

## 超電導導体の冷却安定性

## ——浸漬冷却型直流超電導導体——

## COOLING STABILITY OF CURRENT CARRYING SUPERCONDUCTORS

## ——DC Superconductors Cooled in Stagnant Coolant——

西 尾 茂 文\*

Shigefumi NISHIO

95 K 級ないしは 120 K 級酸化物超電導体の出現により、超電導技術は近未来の社会の鍵技術の一つとなった。本稿では、さまざまな熱擾乱が印加されることに起因して発生するクエンチ現象に対する超電導導体の冷却安定性に関する知見を展望するとともに、冷却安定性上の酸化物超電導体の位置づけを試みたものである。

## 1. 結 言

大電流・高電流密度を特徴とする「超電導導体」に関する研究は近年、超電導現象の発見 (1911 年) に始まる第 1 期から超電導応用技術が登場 (1964 年) した第 2 期を経て、交流電流・磁界への応用および酸化物超電導体の「材料化」を目指す第 3 期に入った。

周知のように超電導体には、物質固有の臨界温度  $T_{cr}$ ・臨界磁界  $B_{cr}$  と、加工や熱処理など冶金学的に操作可能な臨界電流  $I_{cr}$  の 3 者が臨界値として存在する。しかし、現実の超電導導体は、磁束跳躍・導体摩擦・特性劣化・交流損失などに起因する熱擾乱により、臨界値以下の状態でも常電導遷移が発生し degradation を引き起こす。局所的常電導遷移が導体全体に向かって伝播する「クエンチ」現象は、システム停止・多量の冷媒蒸発ひいては導体焼損などを引き起こすため、クエンチ防止や導体保護技術など「超電導導体の熱的安定性」に関する検討が行われてきた<sup>1)~4)</sup>。

超電導導体の熱的安定性は、大別して「磁気安定性」、「断熱温度上昇」および「冷却安定性」の 3 つの概念により構成される。断熱安定性および動的安定性により構成される磁気安定性<sup>4)</sup>は、超電導材断面寸法 (線材では半径) を磁束跳躍に対して安定な限界寸法以下に抑えることにより安定性を確保する概念である。一方、断熱温度上昇<sup>5)</sup>は、含浸導体や冷媒冷却能力喪失などを念頭におき導体エンタルピーのみにより熱擾乱を吸収する概念で、導体の常電導遷移時に電流を外部へ放出する (保護回路による) 電流減衰過程において導体表面が断熱的狀態にあるとした場合の導体温度上昇であり、導体到達温度を限界値以下に保つことにより導体の健全性を確保する概念である。また、冷却安定性<sup>1)2)</sup>は、熱擾乱が超電導導体に印加され導体温度上昇が起こる場合にも、熱伝導ある

いは冷媒への伝熱により、少なくとも擾乱終息後には超電導状態が自発的に復元することを保障する概念である。現実の超電導導体は、この 3 つの概念を総合して熱設計されることになる。

さて、交流電流・磁界へ超電導導体を応用する際には、ヒステリシス損失や結合損失など交流損失に起因する散逸熱の処理が問題となる。一方、酸化物超電導体では、磁気安定性やクエンチ余裕 (本稿 4 章参照) などの点で優れている<sup>6)~9)</sup>ものの、4 K 超電導導体 (4 K に保持する導体) に比べて、安定化導体 (本稿 2 章参照) では利点が少なく、また常電導遷移伝播速度も小さく、低温安定性の向上あるいは過渡安定性概念・導体保護技術の確立が重要となろう。そこで本稿では、浸漬冷却型直流超電導導体の冷却安定性に注目して、第 2 期で得られた知見を展望するとともにその到達点を明らかにし、超電導導体の熱的安定化技術の新たな進展に供したい。

## 2. 超電導導体の冷却安定性

冷却安定性が対象とする超電導導体の時間的状態推移は、図 1 のように要約される。すなわち、状態推移の発端は、磁束跳躍や導体摩擦などの「パルスの擾乱」や交流損失や特性劣化などの「継続的擾乱」に起因する熱擾乱が超電導導体に印加されることである。

## 2-1 熱擾乱に対する超電導導体の反応

いま、導体温度  $T$ ・磁束密度  $B$  における臨界電流密度を  $J_{cr}[T, B]$ 、導体を流れている電流を  $I_{op}$ 、超電導材断面積を  $A_{sc}$  とすると、擾乱継続時間にわたり次の本質的安定条件が維持 (図 1 の A) されれば、常電導遷移部は発生せず導体は擾乱に対して本質的に安定である。

$$\int_{A_{sc}} (J_{cr}[T, B] dA_{sc}) > I_{op} \quad (1)$$

一方、もし熱擾乱により (1) 式を満足できなくなるほどに導体温度が上昇する (図 1 の B) と、常電導遷移部

\*東京大学生産技術研究所 第 2 部

の発生にともなう膨大なジュール熱が発生するようになる。そこで、熱擾乱を拡散・吸収して超電導材の温度上昇を低減するとともに、超電導電流を分岐しジュール発熱を低減するよう、銅などの常電導電気伝導率の高い「安定化材」に超電導材を接合するか埋め込んだ「安定化導体」<sup>5)</sup>を採用することが多い。安定化導体の電流分岐特性は、通常以下のようにモデル化される<sup>10)11)</sup>。ある磁束密度  $B$  での超電導電流特性温度  $T_{cc} (< T_{cr}[I=0])$  における臨界電流を  $I_{cr}[T_{cc}]$ 、 $T_{cc} \leq T \leq T_{cr}[I=0]$  における臨界電流が温度差  $T - T_{cc}$  に比例するとすると、電流分岐開始温度  $T_{cs}$  は、次式で表される。

$$T_{cs} = T_{cr}[I=0] - (T_{cr}[I=0] - T_{cc}) I_{op} / I_{cr}[T_{cc}], \quad (2)$$

ただし、4 K 導体については  $T_{cc}$  を冷媒飽和温度  $T_{sn}$  とすることが多い。したがって、安定化材中を流れる電流  $I$  は、次式で表されることになる。

$$T < T_{cs} \quad : I = 0 \quad (3a)$$

$$T_{cs} \leq T \leq T_{cr}[I=0] \quad : I = I_{op} \left( \frac{T - T_{cs}}{T_{cr}[I=0] - T_{cs}} \right) \quad (3b)$$

$$T_{cr}[I=0] < T \quad : I = I_{op} \quad (3c)$$

ちなみに、臨界値の間には以下の近似的関係がある<sup>3)</sup>。

$$T_{cr}[I=0, B] = T_{cr}[I=0, B=0] \{1 - (B/B_{cr})\}^{1/2} \quad (4a)$$

$$J_{cr}[T, B] = (K_1/B) \{1 - (T/T_{cr}[I=0, B])\} \quad (4b)$$

ここで、 $K_1$  は比例定数である。電流分岐段階でさらに導体温度上昇が続く (図 1 の C) と、やがて超電導材内を流れていた電流が (3c) 式のようにすべて安定化材中を流れるようになり、局所的電流分岐が完了する。

すなわち、電流分岐開始以降では、擾乱が終息するまでは熱擾乱とジュール発熱を、また終息以降ではジュール発熱を、導体内熱伝導と導体表面での伝熱とにより拡

散してゆく過程により、導体の冷却安定性が決まる。

## 2-2 熱伝導方程式

以上の過程において導体断面が  $n = 1 \sim N$  層で構成されるとすると、導体各層の温度は一般に次式で表される。

$$C_n \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla [(k_n)_j \nabla T] + d_i(X, t) + g(X, T) \quad (5)$$

ここでは、 $X$  は  $(x_1, x_2, x_3)$  ( $x_j$  は  $j$  方向座標、 $x_1 = x$  は原点を導体長さ方向中央部とした導体軸方向座標、 $x_2$  および  $x_3$  は導体断面内座標)、 $t$  は時間、 $C_n$  は導体  $n$  層の断面平均体積比熱、 $(k_n)_j$  は導体  $n$  層の断面平均  $x_j$  方向有効熱伝導率、 $d_i$  は  $n$  層単位体積当りの内部熱擾乱密度 (継続時間  $\tau_i$ )、 $g$  は  $n$  層単位体積当りの発熱密度である。初期条件は、冷媒温度  $T_{sn}$  を用いて、

$$t = 0 \quad : T = T_{sn}, \quad (6a)$$

境界条件は、各層境界における温度および熱流束の連続条件と、 $x_j$  座標軸と直行する導体表面における

$$t < \tau_0 : (k_N)_j [\partial T / \partial x_j] = -Q_j(T) + D_{oj}(t), \quad (6b)$$

$$\tau_0 \leq t : (k_N)_j [\partial T / \partial x_j] = -Q_j(T), \quad (6c)$$

である。ここで、 $D_{oj}$  は導体単位表面積当りの外部擾乱熱量 (継続時間  $\tau_0$ )、 $Q_j$  は伝熱による熱流束である。

## 2-3 熱擾乱

熱擾乱には、導体外部で発生するものと内部で発生するものがありうる。外部擾乱としては、電磁力による導体運動摩擦や含浸材応力緩和などによる msec オーダー以下のパルスの擾乱が挙げられる。内部擾乱の代表例は磁束跳躍であり、酸化物超電導材では特性劣化といった継続的擾乱あるいは転移等に起因するパルスの擾乱も対象となりうる。超電導導体の冷却安定性は、外部擾乱・内部擾乱、パルスの擾乱・継続的擾乱といった熱擾乱の形態、発生位置、大きさおよび継続時間の影響を受けるので、これらの擾乱因子を知ることは冷却安定性を検討するための前提条件となる。たとえば、擾乱の大きさは、磁束跳躍  $\sim 20 \text{ J/cm}^3$ 、含浸材応力緩和  $\sim 0.15 \text{ J/cm}^3$ 、導体運動摩擦  $\sim 0.03 \text{ J/cm}^3$  程度と言われている<sup>9)</sup>。

## 2-4 熱伝導

まず、厚さ  $2H$  の板表面温度がステップ的に変化した場合の温度浸透厚さ  $\delta$  は、熱伝導理論より

$$\delta = (12\kappa t)^{1/2} \quad (7)$$

で与えられる<sup>12)</sup>。ここで、 $\kappa$  は板材の温度伝導率である。金属系超電導材では、磁気安定性の観点から断面寸法 (線材では半径) を数  $10 \mu\text{m}$  程度以下とすることが要求され、通常これを安定化材に埋め込んだ極細多芯安定化導体として使用する<sup>5)</sup>。4 K 金属系超電導材極細線について  $H = 20 \mu\text{m} = \delta$  とすると、NbTi 極細線内の温度拡散時間  $\tau_{DF}$  は (7) 式より  $2 \mu\text{s}$  程度となる。また 4 K の銅安定化材では、 $H = 0.5 \text{ mm}$  で  $\tau_{DF} = 0.02 \mu\text{s}$  程度となる。これらの温度拡散時間は、パルスの熱擾乱持続時間  $\tau_{DT}$  (ms オーダー) に比べて十分に小さい。したがって、この場合は、

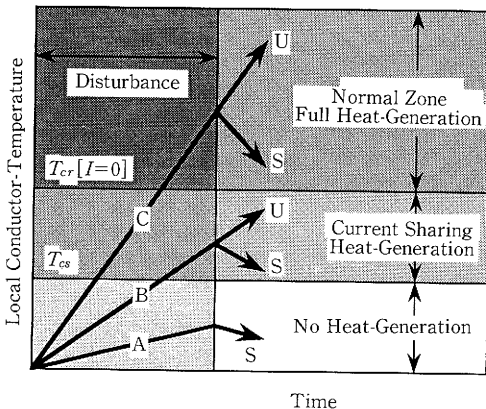


図1 熱擾乱に対する超電導導体の反応 (S : 安定, U : 不安定)

導体断面方向温度分布を無視して導体断面を均質化して扱うことができ、熱伝導方程式は次のように簡単化される。

$$AC_m \frac{\partial T}{\partial t} = A_{st} \frac{\partial}{\partial x} \{ k_{st} \frac{\partial T}{\partial x} \} - P \{ Q[T] - D - G[T] \}, \quad (8)$$

ここで、 $A$ は導体断面積、 $A_{st}$ は安定化材断面積、 $P$ は冷媒と接触する導体周長、 $C_m$ は導体断面平均体積比熱、 $k_{st}$ は安定化材熱伝導率、 $D$ は導体単位表面積当りの内部・外部擾乱熱量、 $G$ は導体単位表面積当りの発熱量を意味する。

一方、磁気安定性の観点から断面寸法を数100 $\mu\text{m}$ 程度にとれば導体化が有望と見られている<sup>7)</sup>酸化物超電導材（たとえば77KのYBCO）では、 $H=200\mu\text{m}$ の超電導材内温度拡散時間は $\tau_{DF}=0.5\text{ms}$ 程度、また77Kの銅についても $H=0.5\text{mm}$ で $\tau_{DF}=0.07\text{ms}$ 程度となり、いずれも擾乱持続時間に近い。また、単結晶酸化物超電導材では熱伝導率が高い異方性を持つ可能性がある<sup>13)</sup>ことも考慮すると、酸化物超電導体について(8)式を適用するのは問題であり、(5)、(6)式から出発すべきであると考えられる。ただし表面皮膜層を有する金属系超電導体では、皮膜抵抗を導体表面での伝熱抵抗として算入すれば、(8)式は第1次近似としては妥当である。

さて、(5)あるいは(8)式を現実の過程に即して解く場合には数値計算に頼ることになるが、冷却安定性に対する各因子の影響を物理的に理解するためには解析解が重要である。しかし単純化された(8)式についても、物性値が強い温度依存性を示すこと<sup>9)14)</sup>、導体軸方向に常伝導部、電流分岐部および超電導部の3領域が共存すること、導体表面からの伝熱 $Q$ が導体表面温度およびその変化速度に依存することなどにより、現実の過程に即して解析解を得ることは困難である。したがって、(8)式を解析的に解くにはモデル化が必要となり、物性値については3領域、2領域モデル（後者では電流分岐部を無視しある温度を境界として超電導、常電導部に区分）、熱伝達特性については定熱伝達率、温度依存熱伝達率モデルなどがある。極低温の安定化材に関する変物性モデルでは、熱伝導率 $k_{st}$ 、電気伝導率 $\sigma_{st}$ および比熱 $C_{st}$ を次式で近似する場合が多い（ $K_2$ 、 $K_3$ 、 $K_4$ は定数）。

$$k_{st} = K_2 T, \quad \sigma_{st} = \text{一定}, \quad C_{st} = K_3 T^3 + K_4 T$$

## 2-5 導体表面からの伝熱

上述の単一超電導体における熱伝導方程式に含まれている導体表面での伝熱 $Q$ あるいは $Q_0$ は、導体境界条件に応じて冷媒への伝熱、浸没材への熱伝導、あるいは隣接導体への熱伝導として記述され、中でも冷媒への伝熱が最も取り扱い難い。時間とともに導体表面温度が急速に変化する常伝導遷移過程での液体冷媒への伝熱は、一般には、静止冷媒への「熱伝導段階」に始まり、「自然対

流段階」を経て「沸騰段階」に至る。ところで、鉛直面系および水平上向き面系での自然対流開始時間 $\tau_{CV}$ 、 $\tau_{CH}$ は、それぞれ、次式で評価される<sup>15)~17)</sup>。

$$\tau_{CV} = 3 \{ L_{HS} / (g_a \beta c_l \Delta T) \}^{1/2} \quad (9)$$

$$\tau_{CH} = 100 \{ (\nu c_l^2 C_{cl}) / (k_{cl} g_a^2 \beta c_l^2 \Delta T^2) \}^{1/3}, \quad (10)$$

ここで、 $L_{HS}$ は鉛直長さ、 $g_a$ は重力加速度、 $\beta$ は体膨張率、 $\nu$ は動粘性係数、 $C$ は質量当りの比熱、添字 $cl$ は冷媒を意味する。上式で $L_{HS}=1\text{mm}$ 、 $\Delta T=10\text{K}$ とすると、 $\tau_{CV}$ および $\tau_{CH}$ は、液体ヘリウムで0.03、0.07s、液体窒素で0.2、2s程度となり、いずれも擾乱持続時間 $\tau_{DT}$ よりかなり大きい。したがって、常電導遷移過程では、液体ヘリウム・窒素ともに、「熱伝導段階」から直接「沸騰段階」に移行すると考えられる。

この沸騰熱伝達は一般に、導体温度の上昇とともに核沸騰 (NB) → 遷移沸騰 (TB) → 膜沸騰 (FB) と遷移 (図2) する。次章で述べる低温安定性に関連して重要な冷媒の定常沸騰熱伝達特性に関しては、液体ヘリウムについてはチャンネル効果を含む文献<sup>18)~23)</sup>、また他の冷媒については、膜沸騰熱伝達<sup>24)~26)</sup>、極小熱流速点<sup>27)</sup>、遷移沸騰<sup>28)</sup>、限界熱流束<sup>29)</sup>、および核沸騰熱伝達<sup>30)</sup>などのモデルあるいは整理式が参考になろう。ただし、第4章3節で述べる過渡安定性で問題となる過渡沸騰特性は定常沸騰特性と異なるので注意を要する。

## 3. 低温安定性 (Cryostability)

いま、なんらかの理由で常電導遷移を起こした導体が定常温度分布に達したとしよう。この場合、(8)式右辺の熱伝導項と伝熱項とが、発熱項と釣り合うことになる。一方、前者が後者より大きければ、擾乱により一時的に常電導遷移した導体は、時間とともに温度降下して超電導状態へ自発的に復帰する。このように、「超電導状態の自発的復元 (recovery)」に力点を置き、常電導遷移を起こした導体の定常状態を境界値として安定性を確保する概念を「低温安定性」と呼ぶ。低温安定性は、すべての熱移動を定常値を使用して議論するので「定常安定性」とも呼ばれており、安定性余裕の高い概念である。

通常の超電導材では、常電導状態における電気伝導率が小さいため、安定化材を付与しなければ低温安定性は実現できない。したがって、低温安定性に関する基準は、低温安定性を保障できる最大通電量あるいは最小安定化材量の決定指針を与えることになる。

### 3-1 完全安定性

超電導体において想定されうる最大の熱擾乱は超電導体全体を常電導遷移 (クエンチ) させるものであり、この状態でも擾乱終息後には導体が発自的に超電導状態に復帰する条件を「完全安定性」と呼ぶ、すなわち、クエンチした導体の定常温度を $T_{qh}$ とすると(8)式より、完全安定性は次式で表現できる。

$$Q[T] = h(T_{qh} - T_{sn}) > G[T] = I_{op}^2 \rho_{st} / (A_{st} P) \quad (11)$$

つまり,

$$\alpha = I_{op}^2 \rho_{st} / \{ (A_{st} P) h (T_{qh} - T_{sn}) \} < 1 \quad (12)$$

ここで,  $\rho_{st}$  は安定化材比抵抗,  $A_{st}$  は安定化材断面積,  $h$  は  $T_{qh}$  における冷媒熱伝達率である. 図 2 に示したように, 「Stekly の完全安定性」<sup>10)</sup> では上式で  $T_{qh} = T_{cr}[I = 0]$  および  $h = h[T_{qh}]$ , 「無条件完全安定性」<sup>8)</sup> では  $h(T_{qh} - T_{sn}) = Q_{MHF}$  とする. 超電導状態の自発的復元が可能な最大電流は「回復電流」 $I_{rc}$  は, Stekly の完全安定条件下では, (12) 式で  $T_{qh} = T_{cr}[I = 0]$ ,  $I_{op} = I_{cr}[T_{cc}]$  として  $\alpha_{cr}$  を用いて次式で与えられる.

$$i_{rc} = I_{rc} / I_{cr}[T_{sn}] = (1 / \alpha_{cr})^{1/2} \quad (13)$$

### 3-2 等面積基準低温安定性

想定されうる次に大きな擾乱は, 導体全体でなく半無限部分 ( $0 \leq x \leq \infty$ ) が常電導遷移し, 残りの半無限部分が超電導状態に留まる擾乱であろう. いま, この状態が平衡状態となったとし, (8) 式を  $k_{st}$  一定の条件で導体長さ全体にわたって積分すると,  $x = \pm \infty$  で  $\partial T / \partial x = 0$  の境界条件を用いると,  $D = 0$  として,

$$\int_{T_{sn}}^{T_{qh}} (Q(T) - G(T)) dT = 0 \quad (14)$$

を得る. この式は, 図 2 の面積  $A$  が  $B$  と同じであれば上述の平衡状態が保持されることを意味する. したがって,  $A > B$  では導体表面からの除熱量が発熱量を上回り, 一時的に発生した常電導遷移部は時間とともに収縮し, 自発的に超電導状態に復帰する. Maddock<sup>32)</sup> により提案されたこの「等面積基準低温安定性」は, 冷媒温度にある端部が存在することが特徴で, 「cold-end recovery」と呼ばれ, 完全安定化に比べれば安定化材量を低減できる. 定物性・定熱伝達率・3 領域モデルでは, 等面積基準における回復電流は次式で与えられる.

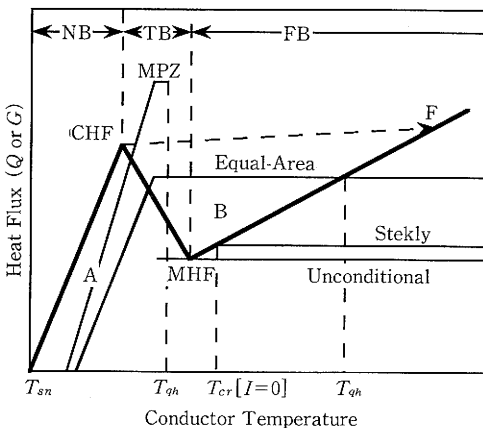


図 2 低温安定性と沸騰曲線 (NB: 核沸騰, TB: 遷移沸騰, FB: 膜沸騰, 太線: 沸騰曲線, 細線: ジュール発熱特性)

$$i_{rc} = \{ (1/4 \alpha_{cr}^2) + (2 / \alpha_{cr}) \}^{1/2} - (2 \alpha_{cr})^{-1} \quad (15)$$

### 3-3 MPZ低温安定性

さらに小さな擾乱は, 導体の有限部分 ( $-L \leq x \leq L$ ) のみを常電導遷移させるものである. この時, 有限長さの常電導部分が超電導部分と平衡状態にあるとし,  $x = 0$  (常電導遷移部中心) における導体温度を  $T_{qh}$  すると, (14) 式と同様の式が得られる. すなわち, (14) 式を満足する常電導遷移部長さ (MPZ長さ) より短い常電導遷移部は, 擾乱終息後には収縮しクエンチには至らない. Wilson-Iwasa<sup>33)</sup> により提案されたこの概念は, 「MPZ (Minimum Propagation Zone, 最小伝播領域)」と呼ばれ, 現実には MPZ 長さ  $L_{MP}$  が経験値以下となるよう通電量あるいは安定化材量を決定し, 安定化を図る. たとえば, 定物性・定熱伝達率・2 領域モデルにおける MPZ 長さは, 特性長さ  $L_{hc} = (k_{st} A / h P)^{1/2}$ , 無次元電流  $i = I_{op} / I_{cr}[T_{cc}, B]$  および  $\alpha_{cr} i^2$  のみの関数として次式で与えられる<sup>34)</sup>.

$$L_{MP} = (L_{hc}) \operatorname{arctanh} \left\{ \frac{(i/2) - 1}{1 - (i/2) - \alpha_{cr} i^2} \right\} \quad (16)$$

(16) 式で,  $L_{MP} \rightarrow \infty$  とすると (15) 式となる. 同様に, MPZ 低温安定性における回復電流は,  $L_{MP}$  あるいは  $T_{qh}$  (常電導遷移部中央温度) により表現できる<sup>35)36)</sup>.

### 3-4 低温安定性の向上

以上の 3 つの低温安定性概念に対する磁界の影響については, 文献<sup>37)</sup> で詳細に議論されている. ところで, 現実の超電導導体で発生する擾乱は MPZ 程度以下であると言われているが, 特に安全性に重点を置く大型磁石では低温安定性を確保せざるを得ない. また, 酸化物超電導導体では, 特性劣化により等面積基準程度の擾乱も想定されうるとされる. 一方, 図 3 に示したように, 低温安定化を図れば超電導導体の特徴である高電流密度をある程度犠牲にする結果になる. たとえば, 前章で述べた (12) 式より実用電流密度  $J_{al}$ <sup>3)</sup> を無条件安定化条件で計算すると次式となる.

$$J_{al}^2 = (I_{op} / A)^2 < P Q_{MHF} R^2 / \{ (1 + R)^2 A_{st} \rho_{st} \} \quad (17)$$

ここで,  $R$  は導体断面における安定化材と超電導材との面積比である. この式により定まる 4 K 導体の  $J_{al}$  は, 水冷常電導銅導体のそれに比べて 1 桁大きい程度に過ぎない. また, 液体ヘリウムおよび窒素を冷媒として  $A_{st}$ ,  $P$  および  $R$  を一定として  $J_{al}$  を計算すると, 後者の値は前者のその 40% 程度の値となる. つまり, 安定化導体においては, 77 K 超電導導体を使用しても高電流密度は実現できない. そこで, 低温安定性を確保しつつ実用電流密度を臨界値  $J_{cr}$  に近づける方が必要となる.

さて, 低温安定性は磁気安定性など他の熱的安定性概念とあわせて議論すべきものであるが, 簡単のために (17) 式のみを対象とすると,  $R$ ,  $P$  および  $A_{st}$  が一定の条件下では,  $J_{al}$  は  $Q_{MHF} / \rho_{st}$  が大きいほど増大する. した

がって低温安定性を向上させるには、まず  $Q_{MHF}/\rho_{st}$  が大きい温度条件を見いだすことが重要である。一般に 20 K 程度以上では、 $Q_{MHF}/\rho_{st}$  は低温ほど大きくなる。また、超電導電流などの超電導因子は  $T_{cr}[I=0]/2$  程度の温度では 0 K における値に近いが、 $2 T_{cr}[I=0]/3$  程度以上の温度となると減少し始める。以上のことから、低温安定性の観点からは、 $2 T_{cr}[I=0]/3$  程度以下の飽和温度の冷媒で超電導導体を冷却するのが好ましい<sup>38)</sup>。すなわちたとえば、液体窒素より高沸点の混合冷媒の使用も検討されている<sup>39)</sup> TBCCO などの 120 K 級超電導導体は液体窒素で、また YBCO など 95 K 級超電導導体は液体窒素より低沸点の冷媒で冷却することが望ましいと思われる。

このようにして選定された冷媒においてさらに低温安定性を向上させるには、超電導導体表面条件を操作する方法が有効である。この方法には、フィンなどにより導体の表面積を増大する方法のほかに、図 4 に示したように、導体表面に酸化皮膜や低熱伝導性皮膜を付加するなど超電導導体表面性状を制御<sup>32)40)~42)</sup>することにより沸騰曲線を低温安定性が向上するよう操作する方法がある。また、常電導遷移時に保護回路を通して散逸される電力を利用して、常電導遷移の発生が探知された場所に電界を印加し  $Q_{MHF}$  などの沸騰熱伝達特性を一時的に向上させる方法<sup>43)</sup>も考えられる。これらの方法は、液体ヘリウムに限らず液体窒素などの冷媒でも有効である<sup>44)</sup>。

#### 4. 過 渡 安 定 性

上述の低温安定性では、常電導遷移部が定常的に存在する状態を境界として、超電導状態への自発的復元すなわち recovery に力点を置いて安定性を確保する。しかし、現実の熱擾乱は局所的で継続時間も 1 ms 程度以下のパルスの擾乱である場合が多い。こうしたパルスの擾乱

は、非定常熱伝導および過渡熱伝達によりかなり拡散されるので、MPZ 低温安定性でも大きな安定性余裕を見込んでいると言えよう。そこで、high-performance な導体を実現する場合には、これらの過渡効果を安定性に考慮する安定性概念＝「過渡安定性」が必要となる。特に、前章で述べたように通常の低温安定化を図った場合には金属系超電導導体に比べて格別の利点が生じない酸化物超電導導体では、過渡安定性は重要な概念となろう。

過渡安定性の中心となる概念は、「クエンチ余裕」と呼ばれる概念であり、上述の過渡過程においてクエンチに至ることなく散逸できる最大の擾乱エネルギー＝臨界エネルギーを指標としている。この概念では、発生しうる熱擾乱に関する擾乱エネルギー、持続時間および印加長さといった擾乱因子があらかじめ予測できれば、擾乱因子に相当する臨界エネルギーを擾乱エネルギーより高く設定することにより、high-performance な導体を実現できる。クエンチ余裕は、常電導遷移した導体が擾乱終息後にクエンチに至るか否かの境界に相当する臨界エネルギーを(8)式を用いて計算する「MPZ エネルギー」と、導体を電流分岐温度にまで昇温するまでに導体エンタルピーと過渡伝熱により吸収・拡散される熱量を基礎とする「温度余裕」の概念に大別できる。

##### 4-1 MPZ エネルギー

簡単のために、MPZ 生成までの過渡過程において発熱量と散逸熱量とが釣り合っているとすると、MPZ を生成するに要するエネルギー  $E_{MP}$  は、MPZ 定常温度分布を  $T_{MP}[x]$  を用いて、

$$E_{cr} = E_{MP} = \int_{-\infty}^{\infty} AC_m[T] T_{MP}[x] dx \quad (18)$$

により計算できる<sup>33)</sup>。(18)式は、定物性・定熱伝達率・2 領域モデルの場合には、次式となる<sup>34)</sup>。

$$E_{cr} = E_{MP} = 2 AC_m \alpha_{cr} l^2 L_{MP} \{ T_{cr}[I=0] - T_{sn} \} \quad (19)$$

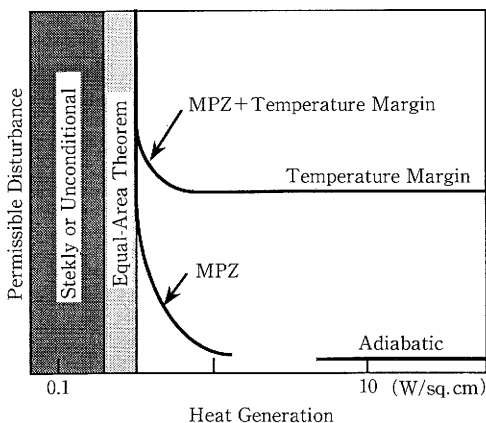


図3 許容可能な擾乱エネルギーとジュール発熱量の関係 (図中の右ほど高電流密度となる)<sup>31)</sup>

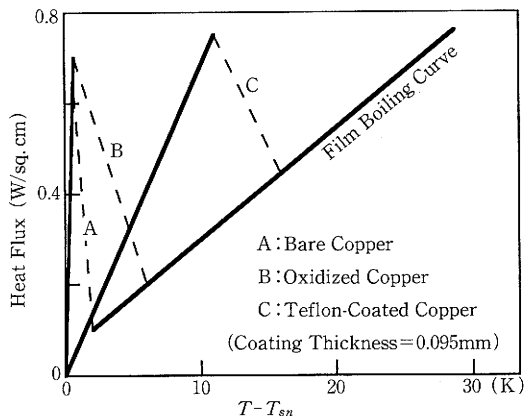


図4 低温安定性向上を目的とした表面処理による液体ヘリウム沸騰曲線制御<sup>40)41)</sup>

ここで、 $L_{MP}$ は(16)式で与えられるMPZ長さである。

このMPZエネルギーは、印加擾乱に対して(8)式を解いて擾乱終息後にクエンチに至るか否かの境界に相当する擾乱 $E_{cr}$ を見いだすことにより、さらに厳密となる<sup>44)45)</sup>。たとえば、断熱導体に点状パルス擾乱が印加された場合の $E_{cr}$ は、定物性・2領域モデルでは、

$$\frac{E_{cr}}{A} = 8.74 \left( \frac{\kappa_{st}}{\rho_{st}} \right)^{1/2} \frac{(T_{cr} - T_{sn}) C_m (1-i)^{3/2}}{J_{al}}, \quad (20)$$

で与えられる<sup>47)</sup>。ここで、 $\kappa_{st}$ は安定化材の温度伝導率である。同様の表示は、導体有限長さ $2L$ にわたり擾乱が印加される場合についても得られる<sup>48)49)</sup>。

#### 4-2 温度余裕

図2に示されているように、沸騰熱伝達では、限界熱流束CHF以上の熱流束が投入されると沸騰状態が膜沸騰に遷移し、沸騰面温度が図2のCHF点からF点に急上昇するいわゆる温度跳躍が発生する。簡単のために、一様・一定熱流束 $Q$ が超電導導体にステップ的に加わるとすると、導体温度は $Q$ の大きさに応じて図5のように変化する<sup>50)</sup>。すでに述べたように、導体の昇温過程では、まず冷媒中への「熱伝導段階」が発生し、次いで核沸騰開始条件が満足されると「核沸騰段階」に移行する。この過程において $Q > CHF$ であれば、上述のように導体温度が急上昇(図5の細線)すなわちtake-offする「沸騰遷移段階」に至る。ここで、擾乱の印加からCHF点に到達するまでの時間をtake-off時間 $\tau_{To}$ と呼ぶ。

以上のことは、超電導材の臨界温度 $T_{cr}[I_{op}, B]$ すなわち電流分岐開始温度 $T_{cs}$ が過渡沸騰限界熱流束点に相当する温度 $T_{MX}$ 以上であれば、take-offは発生せず導体は擾乱に対して安定であることを意味している。この安定性概念=温度余裕において、導体温度がtake-offせずに過渡的に吸収・拡散できる最大熱量 $E_{cr}$ は、過渡沸騰限界熱流束を $Q_{CHF, tr}$ とすると、

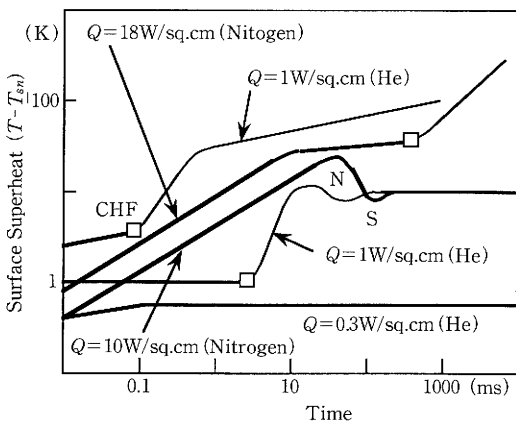


図5 過渡沸騰における加熱曲線(太線:沸騰遷移以前, 細線:沸騰遷移以降)<sup>50)</sup>

$$E_{cr} = \left( \int_{T_m}^{T_{MX}} AC_m dT \right) + (\tau_{To} Q_{CHF, tr} P) \quad (21)$$

となり、温度余裕概念における無次元最大電流 $i_{MX}$ は、

$$i_{MX} = I_{MX} / I_{cr}[T_{cc}, B] = \frac{T_{cr}[I=0, B] - T_{MX}}{T_{cr}[I=0, B] - T_{cc}} \quad (22)$$

で与えられる<sup>51)</sup>。(21)式の第1項は導体エンタルピーによる吸収熱量、第2項は過渡伝熱による拡散熱量である。第2項のみを考慮しても、局所擾乱にしか対応できないMPZ安定性に比べて4 K導体の温度余裕における $E_{cr}$ はかなり大きな値を持ち、またこの概念では導体単位断面積当りの $E_{cr}$ は $P/A$ に比例するので小直径の導体ほど大きな値となる<sup>51)</sup>。

#### 4-3 冷媒の過渡熱伝達とクエンチ余裕

さて、真空および液体ヘリウム中での $E_{cr}$ の測定結果<sup>11)</sup>によれば、擾乱継続時間 $\tau_{DT}$ が小さい場合(たとえば液体ヘリウム中で200 $\mu$ s程度以下、真空中で1 ms程度以下)には $E_{cr}$ はほぼ一定値となるが、 $\tau_{DT}$ が大きい場合には $E_{cr}$ は $\tau_{DT}$ に比例して増大し、液体ヘリウム中での値は真空中での値よりかなり大きくなる。また、過渡熱伝達を近似的に考慮し非定常熱伝導方程式(8)を数値的に解いて $E_{cr}$ を求め、MPZ生成エネルギー $E_{MP}$ と比較した結果<sup>52)</sup>によれば、 $\tau_{DT}$ が十分に小さい場合には $E_{MP} \sim E_{cr}$ であるが、 $\tau_{DT}$ が大きくなると $E_{cr}/E_{MP}$ はほぼ $\tau_{DT}$ に比例して大きくなる。さらに、常電導遷移伝播速度に関する研究<sup>17)53)-56)</sup>によれば、現実の伝播速度は定常沸騰曲線を用いた推定値よりはるかに小さい。以上のことは、クエンチ余裕に対して液体ヘリウムの過渡熱伝達が重大な影響を及ぼしていることを示していると思われる。したがって、上述のMPZエネルギーや温度余裕を正確に評価するためには、過渡沸騰開始条件、過渡沸騰限界熱流束、take-off温度、過渡膜沸騰熱伝達など過渡沸騰における熱伝達特性を知らなければならない。

さて、図5の伝熱過程をもう一度考えよう。まず、熱伝導段階での発熱面温度上昇は、Kapitza抵抗が問題となる液体ヘリウムでは小さいが、通常の熱伝導理論に従う液体窒素ではかなり大きく、熱伝導段階終了時点における導体温度 $T_{IB}$ はほぼYBCOの臨界温度に相当する。したがって、たとえば77 K YBCO導体については、(21)式の右辺第2項は液体窒素の過渡熱伝達のみとなる。しかしたとえば、(21)式で $Q_{CHF, tr} = 0$ とし、第1項に含浸導体におけるMPZ体積 $V_{MP}$

$$V_{MP} = (k_{ip}/k_{st})^2 \{ k_{st} (T_{MX} - T_{sn}) / \rho_{st} J_{al}^2 \} \quad (23)$$

を考慮すると、臨界エネルギー $E_{cr}$ は77 K導体では4 K導体に比べて10<sup>3</sup>程度大きくなる<sup>6)</sup>(ここで、 $k_{ip}$ は含浸材の熱伝導率である)。このことは、4 K導体の安定性に影響を及ぼす含浸材応力緩和程度の小エネルギー擾乱は、もはや窒素温度の導体安定性には影響せず、77 K YBCO導体は含浸導体として使用してもかなり安定であることを

示している。

一方、120 K 級超電導体では、液体窒素の過渡核沸騰開始温度  $T_{LB}$  は臨界温度  $T_c [I = 0]$  より十分に低い。核沸騰段階は、熱伝導段階において核沸騰開始条件が満足される状況で開始される。核沸騰開始条件は、液体の密度ゆらぎなど統計熱力学的に定まる「自発核生成」条件<sup>97)</sup>と発熱面表面に捕獲された既存気泡核による「沸騰核生成」条件<sup>58)59)</sup>との内、先に満足されるようになる条件により定まる。核沸騰段階が沸騰核生成により発生する場合は核沸騰開始とともに発熱面温度がいったん降下する温度超過現象<sup>60)~62)</sup> (図 5 の N 点から S 点) が発生するが、投入熱流束が大きい場合の液体ヘリウムの過渡沸騰などのように自発核生成により核沸騰段階が始まると考えられる場合には温度超過現象は現れない<sup>60)61)62)</sup>。この過渡核沸騰熱伝達は、通常定常核沸騰曲線の延長線上に存在し<sup>63)64)</sup>、核沸騰段階の持続時間は、加熱量が大きいほど短くなる<sup>64)65)</sup>。

過渡沸騰限界熱流束条件は、合体気泡底部のマクロ液膜<sup>66)</sup>が消耗し尽くされる状況で発生すると考えられる。これを take-off が起こるまでに印加された熱量  $E_{cr}$  で評価すると、次式が得られよう<sup>62)</sup>。

$$E_{cr} = \rho_{cl} h_{fg} (\delta_{ML} P) \quad (24)$$

$$E_{cr} = \rho_{cl} h_{fg} (\delta_{SH} P) \quad (25)$$

ここで、 $\rho_{cl}$  は冷媒密度、 $h_{fg}$  は冷媒蒸発潜熱、 $\delta_{ML}$  はマクロ液膜厚さ<sup>66)</sup>、 $\delta_{SH}$  は核沸騰開始時における温度境界層厚さ = 温度浸透厚さである。過渡沸騰限界熱流束については、いまだ十分に理解されていないが<sup>3)</sup>、(25) 式の  $\delta_{SH}$  を (7) 式で評価すると、

$$Q_{CHF, tr} = E_{cr} / \tau_{to} P = \rho_{cl} h_{fg} (12 \kappa_{cl} / \tau_{to})^{1/2}, \quad (26)$$

となり、この式は液体ヘリウムの take-off に関する測定値を近似的に説明する<sup>67)</sup>。この式を用いて、(21) 式右边を計算すると、液体ヘリウムでは第 2 項は第 1 項よりかなり大きい、液体窒素では右边第 2 項は第 1 項と同程度となる。このことは、安全性を特に重視する超電導体の大規模利用以外では、77 K 酸化物超電導体は導体エンタルピーにより熱擾乱を吸収する断熱安定化導体として使用できることを示している。

以上の過渡沸騰熱伝達過程は、導体保護システムと関連する常電導遷移伝播過程においても重要である。特に、77 K 超電導体では、導体比熱が大きく熱伝導率が小さいことにより、常電導遷移伝播速度が小さいことが予想され、常電導遷移の探知を含む導体保護システムの役割が大きくなると思われる。こうした常電導遷移伝播過程では、take-off 以降の温度上昇過程を支配する過渡膜沸騰熱伝達も重要となる。過渡膜沸騰熱伝達については詳細な解析<sup>68)</sup>もあるが、Iwasa-Apgar<sup>69)</sup>は、過渡膜沸騰熱流束  $Q_{FB, tr}$  を定常膜沸騰熱流束  $Q_{FB, ss}$  に蒸気膜熱容量に基づく非定常項  $h_{ef} (dT/dt)$  を加えて表現した ( $h_{ef}$  は蒸

気膜有効熱容量)。一方、Lvovsky-Lutset<sup>17)</sup>は、擾乱持続時間の短い場合には、むしろ非定常項を蒸気膜内非定常熱伝導により評価することを提案している。

## 5. 結 言

浸漬冷却型直流超電導体の冷却安定性について、概説を試みた。今後、擾乱因子の推定法、過渡熱伝達、超流動・超臨界ヘリウムにおける冷却安定性、酸化物超電導体に関する (5) 式からの評価、さらに稿を改めて議論するつもりである交流導体の冷却安定性などに関する知見の集積を基にして、より high-performance な超電導体が開発され、いわゆる「超電導社会」が現実になづくことを期待して稿を終えたい。(1989 年 7 月 4 日受理)

## 参 考 文 献

- 1) W. Nick: Proc. of the Workshop held at Saclay, Stability of Superconductors in Helium I and Helium II, Int. Inst. of Refrigeration, 139 (1981).
- 2) P. Turowski: *ibid.*, 151 (1981).
- 3) V.A. Altov, V.B. Zenkevich, M.G. Kremlev and V.V. Sychev: Stabilization of Superconducting Magnets, Plenum Press, New York, (1983).
- 4) M.N. Wilson: Superconducting Magnets. Clarendon Press, New York, (1983).
- 5) 荻原編著：応用超電導，日刊工業新聞社，(1986)。
- 6) Y. Iwasa: IEEE Trans., MAG-24, 1211 (1988).
- 7) 小笠原：低温工学，23, 217 (1988)。
- 8) 小笠原：低温工学，23, 221 (1988)。
- 9) E.W. Collings: Cryogenics, 28, 724 (1988).
- 10) Z.J.J. Stekly and J.L. Zar: IEEE Trans., NS-12, 367 (1965).
- 11) C. Schmidt: Cryogenics, 18, 605 (1978).
- 12) 甲藤：伝熱概論，養賢堂，(1964)。
- 13) C.L. Tien, M.J. Flik and P.E. Phelan: Paper presented at the Japan-U.S. Seminar on Basic Mechanisms of Helium Heat Transfer & Related Influence on Stability of Superconducting Magnets, (1988. 9).
- 14) H. Brechna: Proc. of the Workshop held at Saclay, Stability of Superconductors in Helium I and Helium II, Int. Inst. of Refrigeration, 89 (1981).
- 15) A.J. Ede: Adv. Heat Transfer, 4, 1 (1967).
- 16) R.K. Soberman: Phys. Fluid, 2, 131 (1959).
- 17) Yu. M. Lvovsky and M.O. Lutset, Cryogenics, 22, 581 (1982).
- 18) F. Clark: Adv. Heat Transfer, 5, 129 (1968).
- 19) J.M. Pfotenbauer and R.J. Donnelly: *ibid.*, 17, 65 (1985).
- 20) 西尾・Chandratilleke：日本機械学会論文集 (B 編)，54, 1104 (1988)。
- 21) S.S. Kutateladze and B.P. Avksentyuk: Cryogenics, 19, 285 (1979).
- 22) S.G. Sydorik and T.R. Roberts: J. Appl. Phys., 28, 143 (1957).
- 23) E.H. Christensen: AIChE Symp. Ser., 79-224, 120 (1982).

- 24) E.K. Kalinin, I.I. Berlin and V.V. Kostyuk: Adv. Heat Transfer, 11, 51 (1975).
- 25) 西尾・Chandratilleke・小津: 日本機械学会論文集 (B編), 掲載予定.
- 26) 西尾・大竹: 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, III, 812 (1989).
- 27) S. Nishio: Int. J. Heat Mass Transfer, 30, 2045 (1987).
- 28) E.K. Kalinin, I.I. Berlin and V.V. Kostyuk: Adv. Heat Transfer, 18, 241 (1987).
- 29) Y. Katto: Adv. Heat Transfer, 17, 1 (1985).
- 30) K. Stephan and M. Abdelsalam: Int. J. Heat Mass Transfer, 23, 73 (1980).
- 31) S.D. Peck, Adv. Cryogenic Eng., 31, 375 (1986).
- 32) B.J. Maddock, G.B. James and W.T. Norris, Cryogenics, 9, 261 (1969).
- 33) M.N. Wilson and Y. Iwasa, Cryogenics, 18, 17 (1978).
- 34) M.C.M. Cornelissen and C.J. Hoogendoorn, Cryogenics, 24, 669 (1984).
- 35) L. Cesnak, Cryogenics, 23, 662 (1983).
- 36) V.A. Altov, A.A. Akhmetov and V.V. Sytchev, Cryogenics, 28, 370 (1988).
- 37) V.R. Romanovskii: Cryogenics, 28, 756 (1988).
- 38) M. Nisenoff, Cryogenics, 28, 47 (1988).
- 39) 天野, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II, 448 (1989).
- 40) H. Ogata and W. Nakayama: Adv. Cryogenic Eng., 27, 309 (1981).
- 41) G.R. Chandratilleke and S. Nishio, Cryogenics, 29, 588 (1989).
- 42) Y. Kubota, T. Makiura, T. Ogasawara and T. Yasukochi, Proc. ICEC, 166 (1982).
- 43) 上村・西尾・棚沢, 第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II, 463 (1989).
- 44) S. Nishio, Proc. 1983 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., 1, 103 (1983).
- 45) W.Y. Chen and J.R. Purcell, Appl. Phys. Lett., 31, 127 (1977).
- 46) A. Bejan and C.L. Tien, Cryogenics, 18, 433 (1978).
- 47) G. Pasztor and C. Schmidt, J. Appl. Phys., 49, 886 (1978).
- 48) O.P. Anashkin, V.E. Keilin and V.V. Lyikov, Cryogenics, 19, 77 (1979).
- 49) V.E. Keilin and V.R. Romanovsky, Cryogenics, 22, 313 (1982).
- 50) W.G. Steward: Int. J. Heat Mass Transfer, 21, 863 (1982).
- 51) Y. Iwasa: Cryogenics, 19, 705 (1979).
- 52) K. Ishibashi, M. Wake, M. Kobayashi and A. Katase: Cryogenics, 19, 633 (1979).
- 53) L. Dresner: IEEE Trans., MAG-15, 328 (1979).
- 54) W. Nick, H. Krauth and G. Ries: IEEE Trans., MAG-15, 359 (1979).
- 55) Yu. M. Lvovsky and M.O. Lutset, Cryogenics, 22, 639 (1982).
- 56) K. Funaki, F. Irie, M. Takeo, U. Ruppert, K. Lueders and G. Klipping: Cryogenics, 25, 139 (1985).
- 57) M. Blander and J.L. Katz: AIChE J., 21, 833 (1975).
- 58) 西尾: 日本機械学会論文集 (B編), 54, 1802 (1988).
- 59) R. Cole: Adv. Heat Transfer, 10, 85 (1974).
- 60) A. Sakurai, M. Shiotsu: J. Heat Transfer, 99, 547 (1977).
- 61) K.P. Derewnicki: Int. J. Heat Mass Transfer, 28, 2085 (1985).
- 62) K. Okuyama, Y. Kozawa, A. Inoue and S. Aoki: Int. J. Heat Mass Transfer, 31, 2161 (1988).
- 63) P.J. Giarratano and N.V. Frederick: Adv. Cryogenic Eng., 25, 455 (1980).
- 64) A. Sakurai and M. Shiotsu: J. Heat Transfer, 99, 554 (1977).
- 65) A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata and Y. Takeuchi: Paper presented at the Japan-U.S. Seminar on Basic Mechanisms of Helium Heat Transfer & Related Influence on Stability of Superconducting Magnets, (1988. 9).
- 66) 原村・甲藤: 日本機械学会論文集 (B編), 49, 1919 (1983).
- 67) C. Schmidt: Appl. Phys. Lett., 32, 827 (1978).
- 68) T.W. Jackson and H.W. Yen: Heat Transfer 1970, 5, B3. 8.
- 69) Y. Iwasa and B.A. Appgar: Cryogenics, 18, 267 (1978).