

グネットが多くの研究所で利用されるとともに、 Nb_3Sn よりさらに強磁界特性のすぐれた V_3Ga テープの実用化により Fig. 3 に示したような 17.5 T マグネットが製作され、20 T 超伝導マグネットの実現も近い将来となっている。これらは 15 年あまり前、はじめて Nb-Zr 合金線を用いて 5 T 程度の小型マグネットが製作されたものの、安定化技術が未完成で信頼性に欠けていたことを考えあわせると長足の進歩といえよう。しかし、超伝導の本格的利用にはさらに何段階かのスケールアップが必要であり、冷却技術などの関連技術を含め、その利用技術の完成のためなお長年月にわたり開発が続けられるであろう。

今後さし当って、核融合炉などのため、変動磁界に対して安定で、しかも大きい電磁力に耐えられる大容量強磁界導体の開発が求められている。表面拡散法によるテープよりはるかに安定性のよい Nb_3Sn または V_3Ga 化合物の極細多芯線は、Cu-Sn または Cu-Ga 固溶合金と多数の Nb または V 芯との複合体を細線に加工後、熱処理して芯のまわりに化合物層を拡散生成させる複合加工法によりつくられる。すでに線形式の少量 V_3Ga 極細多芯線が小型マグネットの製作に実用されたが、現在、安価な Nb_3Sn について種々の形式の大容量導体の開発が進められている。これらの化合物導体では Cu 基固溶合金との間に Ta, Nb などの拡散障壁を挿入して安定化のための Cu を接着した構造とされる。Fig. 4 にそのような化合物極細多芯線の例を示した。これらの A-15 型化合物導体で解決すべき課題はストレスによる特性の劣化で、 Nb_3Sn 線材の場合 0.2~0.3% の歪みで J_c

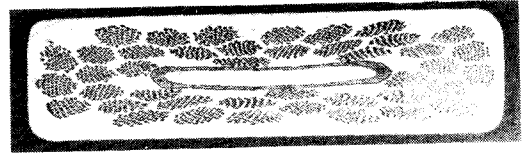


図4 Nb_3Sn 化合物極細多芯線断面
寸法: 0.5×20 mm, Nb_3Sn 芯数: 2310
中央部は安定化用 Cu (古河電工社)

が低下するとされている。現在、その劣化の機構や補強などの対策について詳細な研究がされている。一方、 V_2Hf 基の C-15 型化合物は、 H_{c2} が Nb_3Sn より高く、しかも機械的性質の脆さが少ないため、ストレスに強い新形強磁界導体として注目されている。

さらに高性能の超伝導材料として 20 K をこす T_c と 30 T をこす H_{c2} (4.2 K) をもつ Nb_3Ge , Nb_3Ga , $Nb_3(Al, Ge)$ などの A-15 型化合物についてもその実用化がはかられている。これらの化合物は前述のような拡散を利用した方法では特性のすぐれた材料がえられないので、真空蒸着法、スパッター法、あるいは化学蒸着法による線材化が研究されている。特に Nb_3Ge では 22~23 K の高い T_c がえられ液体水素中でも超伝導性を示すので、超伝導送電用材料として有望視されている。一方、Table 1 に示した Mo_3S_4 基の Chevrel 型 3 元化合物は 4.2 K で約 50 T もの高い H_{c2} がえられ、きわめて強い磁界を発生する可能性をもつ超伝導材料として興味深い。今後これら特性のすぐれた超伝導材料の実用化により超伝導を利用する意義がますます増大すると考えられる。

NETSUSOKUTEI 5(4) 178-182 (1978)

温度波 (第 2 音波)

照井 義一*

1. はじめに

超流動ヘリウム (He II) では、普通の密度波 (第 1 音波) の他に、温度のゆらぎが、熱拡散としてでなく、波動として伝播する。この温度波は 1944 年に Peshkov に発見され、第 2 音波と名付けられた。第 2 音波の実存は、He II の特異な現象を説明する 2 流体モデルを見事に確認する一つであった。良く知られているように、2 流

* 防衛大学校物理教室、〒239 横須賀市走水 1-10-20

体モデルは、He II をボーズ凝縮した基底状態を占める成分 (超流動成分: ρ_s) と励起状態を占める成分 (常流動成分: ρ_n) の混合流体と考えるモデルである。このモデルでは、 ρ_n と ρ_s が同位相でゆらぐ、即ち全密度 $\rho = \rho_s + \rho_n$ の疎密波 (第 1 音波) と、全密度の伴わない温度波 (第 2 音波) が存在する。後者は、 ρ_s と ρ_n が逆位相の相対運動しているモードである。He II の中で、 ρ_s をバック・グラウンドと考えると、第 2 音波は、 ρ_n の波動と見ることができる。

常流動成分 ρ_n は、フォノンやロトンの励起子量子気体、 ^3He 不純物であるから、これらの密度のゆらぎの波動と、第2音波はみる事ができよう。

He II で発見された第2音波は、固体中にも存在することが、Peshkovによって示唆され、Dingle, Ward と Wilks, 等は、固体のフォノン気体の集団は、フォノンの運動量を保存しない散乱が無視できるなら波動として伝播する、すなわち、第2音波となることを示した。

第2音波については、今まで幾つか詳しい解説¹⁾があるので、ここでは、出来るだけ重複しない話題を紹介したい。

2. He II での第2音波

2.1 λ -点近傍の第2音波の速度と超流動密度¹⁾

He の最近明確になった話題の一つは、 λ 点近傍の第2音波と超流動密度の臨界指数である。

良く知られているように、臨界指数には、スケーリング則と普遍性の二つの基本的な概念がある。スケーリング則は、臨界指数の間に成立する幾かの関係式であり、普遍性は、臨界指数は系の詳細に依らず、系の次元、秩序パラメータの対称性、相互作用のレンジのみによって決まるという信念である。これらは、磁性体、気体-液体、等の多くの系で研究されている。He は、量子効果の大きい系であり、また、超流動転移温度を、圧力 P 、 ^3He 不純物濃度 X を変ることにより、通常の系に比べて、理想的な状態で、大幅に変えられるために、臨界指数の P , X 依存性に、特に興味を持たれた。

超流動転移の秩序パラメーターは、凝縮体場の波動関数の2乗で、直接測定されない量であるが、 ρ_s とは密接な関係がある。 ρ_s は、第2音波の音速 u_2 から、以下の関係から求まる。純 He^4 系では、

$$u_2^2 = (\rho_s / \rho_n) (TS^2 / C_p) \quad (1)$$

^3He - ^4He 混合系では、

$$u_2^2 \cong (\rho_s / \rho_n) (M_3 / M_4) \{ TS^2 / C_{pX} + (\partial\phi / \partial X) P, T \} \quad (2)$$

$$\bar{S} = S [1 - (X/S) (\partial S / \partial X) P, T]$$

$$M_3 = XM_3 + (1-X)M_4$$

ここに、 S はエントロピー、 C_p は定圧比熱、 ϕ は ^3He と ^4He の化学ポテンシャルの差、 M_3, M_4 は $^3\text{He}, ^4\text{He}$ のモル質量。

2.2 u_2 と ρ_s の圧力依存性²⁾

$P = \text{SVP} \sim 29 \text{ atm}$ の間で、 $P = \text{一定条件の } u_2$ の側定が行われ、(1) 式から圧力一定の ρ_s が求められた。図1aに u_2^2 の測定例を示す。 u_2^2 の臨界指数はほとんど P に依らず $0.768 \sim 0.785$ の値になっている。 ρ_s を、

$$\rho_s / \rho = k(P) \varepsilon^{\zeta(P)}, \quad \varepsilon = (T_\lambda(P) - T) / T_\lambda(P) \quad (3)$$

の形で解析すると、臨界指数 $S(P)$ は、 $P = \text{SVP} \sim 29 \text{ atm}$ で $0.666 \sim 0.695$ と約3%増加し、臨界指数の普遍性に矛盾していると思われた。Greywall と Ahlers は図1bのように ρ_s をプロットし、圧力が高い程、(3) 式の関数形からのずれが大きいくことを示した。このずれを、高次の項として取入れ

$$\rho_s / \rho = k(P) \varepsilon^{\zeta} (1 + a(P) \varepsilon^y) \quad (4)$$

で解析すると、 $P = \text{SVP} \sim 29 \text{ atm}$ の圧力にわたって $0.66 \leq \zeta \leq 0.68$, $0.4 \leq y \leq 0.6$ となり、臨界指数は圧力に依らない結果を得た。

ζ に対するスケーリング則は $\zeta = 2\beta - \eta\nu'$ で与えられ、比熱の臨界指数 α' との関係式 $\zeta = -\frac{1}{3}(2 - \alpha')$ に変換される。 $\zeta = 0.67 \pm 0.01$ を代入すると $\alpha' = -0.01 \pm 0.03$ となり全圧力にわたっての比熱の実験値と一致する。

(4) 式の $a(P) \varepsilon^y$ の物理的意味は明らかでないが、

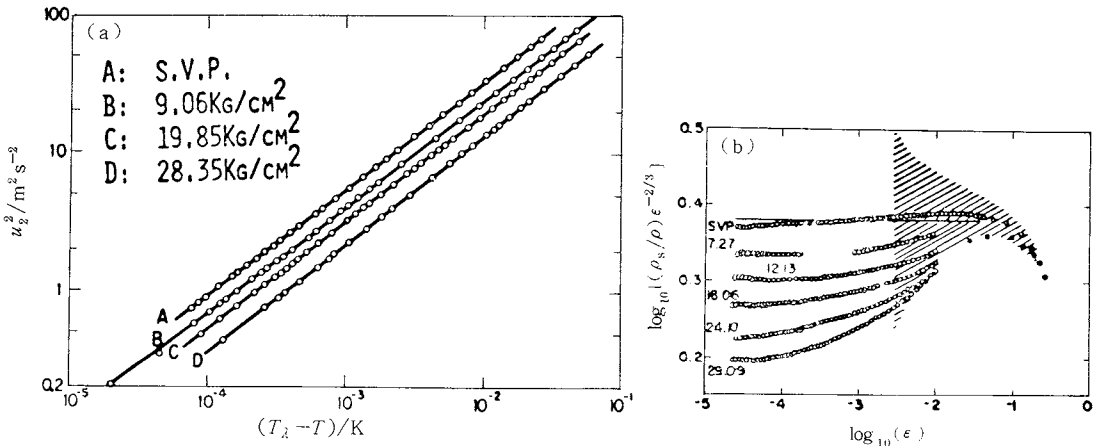


図 1

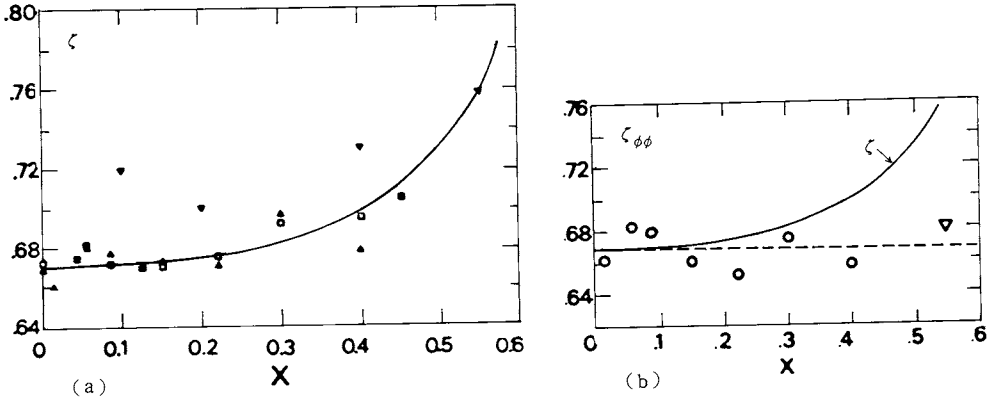


図 2

~30 atmの圧力変化、即ち、約30%の体積変化に対しても、臨界指数の普遍性、スケーリング則が成立していると思われる。

2.3 ³He-⁴He系の u_2 と ρ_s ³⁾

³He-⁴He系では、 λ 点近傍と、 λ 点と相分離曲線が交う三重臨界点近傍で、 u_2 が測定されている。(2)式を用いて $\rho_s(X, \epsilon)$ を求めるが、以前この式の用い方に誤りがあり、最近詳細な再解析が行われた。(4)式の関数形の臨界指数 $\zeta(X)$ を図2aに示す。 $\zeta(X)$ は $X=0.4 \sim 0.6$ で大きく変化し、普遍性が成立していない。

上の ρ_s は (X, T) 一面で X = 一定の条件の値である。 (P, T) 一面の P = 一定での ⁴He の場合と、統一的に扱うには、 (ϕ, T) 一面の ϕ = 一定条件での $\rho_s(\phi)$ を議論しなければならない。複雑な計算により、 $\rho_s(X, \epsilon)$ か

ら $\rho_s(\phi)$ に変換された。 $\rho_s(\phi) \sim \epsilon^{\zeta_\phi(X)}$ とした時の臨界指数 $\zeta_\phi(X)$ を図2bに示す。 $\zeta(X \rightarrow 0) \cong 0.67$ で ⁴He の $P=SVP$ の値に等しい。また $X=0 \sim 0.53$ に対して $0.66 \leq \zeta_\phi \leq 0.68$ をとり、 X に依存しない。これは ϕ = 一定で観測した臨界指数は普遍であるという Fisher, Riedel の議論と良く合う。スケーリング則 $\zeta_\phi = \frac{1}{3}(2 - \alpha'_\phi)$ から α'_ϕ を求めると、 α'_ϕ は、比熱の実験値と $X=0 \sim 0.53$ の X にわたって誤差内で一致する。

2.2を含めて統一的に考えると、 (P, ϕ, T) 一面の P, ϕ = 一定に沿っての ρ_s の臨界指数は、超流動転移に対して、スケーリング則、普遍性は成立していると思われる。三重臨界点 ($X=0.675, T=0.87K$) 近傍は、一次転移の相分離の影響で、超流動転移と異なる臨界現象を示す。 u_2 と ρ_s の実験値を図3に示す。共存曲線に沿っての ρ_s

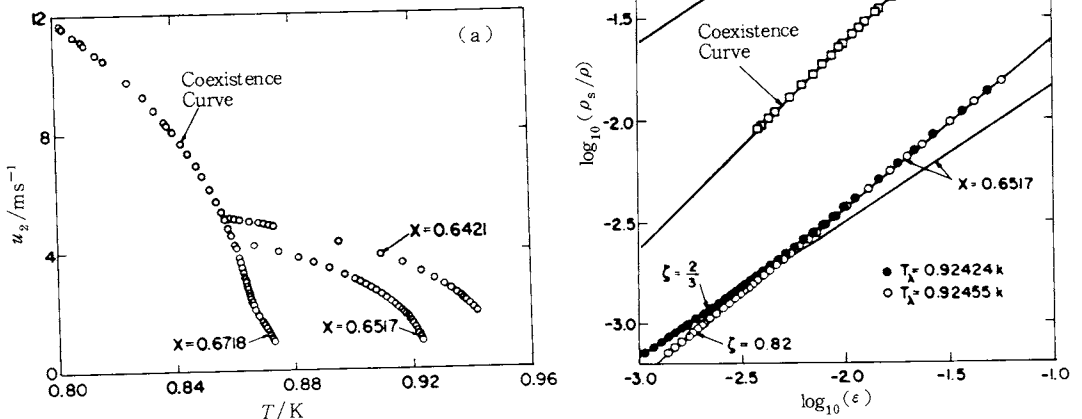


図 3

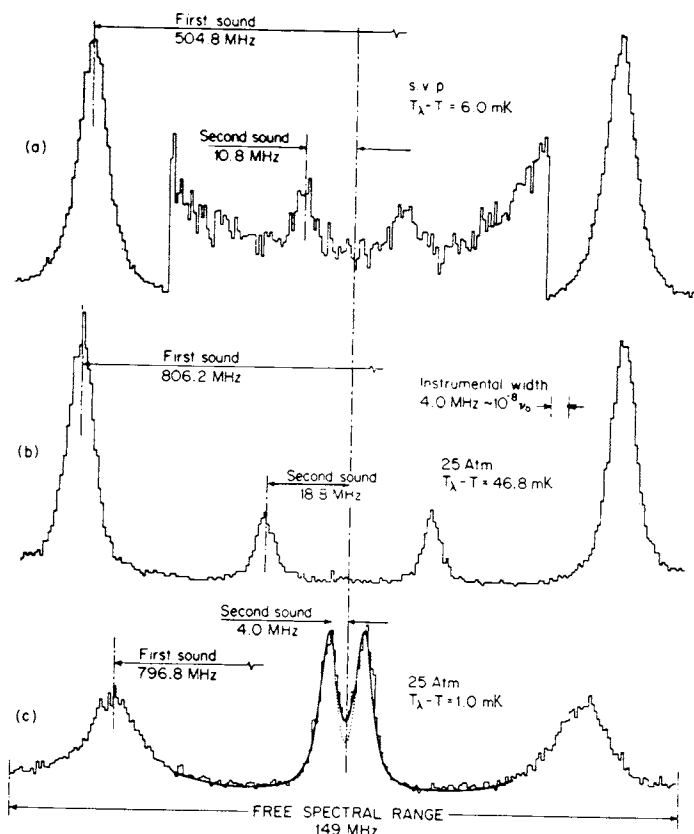


図4 ブルリアン散乱スペクトル

の臨界指数 $\zeta_0 = 2\beta_t - \eta\nu'$ は、 $\eta \approx 0$, $\beta_t \cong 1/2$ より $\zeta_0 \cong 1$ と期待される。Greywall と Ahlers の三重臨界点に極く近いところでの実験値は、この値に近い値となっている。また離れた所では、 $\zeta = 0.67$ と 1 の間の値をとり、 λ 転移と相分離の中間のクロス・オーバーが観測されていると思われる。

2.4 第2音波による光散乱⁴⁾

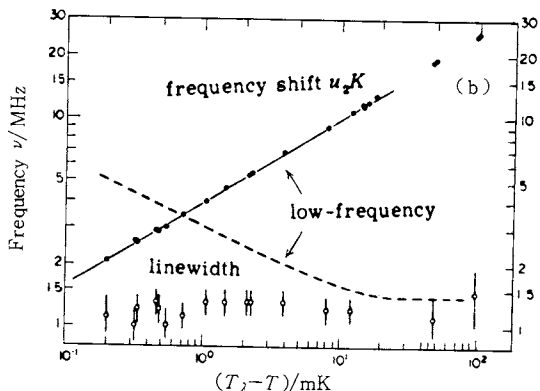
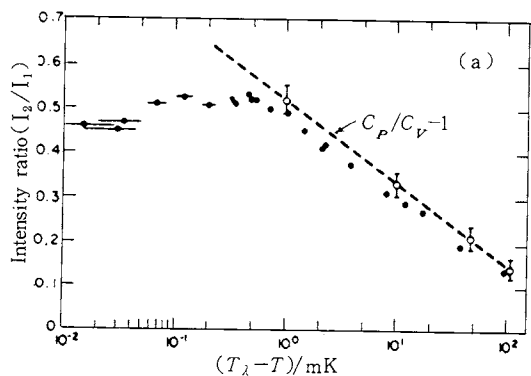


図5

光散乱は密度のゆらぎによって起るが、低圧力の He II では、熱膨張が小さいため、温度のゆらぎと密度のゆらぎの結合が弱く第2音波による光散乱(ブルリアン散乱)は非常に弱い。圧力を加えると熱膨張係数が大きくなり、図4のようなスペクトルが観測される。第1音波と第2音波による散乱強度比 $I_2/I_1 = C_p/C_v - 1$ で与えられるが、図5aに示すように $T_\lambda - T \leq 1$ mK から実験値はずれ始め一定の値となっている。光散乱で観測される第2音波の波長は、音速が小さいため、短波長(高周波)で、臨界揺動のコヒーレンスの長さと同程度以下になり、二流体力学が成立しなくなる。図5aのずれはそれを示している。図5bは高、低周波の音速とダンピングを表わすが、低周波と高周波の音速に全く分散が見られない、光散乱のダンピングはほぼ一定で、低周波の場合と異なることが特徴的な結果である。これらについて未だ明確な説明はついていない。

3. 固体中の第2音波⁵⁾

He II の第2音波は励起量子気体の波動とみなせたが、固体でもフォノン気体に対して波動を考えることが出来る。フォノン気体による熱伝達は、 $C_V(\partial T/\partial t) + VQ = 0$, $Q =$ 熱流に従う。N過程(平均自由行路 λ_N)が頻煩に起き($\lambda_N \rightarrow 0$)、熱抵抗となる過程(R-過程と略す; λ_R)が殆んどない($\lambda_R \rightarrow \infty$)低温では、 $\partial^2 T/\partial t^2 + (\frac{1}{3})C^2 V^2 T = 0$ となり、温度は $C_2 = C/\sqrt{3}$ の速さで伝播する。第2音波が観測される条件は、 $\lambda_N \ll l \ll d$, $d \ll \lambda_R$, $l =$ 第2音波の波長、

d = 試料の大きさ、それぞれはフォノンが集団で伝播する(第2音波)には、 l の範囲でN過程が何度も起こること、温度のゆらぎが第2音波として伝播する時、第2音波パルスから運動量を失うR過程が存在しないことを意味する。R過程として、U過程とboundary散乱を考える。U過程の散乱は $\tau_u^{-1} \propto e^{-a/T}$ 、N過程の散乱は $\tau_N^{-1} \propto T^m$ の割合で起き、 $T \rightarrow 0$ となると、 $\tau_u \gg \tau_N$ 、 $\lambda_u = C\tau_u \approx d$ までになる。図6の斜線部分に第2音波が存在する。 T_B 以下ではフォノンは散乱されずに試料の一端に達してしまう。1-2の外側ではフォノンはU散乱を重ねながら拡散的に伝わる。第2音波が存在する範囲で、熱伝導 =

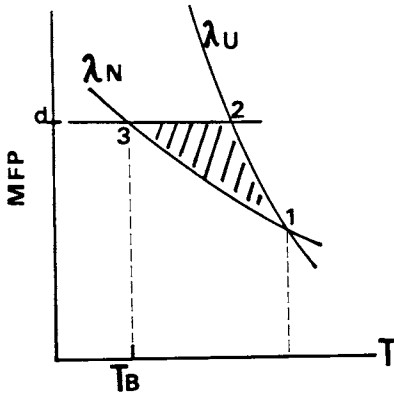


図 6

$\frac{1}{3}C_V C \lambda$ は最大値をとる。

最初、固体Heの単結晶で、熱パルスを使って第2音波が観測された。固体Heは格子振動の非調和性の異常に大きい、量子固体であるので、一般的な固体について、第2音波をとらえようとする試みが続けられ、NaF, LiF, NaIのアルカリ・ハライド結晶、半金属ビスマスで第2音波の存在が確認されている。

文 献

- 1) J. Wilks "The Properties of Liquid and Solid Helium" (Clarendon Press 1967) 生嶋 明, 物性 **11**, 625 (1970)
- 2) G. Terui and A. Ikushima, *Phys. Lett.* **39A**, 161 (1972) A. Ikushima and G. Terui, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 397 (1973) D. S. Greywall and G. Ahlers, *Phys. Rev.* **A7**, 2145 (1973)
- 3) G. Terui, *J. Low Temp. Phys.* **25**, 645 (1976) G. Ahlers, "The Physics of Liquid and Solid Helium" (Wiley, New York) G. Ahlers, *Phys. Rev.* **A10**, 1670 (1974)
- 4) G. Wintering, J. Miller and T. J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 427 (1973), *Phys. Lett.* **48A**, 343 (1974)
- 5) C. C. Ackerman and R. A. Guyer, *Ann. Phys.* **50**, 128 (1968) H. E. Jacson and C. T. Walker *Phys. Rev.* **B3**, 1428 (1971) V. Narayamurti and R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1461 (1972)

NETSUSOKUTEI 5(4) 182-185 (1978)

熱パルス

石黒武彦*

1. はじめに

熱容量あるいは熱伝導度の測定法として熱をパルスのに加えそれに伴う温度変化を追跡する方法があるが、ここで述べる熱パルスはこれとは少し趣きを異にする。即ち、ここでは極低温において 1μ 秒またはそれ以下の時間での瞬時加熱により発生させられるフォノンパルスを取上げる。試料内での散乱が少ないとき熱フォノンは弾動的に伝播し、試料を通過する時間の差からフォノン・モードを区別して観測することが可能になる。Fig. 1に弾動熱パルスの観測波形の一例を示す。瞬時加熱のため

* 電子技術総合研究所; 〒188 東京都田無市向台町

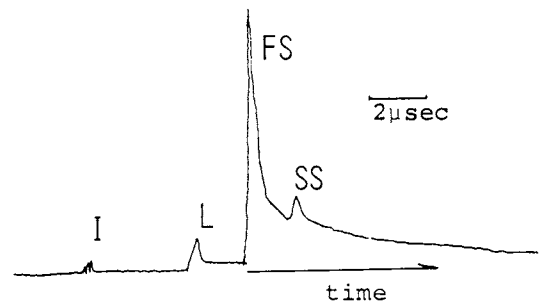


Fig. 1 Heat pulse wave form (L; longitudinal, FS; fast transverse, SS; slow transverse, I; input pulse leakage).