研究論文

浸漬冷却パンケーキ巻き超電導コイルにおける クエンチ伝播模様に関する数値解析

岡田 定五, 相原 利雄*, 山本 広衛, 小村 昭義

日立製作所日立研究所 日立市大みか町 7-1-1

*東北大学流体科学研究所 仙台市青葉区片平 2-1-1

(1995年11月7日受理)

Numerical Analysis of Quench Propagation of an Immersion-Cooled, Pancake-Type Superconducting Coil

Sadayuki OKADA, Toshio AIHARA,* Hiroe YAMAMOTO and Akiyoshi KOMURA

Hitachi Research Laboratory, Hitachi Ltd., 7-1-1 Ohmika, Hitachi 319-12

*Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-77

(Received November 7, 1995)

Synopsis:

This paper presents a numerical analysis of quench propagation in an immersion-cooled, pancake-type superconducting coil. The influences of thermal and electromagnetic conditions on quench propagation are clarified for various values of the thickness of electric-insulation films and transport current. The numerical results presented are in good agreement with the optical observation of quench propagation, therefore proving the validity of this analysis.

Keywords: superconducting coil, quench propagation, numerical analysis, liquid helium

1. 緒 言

超電導コイルでは、完全に安定化されたコイルでない限りクエンチする可能性があるので、クエンチした場合にコイル内でどのように常電導転移伝播が進展するのか、その伝播模様を明らかにしておく必要がある。

浸漬冷却されたパンケーキ巻き超電導コイルのクエンチ伝播に関する従来の研究^{1,2)}は少ない。その中で、Wilson ら¹⁾は、水平に配置されたパンケーキ巻きコイルの下面が断熱されており、コイルの上面からのみ液体ヘリウムに放熱される場合について、実験と解析を行っているが、安定限界の検討が主体で、クエンチ伝播に関してはほとんど記述されていない。また、Cornish ら²⁾は、外径 1.6 m の核融合炉用の大型パンケーキ巻きコイルに関し、コイル内周に設けたヒーターで安定限界及び常電導伝播速度について実験的検討のみを行っている。以上のように、これまでに、クエンチ

の伝播模様に関する研究は少ない。

一方、著者らはパンケーキ巻きコイルに熱擾乱を印加した場合について、液体ヘリウムの非定常沸騰熱伝達特性と導体物性値の温度依存性を考慮した数値解析を行い、超電導コイルの熱的安定性並びにその安定限界に及ぼす諸因子の影響に関して、既に報告³⁾した。また、著者らが開発した、超電導導体に生じる常電導転移領域の光学的検出法⁴⁾に基づき、試作超電導コイルが常電導転移またはクエンチした領域の伝播模様をコイル表面上に現われた暗影部として、光学的にとらえることに成功し、これが電氣的に同時測定したタップ電圧と導体温度から常電導転移領域であることも明らかにした⁵⁾。

本研究では、前報³⁾の解析手法に基づき、パンケーキ巻き超電導コイルのクエンチ伝播の挙動を数値解析し、クエンチ伝播の経時変化並びにクエンチ伝播模様

場分布などの諸因子の影響について明らかにする。また、解析結果とクエンチ伝播模様の光学的観測結果⁵⁾とを対比することにより、本解析手法の妥当性についても明らかにする。

2. 超電導コイルの構造と解析方法

本報の対象とするパンケーキ巻き超電導コイルは、Fig. 1 に示すように、超電導導体を円盤状に巻いたコイルで、隣接導体間（ターン間）は厚さ 2δ の絶縁被膜を介して密着しており、円盤状コイルの全表面が液体ヘリウムによって浸漬冷却されている。Table 1 にその仕様を示す。

本超電導コイルの基礎方程式並びに数値解法については、前報³⁾と同様であり既に詳述されているので、ここではその大部分を省略し、基礎方程式の一部、物性値並びに数値解析上で考慮した追加項目のみを記す。

Fig. 1 (b)に示す超電導コイルにおいて、超電導導体の中心線の半径距離を r 、円周方向角度を x で表わす。いま、時刻 $t=0$ から $t=t_d$ の期間、導体の任意の位置 r, x における区間 l_d に印加率 ϕ_d の熱擾乱が局所的に加えられた場合の解析を考える。この場合、非定常熱伝導の基礎方程式は式(1)のようになる。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \phi_r + \phi_d + \phi_J - \phi_h$$

(1)

ここで、

- ρ : 導体の密度 (kg/m³),
- c : 比熱 (J/(kg・K)),
- T : 温度 (K),
- t : 経過時間 (s),
- λ : 熱伝導率 (W/(m・K))

Fig.1 Schematic of the pancake-type superconducting coil.

Table 1 Specifications of the superconducting coil.

Magnetic flux density	$B=5\sim 10$ T
Critical temperature	$T_c=7.3\sim 5.0$ K
Cross section of a conductor	
{Width	$a=1.61\times 10^{-3}$ m
{Height	$b=5.08\times 10^{-3}$ m
Thickness of insulation film	$\delta=50\times 10^{-6}$ m
Total length of conductor	$l=10.2$ m
Number of windings	$n=32$
Innermost radius of coil	$r=25\times 10^{-3}$ m
Copper/NbTi ratio	$\beta=2.0$
Coolant temperature	$T_H=4.2$ K
Critical temperature $B=0$	$T_{c0}=9.0$ K

Table 2 Electromagnetic and thermal properties of materials used in calculation (at 4.2 K).

	NbTi	Cu(RRR-150)	PTFE
λ [W/(m K)]	0.221	1.025×10^8	0.040
c [J/(kg K)]	0.233	0.1089	—
σ [Ω m]	—	$1.00\times 10^{-10}(B=0\text{ T})$ $3.40\times 10^{-10}(B=5\text{ T})$	—

であり、また式(1)中で、 ϕ_d, ϕ_J, ϕ_h は、それぞれ単位体積当りの導体への熱擾乱量、常電導転移領域の導体からのジュール発熱量、液体ヘリウムへの沸騰伝熱量である。 ϕ_r は絶縁被膜を介しての単位体積当りの伝導熱量である。

この基礎方程式の数値解析には、無次元極座標による非定常熱伝導方程式に変換し、さらに、離散化にはコントロールボリューム法⁶⁾を用い、完全陰解法で解いた。次に、導体を構成する超電導材(NbTi)と安定化銅(無酸素銅:RRR-150)、並びに絶縁被膜の熱物性値は、温度の関数として、また安定化銅の電気抵抗率については温度と磁界の関数として、既存のデータ⁷⁻⁹⁾から近似式¹⁰⁾を作成し、それらを使用した。なお、液体ヘリウムの温度4.2 Kにおける導体の物性値を、Table 2 に示した。また、超電導材の磁束密度 B に対する臨界電流密度 J_c 及び臨界温度 T_c は、それぞれ導体メーカーのデータ並びに文献⁷⁾の値から作った式を使用した。

超電導導体が熱擾乱を受ける場合の熱的挙動は、通常 $10^{-4}\sim 10^{-3}$ s 程度的高速非定常現象である。ヘリウ

Fig.2 Comparison of pool boiling characteristics of saturated liquid helium at 4.2 K in unsteady and steady states.

ムの沸騰伝熱に関する既存の研究において、非定常特性に関するデータが極めて少ないので、著者らは、文献¹¹⁾をはじめ、約110編を検討し、その非定常特性を最も詳細に測定していると思われる Giarratano らの実験結果¹²⁾を用いて、本解析を行った。

Giarratano らのデータは多数の $q_h - \Delta T_{sat}$ 曲線の形で与えられている。本解析では、それらの曲線から抽出した Fig.2 の○印のデータを使用し、導体の温度変化率 ζ と過熱度 ΔT_{sat} の関数として熱流束 q_h の近似式を作成し、数値計算に供した。

次に、前報³⁾では考慮せず、本報の数値解析で新たに考慮した追加内容を以下に示す。

(1) 実機のパンケーキ巻き超電導コイルに生じる磁場分布は、コイルの最内周が最大強度であり、外周に向けて半径に対して直線的に減少する。このため、コイルの磁場については、全域一様の他に、上記の磁場分布を有する場合についても検討した。

(2) 液体ヘリウムの沸騰冷却面（コイル上下面の80%露出）は電気絶縁被膜で被われているので、被膜の伝導熱抵抗を次のように考慮し、数値解析した。

$$T_{ins} = T_w - \frac{\delta}{\lambda_{ins}} q_h \quad (2)$$

ここで、

T_{ins} : 導体の冷却面（絶縁被膜表面）の温度 (K)

T_w : 導体の温度 (K)

q_h : 液体ヘリウムの沸騰熱伝達の熱流束 (W/m^2)

λ_{ins} : 絶縁被膜の熱伝導率 ($W/(m \cdot K)$)

δ : 絶縁被膜の厚さ (m)

Fig.3 Time history of quench propagation. $J/J_c = 0.29$, $B = 5$ T, $\phi_d = 1.7 \times 10^7$ W/m³, $t_d = 1$ ms, $T_c = 7.28$ K, $T_s = 5.74$ K.

Fig. 4 Transient distribution of conductor temperature in the longitudinal direction(x).

Fig. 5 Transient distribution of conductor temperature in the radial direction (r).

である。

(3) 4章の解析で、コイルに印加される擾乱エネルギーは、ヒーターの両面に隣接した導体へ均等に与えられるものとした。

3. 解析結果とその考察

3.1 クエンチ伝播模様には及ぼす熱的条件の影響

3.1.1 クエンチ伝播模様の経時変化

Fig. 3 は、磁場分布が一様の場合であり、超電導コ

Fig. 6 Influence of insulation-film thickness on quench propagation. $J/J_c=0.5$, $B=5\text{ T}$, $\phi_d=1.7 \times 10^7\text{ W/m}^3$, $t_d=1\text{ ms}$, $T_c=7.28\text{ K}$, $T_s=5.74\text{ K}$.

イルの最内周より16ターン目(32ターンコイルのほぼ中央)の $x=10\pi/9$ rad, 擾乱印加区間 $l_d=43.6$ mmの位置に, 熱擾乱 $\phi_d=1.7 \times 10^7$ W/m⁸(印加総熱エネルギーは約5.6 mJ)を擾乱持続時間 $t_d=1$ msの間だけ印加した場合のクエンチ伝播模様の経時変化を例示したものである。なお, Fig. 3 では, 図面サイズの制限上, 全32ターンのうち23ターンまで描き, それより外周部分は省略してある。また, コイルの円周(x 方向)を36分割して示し, 図中の時間 t は熱擾乱印加時からの経過時間を示している。

Fig. 3(a)に示すように, $t=0.2$ msの時, 擾乱印加

Fig. 7 Transient distribution of conductor temperature in the longitudinal direction. (a) in the case of thickness $\delta=50 \mu\text{m}$, (b) in the case of thickness $\delta=5 \mu\text{m}$.

区間 l_d の中央にはすでに, 分流開始温度 T_s 以上の部分, つまり常電導転移の芽(転移開始領域)が見られる。熱擾乱印加終了直前の $t=0.93$ ms になると [Fig. 3 (b)], 擾乱印加区間の全域が分流開始温度に到達し, この領域でジュール発熱が生じる。その後の $t=3.1$ ms では, Fig. 3 (c)に示すように, 約2 ms経過しているにもかかわらず, Fig. 3 (b)と同じ温度分布となっている。この理由は以下のようなものである。すなわち, この計算例の熱擾乱は安定限界に極めて近い値であり, この値より僅か5%少ない熱擾乱ではクエンチに至らない。したがって $t=1$ ms 以後は, それまで印加されていた熱擾乱が消滅し, ジュール発熱量だけとなる。もし, この発熱量が液体ヘリウムによる冷却放熱量とバランスしたときには, 導体の温度は平衡状態

Fig. 8 Transient distribution of conductor temperature in the radial direction. (a) in the case of thickness $\delta=50 \mu\text{m}$, (b) in the case of thickness $\delta=5 \mu\text{m}$.

となる。本計算例では、この平衡状態より導体の発生するジュール発熱量が若干大きいため、Fig. 3(b)から(c)の間は、図示できぬ程度の緩慢な温度上昇となったものである。

その後、導体の温度上昇とともに、ジュール発熱がさらに増大し、 $t=10$ ms の Fig. 3(d) では、分流開始温度 T_s 以上の領域が熱擾乱を印加した同じ 16 ターン目の導体中を約半周まで延びている。さらに時間経過とともに、Fig. 3(e) 及び(f)のように、常電導転移領域が導体の内周並びに外周へと延びるため、常電導転移領域の半径方向の幅が増大し、ついにはコイル全域に常電導領域が広がる様子が分かる。

ところで、Fig. 3 の場合について、円周(導体長手)方向と半径(ターン)方向の導体温度分布の経時変化を Fig. 4 と Fig. 5 に示した。まず、Fig. 4 において、横軸の上と下には、円周方向の角度 α と導体長手方向の距離 l を示しており、共に擾乱印加区間 l_d の中央を基点に表わした。また、Fig. 5 において、横軸の上と下には、半径方向の距離 r とコイルのターン数 n を示しており、共に擾乱を印加した 16 ターン目を基点に表わした。また、図の縦軸 T は導体の温度を、図中の t は熱擾乱印加直後からの経過時間を示す。

Fig. 4 の導体長手方向に対して、常電導は擾乱印加

点を中心に左右対称に伝播する。そして、常電導伝播が周方向に 360 度一周した隣のターンの隣接部に波及する時点で、半径方向にも絶縁被膜を介して伝熱され、導体温度が分流開始温度付近まで上昇する。このため長手方向の常電導伝播速度が、一周前に比して約 1.5 倍に加速される。

これに対し、半径方向の常電導伝播は、Fig. 5 に示したように極めて遅く、40 ms 経過後においても擾乱を印加した 16 ターン目より、内外周に 1 ターンしか伝播されない。これは、Table 2 に示したようにターン間に介在する低熱伝導率の電気絶縁被膜のため、コイルの隣接導体間を結ぶ半径方向の熱抵抗が、導体長手方向の熱抵抗より約 400 倍以上大きいためである。

3.1.2 絶縁被膜の厚さの影響

Fig. 6 は、磁場分布が一樣で絶縁被膜厚さ(δ)を変えた場合のクエンチ伝播模様を示した。計算例の絶縁被膜厚さ 50 μm は、この種の導体として一般的な厚さである。この膜厚では前述のように半径方向の常電導伝播が極めて遅いので、ここではターン間の熱抵抗を小さくした場合として、1/10 の薄い膜厚 (5 μm) の場合について数値解析を行ない比較検討した。

Fig. 6 の対比から分かるように、 $t=0.93$ ms の初期には、常電導転移領域は被膜の薄い 5 μm の方が、

Fig. 9 Influence of cooling condition on quench propagation. $J/J_c=0.5$, $B=5$ T, $\phi_d=1.7 \times 10^7$ W/m³, $t_d=1$ ms, $T_c=7.28$ K, $T_s=5.74$ K.

50 μm に比べて小さい。時間経過と共に被膜の薄い方が、50 μm のものより、常電導領域が極めて速くコイル全体に伝播する。これは、被膜を薄くした方が隣接導体間の熱伝導が促進され、半径方向の伝播が加速されるためである。Fig. 6 の場合について、円周（導体長手）方向と半径（ターン）方向の導体温度分布の経時変化を Fig. 7 と Fig. 8 に示した。被膜の厚い方は常電導転移が円周方向に延びるのに反して、被膜の薄い方は円周方向と同時に半径方向にも伝播していく事が明らかである。

すなわち、絶縁被膜の薄い場合は、熱擾乱印加中の常電導転移の広がり小さいが、擾乱印加終了後は時間経過と共に転移域は急速に伝播し、10 ms 時ではほぼコイル全体に常電導転移する。従って、クエンチ伝播や絶縁耐圧の観点から、薄すぎる絶縁被膜は好ましくない。しかし、将来とも伝熱制御が可能となれば、クエンチ伝播現象をある程度抑制することができるので、その時は必ずしもこの限りではない。

3.1.3 冷却条件の影響

Fig. 9 は、コイルの磁場分布が一樣の場合における、液体ヘリウム中での浸漬冷却の有無がクエンチ伝播模様に及ぼす影響を示したものである。この場合に

Fig. 10 Transient distribution of conductor temperature without cooling. (a) in the longitudinal direction, (b) in the radial direction.

Fig. 11 Influence of transport current on quench propagation. $B=5\text{ T}$, $t=3.1\text{ ms}$, $\phi_d=1.7 \times 10^7\text{ W/m}^3$, $t_d=1\text{ ms}$.

Fig. 12 Comparison of the propagation velocity between the numerical analyses presented and Wilson's theory.¹³⁾

Fig. 13 Magnetic field distribution.

は、当然ながら断熱条件下の方が、冷却条件下に比べて常電導転移領域の広がりが速くなる。とくに、Fig. 9 (b)と(e)の比較から知れる様に、断熱条件下では、導体

のジュール発熱量は導体長手方向並びに隣接導体への熱伝導以外に放熱されないため、Fig. 9 (f)のように常電導転移領域が半径方向に広く伝播している。

なお、断熱条件下における円周（導体長手）方向と半径（ターン）方向の導体温度分布の経時変化を Fig. 10 に示した。この Fig. 10 と冷却条件下の円周方向の Fig. 7 (a) 及び、半径方向の Fig. 8 (a) を比較すると、冷却条件下の常電導伝播速度が円周方向では約 30%，半径方向では 50% 減速され、液体ヘリウムの冷却効果が顕著に現われる。

3.2 クエンチ伝播模様に及ぼす電磁気条件の影響

3.2.1 電流密度比の影響

Fig. 11 は、電流密度比を変えた場合の解析結果のうち、磁束密度が $B=5\text{ T}$ で一様分布、経過時間 $t=3.1\text{ ms}$ の時のクエンチ伝播模様を示したものである。電流密度比が増大すると、分流開始温度が低くなるので、微小な熱擾乱でも常電導転移が発生し易くなる。更に、一たび常電導転移が生じると、ジュール発熱量が電流の 2 乗に比例して増加することと相俟って、Fig. 11 のようにクエンチ伝播が加速される。

Fig. 12 は、電流密度比を変えた場合のクエンチ伝播速度（導体方向）である。実線は Wilson の計算法¹³⁾ から求めた結果であり、●印は本数値解析の結果を示した。両者はほぼ一致しており、伝播速度は通電電流の増加と共に急激に増大する。この伝播速度については、コイルの半径方向の熱抵抗が導体方向のそれに比べて極めて大きく、クエンチ伝播が主として導体方向に広がる場合には、Wilson の一次元導体と見なして計算しても差し支えないことが分かる。

3.2.2 磁場分布の影響

Fig. 13 は、コイルの磁場分布の相違点を示す。すなわち、(a)はバイアスコイルによって、半径方向すべてに磁場が一様に負荷されるものと仮定した場合であり、(b)はコイルの自己磁場の発生により、半径方向に外周から内周に向けて磁束密度が高くなる場合であり、これら両者のクエンチ伝播の比較を行なった。

ここで、比較の条件は、いずれも電流密度比 (J/J_c) は 0.5 で一定とし、熱擾乱印加位置と印加長さも同一で、かつ擾乱印加位置における磁束密度は 5 T に選んである。

Fig. 14 は、上記 2 種類の磁場分布について、クエンチ伝播の解析結果の比較を示した。本図から分かるように、時間の経過にともない、傾斜磁場分布の場合是一様磁場分布に比べて、常電導転移領域の面積が大

Fig.14 Influence of magnetic flux distribution on quench propagation. $J/J_c=0.5$, magnetic flux density of thermal disturbance zone is fixed as 5 T, $\phi_d=1.7 \times 10^7$ W/m³, $t_d=1$ ms.

きく、とくに $t=14$ ms の場合に コイル内周に向かう急速な伝播と、外周に向かう遅い伝播とが対照的である。これは、傾斜磁場分布では、コイル内周に向かって磁束密度が増大しているためである。

また、 $t=3.1$ ms の初期の伝播模様 [Fig. 14 (a) と (d)] では磁場分布による違いがほとんど認められない。これは、擾乱印加長さが 導体等価直径の 10 倍以上 印加したのものにもかかわらず、擾乱印加位置が同一半径上に存在し、磁束密度が同じために生じた。したがって、この常電導伝播模様 (擾乱印加後 2~3 ms 経過時) から、コイルがクエンチするか復帰するかの境界を表す安定限界も磁場分布の影響を受けない、つまり、同一であることが予想される。

4. クエンチ伝播模様の光学的観測結果と解析結果の比較

本章では、本解析結果を前報³⁾のクエンチ伝播模様の光学的観測結果と比較する。

Fig. 15 のクエンチ伝播の観測写真は、供試コイルに 1,600 A を通電中、コイルの 16 と 17 ターン間に埋設した 薄膜ヒーターに、18.1 W×10 ms のパルス通電を行ない、エネルギー密度で 1.5×10^3 J/m³ の熱擾乱を与えて常電導転移を誘起させ、コイル全域に常電

導域が伝播する様子を高速ビデオで撮影録画したものである。これらの写真は前報³⁾ではカラー写真で掲載されているので、参照されたい。なお、Fig. 15 における暗影部が、常電導転移域に対応することを、同時測定した導体温度および端子電圧の経時波形との対比から、前報³⁾で明らかにしてある。

また Fig. 16 は、Fig. 15 の光学観測と同一条件、すなわち通電電流からヒーターの印加位置と擾乱量及び傾斜磁場分布に至るまで全て同じ条件のもとで、数値解析を行った結果を示したものである。Fig. 16 中の黒色部分は、分流開始温度以上の領域、すなわち常電導転移領域を示している。また、図番の(1), (2), ..., (6)に対する時刻は、それぞれ Fig. 15 の写真番号と同一である。

Fig. 16 を Fig. 15 と比較すると、数値シミュレーションによるクエンチ伝播模様は、光学観測による伝播模様の形状並びにそのタイミングがともに良く一致していることが分かる。

したがって、本法解析手法を用いることにより、クエンチの伝播を時間的・空間的にシミュレーションすることが可能であり、かつその精度がかなり良好であることを明らかにできた。

Fig. 15 Optical observation of quench propagation, reproduced from a high-speed video tape (Ref.5). (1) Just before input to the heater, (2) just after input to the heater, (3) 10 ms after input cutoff, (4) 100 ms after cutoff, (5) 200 ms after cutoff, (6) 500 ms after cutoff.

Fig. 16 Numerical simulation of quench propagation. (1) Just before input to the heater, (2) just after input to the heater, (3) 10 ms after input cutoff, (4) 100 ms after cutoff, (5) 200 ms after cutoff, (6) 500 ms after cutoff.

5. 結 言

パンケーキ巻き超電導コイルのクエンチ伝播の挙動を数値解析し、クエンチ伝播模様にあぼす熱的並びに電磁氣的条件の影響についての検討並びに既存のクエンチ伝播の光学的観測結果との比較を行ない、以下の結果を得た。

(1) 熱的条件として絶縁被膜厚さが薄い場合や冷媒の無い断熱条件下では、常電導転移域が半径方向にも伝播し易く、クエンチが急速に伝播することを明らかにした。

(2) 電磁氣的条件の電流密度比や磁束密度が大きくなると、分流開始温度及び臨界温度が共に低下するため、常電導転移が発生し易く、かつクエンチ伝播の拡大が速くなることを明らかにした。

(3) 本法解析手法を用いることにより、クエンチの伝播を時間的・空間的にシミュレーションすることが可能であり、かつその精度がかなり良好であることを明らかにした。

参 考 文 献

- 1) M. N. Wilson and Y. Iwasa: *Cryogenics* **18** (1978) 17
- 2) D. N. Cornish, et al.: *IEEE Trans. Magn. MAG* **15-1** (1979) 530
- 3) 岡田定五, 相原利雄, 金 柱均, 黒田邦茂: *低温工学* **25** (1990) 323
- 4) 相原利雄, 岡田定五, 山本広衛, 小村昭義: *低温工学* **29** (1994) 304
- 5) 岡田定五, 相原利雄, 山本広衛, 小村昭義: *低温工学* **30** (1995) 177
- 6) S. V. Patankar: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flows*, McGraw-Hill, New York (1980) 71
- 7) K. Kuroda, et al.: *Cryogenics* **29** (1989) 814
- 8) Battelle Columbus Laboratories: *Handbook on Material for Superconducting Machinery*, MCIC-HB-04 (1977)
- 9) A. C. Anderson, et al.: *Rev. Sci. Instrum.* **34** (1963) 1386
- 10) 相原利雄, 嶽間沢秀孝, 岡田定五, 金 柱均: *東北大学流体科学研究所報告* **2** (1991) 55
- 11) 日本機械学会編: *沸騰熱伝達と冷却*, 日本工業出版, 東京 (1989) 240
- 12) P. J. Giarratano and N. V. Frederick: *Adv. Cryog. Eng.* **25** (1980) 455
- 13) M. N. Wilson: *Superconducting Magnets*, Oxford Univ. Press, New York (1983) 204