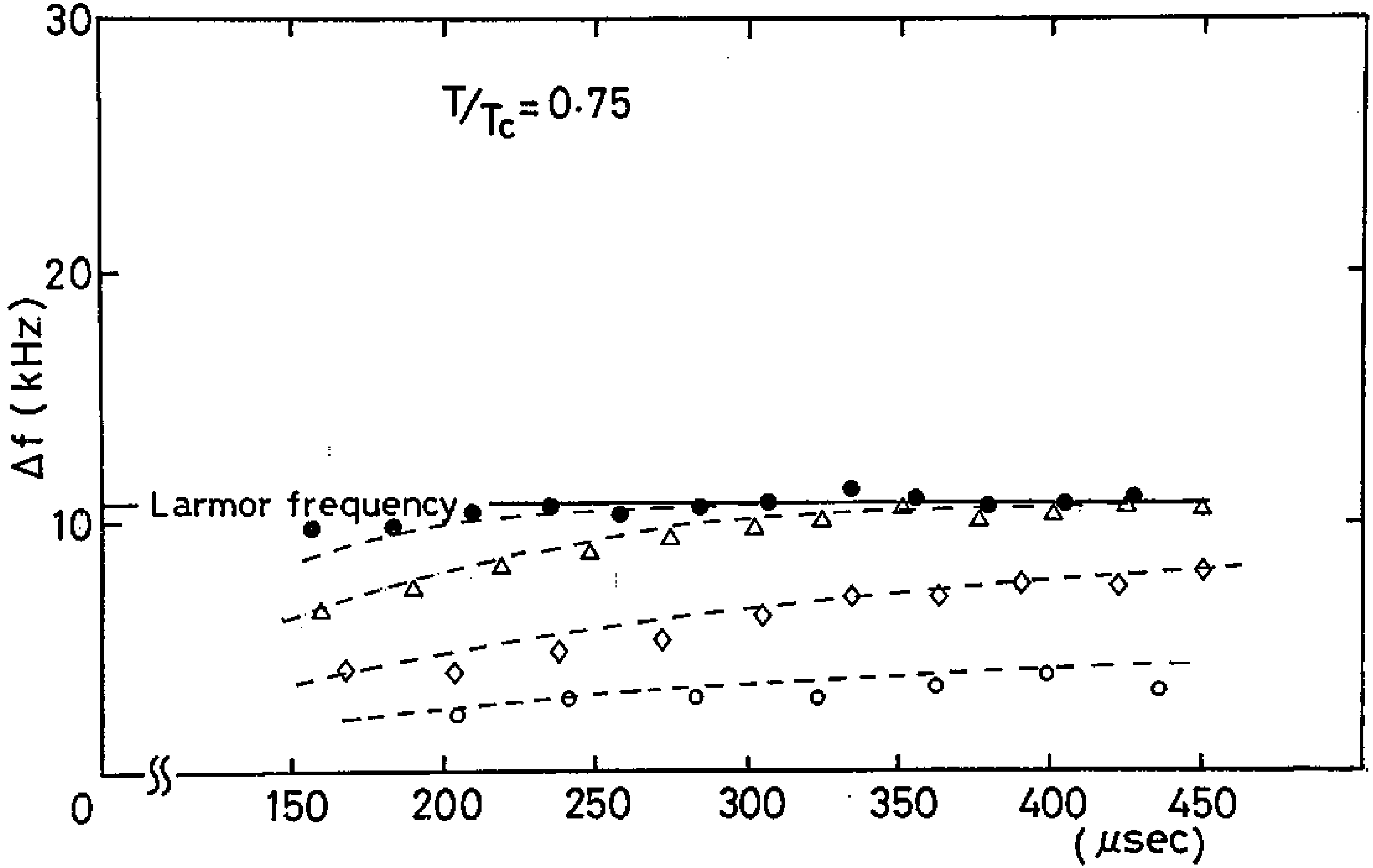


Fig. 17 (a) Typical results for the time evolution of the FID signal frequency after an rf pulse at $\Omega_0/2\pi = 920$ kHz, at T/Tc=0.75.
(○) $\beta_p = 12^0$, (◇) $\beta_p = 18^0$, (△) $\beta_p = 26^0$, (●) $\beta_p = 34^0$
The broken curves are the results of numerical calculation of LT eqs..

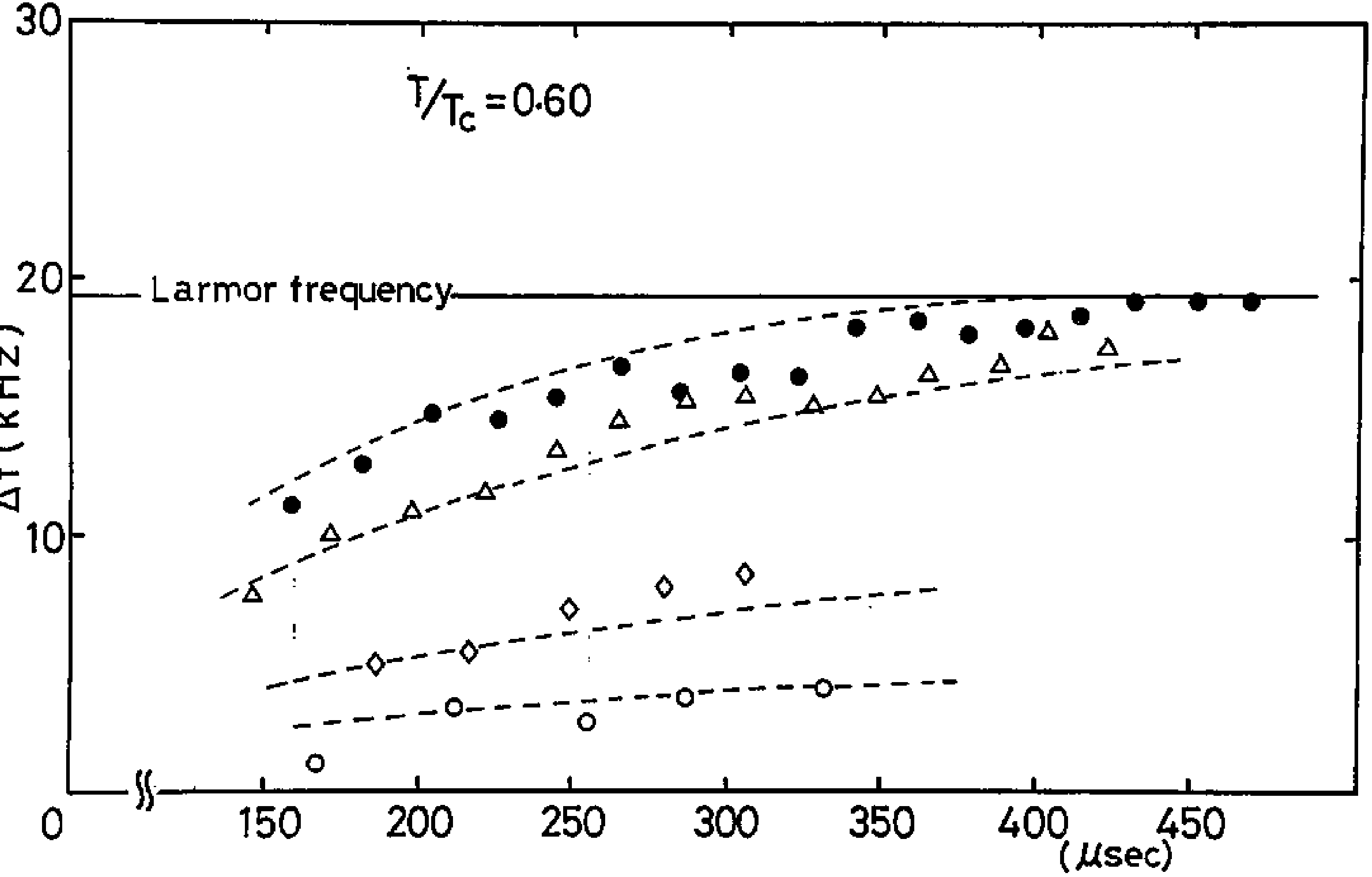


Fig. 17 (b) Typical results for the time evolution of the FID signal frequency after an rf pulse at $\Omega_0/2\pi$ =920 kHz, at T/Tc=0.60.
(○) $\beta_p=12^0$, (◇) $\beta_p=18^0$, (△) $\beta_p=27^0$, (●) $\beta_p=34^0$
The broken curves are the results of numerical calculation of LT eqs..

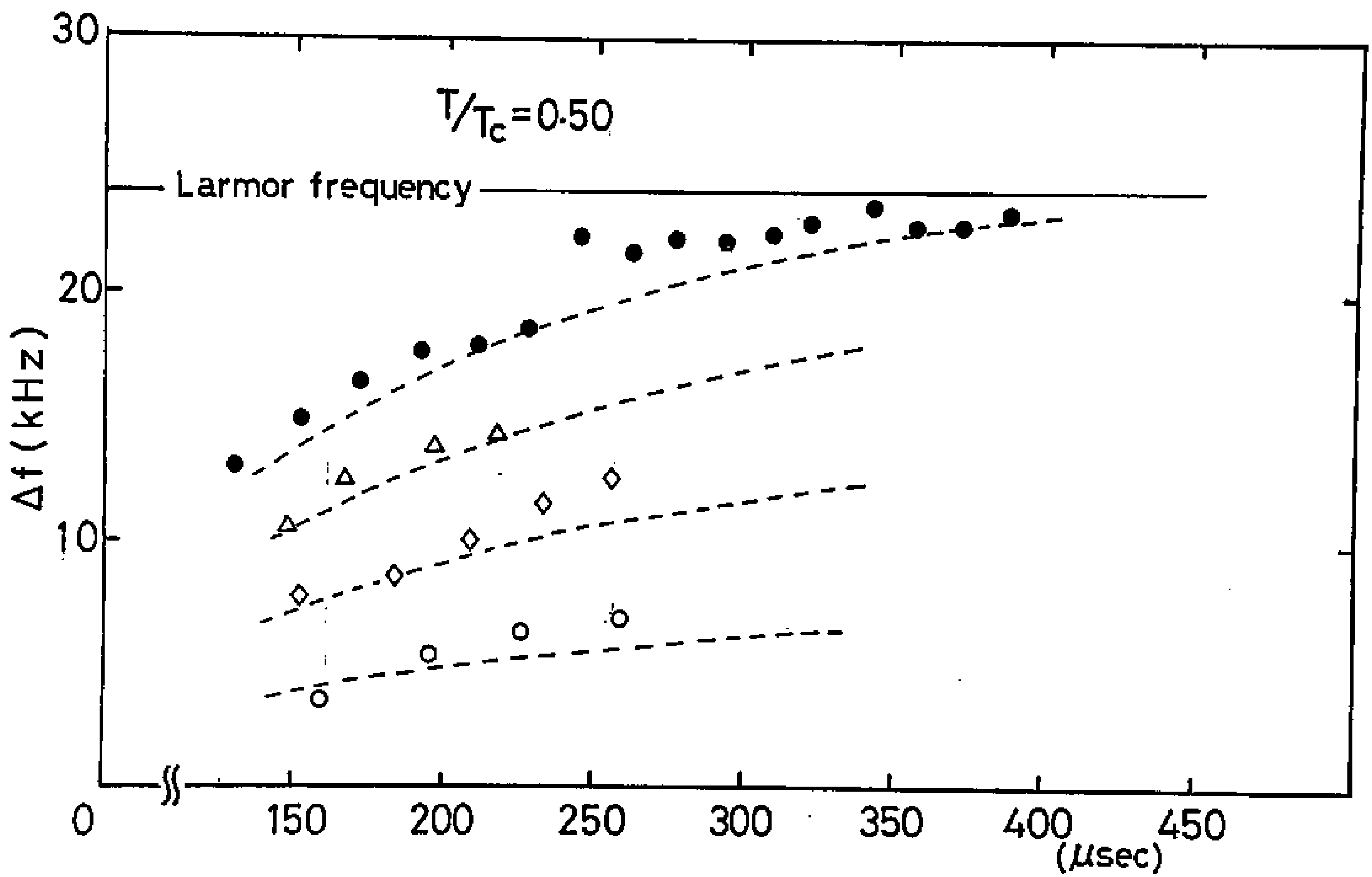


Fig. 17 (c) Typical results for the time evolution of the FID signal frequency after an rf pulse at $\Omega_0/2\pi$ =920 kHz, at T/Tc=0.50.
(○) β p=13°, (◇) β p=23°, (△) β p=30°, (●) β p=34°
The broken curves are the results of numerical calculation of LT eqs..

ている間 Larmor 周波数である。(2) β_p が 26^0 のとき、$\Delta f(t)$ は時間変化し Larmor 周波数 に近づいている。(3) β_p が 20^0 より小さいときでも $\Delta f(t)$ は時間変化するが、ある値に近づいている。異なる β_p のときは異なる値である。この値は Larmor 周波数でもなく共鳴周波数でもない。以上より、Ｆｉｇ．１７の特長はチップ角に依存した運動であるということができる。

(1) の特長は、Borovik-Romanov et al.[23] による同様な実験結果と同じである。しかし、彼らは (2),(3) に相当する信号を観測できなかった。彼らは何層もの slab 空間を用いており、我々の１つの slab 空間と異なる。この差が (2),(3) に相当する信号の観測に影響を及ぼしたと思われる。

Ｆｉｇ．１７に示した破線は運動方程式 (26),(27),(28) 式を数値計算して求めた結果である。前節の ＣＷ ＮＭＲの実験より求めた 緩和の大きさ $\kappa(T)$ を計算に用いた。運動は一様であるとし、かつ、$\hat{n}$ の平衡状態を定める壁の影響は運動の間無視した。（F^S_H は十分小さい） これと同様な数値計算は Borovik-Romanov et al.の実験結果を説明するために Golo et al.[59] によってなされている。２章で示した３次元空間を用いてこの運動を考えることにする。 Ｆｉｇ．１８に位相空間内の θ θ_L 平面にこの運動を射影したものを示す。縦軸は $(S_z-S)/S$ 、横軸は n_z である。温度は$T/Tc=0.60$であり、(a)は$\beta_p=18^0$、(b)は$\beta_p=27^0$である。Ｋ点は non Leggett configurationの平衡状態である。Ｋ点からＬ点までｒｆパルスが加えられており、Ｌ点からＭ点 or Ｎ点に向かう運動中ＦＩＤ信号が観測される。(a)ではＭ点に、(b)ではＮ点に運動が収束している。Ｆｉｇ．１８の中の太い実線が２章で示したＬＴ緩和機構による運動の安定解であることに対応し、この部分のどこか１点に運動が収束したことを示している。２つの点Ｍ，Ｎは平衡状態よりエネルギーの高い準安定状態であるが、ＬＴ理論はこれ以後の運動について何も示さない。(a)の場合、時間とともに変化していくＦＩＤ信号の周波数は、平衡状態である点Ｍのまわりでの微小振動の周波数に近づいていく。この周波数は Leggett configuration での周波数（ Larmor 周波数）と共鳴周波数 $\Omega_0/2\pi$ との間の値である。点Ｎは Brinkman-Smith state にある。この BS state ではスピン系に dipole torque が働かないことが特長であり観測されるＦＩＤ信号は Larmor 周波数である。これらを考えると(a)は(3)に対応し、(b)は(2) or (1)

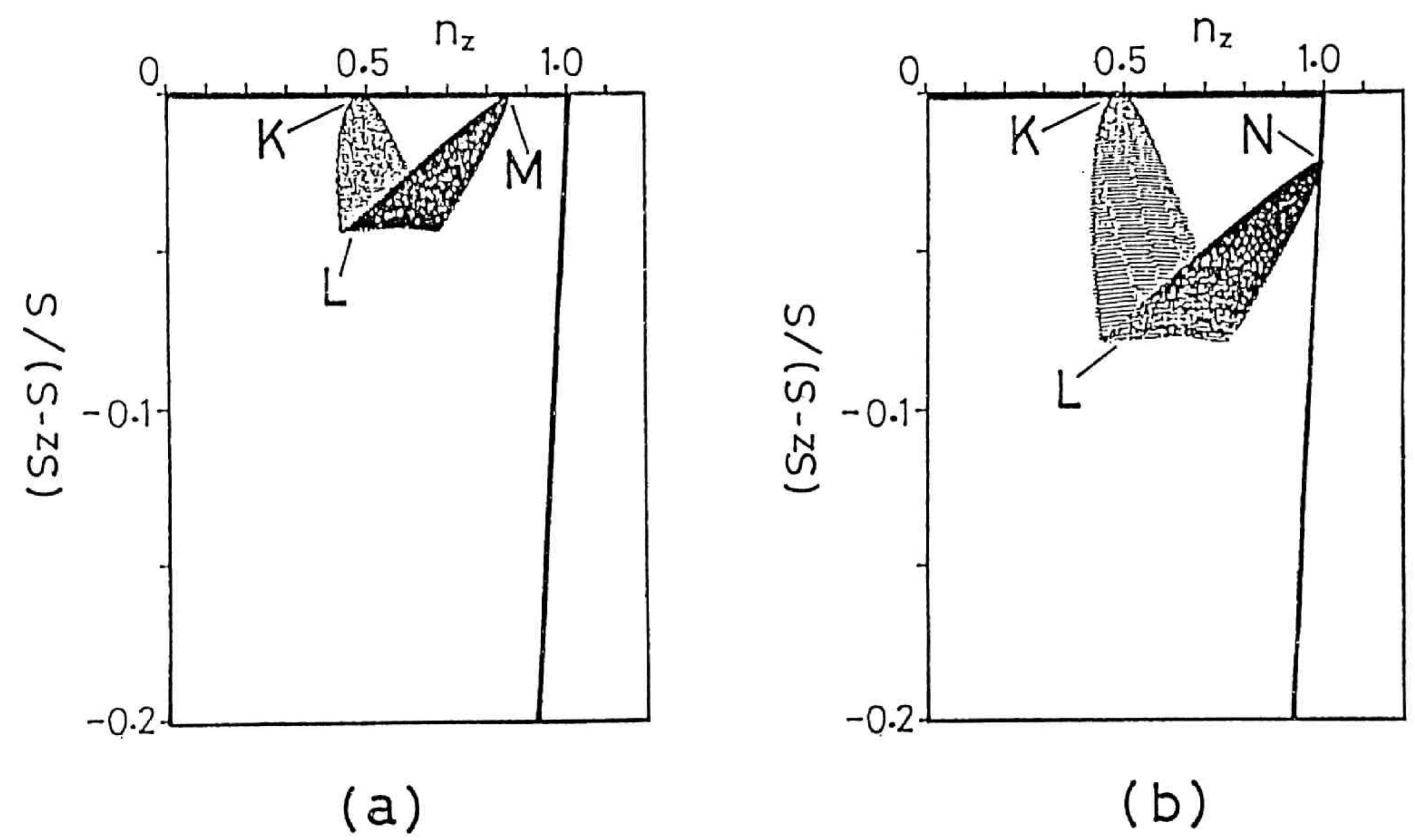


Fig. 18 The results of the numerical calculation of LT eqs. for the motion of S, n, θ during and after an rf pulse. The trajectory of the motion is presented by the projection on the ((Sz-S)/S, nz) plane with $=\theta_L$ at T/Tc=0.6, where κ(T)=0.7×10^{-7} sec. (a) βp=18°, (b) βp=27°. The point K is the equilibrium state (non Leggett configuration), and the point L is the end of an rf pulse.

に対応することがわかる。

Ｆｉｇ．１７の破線は、温度についても、チップ角についても実験結果と非常によく一致している。

緩和の大きさκ(T)を変えたときの数値計算の結果をＦｉｇ．１９に示す。ここで温度は T/Tc=0.60 であり、β_p=22°である。破線はＣＷ　ＮＭＲの実験より求めた 緩和の大きさを用いて計算した結果であり、点線はＦｉｇ．１６の理論値を用いたときのものである。理論値を用いては パルスＮＭＲの実験を説明できないことは明かである。

まとめると、ｒｆパルスにより平衡状態より大きくずらした場合、slab 内での超流動Ｂ相のスピン系の運動は、観測した時間領域ではＬＴ緩和理論によってよく説明され、かつ ＣＷ　ＮＭＲより求めた緩和の大きさはパルスＮＭＲの実験結果と矛盾しないことが示された。BS state に入ったＢ相がどのように平衡状態に緩和していくのかは非常に興味あるところである。次章でこの緩和過程についてのべる。

最後に、ｒｆパルスによる発熱について少しふれておく。超低温度域の実験では、ｒｆパルスによる発熱は実験結果に多大に影響を及ぼす。つまり測定中に試料の温度が上昇することが起こりうる。我々の試料セルでは、２つの原因による発熱が考えられる。１つはｒｆパルス時に transmitter コイルに流れる電流によるコイル自身の" Joule heating " であり、１つはｒｆ磁場中にあるreceiver コイルでの" eddy current heating " である。今までに得られている諸量を用いると β_p=90° に相当するｒｆパルスのとき、前者ではQ_J≒20 nJ の熱が発生し、後者ではQ_E≒2 nJ の熱が発生する。

超低温度域なので銅線の熱浴としては銅の核スピン系と電子系を考える。Korringa の関係から得られる両者間の緩和時間は 1 mk の温度で 10^3 sec になるため、第一近似では電子系だけ考えれば十分である。上述の熱で 1 mk の電子系の温度がどのくらいになるかというと transmitter コイルは約 300 mk になりreceiver コイルは約 60 mk になる。実際には核スピン系に熱が流れたり、銅線の thermal anchor のためにもう少し低い温度と考えられる。

Receiver コイルと slab 空間の間の stycast は非常に薄いので Q_Eの熱がそのまま全部 slab 内の超流動^{3}He系へ入ったとすると、1 mk の超流動

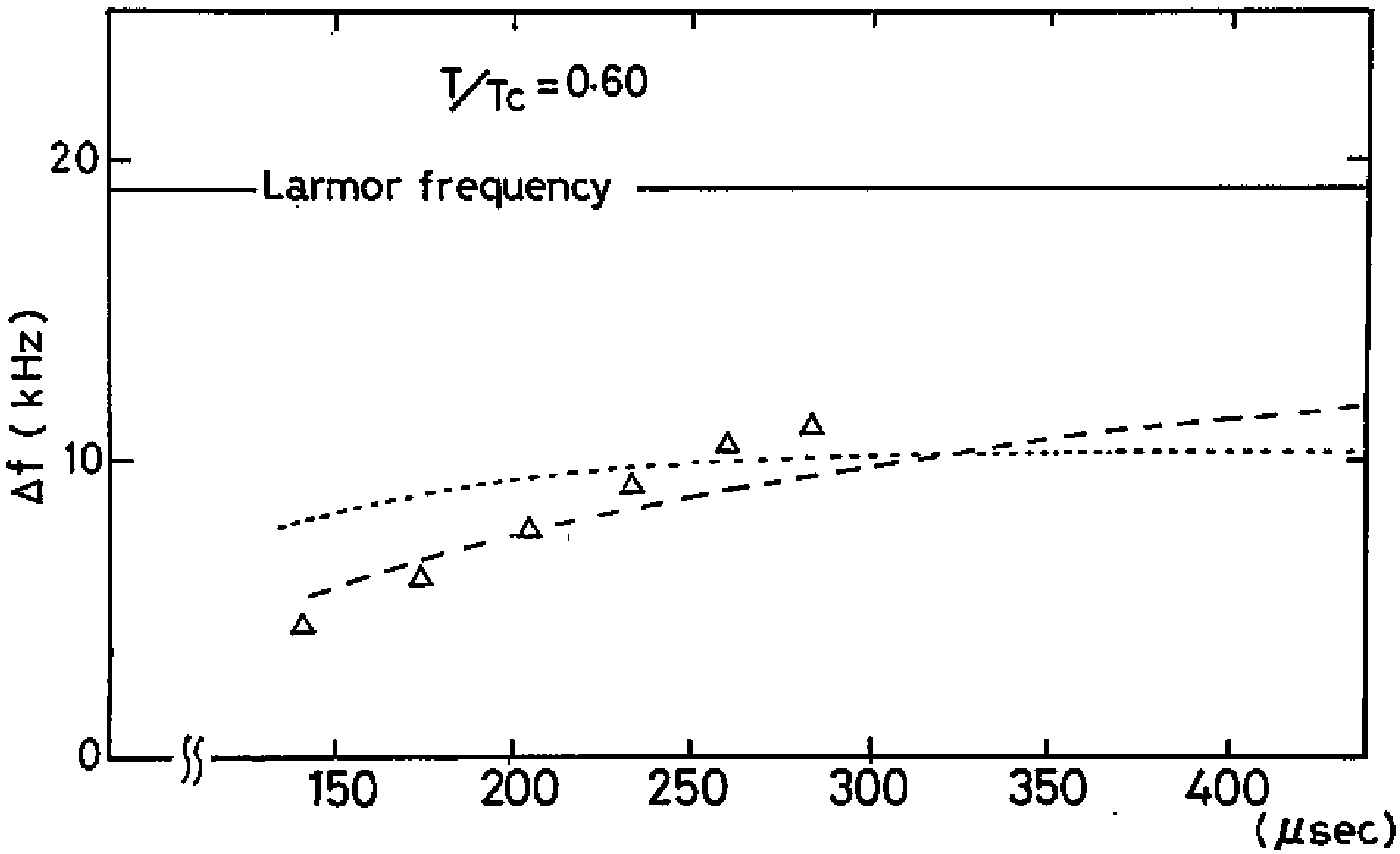


Fig. 19 The results of the numerical calculation of LT eqs. by using two relaxation parameters $\kappa(t)$ and the experimental result of (Δ) at T/Tc=0.60 with β_p=22°. The broken curve is the result by using the $\kappa(t)$ obtained from CW NMR and the dotted curve, $\kappa(t)$ of the theoretical value of Einzel.[46]

^{3}Heの温度を約 0.7 mk 程上昇させる。Q_Jの熱は試料のセルの材料である stycast を通して流れ込む。簡単に 0.25 mm の間で 300 mk と 1 mk の温度差が作り出す熱流入を考えると大体数 100 pW の大きさとなる。この熱流では、0.1 mk の温度上昇には、約 500 msec の時間が必要である。我々の実験の時間領域は 10 msec 以下なのでQ_Eの熱が第一に問題となる。実際 transmitter コイルを^{3}He試料セルより離した構造の別の試料セルでは、大きなｒｆパルスによるheating は変化しなかった。つまり receiver コイルの発熱が超流動^{3}Heに影響を与えているのである。詳しい実験データは次の節で示す。

　本研究で問題となる時間内で発熱による影響が無視できるｒｆパルスの大きさβ_pは、40° 以下であった。残念ながらこれより大きなｒｆパルスを用いた実験はできなかった。もっとt_Wを長くしてH_1を小さくすれば発熱を小さくでき大きなβ_pの実験は可能のように思えるが、超流動相では困難である。なぜかというと、ｒｆパルスにより磁化がチップされ始めるとオーダーパラメータも動きだし共鳴状態からずれるために、有効にチップできなくなるからである。つまり、dipole torque の大きさより換算した磁場の大きさと、H_1の大きさを比べたとき、後者が十分に大きい場合は（44）式に従うチップ角だけ磁化はチップされるが、前者が大きくなってくると回転系の有効磁場はH_1とは全く異なる大きさと向きをもつようになり　もはや（44）式に従ってチップされることは不可能となる。

4－3　BS stateでの緩和機構と平衡状態への緩和過程

前節で、non Leggett configuration が平衡状態である超流動^{3}He－B相に大きなｒｆパルスを加えるとＢ相は Brinkman-Smith(BS) state に入ることを示した。この一連の運動が、 Leggett-高木（ＬＴ）の緩和機構の結果であることは数値計算の結果と実験データとがよい一致を示すことより明かである。ＢＳstate では dipole torque が働かないことが特長であり、具体的に言うと共鳴周波数は Larmor 周波数 $\omega_L/2\pi$ でありＬＴの緩和機構は全く働かない。

この準安定状態であるＢＳstate からどのように平衡状態であるnon Leggett configuration に緩和するのかを２パルス法で調べた。この測定では最初に大きなβ_pに相当するｒｆパルスを加える。その後　時間τ後に小さなｒｆパルスを加え、このパルスの後のＦＩＤ信号の周波数を調べる。２番目のｒｆパルスはスピン系の状態をモニターするために使われる。このパルス列をＦｉｇ．２０に示す。実験の operating 周波数は 920 kHzである。

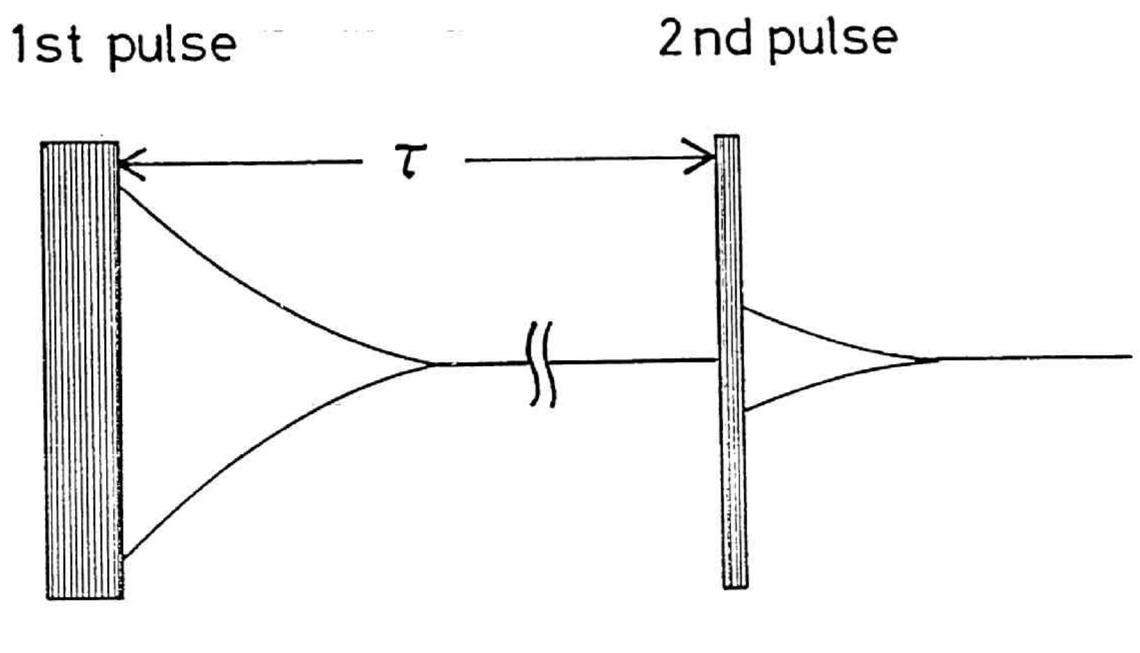


Fig. 20　The pulse sequence of two-pulse method

このパルス法で得られた典型的な結果をＦｉｇ．２１（a)，(b)に示す。温度はそれぞれT/Tc=0.71，0.80 である。前節と同様に注目する周波数は共鳴周波数からの差、$\Delta f(\tau)$、としてプロットしてある。１番目のパルスの大きさはβ_p=36^{0}であり、２番目のパルスの大きさはβ_p=9.5^{0}である。Ｆｉｇ．２１中で矢印で$\Delta f\infty$と示した値はβ_p=9.5^{0}のパルス１つだけを平衡状態に加えたときのＦＩＤ信号の周波数である。また、太い実線は Larmor 周波数 に対応する。(a)，(b)より次のことがわかる。１番目のｒｆパルスによりＢＳstate に入ったＢ相は、そこにしばらくの間(～3 msec)とどまっている。そして non Leggett configuration へ向かって緩和していく。特に低温側でこの緩和が非常に速いことは注目に値する。ＢＳstate にとどまっている時間をτ_1とし、ＢＳstate から平衡状態に緩和していく時間をτ_2とする。τ_1、τ_2の温度変化をＦｉｇ．２２に示す。１番目のパルスの大きさはβ_p=27^{0}とβ_p=36^{0}であり、２番目のパルスの大きさはβ_p=9.5^{0}である。τ_2は低温側で非常に短いことが特長であり（100μsec 以下）正確にその値を決めることができなかった。高温側では長くなっている。τ_1は、わずかに温度変化し、高温ほど長くなっている。

次に、ｒｆパルスによる発熱に関して述べる。前節で述べたように我々の試料セルでは、ｒｆパルスにより作られた振動磁場中にある receiver コイルでの eddy current heating が一番問題となる。この影響を実験的に調べるために次ぎに述べる２パルス法を行った。最初のｒｆパルスを" off resonance" とした。つまり、同じ H_1, t_w であるが周波数 720 kHz のｒｆパルスを加え、時間τ後に２番目の小さな" resonance "（周波数 920 kHz）のパルスを加え、その直後のＦＩＤ信号の周波数を調べる。この結果はＦｉｇ．２１に △ のシンボルで示してある。破線はこれを滑らかに結んだものである。この図に示した時間内では、単調に共鳴周波数側から Larmor 周波数側へ近づいていることがわかる。これは、最初のｒｆパルスにより液体 ^{3}Ｈｅ の温度が上昇し始めていることを示している。しかし、前節での興味ある時間範囲（ 1 msec 以下）では発熱の影響は小さい。また、この節での時間内では温度変化はゆっくりしているため、我々が観測した特長ある階段状の緩和の振舞いとは、はっきり区別できる。もっと長い時間範囲で示したのがＦｉｇ．２３である。大体数１０秒で熱の影響は消失することがわかる。この長い熱緩和がどんなメカニズムに

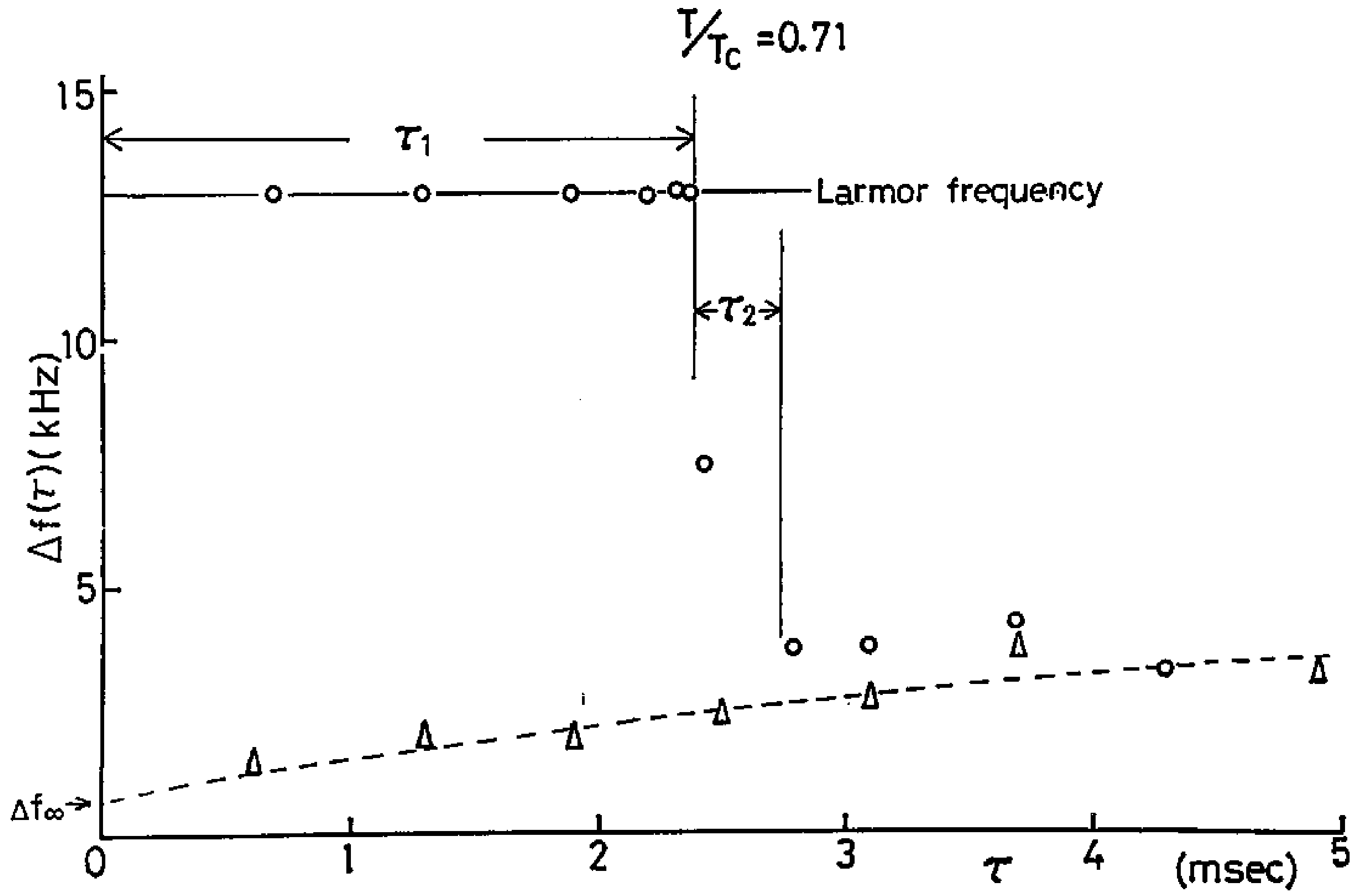


Fig. 21 (a) The frequency $\Delta f(\tau)$ of the FID signal after the second rf pulse is plotted as a function of pulse interval τ at $\Omega_0/2\pi$ =920 kHz and T/Tc=0.71. The β_p of the first rf pulse was 36° and that of the second rf pulse was 9.5°. The arrow with Δf indicates the results without the first pulse. The symbols (Δ) are the results of a similar two-pulse experiment but the first pulse was off-resonant. The broken

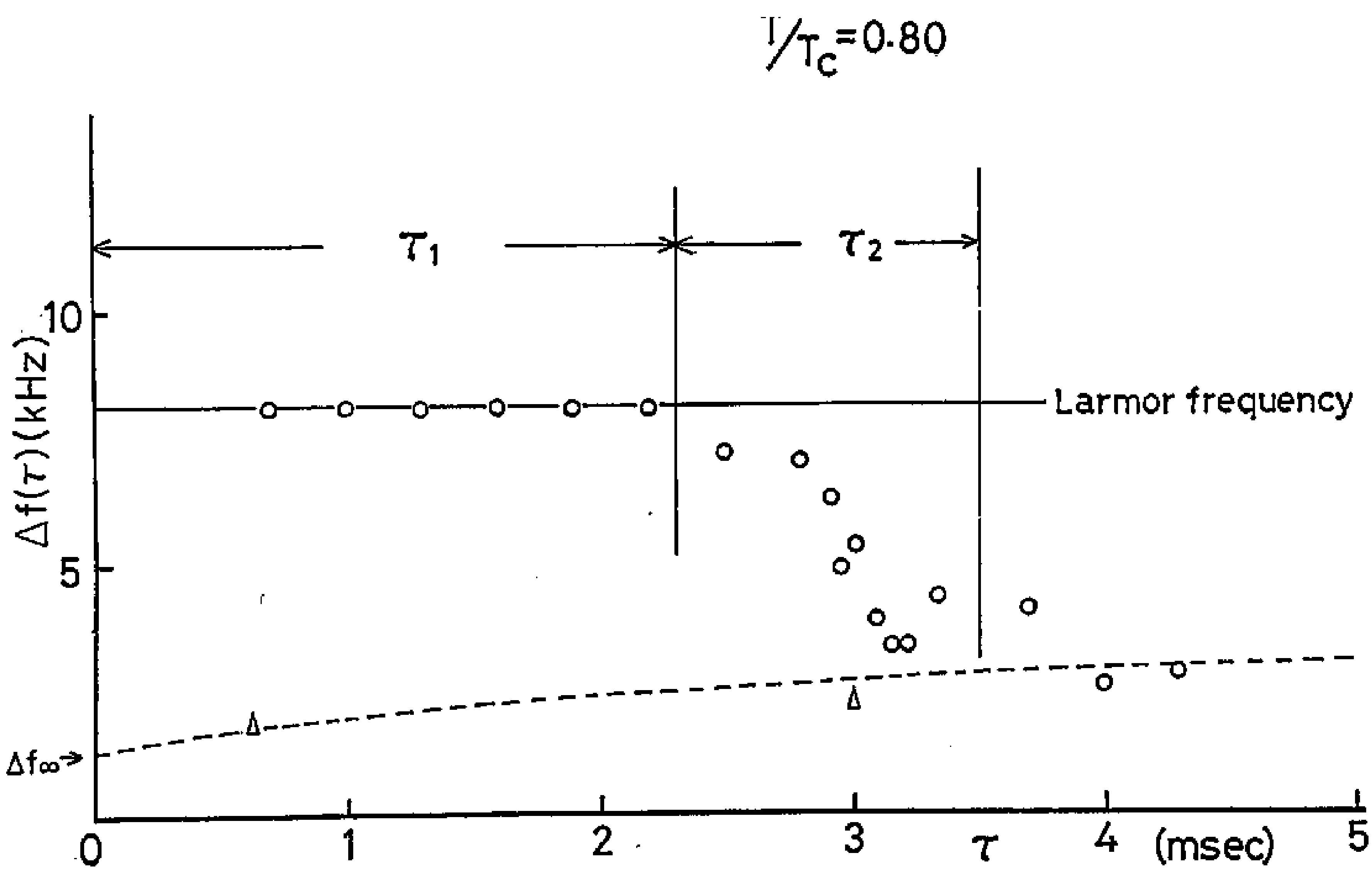
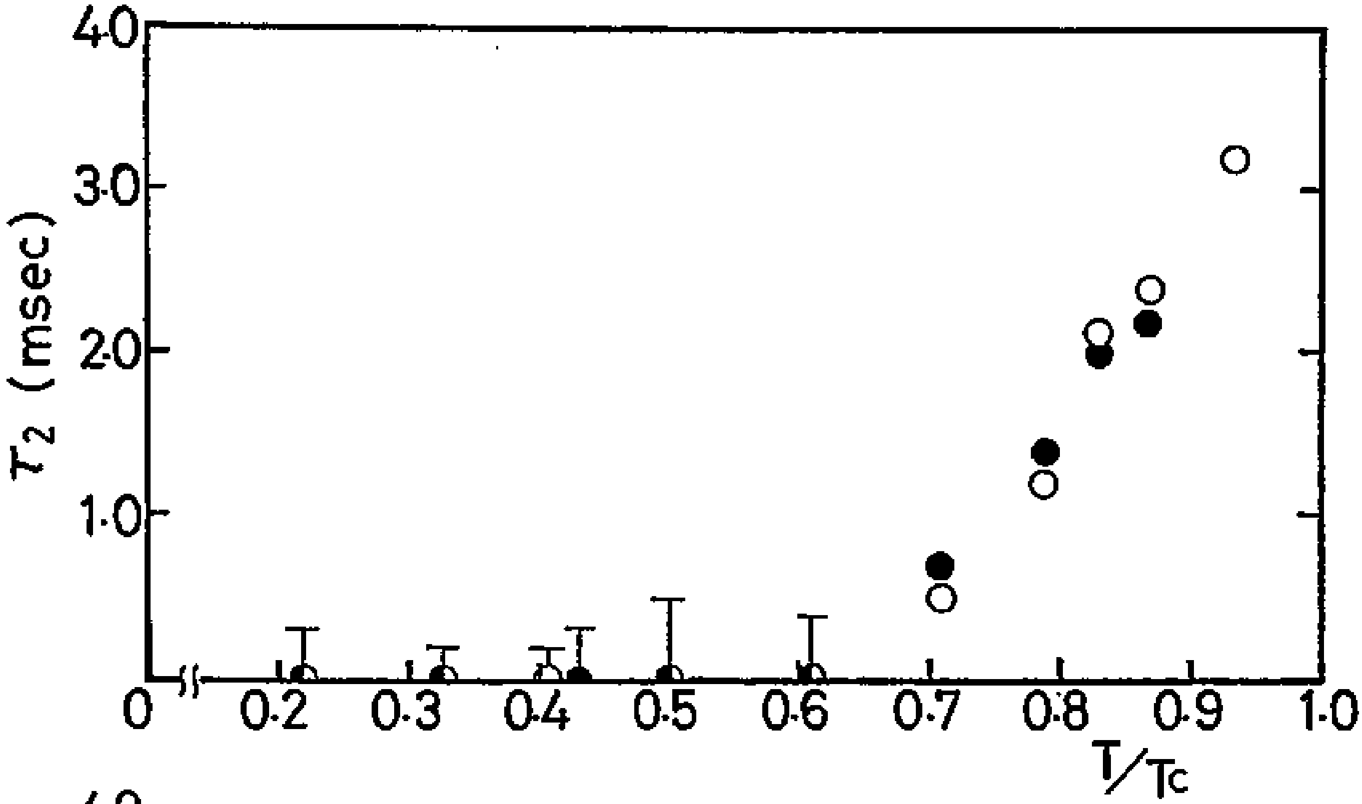


Fig. 21 (b) The frequency $\Delta f(\tau)$ of the FID signal after the second rf pulse is plotted as a function of pulse interval τ at $\Omega_0/2\pi = 820$ kHz and $T/T_c = 0.80$. The β_p of the first rf pulse was 36^0 and that of the second rf pulse was 9.5^0.



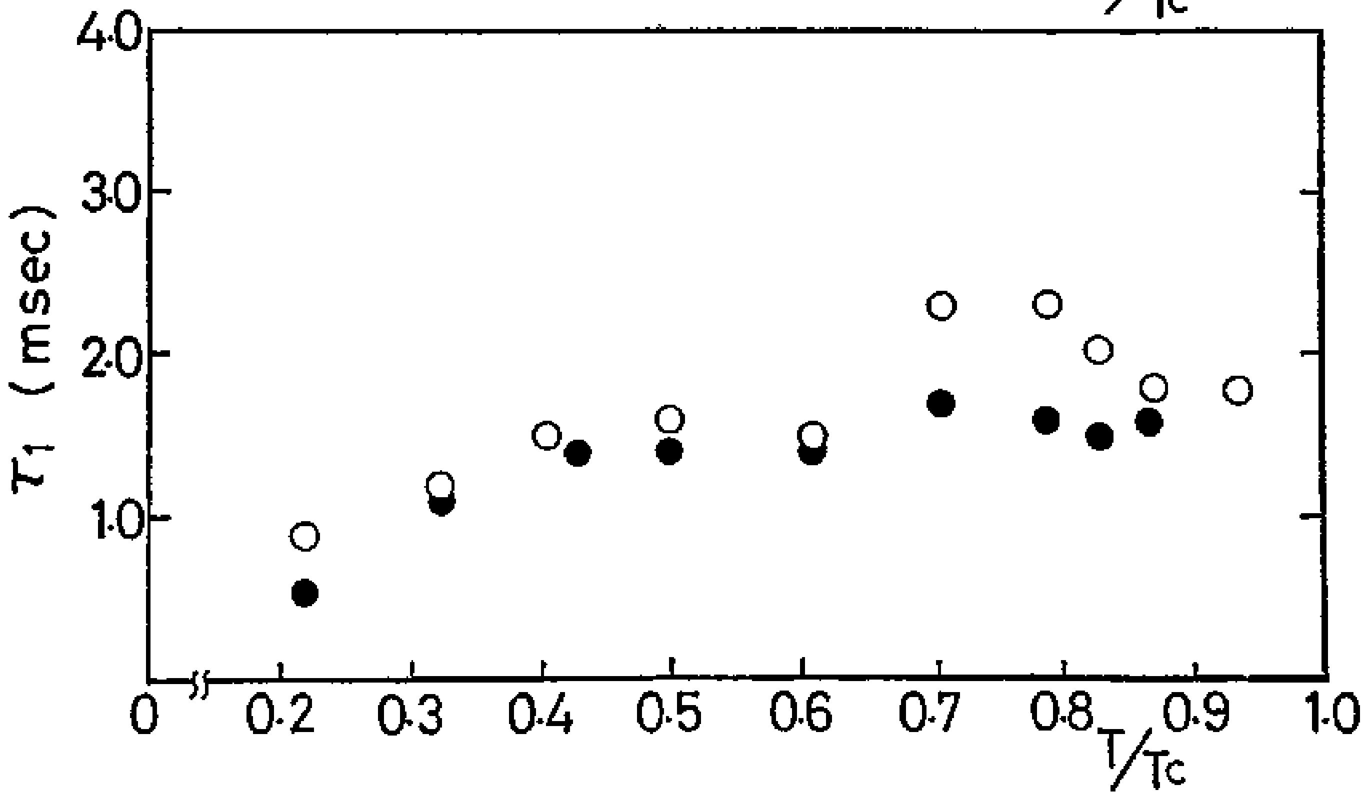


Fig. 22 Temperature dependences of the time intervals, τ_1 and τ_2 at $\Omega_0/2\pi$ =920 kHz. The symbols (○) and (●) are results for the first pulse strength βp of 36^0 and 27^0 ,respectively.

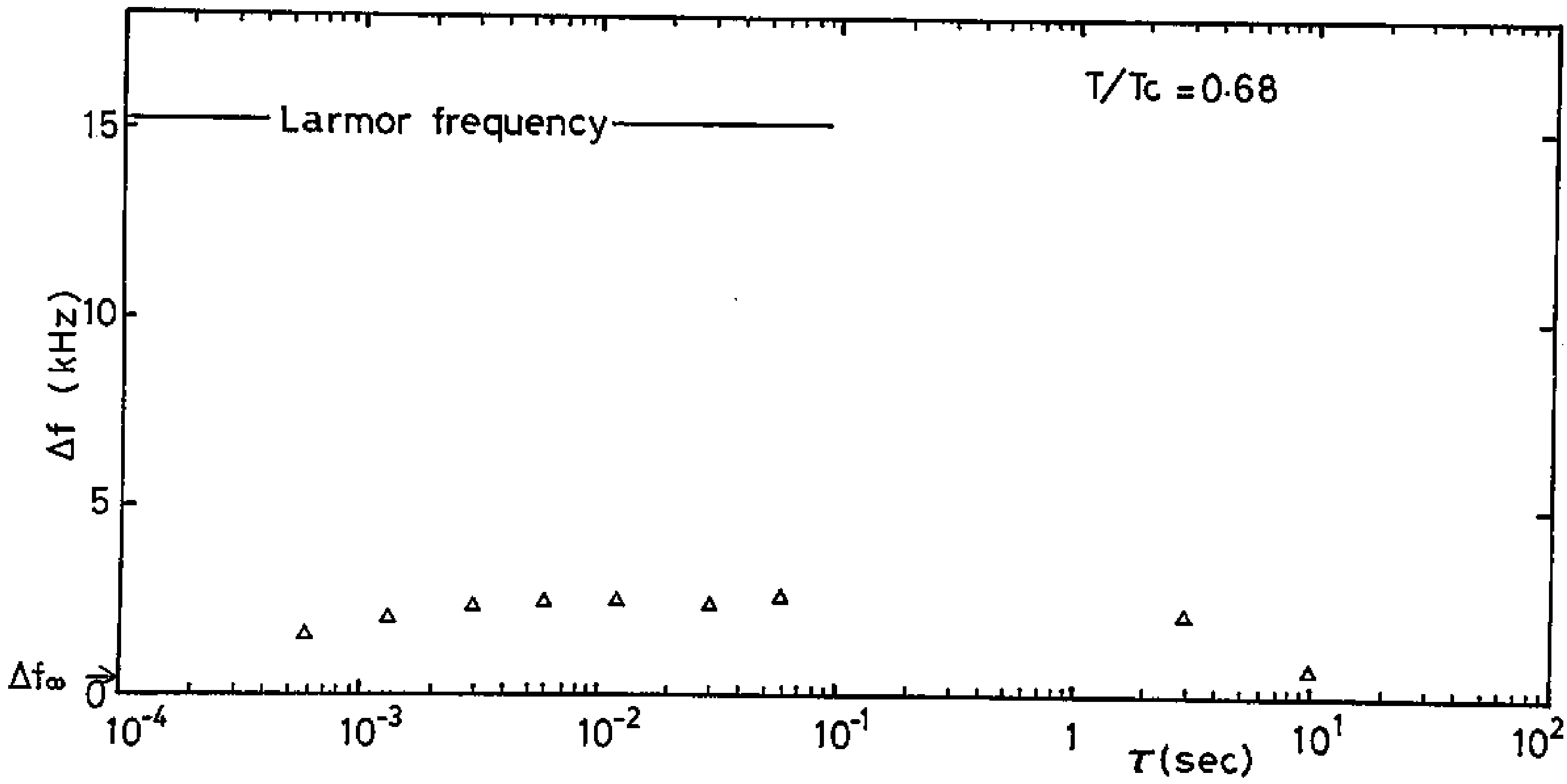


Fig. 23 The results of two-pulse experiment with the off-resonant first pulse.

よるのかは正確にはわからない。

Bulk のＢＳstate では、ＬＴ緩和機構は働かない。τ_1の部分での緩和機構はなにか？　大見、坪田、恒藤によってＢＳstate での "surface relaxation"が提案された。[54] Surface field energy F^S_H（式(19)）に起因する"スピンスーパーカレント"（surface torque）が重要な役割を担う。この surface torque により、"ＬＴ型"緩和機構が働く状態が形成される。つまり Larmor 周波数の２倍の周波数をもつ散逸的スピン波により、時間変化する空間的に一様でないＢ相が出現するのである。この結果、ＢＳstate での緩和の特長的な時間 t_C は次式となる。

$$\frac{1}{t_C}=\frac{\omega_L^2}{C}\frac{\xi^2}{L}\left(\frac{\chi_N-\chi_B}{\chi_B}\right)^2 \qquad (45)$$

ここで、C はスピン波の速さ(～10 m/s)であり、ξは coherence 長であり、L は平行平板間の gap 間隔(350μm)である。t_Cの値は、約 10 msec であり、実験に用いたβ_Pは 40^0 以下と小さいことを考慮すると、大体一致した値である。しかし、実験結果と直接比較できる結論に至っていないため、次に述べる方法で比較することにする。F^S_Hを Leggett の Hamiltonian に加え、これとスピン、オーダーパラメータとの交換関係より一様な運動としての運動方程式を導き解析する。特長的なことは次の式で与えられる surface torque Rs が出現し bulk の液体の場合の dipole torque と同様な役割を果たすことである。

（以下の式の導出は 補足説明　I　を参照）

$$\mathbb{R}_S=-\frac{3}{2}\frac{\chi_N}{\chi_B}(\chi_N-\chi_B)\frac{2\xi}{L}H^2\left(\hat{S}\cdot R(\hat{n},\theta)\cdot\hat{e}_H\right)\hat{e}_H\times\left(\hat{S}\cdot R(\hat{n},\theta)\right) \qquad (46)$$

この結果、ＬＴ方程式は次のように修正される。

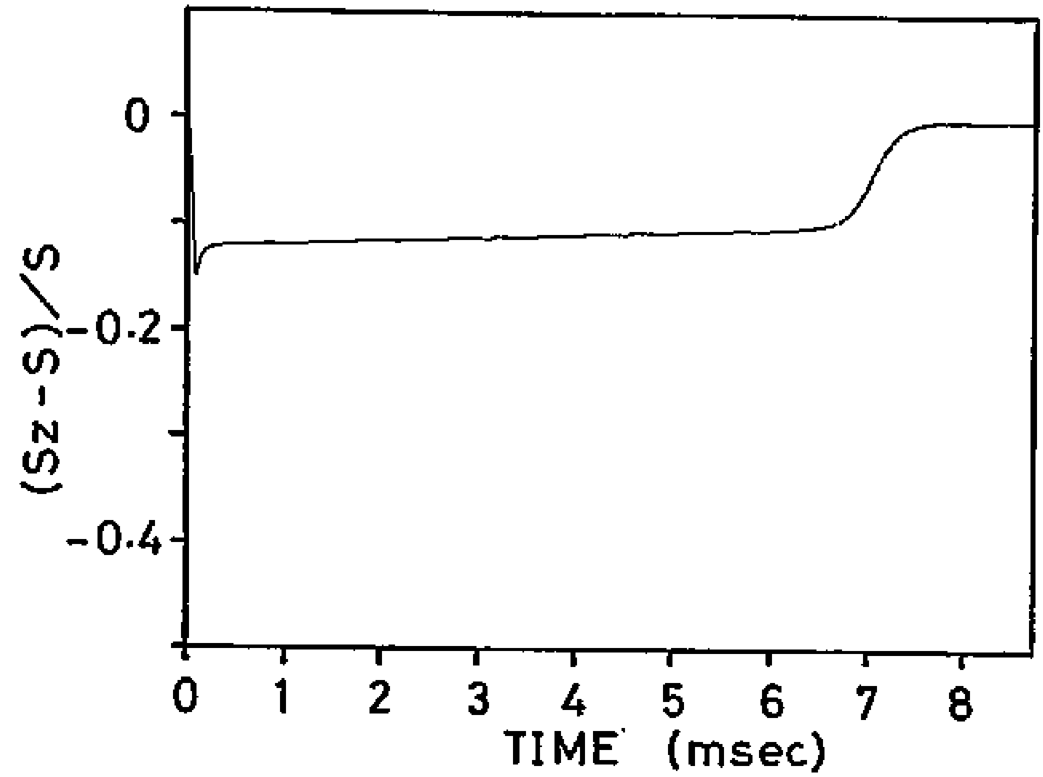
$$\frac{d}{dt}S=\gamma S\times H+\frac{4}{15}\chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2\sin\theta\,(1+4\cos\theta)\hat{n}+\mathbb{R}_S \qquad (47)$$

$$\frac{d}{dt}\theta=-\gamma\,\hat{n}\cdot\left(H-\frac{\gamma}{\chi_B}S\right)+\frac{4}{15}\Gamma_\parallel\sin\theta(1+4\cos\theta)+\frac{1}{\chi_B}\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2\Gamma_\parallel\,(\mathbb{R}_S\cdot\hat{n}) \qquad (48)$$

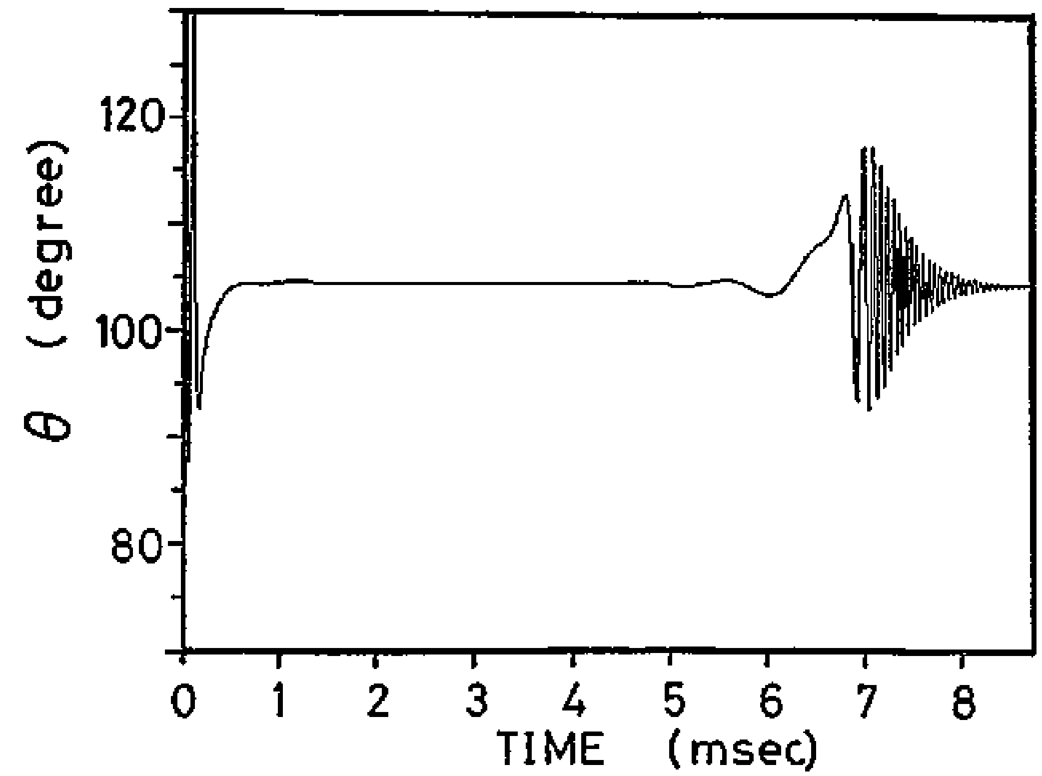
$$\frac{d}{dt}\hat{n}=\frac{1}{2}\gamma\hat{n}\times\left(H-\frac{\gamma}{\chi_B}S-\frac{\gamma\Gamma_\parallel}{\chi_B\Omega_B^2}\mathbb{R}_S\right)+\frac{1+\cos\theta}{2\sin\theta}\gamma\hat{n}\times\left\{\hat{n}\times\left(H-\frac{\gamma}{\chi_B}S-\frac{\gamma}{\chi_B}\frac{\Gamma_\parallel}{\Omega_B^2}\mathbb{R}_S\right)\right\} \qquad (49)$$

ξ/Lという量が$\mathbb{R}_S$に現れるのは、$F^S{}_H$で書かれる壁の効果（壁からξ程度の距離で効く）をgapにわたって平均し一様にならしたためである。(47),(48),(49)を数値計算によって解き実験結果と比較する。この計算の中で、adjusting パラメータはξだけである。Ｆｉｇ．２４(a),(b),(c)に$\xi/L=3\times10^{-4}$の値のときの計算結果を示す。３つのグラフとも横軸は時間であり、t=0 はｒｆパルスの始まりである。（パルス幅は 87μsec である）(a),(b),(c)はそれぞれ、$(S_Z-S)/S$，θ，n_Zの時間変化を示している。数値計算の結果は、実験結果と定性的に一致している。ｒｆパルス後Ｂ相は、BS state（θ θ_L, $n_Z{}^2-1=(S_Z-S)/S$）に入りその状態にとどまりながら(～6 msec)、Leggett configuration に向かってゆっくり緩和していく。そしてBS state から離れると短時間のうちに non Leggett configuration へ緩和していく。このゆっくりした BS state での緩和がまさに surface relaxation によるものであることは Ｆｉｇ．２４(b)を見れば明らかである。つまり$\theta=\theta_L$のまま緩和が起こっており、intrinsic な緩和機構によるものではないことがわかる。また急激な緩和が起こるときは(b)より$\theta\neq\theta_L$であり dipole torque による緩和 すなわち、intrinsic なＬＴ緩和機構が働いていることがわかる。ただしこのときでも surface relaxation は効いているが、その効果は小さいので intrinsic なＬＴ緩和機構の陰に隠れて見えないだけである。この計算結果を前に示した位相空間内のθ θ_L面に射影した図がＦｉｇ．２５である。計算結果を間引いてプロットしてあるので正確さに欠けるが運動の全体像は明確に表現されている。

　しかしながら 計算結果と実験データは定量的に一致していない。パラメータξの値をどのようにしてもデータに一致する計算結果は得られなかった。Ｆｉｇ．２４、２５に用いたξの値は 10^3 Å であり、以前に実験から求められたξの値とそれほど違う値ではない。この定量的な不一致は、大見らによって提案された "time dependent spatial variable B phase "を一様な運動に簡単化したことに原因があると思われる。



(a)



(b)

Fig. 24 The results of the numerical calculation of the modified LT eqs. for the motion of S, $\hat{n}$, and θ at $T/T_c=0.70$. The $(S_z-S)/S$, θ, n_z, are plotted as a function of time in Fig. (a), Fig. (b), Fig. (c), respectively.

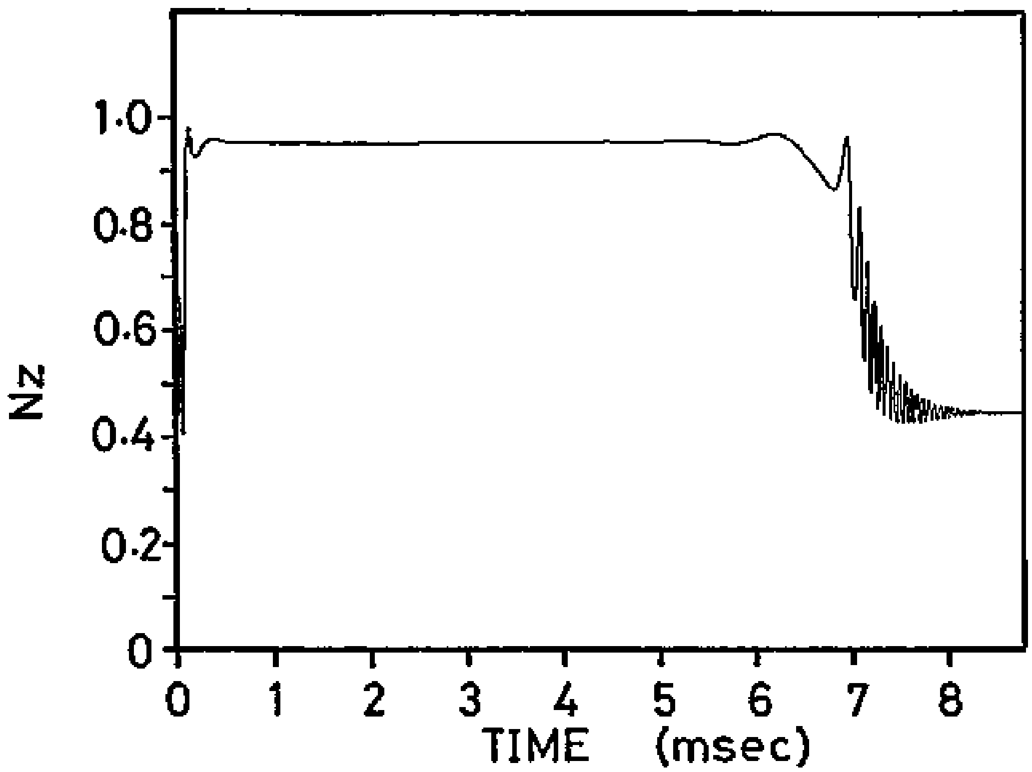


Fig. 24 (c)

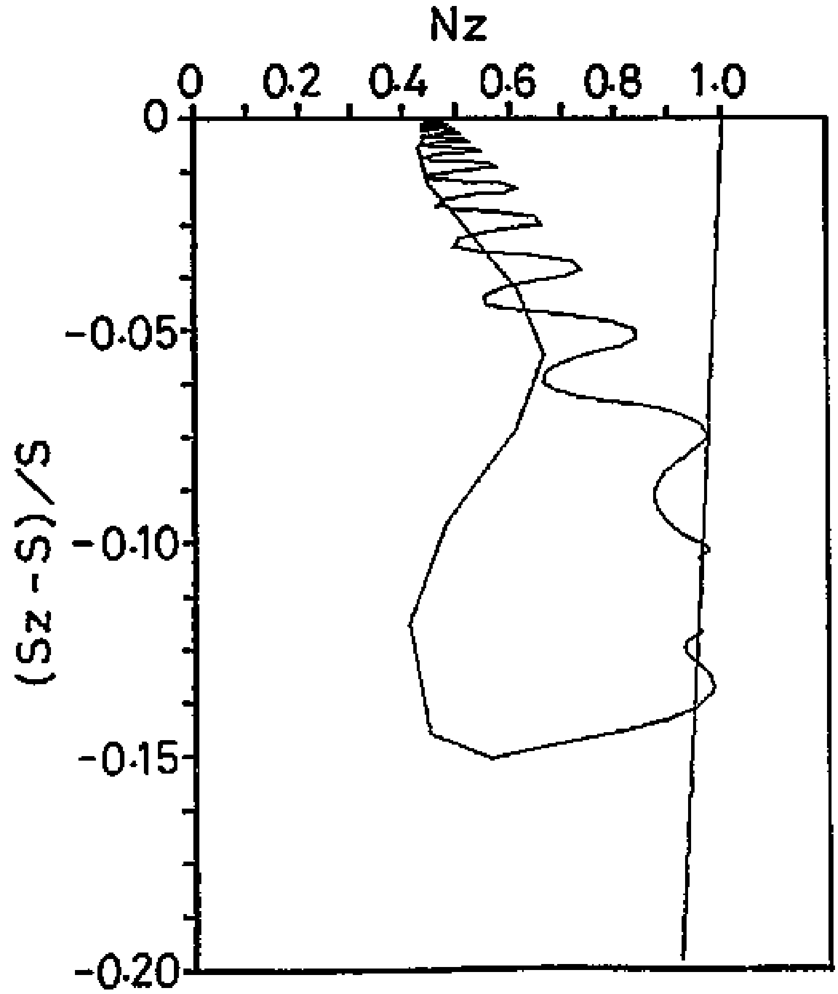


Fig. 25 The results of the numerical calculation of LT eqs. for the motion of $\mathbf{S}$, $\hat{\mathbf{n}}$, and θ during and after an rf pulse. The trajectory of the motion is presented by the projection on the $((S_z - S)/S,\ n_z)$ plane with $\theta = \theta_L$ at T/Tc=0.70

最後に、同じような geometry で同じような２パルスＮＭＲの実験を行ったBun'kov et al.[35] との違いについて述べる。我々と彼らの実験上の大きな相違点は”試料セル”と”実験方法”の２つである。彼らは”たくさんの” slab 空間を用いている、また２番目の小さなｒｆパルスの後の信号の”大きさ”を調べている。その実験結果の特長は、信号の大きさが１番目のｒｆパルスからの時間とともに指数関数的に減少していき、その時定数が１番目のｒｆパルスの大きさに依存していることである。彼らは、最初に大きなパルスを加えないならば次の小さなパルスの後の信号を観測できなかった、そして観測できた信号は常に Larmor 周波数であったと述べている。従って、彼らの観測しているものは BS state に関係していると考えられる。もし我々の計算したように、あるいは大見らが提案したように、 BS state に沿って緩和が進むのであれば縦磁化が回復するので信号強度は時間とともに大きくなることが期待される。しかし実験データは逆である。これは、全体が一様に緩和するのではなく BS state に長く滞在する系もあれば、比較的短時間のうちに BS state から離れていってしまう系もあると考えるとつじつまがあう。しかし、なぜこのように振舞うのかは説明できない。彼らが論文中で ”non uniform な緩和が起こっている”と主張する内容は、上述の意味であり　大見らの言う non uniform motion (spatial varying) とは異なる内容である。我々の実験でも２ｎｄパルス後の信号強度を調べたが、Larmor 周波数で運動している間の信号の大きさはほんのわずか小さくなっただけであり、変化は小さくて、はっきりしたことはなにも言えない。何層ものslab 空間を用いていることが我々の実験結果との直接の比較を困難にしている。

4－4　nベクトルの区壁構造

前節までの実験では一様な $\hat{n}$-texture を仮定した。つまり、平行平板の gap 方向のみならず、平行平板に沿った方向でも $\hat{n}$ ベクトルは空間変化しない。Fig. 10に示したようにCW NMRの信号がただ1つだけ観測されることで $\hat{n}$-texture の一様性を確認できる。しかし、CW NMRの信号の中にサテライト信号を観測することがあった。これは初めて転移温度以下になったときや、非常に大きなrfパルス($\beta_p \sim 90^0$)を加えた後（このとき、液体の温度は転移温度（Tc）以上になっていたと考えられる。）に見ることができた。Fig. 26に典型的なサテライト信号 S_1, S_2 を示す。operating 周波数は 920 kHzである。信号Mは non Leggett configuration からの主信号である。S_1, S_2 は同時に観測されることはなく、非常に大きなrfパルスを加えたり、温度を Tc 以上にしたりしなければ安定に存在していた。サテライト信号の周波数と Larmor 周波数の差を Δf_{s1}、Δf_{s2} とし、これらを主信号のシフト量 Δf_M で規格化した量の温度変化をFig. 27に示す。特長は以下のようにまとめることができる。$\Delta f_{s1}/\Delta f_M$ は低温側で大体 1.25 の一定値であり、高温側で大きくなり Tc で発散する振舞いである。$\Delta f_{s2}/\Delta f_M$ の温度変化は小さく大体 0.2 の一定値である。

これらのサテライト信号は、一様でない $\hat{n}$-texture によると考えられる。2章で示したように $\hat{n}$ ベクトルは4重に縮退している。従って観測されたサテライト信号は異なる向きの $\hat{n}$ ベクトルで構成される 複数個の domain によるものと考えることができる。このような、domain 構造は普通 $\hat{n}$-soliton と呼ばれる。[55] domain wall の幅（$\hat{n}$-soliton の幅）は大体 textural healing length R_H 程度なので 28 mT の磁場では数 100 μm の長さとなる。従って gap 間隔（350 μm）の方向に $\hat{n}$-soliton ができるのはむずかしいが平行平板に沿った方向では 3～7 mm の長さがあるため、$\hat{n}$-soliton ができるの可能性がある。

$\hat{n}$-soliton とCW NMRの信号を結びつけるために $\hat{n}$ ベクトルが空間変化しているときの微小振動磁場に対するスピン系の応答を考えなければならな

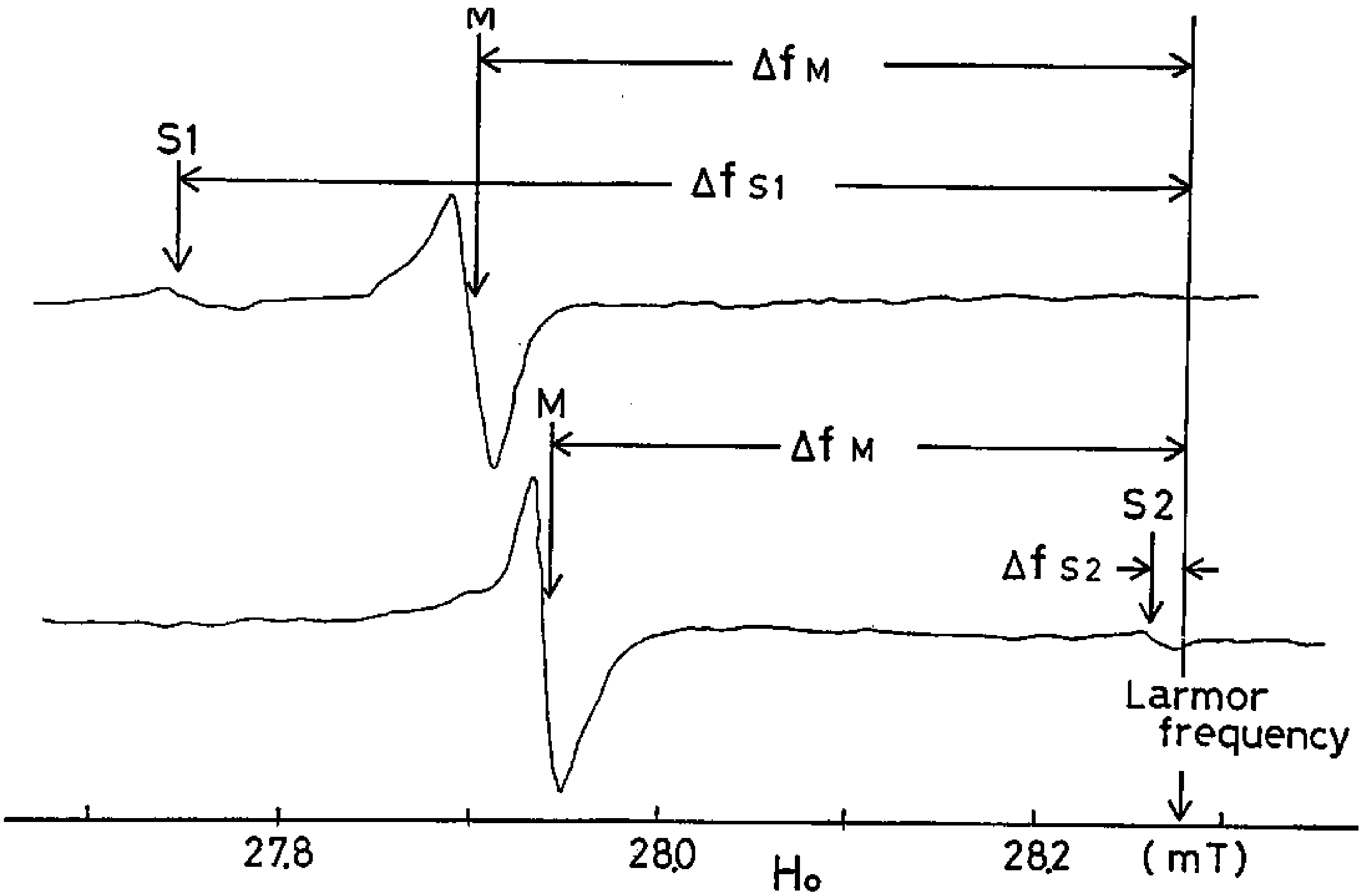


Fig. 26 Two types of sattelite signals, S_1, S_2, are shown with the main signal, M, at $\Omega_0/2\pi$ =920 kHz. The upper one was taken at T/Tc= 0.74 and the lower at T/Tc=0.78. Δf_{S1}, Δf_{S2}, and Δf_M are the frequency differences of the signals S_1, S_2, and M from the Larmor frequency, respectively.

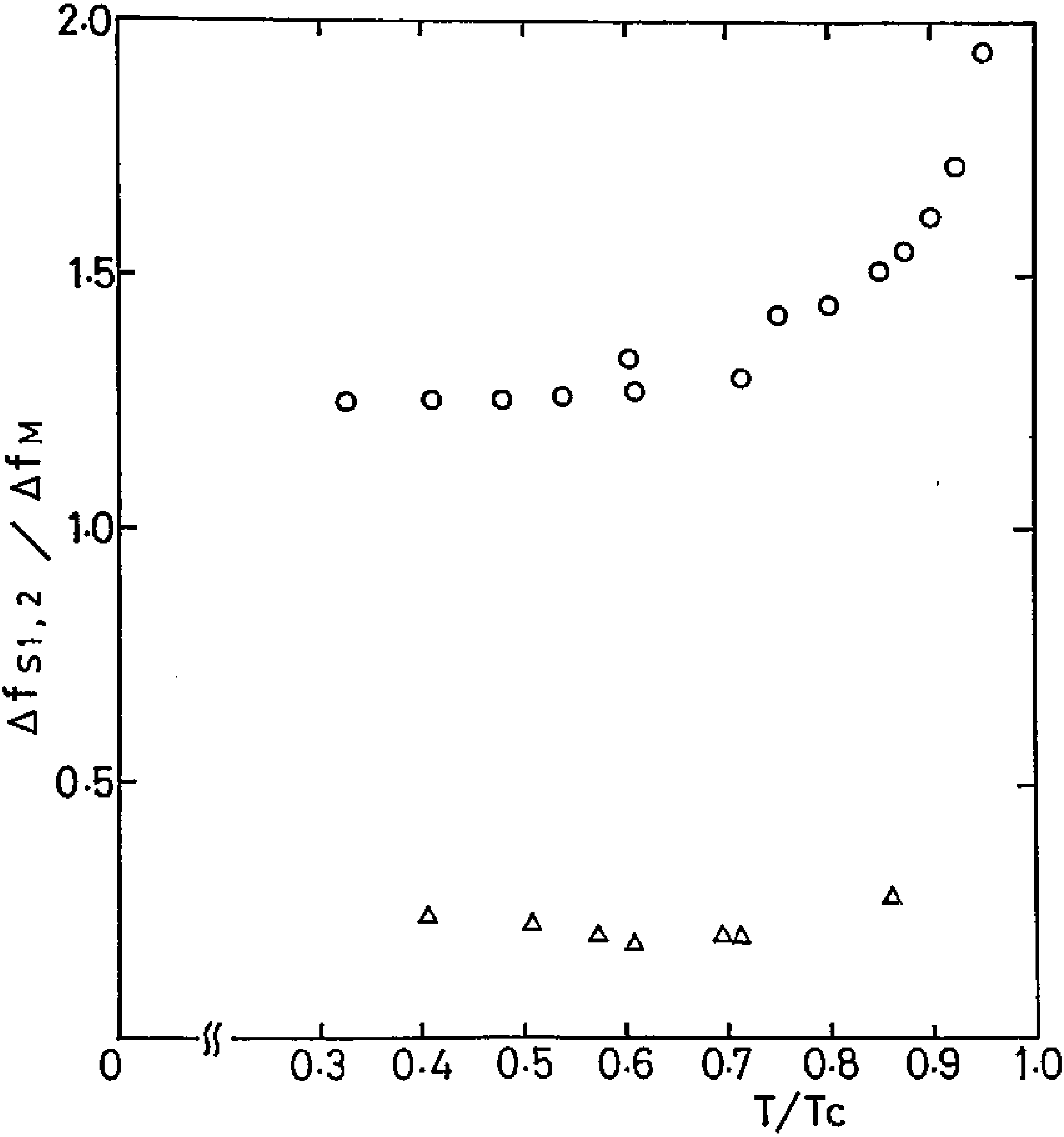


Fig. 27 Temperature dependences of the frequency of the sattelites, S_1, S_2, at $\Omega_0/2\pi$ =920 kHz. (○);The ratio $\Delta f_{s1}/\Delta f_M$. (△);The ratio $\Delta f_{s2}/\Delta f_M$.

い。それには dipole coherence length R_S と textural healing length R_H とを比べる必要がある。[42] R_Sは自由エネルギーF^S_DとF_Bより得られる長さである。$R_S \ll R_H$ならば local oscillator 近似(LOA) を適用でき、$R_S \gtrsim R_H$ならばスピン波を考える必要がある。Ref.(42) に従うと R_S は

$$R_S \quad \left(\frac{2C'\gamma^2}{\chi_B \Omega_B^2}\right)^{1/2} \tag{50}$$

と書かれる。ここで C' は式 (23) の C と次式で与えられる。

$$C' \ - 13\ C \tag{51}$$

R_Sの長さは数 10 μm であり$R_S \ll R_H$は満足されている。従ってＬＯＡを適用でき、ポテンシャルの分布、つまり$\hat{n}$ベクトルの空間変化がエネルギーの分布つまり共鳴周波数の分布を決めることになる。この結果、吸収の power spectrum P(ω) は次式で与えられる。

$$P(\omega) \quad \int \delta\left(\omega - \omega_L - \frac{\Omega_B^2}{2\omega_L}\sin^2\phi(r)\right) d^3r \tag{52}$$

ここで φ(r) は $\hat{e}_H$ と $\hat{n}$ のなす角度である。P(ω) は連続 spectrum を与えるが、その微分形では変化の鋭い edge 部分もサテライト信号としてレコーダー上に記録される。

考えられる $\hat{n}$-soliton の型は２種類である。１つはＦｉｇ．３の ａとｂ、あるいは ａとｄ の domain 構造のものであり、これを type 1 と呼ぶ。もう１つは ａとｃ、あるいは ｂとｄ のものであり、これを type 2 と呼ぶ。type 1 のものは domain wall の中心で$\hat{n}$ベクトルが磁場に直交するので φ π/2 となりそこでの共鳴周波数は

$$\Omega_0 \quad \omega_L + \frac{\Omega_B^2}{2\omega_L} \tag{53}$$

となる。この周波数と Larmor 周波数との差とΔf_H との比は $(\sin^2\phi)^{-1}$ 1.25であり、サテライト信号S_1が type 1 の soliton によることがわかる。同様に、サテライト信号S_2は type 2 の soliton によるものと考えられる。このとき $\sin^2\phi \sim 0.2$ つまり $\phi \sim 18^0$ であり、domain wall の中心で$\hat{n}$ベクトルは磁場に平行でないことに注意する必要がある。最近、高木、坪田が

$F^{S}_{H}+F_{B}$を最小にする type 2 の soliton を計算した。[56] その結果、$\phi(r)$ の最小値は soliton が延びる方向に強く依存することがわかった。$\phi(r)$ は 0^{0}から28^{0} までの値をとり、我々の 18^{0} という値は soliton の延びる向きが磁場と3^{0} あるいは 60^{0} の角度をなす場合であることが示された。この依存性を詳しく調べることはできなかったが、数回の実験で観測したサテライト信号S_{2}は常に同じであった。

サテライト信号S_{1}は角度ϕを含まないので、この測定は直接$\Omega_{B}{}^{2}$を測定することになり３章で述べたように液体試料の温度計として用いることができる。

また低温で$\Delta f_{s1}/\Delta f_{H}\sim 1.25$ であることは、gap 方向に対しては期待したように $\hat{n}$-texture が一様であることを示している。しかしＦｉｇ．２７からわかるように T/Tc＞0.8 では$\Delta f_{s1}/\Delta f_{H}$ は大きくなりだしている。これは texural healing length R_{H} が短くなるために、gap 方向に一様でなくなってきていることに対応する。このことを定量的に示すのに $\sin^{2}\phi$ の空間平均 $\langle\sin^{2}\phi\rangle$ を用いる。これより$\Delta f_{s1}/\Delta f_{H}$　$\langle\sin^{2}\phi\rangle^{-1}$でありこの値がgap 方向の $\hat{n}$-texture の一様性の目安を与えることになる。$\hat{n}$-texture が一様でなくなりだす温度がＦｉｇ．２２で τ_{2} が長くなりだす温度と大体一致している。Bending energy F_{B}の stiffness がスピン系の緩和に何等かの寄与をなしていると考えられる。

5．議論

5－1　スピンスーパーカレントと磁区構造

この節では、超流動状態特有のスピンスパーカレント（以下スピンカレントと略す）について少し考えることにする。このスピンカレントは、オーダーパラメータの勾配に起因する磁化の流れとして考えられている。超流動^{4}Heの超流動速度がそのオーダーパラメータの位相の勾配で記述されるのと類似している。しかし、後者が粒子の流れ、つまり"mass flow"であるのに対し、前者は粒子の流れがない"spin flow"である点が大きく異なる。空間的に、一様な状態であれば、ある点（局所的な小さな領域）での磁化は不変である。しかし、一様でない場合、磁化の流れが起こる。この流れは、NMRによるintrinsic な緩和現象の観測を複雑にする。我々の実験条件下で、どのような磁化の流れが考えられるか、そして、その影響はどうなのかという点を考える。いままで、$\hat{n}$, θ をB相のオーダーパラメータと考えてきたが、ここでの理解を容易にするために、回転を表現する Euler angle α, β, γ をオーダーパラメータとして用いる。(49,57)

最初に、試料セルの内と外をつなぐ部分でのスピンカレントを考える。我々の試料セルでは、slab 空間内の液体は、狭い"channel"（断面積 $A=1.2\times10^{-7}$ m^2）を通して、内径 4 mm の tower 内の bulk の液体へつながっている。パルスNMRの実験においてｒｆパルスを加えた直後では、slab 内の液体と tower 内の液体とでは状態が異なるために、この channel を通って磁化の流れが生じる。我々の場合、２種類のスピンカレントが重要である。１つは磁化のチップ角が両部分で異なるために流れるスピンカレントであり、もう１つは磁化の歳差運動（の周期）が異なるために流れるスピンカレントである。前者の場合、ｒｆパルスが作り出す回転磁場の強さが両部分で違うので、磁化のチップ角が異なるために引き起こされる流れである。チップ角はオーダーパラメータ βに等しいので、この流れを"βの流れ"と呼ぶことにする。後者の場

合、両部分で、スピンにかかるトルクの大きさが異なるために、歳差運動の周期に差が生じ結果として歳差運動の位相差となる。この位相はオーダーパラメータαに等しいので、この流れを"αの流れ"と呼ぶことにする。

これらのスピンカレントによって、slab 空間内の磁化が channel を通って逃げだしてしまう特性時間を評価してみる。αの流れを考える場合、注意しなければならないことがある。それは、Borovik-Romanov et al. (58) によって観測された、"phase slip in spin supercurrent" である。Fomin (59) による理論的考察より、位相勾配$\nabla\alpha$には最大値$\nabla\alpha_c$が存在しこれにともなってスピンカレントにも最大値が存在することが示された。実験時間内の位相勾配$\nabla\alpha$と$\nabla\alpha_c$とを比較する必要がある。まず、4－2の実験について考える。この場合、slab 空間内ではdipole torque の寄与のため Larmor 周波数よりシフトした周波数で運動しているが、tower 内は Larmor 周波数である。この周波数差として20 kHz を用いると、周波数の勾配は$\nabla\dot{\alpha}\fallingdotseq1\times10^8$ rad/sec・m となる。一方$\nabla\alpha_c\fallingdotseq7\times10^4$ rad/m なので 700μsec 程度で phase slip が起こることになる。4－2の実験時間が約 1 msec であることを考えると phase slip を考慮した計算が必要になる。一方4－3の実験では、slab 空間内がBS state にいるので歳差運動は Larmor 周波数であり、両部分の周波数差は磁場の不均一度程度となる。これより周波数の勾配は$\nabla\dot{\alpha}\fallingdotseq6\times10^4$ rad/sec・m となる。つまり 1 sec 程度で位相差が$\nabla\alpha_c$となる。4－3の実験時間が 10 msec 以内であることを考えると phase slip は起こらない。つまり、これを考慮しなくてもよいことがわかる。

最初にβの流れによる特性時間 T_β を Fomin の表式 (24) を用いて計算する。T_βは次式で与えられる。

$$T_\beta = \frac{\nabla\omega_L}{AC^2\nabla\beta} \tag{54}$$

次に、4－2の実験の場合を考える。スピンカレントは常に最大であると仮定すると、特性時間 $T_{\alpha2}$ は Fomin の結果 (59) を用いて次式で与えられる。

$$T_{\alpha2} = \frac{\nabla\omega_L\xi}{AC^2} \tag{55}$$

最後に4－3の実験の場合を考える。位相差が時間に比例して大きくなると考

えると特性時間 $T_{\alpha 3}$ は次式となる。

$$T_{\alpha 3} = \left(\frac{V \omega_L}{A C^2 \nabla \dot{\alpha}} \right)^{1/2} \tag{56}$$

ここで V は slab 空間の体積であり、$V=7.4\times10^{-9}$ m^3, A は channel の断面積であり $A=1.2\times10^{-7}$ m^2, C はスピン波の速さであり C=10 m/sec. ξ は Fomin が導出した長さの次元のパラメータであり 平均の周波数を $\omega_L=2\pi\times10^6$ rad/sec とし周波数差を $\Delta\omega=4\pi\times10^4$ rad/sec としたとき $\xi=C/(\omega_L\cdot\Delta\omega)^{1/2}=1.4\times10^{-5}$ m である。ｒｆパルスとして $\beta_p=90^0$ を考え、tower 内では $\beta_p=0^0$ とすると、$\nabla\beta=2\times10^3$ rad/m となる。また $\nabla\dot{\alpha}=6\times10^4$ rad/sec・m である。各式の計算結果はそれぞれ、$T_\beta=4$ sec. $T_{\alpha 2}=5\times10\text{-}2$ sec. $T_{\alpha 3}=0.2$ sec となり、すべて実験時間より十分長いことがわかる。つまり狭い channel を流れる"βの流れ"と"αの流れ"は無視できることを示している。

次に、試料セル内の流れについて考える。上述の言葉を用いるならば試料セル内の"αの流れ"に相当するスピンカレントにより"dynamic magnetic domain (DMD)"が形成される可能性がある。このＤＭＤの形成が我々の実験結果にどのように影響するのかを考える。Borovik-Romanov et al.[23] は、磁場勾配中の bulk B相では、スピン系が２つの magnetic domain に分かれることを示した。Fomin [24] によると、歳差運動の位相が異なるためにスピンカレントが生じ、全磁化を保存する磁化の再分布が起こり空間内にＤＭＤが出現する。このＤＭＤの形成に必要な最小磁場勾配は我々の実験条件では約 10^{-4} mT/m であり、このとき domain wall の幅は約 2 mm である。我々の残留磁場は約 3×10^{-1} mT/m なのでｒｆパルス後にＤＭＤ形成の可能性がある。平行平板の長さを D としたとき、ＤＭＤの形成終了時間 t_{DMD} は次式で与えられる。

$$t_{DMD} = \left(\frac{2 D \omega_L}{C^2 \nabla \dot{\alpha}} \right)^{1/2} \tag{57}$$

$\nabla\dot{\alpha}=6\times10^4$ rad/sec・m. $D=3\times10^{-3}$ m を用いて、$t_{DMD}=80$ msec を得る。これは、実験時間より十分長くＤＭＤ形成時のスピンカレントは無視できることを示している。残留磁場勾配の向きは不明なのでこの評価がどのくらいの意味をもつかは少し疑問が残る。そこで実際に試料セルの部分に 4 mT/m の大きさの

磁場勾配を静外部磁場と同じ向きに作って4－3の2パルスの実験を行った。この磁場勾配によるＤＭＤの形成時間は、(51) 式より約 20 msec である。実験結果は全く変化しなかった。従って、残留磁場下での実験において、ｒｆパルス後、ＤＭＤが slab 空間内に形成されることはなく、かつ、slab 空間内のスピンカレントの影響も無視できることがわかる。

5－2　Leggett－高木の運動方程式の修正と　CW　NMR

4－3の実験結果を説明するために、surface magnetic energy （式（18））を含めたハミルトニアンよりLT方程式を変更した。（式（44)～(47))
これらの式は元のLT方程式にない surface torque とこれによる緩和項を含んでおり一様な運動を記述する。この変更により、LT緩和機構が作用しない BS state での緩和過程が記述される。4－3の数値計算は実験結果と定性的に一致していた。この一致は表面緩和が存在することを示すものである。しかし、大見らの提案したパルスNMRでの緩和の様子は一様ではないので第0近似での一致と考えられる。一方CW　NMRに対応する微小振動を一様な運動と考えるのはよい近似である。そこで、これらの式を用いて、CW　NMRの共鳴周波数、線幅を計算し、4－1の実験結果と比較することにする。(44)～(47)式において、平衡状態である non Leggett configuration のまわりでの微小振動の解は、高磁場近似のもとで次のようになる。（以下の式の導出は補足説明 II を参照）

$$\Omega_0'' = (1 + 2a)\,\omega_L + \frac{\Omega_B^2}{2\omega_L}\,\sin^2\phi \tag{58}$$

$$\Gamma_\perp'' = \Gamma_{/\!/}\left\{\left(\frac{\Omega_B}{\omega_L}\right)^2 + 2a\right\}\sin^2\phi \tag{59}$$

$$a = 3\,\frac{\chi_N}{\chi_B}\left(\frac{\chi_N}{\chi_B} - 1\right)\frac{\xi}{L} \tag{60}$$

a の理論値を表2にまとめる。ここで ξ は市川ら[68]の結果を用いた。大体 $10^{-4} < a < 10^{-3}$ である。(58)式より共鳴周波数はほぼ Ω_0 に等しいことがわかる。つまり、運動の周波数については、surface torque の寄与を無視できる。また、(59)式より、 dipole torque による線幅は外部磁場の逆2乗に比例してゼロに近づくが surface torque による線幅は一定であり、高磁場において有限な線幅が残ることがわかる。これは、surface torque が外部磁場の2乗に比例するからである。その大きさは、～ 10 Hz であり、我々の外部磁場の不均一度によ

る線幅と同程度である。これは(30)式と(53)式との違いを示すには小さすぎる大きさであり、CW　NMRの実験データよりａに関する情報を得ることはできない。

表２

Ｔ／Ｔｃ	ξ（Å）	ａ　（×１０$^{-4}$）
０．９	５４１	１．７０
０．８	４０３	２．６５
０．７	３４７	５．０７
０．６	３１８	７．５８
０．５	３００	９．９９
０．４	２９１	１０．９
０．３	２８５	１４．０

5－3　流体力学近似について

実験データの解析を通して、hydrodynamic 近似を仮定してきた。つまり運動の周波数 ω と life time τ との積は 1 より十分小さく（ $\omega\cdot\tau \ll 1$ ）局所平衡が常に成立していると考える。

そこで、この近似の正当性を調べるために緩和パラメータ $\kappa(T)$ から、現象論的緩和時間 τ_{LT} を導いてみる。$\kappa(T)$ と τ_{LT} は次式で結びついている。

$$\kappa(T) = \frac{\chi_B}{\chi_0}\frac{1-\lambda}{\lambda}\tau_{LT} \qquad (61)$$

$$\frac{\chi_B}{\chi_0} = \left[1 + F_0^a\frac{2+Y(T)}{3}\right]^{-1} \qquad (62)$$

$$\lambda = \frac{2\,(1-Z(T))}{2+Y(T)} \qquad (63)$$

ここで、F_0^a は Fermi liquid parameter であり F_0^a = -3/4 である。Y(T) は Yoshida 関数であり Z(T) は Yoshida-like 関数と呼ばれる。BCS weak coupling 理論ではそれぞれ次のように定義される。

$$Y(T) = \int_0^\infty \frac{\beta}{2}\,\mathrm{sech}^2\frac{\beta E}{2}\,d\varepsilon \qquad (64)$$

$$Z(T) = \int_0^\infty \left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^2\frac{\beta}{2}\,\mathrm{sech}^2\frac{\beta E}{2}\,d\varepsilon \qquad (65)$$

$$E = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta(T)^2}\ ,\qquad \beta^{-1} = k_B T \qquad (66)$$

このようにして求めた τ_{LT} の温度変化をＦｉｇ．２８に示す。$\omega_L/2\pi$ 1.0 MHz のとき、$T/T_C \geqq 0.6$ では $\omega_L\cdot\tau_{LT}\sim 0.5$ であるが最低温度付近では $\omega_L\cdot\tau_{LT}\sim 3$ となる。（計算に用いた $\Delta(T)$, $Y(T)$, $Z(T)$, $\lambda(T)$ のグラフを補足説明　Ⅲ に示す。）

ＬＴ理論の hydrodynamic 近似の結果である線幅の外部磁場依存性はＦｉｇ．１５に示したように高磁場側を除いて満足されている。しかし、上に示したように $\omega_L\cdot\tau_{LT}\geqq 1$ の領域があり、近似の限界を越えている。そこで、近似前のＬＴ方程式(eq.(4.20)～(4.22) in ref. (44))に戻って計算することにす

る。（微小振動解の導出はＡｐｐｅｎｄｉｘ　Ⅲ を参照）数値計算の結果、共鳴周波数は５桁にわたって、hydrodynamic 近似したときの計算結果と一致していた。T/T_C = 0.52 のときの線幅の計算結果と実験結果をＦｉｇ．２９に示す。計算に用いた緩和時間は τ_{LT} 2.2×10^{-7} sec. である。実線の直線は hydrodynamic 近似が示す外部磁場依存性である。定量的にも定性的にも一致していないことがわかる。またこの計算を進めたところ実験に合うような τ_{LT} は存在しないことがわかった。我々の τ_{LT} の導出過程 つまり BCS weak coupling 理論から計算で△(T)などを求め、これを用いたことに問題があるのかも知れないがこの不正合性の理由は明かではない。

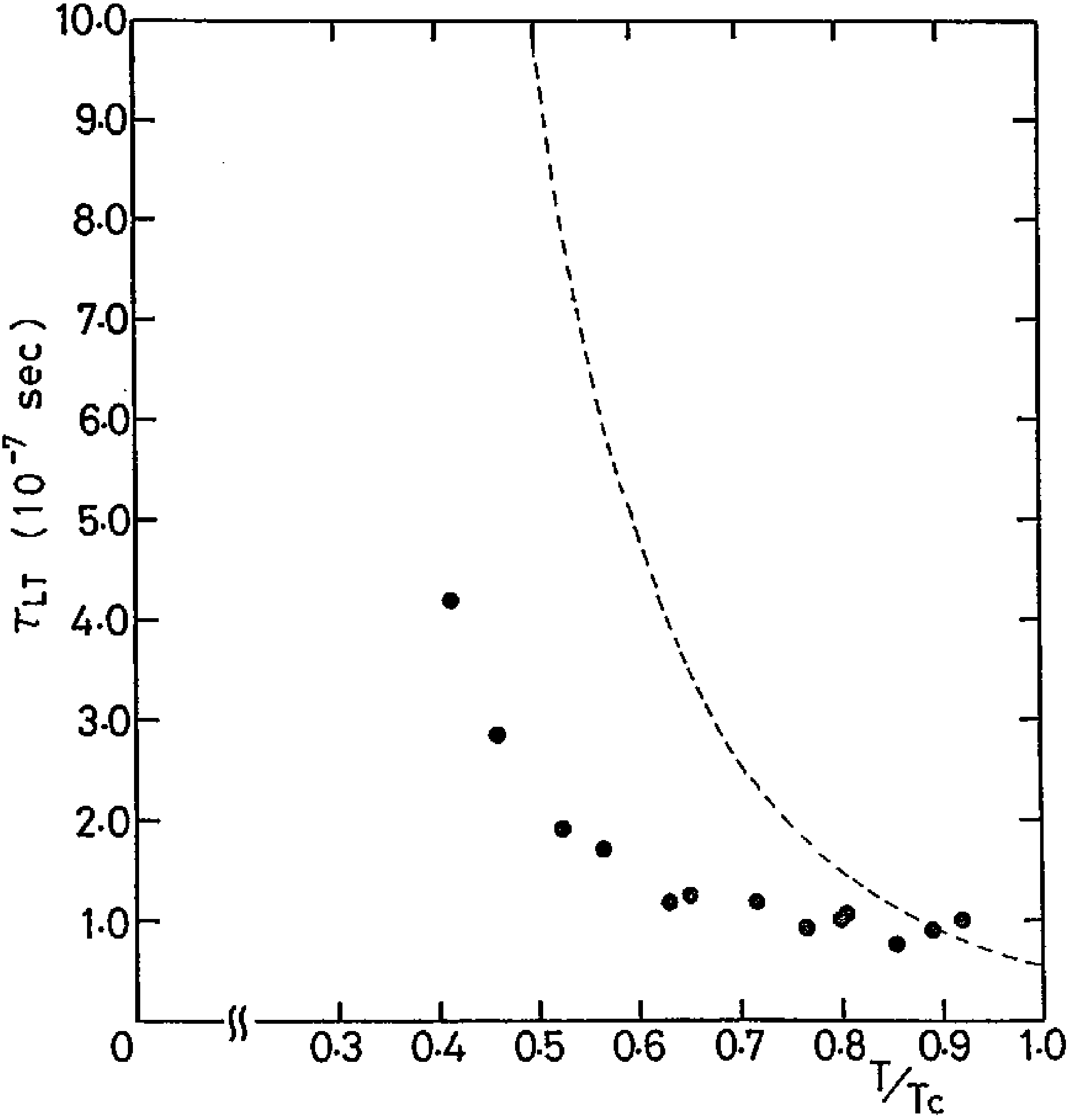


Fig. 28 Temperature dependence of the LT relaxation parameter τ_{LT}. The broken curve is the theoretical one by Einzel and Wolfle[61] with $\tau_N(Tc)=0.54\times10^{-7}$ sec. which is a quasiparticle collision time at Tc.

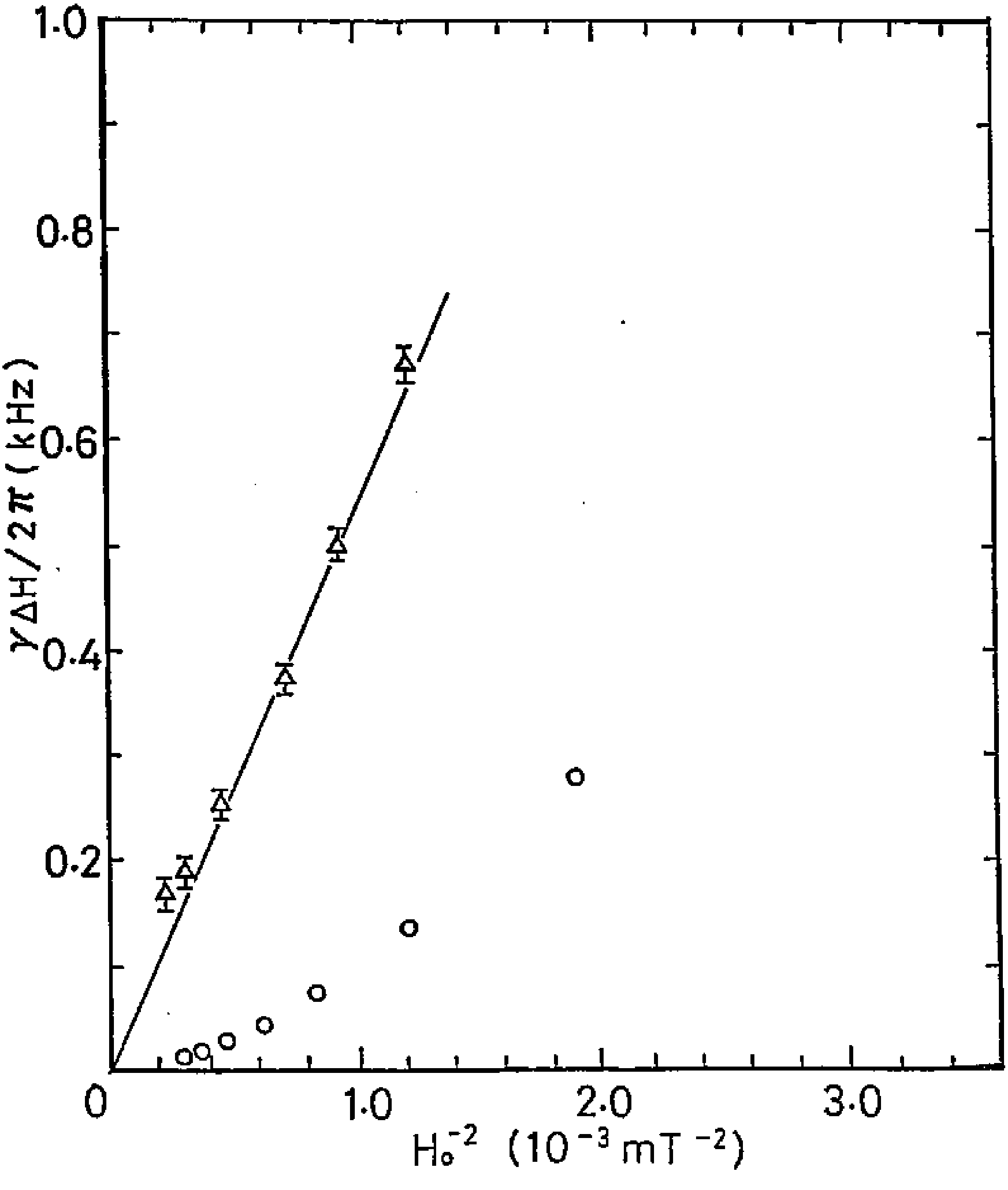


Fig. 29 The experimental results of the line width (Δ) at T/Tc=0.52 and the theoretical results with the value of τ_{LT}=2.2×10-7 sec (○) are plotted as a function of H_0^{-2}. The straight line is the field dependence of the line width predicted by the hydrodynamic approximation with the same τ_{LT}.

6. まとめ

Slab geometry 中の超流動 ^{3}He B相（平衡状態は non Leggett configuration)のスピン系の運動をCW NMR、パルスNMRを用いて調べた。

CW NMRの測定では主に吸収曲線の線幅の測定を行い、特に線幅の外部磁場依存性を調べた。この結果よりB相のスピン系の微小振動に対する緩和機構が Leggett-高木(LT)理論で与えられることを示した。この外部磁場依存性より得た各温度での緩和パラメータは、転移温度近くでは他グループで行われたパルスNMRの実験結果と一致していたが、wall pinned mode の実験結果とは異なっていた。また低温側では上述のパルスNMRの実験結果より小さな値を得た。転移温度直上の正常 ^{3}He 液体の準粒子の緩和時間を用いた理論曲線とは高温側、低温側とも少しずれていた。（理論曲線は転移温度近くでは wall pinned mode の実験結果に一致している。）また、CW NMRの測定より平衡状態において domain 構造が安定に存在することが見いだされた。この構造はオーダーパラメータを回転軸と回転角とで考えたとき slab geometry 中では回転軸の向きが4重に縮退していることに起因することが明らかになった。

パルスNMRの実験は2つの方法で行った。1つは平衡状態のスピン系に1つのrfパルスを加え、その後の運動を運動の周波数より調べるものである。この運動の解析には、CW NMRで成功したLT理論を適用し、CW NMRの実験で求めた緩和パラメータを用いた数値計算の結果と実験を比較した。運動の周波数の時間変化に対する磁化のチップ角依存性と温度依存性は調べた限りよく一致していた。この一致は求めた緩和パラメータの絶対的な大きさの正当性を示すとともに、non linear な領域でのLT理論の正当性を示すものである。チップ角を大きくするとLT緩和機構により Brinkman-Smith(BS) state へ入ることが明らかになった。この状態はLT理論の安定状態であるためこの状態から平衡状態へ戻る緩和機構をLT理論を含んでいない。

2番目のパルスNMRの実験で、2パルス法を用いることによりBS state に入ったスピン系がどのように平衡状態へ緩和するかを調べた。BS state に入ったスピン系はしばらくの間ＢＳ state にありその後短時間のうちに平衡状態に緩和することを初めて観測した。ＢＳ state からの速い緩和は何らかの原因でＢＳ state からずれるとＬＴ理論による強力な緩和（ dipole torque による）が起こるためであると理解できる。ではその原因は何かを考える。一口にＢＳ state といってもそのエネルギー状態は連続的に変化しており安定解としての安定度はエネルギーが高い程、高い。従って、もしＢＳ state に入ったスピン系がＢＳ state からずれることなくエネルギー散逸をするならば時間とともに安定度の低いＢＳ state となり、系をそこに束縛する作用が弱くなる。平衡状態へ向かう作用と束縛する作用が逆転すると、ＢＳ state からのずれが起こると考えられる。残った問題はＢＳ state にとどまったままどのような機構でエネルギー散逸が起こるかである。大見らの理論はこの散逸の原因として準粒子が壁と衝突することに起因するオーダーパラメータの異方性より生じるスピンカレント（ surface torque)を考えたものである。この理論に基づいた簡単なモデルを用いた数値計算の結果は定性的に実験結果を説明し定量的にも同じオーダーの結果を与えた。これは全く新しい型の緩和機構がＢ相のスピン系に存在することを示したものであり、Ｂ相に対する新しい情報である。

補足説明　I

式 (46)〜(49) を導く。最初に回転行列 R の定義をする。$R_{\alpha i}$と書いたとき、α は軌道空間の添え字、i はスピン空間の添え字とする。
スピンとオーダーパラメータの交換関係

$$[S_i\ ,\ R_{\alpha j}] = i\ \epsilon_{ijk}\ R_{\alpha k} \tag{I -1}$$

を用いると、surface energy $F^s{}_H$ によるスピンの運動への寄与は

$$i\ \dot{S}_i = [S_i\ ,\ F^s{}_H] \tag{I -2}$$

の交換関係より計算できる。式(18) を用い $\mathbb{H}$　$H\,\hat{e}_H$ とすると surface torque は次式となる。

$$\mathbb{R}_S = -2\,d\,H^2 \int d^2r\ (\hat{S}\cdot R(\hat{n},\theta)\cdot\hat{e}_H)\ (\hat{e}_H\times(\hat{S}\cdot R(\hat{n},\theta))) \tag{I -3}$$

係数 d (式(24)) の中に現れる ξ は、gap 方向に空間積分した結果であり uniformmode に対してこの積分は、長さ L をかけるだけである。従って bulk のＬＴ方程式に surface torque を付け加えるときは L でわって、かつ２次元の積分を省略すればよい。ここまでは、片側の壁だけを考えたが、狭い gap は２つの壁で構成されているので２倍する必要がある。従って R_S は次のようになる。

$$\mathbb{R}_S = -3\frac{\chi_N}{\chi_B}(\chi_N-\chi_B)\frac{\xi}{L}\ H^2(\hat{S}\cdot R(\hat{n},\theta)\cdot\hat{e}_H)(\hat{e}_H\times(\hat{S}\cdot R(\hat{n},\theta))) \tag{I -4}$$

この $\mathbb{R}_S$ は dipole torque $\mathbb{R}_D$ と同様に、super 成分とだけ couple すると考えると、ＬＴ方程式導出の過程で、$\mathbb{R}_D$　$\mathbb{R}_D+\mathbb{R}_S$ の置き換えをすれば十分である。これにより S, d, η の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt}\mathbb{S} = \gamma\,\mathbb{S}\times\mathbb{H} + \mathbb{R}_D + \mathbb{R}_S \tag{I -5}$$

$$\frac{d}{dt}\mathbb{d} = \gamma\,\mathbb{d}\times(\mathbb{H} - \frac{\gamma}{\chi_B}\mathbb{S} - \frac{\gamma}{\chi_{pD}}\eta) \tag{I -6}$$

$$\frac{d}{dt}\eta = \gamma\,\eta \times (\mathbb{H} + \mathbb{H}_{mol}) + (1-\lambda)(\mathbb{R}_D + \mathbb{R}_S) - \frac{\eta}{\tau_{LT}} \qquad (\mathrm{I}-7)$$

ここで

$$\eta \equiv (1-\lambda)\mathbb{S}_p - \lambda\mathbb{S}_q = \mathbb{S}_p - \lambda\mathbb{S} \qquad (\mathrm{I}-8)$$

であり、super 成分 S_p と normal 成分 S_q の平衡状態からのずれを表すベクトルである。χ_{po} は Fermi liquid 補正してない super 成分の帯磁率である。$\mathbb{H}_{mol}$ は

$$\mathbb{H}_{mol} = -\frac{F_0^a}{\chi_{no}}\gamma\mathbb{S} \qquad (\mathrm{I}-9)$$

で与えれる分子場である。F^a_0 は Fermi liquid parameter であり χ_{no} は Fermi liquid 補正してない正常^{3}He 液体の帯磁率である。$\dot{\eta}$ の式で $\omega\cdot\tau_{LT} \ll 1$ の場合には

$$\eta = (1-\lambda)\tau_{LT}(\mathbb{R}_D + \mathbb{R}_S) \qquad (\mathrm{I}-10)$$

となるので、$\mathbb{d}$ の式へこれを代入して $\hat{\mathbb{n}}$, θ, の式に直すと (48),(49) を得る。

補足説明　II

方程式（47)～(49）を線形化する。その結果は S，n，θ を微小量として次のようになる。

$$\frac{d}{dt}\mathbf{S} = \gamma \mathbf{S}\times\mathbf{H} - \chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2 \theta\, \hat{\mathbf{n}}_0 - 4\frac{d}{L} H^2 g\left(\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{n}) + \theta\boldsymbol{\beta}\right) \qquad (\mathrm{II}-1)$$

$$\frac{d}{dt}\theta = \frac{\gamma^2}{\chi_B}(\mathbf{S}\cdot\hat{\mathbf{n}}_0) - \Gamma_\parallel\theta - 4\left(\frac{\gamma H}{\Omega_B}\right)^2 \frac{d}{\chi_B L}\Gamma_\parallel g\left(\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{n}) + \theta\boldsymbol{\beta}\right)\cdot\hat{\mathbf{n}}_0 \qquad (\mathrm{II}-2)$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\mathbf{n} = &-\frac{\gamma^2}{2\chi_B}\hat{\mathbf{n}}_0\times\mathbf{S} - \frac{\sqrt{15}}{10}\frac{\gamma^2}{\chi_B}\hat{\mathbf{n}}_0\times(\hat{\mathbf{n}}_0\times\mathbf{S}) \\ &+ 2\left(\frac{\gamma H}{\Omega_B}\right)^2\frac{d}{\chi_B L}\Gamma_\parallel g\,\hat{\mathbf{n}}_0\times\left(\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{n}) + \theta\boldsymbol{\beta}\right) \\ &+ 2\frac{\sqrt{15}}{5}\left(\frac{\gamma H}{\Omega_B}\right)^2\frac{d}{\chi_B L}\Gamma_\parallel g\,\hat{\mathbf{n}}_0\times\left(\hat{\mathbf{n}}_0\times\left(\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{n}) + \theta\boldsymbol{\beta}\right)\right)\end{aligned} \qquad (\mathrm{II}-3)$$

ここで

$$d = \frac{3}{4}\frac{\chi_N}{\chi_B}(\chi_N - \chi_B)\xi \qquad (\mathrm{II}-4)$$

$$g = \begin{cases} +1 & \text{for } \hat{c},\ \hat{d} \text{ in Fig. 3} \\ -1 & \text{for } \hat{a},\ \hat{b} \text{ in Fig. 3}\end{cases} \qquad (\mathrm{II}-5)$$

$\mathbf{n}_0$ は Fig. 3 a，b，c，d のいづれかのベクトル

$$\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{n}) = \begin{pmatrix} -\frac{5}{2} n_{y0} n_y \\ \frac{5}{4}\left(n_{y0} n_x + n_{x0} n_y - \sqrt{\frac{3}{5}} n_z\right) \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (\mathrm{II}-6)$$

$$\boldsymbol{\beta} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{15}}{4}(1 - n_{y0}^2) \\ \frac{\sqrt{15}}{4} n_{x0} n_{y0} + \frac{1}{4} n_{z0} \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (\mathrm{II}-7)$$

である。θ_0 としては

$$\cos\theta_0 = -\frac{1}{4}, \qquad \sin\theta_0 = \frac{\sqrt{15}}{4} \qquad (\mathrm{II}-8)$$

をすでに用いており、式中に θ_0 はあらわに現れない。

Hを Z 軸にとり、x，y，z，成分に分けて方程式を書くと次のようになる。

$$\frac{d}{dt}S_x = -\omega_0 S_y - (A+B)n_{0x}\theta + \frac{5}{2} g B n_{0y} n_y \tag{II-9}$$

$$\frac{d}{dt}S_y = \omega_0 S_x - (A+B)n_{0y}\theta - \frac{5}{4} g B \left(n_{0y} n_x + n_{0x} n_y - \sqrt{\frac{3}{5}}\, n_z\right) \tag{II-10}$$

$$\frac{d}{dt}S_z = -A\, n_{0z}\theta \tag{II-11}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\theta &= 2C\left(n_{0x}S_x + n_{0y}S_y + n_{0z}S_z\right) - \left(1+\frac{4}{5}D\right)\Gamma_{\parallel}\theta \\ &\quad - gD\Gamma_{\parallel}\left(\frac{1}{4}n_x - \frac{5}{4}n_{0x}n_{0y}n_y - \frac{5}{4}\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0y}n_z\right)\end{aligned} \tag{II-12}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}n_x &= \frac{2}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, C S_x + \frac{2}{5} C n_{0z} S_y - \frac{8}{5} C n_{0y} S_z \\ &\quad + \frac{1}{2} gD\Gamma_{\parallel}\left(-\frac{1}{10} g n_x + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0y}n_y + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0z}n_z - \frac{8}{25}\theta\right)\end{aligned} \tag{II-13}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}n_y &= -\frac{8}{5} C n_{0z} S_x + \frac{4}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, C S_y + \frac{4}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, g C S_z \\ &\quad + \frac{1}{2} gDT_{\parallel}\left(-\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0y}n_x - \frac{7}{5} g n_y + \frac{3}{5} n_z + \frac{4}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0z}\theta\right)\end{aligned} \tag{II-14}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}n_z &= \frac{2}{5} C n_{0y} S_x - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, g C S_y + \frac{4}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, C S_z \\ &\quad + \frac{1}{2} gD\Gamma_{\parallel}\left(\frac{3}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0z}n_x + \frac{11}{10} n_y - \frac{9}{10} g n_z + \frac{4}{5}\sqrt{\frac{3}{5}}\, n_{0y}\theta\right)\end{aligned} \tag{II-15}$$

ここで

$$A = \chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2, \quad B = a\,\chi_B H^2$$

$$C = \frac{\gamma^2}{2\chi_B}, \quad D \equiv \frac{B}{A} = a\left(\frac{\gamma H}{\Omega_B}\right)^2, \quad \omega_0 = -\gamma H \tag{II-16}$$

である。後で式を整理する上で必要な関係式として

$$2AC = \Omega_B^2, \quad 2BC = a\,\omega_0^2 \tag{II-17}$$

がある。

時間微分を $i\omega$ とおいて永年方程式を解けばよいのだが、次の方針で近似する。

(1) $a \sim 10^{-3}$ であり、a について1次までとする。

(2) D～10^{-2}～10^{-1} であり、D について1次までとする。

(3) $\Gamma_{\parallel}$ について1次までとする。

この結果、永年方程式は次式となる。

$$(i\omega)^3\left\{\omega^4-\omega^2(\omega_0^2+2a\omega_0^2+\Omega_B^2)+\omega_0^2\Omega_B^2 n_{\infty}^2+\frac{5}{4}a\omega_0^2\Omega_B^2\right\}$$
$$+(i\omega)^4\left\{(1+2D)\Gamma_{\parallel}(\omega_0^2-\omega^2)+2a\omega_0^2\Gamma_{\parallel}\right\} \tag{II-18}$$
$$+(i\omega)^2\frac{2}{5}a\omega_0^2\Gamma_{\parallel}(\omega_0^2-\omega^2)=0$$

$\Gamma_{\parallel}$　0 として upper mode の共鳴周波数 Ω_0'' を求めると

$$\Omega_0''^2=\omega_0^2+\Omega_B^2\sin^2\phi+2a\omega_0^2-\frac{17}{20}a\Omega_B^2$$
$$\simeq\omega_0^2+\Omega_B^2\sin^2\phi+2a\omega_0^2 \tag{II-19}$$

となる。$\omega=\Omega_0''+i\cdot\Gamma_{\perp}''/2$ を (II-18) へ代入して $\Gamma_{\perp}''$ を求めると

$$\Gamma_{\perp}''=\Gamma_{\parallel}\left\{\left(\frac{\Omega_B}{\omega_0}\right)^2\sin^2\phi+2a\sin^2\phi\left(1+\left(\frac{\Omega_B}{\omega_0}\right)^2\sin^2\phi\right)\right\}$$
$$\simeq\Gamma_{\parallel}\left\{\left(\frac{\Omega_B}{\omega_0}\right)^2\sin^2\phi+2a\sin^2\phi\right\} \tag{II-20}$$

となる。

補足説明　Ⅲ

Hydrodynamic 近似する前のＬＴ方程式 を示す。

$$\frac{d}{dt}\mathbb{S}=\gamma\,\mathbb{S}\times\mathbb{H}+\mathbb{R}_D \qquad (\text{Ⅲ}\ 1)$$

$$\frac{d}{dt}\theta=-(\hat{n}\cdot\mathbb{k}) \qquad (\text{Ⅲ}-2)$$

$$\frac{d}{dt}\hat{n}=\frac{1}{2}(\hat{n}\times\mathbb{k})+\frac{1+\cos\theta}{2\sin\theta}\,\hat{n}\times(\hat{n}\times\mathbb{k}) \qquad (\text{Ⅲ}-3)$$

$$\frac{d}{dt}\eta=\gamma\,\eta\times\left(\mathbb{H}-\frac{F_0^a\gamma}{\chi_{n_0}}\mathbb{S}\right)+(1-\lambda)\mathbb{R}_D-\frac{\eta}{\tau_{LT}} \qquad (\text{Ⅲ}-4)$$

$$\mathbb{k}=\gamma\left(\mathbb{H}-\frac{\gamma}{\chi_B}\mathbb{S}-\frac{\gamma}{\chi_{p0}}\eta\right) \qquad (\text{Ⅲ}-5)$$

この場合でも第一近似では$\hat{n}$ベクトルは動かない。新たにＳ，θ、η を微小量として線形化した結果を書くと次のようになる。

$$\frac{d}{dt}\mathbb{S}=\gamma\,\mathbb{S}\times\mathbb{H}-\chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2\theta\,\hat{n}. \qquad (\text{Ⅲ}-6)$$

$$\frac{d}{dt}\theta=\frac{\gamma^2}{\chi_B}(\hat{n}_0\cdot\mathbb{S})+\frac{\gamma^2}{\chi_{p0}}(\hat{n}_0\cdot\eta) \qquad (\text{Ⅲ}-7)$$

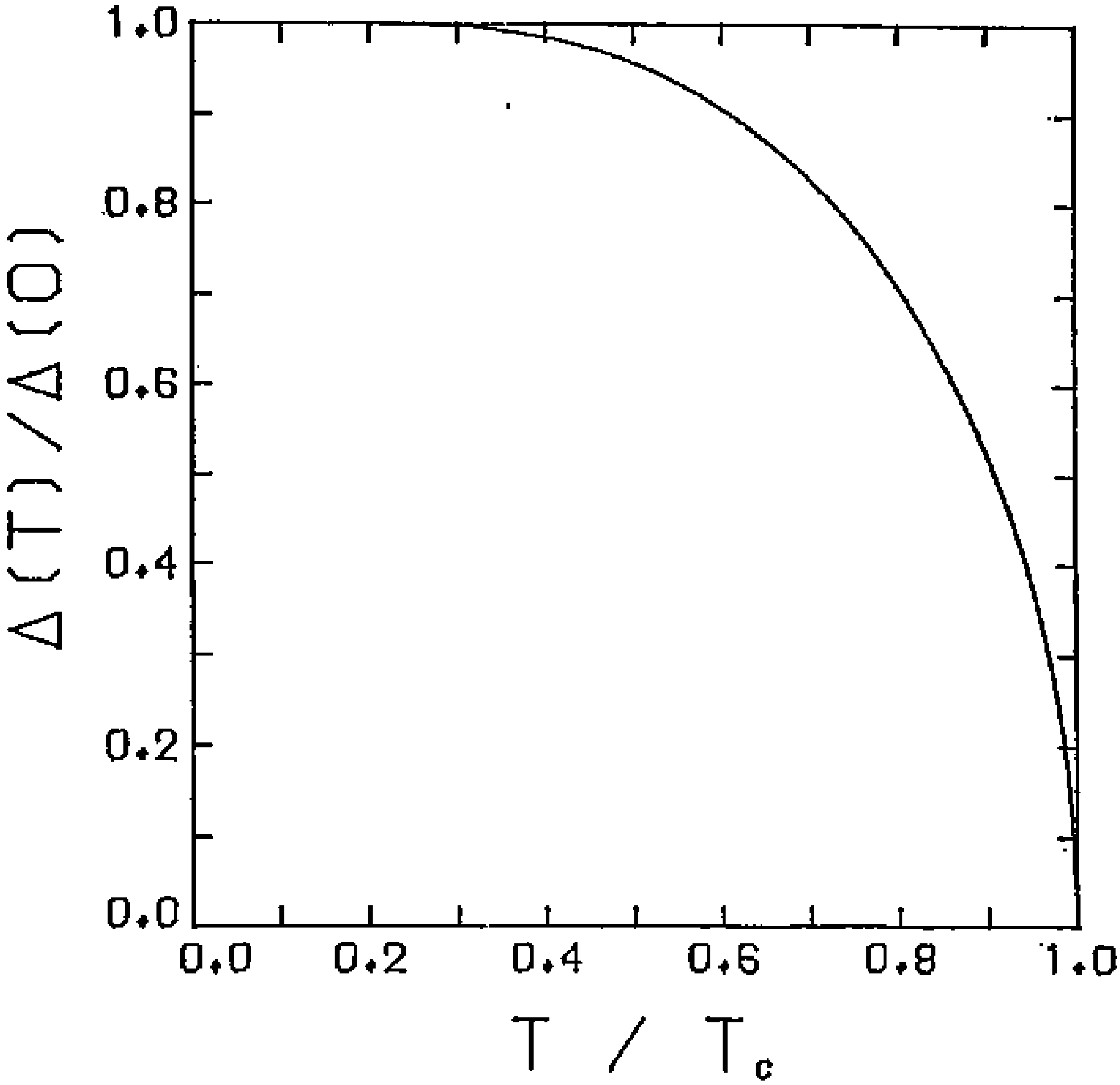
$$\frac{d}{dt}\eta=\gamma\,\eta\times\left(1-\frac{F_0^a}{1+F_0^a}\frac{\chi_B}{\chi_N}\right)\mathbb{H}-(1-\lambda)\chi_B\left(\frac{\Omega_B}{\gamma}\right)^2\theta\,\hat{n}_0-\frac{\eta}{\tau_{LT}} \qquad (\text{Ⅲ}-8)$$

ＨをＺ軸にとり、x，y，z，成分に分けて方程式を書くと次のようになる。
$n_0=(\sin\phi,\ 0,\ \cos\phi)$ とする。

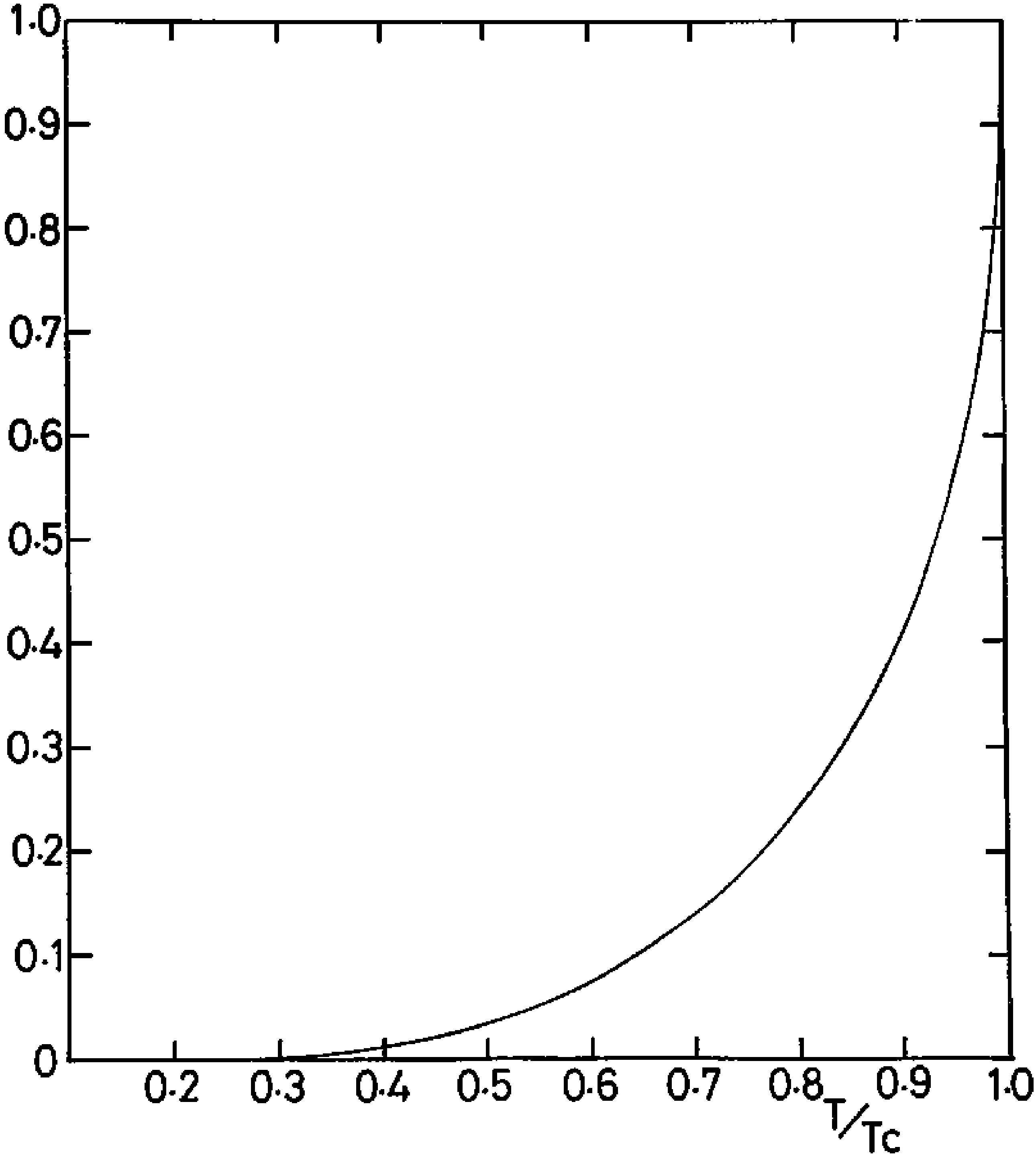
$$\frac{d}{dt}S_x=-\omega_0 S_y-A\sin\phi\ \theta \qquad (\text{Ⅲ}-9)$$

$$\frac{d}{dt}S_y=\omega_0 S_x \qquad (\text{Ⅲ}\ 10)$$

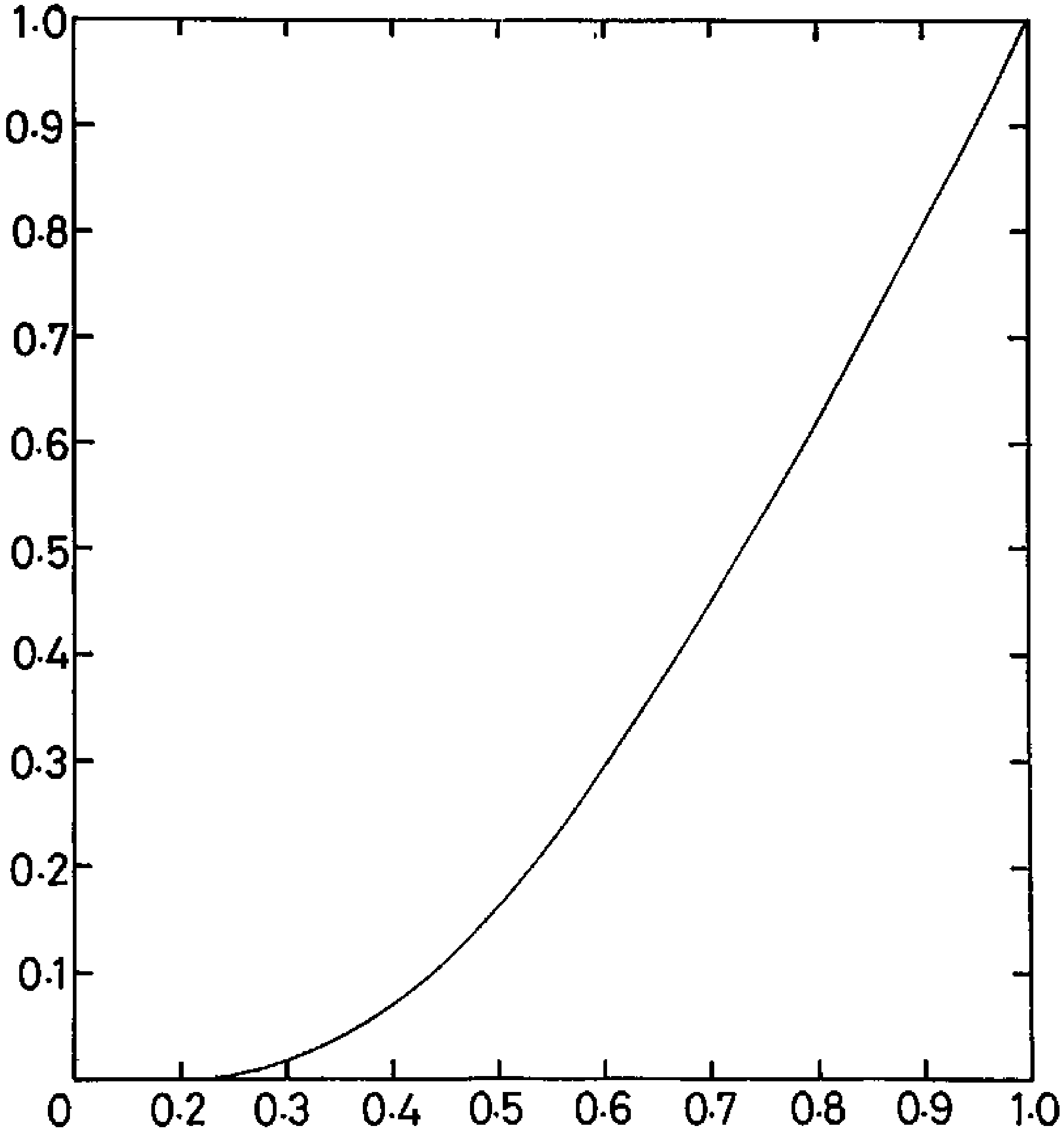
$$\frac{d}{dt}S_z=-A\cos\phi\ \theta \qquad (\text{Ⅲ}\ 11)$$

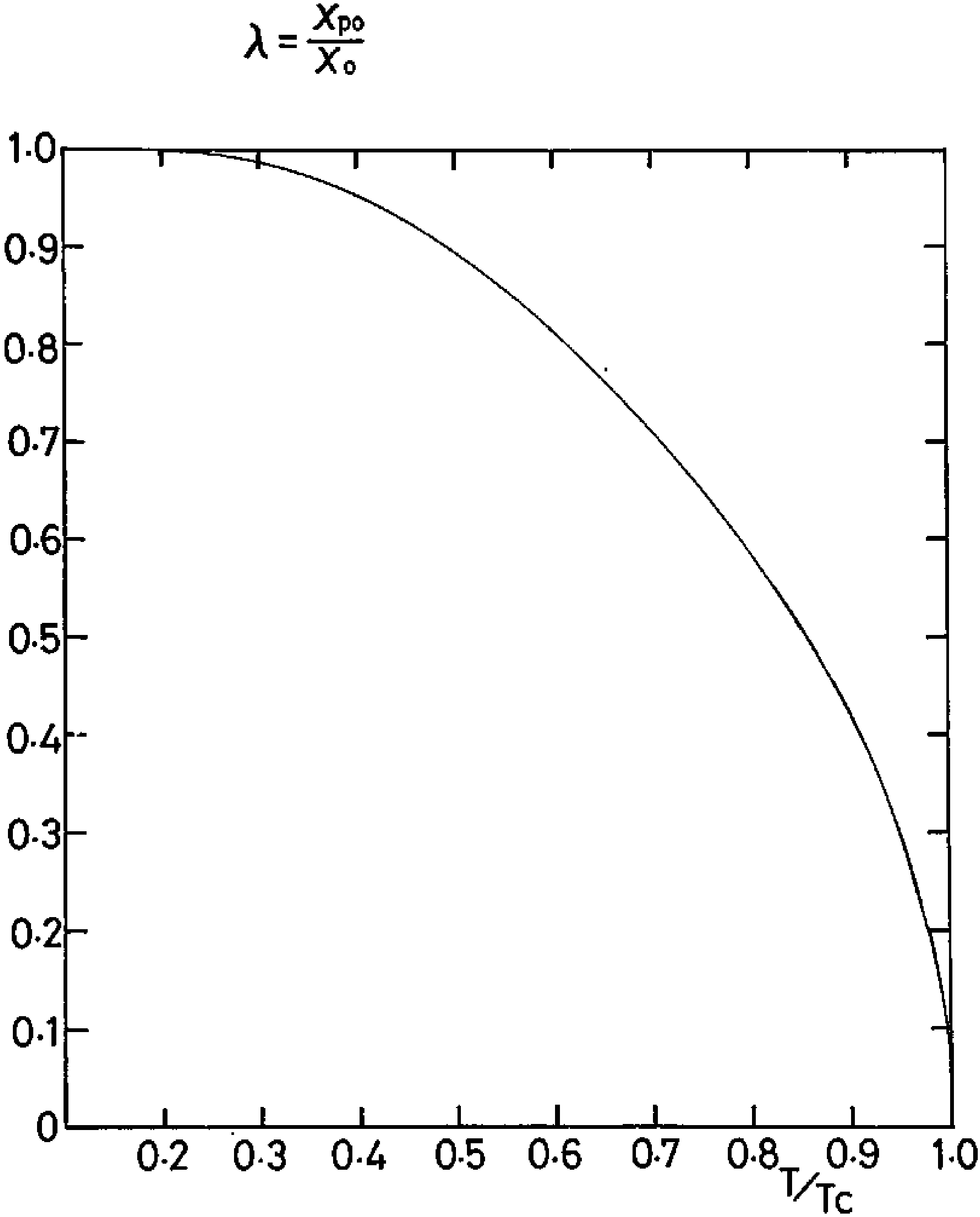

1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
Δ(T)/Δ(0)
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
T / Tc

Z(T) Yosida like function



Y(T)   Yoshida   function





$\lambda = \frac{\chi_{po}}{\chi_o}$
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
T/Tc

参考文献

(1) D.D.Osheroff, R.C.Richardson, and D.M.Lee, Phys. Rev. Lett. 28, 885 (1972).

(2) A.J.Leggett, Rev. Mod. Phys. 47, 331 (1975).

(3) J.C.Wheatley, Rev. Mod. Phys. 47, 415 (1975).

(4) A.J.Leggett, Ann. Phys. (New York) 85, 11 (1974).

(5) H.M.Bozler, M.E.R.Bernier, W.J.Gully, R.C.Richardson and D.M.Lee, Phys. Rev. Lett. 32, 875 (1974).

(6) D.D.Osheroff, and L.R.Corruccini, Phys. Lett. 51A, 447 (1975).

(7) W.F.Brinkman, and H.Smith, Phys. Lett. 51A, 449 (1975).

(8) L.R.Corruccini, and D.D.Osheroff, Phys. Rev. B17, 126 (1978).

(9) R.W.Giannetta, E.N.Smith, and D.M.Lee, J. Low Temp. Phys. 45, 295 (1981).

(10) W.F.Brinkman, and H.Smith, Phys. Lett. 53A, 43 (1975).

(11) R.C.Combescot, and H.Ebisawa, Phys. Rev. Lett. 33, 810 (1974).

(12) A.J.Leggett, and S.Takagi, Phys. Rev. Lett. 34, 1424 (1975).

(13) W.J.Gully, C.M.Gould, R.C.Richardson, and D.M.Lee, J. Low Temp. Phys. 24, 563 (1976).

(14) L.R.Corruccini, and D.D.Osheroff, Phys. Rev. Lett. 34, 564 (1975).

(15) M.Vuorio, J. Phys. C : Solid State Phys. 9, L267 (1976).

(16) Yu.M.Bun'kov, V.V.Dmitriev, and Yu.M.Mukharskii, Sov. Phys. JETP 61, 719 (1985).

(17) I.A.Fomin, JETP Lett. 39, 466 (1984).

(18) R.A.Webb, R.E.Sager, and J.C.Wheatley, Phys. Rev. Lett. 35, 1164 (1975).

(19) W.F.Brinkman, Phys. Lett. 49A, 411 (1974).

(20) K.Maki, and C.R.Hu, J. Low Temp. Phys. 18, 377 (1974).

(21) I.A.Fomin, Sov. Phys. JETP 50, 144 (1979).

(22) G.Eska, K.Neumaier, W.Schope, K.Uhlig, W.Wiedeman, Phys. Lett. 87A, 311 (1982).

(23) A.S.Brovik-Romanov, Yu.M.Bun'kov, V.V.Dmitriev, Yu.M.Mukharskii, and K.Flachbart, Sov. Phys. JETP 61, 1199 (1985).

(24) I.A.Fomin, Sov. Phys. JETP 61, 1207 (1985).

(25) P.G.de Gennes, Phys. Lett. 44A, 271 (1973).

(26) M.Vuori, J. Phys. C : Solid State Phys. 7, L5 (1974).

(27) I.Fomin, and M.Vurio, J. Low Temp. Phys. 21, 271 (1975).

(28) O.Ishikawa, Y.Sasaki, K.Sasayama, T.Mizusaki, and A.Hirai Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. 26-3, 171 (1987).

(29) O.Ishikawa, Y.Sasaki, T.Mizusaki, A.Hirai, and M.Tsubota submitted to JLTP.

(30) D.D.Osheroff, S.Engelsberg, W.F.Brinkman, and L.R.Corruccini, Phys. Rev. Lett. 34, 190 (1975).

(31) A.I.Ahonen, M.Krusius, and M.A.Paalanen, J. Low Temp. Phys. 25, 421 (1976).

(32) D.D.Osheroff, W.van Roosbroeck, H.Smith, and W.F.Brinkman, Phys. Rev. Lett. 38, 134 (1977).

(33) G.F.Spencer, P.W.Alexander, and G.G.Ihas, Physica 107B, 289 (1981).

(34) A.S.Borovik-Romanov, Yu.M.Bun'kov, V.V.Dmitriev, and Yu.M.Mukharskii, JETP Lett. 37, 716 (1983).

(35) Yu.M.Bun'kov, V.V.Dmitriev, and Yu.M.Mukharskii, Phys. Lett. 102A, 194 (1984).

(36) A.Abragam and M.Goldman, Nuclear Magnetism : Order and Disorder (Clarendon Press, Oxford 1982)

(37) R.Balian, and N.R.Werthamer, Phys. Rev. 131, 1533 (1963).

(38) P.W.Anderson, and P.Morel,
Phys. Rev. 123, 1911 (1961).

(39) P.W.Anderson, and W.Brinkman,
Phys. Rev. Lett. 30, 1108 (1973).

(40) A.J.Leggett, J. Phys. C : Solid State Phys. 6, 3187 (1973).

(41) W.F.Brinkman, H.Smith, D.D.Osheroff, and E.I.Blount,
Phys. Rev. Lett. 33, 624 (1974).

(42) H.Smith, W.F.Brinkman, S.Engelsberg,
Phys. Rev. B15, 199 (1977).

(43) D.D.Osheroff, Physica 90B, 20 (1977).

(44) A.J.Leggett, and S.Takagi,
Ann. Phys. (New York) 106, 79 (1977).

(45) R.Combescot, Phys. Rev. Lett. 35, 471 (1975).

(46) D.Einzel, Physica 108B, 1143 (1981).

(47) K.Maki, and T.Tsuneto, Prog. Theor. Phys. 52, 773 (1974).

(48) A.J.Leggett, Phys. Rev. Lett. 35, 1178 (1975).

(49) I.A.Fomin, Sov. Phys. JETP 57, 1227 (1981).

(50) V.L.Golo, and A.A.Leman,
Sov. Phys. JETP 58, 541 (1983).

(51) K.A.Muething, D.O.Edwars, J.D.Feder, W.J.Gully, and H.N.Scholtz, Rev. Sci. Instrum. 53, 485 (1982).

(52) V.B.Nazarov, V.A.Zabrodin, I.S.Krainskii, and L.N.Gal'perin,
Cryogenics December, 470 (1972).

(53) P.J.Hakonen, private communication.

(54) T.Ohmi, M.Tsubota, and T.Tsuneto,
Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. 26-3, 160 (1987).

(55) K.Maki, and P.Kumar, Phys. Rev. B16, 4805 (1977).

(56) T.Takagi, and M.Tsubota, to be published.

(57) I.A.Fomin, J. Low Temp. Phys. 31, 509 (1978).

(58) A.S.Borovik-Romanov, Yu.M.Bun'kov, V.V.Dmitriev, and Yu.M.Mukharskii, JETP Lett. 45, 124 (1987).

(59) I.A.Fomin, JETP Lett. 45, 135 (1987).

(60) K.Ichikawa, S.Yamasaki, H.Akimoto, T.Kodama, T.Shigi and H.Kojima, Phys. Rev. Lett. 58, 1949 (1987).

(61) D.Einzel, and P.Wolfle, J. Low Temp. Phys. 32, 19 (1978); P.Wolfle, in Progress in Low Temperature Physics vol. VII a (North Holland, Amsterdam, 1978) p.191 (Fig. 17).