

■ 報 文 ■

強制冷却超電導コイルの安定性およびクエンチ解析

Stability and Quench Analysis of Forced-Flow Cooled Superconductors

関 屋 慎*・市 川 晃**
Shin Sekiya Akira Ichikawa

1. まえがき

核融合および高エネルギー物理研究用に用いられる大形の超電導コイルにおいては、その冷却方式として液体ヘリウムを用いた従来の浸漬冷却方式よりも、最近では超臨界ヘリウムを強制的に流すことにより冷却効果を促進させるいわゆる強制冷却方式が採用される傾向にある。強制冷却方式の場合、特につぎの点に対するコイル設計が重要となる。

- (1) 予想される熱擾乱に対する安定性（超電導状態を維持しうる特性）の確保
- (2) 異常時（クエンチ）における電氣的・機械的安全性の確保

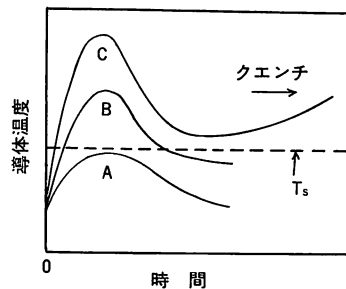
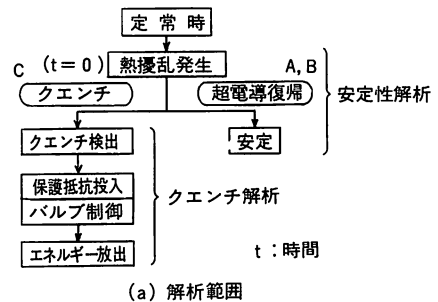
ここで異常時とは予想外の過大な熱擾乱が発生した場合であり、このときには常電導領域がコイル全体に破局的に伝搬する。この現象をクエンチと呼び、クエンチに至ると膨大なジュール発熱のためコイル焼損および過大圧力による冷却系損傷などの恐れが生ずる。

浸漬冷却方式の場合、上記の現象を予測し安定性および安全性を確保することは比較的簡単である。しかし強制冷却方式では、熱擾乱の発生によってヘリウムの流れが急激に変化するためその予測は簡単ではなく、また安定性および安全性に対する設計基準も十分確立されているとは言い難い。以上の観点から、著者らは強制冷却超電導コイルの安定性およびクエンチ現象を高精度に予測するために導体熱伝導、導体とヘリウム間の熱伝達およびヘリウム圧縮性流動のすべてを考慮した数値解析を行っている¹⁾。本論文ではこの解析手法の概要について述べるとともに、安定性およびクエンチ現象におよぼす擾乱エネルギーおよび初期流量などの影響について明らかにする。

2. 解 析

2.1 解析の概要

図-1 (a) に安定性およびクエンチ解析の解析範囲を示す²⁾。定常時にコイルに熱擾乱が発生すると、擾乱部の導体温度は一般に図-1 (b) に示すような時間変化をする。破線は導体の分流開始温度（ジュール熱を発生しない上限の温度） T_s である。熱擾乱エネルギーが小さいと、Aのように導体温度 T_w は T_s を超えず常電導に転移することはない。しかし、熱擾乱エネルギーが大きくなるとBおよびCのように T_w は T_s を超えて常電導に転移しジュール熱を発生する。このときヘリウムへの熱伝達によって導体から除去される熱量が大きければ、Bのように再び超電導状態に復帰し安



(b) 擾乱部の導体温度変化

図-1 安定性およびクエンチ解析の概要

(註) 本研究会第5回研究発表会 (61/4/24) にて講演
原稿受理 (62/3/2)

* 三菱電機中央研究所エネルギー研究部

** 三菱電機中央研究所機械技術研究部マネージャー

〒661 尼崎市塚口本町8-1-1

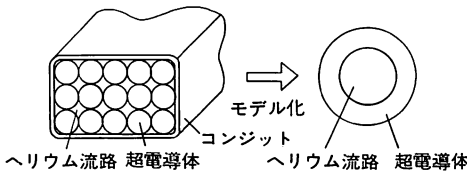
定となる。しかしこの熱量が小さいと、Cのように T_w は T_s まで下がりきらず再び上昇してクエンチに至る。安定性解析においては、以上の現象を予測し導体の安定限界を調べることが主要な課題である。

一方Cのようにクエンチに至った場合には、一般に保護回路を投入してジュール発熱を低減させたりバルブ制御により圧力増加を抑えるなどの処置を行って、コイルの電気的および機械的安全を図る(図-1(a))。クエンチ解析においては、このような処置も考慮して導体温度、ヘリウム圧力および電流などの変化を予測することが必要となる。

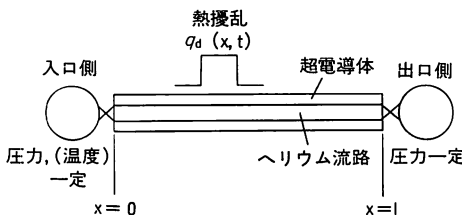
2.2 解析モデル

図-2(a)に一般的な強制冷却超電導コイルの断面図とそのモデル化を示す。超電導体はコンジットと呼ばれる管の中にケーブル状に多数詰め込まれており、超臨界ヘリウムはそのすきま内を流れている。このような複雑な流路は導体とヘリウムの伝熱面積を増すためであるが、解析にあたっては幾何学的形状に関係なく図-2(a)のように導体の中をヘリウムが流れる流路にモデル化する。ここでコンジットの寄与は比較的小さいので、このモデルではコンジットを無視している。流路の水力的な特性は、水力直径 D_h と管摩擦係数 f によって表現される。

図-2(b)に熱擾乱と境界条件のモデル化を示す。熱擾乱 q_d は時間 t とコイルに沿った位置 x の任意の関数として導体に与えられる。コイル入口側および出口側の境界条件は冷却システムおよび冷凍機特性などに依存して変化するが、これは図に示すように一定圧力の大きいタンクと、タンクとコイル間に設けたバルブによってモデル化が可能である³⁾。安定性解析においては



(a) コイル断面モデル



(b) 熱擾乱と境界条件

図-2 解析モデル

一定の境界条件を与えればよいが、クエンチ解析においてはクエンチ検出後に入口側バルブを締めたり出口側を大気圧に解放するなどのバルブ制御を行うため、計算の途中で境界条件の変更が必要となる。

2.3 基礎方程式と解法

強制冷却超電導コイルでは、コイル長がコイル径に比べて十分大きいとヘリウムおよび導体の物性値はコイル断面にわたって均一と仮定できる。そうすると、ヘリウム流動および導体熱伝導は一次元として扱われる。一次元の非定常ヘリウム流動方程式および非定常導体熱伝導方程式は以下の式で記述される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = 0 \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\rho f u |u|}{2D_h} = 0 \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho e u)}{\partial x} + P \frac{\partial u}{\partial x} \\ = \frac{4h}{D_h} (T_w - T_H) + \frac{\rho f u^2 |u|}{2D_h} \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} C_w \rho_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (A_w \lambda_w \frac{\partial T_w}{\partial x}) - h P_e \\ (T_w - T_H) + q_d + q_j \end{aligned} \tag{4}$$

ここで、

- ρ : ヘリウム密度, e : ヘリウム内部エネルギー,
- T_H : ヘリウム温度, P : 圧力, u : 流速,
- h : 熱伝達率, ρ_w : 導体密度, C_w : 導体比熱,
- λ_w : 導体熱伝導率, A_w : 導体断面積,
- P_e : 冷却ペリメータ, q_j : ジュール熱

である。(1)~(3)式はヘリウム流動方程式で順に、連続方程式、運動方程式、エネルギー方程式である。(4)式は導体の熱伝導方程式である。ヘリウム流動と導体熱伝導の式は、熱伝達率によって関係づけられる。熱伝達率は、超臨界ヘリウムに対してよく用いられる⁴⁾つぎの Dittus-Boelter の関係式によって与える。

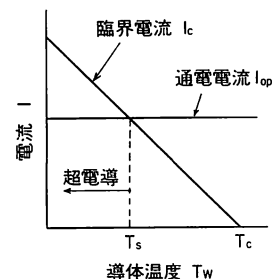


図-3 超電導特性

$$h = 0.023 \left(\frac{\lambda_H}{D_h} \right) \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.4} \quad (5)$$

ここで、 λ_H ：ヘリウム熱伝導率、 Re ：レイノルズ数、 Pr ：プラントル数である。ジュール熱 q_J は、導体の超電導特性から求められる。図-3に示すように、任意磁場において臨界電流が導体温度 T_w に直線的に依存すると仮定すると、 q_J は次式で与えられる。

$$q_J = F_J \rho_{cu} \frac{I_{op}^2}{A_{cu}} \quad (6)$$

ここで、 I_{op} ：通電電流、 A_{cu} ：銅の断面積、 ρ_{cu} ：銅の比抵抗である。 ρ_{cu} は磁場強度と導体温度に依存する。 F_J はつぎのような導体温度の関数である。

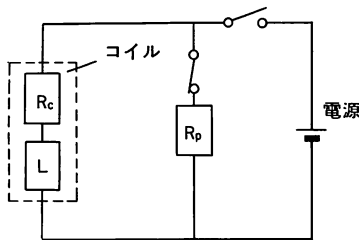
$$F_J = \begin{cases} 0 & (T_w - T_s)^2 / (T_c - T_s)^2 \quad (T_w \leq T_s) \\ 1 & (T_s \leq T_w \leq T_c) \\ 1 & (T_c \leq T_w) \end{cases} \quad (7)$$

ここで T_c は導体の臨界温度である。臨界温度および臨界電流と磁場強度との関係は超電導材の材料特性によって決まる。電流 I_{op} は通常一定であるが、クエンチ解析においては保護回路投入後の減衰を扱う必要がある。図-4は基本的な励磁回路であり、図は保護抵抗を投入したときの状態を示している。このときの電流減衰は、つぎの常微分方程式で与えられる。

$$\frac{dI_{op}}{dt} = - \frac{I_{op}}{L} \left(R_p + \frac{1}{A_{cu}} \int_0^{\ell} F_J \rho_{cu} dx \right) \quad (8)$$

ここで、 L ：コイルのインダクタンス、 R_p ：保護抵抗、 ℓ ：コイル(導体)長である。なお、(8)式の右辺括弧内第2項はコイル抵抗を表す。

(1)~(4)式の偏微分方程式と(8)式の常微分方程式(クエンチ解析のみ)を解くことによって、安定性およびクエンチ現象を調べることができる。(1)~(4)式は差分法を用いて解くが、このうちヘリウム流動方程式については圧力のみを陰的に解くICE法⁵⁾を用いる。なお極低温下におけるヘリウムの挙動は理想気体と大きく



R_c ：コイル抵抗 R_p ：保護抵抗
 L ：コイルインダクタンス

図-4 励磁回路(保護抵抗投入時)

異なるため、ヘリウム物性値⁶⁾を密度と内部エネルギーに関する表で与え補間によって求める方法をとっている。

3. 解析結果

表1に計算に用いるコイルの諸元を示す。これは、核融合用ポロイダルコイルとして提案されている強制冷却超電導コイルの代表的な諸元を与えている。導体

表1 コイル諸元

コイル全長, m	150
導体断面積, NbTi	1
cm ² Cu	5
CuNi	1
冷却流路断面積, cm ²	5
冷却ペリメータ, cm	100
磁場強度, T	5
初期通電電流, kA	50
入口側圧力, MPa	1
入口側温度, K	4.5
初期流量, g/s	30
臨界温度, K	6.9
臨界電流密度, kA/cm ²	180
分流開始温度, K	6.2
クエンチ検出時刻, s	1
保護抵抗, Ω	0.1
コイルインダクタンス, H	0.5

は超電導材としてNbTi、他の構成材としてCuNiおよび銅を考える。コイル全長にわたって一定磁場(5T)が作用しているとし、定常的な入熱は考えないことにする。管摩擦係数 f はプラントルによる管内乱流の式を拡張したつぎの実験式⁷⁾を用いる。

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.1 \log(\text{Re} \sqrt{f}) - 2.4 \quad (9)$$

熱擾乱は導体中央部10mの領域に侵入する持続時間(以後、擾乱時間と呼ぶ)1msのヒートパルスを考える。初期流量は30g/sとする。境界条件は、入口側および出口側とも一定とする。ただし入口側は時間に関係なく一定(1MPa)とするが、出口側はクエンチ検出前までは定常時の圧力(初期流量30g/sにおいては0.87MPa)とし、クエンチ検出後は大気解放(0.10MPa)とする。

3.1 安定性解析結果

図-5に熱擾乱エネルギー $E_d = 200 \text{J/m}$ の場合の擾乱部導体温度、ヘリウム温度およびヘリウム圧力の時間

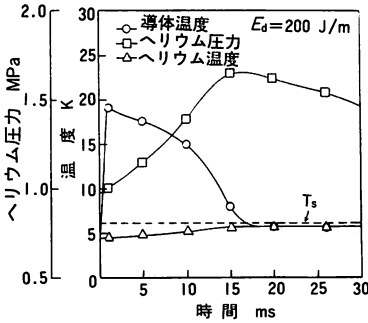


図-5 安定性解析例(擾乱部の温度, 圧力の時間変化)

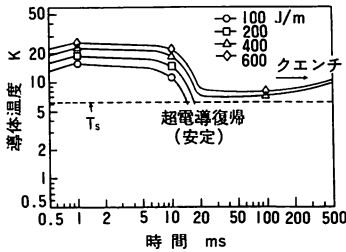


図-6 擾乱エネルギーの安定性におよぼす影響

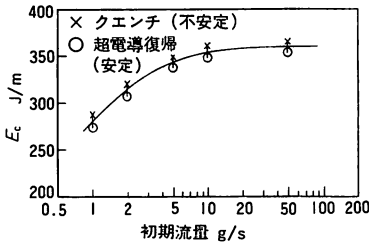


図-7 安定限界擾乱エネルギー E_c と初期流量の関係

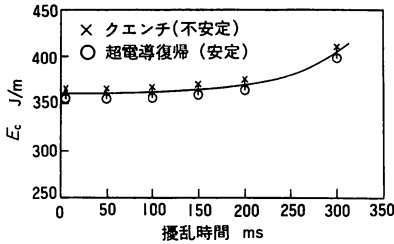


図-8 安定限界擾乱エネルギー E_c と擾乱時間の関係

変化を示す。この例では、 $t = 17\text{ms}$ で導体温度は T_s を下回り超電導に復帰している。図-6は E_d をパラメータとしたときの導体温度の時間変化を示しており、 $E_d > 400\text{J/m}$ でクエンチに至っている。ここでコイルの安定・不安定は、擾乱終了後導体とヘリウムの温度差が小さくなる時間領域(図では約20~100ms)において、導体からヘリウムへ伝達される熱量がジュール発熱量より大きいか小さいかでほぼ決定される。

図-7に初期流量の安定限界擾乱エネルギー E_c におよ

ぼす影響を示す。ここで○は安定、×は不安定の計算結果を示す。微小流量の場合には流量の減少とともに E_c は減少するが、10g/s以上の流量では初期流量の影響はほとんどないことがわかる。これは、ある程度流量が多くなると導体とヘリウムとの熱伝達が十分大きくなり、その熱によって誘起される圧力によって発生する流速が初期流速よりもはるかに大きくなるためである。

図-8に擾乱時間の E_c におよぼす影響を示す。擾乱時間が100ms以下では、擾乱時間の E_c におよぼす影響はほとんどなく E_c はほぼ一定値をとる。通常考えられるヒートパルスは10ms以下のものが多く、擾乱時間の安定性におよぼす影響は比較的小さいことがわかる。

3.2 クエンチ解析結果

クエンチ検出時刻は1sとし、同時に保護回路投入とバルブ制御を行う。保護抵抗は0.1Ω、コイルのインダクタンスは0.5Hとする(保護回路の時定数は約5sとなる)。

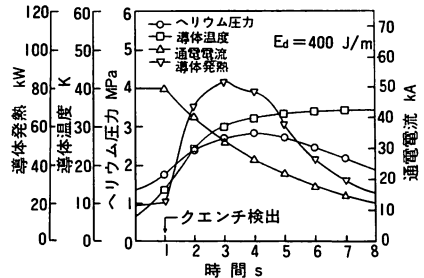


図-9 クエンチ解析例(擾乱部の温度, 圧力および電流, 発熱の時間変化)

図-9に $E_d = 400\text{J/m}$ における擾乱部の導体温度、ヘリウム圧力、通電電流および導体発熱の時間変化を示す。ヘリウム圧力は導体温度よりも早く最大値に到達し、その後すぐに減少する傾向を示す。一方導体温度は、保護回路投入によるジュール発熱の低下と導体およびヘリウム熱容量の温度上昇にともなう増加のために、その増加割合は時間とともに徐々に減少する。

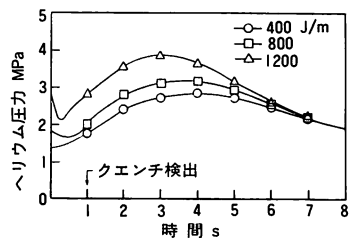


図-10 擾乱エネルギーのヘリウム圧力におよぼす影響

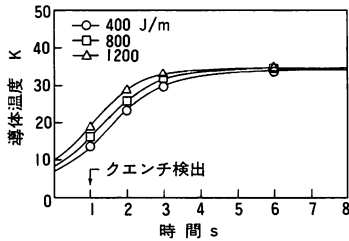


図-11 擾乱エネルギーの導体温度におよぼす影響

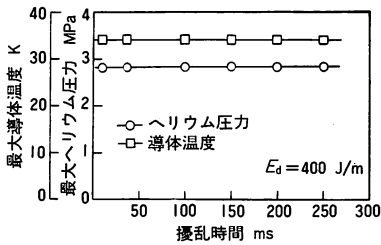


図-12 擾乱時間のヘリウム圧力および導体温度におよぼす影響

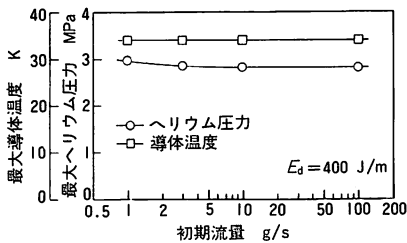


図-13 初期流量のヘリウム圧力および導体温度におよぼす影響

その後ある程度時間が経過しても、ジュール発熱は小さくなるがヘリウム圧力の減少により外部への熱移動が少なくなっているため、導体温度は極めて緩やかにしか減少しない。

図-10および図-11にそれぞれ E_d をパラメータとしたときの擾乱部のヘリウム圧力および導体温度の時間変化を示す。 E_d が大きくなると、ヘリウム圧力も増加した最大圧力に達する時間も早くなるが、最大導体温度はほとんど増加しない。これは、 E_d が大きいとヘリウム圧力によって外部へ流出される熱量も大きくなるために、ヘリウム温度および導体温度の増加が抑制されるためである。したがって E_d が大きい場合には、導体温度よりもヘリウム圧力のほうが問題になる。

図-12に擾乱時間の最大ヘリウム圧力および最大導体温度におよぼす影響を示す。図から、擾乱時間の影響はほとんどなく擾乱エネルギーの大きさだけを問題にすればよいことがわかる。図-13に初期流量の最大ヘリウム圧力および最大導体温度におよぼす影響を示

す。微小流量時にヘリウム圧力は若干増加するが、初期流量の影響は小さいことがわかる。

4. むすび

核融合などに用いられる強制冷却超電導コイルについて、最も重要な課題であるコイルの安定性とクエンチ時の安全性を予測するために、詳細な数値解析を行った。以下に本論文の主な結論を示す。

- (1) コイルの安定性とクエンチ現象を詳細に予測するため、超臨界ヘリウムの非定常圧縮性流動方程式と導体の非定常熱伝導方程式を差分法により精密に解いた。またクエンチ解析においては、保護回路投入後の電流減衰方程式も合わせて解いた。この結果、コイル設計時に必要な安定限界擾乱エネルギー、クエンチ時の最大ヘリウム圧力および最大導体温度などの諸量を精度よく予測することが可能になった。
- (2) 擾乱エネルギー、擾乱時間および初期流量などの安定性およびクエンチ現象におよぼす影響を調べた。この結果、擾乱時間および初期流量の影響は比較的小さいことが明らかにされ、またコイル設計における幾つかの知見が得られた。

参考文献

- 1) 関屋 慎ほか2名; 第33回低温工学研究会予稿集 (1985), B3-5.
- 2) Marinucci, C.; Cryogenics, vol. 23(1983), 579.
- 3) Arp, V.; Proceedings of Superconducting MHD Magnet Design Conference (1980), 411.
- 4) 九州地区超電導マグネット研究懇談会研究成果報告書 (1983), 143.
- 5) Harlow, F.H. et al.; Journal of Computational Physics, vol. 8 (1971), 179.
- 6) McCarthy, R.D.; NBS Technical Note 631 (1972).
- 7) 岩田 章, 多田栄介; 超臨界圧ヘリウムの圧力損失特性, 科学研究費エネルギー(核融合)特別研究, 昭和59年度超電導班第2回ワークショップ.