ラザフォードケーブルにおける クエンチ伝播速度への電流再配分の影響

佐々木憲一[†], 荻津 透*, 中本 建志*, 土屋 清澄*, 新富 孝和*,
米川 啓文**, 雨宮 尚之**

筑波大学工学研究科 つくば市天王台 1-1-1 ([†]現在 北海道大学, E-mail:ksasaki@eng.hokudai.ac.jp)

* 高エネルギー加速器研究機構 つくば市大穂 1-1

**横浜国立大学電子情報工学科 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5

(2000 年 7 月 19 日受理)

The Influence of Current Redistribution on Quench Propagation Velocity in Rutherford Cable

Ken-ichi SASAKI,[†] Toru OGITSU,* Tatsushi NAKAMOTO,* Kiyosumi TSUCHIYA,*
Takakazu SHINTOMI,* Hirofumi YONEKAWA** and Naoyuki AMEMIYA**

Institute of Applied Physics, University of Tsukuba, 1-1-1 Ten-nodai, Tsukuba 305-8573
([†] now Hokkaido University)

* High Energy Accelerator Research Organization, 1-1 Oho, Tsukuba 305-0801

**Division of Electrical and Computer Engineering, Yokohama National University
79-5 Tokiwadai, Hodogaya, Yokohama 240-8501

(Received July 19, 2000)

Synopsis: Quench propagation velocity is one of the most important parameters for the quench protection of superconducting magnets. We examined the relations between the current redistribution and the quench propagation velocity in a Rutherford cable made of noninsulated strands. Measurements were performed in the cables with three contact conditions between strands, and it was found that the quench propagation velocity and the current redistribution depended on the contact conditions between strands. A numerical simulation of current redistribution using a simple model was performed. We made comparisons between the test and the numerical results, and there was good agreement. We analyzed the numerical results in detail and found that the current redistribution caused by the magnetic field distribution in the cable cross-section around the boundary of the normal zone, normal front, enhanced the quench propagation velocity.

Keywords: current redistribution, quench propagation velocity, magnetic field distribution

1. はじめに

超伝導マグネットのクエンチ保護という観点から、クエンチ伝播速度は重要なパラメータの1つである。

素線間が絶縁された交流用超伝導ケーブルでは、素線間での電流再配分現象がケーブル端部の短絡部分で起きることにより、等価的なクエンチ伝播速度が一桁から2桁以上も上昇する高速の常伝導転移現象が報告されている¹⁻³⁾。それに対しラザフォードケーブル等の素線同士が電氣的に接触した超伝導ケーブルでは、

実際のマグネットでのクエンチ伝播速度の測定結果⁴⁾や、ケーブル内の局所的な電流再配分の存在を示唆する報告^{5,6)}はあるが、両者の関係について議論した報告はほとんどない。

本研究では、8本撚りラザフォードケーブルにおけるクエンチ伝播速度と局所的電流再配分を実測し、簡単なモデルを用いた数値計算との比較を行い、伝播速度と電流再配分の関係について議論する。

2. ラザフォードケーブル実験

2.1 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す。測定するケーブルは 1 m-model SSC 2 極超伝導電磁石⁷⁾のボア中に U 字型に固定されている。電磁石の全長は約 1.5 m、ケーブルの全長は約 3.6 m である。電磁石の均一磁場領域は中心付近の長さ約 1 m 程度であり、実際の測定はこの均一磁場領域で行う (Fig. 1 中の領域 A と B)。ケーブル及びマグネットは 4.2 K 液体ヘリウムにより浸漬冷却した。

実験に用いた 8 本撚りラザフォードケーブルの諸元を Table 1 に示す。素線表面にはステブライトメッキが施されている。またケーブルには電気絶縁のために幅 5 mm、厚さ 20 μm のポリイミドテープをハーフラップしている。

Table 1 Specifications of the Rutherford cable.

Number of Strands	8
Width	3.30 mm
Thickness	1.53 mm
Twist Pitch	31 mm
Strand Diameter	0.81 mm
Cu / NbTi	1.2
RRR	91
Strand Surface	Sn-5 % Ag plated
Critical Current of Strand	435 A at 4 T
Cable Insulation	Polyimide

Fig. 1 Schematic view of the sample cable and the dipole magnet.

Fig. 2 Positions of the heaters, the voltage taps and the set of pickup coils. The numbers in parentheses are the relative distances of the devices from VTA or VTH.

Table 2 Cable conditions of region A and region B.

Cable ID	Region, Heater	Contact Conductance per 4 mm length (S)
OR	A, HTA	1×10^5
LC	A, HTB	1×10^3
HC	B, HTC	1×10^8

測定は、素線間接触状態が異なる 3 つのケーブルについて行った。Table 2 に各接触状態と測定した領域及び隣接素線間の接触電気伝導度の測定結果を示す。接触電気伝導度は、長さ 4 mm のショートサンプルを用いて測定したオーダーを表している⁸⁾。表中のケーブル ID にある OR, LC, HC は、何も処理を施さないケーブル (Original)、ケーブルを撚り戻した後に熱処理を施すことで接触度を下げたケーブル (Low Contact)、ケーブルを半田で含浸し接触度を上げたケーブル (High Contact) をそれぞれ表す。

実験では、外部磁界用マグネットを 4 T まで励磁し、ケーブルに取りつけたヒーターによりクエンチを引き起こし、常伝導部の伝播過程を電圧端子で、その過程

Fig. 3 Schematic view of pickup coils.

における局所的な電流再配分をピックアップコイルで観測した。これらセンサー類の配置図を Fig. 2 に示す。図中にあるカッコの中の数字は各センサー類の相対位置である。各ケーブルについて、使用したヒーターの位置を Table 2 に示した。

本研究では局所的な電流再配分を検出するのに、前述の様にピックアップコイルを使用している。実験で使ったピックアップコイルの概観図を Fig. 3 に示す。1つのコイルセットは8個の長方形ピックアップコイルからできている。1つのコイルの大きさは長さ 2.2 mm、幅 1.2 mm であり、直径 50 μm の銅線が GFRP の治具に 15 ターン巻いてある。この 8 個のコイルに誘起される電圧は次式のように表される。

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ \vdots \\ v_8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & \cdots & m_{18} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{81} & \cdots & m_{88} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} di_1/dt \\ \vdots \\ di_8/dt \end{pmatrix} \equiv \mathbf{V} = \mathbf{M}\dot{\mathbf{I}} \quad (1)$$

ここで $\mathbf{V}(v_1 \sim v_8)$ はピックアップコイルに誘起される電圧、 $\mathbf{I}(i_1 \sim i_8)$ は各素線の電流値であり、 $\mathbf{M}(m_{11} \sim m_{88})$ はコイルと素線間の相互インダクタンスである。この式を変形すると、

$$\Delta \mathbf{I} = \mathbf{M}^{-1} \int \mathbf{V} \equiv \begin{pmatrix} \Delta i_1 \\ \vdots \\ \Delta i_8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & \cdots & m_{18} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{81} & \cdots & m_{88} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \int v_1 dt \\ \vdots \\ \int v_8 dt \end{pmatrix} \quad (2)$$

となり、相互インダクタンス $\mathbf{M}$ が分かれば、コイル電圧から各素線の電流変化量が計算できることが分かる。本研究では相互インダクタンス $\mathbf{M}$ は実験的に求めている⁹⁾。

2.2 実験結果

3つのケーブルにおけるクエンチ伝播速度の測定結果を Fig. 4 に示す。LC ケーブルのクエンチ伝播速度が、他の 2 つのケーブルにおけるクエンチ伝播速度

Fig. 4 Average quench propagation velocities for the three cable conditions as a function of cable current.

Fig. 5 Examples of one pickup coil signal for the three cable conditions where the cable current is about 3,100 A.

と比較して全体的に低くなっている。

次にピックアップコイル信号の測定例を Fig. 5 に示す。この図はケーブル電流値 3,100 A の時のピックアップコイル信号の代表例を示している。この図でコイルに信号が現れている時刻（横軸の中心付近）は、ノーマルフロント（超伝導部と常伝導部の境界）がそのピックアップコイルの場所を通過した時刻にほぼ一致しており、クエンチ伝播中の電流再配分が主にノーマルフロントを中心として起こっていることを示している。

各ケーブルにおける電流再配分を詳しく見ていく。

Fig. 6 は、3つのケーブルにおいて電流が 3,100 A の時の電流変化量を計算した結果である。(a), (b), (c) 図はそれぞれ OR ケーブルでの PCA, LC ケーブルでの PCA, HC ケーブルの PCG の位置における電流変化であり、各図の左下にある絵は測定位置における素線配置を示している。まず、OR ケーブルの場合、

Fig. 6 Example of current changes of each strand calculated with the pickup coil signals at 3,100 A. (a) PCA in OR cable, (b) PCA in LC cable, (c) PCG in HC cable.

クエンチは時刻 $t = 0$ ms から始まり、PCA の位置にノーマルフロントが到達したのは時刻 $t = 2.8$ ms 付近である。ノーマルフロントが通過するとき、素線 1 の電流は大きく増加し、その直後にわずかに減少している。反対に素線 4 の電流は大きく減少した後、少し増加している。この結果を左下の素線配置図に照らしてみると、最初の電流再配分で電流が左から右へ大きく移動した後、2 回目の再配分で右から左へと電流が戻っていると捉えることが出来る。次に LC ケーブルの場合、ノーマルフロントが PCA の位置に到達したのは時刻 $t = 23.5$ ms であるが、その前の時間から素線電流が周期的増減を繰り返している。これとは反対に HC ケーブルの場合、ノーマルフロントが通過した時刻 $t = 22.5$ ms 頃に電流は大きな変化を一度だけ示している。

Fig. 7 Tendency of the current transfer when the maximum current redistribution occurred. Upper and lower figures show the results at 3,100 A and 2,600 A, respectively. (a) OR cable, (b) LC cable, (c) HC cable.

Fig. 8 Magnetic field applied to the cable.

られる。

このような電流再配分は、ケーブル断面内における磁場分布が影響していると考えられる。Fig. 8 に示すように、ケーブルは外部磁界と自己磁界に晒されるためケーブル断面内には図に示すような磁場勾配が存在する。ノーマルフロントがこのような磁場勾配を持つケーブル断面に到達すると、まず磁場の高い領域が常伝導転移するので、電流は常伝導部を迂回するように低磁場側へ移動すると考えられる。この磁場勾配は自己磁界によってできるため、ケーブルに通電する電流値が大きくなると磁場勾配も大きくなり、このような電流再配分の傾向がより明確になってくると思われる。

3. 数値計算

3.1 計算モデル

ケーブル実験において、ノーマルフロントで起こる電流再配分はケーブル断面内の磁場分布に影響されていることが分かった。このような電流再配分がクエンチ伝播速度へ及ぼす影響を詳細に検討するため、簡単な平行2本線をモデルとした数値計算を行った。

計算では、2本の素線に対応する熱伝搬方程式と回路方程式を交互に解いていき、時間毎の温度分布と電流分布を求めていく¹⁰⁾。素線断面内の温度分布は均一と仮定すると、素線1本に対する1次元熱伝搬方程式は以下のように与えられる。

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho J^2 + g_c + \frac{h_c \Delta T}{S} \quad (3)$$

ここで C_p は素線の比熱、 T は温度、 t は時間、 x は素線長手方向の座標、 κ は素線の熱伝導率、 ρ は実効的な素線の抵抗率、 J は素線の電流密度、 g_c は素線間接触電気伝導部で発生するジュール熱、 h_c は単位長さ当たりの素線間接触熱伝導率、 ΔT は素線1と素線2の温度差、 S は素線断面積である。なお、物性値は素線断面で平均化している。

平行2本線の回路モデル¹¹⁾はFig. 9 になる。各素線を $-n_{\max} \sim -1, 0, 1 \sim n_{\max}$ の微小区間に分割し、ケーブル端部では素線同士は電氣的に短絡している。この回路は素線の抵抗とインダクタンス及び素線間接触コンダクタンスの要素から構成され、キャパシタンス成分は十分小さいと仮定して無視している。微小区間 i の閉回路における回路方程式は次のように表される。

$$R_{(1,i)} I_{(1,i)} - R_{(2,i)} I_{(2,i)} + \frac{I_{c(i)}}{l \sigma_c} - \frac{I_{c(i-1)}}{l \sigma_c} + \sum_{j,k=1,0}^{2,n} \left\{ (M_{(1,i)(j,k)} - M_{(2,i)(j,k)}) \frac{dI_{(j,k)}}{dt} \right\} = 0 \quad (4)$$

$$I_{c(i)} = I_{(1,i)} - I_{(2,i+1)} \quad (5)$$

ここで $R_{(1,i)}$ と $R_{(2,i)}$ は各々素線1と素線2の微小区間 i における実効的な抵抗、 $I_{(1,i)}$ と $I_{(2,i)}$ は各々素線1と素線2の微小区間 i における電流、 σ_c は単位長さ当たりの素線間接触電気伝導度、 l は微小区間の長さ、 $I_{c(i)}$ は微小区間 i の接触電気伝導部を流れる電流、 $M_{(1,i)(j,k)}$

Fig. 9 Electrical circuit of two-parallel strands.

と $M_{(2,j)(i,k)}$ は素線 1 及び 2 の微小区間 i と素線 j の微小区間 k との間の相互インダクタンスである。 $M_{(1,j)(1,i)}$ と $M_{(2,i)(2,j)}$ は自己インダクタンスを表す。ケーブル内の磁場分布は Fig. 9 のように、ケーブル撚りピッチの半分毎に最大磁場 $B_{\max}$ と最小磁場 $B_{\min}$ を各素線に交互に与えることで模擬している。今回の計算では $B_{\max}$ (T) と $B_{\min}$ (T) は次の式で与えている。

$$B_{\max} = 4.0 + 0.3 \times \frac{I_{\text{strand}}}{400} \quad (6)$$

$$B_{\min} = 4.0 - 0.3 \times \frac{I_{\text{strand}}}{400} \quad (7)$$

ここで I_{strand} (A) は素線 1 本に流した電流値を表す。この $B_{\max}$ (T) と $B_{\min}$ (T) は、8 本撚りラザフォードケーブルを用いて実験した時にケーブル断面に生じた最大磁場と最小磁場である。

3.2 計算結果

計算に用いたパラメータは 2 章で述べたケーブル実験に使用したラザフォードケーブルと素線本数以外は同じである。計算したケーブルの全長は 3.1 m、微小区間の長さ l は 3.875 mm とした。初期条件として時刻 $t = 0$ ms に素線 1 の中央部約 1.5 cm が常伝導転移したという温度分布を与え、そこからの電流分布と温度分布の時間発展を計算していった。計算の間、ケーブルに通電する電流は一定であるとする。

3.2.1 クエンチ伝播速度

素線間熱伝導を無視した場合のクエンチ伝播速度の計算結果を Fig. 10 に示す。この図は、 $\sigma_c = 2.5 \times 10^5$, 2.5×10^7 , 2.5×10^{10} S/m の時の平均クエンチ伝播速度であり、各々、ケーブル実験における LC, OR, HC ケーブルの σ_c に相当する。この図を見ると、 σ_c が小さく

Fig. 10 Calculated quench propagation velocities as a function of strand current without heat conduction between strands.

なると伝播速度が全体的に低くなるという結果になっており、OR ケーブルの伝播速度が HC ケーブルとはほぼ同じであるという Fig. 4 の実験結果と若干異なる。

Fig. 11 は $\sigma_c = 2.5 \times 10^7$ S/m において、素線間接触熱伝導率 h_c を変化させた場合の計算結果であるが、ほとんど大きな変化は見られない。Fig. 4 と Fig. 10, 11 に見られる実験と計算の差は、ポリイミドテープの巻方の違いが原因で、実験を行った 3 つのケーブルにおける冷却状態が異なってしまったためと考えられる。

Fig. 12 は、冷却状態の異なる素線 1 本のクエンチ伝播速度を測定した結果である。測定区間長は約 250 mm であり、測定は 3 つの外部磁場下で行った。エポキシにより断熱された場合 (Epoxy)、断熱なし (Strand) における伝播速度が平行移動したようになっているのに対し、ポリイミドテープをハーフラップした素線 (Polyimide) では、磁場と電流値が高くなるとグラフの

Fig. 11 Calculated quench propagation velocities as a function of strand current at $\sigma_c = 2.5 \times 10^7$ S/m and $h_c = 0, 100, 500$ W/mK.

Fig. 12 Average quench propagation velocities for the three strand cooling conditions under the external magnetic field of $B_{\max}$, 4 and $B_{\min}$ (T).

傾きが大きく変化している。この結果を Fig. 4 に照らし合わせると、OR ケーブルでは他の 2 つのケーブルよりもポリイミドテープの影響が明確にでていると考えることが出来る。実際、LC・HC ケーブルは素線間接触電気伝導度を変化させるためにテープを巻き直したために OR ケーブルと比較して巻き方が緩く、そのためポリイミドテープが伝播速度に対してあまり影響しなかったと考えられる。

3.2.2 電流再配分

Fig. 13 に、ある微小区間における素線 1 の電流変化と素線 1 と 2 の区間電圧の例を示す。素線 1 本の電流値が 387.5 A 、 σ_c が $2.5 \times 10^7 \text{ S/m}$ 、位置は $x = 240.3 \text{ mm}$ である。この区間では、素線 1 と素線 2 の磁場は、それぞれ $B_{\min}$ と $B_{\max}$ である。この計算結果を Fig. 7(a) と比較するとよく似ていることが分かる。まず、素線 2 の区間が時刻 $t = 5.88 \text{ ms}$ に最初に常伝導転移し、区間電圧が出始めている。これは素線 2 の方が高磁場側にあるため、クエンチマージンが小さいためである。すると電流は素線 2 から素線 1 へ迂回し、図のように素線 1 の電流値が増加する。この電流値の増加と素線 1 の一つ前の区間からの熱伝導により素線 1 は時刻 $t = 5.92 \text{ ms}$ に常伝導転移し、電圧が出始める。電流が増加しているため、時刻 $t = 5.94 \text{ ms}$ に素線 1 の電圧が素線 2 の電圧より大きくなってしまい、今度は電流が素線 1 から素線 2 へと急速に戻っている。そして時刻 $t = 6.01 \text{ ms}$ になると素線 1 と 2 の電圧がほぼ均衡するため、急激な電流変化は起きなくなる。これ以降、磁気抵抗効果による抵抗分布に電流分布が従うように、電流はゆっくりと変化していつている。

次に σ_c が $2.5 \times 10^5 \text{ S/m}$ のときの素線電流変化の様子を、Fig. 14 に実線で示す。場所や電流値は上記の $\sigma_c = 2.5 \times 10^7 \text{ S/m}$ と同じである。ノーマルフロントがこの区間に実際に到達するのは時刻 $t = 6.5 \text{ ms}$ であるが、その前の時刻から電流は周期的な変化を示している。これは、Fig. 7(b) の LC ケーブルにおける実験結果と同じである。この周期的な電流変化は素線に沿った磁場分布と電流再配分の起こる領域によって説明できる。Fig. 9 の集中定数回路モデルを分布定数回路と見なすと伝搬係数 γ は次式で与えられる。

$$\gamma = \sqrt{RG + j\omega LG} = \alpha + j\beta \quad (8)$$

ここで R は素線 2 本分の単位長さ当たりの抵抗値、 G は単位長さ当たりの素線間接触電気伝導度、 ω は角周波数、 L は素線 2 本分の単位長さ当たりのインダクタンス、 α は減衰定数であり、 β は位相定数である。減

Fig. 13 Current change of strand 1 and element voltages of strands 1 and 2 at $\sigma_c = 2.5 \times 10^7 \text{ S/m}$; it corresponds to OR cable.

Fig. 14 Calculated current changes in two twist pitches at $\sigma_c = 2.5 \times 10^5 \text{ S/m}$; it corresponds to LC cable.

衰定数 α の逆数は電流再配分の領域を表しており、 G が小さくなると α の逆数は大きくなる。すなわち、素線間電気伝導度が小さくなると電流再配分の起こる領域が広がる。また、ノーマルフロントでは電流は主に高磁場側から低磁場側へと移動する。素線長手方向には磁場は周期的に分布しているため、電流変化の向き（素線 1 から 2 へ、又は素線 2 から 1 へ移動）も周期的に変化する。素線間接触電気伝導度が小さければ、再配分の領域が広がるため、この電流変化の影響が離れた場所でも現れ、電流が周期的に変化する。Fig. 12 中に点線で示された電流変化は撚りピッチを 62 mm として同じ計算を行った時の電流変化である。電流変化の 1 周期でノーマルフロントが進む距離は、撚りピッチが 31 mm と 62 mm の時、 31.0 mm と 60.3 mm となりどちらの場合もケーブル撚りピッチに一致している。

Fig. 15 は、 σ_c が $2.5 \times 10^{10} \text{ S/m}$ における素線 1 の区間電流変化 ($x = 240.3 \text{ mm}$) である。素線間の熱伝導

Fig. 15 Calculated current changes of strand 1 for three thermal conductivities between strands at $\sigma_c = 2.5 \times 10^{10}$ S/m, it corresponds to HC cable.

率が大きくなるほど、電流変化のピーク値が減少していき、Fig. 7(c)に示された HC ケーブルにおける実験結果に近づいていく。HC ケーブルではケーブルを半田含浸しているために素線間熱伝導が非常に大きいので、素線間の熱伝導が隣接素線の温度を上昇させることでクエンチマージンが低下し、熱伝導がないときよりも少ない電流移動で常伝導状態に移ってしまうためである。

4. 考 察

ケーブル断面内に磁場勾配が存在する場合、ノーマルフロントでは最初に高磁場側から低磁場側へと電流は移動する。この最初の電流再配分がクエンチ伝播速度に対して影響を及ぼす。電流が増加することで低磁場側のクエンチマージンが低下し、電流移動がないときよりも短い時間で常伝導に移る。電流の移動がより素早く、スムーズに行われればクエンチ伝播速度は更に上昇し、この電流移動の時定数は σ_c に依存していると考えられる。

Fig. 16 と **Fig. 17** は素線電流値 387.5 A におけるクエンチ伝播速度と電流変化量のピーク値を σ_c に対してプロットしたものである。素線間熱伝導がない場合を見ると、 σ_c が高くなるにつれて伝播速度が速くなるが、 σ_c が 2.5×10^9 S/m 以上になると電流変化とクエンチ伝播速度が一定になっている。 σ_c が低い時は、3.2.2 で述べたように電流再配分の領域が広がるため、電流再配分が起こる等価的な閉回路が大きくなり、電流移動の時定数が長くなる。そのため、Fig. 17 にあるように電流があまり移動せず、クエンチマージンの低下は小さいので電流再配分が全くないときのクエン

Fig. 16 Calculated quench propagation velocity at the strand current of 387.5 A.

Fig. 17 Maximum current change of strand 1 at the strand current of 387.5 A.

チ伝播速度 33.4 m/s とあまり変わらない。 σ_c が高くなると電流再配分の領域は小さくなり、電流移動の時定数も小さくなるので、より短い時間で大きな電流が移動してクエンチマージンを低下させるため、クエンチ伝播速度は上昇する。 σ_c が 2.5×10^9 S/m 以上になるとクエンチ伝播速度が一定になっているのは、数値計算をする際に分割した微小区間の長さが有限であることに依る。計算上、最小電流再配分領域は Fig. 9 で分割した区間の長さになってしまうため、電流移動の時定数が σ_c に依らず一定になってしまう。もし区間長が無限に小さければ、 σ_c の増加と共にクエンチ伝播速度も上昇し、最終的に σ_c が ∞ になると高磁場側と低磁場側の常伝導に移る時間差が 0 となる。つまりケーブル全体に最大磁場がかかっている時のクエンチ伝播速度 40.8 m/s になると思われる。

素線間の熱伝導を考慮した場合、Fig. 16 より、 σ_c が低い場合の伝播速度が大きく上昇している。これは熱の移動により低磁場側と高磁場側のクエンチする時

間差が小さくなるため、全体的なクエンチ伝播速度が高磁場側へ引き上げられるためである。Fig. 16 中で、 σ_c が 2.5×10^7 S/m の時に伝播速度がわずかに下がっているのは、撚りピッチと電流の移動による高磁場側素線の発熱量の減少が影響している。電流再配分領域が撚りピッチの半分より大きい場合、遠方で起こっている電流再配分が影響するため、Fig. 14 のような複雑な電流移動となり、Fig. 17 にあるように電流の移動量も少ない。 σ_c が高くなり電流再配分領域が撚りピッチの半分より小さくなると電流移動はスムーズに行われ(Fig. 13)、より多くの電流が低磁場側へと移動するので、電流が減少した高磁場側の素線は発熱量が減少し、クエンチ伝播速度はわずかに下がる。しかし、さらに σ_c が大きくなると電流再配分の時間が短くなっていき、低磁場側素線が瞬時にクエンチするため伝播速度は上昇していく。

上記では σ_c がある程度大きい場合について考察している。これとは反対に σ_c が0に近づいていくと、電流再配分がより広範囲に渡って起こり、高速常伝導転移現象¹⁻³⁾が現れると思われるが、ここでは詳しく議論しない。

5. 結 論

素線間が電氣的に接触しているケーブルにおいて、クエンチ伝播速度に与える電流再配分の影響を検討した。8 本撚りラザフォードケーブルを用いた実験を行い、その結果と2本平行線をモデルとした数値計算との比較を行った。ケーブル断面内における磁場勾配と素線間熱伝導を考慮することにより、素線間の接触状況が異なるケーブルにおける電流再配分の様子の違いを説明できることが分かった。また、ノーマルフロントでの磁場勾配の影響による電流再配分が、高磁場側

と低磁場側の常伝導転移する時間差を無くし、全体的なクエンチ伝播速度を上昇させるということを示した。

本報告では、接触電気伝導度を良くした場合におけるクエンチ伝播速度の上昇は高々数 m/s であるが、実際に使用されているマグネットにはケーブル断面内により大きな磁場勾配が生じるものもあり、その様なマグネットでは接触電気伝導度を上げることでより大きな伝播速度の上昇が予想される。

本研究を行うに当たり、丁寧な指導と励ましを頂いた、筑波大学の浅野佑三教授、森茂樹教授に深く感謝致します。また、実験を行う際に多くの協力をして下さった高エネルギー加速器研究機構の寺島先生、低温工学センターの職員の皆様に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) M. Iwakuma, et al.: Cryogenics **30** (1990) 686
- 2) V. S. Vysotsky, et al.: IEEE Trans. Magn. **28**(1992) 735
- 3) G. B. J. Mulder, et al.: IEEE Trans. Magn. **28**(1992) 739
- 4) A. Devred, et al.: Adv. Cryog. Eng. **35** (1990) 599
- 5) S. Jongeleen, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond. **7** (1997) 179
- 6) K. Sasaki, et al.: Nucl. Instr. Meth. A **416**(1997) 9
- 7) K. Hosoyama, et al.: Adv. Cryog. Eng. **41**(1996) 351
- 8) Y. Kaneda: private communication (1998)
- 9) K. Sasaki, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**(1999) 266
- 10) N. Amemiya, et al.: IEEE Trans. Magn. **30**(1994) 2281
- 11) S.W. Kim and D. Leroy: IEEE Trans. Appl. Supercond. **9** (1999) 1149