

講座：超伝導技術II

### 3. 超伝導マグネット技術

塚 本 修 巳

(横浜国立大学工学部)

(1994年 8 月 8 日受理)

#### Superconducting Magnet Technology

TSUKAMOTO Osami

(Received 8 August 1994)

#### Abstract

Superconducting magnet technologies are the technologies to realize a superconducting magnet satisfying required specifications and performances. Of those, the technologies to keep a magnet constantly at cryogenic temperature, to operate a magnet stably with high reliability and to protect a magnet from damages caused by quenches are the most basic and important.

In this chapter, the basic technologies for cooling, stabilization and quench protection of the magnet are explained focusing on metal superconductor magnets.

#### Keywords:

superconducting magnet, quench, stability, stabilization, stability criteria, liquid helium, superfluid, supercritical helium, quench protection,

要求された仕様・性能を満たすような超伝導マグネットを実現するための技術を総称し超伝導マグネット技術と呼んでいる。その基本となるのは、超伝導マグネットを使用温度に保ち、安定かつ高い信頼度で運転し、万が一超伝導状態が破れてもマグネットが損傷しないように保護をすることである。そこで、本講では現在広く用いられている金属超伝導体を用いたマグネットに的を絞り、その冷却方式、安定化、クエンチ保護について解説する。

#### 1. 冷却方式

金属超伝導体の冷媒には極低温のヘリウムが用いられる。Fig. 1にはヘリウムの極低温領域での相図が示してある。同図に示されている3つの領域、即ち、常流動液体ヘリウム (1気圧, 4.2K), 超流動ヘリウム (1気圧, 1.8K 付近), 超臨界圧ヘリウム (5~10気圧, 4.5K 付近) がマグネットの冷却に使われている。

(a) 常流動液体ヘリウム 単に液体ヘリウムと例えば1気圧の飽和常流動液体ヘリウムを示し、液体ヘリウムにマグネットを浸漬して冷却する方

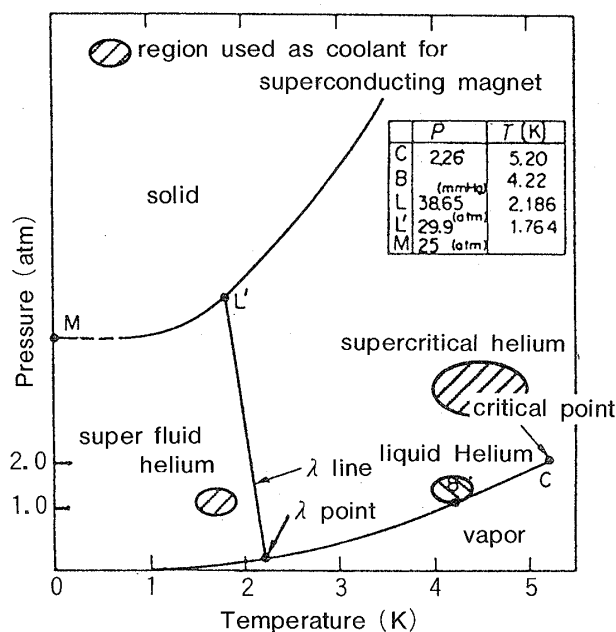


Fig. 1 Phase diagram of helium.

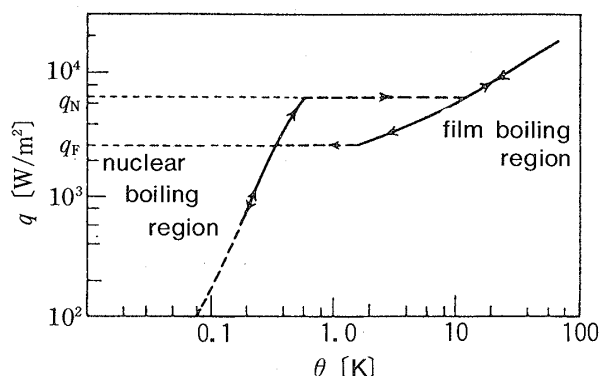


Fig. 2 Heat transfer of liquid helium.

法が最も一般的な冷却法である。Fig. 2 のグラフは、液体ヘリウムの冷却特性の典型的なものである。横軸は、加熱面すなわち導体表面と液体ヘリウムの温度差  $\theta$ 、縦軸は熱伝達量  $q$  である。冷却特性は、核沸騰領域と膜沸騰領域とに分けられ、核沸騰領域の方が冷却特性が優れている。冷却面の発生熱が核沸騰領域の最大冷却熱  $q_N$  を越すと膜沸騰領域に移り、液体ヘリウムと導体の温度差は急激に20K 付近にまで達してしまう。このような温度では、ほとんど超伝導体は常伝導になる。膜沸騰領域に移ると冷却面の発熱量を  $q_F$  まで下げないと核沸騰領域には戻らない。次の節で述べるように  $q_F$  が大きいと導体の安定性が良い

ので、 $q_F$  を増すため導体表面に酸化物を付けたリ、粗面加工したりすることがある。

(b) 超流動ヘリウム 液体ヘリウムは温度が2.17K 以下になると、粘性が全くない超流動性を示す。超流動ヘリウムは常流動液体ヘリウムに比較し冷却特性が良く、また、温度が低いので超伝導導体の電流容量、臨界磁場が増加するため、超伝導マグネットの冷媒として優れた特性を持っている。超流動ヘリウムは生成するための装置が複雑になるが、その利点に着目しフランスのトカマク核融合装置トールスーブラのマグネットなどのように大型のマグネットの冷却にも用いられることがある。1気圧、1.8K の超流動ヘリウムは、冷媒として特に優れた特性を持っており、一般に用いられている。

(c) 超臨界圧ヘリウム ヘリウムを臨界点圧力(2.19気圧) 以上に加圧すると、相変化を起こさない超臨界圧ヘリウムになる。トカマク装置用大型用超伝導マグネットでは機械的強度を大きくし、導体間の電気絶縁性を強化する必要から冷媒の流通路を導体内部に持ち、そこに極低温ヘリウムを圧送する強制冷却導体(2節 Fig. 3 参照) が用いられる。液体ヘリウムを圧送すると、熱を吸収した場合蒸発ガスが混ざり気液二相流になって、圧力損失が急増したり、流れの不安定現象が生じ良好な冷却が得られなくなる。従って、相変化のない超臨界圧ヘリウムが用いられる。超臨界圧ヘリウムは臨界点圧力近くでは熱を吸収した場合の比熱、密度の変化が大きく好ましくないの、5~10気圧程度に圧力を上げて用いられる。導体の冷却や導体の安定性向上の観点からは超臨界圧ヘリウムの流速は大きい方が良いが、圧力損失が大きくなるので、一般には数十 cm/sec 程度の値が選ばれている。

## 2. 安定化

超伝導マグネットに通電すると、しばしば設計値より低い電流値でクエンチ(超伝導状態が喪失すること)を繰り返し設計値に達しないことがある。この様な不安定現象をなくし、少ないクエンチ回数もしくはクエンチなしに設計値通りの電流

を流せるように安定化する必要がある。安定化の方法は、直流もしくは準直流的な磁場を発生するマグネットの場合と、急速な変動磁場、または交流的な磁場を発生するマグネットの場合とではかなり異なる部分がある。本講では、現在広く応用されている直流的なマグネットについてその安定化について説明する。

### 2.1. クエンチの発生と安定化

マグネットの不安定現象は次のような過程によって起きる。超伝導マグネットに通電すると、導体になんらかの原因により擾乱が加わり、導体の温度が上昇し、抵抗領域が発生しジュール発熱が生じる。その間、導体の熱は冷媒への熱伝達、導体の他の部分、巻線の構成材料への熱伝導によって冷却される。その結果、導体の温度  $T$  が導体のジュール発熱を発生し始める温度 ( $T_1$  とする) 以上になっていけば、その部分での発熱が続き、

これにより導体の他の部分の温度も上昇し、その部分もジュール発熱を起こす。このようにして、遂には常伝導部がマグネット全体に広がりクエンチを起こす。一方、 $T$  が  $T_1$  以下になれば、導体は超伝導状態に復帰し、安定に通電が続けられる。Table 1 に擾乱の種類が示してある。この中で、直流または準直流的な超伝導マグネットにおいて不安定性の主要原因は導体の局所的、突発的ずれや、構造材のひび割れなどの機械的なものである(他の擾乱は抑制が可能)。極低温では金属の比熱は常温の5~6千分の1と極端に小さくなるため、僅か数  $\mu\text{m}$  程度の導体のずれでも断熱状態であれば、摩擦熱による温度上昇により導体が抵抗状態になる。また、放出エネルギーが数 mJ 程度の微小なひび割れでも同様である。巻線をエポキシ含浸することにより、導体の動きを防ぐ方法はマグネットが小型であれば有効であるが、マグネットの規模がある程度大きくなれば熱収縮や電磁応力によるエポキシのひび割れ、導体からの剝離が起きクエンチの原因となる擾乱が生じる。したがって、擾乱の発生を抑制することはできても全く無くすることは不可能であり、したがって、擾乱が発生してもクエンチに至らないようにしなければならない。安定化対策として必ず行われるのは、超伝導体と銅やアルミなどのような低抵抗常伝導金属(安定化材とよばれる)とを複合させる

Table 1 Various disturbances.

Disturbances	internal factor	continuous	ac loss degradation of local characteristics joule loss at junction
		pulse	mechanical instability wire motion magnetic instability flux jump
Disturbances	external factor	fluctuation of external magnetic field	
		ac loss mechanical external force	

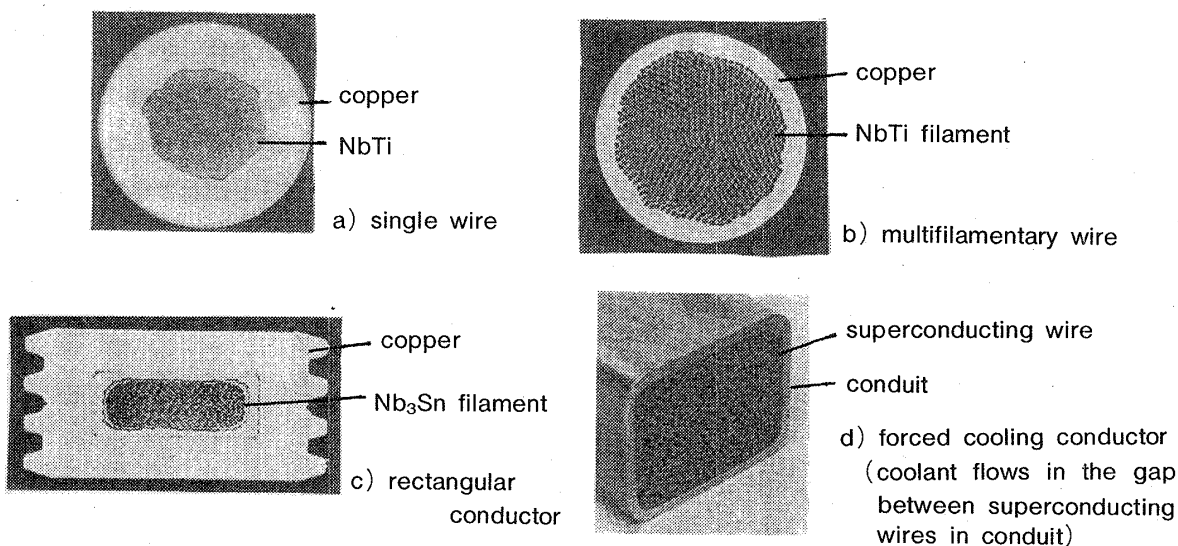


Fig. 3 Various configurations of composite superconductors.

ことである。安定化材の液体ヘリウム温度領域における抵抗は非常に低く、常伝導転移時の超伝導体の値の $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度であり、複合導体化により、導体の常伝導転移時の抵抗値を下げ、ジュール発熱を抑制できる。安定化材や超伝導体に発生した熱は直接もしくは間接に冷媒に伝えられるが、導体を冷媒に直接接触させ、発熱をその場で冷却するようにすると安定性が著しく向上する。このような安定化法を冷却安定化 (Cryostabilization) と呼んでいる。Fig. 3には種々の安定化複合導体の断面図が示してある。

## 2.2. 完全安定化[1]

ステックレイ (Z. J. J. Stekly) らは、超伝導体のまわりに多量の銅 (またはアルミ) を付加し、超伝導線に流れている電流がすべて銅に流れたとしても、ジュール発熱は液体ヘリウムにより冷却され、線の温度が超伝導体の臨界温度以上にならないような完全安定化 (Fully stabilized) 導体を開発した。完全安定化導体は、きわめて安定で臨界電流以上の電流を流しても急激な常伝導転移を起こさない。大型の超伝導電磁石の製造が可能になったのは、完全安定化導体が開発されたためといっても過言ではない。

以下で完全安定化のための条件を求めてみよう。Fig. 4には、超伝導体の臨界電流  $I_c$  以上の電流  $I$  が流れている複合導体が見えてくる。複合導体は液体ヘリウムで冷却されており、超伝導体と銅の電氣的、熱的接触は十分良好であるとし、また複合導体の断面方向の温度分布は均一であるとする。超伝導体に  $I_c$  以上の電流が流れると磁束流状態になり抵抗が発生する。この抵抗はまわりにある銅の抵抗より大幅に大きいので、 $I_c$  を越す電流分はほとんど銅に流れる。このような状

態を分流状態という。したがって銅に流れる電流は

$$I_{cu} = I - I_c \quad (1)$$

となる。そのとき、導体の単位長さあたりに生ずる電圧  $V$  [V/m] は、銅の導体単位長さあたりの抵抗を  $R_{cu}$  [ $\Omega$ /m] とすれば次のようになる。

$$V = R_{cu} I_{cu} \quad (2)$$

$I_c$  の温度依存性はかなり良い近似で直線的であるとみなせるので、導体と液体ヘリウムの温度差を  $\theta$  [K] として次のように表せる。

$$I_c(\theta) = \begin{cases} I_{c0} \left( \frac{\theta_c - \theta}{\theta_c} \right) & 0 \leq \theta \leq \theta_c \\ 0 & \theta > \theta_c \end{cases} \quad (3)$$

ただし、 $I_{c0}$  は  $\theta = 0$  における超伝導体の臨界電流、 $\theta_c$  は超伝導体の臨界温度と液体ヘリウムとの温度差である。線単位長さあたりの発熱量は  $G(\theta) = V \cdot I$  [W/m] と表せるから、

$$G(\theta) = \begin{cases} 0 & \theta < \theta_i \quad (\text{超伝導状態}) \\ \left\{ I - (\theta_c - \theta) \frac{I_{c0}}{\theta_c} \right\} R_{cu} I & \theta_i \leq \theta \leq \theta_c \quad (\text{分流状態}) \\ R_{cu} I^2 & \theta > \theta_c \quad (\text{常伝導状態}) \end{cases} \quad (4)$$

となる。ただし  $\theta_i$  は  $I_c(\theta) = I$  となる温度で  $\theta_i = (1 - I/I_{c0}) \theta_c$  である。いま、液体ヘリウムによって冷却される熱量の線単位長さあたりの値を  $\theta$  の関数  $W(\theta)$  [W/m] で表すことにする。単位長さの導体が液体ヘリウムに接している面積を  $P$  [m] (冷却周囲長という) とし、液体ヘリウムの熱伝達係数  $h$  [W/( $m^2 \cdot K$ )] が一定であるとする、 $W(\theta)$  は次のようになる。

$$W(\theta) = Ph\theta \quad (5)$$

$I = I_{c0}$  としたときの発熱量  $G(\theta)$  は Fig. 5 に示したような破線で示した折線となる。破線 (a), (b) はそれぞれ  $R_{cu}$  が大きい場合と小さい場合である。この図からわかるように、分布状態における  $G(\theta)$  の傾きが  $W(\theta)$  の傾きより小さい場合、すなわち、式 (4) および (5) より

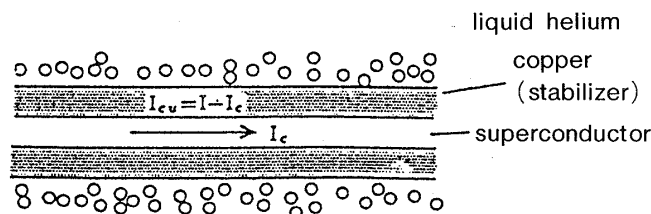
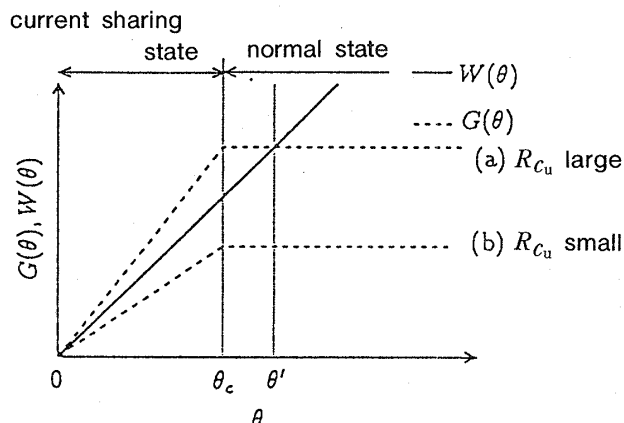


Fig. 4. Current distribution in superconductor and stabilizer.

Fig. 5 Temperature dependence of  $G(\theta)$  and  $W(\theta)$ .

$$\alpha < 1 \quad (6)$$

ただし,

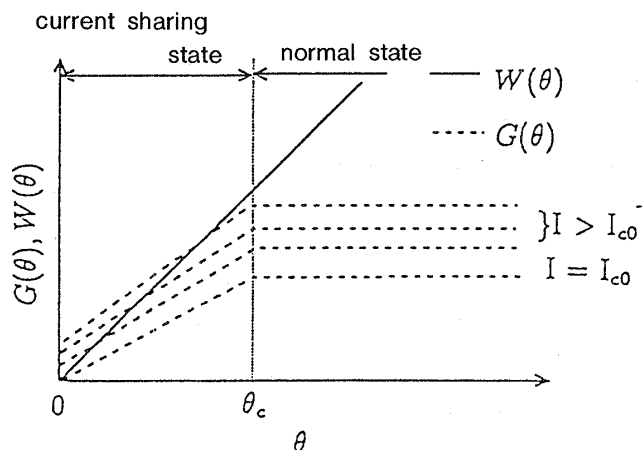
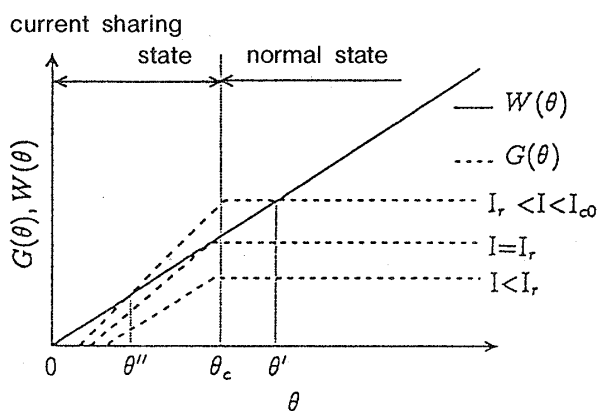
$$\alpha = \frac{R_{cu} I_{c0}^2}{Ph\theta_c} \quad (7)$$

の時 (Fig. 5 における折線 (b) の場合) どの温度においても, 液体ヘリウムの熱伝達による冷却が導体の発熱を上回る. この場合擾乱により導体の温度が臨界温度を越しても, その擾乱がなくなれば超伝導状態に復帰する. 式 (6) をステックレイの完全安定条件という. 一方  $\alpha > 1$  の場合 (Fig. 5 の点線 (a) の場合) は,

$$0 < \theta < \theta' \quad \text{ただし,}$$

$$\theta' = R_{cu} I_{c0}^2 / Ph \quad (8)$$

の範囲では導体発熱が冷却を上回り,  $I = I_{c0}$  の状態では非常に小さな擾乱でも導体は常伝導転移し, その擾乱が無くなっても温度は  $\theta'$  まで上昇したままで超伝導には復帰せず不安定である. このように,  $\alpha$  の値によって安定性を評価することができるので,  $\alpha$  のことを安定化係数と呼んでいる. Fig. 6 に  $\alpha < 1$  の時について,  $I$  を  $I_{c0}$  以上に増やした時の様子が示してある. この図から明らかなように,  $I > I_{c0}$  としても導体は発熱と冷却が釣り合う温度に留まり, 超伝導線はいきなり常伝導にはならない.  $I$  が  $I_{c0}$  を越した分に応じて分流状態に入り,  $I$  を  $I_{c0}$  に戻すと超伝導状態が復帰する. Fig. 7 には  $\alpha > 1$  の場合について,  $I$  を  $I_{c0}$  以下にしたときの  $G(\theta)$ ,  $W(\theta)$  の関係が

Fig. 6  $G(\theta)$  for  $I \geq I_{c0}$  ( $\alpha < 1$ ).Fig. 7  $G(\theta)$  for different  $I$ 's ( $\alpha > 1$ ).

示されている. 図から明らかなように  $I < I_r$  の時は常に冷却が発熱を上まわり, 擾乱によって, 常伝導部が生じても擾乱がなくなればただちに超伝導に復帰するので安定である.  $I_r$  の値は同図および, 式 (4), (5) を考慮すると

$$I_r = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} I_{c0} \quad (9)$$

となる.

一方,  $I_r < I < I_{c0}$  の場合は, 擾乱によって線の温度が図中の  $\theta''$  以上になると発熱が冷却を上まわり,  $\theta'$  まで温度が上がり, 電流はすべて銅に流れ, 擾乱がなくなってもそのまま常伝導の状態が続く. しかし,  $I$  の値を減らして行き  $I < I_r$  になると超伝導状態が回復する.  $I_r$  のことを回復電流と呼んでいる. 許容される温度上昇  $\theta''$  は  $I$  が  $I_{c0}$  に近づくにつれて小さくなる. 以上のように,  $\alpha > 1$  でも  $I$  を  $I_r$  以下にすれば超伝導状態に復帰するので部分安定化と呼んでいる. 導体の

安定特性は、液体ヘリウムの冷却特性に大きく依存するが、上述の解析では、冷却熱の温度依存性は線形であると仮定した。しかし、液体ヘリウムの冷却は、いわゆる沸騰冷却と呼ばれるものであって、Fig. 2に示すように冷却熱流束の温度依存性はヒステリシスを示すのでこれを考慮する必要がある。この場合、導体の発熱  $G(\theta)$  が最小膜沸騰熱流束  $q_F$  に対応する冷却量  $W(\theta) = Pq_F$  以下、すなわち

$I < I_F$  ただし、

$$I_F = I_{c0} / \sqrt{\alpha_F}, \quad \alpha_F = \frac{R_{cu} I_{c0}^2}{P q_F} \quad (10)$$

であれば導体が一時的に常伝導になっても、超伝導を回復する。 $I < I_F$  の条件は、式(10)において  $I_{c0}$  を  $I$  に置き換えた値  $\alpha_F'$  が

$$\alpha_F' = \frac{R_{cu} I^2}{P q_F} < 1 \quad (11)$$

となる条件と一致する。この条件を広い意味で完全安定条件と呼んでいる。

完全安定化導体を用いたマグネットは、多量の安定化材と導体周りに液体ヘリウムの流通路を確保する必要があるが、巻線の電流密度が小さくなるが、きわめて信頼性が高く、電磁石の設計法も確立しているので、今日つくられている大型電磁石(蓄積エネルギーにして十数 MJ 以上)のほとんどは完全安定化導体を用いている。しかし、完全安定化されたマグネットは巻線部が肥大化してしまい、重量の増加、低温容器の大型化、冷却システムの負担増をとまなう。したがって、製造コストが高くなりすぎる傾向にある。また、大型電磁石の製造経験が増すにつれて、完全安定化は過剰安定であると考えられるようになってきている。

### 2.3. 冷却端安定性-マドックの安定化基準[2]

完全安定条件は、線の長さ方向の温度分布は一樣であるとして求めたものである。しかし、電磁石が常伝導転移したとしても、線全体すべてが常伝導になるわけではなく一部は超伝導の部分が残って、たとえば Fig. 8 のような温度分布となる。発熱部分である常伝導部もしくは磁束流領域と超伝導領域の境界付近では線の長さ方向の温度こう配が生じており、熱伝導による冷却効果はかなり

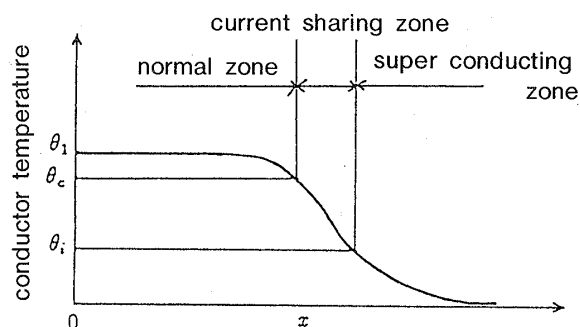


Fig. 8 Conductor temperature distribution at boundary between normal and superconducting regions.

大きい。したがって、この効果を考慮に入れると安定化の条件は完全安定化条件よりは緩和される。発生した常伝導部が十分長い Fig. 8 に示したような場合において、常伝導と超伝導との境界領域から十分離れた常伝導部分の温度を  $\theta_1$  とする。いま導体の熱伝導率が温度に依存しないとし Fig. 8 のような温度分布が定常的に維持されるとすると、

$$\int_0^{\theta_1} \{W(\theta) - G(\theta)\} d\theta = 0 \quad (12)$$

が成立する。この式はマドックの等面積則として知られている[2]。上式が成立すれば常伝導部は拡がりもしなければ、縮小もしないつり合いの状態

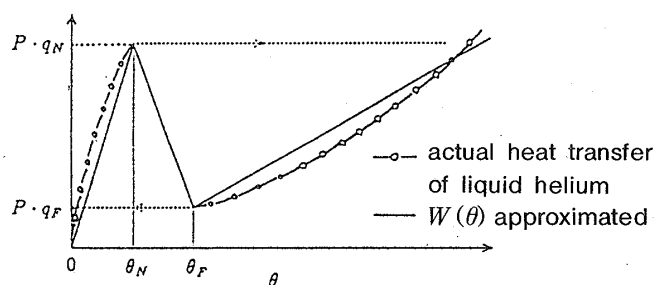


Fig. 9  $W(\theta)$  approximating liquid heat transfer.

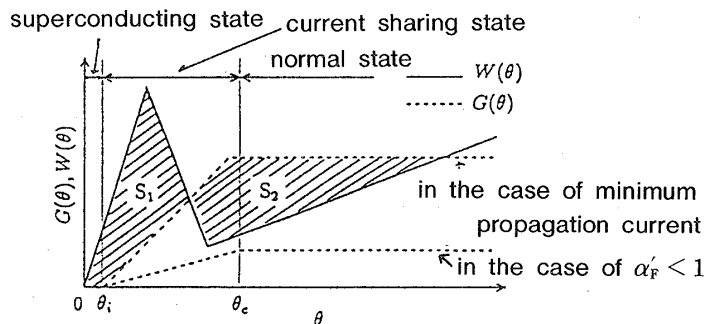


Fig. 10  $W(\theta)$  and  $G(\theta)$  when the equal area theorem is hold.

態になっている。したがって、この状態より少しでも冷却が発熱を上まわれれば、すなわち、上式の左辺が正なら、冷却の方が勝り常伝導部はその端の部分から縮小していくことになるので安定である。式(12)は液体ヘリウムの熱伝導特性の非線形性をも考慮して図式的に解析できる。今、液体ヘリウムの定常熱伝達特性を折線近似して冷却曲線  $W(\theta)$  を Fig. 9 のように示す。式(12)は Fig. 10 において、 $W(\theta)$  と  $G(\theta)$  とで囲まれた斜線の部分の  $S_1$  と  $S_2$  とが等しいことを意味している。同図には  $\alpha'_F < 1$  の場合についても  $G(\theta)$  の曲線が示してある。これから明らかなように、導体方向の熱伝導を考慮すれば完全安定の場合よりさらに大きな電流を流しても導体は安定であることがわかる。

式(12)がちょうど成り立つような発熱量を与える電流値を、常伝導部が伝搬拡大し始める最小の電流値ということで最小伝搬電流という。電磁石の運転電流が最小伝搬電流以下ならば擾乱によって導体のかなり長い部分が常伝導になっても、擾乱がなくなれば常伝導部は後退していき、やがては超伝導状態に復帰する。これに比較し、先に述べた回復電流値以下で運転される場合は、導体全体にわたって、同時に超伝導状態に復帰するこ

とになる。

## 2.4. 高電流密度導体の安定性評価基準

完全安定化基準やマドックの等面積基準は低温静安定基準 (Cryostatic criteria) と呼ばれており、導体のかなり長い部分が定常的に常伝導移転するような大きな擾乱が加わったとして、擾乱がなくなったあと超伝導状態が回復するための基準である。しかし、実際に導体に加わる擾乱は、すでに述べたように導体の突発的なずれによる摩擦発熱や、構造材のひび割れによる歪エネルギーの放出である。これらの擾乱は局所的かつ継続時間が 1msec 以下のパルス的なものである。このようなパルスの発熱に対しては液体ヘリウムの熱伝導特性は定常状態の場合とは異なり、より大きなピーク熱流束を冷却することが可能であり、導体のエンタルピーによっても擾乱のエネルギーの一部を吸収できる。したがって、非常に長い区間における定常的な常伝導部の発生を想定した低温静安定性基準は必要以上に保守的と考えられる。事実  $\alpha'_F$  (式(11)) が 1 より大きくても、トレーニング現象なしに定格電流値に達しているマグネットは多くあり、安定化材の量を減らし巻線部の電流密度を向上させることが可能である [5]。

低温静安定基準より高い電流密度の導体の安定

Table 2 Various stability criteria and thermal equilibrium equation of conductor  
thermal equilibrium equation:  $A c_p(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( A \kappa(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - W(\theta) + G(\theta) + P_d(t, x) = 0$

equation term stability criteria		enthalpy	heat conduction along conductor	heat transfer	heat generation from conductor	disturbance
steady-state stability	fully stabilization	-	-	○ (steady-state characteristics)	○	-
	Maddok's equal-area criteria	-	○	○ (steady-state characteristics)	○	-
	MPZ	-	○	○ (steady-state characteristics)	○	○ (local)
transient stability	quench margin (zero-dimension model)	○	-	○ (transient characteristics)	○	○ (pulse)
	quench margin (one-dimension model)	○	○	○ (transient characteristics)	○	○ (local) (pulse)

○: considered  
-: not considered

性評価は、擾乱が局所的、パルスのであることを考慮し、基本的には次式に示す導体の熱平衡方程式に基づいて行われる。

$$-Ac_p(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( A\kappa(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - W(\theta) + G(\theta) + P_d(t, x) = 0 \quad (13)$$

ただし、 $A$ ,  $c_p(\theta)$ ,  $\kappa(\theta)$  は導体の断面積 [ $\text{m}^2$ ], 比熱 [ $\text{J/m}^3\text{K}$ ], 熱伝導率 [ $\text{J/mK}$ ],  $P_d(t, x)$  は導体単位長さあたりに加わる局所的、パルスの擾乱のパワー [ $\text{W/m}$ ] である。上式より、常伝導部の発生・消滅の様子を解析し、安定性が評価される。従来、種々の安定評価基準が提案されているが、低温静安定基準も含め式(13)のどの項を考慮しているか、擾乱の局所性、パルス性を考慮しているか、ヘリウム の過度熱伝達特性を考慮しているかなどにより、分類したのが Table 2 である。

(a) **MPZ** 擾乱が局所的であれば発生する常伝導部の長さも限られたものになる。Fig. 11 から理解できるように、常伝導部の両境界から導体方向に伝導により冷却される熱量の抵抗領域(常伝導部および分流部)での発熱量に対する比率は、抵抗領域が短くなるほど大きい。したがって、低温静安定条件を越える電流密度でも発生した抵抗領域の長さがある臨界値より短ければ、抵抗領域は縮小して、やがては超伝導状態が回復する。一方、抵抗領域がこの臨界値より長ければ、発生した抵抗領域は拡大し導体全体が常伝導状態になる。この臨界値を最小伝播領域 (Minimum Prop-

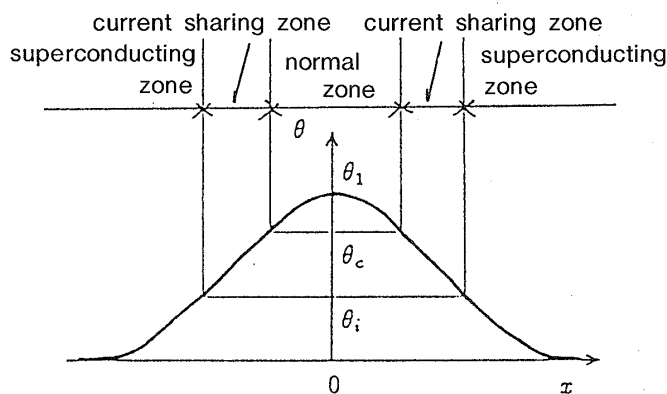


Fig. 11 Conductor temperature distribution at local short normal zone.

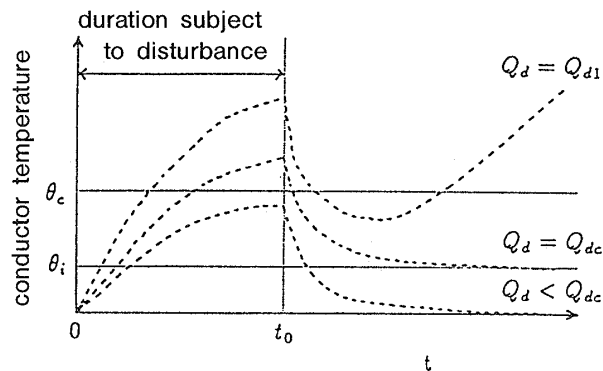


Fig. 12 Transient temperature distribution of conductor subject to disturbance.

agation Zone; 略して MPZ) と呼んでいる。MPZ の値は、導体の電流密度が高くなるほど小さくなるが、MPZ をどの程度にすれば良いかについての明確な指針は現在のところない。

(b) **過渡安定性** Fig. 12 は一定磁場下で一定の電流が通電されている導体に、導体方向に一樣な継続時間  $t_0$  の大きさの異なるパルスの擾乱が加わった時の温度変化を示したものである。導体単位長さあたりの擾乱のエネルギー  $Q_d$  [ $\text{J/m}$ ] が  $Q_{dc}$  のときは擾乱が終わった後も超伝導は回復していない。 $Q_d$  が小さくなり、擾乱終了後分流状態における発熱と冷却がちょうど平衡するようになった時の  $Q_d$  の値を  $Q_{dc}$  とすれば、 $Q_d < Q_{dc}$  では擾乱により一時的に導体に抵抗領域が生じても超伝導状態を回復する。 $Q_{dc}$  の値をクエンチ余裕 (Quench margin) と呼んでいる。

より現実的に即した過渡安定評価は局所的パルスの擾乱が加わった場合の安定性を評価することである。ちょうど導体に MPZ に相当する抵抗領域を残すような擾乱のエネルギーを  $W_j$  [ $\text{J}$ ] =  $\int \int P_d(t, x) dx dt$  とすれば、これより小さいエネルギーの擾乱に対しては導体は安定となる。 $W_j$  のこともクエンチ余裕という。

## 2.5. 強制冷却導体の安定性

以上で述べてきた超伝導導体の安定性は液体ヘリウム浸漬冷却マグネットに関するものである。強制冷却導体では導体に発熱があるとその下流では冷媒の温度が上昇すること、また、冷媒が熱を吸収すると膨張し流速が変化することなど複雑な



要因がある。したがって、その安定性評価は浸漬冷却導体のものを直接当てはめることはできない。現在、強制冷却導体の安定性評価としては2.4.項の(b)で述べたクエンチ余裕が用いられることが多い。

## 2.6. 安定性の経験則

現実には生じ得る擾乱(局所的な擾乱)に対して安定であるように導体を設計すれば十分なはずであり、これにより導体の安定化材の量を減らし、マグネットの大幅な高電流密度化が可能となる。完全安定条件やマドックの等面積基準を越える電流密度の巻線を安定化する場合の基本的な考え方は、マグネットに生じ得る擾乱の性質と大きさを予測し、そのような擾乱が生じたとしても、クエンチに至らないように、必要にして十分な安定化材の量を決定することである。このような安定性は準安定(Metastable)と呼ばれ、MPZやクエンチ余裕等の量で評価される。準安定評価基準で設計された導体は、想定した大きさ以上の擾乱が加わるとクエンチに致る。したがって、低温静安定の場合は擾乱に対する知識が無くても導体を設計できるのに対し、準安定の場合は擾乱の大きさを把握する必要がある。しかし、実際は、マグネットを製作し励磁をして見ないとどの程度の大きさの擾乱が生ずるかわからないのが現状である。擾乱の大きさを予測・評価する方法として、(a)優れた解析的手法を開発すること、(b)従来すでに作られたマグネットの励磁結果を系統的に調査し経験則を導き出すこと、が挙げられる。(a)に関しては現在、巻線構造、導体構造などから解析的に擾乱エネルギーを予測する手法が検討されているとはいえ[3,4]、まだしばらく時間がかかると考えられる。したがって現在の段階では(b)の方法が現実的である。

12個のマグネットについて、安定評価基準とトレーニング特性との関係が検討された例がある。これによれば、 $\alpha_F$ が3.2より小さければ、またMPZを導体の等価直径 $r = (4A/\pi)^{1/2}$ (ただし、 $A$ は導体断面積)で割った値が22より大きければ、トレーニングなしで定格電流に達している[5]。

## 3. クエンチ保護

クエンチした際に、マグネットが導体のジュール発熱による局所的な温度上昇やコイル層間のアーークによって損傷を受ける可能性があり、このような損傷を受けないようにすることが、マグネット設計において最も重要である。一般に、Fig. 13のような回路を構成し、クエンチを検出したらスイッチSを開き、マグネットの蓄積エネルギーを室温部に置いた抵抗に放出することによりマグネットの保護を行っている。エネルギーを放出する過程で導体が局所的に到達する温度の最大値(ホットスポット温度)を評価する方法としてMaddockとJamesの方法が良く知られている[6]。この方法では、クエンチと同時に冷媒による冷却が喪失すると仮定して、ホットスポット温度を求めている。ホットスポット温度 $T_p$ は次式

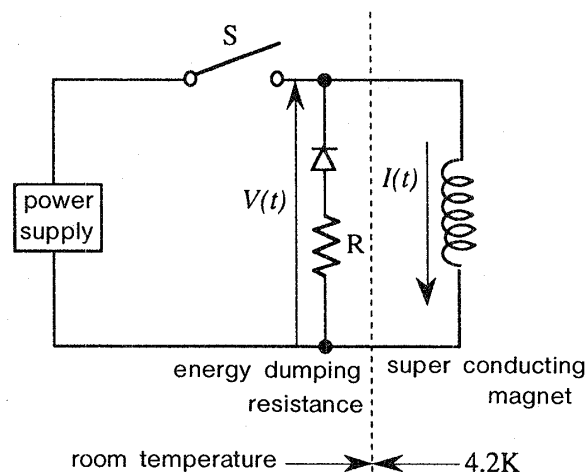


Fig. 13 Energy dump circuit of superconducting magnet.

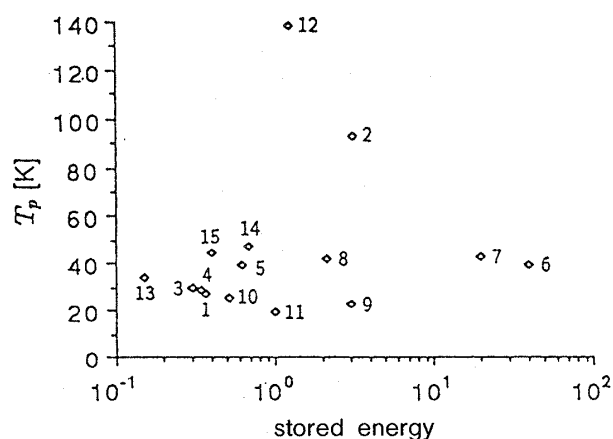


Fig. 14 Calculated hot-spot temperatures of various magnets.

より得られる.

$$J_0^2 \tau_s = U(T_p)$$

where

$$U(T_p) = \int_{4.2}^{T_p} \frac{\gamma C(T)}{\rho(T)} dT \quad (14)$$

ただし,  $J_0$  はスイッチを開いた時点において, 通電電流が導体の安定化材の常伝導金属部分に流れたとした時の電流密度,  $\gamma$ ,  $\rho$  および  $c$  はそれぞれ導体の密度, 常伝導抵抗率および比熱である.  $t_s$  は放出時定数であり, 外部抵抗に蓄積エネルギーを放出する Fig. 13 の方式では,

$$\tau_s = 2Q_m / V_0 I_0 \quad (15)$$

であたえられる. ただし,  $V_0$  および  $I_0$  はエネルギー放出開始時におけるマグネットの端子電圧  $V(t)$  および電流  $I(t)$  の値であり,  $Q_m (= LI_0^2 / 2, L$ : マグネットのインダクタンス) はマグネットの蓄積エネルギーである.  $Q_m$  の大きい大型マグネットでは  $T_p$  の値を小さくするためには  $V_0 I_0$  の値を大きくする必要がある. 浸漬冷却の場合, ヘリウムの耐電圧特性が悪く  $V_0$  は 1~3kV 以下にせねばならず, したがって導体電流を大きせねばならない. 強制冷却導体の場合導体の電気絶縁を高めることができるので  $V_0$  も大きくできるため大型マグネットには好都合である.  $U(T_p)$  の値は安定化材の材料が決まれば  $T_p$  の関数として決まる. 実際に  $T_p$  を求めるには  $U(T_p)$  のグラフを用意しておき,  $J_0^2 t_s$  の値を計算し  $U(T_p) = J_0^2 t_s$  になる  $T_p$  をグラフから求める.

エポキシ含浸の物を含む15例のマグネットについてホットスポット温度を計算し, その値をマグネットの蓄積エネルギーに対し示したのが Fig. 14 である [5]. 計算では  $V_0 = 1.000V$  とした. ホットスポット温度の値は, 140K の1例を除き他は100K 以下になっており, すべてのマグネットについてクエンチ時の損傷はなかったこと

が報告されている. また, 蓄積エネルギーの大きなマグネットについてはホットスポット温度の値はかなり小さくなるように設計されていることがわかる. 以上の結果より上記計算法に従ってホットスポット温度を100K~140K 以下に設計しておけば, 少なくともクエンチによる損傷はないといえる.

以上述べた, Maddock と James によるホットスポット温度の計算法は保守的であると一般には理解されているが, 計算法が容易であること, また, 実際にうまく機能していることなどから, マグネットの設計者は好んで用いていると考えられる.

クエンチ保護はマグネットが大型化するほど, 電流密度が高くなるほど困難さを増す. クエンチ保護に関しては現在のところ非常に保守的な設計基準が用いられており, 将来的にはより適正な設計基準を開発していく必要がある.

## 参考文献

- [1] Z. J. J. Stékly and J. L. Zar, *Stable Superconducting Coils*, IEEE Trans., Vol. 12, 367 (1965).
- [2] B. J. Maddock, B. James and W. T. Norris, *Superconductive Composites: Heat Transfer and Steady State Stabilization*, Cryogenics **9**, 261 (1969).
- [3] O. Tsukamoto, T. Takao and S. Honjoh, *Estimating the Size of Disturbance due to Conductor Motion in Superconducting Windings*, IEEE Trans. Man, MAG-24, 1182 (1988).
- [4] 高尾智明, 本庄 昇, 塚本修巳, 超伝導マグネットの巻線精度と安定性, 電気学会論文誌 **B**, **111**, 358 (1991).
- [5] O. Tsukamoto, N. Amemiya, H. Kagami and S. Yamamura, *Statistical Study on Stability and Quench Protection of Pool Cooled Superconducting Magnet*, Cryogenics, **31**, 585 (1991).
- [6] B. J. Maddock and G. B. James, Proc. IEE **115**, 543 (1968).