分布定数回路モデルを用いた撚線導体内の 常電導転移後電流分布の解析

小泉 徳潔, 高橋 良和, 辻 博史, 島本 進*

日本原子力研究所超電導磁石研究室 茨城県那珂郡那珂町向山 801-1

* 東北大学工学研究科電気・通信工学専攻 仙台市青葉区荒巻字青葉

(1999年3月4日受理)

Analysis of Current Distribution after Normal Transition in Multi-strand Cable Using Distributed Model Circuit

Norikiyo KOIZUMI, Yoshikazu TAKAHASHI, Hiroshi TSUJI and Susumu SHIMAMOTO*

Superconducting Magnet Laboratory, Japan Atomic Energy Research Institute,
801-1 Mukouyama, Naka-gun, Ibaraki 311-0193

* Department of Electrical and Communication Engineering, Tohoku University,
Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579

(Received March 4, 1999)

Synopsis:

Some strands may carry large current in a multi-strand cable consisting of strands having a highly resistive layer, such as chrome plating, among the strands as a result of non-uniform current distribution. We analytically studied the characteristics of this current after normal transition using a distributed model circuit. The parameters used in this calculation are those of the US-DPC coil, which first exhibited instability due to current imbalance, so-called ramp-rate limitation. Thus, the conductance among strands and inductance of unit length loop and length of the conductor are assumed to be 1-100 kS/m, $0.5 \mu\text{H/m}$ and 150 m, respectively. The calculation results show that the current of the strand reaching a normal state decays in order of 10-100 ms. It was also found that the current transfer from the strand having normal resistance to the other superconducting strands does not take place at the end of the conductor within a few seconds after normal transition when normal resistance appears at the center of the conductor. In this case, the current is transferred among the strands without any effect from the boundary as well as the infinitely long conductor. Consequently, the current increases by return of the current which is transferred to the other strands if normal resistance decreases at the center of the conductor. These results indicate that there is a possibility of conductor quench due to the normal transition of several strands which carry the large current and initially transfer to normal state in a conductor consisting of strands that have highly resistive layers among them.

Keywords: cable-in-conduit superconductor, ramp-rate limitation, current imbalance, normal transition

1. はじめに

日本原子力研究所(以下, 原研)は, 強制冷却導体の核融合炉用ポロイダル磁場コイルへの適用性の実証を主目的として, 1985年から1992年にかけて実証ボ

ロイダルコイル (Demonstration Poloidal Coil: 以下, DPC) 計画¹⁾を実施した。本計画においては, 2つの NbTi コイル, および 4 つの Nb₃Sn テストコイルを製作・試験した。これらのうちの 2 つの Nb₃Sn テストコイルでは, 導体の交流損失を低減するため

に、素線表面にクロムメッキを施した²⁾。

クロムメッキをしたコイルのうち、米国 MIT と原研の協力研究で開発した US-DPC コイル³⁾において、パルス励磁時に定格電流値の 70% の電流値でクエンチしてしまうという不安定性を観測した³⁾。クエンチ電流値は励磁速度が速いほど低下したが、本クエンチ電流値の低下は、パルス励磁時の交流損失では説明できなかった³⁾。このような励磁速度依存型のクエンチ電流値の低下は、DPC 計画において初めて観測され、MIT のグループによって Ramp rate limitation と名付けられた。以後、簡単のために、Ramp rate limitation を RRL と記す。

また、DPC 計画において製作したクロムメッキをしたもう 1 つのパルスコイル (DPC-EX コイル⁴⁾) では、定格値を満足したが、同様の RRL を観測した⁵⁾。さらに、加速器用コイルでも、RRL が、SSC 計画のなかで製作したプロトタイプコイルで観測された⁶⁾。

強制冷却導体の RRL については、Vysotsky ら⁷⁾が実験室規模のクロムメッキ素線からなる強制冷却導体内の電流分布を測定し、電流偏流が不安定性の原因になっていることを示した。著者らは、素線間に高抵抗層を有する撚線導体に導体長手方向に沿って均一な撚線の乱れを仮定して、電流分布の解析を行った。その結果、励磁速度が速いほど高磁場部に大きな電流偏流が発生することを見出し、電流偏流によって RRL がよく説明できることを示した^{8,9)}。また、加速器用コイルの RRL については、CERN のグループを中心に多くの研究がなされ^{10,11)}、電流偏流が加速器用コイルの RRL の原因であると考えられている。

加速器用コイルでは、その冷却特性が悪いため、一部の過剰電流を流す素線が常電導転移すると、本素線からの加熱によって他の素線も常電導転移して、導体がクエンチすると考えられる。一方、US-DPC 導体のような強制冷却導体では、冷却特性が優れている。ゆえに、電流偏流によって一部の過剰電流を流す素線が常電導転移した場合でも、速やかに他の超電導素線に電流転流できれば、クエンチには至らない。

そこで、本論文では電流偏流のために過剰電流を流す素線が、常電導転移した後の過剰電流の挙動を解析・考察する。解析モデルは、2 本の素線から構成される分布定数モデル回路とした⁸⁾。したがって、素線間のコンダクタンス、インダクタンスが重要なパラメータとなる。本論文では、これらの値をはじめ、そ

の他の計算に必要な値は、US-DPC 導体の対応する値⁹⁾を用いて解析する。

さらに、常電導転移後に超電導復帰したときの電流挙動についても検討する。

2. 計算モデルと解析解

2.1 常電導転移前 (励磁中)

核融合炉に使用されるような大型の強制冷却導体では、ジョイント抵抗のばらつきが電流分布に影響を及ぼすまでには、一般的には、極めて長い時間がかかる¹²⁾。一方、クロムメッキした US-DPC 導体が不安定性を示したのは、励磁時間が 10 秒以内のパルス励磁であり²⁾、本時間範囲では、ジョイント抵抗の影響は無視できると考えられる。そこで、本解析では、簡単のために、ジョイント抵抗 R^j [Ω] はゼロと仮定した。なお、励磁速度は励磁中一定とした。

本解析では、Fig. 1 (a) に示すような、2 素線から構成される分布定数モデル回路を用いる。また、簡単のために、撚線の乱れが導体全長に渡って均一に存在するものと仮定する。磁場の導体長手方向に沿った分布は、通常は、Fig. 1 (b) に示すように、導体中央部で最も高く、端部で低くなるような分布をする。したがって、本モデルでは、撚線の乱れのために生じる、

Fig. 1 (a) Distributed model circuit. (b) Schema of general magnetic field distribution along the conductor.

素線 1, 2 が作る単位長さ当たりのループの漏れ磁束 $\phi'_{1,2}$ [Wb/m] は,

$$\phi'_{1,2} = \begin{cases} \frac{\phi'_{\max}(X-x)}{X} & (x \geq 0) \\ \frac{\phi'_{\max}(X+x)}{X} & (x < 0) \end{cases} \quad (1)$$

によって与えた。ここに、 x [m] は導体中央部からの距離を、 X [m] は導体半長を、 $\phi'_{\max}$ [Wb/m] は磁束密度が最大 ($B_{\max}$ [T]) となる位置での素線 1, 2 が作る単位長さ当たりのループの漏れ磁束を表す。

Fig. 1 に示すモデルを常電導抵抗がない状態で励磁したときの過剰電流 (素線 1 の電流) i_1 [A] は,

$$i_1 = i_m + c_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n G \Delta L}{\eta_n^2} \left(1 - e^{-\frac{\eta_n^2}{G \Delta L} t} \right) \cos(\eta_n x) \quad (2)$$

$$c_n = \begin{cases} \frac{\phi'_{\max}}{2 \Delta L} & (n=0) \\ \frac{2 \phi'_{\max}}{\eta_n^2 \Delta L X} [1 - (-1)^n] & (n \neq 0) \end{cases} \quad (3)$$

$$\eta_n = \frac{n\pi}{X} \quad (4)$$

で与えられる^{8,9)}。ここに、 G [S/m] は、素線 1, 2 間の単位長さ当たりのコンダクタンスを、 ΔL [H/m] は素線 1, 2 が作る単位長さ当たりのループのインダクタンスを表す。また、 i_m [A] は素線平均電流値を表し、電流分布が均一な場合に各素線に流れる電流値である。特に、無限に短い時間、あるいは、ジョイント抵抗の影響が出るまでには十分短い、 $G \Delta L / \eta_n^2$ に比して十分長い時間で励磁したときの過剰電流は、それぞれ、

$$i_1 = i_m + \frac{\phi'_{\max}(X-x)}{\Delta L X} \quad (5)$$

$$i_1 = i_m + \frac{\phi'_{\max}}{2 \Delta L} \quad (6)$$

で与えられる^{8,9,13)}。なお、(6)式は、(2)式で、 $[1 - \exp(G \Delta L / \eta_n^2)] \approx 0$ となるときの解である¹³⁾。US-DPC 導体では、後にも示すように、 $G \Delta L / \eta_n^2$ のオーダーは数十秒以下と評価されている¹³⁾。一方、核融合炉用の大型コイルでは、ジョイント抵抗が過剰電流に影響を与える励磁時間のオーダーは、 10^4 s である¹²⁾。したがって、励磁時間が $G \Delta L / \eta_n^2$ に比して十分長く、かつ、ジョイント抵抗が過剰電流に影響を及ぼさないような励磁時間が存在する。このような励磁時

間範囲で、(6)式は妥当である。以下、このような励磁時間の範囲を、簡単のために、十分長い励磁時間と記す。

なお、本論文では、US-DPC 導体が不安定性を示した 10 秒以内の励磁時間を計算対象としているために、このような励磁時間範囲は、十分に長い励磁時間であるといえる。

本解析では、(2)、(5)あるいは(6)式を常電導転移時の初期条件として解析を行う。なお、(2)式に示す過剰電流の分布は、(5)、(6)式に示すそれらの間に存在する^{8,9,13)}。

2.2 常電導転移時

常電導抵抗が発生すると、Fig. 1(a)に示すモデル回路に対する以下の支配方程式に抵抗による項を加える必要がある。

$$\Delta L \frac{\partial i_1}{\partial t} - \frac{1}{G} \frac{\partial^2 i_1}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial \phi'_{1,2}}{\partial t} + \Delta L \frac{\partial i_m}{\partial t} \right) = 0 \quad (7)$$

しかし、抵抗は x 座標、電流および素線温度の関数となるため、系は非線型になってしまう。そこで、ここでは簡単のために、小野ら¹⁴⁾が提案したモデルを応用して解析を行う。すなわち、支配方程式は(7)式を仮定し、Fig. 2 に示すように、常電導抵抗をその長さを無視した抵抗 $2R^n$ [Ω] を導体中央部に発生させることによって代用する。ただし、常電導抵抗 R^n は計算時間中一定であるとする。したがって、(4)式に対する境界条件⁸⁾は、

$$\frac{\partial i_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = R^n G i_1, \quad \frac{\partial i_1}{\partial x} \Big|_{x=X} = 0 \quad (8)$$

(7)、(8)式の解は⁸⁾、

$$i_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \left[d_n e^{-\frac{\zeta_n^2}{G \Delta L} t} + \left(1 - e^{-\frac{\zeta_n^2}{G \Delta L} t} \right) \frac{G \Delta L}{\zeta_n^2} e_n \right] \times \cos[\zeta_n(X-x)] \quad (9)$$

ここに、

$$\zeta_n \tan(\zeta_n X) - R^n G = 0 \quad (10)$$

Fig. 2 Distributed model circuit with resistive voltage at the center of the conductor.

係数 d_n , e_n は次式を満足するように決定される。

$$\sum_{n=0}^{\infty} d_n \cos[\zeta_n(X-x)] = i_{1q} \quad (11)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} e_n \cos[\zeta_n(X-x)] = \frac{\phi'_{1,2}}{\Delta L} + i_m \quad (12)$$

ここに, i_{1q} [A] は過剰電流を流す素線 (素線 1) が常電導転移するときの電流値を表す。

常電導転移時の解析では, 原則的に, (5), (6) 式に対応する典型的な 2 つの初期条件について解析を行う。ゆえに, 係数 d_n は (5), (6) 式に対して, それぞれ,

$$d_n = \frac{4(i_{mq} + \phi'_{\max q} / \Delta L) \sin(\zeta_n X) - 4\phi'_{\max q} [1 - \cos(\zeta_n X)] / \zeta_n \Delta L X}{2\zeta_n X - \sin(2\zeta_n X)} \quad (13)$$

$$d_n = \frac{4(i_{mq} + \phi'_{\max q} / 2\Delta L) \sin(\zeta_n X)}{2\zeta_n X - \sin(2\zeta_n X)} \quad (14)$$

ただし, i_{mq} [A], $\phi'_{\max q}$ [Wb/m] は, 過剰電流を流す素線 (素線 1) が常電導転移するとき ($t=0$ s) の素線平均電流値と $\phi'_{\max}$ の値を表す。

2.3 超電導復帰時

過剰電流が超電導復帰した後の電流は以下のように計算する。

支配方程式は (7) 式として, 常電導転移時の電流は前項と同様にして計算する。ただし, そのときの初期条件は, (2) 式を仮定する。したがって, 係数 d_n は,

$$\sum_{n=0}^{\infty} d_n \cos[\zeta_n(X-x)] = i_{mq} + c_0 t_q + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{c_m G \Delta L}{\eta_m^2} \left(1 - e^{-\frac{\eta_m^2 t_q}{G \Delta L}} \right) \cos(\eta_m x) \quad (15)$$

より計算される。ここに, t_q [s] は励磁開始から常電導転移するまでの時間を表す。また, 係数 e_n は前項と同様に (12) 式から計算する。なお, 超電導復帰時の解析においては, $t=0$ s は励磁開始時刻とする。

常電導転移後に超電導復帰したときの初期条件は, 常電導部が発生した最後の時刻での電流分布として,

$$i_1|_{t=t_r} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[d_n e^{-\frac{\zeta_n^2}{G \Delta L} (t-t_r)} + \left(1 - e^{-\frac{\zeta_n^2}{G \Delta L} (t-t_r)} \right) \times \frac{G \Delta L}{\zeta_n^2} e_n \right] \cos[\zeta_n(X-x)] \quad (16)$$

ここに, t_r [s] は, 超電導復帰する時刻を表す。

境界条件は, ジョイント抵抗を無視したことから⁸⁾,

$$\frac{\partial i_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial i_1}{\partial x} \Big|_{x=X} = 0 \quad (17)$$

したがって,

$$i_1 = g_0 + i_m(t-t_r) + c_0(t-t_r) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{c_n G \Delta L}{\eta_n^2} \left(1 - e^{-\frac{\eta_n^2 (t-t_r)}{G \Delta L}} \right) + g_n e^{-\frac{\eta_n^2 (t-t_r)}{G \Delta L}} \right] \cos(\eta_n x) \quad (18)$$

ただし, 係数 g_n は,

$$g_n = \frac{1}{X(1+\delta_{0,n})} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \left[d_m e^{-\frac{\zeta_m^2 t_r}{G \Delta L}} + e_m \left(1 - e^{-\frac{\zeta_m^2 t_r}{G \Delta L}} \right) \times \frac{G \Delta L}{\zeta_m^2} \right] \left[\frac{\sin(\eta_n X) - \sin(\zeta_m X)}{\eta_n - \zeta_m} + \frac{\sin(\eta_n X) + \sin(\eta_m X)}{\eta_n + \zeta_m} \right] \right\} \quad (19)$$

ここに, $\delta_{0,n}$ はクロネッカーのデルタを表し, $\delta_{0,0}=1$ および $\delta_{0,n}=0$ ($n \neq 0$) である。

3 計算結果および考察

3.1 常電導転移時

3.1.1 励磁速度の過剰電流減衰への影響

本項および 3.1.2 項では, (9) 式に示す常電導転移後の過剰電流を, 説明のために 2 つの電流成分に分けて検討する。

はじめに, 第一の電流成分,

$$\sum_{n=0}^{\infty} d_n e^{-\frac{\zeta_n^2}{G \Delta L} t} \cos[\zeta_n(X-x)] \equiv i_1^1 \quad (20)$$

について考察する。(20) 式において, $t=0$ s とすると, (11) 式より, $i_1^1 = i_{1q}$ である。ゆえに, i_1^1 は, 常電導転移直前の初期電流 (コイル励磁によって誘起された過剰電流) が, 常電導抵抗のために減衰したときの電流成分を表す。

(10) 式より, $\zeta_n^2 / G \Delta L$ は励磁速度には依存しない。しかし, 以下に示すように, 初期の電流分布の違いによって係数 d_n が変化することで, 励磁速度が素線 1 の電流減衰の速さに影響を与える。

ζ_n は Fig. 3 の実線と破線の交点として与えられる。ゆえに,

$$\frac{n\pi}{X} < \zeta_n < \frac{\pi}{X} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (21)$$

したがって, n が大きい場合は, $\zeta_n^2 / G \Delta L$ も大きくなるため, (20) 式の高次の n に対する電流成分はより速く減衰する。ゆえに, 初期過剰電流が高次の電流成分

Fig. 3 Intersection between the functions of $\tan(\zeta_n X)$ and GR^n/ζ_n .

を多く含む、すなわち、係数 d_n が大きな n に対しても大きくなるときは、 i_1^1 は速やかに減衰する。一方、係数 d_n の n への依存性は、初期の過剰電流の分布によって決まる。最も大きな分布を持つときが(5)式の場合であり、分布が最も小さいときが(6)式の場合である。実際の初期過剰電流は、これらの間に存在する。

そこで、常電導転移するまでは、無限に短い時間で励磁した（初期過剰電流が(5)式で与えられる）場合と、十分長い励磁時間を費やした（初期過剰電流が(6)式で与えられる）場合の典型的な2つの初期条件に対して、 i_1^1 の減衰の様子を比較した。なお、実際の i_1^1 は、これら2つに典型的な場合の間に存在するため、両者の差を比較することで、励磁速度が i_1^1 の減衰の速さに与える影響を評価できる。

また、常電導転移後の初期過剰電流の分布が i_1^1 に与える影響を検討するときは、常電導転移が起こる高磁場部の初期の i_1^1 が等しい方が比較しやすい。そこで、ここでは過剰電流が最も大きくなる導体中央部の電流値が等しくなるように、(13)、(14)式中の $\phi_{\max}$ を決める。なお、励磁速度自体は、常電導転移後の i_1^1 の挙動に影響を与えないので、本仮定は妥当である。

Fig. 4 に $X=75$ m, $G=1, 10, 100$ kS/m, $\Delta L=0.5$ μ H/m, $R^n=55$ $\mu\Omega$, $i_{mq}=400$ A とし、(13)、(14)式でそれぞれ、 $\phi_{\max q}=2$ mWb/m としたときの i_1^1 の計算結果を示す。図に示すように、本条件のときは、初

Fig. 4 Decay of the current of strand 1 after normal origination. The conductance is assumed to be 1, 10 and 100 kS/m. The initial current is assumed to be proportional to the magnetic flux through the loop consisting of strands 1 and 2 (a solid line) and a constant (dashed line).

期電流の分布、すなわち、励磁速度が常電導転移後の減衰速度に与える影響は小さい。ここに、 $X=75$ m, $G=1\sim 100$ kS/m, $\Delta L=0.5$ μ H/m, $R^n=55$ $\mu\Omega$, $i_{mq}=400$ A は、US-DPC コイルのダブルパンケータ導体の半長、US-DPC 導体の素線間コンダクタンスおよび単位長さ当たりのループのインダクタンスのオーダー⁹⁾、3本の US-DPC 素線が 10 cm の長さに渡り常電導転移したときの抵抗値の半分、および US-DPC コイルを 30 kA まで通電したときの素線 3 本当たりの平均的な通電電流値に相当する。なお、これらの値を用いると、 $G\Delta L/\eta^2$ は 0.3~30 s となる。

Fig. 4 より i_1^1 の減衰に 10~100 ms の比較的長い時間がかかることが分かる。すなわち、過剰電流を流すある素線が、臨界電流値あるいは制限電流値等の超電導状態を維持できる限界の電流値を超えて、常電導転移しても、過剰電流は速やかに減衰しない。なお、本電流は常電導転移後にコイル励磁を停止した場合も同様の挙動を示すものである。したがって、十分に長い励磁時間を費やした場合でも、初期の過剰電流が十分に大きければ、同様の不安定性が発生すると考えられる。

次に、第二の電流成分、

$$\delta i_1 \equiv i_1 - i_1^1 = \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - e^{-\frac{\zeta_n^2}{G \Delta L} t} \right) \frac{G \Delta L}{\zeta_n^2} e_n \times \cos[\zeta_n(X-x)] \quad (22)$$

について考える。 δi_1 は、 $t=0$ sとすると、0Aになる。ゆえに、 δi_1 は、初期電流をゼロとして、常電導抵抗がはじめて発生しているときに、コイルを励磁した場合に素線1に誘起される電流の成分を表す。なお、定常状態を仮定したときの δi_1 を、 δi_1^s [A]と記すと、

$$\begin{aligned} \delta i_1^s &\equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{G \Delta L}{\zeta_n^2} e_n \cos[\zeta_n(X-x)] \\ &= \frac{G \phi'_{\max}}{6 \Delta L} \left[\frac{X^3 - (X-x)^3}{X} + \frac{3X}{R^n G} \right] \\ &\quad + \frac{G i_m}{2} \left[X^2 - (X-x)^2 + \frac{2X}{R^n G} \right] \quad (23) \end{aligned}$$

δi_1 は、係数 e_n が励磁速度の関数となるために、励磁速度に依存する。Fig. 5に、 $\phi'_{\max}=0.1, 1, 10$ mWb/sm, $G=10$ kS/mとして、他の条件をFig. 4の場合と同様にしたときの δi_1 の変化の様子を示す。図に示すように、常電導転移後、 δi_1 は増加するが、

Fig. 5 Comparison of the current of strand 1 after normal origination during coil charge in the case of no initial current for various ramping rates.

励磁速度が速いほど大きい値に増加していく。これは、励磁速度が速い場合は、(23)式から分かるように、定常電流 δi_1^s が大きくなるためである。なお、導体中央部では、

$$i_1 - i_1^1 = \delta i_1^s = \frac{i_m X}{R^n} + \frac{\phi'_{\max} X}{2 \Delta L R^n} \quad (24)$$

したがって、励磁速度が速い場合には、素線1の電流の減衰先が大きくなる。このために、常電導転移後大きな電流が流れ易く、不安定性が発生し易くなると考えられる。

ただし、常電導転移後100 ms以内では、 i_1^1 が δi_1 に比して十分大きく、他の素線への加熱という点においては、 i_1^1 の方が支配的である。ゆえに、励磁速度は、常電導転移後の過剰電流の挙動にほとんど影響しない。

3.1.2 素線間コンダクタンスの過剰電流減衰への影響

はじめに常電導転移後の初期過剰電流の減衰に対する素線間コンダクタンスの影響について考察する。

(20)式より、 i_1^1 は、無数の異なる波長の電流成分に分解できることが分かる。(10)式より、 ζ_n は n が十分に大きいときは、

$$\zeta_n \approx \frac{n\pi}{X} \quad (25)$$

このとき、(13)、(14)式より、

$$d_n \approx 0 \quad (26)$$

したがって、素線間コンダクタンスが小さい場合は、Fig. 3に示すように、破線が x 軸により速く漸近するため、より小さな n に対して、(26)式が成立する。この場合は、 i_1^1 は、主に導体長手方向に沿って波長の長い電流成分から構成される。また、素線間コンダクタンスが大きい場合は、より波長の短い電流成分が i_1^1 に影響を与える。一方、(20)式より、 n 番目の電流成分の減衰時定数 τ_n [s]は、

$$\tau_n \approx \Delta L G (X/n\pi)^2 \quad (27)$$

ゆえに、 n 番目の電流成分の時定数は $1/n^2$ のオーダーとなり、 n が大きい場合の電流成分は速やかに減衰する。以上より、素線間コンダクタンスが大きい場合は、短波長の電流成分が i_1^1 により多く影響するため、 i_1^1 は速やかに減衰する。

実際に、Fig. 4より、コンダクタンスが大きいほど、速やかに i_1^1 が減衰することが確認できる。なお、コンダクタンスが小さいほど、初期の i_1^1 の分布が減衰の速さに、若干ではあるが、影響を与える。

次に、素線1の電流から i_1' を差し引いた電流 δi_1 について考える。励磁時間が十分に長い場合は、本電流は定常電流 δi_1^s と等しくなり、(24)式から分かるように、導体中心の素線1の定常電流はコンダクタンスによらず一定となる。

また、(22)式の時間微分をとると、

$$\frac{\partial \delta i_1}{\partial t} = \sum_{n=0}^{\infty} e_n e^{-\frac{\zeta_n^2}{\Delta L} t} \cos[\zeta_n(X-x)] \quad (28)$$

$t=0$ sでは、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta i_1}{\partial t} &= \sum_{n=0}^{\infty} e_n \cos[\zeta_n(X-x)] \\ &= i_m + \frac{\phi'_{\max}(X-x)}{\Delta L X} \end{aligned} \quad (29)$$

より、コンダクタンスによらず本電流の初期の増加割合は一定である。一方、(1), (5), (11), (29)式より、 $\partial \delta i_1 / \partial t$ は初期電流の分布が(5)式で与えられる場合の i_1' に比例する。したがって、 $\partial \delta i_1 / \partial t$ は i_1' と同様に、コンダクタンスが大きいほど速く減衰する。以上より、 δi_1 は素線間コンダクタンスが大きいほどゆっくりと増加する。

Fig. 6には、 $\phi'_{\max}=1$ mWb/smとして、他の条件はFig. 4の場合と同様にしたときの δi_1 の計算結果を示す。図より、コンダクタンスが大きいほど、 δi_1 の増加がゆっくりになることが確認できる。

Fig. 6 Comparison of the current of strand 1 after normal origination during coil charge in the case of no initial current for various conductances between strands 1 and 2.

以上より、素線間コンダクタンスが大きい場合は、常電導転移後の初期過剰電流の減衰速度は速くなるとともに、常電導転移後に過剰電流が漸近していく減衰先も小さくなるのが分かる。ゆえに、コンダクタンスが大きいほど、常電導転移した素線からの加熱エネルギーは小さくなる。その上、素線間を転流する電流による発熱も小さくなる。したがって、コンダクタンスが大きいほど、他の素線の常電導転移、すなわち導体クエンチは起こりにくくなる。

3.1.3 導体端部の過剰電流減衰

過剰電流を流す素線が導体中央部（高磁場部と仮定）で常電導転移した場合の導体端部の過剰電流の減衰について考察する。Fig. 7に、 $X=75$ m, $G=10$ kS/m, $\Delta L=0.5$ μ H/m, $i_{mq}=400$ Aとして、 $R^n=55, 550$ $\mu\Omega$ とした場合の常電導転移後の導体中央部および端部の過剰電流の減衰の様子を示す。ただし、例えば(5)式のように、初期の過剰電流が導体長手方向に沿って分布する場合、電流分布が一樣になるように自然に変化するため、常電導抵抗の影響と区別するのが困難になる。そこで、ここでは、初期の過剰電流は、導体長手方向に沿って一樣（(6)式の場合）であると仮定する。

Fig. 7に示すように、常電導転移後2 s以内では、

Fig. 7 Decay of the current of strand 1 after normal origination at the center and end of the conductor. The conductance is assumed to be 10 kS/m. The initial current is assumed to be a constant along the conductor.

導体中央部で過剰電流が減衰しても、導体端部では電流は不変である。これは、このような時間範囲では、導体中央部で発生した常電導電圧に起因する電流転流の効果が導体端部まで到達しないためである。ゆえに、この程度の長さの導体において、この程度の時間範囲内で、導体中央部からの常電導転移後の電流変化の様子を考察する場合は、より簡単に計算が行える半無限モデルを利用できる。

3.2 超電導復帰時

Fig. 8 に、 $X=75\text{ m}$, $G=10\text{ kS/m}$, $\Delta L=0.5\text{ }\mu\text{H/m}$, $R^n=55\text{ }\mu\Omega$, $i_m=400\text{ A/s}$, $\dot{\phi}'_{\max}=1\text{ mWb/sm}$ とし、1 s でコイル励磁したときに、0.7~0.8 s の間導体中央部に常電導部が発生すると仮定した場合の過剰電流の計算結果を示す。図には比較のために、常電導転移を起こさなかった場合の過剰電流の時間変化も示す。図に示すように、導体中央部では常電導出現後速やかに電流が減少する。しかし、超電導復帰後には急激に電流が増加して、常電導が発生しなかった場合の電流値に近づく。

これは、以下のように説明できる。常電導抵抗による電流転流の影響が導体端部に到達するまでは、電流の挙動は、無限長の導体のそれと等価となる。一方、3.1.3 項で示したように、常電導転移後数秒以内で

Fig. 8 The current of strand 1 in the case normal resistance appears during $0.7 \leq t \leq 0.8\text{ s}$. The current in the case of no normal resistance is also shown in the figure as a dashed line for comparison.

は、電流転流の影響は導体端部まで到達しない。したがって、ここで考えている時間範囲内では、導体長が無限に長い場合と同様の電流挙動をする。導体長が無限に長い場合は、導体中央部で常電導抵抗が発生すると、その常電導電圧が起電力となって、隣接する素線に電流転流する。このため、常電導電圧が低下すると、素線間の横断電流は減少する。ゆえに、Fig. 9 に示すように、常電導抵抗がゼロになったために、はじめに常電導転移した素線に再度電流が流れ込み、常電導が発生しなかった場合の電流分布に急激に近付こうとする。

通常、過剰電流が常電導転移してから、100 ms 以内に導体がクエンチするかしないかが決定され则认为られる。また、実際の導体でも、常電導転移後に過剰電流が減衰するため、常電導電圧が減少する。した

Fig. 9 Current transferring from the strand having normal resistance. The current is transferred from strand 1, which initially carries the large current, to strand 2 as a result of initiation of resistive voltage V_{n0} . The current of strand 1, however, increases since the current transferred to strand 2 returns to strand 1 if the normal zone shrinks as shown in the lower figure, resulting in smaller resistive voltage V_{n1} . The arrows on the strands denote the flow of the current and their widths indicate their magnitude.

がって、このような時間範囲では、常電導抵抗がゼロとなった場合と同様に、電流の再流れ込みが起こる。このために、常電導転移した素線の電流値がゼロになることはない。

4. ま と め

クロムメッキ等により素線間抵抗を大きくした撚線導体には、撚線のわずかな乱れによって大きな電流偏流が発生する可能性がある。そこで、このような導体に対して、過剰電流を流す素線が常電導転移した後の過剰電流の減衰挙動について、分布定数回路モデルを用いて解析した。計算では、電流偏流による不安定性を示した、素線表面にクロムメッキをした US-DPC 導体のパラメーターを使用した。特に、重要なパラメーターである素線間コンダクタンス、単位長さ当たりのループのインダクタンスは、それぞれ $1 \sim 100 \text{ kS/m}$ 、 $0.5 \mu\text{H/m}$ とした。

計算の結果、過剰電流が減衰するためには $10 \sim 100 \text{ ms}$ の時間オーダーが必要となることが分かった。そして、常電導転移するまでに誘起された過剰電流の減衰の仕方は、常電導転移後の励磁速度にあまり依存しないことを見出した。また、長さが 100 m 程度の導体では、導体中央部に常電導抵抗が発生してから、導体端部に本影響が伝達するまでに数秒以上の長い時間がかかる。これは、このような導体で導体中央部に常電導部が発生した場合は、端部の影響を無視して現象を考えられることを示す。ゆえに、常電導抵抗が減衰すると、初期の大きな常電導抵抗のために、隣接する超電導素線に転流した電流が再度流れ込んでくる。

以上の結果は、過剰電流を流す素線が常電導転移した場合に、その電流が速やかに減衰しないことを示す。したがって、本素線からの加熱によって、他の素線を常電導転移させて、導体クエンチを誘発させる可能性がある。

本研究を遂行するにあたり、ご指導、ご援助を頂いた原研那珂研究所の太田所長、松田核融合工学部長、および超電導磁石研究室室員に感謝します。

参 考 文 献

- 1) H. Tsuji, et al.: Evolution of the Demo Poloidal Coil Project. Proc. MT-11, Elsevier Science Publishers, Essex, UK (1990) 806
- 2) T. Mower and Y. Iwasa: Experimental investigation of a.c. losses in cabled superconductor. Cryogenics **26** (1986) 281
- 3) M. Steeves, et al.: Test results from the Nb₃Sn US-Demonstration Poloidal Coil. Adv. Cryog. Eng. **37** (1991) 345
- 4) Y. Takahashi, et al.: Experimental results of the Nb₃Sn demo poloidal coil (DPC-EX). Cryogenics **31** (1991) 640
- 5) T. Ando, et al.: The second test results on the Nb₃Sn Demo Poloidal Coil (DPC-EX). Adv. Cryog. Eng. **39** (1994) 335
- 6) A. Devred and T. Ogitsu: Ramp-rate sensitivity of SSC dipole magnet prototypes. 低温工学 **29** (1994) 424
- 7) V. Vysotsky, et al.: New method of current distribution studies for ramp rate stability of multi-strand superconducting cables. IEEE Trans. ASC **5**, No. 2 (1995) 580
- 8) N. Koizumi, et al.: Ramp-rate limitation due to current imbalance in a large cable-in-conduit conductor consisting of chrome-plated strands. Cryogenics **37** (1997) 441
- 9) N. Koizumi, et al.: Analysis of the current imbalance in a large CICC consisting of chrome plated strands. Proc. MT-15, Science Press, Beijing, China (1998) 453
- 10) L. Krempasky and C. Schmidt: Ramp-rate limitation in large superconducting magnets due to supercurrents. Cryogenics **36** (1996) 471
- 11) L. Bouttra, L. Walckiers and A. Zang: Experimental evidence of boundary induced coupling currents in LHC prototypes. IEEE Trans. ASC **7**, No. 2 (1997) 801
- 12) N. Koizumi, et al.: Current imbalance due to induced circulation currents in a large cable-in-conduit superconductor. Cryogenics **36** (1996) 409
- 13) 小泉徳潔ら: 素線間に高抵抗層を有する撚線導体内の循環電流. 低温工学 (投稿中)
- 14) M. Ono, et al.: Estimation method for multi-strand superconducting cables under partial current distribution. IEEE Trans. ASC **5**, No. 2 (1998) 564