液体ヘリウムの過渡熱伝達特性

塚 本 修 巳

横浜国立大学工学部電気工学科 横浜市南区大岡 2-31-1

(1976年 1月27日受理)

Transient heat transfer characteristics of liquid helium

Osami TSUKAMOTO

Department of electrical engineering
Faculty of Engineering
Yokohama National Univ.
2-31-1 Ohoka, Minami-ku, Yokohama, Kanagawa

(Received Jan. 27, 1976)

Synopsis :

The transient heat transfer characteristics of liquid helium are investigated. The critical burnout heat fluxes for pulsive heating are measured, and empirical relations between the critical burnout heat flux and the length of the heat pulse are given. The burnout is detected by observing the super-to-normal transition of the temperature sensor which is a thin lead film prepared on the heated surface by vacuum evaporation.

The mechanism of boiling heat transfer for pulsive heating is discussed, and theoretical relations between the critical burnout heat flux and the length of the heat pulse are derived. The empirical data satisfy the theoretical relations fairly well.

1. 緒 言

従来より、液体ヘリウムの定常熱伝達特性は多くの研究者によってかなり詳細に調べられているが^{1)~3)}、非定常熱伝達特性についてのデータは非常に少ない。Jackson⁴⁾ は液体ヘリウムの熱伝達係数の時間依存性を調べているが、そのデータはまだ十分とはいえない。超電導線に加わる外乱は、磁束跳躍や線材のずれのように継続時間が非常に短い(数 m sec 以下)ものが主であって、超電導線の安定性を解析するためには、液体ヘリウムの非定常熱伝達特性を良く知る必要がある。

液体ヘリウムの非定常熱伝達特性の測定にあたっては、極低温で動作する応答速度の非常に速い温度検出器を必要とし、また、加熱面の熱容量の影響を取り除かねばならないなど困難な問題が存在し、従来、非定常熱伝達特性に関するデータが少ないのはこのような

理由によるものであると考えられる。Jackson は細いマンガニン線を用い、その抵抗の変化により温度を検出し、熱容量の影響は、マンガニン線の熱平衡式を立て、その大きさを推定して、実験データの補正を行なうことにより取り除いている。筆者等は加熱面に非常に薄いステンレスフォイルを用い熱容量の影響を微少にし、鉛の蒸着薄膜の S-N 転移を利用して温度検出を行うことにより液体ヘリウムのパルス加熱に対するバーンアウト特性を測定することに成功した⁵⁾。

本論文では、まず、液体ヘリウムの非定常熱伝達特性について理論および実験の両面から検討を行い、次に、非定常熱伝達特性を考慮した場合の線材のずれに対する超電導線の安定性について考察が行なっている。

なお、この論文は、すでに発表した文献⁵⁾の内容にその後の研究によってあらたに知ることができた事項を加えて書いたものである。

2. 沸騰熱伝達の機構

沸騰熱伝達特性は、加熱面の表面状態や向き、液体の流通路の幅、液体の温度により変わる。Fig. 1 に液体ヘリウムの定常加熱に対する熱伝達特性の例が示してある¹⁾。熱伝達は主として2つの領域、すなわち、熱伝達の良い核沸騰領域と、熱伝達の悪い膜沸騰領域にわけることができる。加熱面よりの熱流束が小さい場合には核沸騰領域にある。熱流束を増していくと、ある熱流束 Q_{pf} で急速に膜沸騰領域に転移する。膜沸騰領域では熱伝達が悪いため加熱面の温度は急速に上昇する。これをバーンアウトという。核沸騰領域では加熱面の温度上昇はごくわずかであるが、バーンアウトを起すと加熱面の温度は通常の超電導体の臨界温度を容易に越してしまう。一たん膜沸騰に転移すると、熱流束を Q_{pf} の値まで下げても核沸騰には復帰せず、それより小さい Q_{fp} の値まで下げてやる必要がある。

液体ヘリウムの場合、通常 $Q_{pf}=0.6\sim 1\text{ W/cm}^2$ 、 $Q_{fp}=0.1\sim 0.2\text{ W/cm}^2$ 程度である。

従来、液体ヘリウムそのものの沸騰の機構についてはまだあまり研究が行われていないが、水については、甲藤等などによってかなり詳しい研究が行われている²⁾。液体ヘリウムの沸騰熱伝達の機構は水の場合と本質的にちがわないものと思われるので、甲藤等の提案している水の沸騰熱伝達のモデルを参考にして、液体ヘリウムの非定常熱伝達特性を考察することにする。

加熱面が加熱されると、加熱面上に存在する発泡う

Fig. 1 Steady-state heat transfer characteristics of liquid helium, showing the hysteresis between the nucleate and filmboiling ranges. ΔT is the temperature difference between the heated surface and the bath.

Fig. 2 Model of boiling heat transfer

点を中心にして気ほうが生ずるが、Fig. 2 に示すように、気ほうと加熱面との間には薄い液膜ができる。この液膜内に生ずる沸騰が液膜を消費しながら蒸気が発生して気ほうを成長させる。気ほうが成長する間は液膜への液の供給は行なわれない。気ほうがある時間のうち上方に離脱すると、あらたに加熱面に液体が供給される。もし、液膜が消耗してしまうより短い周期で気ほうが離脱するならば、加熱面は常に液膜でおおわれ、液膜は沸騰しつづける。そして、その発生蒸気によって直ちに次の気ほうが成長し、上述のサイクルが継続する。このような状態では液膜は常に蒸発しており、その蒸発熱によって大きな熱が加熱面より持ち去られる。これが核沸騰状態である。一方、もし、気ほうが離脱する前にこの液膜が消費されると、加熱面に乾燥する部分ができ、その部分は直接気体でおおわれるようになる。気体の熱伝導率はきわめて小さいので、熱伝達は大幅に減少する。加熱面全体が乾燥し、気体でおおわれた状態が膜沸騰状態である。液膜の初期厚さを $\delta_0(\text{cm})$ 、液の密度を $\rho_L(\text{g/cm}^3)$ 、蒸発熱を $L(\text{J/g})$ 、熱流束を $Q(\text{W/cm}^2)$ 、液膜が消耗してしまうまでの時間 $\tau(\text{sec})$ をとすれば、明らかに次式が成立する。

$$\tau = \rho_L \delta_0 L / Q \quad (1)$$

Fig. 3 Heating pulse

気ほうの離脱周期を t_0 (sec) とすれば, $t_0 = \tau$ のときバーンアウトを起すことになる。 t_0 の値は熱流束の大きさに関係なくほぼ一定であることが観測されている。定常加熱に対するバーンアウト熱流束 Q_{pf} は(1)式より,

$$Q_{pf} = \rho L \delta_0 L / t_0 \quad (2)$$

となる。

もし, 加熱面上の気ほうが離脱する前に加熱が終了

してしまったとすると, 気ほうの成長はそこでとまり, そののち消滅してしまうことになる。このような非定常加熱の場合, 熱流束の大きさが仮に Q_{pf} を越えていても, 加熱の継続している時間内に液膜が消耗しきらなければバーンアウトは起こらないと考えられる。

Fig. 3 に示してあるようなピークパワ Q_0 , 継続時間 t_s (sec) のパルス状の熱流束に対して, バーンアウトが起きるためには明らかに次式が成立すると考えられ

Fig. 4 Schematic experimental arrangement. During the experiment, the liquid-helium level was held several cm above the sample for measuring heat transfer. The temperature of the bath was 4.2 K.

る。

$$Q_0 \cdot t_s > \rho_L \delta_0 L \quad (3)$$

従って、パルス状の熱流束に対してバーンアウトを起す最小の熱流束を Q_b とすれば

$$Q_b = \rho_L \delta_0 L / t_s \quad (4)$$

となる。定常加熱に対しては δ_0 は熱流束が大きくなるに従い薄くなり、経験的にほぼ

$$\delta_0 = K_0 \cdot Q^{-1.5} \quad (K_0: \text{定数}) \quad (5)$$

とあらわされていることが知られている。非定常加熱に対しても (5) 式は成立すると考えられるので、(5) 式を (4) 式に代入し、(2) 式を用いて整理すれば Q_b は次のようにあらわされる。

$$Q_b = Q_{pf} \cdot (t_0/t_s)^{0.4} \quad (6)$$

この式からわかるように、継続時間が気化の発生周期より短い加熱に対しては、バーンアウトを起す最小

の熱流束は、定常加熱の場合より大きくなる。なお、 t_0 の値は後に示してあるが数10m sec 程度である。

3. 非定常熱伝達特性の測定法

Fig. 4 に測定装置の概略図が示してあり、Fig. 5 には熱伝達測定用の素子の詳細が示してある。Table 1 には素子の諸定数が示してある。素子は、加熱面のステンレスフォイル基板上に絶縁膜として SiO を蒸着し、その上に温度検出器として鉛薄膜を蒸着した構造となっている。加熱面をフォイル状にしたのは、加熱基板の体積に対し伝熱面の面積を大きくし熱容量の影響を小さくするためである。また、加熱基板としてステンレスを用いたのは、ステンレスは抵抗率が大きく、少ない電流で大きい熱流束を得ることができるからである。SiO の絶縁膜は非常に薄く、 1 W/cm^2 の熱流

Fig. 5 Details of sample for measuring heat transfer. The sample is so thin that the heat conduction through the cross section is negligible compared to the heat flux removed from the surfaces.

Table 1 Properties of components of sample for measuring heat transfer (Ref. 5 and 6). (Note : specific heat of helium gas is 6 J/gK at 4.2K.)

Properties (at cryogenic temperature)		
I	Stainless steel foil	
	Thickness	3×10^{-3} cm
	Heat capacity per unit area of foil	$\sim 2 \times 10^{-3}$ J/cm ² K
	Specific weight	8 g/cm ³
	Assumed specific heat	$\sim 10^{-3}$ J/gK
	Thermal conductivity	2.5×10^{-3} W/cmK
	Resistance across current terminals (measured)	64.5 m Ω
	Area of surfaces exposed to liquid helium	11.1 cm ²
II	Insulation layer (SiO)	
	Thickness	5×10^{-5} cm
	Thermal conductivity per unit area	$\sim 0.2 \times 10^2$ W/cm ² K
	Assumed thermal conductivity	$\sim 10^{-3}$ W/cmK
	Heat capacity per unit area	$\sim 10^{-6}$ J/cm ² K
	Assumed specific heat	$\sim 10^{-2}$ J/gK
III	Temperature sensor (lead film)	
	Thickness	10^{-3} cm
	Total heat capacity	$\sim 10^{-5}$ J/K
	Assumed specific heat	$\sim 10^{-3}$ J/gK

Fig. 6 Electrical schema

束に対し加熱面と温度検出器との温度差は 50 mK 程度と考えられる (Table 1 参照)。加熱基板の一方の面はステンレスの素地がむき出しとなっている。素子は液体ヘリウム中に垂直に入っており、基板の両面とも液体ヘリウムにさらされる。

Fig. 6 には測定回路が示してある。ステンレス基板はパルス電流 $I(t)$ によりパルス的に加熱される。パルス加熱の熱流束の大きさはステンレス基板にかかる電圧と、ステンレス基板の抵抗によって算出できる。Fig. 7 に示してあるように、ステンレス基板の抵抗は実験が行なわれた範囲ではほぼ一定と見なすことができる。鉛温度検出器の抵抗は四端子法で測定される。電流端子に供給される電流は 0.5 A であり、電圧端子間に生ずる電圧 V_m は 1 mV 程度で、温度検出器で発

生するジュール熱は 1 mW/cm² 程度と微少である。核沸騰領域では熱伝達が非常に良いので、素子の温度は鉛の臨界温度 (7.2 K) 以下であって、温度検出器は超電導状態となっており V_m の値は零である。もしバーンアウトが起きた場合には素子の温度は鉛の臨界温度以上となり V_m はある値を持つ。

パルス加熱中に素子の温度は上昇するが、素子の温度上昇にはある熱量を必要とする。非定常熱伝達特性を測定するにあたっては、この熱量の影響について検討しておく必要がある。素子基板のジュール加熱および基板面からの熱伝達は均一で、従って、基板面上の温度分布は一定であると仮定する。加熱中においては基板表面よりは基板内部の方が温度が高くなる。基板の厚さ方向に均一加熱されると仮定すれば、その温度

Fig. 7 Voltage across stainless steel foil vs heating current passed through foil. R is the resistance across the foil.

差は基板の熱伝達係数を知れば計算できて、我々の実験の場合、基板 1 cm^2 あたりの 1 W 加熱に対して 0.15 K 以下である。

基板の平均温度を $T(t)\text{ (K)}$ とすれば素子の熱平衡方程式は

$$\frac{I(t)^2 R}{S} = C_p \frac{dT(t)}{dt} + q(t) \quad (7)$$

となる。ただし、 $R(\Omega)$ は基板の抵抗、 $S(\text{cm}^2)$ は基板面積、 $C_p(\text{J/cm}^2\text{K})$ は基板単位面積あたりの熱容量、 $g(t)(\text{W/cm}^2)$ は熱伝達によって持ち去られる基板単位面積あたりの熱流束である。温度検出器や絶縁膜の熱容量は基板の熱容量に比較して無視できるので、 $C_p \sim 2 \times 10^{-5} \text{ J/cm}^2\text{K}$ と考えられ (Table 1 参照)、我々が行なった実験の範囲では、素子の温度上昇に必要な熱量は素子に加えられるエネルギーの約 3% 以下と見積もることができる。たとえば、4 節に示してあるが、 $g(t) = 20\text{ W/cm}^2$ の加熱に対して、 0.2 m sec の間に素子の表面温度は 4.2 K から温度検出器の臨界温度 (約 7.2 K) に上昇する (この例は最もきびしい場合であ

る)。この場合の素子の中心部は約 10.2 K となり、平均温度の上昇は約 5 K である。 0.2 m sec の間に 5 K の温度上昇を起させるためには 0.5 W/cm^2 のパワーを必要とするが、この値は基板の総加熱パワーの 2.5% にすぎない。従って、(7) 式の右辺第 1 項は無視できて

$$q(t) = \frac{I(t)^2 R}{S} \quad (8)$$

となる。すなわち、非定常状態の熱伝達においても、熱伝達によって持ち去られる熱はその瞬間のジュール発熱に等しいと考えられる。

4. 熱伝達特性

我々は、寸法は全く同じであるが表面状態の異なる 2 種類の素子 (素子 A および素子 B) を作り測定を行なった。

4.1 定常特性

2 つの素子の定常熱伝達特性が Fig. 8 に示してある。ステンレス基板に流す加熱電流の値が I_{nf} を越すと、バーニアウトを起し、鉛温度検出器は常電導転移

Fig. 8 Measured steady-state heat transfer characteristics. v_m is the voltage across the voltage terminals of the temperature sensor. The current fed to the current terminals of the sensor is 0.5 A . The resistivity of the sensor in the normal state depends on the value of the heating current (or on the temperature of the sample). The difference of the characteristic of samples A and B is due to the different surface conditions of the samples.

を起している。加熱電流を I_{nf} より小さい I_s の値にすると、温度検出器の温度が臨界温度以下にもどっている。定常バーンアウト熱流束の素子単位表面積あたりの値は、素子Aでは 0.62 W/cm^2 、素子Bでは 0.88 W/cm^2 W/cm^2 である。

4.2 パルス加熱に対する最小バーンアウト熱流束

パルス加熱に対する最小バーンアウト熱流束を測定するために、加熱電流として Fig. 9 に示すような波形を持つ電流パルスを用いた。大きさ I_b の電流パルスの後に、大きさ I_r の残余電流が流れるようになっている。 I_r の値は I_{nf} と I_s の間になるようにしてある。もし、パルス加熱中にバーンアウトが起きれば温度検出器は常電導状態になり、パルス加熱終了後は残余電流によって常電導状態が維持される。一方、パルス加熱中にバーンアウトを起さなければ、温度検出器は超電導状態を維持しつづける。従って、パルス加熱

後の温度検出器の抵抗を測ることによって、パルス加熱時にバーンアウトが起きたかどうかを知ることができる。最小バーンアウト熱流束 Q_b とパルス幅 t_s との関係をプロットしたものが Fig. 10 である。小さい t_s に対して Q_b の値は定常バーンアウト熱流束より大幅

Fig. 9 Waveform of heating current to measure critical burnout heat flux.

Fig. 10 Critical burnout heat flux Q_b vs length of heat pulse t_s

Fig. 11 Examples of waveform of v_m (the lower graphs, vertical axis 0.5 mV/div, time axis 5 msec/div). Waveforms of heating current are also shown (the upper graphs, vertical axis 3.1A/div, time axis 5 msec/div).

Fig. 12 Schematic waveform of v_m

に大きくなっていることがわかる。Fig. 10 よりわかるように、両対数グラフにプロットされたデータはほぼ直線に乗っており、 Q_b と t_s の間には次のような関係になっている。

$$Q_b = C_0 t_s^{-n} \quad (9)$$

ただし、素子Aに対しては

$$\left. \begin{array}{l} C_0 = 0.15 \\ n = 0.45 \end{array} \right\} \quad (10)$$

素子Bに対しては

$$\left. \begin{array}{l} C_0 = 0.29 \\ n = 0.46 \end{array} \right\} \quad (11)$$

Fig. 13 Q_p vs t_d . The data are almost on the line of Q_b vs t_s .

となる。 C_0 の値は素子A, B とでは値がちがっているが、これは表面状態の相違によるものと思われる*。一方、 n の値は両素子ともほとんど同じで、その値は、第2節で推定した値の0.4にかなり近い値となってい

* ただし素子A, Bの外見上の表面状態の相違は、SiO 蒸着膜の色（黒かっ色）の濃淡が若干ちがう程度であまりなかった。

る((6)式参照)。(9)式の Q_b が Q_{pf} に等しくなる t_s の値が気ほうの離脱周期 t_0 に対応するものと考えられ、その値は、素子Aでは $t_0=43\text{msec}$ 、素子Bでは $t_0=90\text{msec}$ である。

4.3 過渡的熱伝達特性

温度検出器の電圧端子に生ずる電圧 V_m を観測し、過渡的熱伝達特性を検討した。素子Aの方を用いて実験を行なった。 V_m の波形の例をFig. 11に示す。加熱電流により誘導された電圧スパイクが V_m の波形に乗っているが、我々はこれを加熱電流パルスのマーカとして利用した。Fig. 12には V_m の波形を模式化して示してある。加熱電流がステンレス基板に加わってしばらくは V_m は零に保たれており、 t_d だけ時間がたって V_m の値があらわれ始める。 t_d は加熱パルスのパワー Q_p を増すと短くなるが、パルス幅には依存しない。ピークパワ Q_p を変えたときの t_d の測定値をFig. 13に示してある。この図から明らかなように Q_p 対 t_d のデータはFig. 10に示した Q_b 対 t_s のデータより得られた直線に乗っている。すなわち、バーンアウトが起こったしゅん間より温度検出器は抵抗性となり、 t_d または t_s は気ほうと加熱面の間に存在する液膜が消費されるまでの時間であると考えられる。 t_d の後、 V_m は加熱が終るまで増加しつづける。温度検

Fig. 14 Schematic waveforms of v_m for long and short heat pulses.

出器の抵抗が増すことは素子温度が上昇することを意味する。 t_p で加熱が終了した後は、 V_m は漸減する。すなわち素子温度は漸減する。3節で述べたように、素子に蓄えられるエンタルピは非常に小さく、バーンアウト発生後の素子の比較的ゆっくりした温度変化は素子面上にあるガス膜に蓄えられるエンタルピがかなり大きいためであると考えられる (Table 1 の note 参照)。Fig. 14 には種々のピークパワの加熱パルスに対する V_m の波形が示してある。この図から明らかなように、膜沸騰転移後の素子の温度上昇の割合は加熱パルスのパワーの増大にともなって大きくなっている。一方、加熱終了後の素子の温度降下の割合は加熱パルスのパワーには依存せず、パルス幅に依存し、短いパルスに対しては V_m は早く零にもどっている。この傾向は Fig. 14 に示した例以外の場合でも観測された。これは膜沸騰状態において生じている加熱面上のガス膜の厚さとパルス幅との関係を考察することによって説明できるものと思われる。短い熱パルスに対してバーンアウトを起こすためには、パルスのピークパワーは必然的に大きくなる。大きなパワーの加熱に対しては加熱面上に生ずる液膜の初期厚さ δ_0 は薄く、従って、液膜が消耗しつくされバーンアウトを起こした時点における蒸気の総発生量は少ない。そのため、膜沸騰に転移したときの加熱面上のガス膜は薄い。また、加熱時間も短いためにガス膜が厚くならないうちに加熱が終了してしまう。以上の理由により短い熱パルスでは加熱面をおおうガス膜は薄く、従って、ガス膜に蓄えられるエンタルピも少なく、加熱終了後の素子温度降下が速いものと考えられる。

5. 液体ヘリウムの非定常熱伝達特性と超電導線の安定

極細多芯線のできたマグネットのクエンチの主要原因のうちの一つは線材のずれであるといわれている⁹⁾。通電中の線材が高磁界にさらされて大きな力を受けると、線材の支えの一部がはずれ動き出し、線材の動きは摩擦抵抗によって止まる。このとき生ずる摩擦熱はかなり大きく、もし線材が断熱状態にあったら、ミクロン程度のずれでも線材の温度は容易に臨界温度を越してしまう。線材のずれにともなう発熱は継続時間は非常に短く、 μsec 程度で、そのピークパワーは液体ヘリウムの定常バーンアウト熱流束よりはるかに大きい。従って、従来は、線材のずれに起因するクエンチを防ぐのに液体ヘリウムの接触冷却を積極的に利用

することはあまり考えられておらず、線材間に適当な固化剤を浸じゅんさせ線材を固定する方法が良く行なわれている。この potting 法は小形マグネットでは良い結果を示している。しかし、大形マグネットの場合では、線材の冷却は固化剤の熱伝導によって行なわれるためマグネットの冷却に時間がかかり、また、大形になれば、必然的に potting されたマグネット内に過大な機械的なひずみが生じ、クラックが多発し、かなりの回数トレーニングを行わないと定格電流が流せないなど重大な障害がある。

ところで、すでに示してきたように、継続時間が非常に短く熱パルスに対しては、バーンアウトを起こす熱流束が大幅に大きくなるので、線材のずれに起因するクエンチの防止のために、液体ヘリウムの接触冷却を積極的に行なう方法も十分有効であると思われる。我々の試算によれば、線材を液体ヘリウムで接触冷却した場合、potting 法の数十倍以上にも線材のずれに対する安定性を向上させることが予想されている⁷⁾。従って、極細多芯線を用いた大形マグネットでは、マグネットの冷却時間の大幅縮小もかねて、線材の液体ヘリウム接触冷却を積極的に考慮すべきであると思われる。

6. まとめ

我々は液体ヘリウムの非定常加熱に対する熱伝達特性の測定を行なったが、その結果、パルス加熱に対するバーンアウト熱流束は定常加熱の場合にくらべ大幅に大きくなることを確め、パルス幅と最小バーンアウト熱流束との関係を与える実験式を得ることができた。

液体ヘリウムの非定常熱伝達特性は、甲藤等の提案している沸騰熱伝達のモデルによってかなり良く説明することができ、特に、加熱パルスの幅と最小バーンアウト熱流束の関係は、実験式と、甲藤等のモデルによって求めた理論式とが良く合うことがわかった。

非定常熱伝達特性を測定するにあたっては、すでに述べたように、加熱時の素子のエンタルピ上昇に必要なエネルギーが測定データに影響を与えているかどうかには注意せねばならない。Fig. 10 を見ると明らかなように、我々の行なった実験では、この影響は出ていないと考えられる。もし、(7)式の右辺第一項が第二項より優勢ならば、素子温度を温度検出器の臨界温度以上にするために必要なパワーは、パルス幅に逆比例することになり、Fig. 10 に示されている直線は傾きが

より急にならなければならない。

この実験では残念ながらバーンアウト時における素子の温度を検出することはできなかったが、バーンアウトを起すまでは素子の温度は少なくとも鉛の臨界温度を越さないことが確められた。

今後、加熱面を傾けた場合、液体ヘリウムの流通チャンネルが狭い場合、加熱面をホルマール被覆した場合についても非定常熱伝達時を測定していく予定である。

この研究にあたり、実験を行なった横浜国立大学大学院卒業生の小林俊一氏(現在、東京電力勤務)、および本論文を書くにあたり有益な助言をいただいた東芝エネルギー研究所の稲井信彦氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) D. N. Lyon : Adv. Cryog. Eng. 10. 371 (1965)
- 2) K. R. Efferson : J. Appl. phys. 40, 1995 (1969)
- 3) J. C. Boisson et al. : Adv. Cryog. Eng. 13 607 (1968)
- 4) J. Jackson : Cryogenics 9, 103 (1969)
- 5) O. Tsukamoto et al. : J. Appl. Phys. 46 1359 (1975)
- 6) 甲藤 : 日本機械学会誌, 71 No. 594 958 (1968)
- 7) 塚本 : 電気学会全国大会論文集, 427 (昭50)
- 8) P. F. Smith, Paper IV "D. C. coil test : Experimental and theoretical studies of filamentary superconducting composites", Superconducting Magnet Group, Rutherford Lab. November, (1969)