Bi系(2223相)銀シーステープ超電導導体の常電導伝播特性

正 員 金 錫範 (早稲田大)

正 員 石山敦士 (早稲田大)

非会員 岡田秀彦 (東芝研究開発センター)

非会員 野村俊自 (東芝研究開発センター)

Normal-zone propagation properties in Ag sheathed Bi-2223 superconducting tapes

SeokBeom.Kim, Member, Atsushi Ishiyama, Member (Waseda University)

Hidehiko Okada, Non-Member, Shunji Nomura, Non-Member (R&D Center Toshiba)

The issues of thermal stability and quench process of Low-Temperature superconductor have been studied and used application of superconducting coil. However the normal propagation property of High-Temperature superconductor, especially experiment data about thermal and electromagnetic behavior has not been reported yet. Therefore we measured the effect of operating temperature dependence of normal-zone propagation velocity, V_q , with regard to Ag sheathed Bi-2223 superconducting single core tape. We adopted operating temperature (from 10K to 40K) and transport current (load factor I_t/I_c : 0.4~0.9, where I_t is transport current and I_c is critical current) as parameters of measurements. The operating temperature is controlled by a cryocooler. As a result, we measured that normal propagation velocities of sample are slower by the two or three orders than that of Low-Temperature superconductors. Since the normal propagation velocities are 0.5~1.5[cm/s], the dependence of operating temperature is not large enough in this study.

キーワード：GM冷凍機、Bi系銀シーステープ導体、常電導伝播速度、熱・電磁気特性

1. まえがき

臨界温度が100Kを越える酸化物超電導体の発見により、液体窒素冷却による超電導機器製作の可能性が期待され、酸化物超電導コイルの試作も行われるようになった。酸化物超電導材料の中で現在線材化が最も進んでいるのはBi系超電導導体である。そして、冷凍機技術の発展に伴い液体窒素や液体ヘリウムを使用せず、冷凍機を用いた伝導冷却による酸化物超電導コイルの製作も検討されている。このような現状から、今後は、酸化物超電導コイルのクエンチ過程や常電導転移時の振る舞い、熱的・電磁氣的安定性に関する検討が必要となってくると思われる。以上の背景から、筆者らは、Bi系銀シーステープ導体の常電導伝播速度の運転温度依存性と常電導転移後の熱特性、電磁気特性について実験に基づく検討を行なっている[1][2]。

一般的に超電導コイルの安定化設計というのは、超電導コイルが設計どおりに安定に性能を発揮できるように、コイル内で発生が予想される擾乱に対して、コイルが超電導状態へ回復不可能な常電導転移（クエンチ）を起こさないように設計することであるということが出来る。超電導コイルにおいて、その一部が擾乱により常電導転移した場

合、発生した常電導部は3次元的に伝播していく。このような常電導伝播速度は、超電導コイルを設計する際、超電導導体本来の性質を把握することと、クエンチ時のコイル保護装置設計などのための非常に有効なパラメータとして使用される。一般に金属系（低温）超電導導体の常電導伝播速度は非常に速い[3]。常電導伝播速度が非常に速いということは、常電導部の体積が急激に拡大されて、貯蔵されている磁気エネルギーを大きい体積にいち速く分散させ、エネルギーを散逸させることができることを意味するので、クエンチによるホットスポット（局所的な温度上昇）発生などの危険をそれだけ減少させることができる。このような金属系超電導導体のクエンチ特性に関しては、これまで、詳しく研究されてきて、実際の超電導コイル設計に利用されている[4][5]。

一方、酸化物（高温）超電導導体の常電導転移時の振る舞い等については、導体を構成する材料の違いや、高い運転温度から、金属系（低温）超電導導体の場合とかなり異なることが指摘されているが[6]、その特性について実験的に検証した例はまだほとんど報告されてない。そこで本論文では、GM冷凍機によって伝導冷却されたBi系（2223相）銀シーステープ導体を試料として、自己通電電流によ

る常電導伝播特性に関し、以下のような項目について実験・検討を行い、金属系超電導体との特性比較を行なった結果について報告する。

- 1) 強制的に常電導転移させるために用いたヒータの影響
- 2) 常電導伝播時の電圧特性
- 3) 常電導伝播時の温度特性
- 4) 試料の常電導伝播速度の運転温度依存性

ここで、項目(1)のヒータの影響については、常電導伝播特性そのものには無関係であるが、伝播速度測定上考慮すべき影響が発生する可能性があるということで本論文の重要な報告事項の一つと考えている。

2. 実験

一般的に断熱状態で、超電導体の常電導伝播速度 V_q は、次のように表すことができる。

$$V_q \propto \frac{1}{C(T)} \sqrt{G(T)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 G はジュール発熱、 C は比熱、 T は温度である。すなわち、常電導伝播速度は温度の関数となるジュール発熱の平方根に比例し、比熱に反比例する。従って、液体窒素など高温で運転される酸化物超電導体の場合は、その比熱が金属系超電導体に比べてはるかに大きいこと[4][5][6]、その常電導伝播速度 V_q は金属系超電導体の場合より数桁遅いことが予想される。まず、これを検証するための実験を行なった。

< 2・1 > 試料

今回実験に用いた試料導体はOPIT(The Oxide Powder in Tube Method)法により作製された $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

表 1 試料の諸元
Table 1. Specifications of Sample

試料の厚み[mm]	0.15
試料の幅[mm]	3.5
試料の長さ[mm]	200
試料の臨界温度[K]	105
試料の臨界電流[A]	10[K] 80
	15[K] 75
	20[K] 58
	30[K] 53
	40[K] 42
銀比	1.4136

図 1 試料の臨界電流密度

Fig.1. Critical current density of sample

(2223相) 単芯銀シーステープ導体である。試料導体の長さは20[cm]、臨界温度は105[K]のものをを用いて実験を行なった。表1に試料導体の諸元を、図1に試料導体の臨界電流密度を示した。ここで臨界電流は発生電圧が1[μV/cm]時の電流値である。

< 2・2 > 実験装置

今回は液体窒素やヘリウム等の冷媒を使わずに、GM冷凍機を用いた伝導冷却方式を採用し、試料導体の初期温度、すなわち、運転温度を変化させながら試料導体の常電導伝播速度の運転温度依存性等の測定ができるようにした。図2に実験装置の概略を示す。

図 2 実験装置の概略図

Fig. 2. Schematic view of the experimental setup

1 段、2 段ステージと試料導体が取付けてあるサンプルホルダは真空シールドの中に設置されている。1、2 段ステージは真空シールドの上にある GM 冷凍機により伝導冷却される。サンプルホルダは 2 段ステージにボルトで取付けてあり、2 段ステージとの熱伝導をよくするためにインジウムが挟んである。その 2 段ステージとサンプルホルダは円筒型の銅製チャンバーの中に取り付けてあり、銅チャンバーの外側も真空層で、輻射を抑えるために10層の SI(Super Insulation)が巻かれている。1、2 段ステージには温度調節用のヒータが取付けてあり、そのヒータ(Thermofoil Heater、厚さ:0.25[mm])の投入熱により運転温度を調節した。また、運転温度をより正確に調節するためにサンプルホルダにも微小調節用ヒータとして容量の異なるヒータ(Thermofoil Heater: 180, 240, 360[Ω])を取付け、正確な運転温度設定を試みた。サンプルホルダは5[mm]の銅板でできており、銅板の上にはサーマルアンカの役割と電流リードとの接続のための銅ブロックがある。試料導体は両銅ブロックに電気的に接続されている。銅ブ

ロックと銅板の間には、電気的に絶縁されつつ熱的な伝導を保つために窒化アルミ (AlN) を挟んだFRPが挿入されている。銅ブロックは熱の端効果が起こらないように充分大きくした。電流リードは常温からの熱侵入を防ぐために20本の無酸素銅線で作られている。

< 2・3 > 実験方法

図3は試料導体に取り付けている測定リードの位置とヒータの位置を示している。両側の銅ブロックは電流リードと接合されている。擾乱用のヒータは試料導体がテープ状であるため、ひずみゲージ(Strain Gauge)を用い、FRPブロックと試料導体の間に取付けてある。ヒータの投入は、なるべく短い時間の擾乱として与えるべきであるが、ヒータ容量の制約から、本実験ではすべて1秒間投入した。銅ブロックに穴をあけてCGR(Carbon Glass Resistor)を挿入し、より正確な運転温度 T_{op} の測定を試みた。試料導体の上には常電導伝播速度測定用の電圧タップができるだけ等間隔になるように(約10[mm])取付けてあり、各タップの間には銅コンスタンタン熱電対を取付けてタップ間の温度変化もあわせて測定できるようにした。実験は熱擾乱用ヒータにより試料導体を強制的に常電導転移させ、その時得られた各タップ間電圧曲線から常電導伝播速度を評価した。投入するヒータの熱量は、できるだけヒータによる影響を減らすために最小クエンチエネルギー(MQE:Minimum Quench Energy)に相当する値を捜し出して投入した。運転温度10[K]から40[K]の範囲で、 I_t/I_c (ここで I_t は通電電流、 I_c は臨界電流である)を0.4から0.9となるように通電電流を変化させ測定を行なった。

図3 試料と測定線位置の概略図 (単位:mm)

Fig.3. Schematic view of the location of leads and BPSCCO/Ag sample used for normal-zone propagation velocity measurement (unit:mm)

3. 実験結果

< 3・1 > 擾乱用ヒータの影響

常電導伝播速度は試料の常電導転移によって生じる自己ジュール発熱による熱拡散とともに常電導部が広がっていく時の速度である。従って、常電導伝播速度を測定する際に常電導部の芽をつくるために用いるヒータの影響が含まれると正確なデータが得られない恐れがあるため、事前に

図4 ヒータによるタップ間発生電圧
(運転温度:20[K]、通電電流:0[A])

Fig.4. Voltage curves between the taps due to the heater
(at Top:20[K], It:0[A])

図5 ヒータによるタップ間発生温度
(運転温度:20[K]、通電電流:0[A])

Fig.5. Temperature curves between the taps due to the heater
(at Top:20[K], It:0[A])

図6 タップ間発生電圧 (実線) からヒータの影響を差し引いた値 (点線) (運転温度:20[K]、通電電流:50[A])

Fig.6. Voltage curves obtained by subtracting the influences of heater(dotted lines) from the voltage of between the taps(solid lines)
(at Top:20[K], It:50[A])

図7 タップ間発生温度 (実線) からヒータの影響を差し引いた値 (点線) (運転温度:20[K]、通電電流:50[A])

Fig.7. Temperature curves obtained by subtracting the influences of heater(dotted lines) from the voltage of between the taps(solid lines)
(at Top:20[K], It:50[A])

ヒータの影響について調べておく必要がある。特に、酸化物超電導体の場合は、金属系超電導体に比べ臨界温度が非常に高く、大きな熱容量を有しているので温度マージンが大きい。そのため、常電導の芽をつくるために必要とするヒータの熱量は金属系超電導体の場合の3、4桁大きくなることが予想される[6]。

実際の実験ではヒータの影響を今回報告のすべての場合（運転温度や通電電流の変化）について調べているが、ここではその一例として、運転温度 $T_{op}=20[K]$ 、通電電流 $I_t=50[A]$ 時に投入したヒータの場合を挙げて、その影響について考察する。図4と図5はヒータの影響が明確となるようにそれぞれ20[K]、50[A]時に投入したヒータの熱量と同じ熱量のヒータを通電電流0の時投入した場合の発生電圧とその時のタップ間の温度である。ここで V_{12} 、 V_{23} 、 V_{34} は各々、電圧タップ1と2、2と3、3と4の間の発生電圧であり、 $T_1 \sim T_7$ は電圧タップの間においてある熱電対により測定されたタップ間の温度である。タップ間電圧が3番目までしか示していないのは、4番目からはその値が無視できるほど小さかったためである。図4からわかるように電流を流していないのにタップ間に電圧が発生しているが、これはタップ間の温度差により生じた熱起電力による電圧であると考えられる。また、ヒータによる発生電圧と温度を同じ運転温度20[K]で50[A]流した時に得られた値（図6、7の実線）から差し引いた値（図6、7の点線）を図6、7に示す。図4、5から、タップ間温度差1[K]当たり約 $0.5 \sim 1[\mu V]$ の熱起電力によるものと考えられ

る電圧が発生していることがわかる。なお、銀の絶対熱電能を計算すると $0.5 \sim 1[\mu V/K]$ であり、実験結果と一致する。この量は常電導転移時に線材長手方向の温度差が大きくなる酸化物超電導体の場合、決して無視できる量ではない。しかしながら、同じ電圧が測定されている時点で熱起電力による発生電圧が等しく測定電圧値に加わっており、また電流分流によって発生する電圧上昇が熱起電力による発生電圧に比べ急激であることより（図6）、タップ間電圧曲線の間隔や全体的な傾向にはそれほど大きな影響は与えない。しかし、後述するが、常電導伝播速度の測定実験において、常電導転移に伴う電圧発生が非常に緩慢であることが観測された。従って、その結果から伝播速度を評価する際には、本節の熱起電力の影響を無視することはできない。

図8 金属系超電導体(NbTi/Cu10%Ni複合多芯線)のクエンチ時の電圧曲線（通電電流：10.8[A]、外部磁場：3[T]）
Fig.8. Voltage curves in quench of Low-Temperature superconductor(NbTi/Cu10%Ni composite superconductor) (transport current:10.8[A], external magnetic fields:3[T])

図9 運転温度20[K]での電圧曲線（通電電流 $I_t=25,40,53[A]$ ）
Fig.9. Voltage curves at operating temperature 20[K] (transport current $I_t=25,40,53[A]$)

図10 運転温度20[K]での温度曲線（通電電流 $I_t=25,40,53[A]$ ）
Fig.10. Temperature curves at operating temperature 20[K] (transport current $I_t=25,40,53[A]$)

< 3・2 > 各運転温度での電圧・温度特性

まず、運転温度20[K]で I_t/I_c を変えた場合のタップ間電圧と温度を図9と図10に示し、図8には、比較のため金属系超電導体(NbTi/Cu10%Ni複合多芯線)における常電導転移時のタップ間(30[mm])電圧発生の様子を示す(運転温度 $T_{op}=4.2$ [K]、外部磁場 $B=3$ [T]、通電電流 $I_t=10.8$ [A] ($I_t/I_c=0.372$)、 $B=3$ [T]の結果であるが0[T]の場合も同様の傾向を示した)。図8の電圧タップ1、2間の発生電圧 V_{12} は、熱擾乱用ヒータを投入(時刻 $t=0$ [ms])してから約26[ms]後に常電導領域の伝播に伴って立ち上がり始め、その後直線的に上昇していく。従って、この間、一定の速度で常電導伝播が進んでおり、また、電流分流通領域(分流通開始温度 T_{cs} を越え、母材に電流が分流通し始める点から、臨界温度 T_c となる点までの領域)が極めて短いものと推定される[7]。そして、約49[ms]後に、タップ1、2間の領域は全て常電導状態となり、また、その瞬間 V_{23} が発生している。金属系超電導体(図8)と酸化物超電導テープ導体(図9)の発生電圧の様子を比較してみると、酸化物超電導テープ導体の場合、常電導伝播に伴う電圧発生は金属系超電導体に比べ非常に緩慢な傾向を示している。また、図9で各タップ間の電圧の発生は、図8の金属系超電導体のようにタップの間が全て常電導状態になった瞬間に次のタップ間電圧が発生するといった現象が見られない。これらは、酸化物超電導体の臨界温度が金属系超電導体(NbTiの $T_c=9.3$ [K]、Nb₃Snの $T_c=18$ [K])に比べて高い(試料の $T_c=105$ [K])ため、電流分流通開始温度 T_{cs} から臨界温度 T_c までの温度範囲が酸化物超電導体の方がはるかに大きいことに起因していると考えられる。従って、図11に示すように金属系超電導体の場合、臨界電流-臨界温度曲線の傾きは、酸化物超電導体に比べ非常に急激になり、電流分流通開始温度 T_{csL} から臨界温度 T_{cL} までの温度差がわずか数K(NbTiの臨界温度は9.3Kで運転温度を4.2Kとすると温度差5K)であるため、少ない

温度上昇で電流分流通状態から常電導状態へ短時間で転移し、従って長手方向の空間的な電流分流通領域も短い。また、図8からタップ間の領域が全て常電導に転移する点で電圧曲線の傾きが急激にフラットになっている。これは測定時間内では温度上昇が少ないことから母材の抵抗率がほとんど変化しないためである。これに対して酸化物超電導体の場合は、電流分流通領域が金属系超電導体に比べてはるかに長い(図11)、その分流通領域での電流再配分は金属系超電導体のように急激には行なわれない。また温度上昇が大きいことにより安定化母材である銀の抵抗率も大きく変化し、それにより発生電圧が温度上昇とともに大きくなるので発生電圧の傾きは緩慢になり、完全に常電導転移した後も金属系超電導体のようにフラットにはならない。さらに、今回運転温度での酸化物超電導体の比熱は、4.2[K]で運転される金属系超電導体の比熱より大きい(4.2[K]でNbTiの比熱より40[K]でのBi系酸化物超電導体の比熱が約2桁大きい)ため電流分流通開始温度 T_{cs} に至るまでの温度上昇は金属系超電導体の場合より上昇しにくく、温度上昇率も金属系超電導体の場合に比べわずかとなる。図9で、電圧が立ち上がるころには、前節で述べたヒータの熱による熱起電力とタップ間の温度差による電圧も含まれている。また、タップ間電圧の時間に多少のばらつきがあるのは、タップ間距離が半田接続の際に均等にならなかったため伝播速度が遅い酸化物超電導テープの場合はこの少しのずれが影響し、ばらつきの原因になったものと考えられる。

図9、10のように同じ運転温度(20[K])では、通電電流が大きくなると T_{cs} が下がるので初期運転温度20[K]から T_{cs} までの温度マージンが小さくなる。運転温度から T_{cs} まで各点の温度は常電導領域からの熱伝導によって上昇する。従って、通電電流が大きくなると T_{cs} が下がるだけでなく、常電導部のジュール発熱も多くなるため20[K]から T_{cs} まで達する時間が短くなる。それぞれのタップ間電圧が立ち上がる間隔が短くなるのはこのためである、すなわち、常電導伝播速度が速くなる。また、通電電流が高いほど電流分流通時のジュール発熱が大きくなるため、 T_{cs} を越えた後の温度上昇率が急激になる。

次に各運転温度で、通電電流として35[A] ($I_t/I_c=0.437\sim0.833$)を流した時の発生電圧曲線と温度曲線を図12、13に示す。同じ通電電流の場合、運転温度に関わらず T_{cs} は等しい(約50[K])。この場合も初期運転温度から T_{cs} まで各点の温度は常電導領域からの熱伝導によって上昇する。通電電流が同じなので各運転温度における超電導部に伝わる常電導部のジュール発熱はほぼ等しい。熱容量は温度が高いほど大きいので運転温度が高い時の温度上昇率は小さい。つまり、運転温度が高いほど初期運転温度から T_{cs} までの温度マージンは小さくなるが(従って、運転温度が高いほど常電導伝播速度がやや速くなる)、常電導部からの熱が等しく熱容量が大きくなるため運転温度が高くても T_{cs} までに達する時間が急に早くはならず、従っ

図11 金属系超電導体と高温超電導体の臨界温度対臨界電流曲線

Fig.11. Critical temperature vs. critical current curves of Low-Temperature superconductor and High-Temperature superconductor

て常電導伝播速度も急激に速くなることはない (0.6~1.0 [cm/s])。

ここで、試料を常電導転移させるために投入したヒータの熱量をまとめると、表2のようになる。超電導コイルの過度安定性を定量的に議論する際、最小クエンチエネルギー (MQE) がよく用いられている。前述したように今回の実験では、擾乱用ヒータの影響をできるだけ減らした

めにMQEに相当する値を探し投入した。表から一定運転温度(20[K])では通電電流が大きくなると投入量が小さくなり、一定通電電流(35[A])を流している場合は運転温度が高くなるにしたがい投入量が小さくなる。また、本実験で投入したヒータの熱量が、酸化物超電導体のMQEであると仮定すると、同じ断面積の金属系超電導体のMQE[8]に比べ、3桁以上大きくなっている[6]。

(a) Top:10[K] I_t/I_c :0.437 V_q :0.645[cm/s]

(b) Top:15[K] I_t/I_c :0.472 V_q :0.703[cm/s]

(c) Top:20[K] I_t/I_c :0.603 V_q :0.75[cm/s]

(d) Top:40[K] I_t/I_c :0.833 V_q :1.056[cm/s]

図12 各運転温度での電圧曲線 (通電電流 $I_t=35$ [A])

Fig.12. Voltage curves at each operating temperature(transport current $I_t=35$ [A])

(a) Top:10[K] I_t/I_c :0.437 V_q :0.645[cm/s]

(b) Top:15[K] I_t/I_c :0.472 V_q :0.703[cm/s]

(c) Top:20[K] I_t/I_c :0.603 V_q :0.75[cm/s]

(d) Top:40[K] I_t/I_c :0.833 V_q :1.056[cm/s]

図13 各運転温度での電圧曲線 (通電電流 $I_t=35$ [A])

Fig.13. Temperature curves at each operating temperature((transport current $I_t=35$ [A])

表2 実験で用いたヒータの投入量 (単位:[J])
Table 2. An input of the heater used in experiment(unit:[J])

Top[K] It[A]	10	15	20	40
25			8.62	
35	7.34	6.17	5.10	1.83
40			4.13	
53			1.83	

<3・3> 常電導伝播速度

<3・3・1> 常電導伝播速度の評価

実験で得られた電圧曲線から常電導伝播速度を求める際、金属系超電導体の場合は、図8のように電圧の発生が急激であるため、となりあうタップ間の電圧の立ち上がり時間の差から計算することができる。あるいは、電圧タップ間の電圧が一定の常電導伝播に伴って線形に上昇していくので、その上昇率から速度を計算することもできる。すなわち、金属系超電導体の場合は、常電導領域が波及後すぐタップ間の導体全体が常電導状態に転移する。これに対し、酸化物超電導体の場合は、前節で述べたように金属系超電導体のようにすぐにタップ間の領域全てが常電導状態にはならないため、電圧発生が非常に緩やかとなる。実際、実験で導体全てが完全に常電導状態になる前に試料導体中間部分にホットスポットが生じ試料が焼き切れてしまうことがあった。その理由としては、試料の中間部分は両銅ブロックから一番離れているため、発生した発熱が逃げにくい中間部分での温度が急激に上昇し、焼き切れたと考えられる。また、電圧が立ち上がるころには<3.1>節で取り上げたヒータや熱起電力の影響が含まれているため、金属系超電導体のように電圧が立ち上がるころの時間を用いて計算するのは妥当ではない。酸化物超電導体の場合、常電導転移の判断は通常1[μV/cm]を用い

ているが、<3.1>節で述べたようにヒータや熱起電力により数[μV]の電圧が発生するため、今回は図14に示したように熱起電力等の影響が十分無視できるタップ間発生電圧50[μV/cm]時の時間を用いて計算することにした(100、250[μV/cm]を用いて計算してもほとんど同じ結果が得られた)。このときタップ間の試料導体は全ては超電導状態ではなく、完全常電導状態(タップ間が全て常電導になった状態)でもない(T_{cs} と T_c の温度差が大きい)。タップ2、3間の常電導伝播速度 V_{q23} は、(2)式のようにタップ間距離 L_{23} を時間 Δt_{23} (V_{23} と V_{34} が50[μV/cm]時の時間)で割ることで求めた。そして常電導伝播速度 V_q として、式(3)のように三つのタップ間伝播速度の平均値を採用した。

$$V_{q23} = L_{23} / \Delta t_{23} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$V_q = (V_{q23} + V_{q34} + V_{q45}) / 3 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 V_{q12} と V_{q56} 以後の値は、端効果の影響が入っている恐れがあるため計算には入れなかった。

<3・3・2> 常電導伝播速度の運転温度依存性

図15に実験から得られた各運転温度での常電導伝播速度を示す。図で縦軸は常電導伝播速度 V_q 、横軸は通電電流である。図15から各運転温度での常電導伝播速度 V_q は、通電電流が高くなるに従って多少速くなっているがその値は0.5~1.5[cm/s]であり、金属系超電導体の場合[3][7]より2~3桁遅い(NbTi/Cu複合多芯線、直径0.508[mm]、銅比1.3、外部磁場0[T]、 I_t :20~160[A]、 V_q :200~1300[cm/s])ことが確かめられた。また、常電導伝播速度の運転温度依存性は今回行なわれた運転温度範囲(10~40[K])ではそれほど大きくなかった。その理由については<3.2>節で考察したとおりである。

図14 試料と実験から得られた電圧曲線の一例

Fig.14. Sample and typical voltage curves of experimental result

図15 各運転温度での常電導伝播速度
(運転温度:10~40[K])

Fig.15. Normal zone propagation velocity at each operating temperature(operating temperature Top:10~40[K])

4. まとめ

本論文では液体窒素や冷凍機等を用いた酸化物超電導コ

イル製作に対して、現在最も多用されているBi系銀シーステープ導体を用いてコイル設計における重要なデータである常電導伝播速度を運転温度と通電電流をパラメータとして測定し、金属系超電導導体の特性と比較した。今回得られた常電導伝播速度は、強制擾乱による、自己通電電流による伝播速度である。得られた結果をまとめると、

(1) 試料導体の長手方向常電導伝播速度は、金属系超電導導体の場合より2~3桁遅いことが確認された。そして、その値は0.5~1.5[cm/s]であり、今回行なわれた運転温度範囲(10~40[K])では運転温度依存性は小さかった。

(2) 酸化物超電導導体は高い臨界温度と大きな熱容量のため、予想される擾乱に対して金属系超電導導体より常電導転移ににくい。実験で擾乱として投入するヒータの熱量は金属系超電導導体の場合より2~3桁大きいことが確かめられた。

(3) 酸化物超電導導体の場合、常電導転移に伴う電圧発生は金属系超電導導体に比べ、非常に緩慢な傾向を示す。その主たる原因は、分流通開始温度と臨界温度の差が大きいことが挙げられる。

(4) 酸化物超電導導体の場合、熱容量が非常に大きく、低熱伝導率であるため、ホットスポットが生じやすい。今回の実験中に試料の中心部分が焼き切れるところがあったが、その部分の銀シースが溶けていることから、温度が1000℃を越えていると考えられる

(5) 擾乱として用いたヒータにより、熱起電力(1[K]あたり約0.5~1[μV])が発生したが、常電導伝播特性に与える影響はそれほど大きくなかった。しかし、常電導伝播速度の評価をどのように行なうかについてヒータによる熱起電力の影響を考慮する必要がある。

今回は導体長手方向の常電導伝播速度について検討した。しかし、導体をコイル状に巻いた場合の常電導伝播特性を考えると、線間方向への常電導伝播特性データも必要となってくると思われる。また、今回は単芯のBi系銀シーステープ導体を用いて測定実験を行なったが、多芯Bi系銀シーステープ導体についても導体長手方向と線間方向への常電導伝播特性について検討を行なっている。多芯酸化物超電導導体の場合、断面構成が単芯導体と異なるため、電圧、温度特性などが異なってくると予想される。

(平成7年4月24日受付、同7年8月3日再受付)

文献

- [1] 金、石山 他：“Bi系銀シーステープ導体の常電導伝播速度の温度依存性”、電気学会超電導応用電力機器研究会 ASC-94-40 (1994)
- [2] 金、石山 他：“Bi系銀シーステープ導体の常電導伝播特性”、第52回低温・超電導学会講演概要集 A2-5 (1995)
- [3] A.Ishiyama and Y.Iwasa：“Quench propagation velocities in an epoxy impregnated Nb3Sn superconducting

winding model”, IEEE trans. Magnetics, MAG-24,1194 (1988)

- [4] Yukikaza Iwasa：“Case Studies in Superconducting Magnets”, Plenum. Pub. Co.(1994)
- [5] Y.Iwasa：“Design operational issues for 77-K superconducting magnets”, IEEE Trans. Magnetics. MAG-24, 12 11 (1988)
- [6] Thomas P.Sheahan：“Introduction to High-Temperature superconductivity”, Plenum. Pub. Co.(1994)
- [7] 津田、石山：“NbTi/CuNi 超電導線材の常電導伝播特性”、電気学会論文誌、vol.3, No.1, pp503 (1993)
- [8] A.Ishiyama, S.B.Kim, T.Takahashi：“Permissible Disturbance Energies in Filled and Unfilled High-Performance Superconducting Magnets”, IEEE Trans. Magnetics, vol. 30, No.4, pp2483 (1994)

金 錫範

(正員) 昭和38年6月24日生。
平成元年2月韓国明知大学工学部電気工学科卒業。平成6年3月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月同博士課程後期課程入学、現在に至る。主として、超電導応用機器に関する研究に従事。

石山 敦士

(正員) 昭和29年7月14日生。57年3月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程修了。54年4月同大学理工学部助手、平成3年4月同教授、現在に至る。工学博士。主として、超電導応用機器、電磁界数値解析法および生体磁気に関する研究に従事。61年9月~63年2月MIT客員研究員。低温工学協会、IEEE会員

岡田 秀彦

(非会員) 昭和57年東京工業大学理工学研究科物理専攻博士課程修了。平成4年(株)東芝入社研究開発センター機械エネルギー研究所研究主務。主として酸化物超電導体の応用研究に従事。理学博士。日本物理学会、低温工学協会会員

野村 俊自

(非会員) 昭和46年3月東京大学大学院工学系研究科金属材料学専攻修士課程修了。同年4月(株)東京芝浦電気(現東芝)入社研究開発センター機械エネルギー研究所研究主務。主としては超電導材料及びコイルの開発に従事。工学博士。American Ceramic Society, 日本金属学会、低温工学協会会員。