I-5 超電導マグネットにおける常電導部の伝播と保護

船 木 和 夫

九州大学工学部附属超伝導マグネット研究センター 福岡市東区箱崎 6-10-1

(1988年8月8日受理)

Propagation of Normal Zone in Superconducting Magnet
and its Protection

Kazuo FUNAKI

Research Institute for Superconducting Magnets, Faculty of Engineering, Kyushu University 36,
6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

(Received August 8, 1988)

Synopsis :

A superconducting magnet, not fully stabilized, has instability that a normal zone, induced by a certain local disturbance, may lead to normal transition of the magnet as a whole. Approximate evaluation of propagation of normal zones in superconducting wires is outlined and some remarks are made for anisotropic propagation in magnets. As a typical example, an analytical expression proposed by Wilson is presented and is compared with experimental results in bare and insulated wires. Basic ideas of magnet protection from mechanical and thermal damages in quench process are explained in two types of protection systems by an external resistor and "quenchback." New aspects of magnet protection are also discussed in prospective applications of superconducting magnet.

1. 超電導マグネットの安全対策

超電導マグネットの最大の利点は電気抵抗がなく、一定の通電電流に対しては損失が発生しないことであろう。このために常電導マグネットにくらべて広い空間で高磁界を比較的容易に得ることができ、また、電流密度を高くして装置の小型化も可能となっている。一方、超電導マグネットにおいて何らかの原因で超電導状態が維持できなくなって常電導領域が発生し、この領域が拡大、伝播していくと、所定の機能が失われるだけではなく、抵抗領域での発熱に伴う温度上昇や高電圧によってマグネットが損傷を受ける危険も出てくる。このため各種の外乱に対して超電導マグネットを安定に保持することと同時にマグネットが常電導転移(クエンチ)したときにマグネットの損傷を防ぎ、安全に超電導状態に復帰させるための保護対策がマグネットの設計・製作において重要な検討項目である。ここでは、超電導マグネットが常電導転移したときに

マグネット内で生じる電氣的熱的狀態の変化(クエンチ過程)を概説し、これまでに製作された超電導マグネットの例を引きながらクエンチ時にマグネットを保護する方法を紹介する。さらに、超電導マグネットの今後の進展に即して保護対策の分野における課題等にもふれる。

2. 常電導部の伝播

2.1 超電導線における常電導転移と伝播

現在、実用超電導線は多くの場合多数の超電導フィラメントが高導電率の常電導金属母材中に埋込まれた複合多芯構造である。ここでは、超電導マグネットにおける常電導部の伝播の様子を理解するために熱的環境が比較的単純なこの超電導多芯線単線を例にとってみよう。

超電導多芯線の一部の温度が上昇し臨界温度 T_c を越えたときの通電電流の経路と対応する温度分布を Fig. 1 に模式的に示す。ただし、簡単のために図では

Fig. 1 Current flow and temperature profile near normal front in a superconducting composite.

代表的フィラメント1本のみを示している。超電導体は通常常電導状態では導電率が小さい。このためフィラメントが常電導転移した領域では通電電流は高導電率母材中を流れる（常電導領域 $T > T_c$ ）。この通電電流はある中間的領域において母材とフィラメントに分流し（電流分流通領域）、電流分流通温度 T_{cs} 以下ではすべて超電導フィラメントを流れる（超電導領域 $T < T_{cs}$ ）。このうち、通電電流が母材中を流れる領域（ $T > T_{cs}$ ）では熱が発生する。発生熱は線表面から周りの冷媒に伝達されるが、発熱にくらべてこの冷却効果が十分でない場合には、この発生熱により常電導領域が拡大伝播することになる。

2.2 超電導単線における常電導部の伝播速度

断面内での温度変化が無視できる細い超電導線における線軸（ x 軸）方向の温度分布は次式に従う。

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa_H(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + G(T) - \frac{p}{A} Q(T, t) \quad (1)$$

ここで、単位体積当りの熱容量 C 、熱伝導率 κ_H 、発熱 G は線断面内での平均量である。また、 p 、 A は線の冷却周長、断面積である。式中の諸係数は温度の関数であり、さらに線表面からの冷却熱流束 Q は一般には過渡的冷却効果のために時間にも依存するので、(1) 式から温度分布を求め、常電導部の伝播速度を計算するには数値解析に頼らざるをえない。そこで、伝播速度を簡便にしかもできるだけ正確に表すために (1) 式を近似的に解く方法が従来から提案されてい

Fig. 2 Models of heat generation in superconducting composites.

る¹⁻⁶⁾。これらの方法においては

- (i) 比熱、熱伝導率は定数
- (ii) 冷却熱流束は冷媒温度 T_b と線材温度との差に比例

($Q = h_H(T - T_b)$; 熱伝達係数 h_H は定数)

- (iii) (1) 式の解として進行波解をとる

($T(x, t) = T(x - vt)$; v は常電導部の伝播速度)。

などの仮定が共通に採用されている。一方、発熱 G は線材温度の上昇とともに超電導フィラメントの電流が母材にも分流することに由来している。一般には発熱 G は温度に対して複雑な関数となるので、計算の便宜上、Fig. 2 に示すように発熱 G と温度との関係を多様な形で近似して伝播速度が解析されている。このため発熱 G の取り方によって伝播速度の表式にかなりの相違がみられる⁵⁾。実際には、液体ヘリウム中の超電導線の常電導部伝播速度は絶縁被覆の有無によって著しく変化することからもわかるように^{7,8)} 常電導部の伝播は冷却条件に影響を受けやすい。とくに裸線の場合には過渡的な冷却効果⁹⁻¹¹⁾ が効いていることが指摘されている^{4,8,12)}。線材の構成や冷却条件に対応して精度のよい伝播速度の表式を得るには実測結果との比較による検討がさらに必要であろう⁶⁾。

さて、次節で述べるように超電導マグネットがクエンチしたとき常電導転移部の温度上昇による事故からマグネットを保護するために、超電導マグネットの設計においては常電導部の伝播速度をある程度の精度で評価できることが必要である。ここでは、一例として Wilson 氏が提案している方法⁴⁾ に沿って伝播速度の表式を求めて実測値と比較してみよう。

上にあげた三つの簡単化のもとで (1) 式は

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{vC}{\kappa_H} \frac{dT}{dx} - \frac{h_H p}{\kappa_H A} (T - T_b) + \frac{G(T)}{\kappa_H} = 0 \quad (2)$$

となる。ただし、(2) 式では運動座標 $\bar{x} = x - x_s(t) = x - vt$ を使っている。ここで発熱 $G(T)$ と超電導線温度 T の関数形として Fig. 2 において温度 $T_s = (T_{cs} + T_c)/2$ でステップ状に変化する階段関数を採用する。(2) 式および、 $\bar{x} = -\infty, 0, +\infty$ における境界条件

$$\begin{aligned} T(-\infty) &= T_m = T_b + \rho_n J^2 A / h_H p, \\ T(0) &= T_s, T(\infty) = T_b, \end{aligned} \quad (3)$$

より超電導領域と常電導領域の温度分布が伝播速度 v を未定定数として求められる。ここで、 T_m は Fig. 2 に示されているように発熱 $\rho_n J^2$ と冷却が釣り合う温度として定義される。結局、未定定数 v は、 $\bar{x} = 0$ における熱流束の連続条件

$$-\frac{dT}{d\bar{x}} \Big|_{\bar{x}=-0} = -\frac{dT}{d\bar{x}} \Big|_{\bar{x}+0} + \frac{p}{A} v Q_L \quad (3)'$$

を用いると次のように決定できる。

$$v = \frac{J}{C} \left(\frac{\rho_n \kappa_H}{T_s - T_b} \right)^{1/2} \frac{1 - 2y}{(yz^2 + z + 1 - y)^{1/2}} \quad (4)$$

ただし、 Q_L は過渡的冷却熱流束であり、(3)' 式の右辺第 2 項はこの過渡的冷却効果を等価的に表すために導入された項である。(4) 式において y と z はそれぞれ定常および過渡的冷却効果の寄与を示しており、

$$y = \frac{T_s - T_b}{T_m - T_b} = \frac{p h_H (T_s - T_b)}{A \rho_n J^2} \quad (5)$$

$$z = \frac{p Q_L}{AC(T_s - T_b)} \quad (6)$$

である。ここで、 ρ_n は常電導転移時の巻線の等価抵抗率、 J は電流密度である。断熱状態の伝播速度は $y = z = 0$ ($h_H = 0, T_m = \infty$) とすれば (4) 式から得られる。さらに、常電導領域が消滅する条件は $v < 0$ より $y < 1/2$ となり、常電導部の伝播を抑制できる電流密度の上限値は (5) 式より

$$J_{cr} = \left[\frac{2 p h_H (T_s - T_b)}{A \rho_n} \right]^{1/2} \quad (7)$$

となる。

これらの結果を用いて実測された伝播速度を計算してみよう。Fig. 3 には直径 0.2 mm の超電導多芯線において被覆された状態とこれを取除いた状態で測定された伝播速度を示す。線材諸元の詳細は文献 8) を参照願いたい。被覆線の場合には冷媒（液体ヘリウム）の過渡的冷却効果の影響が小さいと仮定して、 $z = 0$ とする。この場合、線材諸元等は文献 8) で採用したものを使用し、冷却効果を表すパラメータ h_H

Fig. 3 Propagation velocities in bare and insulated Nb-Ti multifilamentary wires. Solid and dashed lines indicate theoretical results calculated by eq. (4).

を調整パラメータとしてこれを $v = 0$ となる電流値 I_{cr} から求めた。Fig. 3 では $I_{cr} \approx 18$ A であり、 $h_H = 1, 120$ W/m²K となる。このとき (4) 式から求めた伝播速度を Fig. 3 に実線で示す。使用したパラメータの任意性を考慮すると実測値との一致は満足すべき範囲にある。裸線の場合には h_H は同様に $I_{cr} (\approx 22$ A) から求め、過渡冷却熱流束 Q_L として文献 4) に示されている実測結果を採用して求めた伝播速度を破線で示す。曲線の広がりには Q_L の実測結果の範囲に対応している。なお、比熱等の諸量の値は $T_b - T_c$ 間での平均値をとっている。伝播速度の実測値と計算値との比較より、超電導線単線の伝播速度を見積もる場合には (4) 式はかなり有効であることがわかる。

2.3 超電導コイルにおける常電導部の伝播

超電導コイルで常電導領域が拡大していく過程では前節の巻線に沿った伝播のほかこれに垂直な方向の巻線間の熱伝導の効果も重要になる。この巻線間の熱的結合の度合によって多様な常電導部の 3 次元的伝播が考えられる。コイルの端部効果も含めた伝播過程の詳細な議論は文献 4, 13) を参照願いたい。以下では構造が単純な単層ソレノイドコイルにおける伝播過程について簡単にふれてみる。

単層ソレノイドコイルにおいて測定された二つの伝

Fig. 4 Propagation modes in a single-layer superconducting coil.

播モードを Fig. 4 に模式的に示す¹⁴⁾。一つは巻線に沿った伝播であるが、常電導転移した隣接ターンによる加熱効果によって巻線方向の伝播速度は加熱効果がない単線の場合にくらべて数倍程度速くなる (Fig. 4 (a))。巻線間の熱的結合がさらに強くなると巻線方向と巻線間の常電導部の伝播が独立に進行する 2 次元的伝播になる (Fig. 4 (b))。コイルの通電電流が増加すると前者から後者のモードに移行するが、モード転移はコイルの口径や線径に依存する¹⁴⁾。

密巻含浸コイルにおいては、Fig. 4 (b) に示すように各方向に伝播が独立に進行するとき、伝播速度の異方性はそれぞれの方向の平均熱伝導率を用いて

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{\kappa_{H1}}{\kappa_{H2}}} \quad (8)$$

と良い近似で表される^{4,15)}。しかし、非含浸コイルや巻線間に厚いスペーサが配置される場合などでは冷媒の蒸発潜熱やスペーサの比熱の影響も無視できないことが指摘されている^{4,16)}。とくに、電流密度が高いコイルの場合には次節で述べるクエンチ時の保護対策の点から巻線構造に即して常電導部の伝播の異方性を定量的に評価する必要がある¹⁷⁾。

3. クエンチと保護

超電導マグネットがクエンチして常電導領域が発生すると、電源の遮断により外部からのエネルギー供給が停止してもマグネットに蓄積されていた磁界のエネルギーは常電導領域で徐々に熱として消費される。冷却がよくないマグネットでは、発熱領域の巻線温度は断熱的に上昇するので、熱ひずみによる構造破壊や焼損などの事故につながりかねない。

このような事故からマグネットを保護する方法として、できるだけ早く常電導領域の発生を検知して (クエンチ検出) 電源を遮断し、(1) マグネットの蓄積エ

ネルギーを外部に回収し、発熱を抑制する方式、(2) 常電導領域を広範囲に拡大させることによって発熱を分散させ、局所的な温度上昇を抑える方式、などがあげられる。本節では、これらの保護方式の原理をこれまでに製作された超電導マグネットを例に引きながら説明する。

3.1 外部抵抗による保護とエネルギー回収条件

浸漬冷却型超電導マグネットの保護方式として、クエンチ時にマグネットの蓄積エネルギーを外部抵抗によって消費させる方法がこれまでに広く採用されている。この方式はクエンチの発生を検出して電源を遮断する“能動型”保護法であるが、常電導領域の伝播が遅く、急速な電流減衰が期待できない場合に必要なる方法である。また、この方式ではマグネット内で消費されるエネルギーを制限することから冷媒の消費を軽減できる利点もある。Fig. 5 (a) にこの保護方式の回路構成例を示す。クエンチ検出はバランス回路と検出器

Fig. 5 Magnet protection circuits: a) external resistor method, b) secondary-winding method, c) quench-back method.

で行われる。抵抗分割点 e' を調整してマグネットの励減磁時や定常運転時には検出器入力端子間の電圧 $V_{ee'}$ を打消しておく、マグネットがクエンチした時に $c-e$ 間または $e-d$ 間に発生した抵抗によって回路のバランスがくずれる ($V_{ee'} \neq 0$)。この状態がある設定時間を過ぎても継続する場合にはクエンチ発生とみなし、スイッチによって電源をマグネットから切り離す。

クエンチ検出によって電源が切り離された後マグネット電流は Fig. 5 (a) に示しているようにマグネットとエネルギー回収用の外部抵抗 R_{ex} からなる閉回路を流れる。このとき、常電導転移部の温度上昇は発熱量やエネルギー回収の時定数などで決まる。以下で述べるようにこれらの諸量はマグネットの電流密度やインダクタンスによって決まることから、温度上昇を許容値以下にするためにはマグネットの設計に工夫が必要になる。この設計上の制限はエネルギー回収条件と呼ばれ、マグネットの動作電流や電流密度を決定する上での重要な指針のひとつである¹⁸⁻²⁰⁾。

常電導転移部の巻線温度は通常転移開始部で最も高くなる。この最高温度は(1)式で熱拡散の項を無視すれば比較的容易に評価できる。ここでは安全をみて断熱的に巻線が加熱される場合を想定する。このとき、巻線の温度上昇は次式で表される。

$$C(T) \frac{dT}{dt} = \rho_n(T) J^2(t) \quad (9)$$

Fig. 6 Function $F(T_m - T_b)$ of copper stabilizer.

最高温度 T_m は(9)を変形して

$$F(T_m - T_b) = \frac{1}{2} J_0^2 \tau_d$$

ここで

$$F(T_m - T_b) = \int_{T_b}^{T_m} \frac{C(T)}{\rho_n(T)} dT$$

$$\frac{1}{2} J_0^2 \tau_d = \int_0^\infty J^2(t) dt \quad (10)$$

から求められる。 F 関数は線材の構成および組成に依存するが、安定化材としてよく使用される銅 ($\rho_0(4.2\text{ K}) = 6.2 \times 10^{-11} \Omega\text{m}$, $\text{RRR} \sim 300$) だけを考慮して計算すると Fig. 6 の実線 ($T_b = 4.2\text{ K}$) のようになる。(10) 式で、 J_0 は電流密度の初期値、 τ_d は電流減衰の特性時間である。 τ_d は Fig. 5 (a) に対する回路方程式から形式的に

$$\tau_d \equiv 2 J_0^{-2} \int_0^\infty J^2(t) dt$$

$$= 2 \int_0^\infty \exp \left[-2 \int_0^t \{R_{ex} + R_q(t)\} / L \cdot dt \right] dt \quad (11)$$

と表せる。式中被積分項に常電導部の抵抗 R_q を含んでいるので、 R_q が R_{ex} に対して無視できないときはこの特性時間は前節で述べた常電導領域の伝播過程に強く影響される⁴⁾。ここでは簡単のために $R_{ex} \gg R_q$ の場合を考えてみる。このとき(11)式から $\tau_d = L/R_{ex}$ となり、これを(10)式に代入して整理するとエネルギー回収条件が次のように与えられる。

$$E J_0^2 = V_0 I_0 F(T_m - T_b) \quad (12)$$

ここで、 I_0 は動作電流、 V_0 はマグネットの両端子に加わる最大電圧である。また、 E は蓄積エネルギーであり、マグネットのインダクタンス L を用いて $E = LI_0^2/2$ と表せる。(12) 式においてクエンチ時に許容できる最高温度と最大電圧を与えると蓄積エネルギーと電流密度との間の制限条件が得られる。許容温度 100 K、許容電圧 1 kV としたときのエネルギー回収条件を Fig. 7 に概略的に示す。なお、参考のために超電導線の臨界電流密度(超電導体の体積率を 0.5 としている)や(7)式で与えられる安定化基準から決まる制限条件も合せて示した。各条件の幅は動作電流や経験磁界の設定範囲などに対応している。また、同図には我国で製作された超電導マグネットのおもな実績(外部抵抗による保護法、動作電流 1 kA 以上、○印直流マグネット、△印=パルスマグネット)も示した。1 MJ 程度よりエネルギーが小さい領域では臨界電流密度により、100 MJ 程度以下の領域では安定化

Fig. 7 Design limits of Composite current density. Symbols ○ and △ represent DC and pulsed magnets, respectively.

条件によって電流密度が制限されており、保護対策の面からは余裕ある設計になっている。しかし、それぞれの制限条件がエネルギー回収条件と交差する領域で製作実績が頭打ちになっていることがわかる¹⁹⁾。一方、100 MJ を越す大型マグネットではエネルギー回収条件により電流密度が制約を受ける。次節以降で述べるように、この領域で電流密度を安定化条件で決まるレベルにまであげるには保護対策上の工夫が必要になる。

外部抵抗による保護法のほかにエネルギーを回収する方法の一例として Fig. 5 (b) に示した 2 次コイルを用いる方法がある¹⁸⁾。この方法は、超電導マグネット L_1 に蓄えられたエネルギーをクエンチ時に密結合している 2 次側コイル L_2 に移動させ、2 次側負荷抵抗（常温領域）で消費させるものである。この場合、検出器やスイッチによってクエンチ検出をしなくても自動的に動作する（“受動型”保護法）利点がある反面、2 次コイルが必要であることから装置内でのマグネットの占積率が低下するなどの欠点があげられる¹⁹⁾。

3.2 クエンチバック法

エネルギー回収条件によって決まる電流密度より高い電流密度で超電導マグネットを製作するときにはクエンチ時の保護対策には特別の工夫が必要となる。クエンチのとき発熱領域を分散させて局所的加熱を避けることがその対策のひとつにあげられる。ここでは、粒子検出用 TPC (Time Projection Chamber) コ

イル（2 相流間接冷却方式、LBL）の保護法として開発されたクエンチバック法²¹⁾を紹介する。この方法の回路図を Fig. 5 (c) に示す。2 次コイル法と同様に密結合の 2 次回路をもつが、この場合高純度アルミニウム巻棒自体が 2 次回路（1 ターンコイルと負荷抵抗）になっている。

クエンチ検出によって電源が切り離されるとマグネットの蓄積エネルギーの一部が 2 次側に移行し、巻棒を加熱する。巻棒と巻線間の熱的接触をよくしておくと、巻棒の温度が超電導線の臨界温度程度にまで上昇したときマグネット全体が同時にクエンチ（クエンチバック）して大部分の蓄積エネルギーはマグネット内で均等に消費される。このとき、クエンチが検出されてからクエンチバックが起こるまでの時間 t_{qb} 以内に局所加熱による巻線温度上昇が許容度以下に抑えられていけばよい。この時間間隔内での局所加熱による巻線温度は (10) 式の代りに次式から求められる。

$$F(T_m - T_b) = \int_0^{t_{qb}} J_1^2(t) dt = J_0^2 \tau_{qb} \quad (13)$$

ここで、マグネットのクエンチ後の電流密度 J_1 は Fig. 5 (c) に対する回路方程式から求めることができる。コイル間の結合がよい場合には漏れ磁束による電流成分は速やかに減衰するので、 $J_1(t)$ は近似的に

$$J_1(t) = J_0 \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \exp[-t/(\tau_1 + \tau_2)] \quad (14)$$

と表される²¹⁾。上式中、 $\tau_1 = L_1/R_1$ 、 $\tau_2 = L_2/R_2$ はそ

れぞれ1次側, 2次側回路の時定数である。通常 $\tau_2 > 2\tau_1$ に設定される。特性時間 τ_{qb} は (14) 式を (13) 式に代入すれば次のように表される。

$$\tau_{qb} = \frac{\tau_1^2}{2(\tau_1 + \tau_2)} \{1 - \exp[-2t_{qb}/(\tau_1 + \tau_2)]\} \quad (15)$$

τ_{qb} は2次回路がない場合の特性時間 $\tau_d = \tau_1$ にくらべて非常に小さくなる。ここでは、局所加熱による温度上昇に対する許容値が外部抵抗法の場合に等しいとして電流密度の上限を比較すると、 $J_0^2\tau$ (External Resistor) $\sim J_0^2\tau$ (Quench Back) より、クエンチバック法を採用すれば外部抵抗法の場合よりも電流密度を $\sqrt{\tau_d/\tau_{qb}}$ 程度高くすることができる。(15) 式において t_{qb} はコイルの巻線部の構造に非常に影響される。TPC コイルの場合、数種のモデルコイルを製作して t_{qb} の定量的評価をし、 $\tau_d/\tau_{qb} \sim 10^2$ が実現できることを示した^{20,21)}。このような方法で製作された TPC コイルを Fig. 7 に角印で示した。ただし、クエンチバック法では非常に抵抗が小さな2次回路となる巻棒を持つので、コイル励減磁時の誘導電流による発熱を抑えるために励減磁速度が制約を受ける。

クエンチバック法と同様、常電導領域を分散させる方法として、コイルを分割してそれぞれにバイパス抵抗を並列接続し、各分割コイル間の磁氣的結合を利用して常電導領域を速やかに周辺に広げる方法¹³⁾やクエンチ検出後コイル内に設置したヒータをたいて強制的に常電導転移させる方法などが提案されている。

これまでに示した例では簡単のために外部抵抗や2次回路の抵抗のみによって電流が減衰するとしてクエンチ過程を検討したが、高電流密度の密巻コイルの様に常電導部が速やかに3次元的に伝播する場合には常電導部の抵抗まで含めて議論する必要がある。これまでに、巻線間に常電導部が伝播する過程を実験や有限要素法等により評価して3次元的な常電導部の伝播現象を定量化する試みがなされている^{22,23)}。

3.3 これからの超電導マグネットと保護

(1) 大型マグネット

Fig. 7 からわかるように蓄積エネルギーが100 MJ 程度を越える領域では、外部抵抗法を採用しているマグネットの電流密度は (12) 式のエネルギー回収条件で制限されている。この領域で電流密度を安定化の条件 (7) 式に示されている程度にまであげるためには (12) 式で V_0I_0 の値を大きくする必要がある。まず、トカマク型やヘリカル型等の核融合実験炉用超電導マ

グネット (数ないし数10 GJ) に対しては耐高電圧化、大電流量化によって V_0I_0 積を高めたり、コイルを分割保護する方法等が考えられる。しかし、装置が複数の大型コイルで構成されるトカマク型の場合を一例にとってもクエンチ検出やバランスのとれたエネルギー回収の方法など保護対策上の技術的課題が指摘されている²⁴⁾。

揚水発電に代る電力貯蔵装置として数千ないし数万 GJ の超電導マグネットの概念設計が米国やわが国で行われている^{25,26)}。ウィスコンシン大学での試算によると²⁷⁾このような超大型マグネットの場合にはクエンチ時に外部にエネルギーの回収を行うとマグネット端子間に1,000 kV 以上の高電圧が加わり、事実上エネルギー回収は不可能になる。数千 GJ 程度の容量までは §3.2 で述べたマグネット内で均一にエネルギーを消費させる方法によってクエンチ時の保護が可能としている。具体的にはクエンチ検出後各ターンを同時に短絡してターン間で電流の再配分を行うとともに冷媒を瞬時に除去することによって温度の不均一な上昇を避けることを提案している。さらに蓄積エネルギーが大きくなると、均一加熱でも保護対策としては不十分となり、クエンチ時には金属の熱容量や液体窒素の蒸発潜熱を利用した熱吸収体によって温度上昇を抑える必要があることが指摘されている。しかし、この方法に対しては技術上、経済上の問題もあり、まだ保護対策に結論が出ていない²⁷⁾。

(2) 交流用マグネット

最近、フランスで交流運転が可能な低損失の超電導極細多芯線が製作されてから²⁸⁾、交流電力機器の超電導化への期待が高まりつつある。しかし、交流用の超電導線は低損失化を計るために安定化材の使用が制限されるので安定化や常電導転移時の対策の面で十分な検討が必要であろう。現在、テストコイルを試作して交流運転に対する安定性の評価などの基礎的研究が進められている^{29~31)}。将来の交流超電導機器の実現に向けてクエンチ検出や高電圧下・系統事故時のクエンチ対策^{32,33)}もこれからの課題であろう。

(3) 高温超電導体

IBM チューリッヒ研究所の Bednortz と Müller³⁴⁾によって、La-Ba-Cu-O 系超電導体が発見されて以来、高 T_c 酸化物超電導体の開発が相次ぎ、イットリウム系を経てビスマス系やタリウム系で T_c が100 Kを越す酸化物超電導体が見出されている。このような高 T_c 超電導体を使用したマグネットが実現すれば

超電導応用の分野での恩恵は計り知れないものがある。現時点では加工や電流量の問題のために高 T_c 超電導体の線材化にはまだ時間を必要とするかもしれないが、本稿のおわりに 現在 使用されている NbTi や Nb₃Sn 線材と同程度の電流密度をもつ液体窒素温度で使用可能な超電導線が実現したと仮定してマグネット保護面からみた線材運用上の課題について検討してみる。

§ 3.1 で述べたように超電導マグネットの平均電流密度には材料の臨界電流密度のほかに安定性やクエンチ対策からの制約がある。つまり、(7), (12) 式から電流密度の設定値は線材の平均的な比熱や抵抗率、冷媒の冷却特性や絶縁耐圧などに非常に影響される。このような安定化や保護対策上の制約より、酸化物超電導線に対しても従来の超電導線と同様に高導電性の常電導金属との複合線構造を採用する必要があるだろう³⁵⁾。

このような線材を用いたマグネットに対してエネルギー回収条件を概略的にみるために $T_b=77$ K として銅の F 関数を Fig. 6 に破線で示す。 $T_m-T_b=100$ K 程度の領域では $T_b=4.2$ K の場合とくらべて F 関数は多少小さい。一方、構造材と導体間の熱膨張率の差は高温になるほど小さくなり、温度上昇の許容値 T_m-T_b が大きくなると考えられる。その結果、 F 関数の値は $T_b=4.2$ K と 77 K とではそれほど違いはないであろう。このためエネルギー回収条件による電流密度の制限は (12) 式より $V_0 I_0$ 積で決まることになる。

冷媒として液体窒素と液体ヘリウムを使用する場合の絶縁耐圧について比較をしてみると、液体の状態では両者にあまり差はないが、気体の状態で温度が常温に近くなると、ヘリウムガスは窒素ガスにくらべて極端に耐電圧特性が悪くなる³⁶⁾。これは液体窒素冷却の装置の方が許容電圧 V_0 を高くすることが可能であることを意味し、この点でエネルギー回収条件からくる電流密度の制限は緩和されると予測できる。

参 考 文 献

- 1) W.H. Cherry and J.I. Gittleman: Solid State Electr. 1 (1960) 287
- 2) V.E. Keilin, E. Yu. Klimenko, M.S. Kremlev and N. B. Samoilov: Les Champs Magnetiques Intenses, Paris, CNRS (1967) 231
- 3) L. Dresner: IEEE Trans. Magn. **MAG-15** (1979) 328
- 4) M. N. Wilson: "Superconducting Magnets" Oxford Univ. Press, New York (1983) 113, 200
- 5) B. Turck: Cryogenics **20** (1980) 146
- 6) H. H. J. ten Kate, H. Boschman and L. J. M. van de Klundert: IEEE Trans. Magn. **MAG-23** (1987) 1557
- 7) P. Turowski: Cryogenics **24** (1984) 629
- 8) K. Funaki, F. Irie, M. Takeo, U. Ruppert, K. Lüders and G. Klipping: Cryogenics **25** (1985) 139
- 9) W. G. Steward: Int. J. Heat and Mass Trans. **21** (1978) 863
- 10) C. Schmidt: Appl. Phys. Lett. **32** (1978) 827
- 11) Y. Iwasa and B. A. Apgar: Cryogenics **18** (1978) 267
- 12) Yu. M. Lvovsky and M. O. Lutset: Cryogenics **22** (1982) 581
- 13) 電気学会:「超電導ハンドブック」(昭和44年8月) 167
- 14) K. Funaki, K. Yamafuji, M. Takeo and F. Irie: Proc. of 9-th Int. Conf. of Magnet Technology, Egloff Offsetdruck. (1985) 601
- 15) D. Hagedorn and P. Dullenkoff: Cryogenics **14** (1974) 264
- 16) K. Funaki, K. Ikeda, M. Takeo, K. Yamafuji, J. Chikaba and F. Irie: IEEE Trans. Magn. **MAG-23** (1987) 1561
- 17) G. Ganetis and A. Prodel: IEEE Trans. Magn. **MAG-23** (1987) 495
- 18) B. J. Maddock and G. B. James: Proc. IEE **115** (1968) 543
- 19) 小山健一, 小笠原 武, 安河内 昂: 低温工学 **14** (1979) 184
- 20) M. A. Green: IEEE Trans. Magn. **MAG-17** (1981) 1793
- 21) M. A. Green: Cryogenics **24** (1984) 3
- 22) M. Kuchnir, J. A. Carson, R. W. Hanft, P. O. Mazur, A. D. McInturff and J. B. Strait: IEEE Trans. Magn. **MAG-23** (1987) 503
- 23) C. H. Joshi, J. E. C. Williams and Y. Iwasa: IEEE Trans. Magn. **MAG-23** (1987) 922
- 24) 電気学会:「超電導エネルギー装置の開発動向」電気学会技術報告(II)部(昭和59年5月)第166号
- 25) M. Masuda and T. Shintomi: Proc. of 9-th Int. Conf. of Magnet Technology, Egloff Offsetdruck (1985) 357
- 26) Y. M. Eyssa, R. W. Boom, M. K. Abdels-

- alam, X. Huang and G. E. McIntosh: Proc. of 9-th Int. Conf. of Magnet Technology, Egloff Offsetdruck (1985) 360
- 27) R.W. Boom, Y.M. Eyssa, G. E. McIntosh and S.W. Van Sciver: Proc. of 9-th Int. Cryog. Eng. Conf, Butterworth (Kobe, 1982) 731
- 28) P. Dubots, A. Fevrier, J. C. Renard, J. C. Goyer and Hoang Gia Ky: J. de Phys. **45** (1984) C1-467
- 29) 岩熊成卓, 船木和夫, 竹尾正勝, 山藤 馨: 低温工学 **22** (1987) 354
- 30) 秋田 調, 石川忠夫: 電力中央研究所報告 T87015 (昭和63年1月)
- 31) A. Fevrier, J.P. Tavergnier, Y. Laumond and M. Bekhaled: IEEE Trans. Magn. **24** (1988) 1477
- 32) H. Riemersma, M.L. Barton, D.C. Litz, P.W. Eckels, J.H. Murphy and J.F. Roach: IEEE Trans. Power Apparatus and Systems, **PAS-100** (1981) 3398
- 33) M. Yamamoto, N. Mizukami, T. Ishigohka and K. Ohshima: IEEE Trans. Magn. **MAG-22** (1986) 418
- 34) J.G. Bednorz and K. A. Müller: Z. Phys. **B64** (1986) 189
- 35) 伊藤大佐: 低温工学 **22** (1987) 383
- 36) 原 雅則: 低温工学 **24** (1989) 72