高温超電導ケーブル用多層スパイラル型導体の交流損失

野地 英樹, 柴田 俊和*, 磯嶋 茂樹*, 藤上 純*,
佐藤 謙一*, 石井 英雄**, 原 築志***

鶴岡工業高等専門学校 鶴岡市大字井岡字沢田 104

* 住友電気工業(株)大阪研究所 大阪市此花区島屋 1-1-3

** 東京電力(株)電力技術研究所 横浜市鶴見区江ヶ崎 4-1

*** 東京電力(株)開発計画部 東京都千代田区内幸町 1-1-3

(1997 年 11 月 28 日受理)

AC Loss of a Conductor with Multilayer, Spiral Structure for High- T_c Superconducting Power Cable

Hideki NOJI, Toshikazu SHIBATA,* Shigeki ISOJIMA,* Jun FUJIKAMI,*
Ken-ichi SATO,* Hideo ISHII** and Tsukushi HARA***

Tsuruoka National College of Technology, 104 Aza-Sawada, Ooaza-Inooka, Tsuruoka 997-8511

* Osaka Research Laboratory, Sumitomo Electric Industries, 1-1-3 Shimaya, Konohana-ku, Osaka 554-0024

** Power Engineering R&D Center, Tokyo Electric Power Company,

4-1 Egasaki-cho, Tsurumi-ku, Yokohama 230-0002

*** R&D Planning Division, Tokyo Electric Power Company,

1-1-3 Uchisaiwai-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 100-0011

(Received November 28, 1997)

Synopsis:

We applied an electric-circuit model for the calculation of AC loss of a high- T_c superconducting power-cable conductor with four layers and interlayer insulation. This model is composed of the impedance of each layer, which has a resistive part and an inductive part. The resistance of each layer was calculated using the approximate value of the resistive voltage as a function of transport current of multifilamentary Bi-2223 wire. The inductance of each layer was considered to be one of two kinds: one depending on the self-field directed along the axis of the conductor, and one depending on the self-field directed along the circumferential direction of the conductor. From the results of the calculation using the electric-circuit model, it was found that both the calculated and experimental values of AC loss, as a function of transport current of the conductor, are nearly equal, and that the model explains the electromagnetic property of the conductor well. In calculating the current distribution of the conductor, it was also found that drift, in which almost all the current passes through the outer layer, occurs when the transport current is lower than the I_c -value of the conductor. The inductance that depends on the self-field directed along the circumferential direction of the conductor is dominant in the impedance of each layer. This value decreases with the increase in layer radius. Therefore, the impedance of the outer layer is decreased, and hence, the transport current passing through the outer layer is increased. The drift increases the AC loss of the conductor. In order to control the lack of balance of impedance amongst the layers, the inductance that depends on the self-field directed along the axial direction of the conductor, which is increased in the outer layer, must be increased. This value of inductance increases as the length of the spiral pitch of the high- T_c superconducting wires which make up the conductor decreases. The results of calculations of conductor AC loss as a function of the length of the spiral pitch of the wire showed that AC loss is markedly decreased when the length of the spiral pitch is less than 0.5 m.

Keywords: AC loss, superconducting power-cable conductor, electric-circuit model, drift, Bi-2223 wire

1. はじめに

高温超電導ケーブルは、銅ケーブルに比べて電流量が100倍も大きいために、ダクトに敷設された既存の銅ケーブルをリプレースすることによって、大都市の電力需要の増大に見合う電力の送電が可能になると期待されている。この実現のためには、高温超電導ケーブルの直径を130~150 mmにする必要があるため¹⁾、高温超電導ケーブルの熱絶縁層の中にある導体のサイズは限定される。このサイズが要求仕様を満たすかどうかは、導体に通電する電流量とその際に発生する損失で決定される。一般に、電力応用では超電導体に交流電流を通電して使用することになるため、材料の物理的な性質として交流損失が重要なパラメータになる。近年、Bi系銀シース線材の交流損失について活発な研究が行われており、単芯線および多芯線についての研究結果が報告されている^{2~5)}。また、銀シース線材をスパイラルに巻き、多層にした高温超電導ケーブル導体の交流損失に関しても報告されている^{6~9)}。Fujikamiらは、7 mで各層が層間絶縁された4層高温超電導ケーブル導体 ($10^{-13} \Omega \text{m}$ のクライテリオンで $I_c = 1,500 \text{ A}$ ($J_c = 10,000 \text{ A/cm}^2$)) の交流損失-通電電流特性を測定しており、この導体の交流損失は連続的な円筒形超電導体に臨界状態モデルを適用することにより、よく表現できることを報告している⁸⁾。また、Sagaらは50 mで層間絶縁された4層高温超電導ケーブル導体 ($10^{-13} \Omega \text{m}$ のクライテリオンで $I_c = 2,200 \text{ A}$ ($J_c = 16,000 \text{ A/cm}^2$)) の各層に流れる電流をログスキーコイルによって測定しており、電流

Fig. 1 A schematic of the high- T_c superconducting power-cable conductor with 4 layers and interlayer insulation.

の波形とその分布が臨界状態モデルと一致していることを報告している⁹⁾。このように、高温超電導ケーブル用多層スパイラル型導体の交流損失や電流分布などが活発に測定され、解析が行われている。

金属系線材で素線の表面が絶縁された多芯超電導より線に対しては、この電磁気特性を電気回路に置き換え（電気回路モデル）、各素線に流れる電流を求めるという手法がとられている¹⁰⁾。著者らは、層間絶縁して4層をヘリカル巻きにした高温超電導ケーブル導体についてこの電気回路モデルを適用して交流損失を求め、実測値との比較を行った。次に、各層の電流分布と導体全体に通電した電流との関係を求めた。最後に、高温超電導線材の巻き付けピッチの長さや導体の交流損失の関係についての解析を行った。

2. 電気回路モデルと交流損失計算方法

高温超電導ケーブル用多層スパイラル型導体は、フレキシブルなフォーマーの上に高温超電導線材をスパイラルに巻き付け、それを多数層重ねることによって構成される。隣接の層は巻き方向が互いに反対になっており、層間は絶縁されている。4層高温超電導ケーブル導体の一例をFig. 1に示す。このような逆螺旋型ケーブル導体で2層構造に対する電気回路モデルの適用は古くから行われており、例えば住友電気工業ではFig. 2(a)のようなモデルを、またAlsthom社ではFig. 2(b)のようなモデルをそれぞれ提案している。しかしながら、これらのモデルでは抵抗やインダクタンスの物理的な意味が取りにくいことと、3層以上の導体の計算は複雑になるため、以下のような新たなモデルを考案した。

Fig. 2 Examples of an electric-circuit model for a power-cable conductor with 2 layers and interlayer insulation.

高温超電導ケーブル導体に交流電流が通電されると、この導体に発生する電圧は抵抗成分とインダクタンス成分を持つ。抵抗成分は、高温超電導線材が持つヒステリシス損失や銀シースに分流した際の抵抗損失からなる。インダクタンス成分は、通電された交流電流が超電導線材を通過して螺旋状に流れることから、2成分が考えられる。1つは、交流電流が高温超電導ケーブルの軸方向に流れる成分を持つため、自己磁場が周方向に発生し、この磁場によるインダクタンスを持つ。もう1つは、交流電流が高温超電導ケーブルの周方向に流れる電流成分を持つため、自己磁場が軸方向に発生し、この磁場によるインダクタンスを持つ。以上の抵抗成分とインダクタンス成分を考慮し、層間絶縁された4層高温超電導ケーブル導体に対して電気回路モデルを適用した。このモデルをFig. 3に示す。なお、この図では各層間の相互インダクタンスの表記は省略している。Fig. 3にしたがって、各層の抵抗とインダクタンスの数値を計算する。

まず、各層の抵抗成分から考える。Fig. 4に示したように、この導体を構成している多芯Bi-2223高温超電導線材の交流における電圧の抵抗成分-交流通電電流特性は、3領域に区分される。

$$\begin{aligned} v_R &= 1.70 \times 10^{-7} \cdot i^{2.58} \text{ [V]} \quad (i \leq 17.62 \text{ A}) \\ v_R &= 2.58 \times 10^{-13} \cdot i^{7.25} \text{ [V]} \\ &\quad (17.62 \text{ A} \leq i \leq 31.32 \text{ A}) \\ v_R &= 1.76 \times 10^{-7} \cdot i^{3.35} \text{ [V]} \quad (31.32 \text{ A} \leq i) \end{aligned} \quad (1)$$

Fig. 3 The electric-circuit model applied to the high- T_c superconducting power-cable conductor with 4 layers and interlayer insulation.

ここで、 v_R は線材の単位長さ当たりの電圧の抵抗成分、 i は線材への交流通電電流値(rms)を表わす。

(1)式中の第1の領域は、電圧の抵抗成分が通電電流の3乗にほぼ比例することからヒステリシス損失が支配的であることが分かる。第2の領域はフラックスフローによる損失であり、第3の領域は被覆材である銀の通電損失であると考えている。なお、直流の電圧-電流特性から求めたこの線材の臨界電流の値は $I_c=25$ Aであり、(1)式中の3つの領域を区分する交流電流の値とは相関が見られなかった。(1)式より、通電電流に対するBi-2223高温超電導線材の抵抗値 R が求められる。

$$R = v_R / i \text{ [}\Omega\text{]} \quad (2)$$

また、高温超電導ケーブル導体の同一層を構成する各線材には均一に電流が流れると仮定すると、層内の線材は並列に接続されているので各層の抵抗値 R_n ($n=1\sim 4$)は層を構成している線材の本数 N_n ($n=1\sim 4$) (Table 1 参照)より、次式のように求まる。

$$R_n = R / N_n \text{ [}\Omega\text{]} \quad (3)$$

次に、高温超電導ケーブル導体の各層のインダクタンス成分について考える。高温超電導ケーブル導体の軸方向磁場により発生するインダクタンスで、自己インダクタンス L_{am} ($m=1\sim 4$)および相互インダクタンス M_{aml} ($m=1\sim 4, l=1\sim 4$)は次のように求められる。

半径 r_m 、長さ l_{en} 、巻き数 N_m の円形ソレノイド m

Fig. 4 The characteristic of resistive voltage as a function of transport current of multifilamentary Bi-2223 silver-sheathed wire with $I_c=25$ A. ●, experimental value; —, and ---, approximated values determined using Eq. (1).

Table 1 All parameters for the calculations of the inductance of each layer.

	Layer 1 ($m=1$)	Layer 2 ($m=2$)	Layer 3 ($m=3$)	Layer 4 ($m=4$)
Radius r_m [mm]	10.00	10.25	10.50	10.75
Spiral pitch P_m [m]	0.75	0.75	0.75	0.75
Number of wires N_m	15	15	16	17

と、半径 r_l 、長さ l_{en} 、巻き数 N_l の円形ソレノイド l が重ねられているとする。このとき、 $r_m < r_l$ であり、円形ソレノイド m が l の内側にあるとする。円形ソレノイド m の一部を考えると、内部には (4) 式で示される一様磁界 H_m ができる。

$$H_m = n_m I_m \text{ [A/m]} \quad (4)$$

ここで、 n_m は単位長さ当たりのソレノイド m の巻き数を示し、 I_m はソレノイド m に流れる電流を示す。このソレノイドを貫く磁束 φ_m は

$$\varphi_m = \pi r_m^2 \mu_0 H_m = \mu_0 \pi r_m^2 n_m I_m \text{ [Wb]} \quad (5)$$

となる。そこで、ソレノイド全体の磁束 Φ_m は

$$\Phi_m = N_m \varphi_m = \mu_0 \pi r_m^2 N_m^2 I_m / l_{en} \text{ [Wb]} \quad (6)$$

となる。よって、 L_{am} は $N_m = N_{ml}$ より

$$\begin{aligned} L_{am} &= \Phi_m / I_m = \mu_0 \pi r_m^2 N_m^2 / l_{en} \\ &= \mu_0 \pi r_m^2 n_m^2 l_{en} \text{ [H]} \end{aligned} \quad (7)$$

となる。巻き付けピッチ P_m は $P_m = 1/n_m$ で表わされるから、単位長さ当たりの自己インダクタンスは (8) 式で示される。

$$L_{am} = \mu_0 \pi r_m^2 / P_m^2 \text{ [H/m]} \quad (8)$$

次に、相互インダクタンスを考える。ソレノイド l に電流 I_l が流れたとき、ソレノイド m を貫く全磁束 Φ_{ml} は

$$\Phi_{ml} = N_m \varphi_m = \mu_0 N_m N_l I_l \pi r_m^2 / l_{en} \text{ [Wb]} \quad (9)$$

となる。よって、 M_{aml} は

$$M_{aml} = \Phi_{ml} / I_l = \mu_0 \pi r_m^2 N_m N_l / l_{en} \text{ [H]} \quad (10)$$

となる。巻き付けピッチは、それぞれ $P_m = l_{en} / N_m$ 、 $P_l = l_{en} / N_l$ と表わされる。この値を (10) 式に代入する。また、隣接するソレノイド同士の巻き方向は互いに逆であることを考慮して符号をつければ、単位長さ当たりの相互インダクタンスは (11) 式で示される。

$$M_{aml} = (-1)^{m+l} \mu_0 \pi r_m^2 / (P_m P_l) \text{ [H/m]} \quad (11)$$

μ_0 は真空の透磁率を表わす。 P_m および P_l は、第 m 層

および第 l 層のピッチの長さを表す (Table 1 参照)。なお、(11) 式は第 m 層の半径 $r_m < r_l$ の場合に成り立ち、 $r_m > r_l$ の場合には (11) 式の r_m を r_l で置き換えることにより求まる (Table 1 参照)。

一方、周方向磁場により発生するインダクタンスで、自己インダクタンス L_{cm} ($m=1\sim 4$) および相互インダクタンス M_{cml} ($m=1\sim 4$, $l=1\sim 4$) は次のように求められる。

半径 r_m と r_l の 2 つの十分に長い中空円筒状の導体 m と l が軸を一致させておかれていると仮定する ($r_m > r_l$)。また、これら導体の外側には軸を一致させて半径 r_s の中空円筒状磁気シールドがあるとする。導体 m と l の円筒面に沿って一様な電流が流れ、磁気シールドには逆向きの電流が流れるとき、生じる磁束密度 B_m は

$$B_m = \mu_0 I_m / (2\pi r) \text{ [Wb/m}^2\text{]} \quad (12)$$

となる。導体 m と磁気シールド s によって閉じた回路がつくられるとして、この回路を貫く磁束 Φ_m は

$$\begin{aligned} \Phi_m &= \int_m^s B(r) \cdot l_{en} dr \\ &= \{\mu_0 I_m l_{en} / (2\pi r)\} \ln(r_s / r_m) \text{ [Wb]} \end{aligned} \quad (13)$$

となる。よって、単位長さあたりの自己インダクタンスは (14) 式より求まる。

$$\begin{aligned} L_{cm} &= \Phi_m / (I_m l_{en}) \\ &= (\mu_0 / 2\pi) \ln(r_s / r_m) \text{ [H/m]} \end{aligned} \quad (14)$$

また、導体 l に電流 I_l が流れたときの導体 m と磁気シールド s によって閉じた回路がつくられるとして、その回路を貫く磁束 Φ_{ml} は

$$\begin{aligned} \Phi_m &= \int_m^s B(r) \cdot l_{en} dr \\ &= \{\mu_0 I_l l_{en} / (2\pi)\} \ln(r_s / r_m) \text{ [Wb]} \end{aligned} \quad (15)$$

となる。よって、単位長さあたりの相互インダクタンスは (16) 式より求まる。

$$\begin{aligned} M_{cml} &= \Phi_{ml} / (I_l l_{en}) \\ &= (\mu_0 / 2\pi) \ln(r_s / r_m) \text{ [H/m]} \end{aligned} \quad (16)$$

なお、(16) 式は $r_m > r_l$ の場合であり、 $r_m < r_l$ の場合には (16) 式の r_m を r_l で置き換えることにより求まる。

Fig. 3 において、高温超電導ケーブル導体への通電電流を I 、各層に発生する単位長さ当たりの電圧を V 、各層に流れる電流を I_n ($n=1\sim 4$) として、発生電圧方程式 (17) を立てる。

$$\begin{bmatrix} V \\ V \\ V \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 + j\omega(L_{a1} + L_{c1}) & j\omega(M_{a12} + M_{c12}) & j\omega(M_{a13} + M_{c13}) & j\omega(M_{a14} + M_{c14}) \\ j\omega(M_{a21} + M_{c21}) & R_2 + j\omega(L_{a2} + L_{c2}) & j\omega(M_{a23} + M_{c23}) & j\omega(M_{a24} + M_{c24}) \\ j\omega(M_{a31} + M_{c31}) & j\omega(M_{a32} + M_{c32}) & R_3 + j\omega(L_{a3} + L_{c3}) & j\omega(M_{a34} + M_{c34}) \\ j\omega(M_{a41} + M_{c41}) & j\omega(M_{a42} + M_{c42}) & j\omega(M_{a43} + M_{c43}) & R_4 + j\omega(L_{a4} + L_{c4}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I \\ I \\ I \\ I \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 \text{ [A]} \quad (18)$$

(17)式の非線形一次行列式を解き、交流電流 I を通電したときの発生電圧の実数値 V_R を求める。この時、4層高温超電導ケーブル導体の単位長さ当たりの交流損失 W は次式より求まる。

$$W = V_R \cdot I \text{ [W/m]} \quad (19)$$

以上の計算方法により、層間絶縁した4層高温超電導ケーブル導体の交流損失-通電電流特性、各層の電流分布および線材の巻き付けピッチと交流損失の関係を算出した。

3. 結果と議論

Fig. 5 に、層間絶縁した4層高温超電導ケーブル導体の交流損失-通電電流特性を示す。白丸は、この導体の交流損失の実測値を表わし、実線は、電気回路モデルを適用して計算した結果である。測定に使用したケーブル導体の長さは7mであり、両端に電流端子を取り付け、端部から1m離れたところに電圧端子を取り付けた。電圧の測定はロックインアンプにより行った。端部での線材と電流リードの接続抵抗が測定に影響を及ぼさないようにするため、接続抵抗を十分に小さくするよう、また各層の接続抵抗が同一の値になるように注意が施されている。電気回路モデルでの計算結果は、この導体の交流損失特性とほぼ一致している。このことから、電気回路モデルにより高温超電導ケーブル導体の電磁気特性が表わされることが分かる。

Fig. 5 The characteristic of AC loss as a function of transport current of the high- T_c superconducting power-cable conductor. ○, experimental value; —, value calculated using the electric-circuit model.

次に、導体の各層に流れる電流の分布を計算してみた。Fig. 6 に高温超電導ケーブル導体の通電電流値と各層に流れる電流値の関係を示す。通電電流 $I=500$ A の時には、第3層および第4層に流れる電流は第1層および第2層に流れる電流より非常に大きく、ほとんどの電流が第3層と第4層に流れていることが分かる。また、第1層と第2層には逆向きの電流が流れており、これは多芯金属系超電導線材の電流分布で報告されている現象と類似している¹¹⁾。 $I=1,000$ A のときには第2、第3と第4層に電流が流れ、第1層にはほとんど電流が流れていない。このような現象を偏流という。銅ケーブル導体ではこの偏流現象は通電電流に依存せず一定の電流分布を示すが、超電導ケーブル導体では各層の抵抗値が電流に依存するためこのように電流分布が通電電流値に依存する。通電電流が増加すると、各層の抵抗値が大きくなり偏流は緩和されてくる。 $I=2,000$ A と、通電電流値がこの導体の I_c を大きく超えると全層に電流が流れるようになる。

この導体の交流損失-通電電流特性を線材1本当当たりの特性に書き直して、Fig. 4 の線材の特性と比較すると、Fig. 7 のようになる。高温超電導ケーブル導体の線材1本当当たりの交流損失の値は、それを構成している線材の交流損失の値より、低い電流値では約1桁高くなっている。この交流損失の差は電流値が高くなるほど小さくなっている。これは、低い電流値では導体に均一に電流が流れていないために交流損失の大きい部分が発生し、線材1本当当たりの交流損失を増加させるために起こる。偏流現象がこの導体の交流損失を

Fig. 6 The calculated values of current distribution in the high- T_c superconducting power-cable conductor as a function of transport current of the conductor.

Fig. 7 A comparison of AC loss per number of wires for the high- T_c superconducting power-cable conductor and AC loss for multifilamentary wire.

増加させている。

高温超電導ケーブル用多層スパイラル型導体においては、 ωL_{cm} および ωM_{cml} の値は R_m 、 ωL_{am} および ωM_{aml} の値に比較して大きいので、各層のインピーダンスは ωL_{cm} および ωM_{cml} の値が支配的になる。しかも、(14)式および(16)式より明らかなように ωL_{cm} および ωM_{cml} の値は各層の半径 r_m の値が大きくなるほど、すなわち外層ほど、小さくなる。このため、外層ほどインピーダンスが小さくなり、外層に流れる電流が大きくなる。多層超電導ケーブル導体では、このような層ごとのインピーダンスの違いによって生じる偏流のため、外層の交流損失が極端に大きくなって、全体として交流損失を増加させている。

各層のインピーダンスの差を小さくして高温超電導ケーブル用多層スパイラル型導体の交流損失を低減する方法の1つとして、超電導線材の巻線ピッチを最適化することについて検討を行った。各層のインピーダンスのアンバランスを抑制するには、軸方向磁場により発生するインダクタンス L_{am} および M_{aml} の値を調整することが考えられる。(8)式および(11)式に示したように、 L_{am} および M_{aml} の値は r_m の2乗に比例して大きくなるため、これらの値を大きくすれば外層のインピーダンスを増やすことができる。しかし、 L_{cm} および M_{cml} の値は L_{am} および M_{aml} の値に比べて約2桁値が大きいため、 L_{am} および M_{aml} の値をできるだけ増やす必要がある。そのためには、(8)式および(11)式からも分かるように、各層の超電導線材の巻線ピッチを小さくすればよい。Fig. 8に通電電流

$I=1,000$ A のときの導体の交流損失と線材の巻線ピッチの関係を示す。巻線ピッチを0.5 m以下にすると急激に交流損失が低下することが分かる。しかしながら、Bi-2223 超電導線材は非常に曲げに弱く、超電導特性が劣化しやすい。そこで、低損失の超電導ケーブル導体を構成するためには、今後、曲げに強い高温超電導線材を開発していく必要がある。

4. ま と め

層間絶縁された4層高温超電導ケーブル導体の交流損失を計算するために電気回路モデルを適用し、以下のことが明らかになった。

(1) 電気回路モデルより計算した交流損失-通電電流特性は測定値とほぼ一致した。これより、この導体の電磁気特性は電気回路モデルで表わされる。

(2) 各層に流れる電流の分布を計算した結果、通電電流値がこの導体の I_c 値より十分小さい場合には、偏流がおきていることが分かった。この偏流現象が導体の交流損失を上げている。

(3) 偏流の原因となっている各層のインピーダンスのアンバランスを抑制するためには、超電導線材の巻線ピッチを小さくすればよい。巻線ピッチが0.5 m以下になると交流損失が急激に減少するという計算結果が得られた。

今後、高温超電導ケーブル導体の交流損失を低減する方法についてさらに検討を続けていく。

Fig. 8 The characteristic of AC loss of the high- T_c superconducting power-cable conductor as a function of the length of the spiral pitch of the HTSC wires. In this calculation, it is assumed that the length of the spiral pitch of all layers is the same.

参 考 文 献

- 1) O. Miura, S. Tanaka, K. Miyoshi, N. Ichiyanagi, Y. Tanaka, H. Ishii and T. Hara: *Cryogenics* **36** (1996) 589
- 2) A. Oota, T. Fukunaga, T. Abe, S. Yuhya and M. Hiraoka: *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 1551
- 3) T. Fukunaga, T. Itou, A. Oota, J. Maeda and M. Hiraoka: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 1666
- 4) M. Leghissa, B. Fischer, B. Roas, A. Jenovelis, J. Wiezoreck, S. Kautz, H.-W. Neumüller, C. Reimann, R. Nanke and P. Müller: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 355
- 5) H. Ishii, S. Hirano, T. Hara, J. Fujikami, N. Shibuta and K. Sato: *Adv. Supercond.* **7** (1995) 733
- 6) A. Bolza, P. Metra, M. Nassi and M.M. Rahman: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 339
- 7) J.W. Lue, M.S. Lubell, E.C. Jones, J.A. Demko, D.M. Kroeger, P.M. Martin, U. Sinha and R. L. Hughey: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 302
- 8) J. Fujikami, N. Shibuta, K. Sato, H. Ishii and T. Hara: *Adv. Supercond.* **6** (1993) 1257
- 9) N. Saga, J. Fujikami, K. Ohmatsu, T. Shibata, M. Watanabe, C. Suzawa, S. Isojima, K. Sato, H. Ishii, S. Honjo, Y. Iwata and T. Hara: *Adv. Supercond.* **8** (1996)
- 10) 船木和夫, 住吉文夫: 多芯線と導体, 産業図書, 東京 (1995) 122
- 11) O. Tsukamoto, N. Amemiya and I. Hlasnik: *Adv. Cryog. Eng.* **40** (1994) 589