YBCO 超電導体の最適パルス磁化の検討

正員 福岡 克弘 (能 開 大)

正員 橋本 光男 (能 開 大)

非会員 樋口 天光 (鉄道総研、超電導工学研)

正員 村上 雅人 (超電導工学研)

Examination of Optimized Pulsed Field Magnetization for a YBCO Bulk Superconductor

Katsuhiro Fukuoka, Member, Mitsuo Hashimoto, Member (Polytechnic University)

Takamitsu Higuchi, Non-member (Railway Technical Research Institute JR, Superconductivity Research Laboratory), Masato Murakami, Member (Superconductivity Research Laboratory)

Bulk-type YBCO superconductors prepared by the MPMG process exhibit the high critical current density J_c and are promising for many practical applications such as magnetic levitation. A magnetic levitation system is to use as a strong superconducting bulk magnet by magnetizing the high- T_c superconductor (HTSC). When superconducting bulk magnets are activated using the field cooling procedure under a DC magnetic field, a large electromagnet system or a superconducting coil is needed. In contrast, a pulsed magnetic field using a small coil is applied a strong magnetic field for magnetizing the HTSC. Therefore, it is important to evaluate the pulsed field magnetization properties of the HTSC. Since superconducting properties are not homogeneous in some specimens due to grain boundaries and cracks, spatial distribution of magnetization properties should be assessed. In the present research, the distribution of the pulsed field magnetization was measured with a magnetic field visualization system.

The magnetization with the pulsed magnetic field is done in the state of the zero field cooling. However, it is necessary for enough magnetization of the HTSC to consider the time constant on the magnetic flux invasion and the flux flow, when the applied magnetic field decreases. Therefore, we examined the optimum pulsed magnetization for the HTSC. The optimum value of the pulsed magnetization existed.

キーワード：YBCO 超電導体、MPMG 法、パルス磁化、磁界可視化、時定数、磁束フロー

1. はじめに

QMG (Quench and Melt Growth)法や MPMG (Melt Powder Melt Growth)法による半溶融凝固法により作製したイットリウム系超電導体(YBCO)は、液体窒素温度(77K)、1Tにおいて $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ を越えるような高臨界電流密度を有する⁽¹⁾。このような高温超電導体の応用の一つとして、超電導体を磁化させたバルク超電導磁石が考えられている⁽²⁾。バルク超電導磁石の応用例として、超電導モータ⁽³⁾、吸引力を利用した磁気浮上⁽⁴⁾等での使用が提案されている。これらの応用では、バルク高温超電導体を強く磁化させる必要がある。高温超電導体を磁化させるには、強磁界発生装置を用いてフィールドクーリングする方法が一般的である。これに超電導コイルを用いれば容易に強磁界が得られるが、コストが高い点や、超電導コイルのクエンチを防ぐため、磁界の増減に時間がかかるといった問題がある。また、図1のような磁気浮上システムで磁化用に常電導マグネットを

用いた場合、十分な磁束を得るためには、励磁コイルが大型になるため磁気浮上システム設計上のネックとなる。これまで我々は、小型の励磁コイルに強力なパルス電流を流すことによりパルス磁界を発生させ、高温超電導体を磁化するパルス磁化^(5~8)について検討し、パルス磁界による磁化は超電導コイルを用いたフィールドクーリングによる磁化と同程度の着磁が可能であることを確認している^(9,10)。パルス磁界による着磁は高温超電導体をゼロフィールドクーリングした状態で行うことになる。しかし、高温超電導体をゼロフィールドクーリング状態で着磁するには、超電導体への磁束侵入の時定数を十分に考慮する必要がある^(11~13)。さらに、パルス磁界の減少過程において超電導体内に磁束がピンニングされるが、その磁界減少時に発生する磁束フローも考慮に入れなければならない。従って、高温超電導体をパルス磁界により着磁するには、そのパルス波形が大きく影響する。

よって本研究では、ゼロフィールドクーリングした高温

図1 吸引力を利用した磁気浮上システム

Fig.1. Magnetic levitation system using sucking force.

図2 パルス磁界発生装置

Fig.2. Pulsed magnetic field generation system.

図3 磁界可視化計測システム

Fig.3. Visualization measurement system of magnetic field.

超電導体について、パルス励磁による残留磁束密度特性を磁界可視化計測⁽¹⁴⁾により試料全体をマクロ的に計測し、パルス磁化の有用性を確認すると共に、最適なパルス波形の検討を目的とする。

2. 実験方法

高温超電導体に、パルス磁界を励磁するシステムを図2に示す。このパルス磁界発生装置は、オイルコンデンサバンク、パルス励磁コイル、発生スイッチで構成されている。コンデンサバンクの最大容量は、 $2000\mu\text{F}$ である。パルス励磁コイルは、直径 1.6mm の銅線を220ターン巻いたもの

で、外径 105mm 、内径 75mm の円筒コイルを使用した。このコイルは、励磁電流 1A でコイルの中心に $2\times 10^3\text{A/m}$ の磁界を発生できる。超電導体試料はコイルの中央に置き、コイルと共に液体窒素により冷却した。パルス磁界は超電導試料表面に対し垂直方向に印加した。また、励磁電流の波形はシャント抵抗を用いて、オシロスコープにより計測した。

本研究で使用したYBCOバルク超電導体は、単結晶の均一な材料ではなく結晶粒界やクラック等のウィークリンク部を含んでいる。このため材料の特性は、一点で評価することはできず、試料全面についてマクロ的に評価する必要がある。そこで我々は、図3に示す磁界可視化計測システムを用いて、超電導体の残留磁束密度分布を計測しパルス磁化特性を評価した。この計測システムは、センサを駆動するX-Yテーブルとそのコントローラ、磁束計測用センサとして低温用ホール素子(BHT-921型: BELL)とそのアンプおよび計算機で構成されている。使用したホール素子は外径 6.35mm の円盤形で、その中の検出部は直径 0.5mm である。この磁気感度は 8mV/T で、直線性は 3T 以下で $\pm 1\%$ 以下である。ホール出力電圧の温度係数は $\pm 100\text{ppm/K}$ 以下である。ホール素子は液体窒素温度中で使用するため、一度オフセットの補正を行えば、再度補正をする必要はない。ホール素子と超電導体表面とのギャップは 0.5mm とした。ホール素子が検出する磁束密度は、超電導試料表面に対し垂直成分のみである。本論文では、このホール素子により計測した超電導体表面の磁束密度分布を用いて超電導体のパルス磁化特性を評価した。計算機の役割は、X-Yテーブルの制御およびホール素子の出力を増幅した信号のA/D変換ボードを通しての入力、さらに取り込んだデータから磁束密度のフルカラー画像を計算し、それをディスプレイ上に出力することである。

試験に用いた高温超電導体は、MPMG法により製造したYBCO超電導体で、試験片の大きさは、 $40\text{mm}\times 40\text{mm}\times 15\text{mm}^t$ のバルク材である。

図4 パルス電流波形

Fig.4. Pulse current wave.

図5 ピークパルス磁界の違いによる磁束密度分布

Fig.5. Distributions of magnetic flux density with various peak value of pulsed magnetic fields.

3. 実験結果と考察

<3・1> パルスピーク磁界の違いによる残留磁束密度分布

図4に励磁コイルに印加したパルス電流の波形を示す。この電流波形はコンデンサバンクの容量を2000 μ Fとしたものである。このときのパルス幅は8.2msecである。コンデンサバンクの容量を変えることによりパルス幅を変化させる。パルス波形はほぼ半波のサイン波である。

図5にコンデンサバンクの容量を2000 μ Fとし、パルス幅が8.2msec一定で、印加するパルス磁界のピーク値を変化させたときの超電導体の残留磁束密度分布特性を示す。これらの画像は、50mm $\times$ 50mmを計測したもので、超電

図6 ピークパルス磁界と最大磁束密度

Fig.6. Relation between peak value of pulsed field and maximum magnetic flux density.

図7 パルス幅の違いによる磁束密度分布

Fig.7. Distributions of magnetic flux density with various pulse widths.

導体(40mm $\times$ 40mm)は画像の中央に位置している。測定はX方向(横方向)に35点、Y方向(縦方向)に32点計測している。計測開始点(X=1, Y=1)は図の左下で、計測終了点(X=35,

Y=32)は図の右上である。それぞれの画像で磁束密度のカラースケールは、最大磁束密度を±Max として表示し、その最大値を図中に示す。

これらの図から、(a)のパルス磁界のピーク値 ($\mu_0 H$) が 0.39T では、超電導試料の周囲に強く磁化する領域が観測される。特に、試料の左側面中央部に強く磁化する領域が存在する。ピークパルス磁界を大きくした(b)~(d)では、試料の上中央部に強く磁化する領域が観測される。さらにピークパルス磁界を大きくした(e)~(h)では、その強く磁化する領域は右下に少しシフトする。強く磁化する領域の磁化形状に着目すると、(b)~(d)では三日月状もしくは半月状であるのに対して、(e)~(h)ではほぼ円状である。次に、試料中心部分の残留磁束密度分布を見ると(a)~(c)ではほとんどゼロの値を示しているのに対して、(d)~(h)では磁束が観測される。よって、ピークパルス磁界が 0.81T 以下の励磁では、磁束は超電導体の中心部まで完全に侵入していないと考えられる。さらに特徴的なことは、(e)~(h)の領域で値は小さいが一部の領域に、印加磁界と逆極性の負の磁束が観測される点である。また、その領域はパルス磁界のピーク値が大きくなるほど広がっている。ここで、図中に示している磁束密度の最大値は、パルス磁界のピーク値に比べ十分低い。パルス磁界のピーク時点では、超電導体にピンニングされる磁束よりも十分大きな磁束が結晶粒の中心まで到達する。パルス磁界が減少する過程において、磁束は臨界電流密度の高い領域からピンニングされていく。しかし、臨界電流密度の低いウィークリンク部が存在すると、その部分は外部磁界がかなり減衰しなければ磁束がピンニングされる状態になれない。従って、外部磁界がゼロに近づいても近くにある臨界電流密度の高い領域が強く磁化しているため、そのループ磁束が加わり負の磁束がピンニングされる。

図 6 に示すのは、印加するパルス磁界のピーク値と残留磁束密度の最大値の関係である。印加するパルス磁界のピ

図 8 パルス幅と最大磁束密度

Fig.8. Relation between pulse width and maximum magnetic flux density.

ーク値が 3.2T までは、パルス磁界のピーク値が大きくなるにつれて残留磁束密度の最大値は急激に上昇している。しかし、パルス磁界のピーク値が 3.2T 以上の領域では、パルス磁界のピーク値が大きくなるにつれて残留磁束密度の最大値は徐々に減少している。従って、印加するパルス磁界のピーク値に最適値が存在することが確認された。以上のことは、3・4 において詳しく考察する。

<3・2> パルス幅の違いによる残留磁束密度分布 図 7

はパルス磁界のピーク値を 0.48T 一定で、印加するパルス磁界のパルス幅を変化させたときの超電導体の残留磁束密度分布である。この図より、パルス幅が狭いほど、試料中心部のほとんど磁化しない領域が広いことが判る。また、残留磁束密度の最大値はパルス幅が狭いほど低い値となる。パルス磁界による着磁は、ゼロフィールドクーリング状態で行われる。よって、超電導体内部に磁束が侵入するには、磁束が移動する際に粘性力を受けるためある一定の時間が必要になる^(6~8,12)。従って、印加するパルス磁界のパルス幅が狭いと、磁束が完全に超電導体の中心部まで侵入する前に外部磁界(パルス磁界)はピークを迎え減少過程に入る。そのため、超電導体の中央部分まで十分に磁化できない。

図 8 に示すのは、印加するパルス磁界のパルス幅と残留磁束密度の最大値の関係である。この図からも、残留磁束密度の最大値はパルス幅が広いほど高い値となることが判る。従って、超電導体を強く磁化するには、印加するパルス磁界のパルス幅を大きくすることが必要である。しかし、パルス幅を大きくするにはコンデンサバンクの容量を増やす必要があり、コストやシステムの規模的な面から制限がある。よって、パルス幅をシステムが許す限り大きくし、後はパルス磁界のピーク値の最適値を考慮して着磁することが重要である。

<3・3> 残留磁束密度の線分布 図 10, 11 に示すのは、

図 9 の白線部分における残留磁束密度の線分布をプロットした図である。この線分布は、パルス磁化の最大値が存在する付近を Y 方向(縦方向)にプロットした。これらの図でポイント 4~30 に超電導体が位置しており、ポイント 17 が超電導体の中心部である。図 10 は、図 5 の印加するパルス磁界のピーク値を変化させた残留磁束密度特性の線分布であ

図 9 磁束密度測定ライン

Fig.9. Measurement line of magnetic flux density.

図 10 ピークパルス磁界の違いによる磁束密度の線分布

Fig. 10. Line distributions of magnetic flux density with various peak value of pulsed magnetic fields.

図 11 パルス幅の違いによる磁束密度の線分布

Fig. 11. Line distributions of magnetic flux density with various pulse widths.

る。(a)~(c)のパルス磁界では、超電導体の周囲は多少磁化しているものの、超電導体中心部には、パルス磁界のピーク時点でほとんど磁束が侵入しなく、その残留磁束密度はほぼゼロの値を示している。残留磁束密度の最大値は、印加するパルス磁界のピーク値が 3.2T までは、パルス磁界のピーク値が高くなるにつれて残留磁束密度の最大値も高くなっている。しかし、パルス磁界のピーク値が 3.2T 以上の領域では、パルス磁界のピーク値が高くなるにつれて残留磁束密度の最大値は減少している。また、残留磁束密度の最大値が存在するポイント(横軸)に着目すると、(f)のパルス磁界のピーク値が 3.2T までは、パルス磁界のピーク値が高くなるほど超電導体の中央部にシフトしてくる。(f)~(h)では残留磁束密度の最大値が存在するポイントは一定に落ち着いている。

図 11 は、図 7 の印加するパルス磁界のパルス幅を変化させた残留磁束密度特性の線分布である。パルス幅が広がるほど超電導体の中心部分まで磁化することが判る。またその値も高くなっている。つまり、パルス幅が広がるこ

(a) パルス磁界波形

(b) 磁束が超電導体中心部まで十分侵入しないモデル

(c) 磁束が超電導体中心部まで十分侵入するモデル

正 負
磁束密度分布

図 12 パルス磁化過程モデル

Fig. 12. Models of pulsed magnetization process.

とにより、磁束の侵入する時間が稼げ多くの磁束が超電導体中心部まで侵入する。

<3・4> パルス磁化過程のモデル

図 12 に示すのは、高温超電導体のパルス磁化過程をモデル化したものである。(a)はパルス磁界波形を示している。パルス磁界が減少する過程において超電導体中に磁束がピンニングされる。(b)はパルス磁界のピーク値が低く、磁束が超電導体の中心部まで完全に侵入しない領域(図 5(a)~(d)の領域)の超電導体の磁束密度モデルである。超電導体断面図の上に示す数字は、(a)のパルス磁界波形に示す数字の時点に対応する。①のパルス磁界がピークの時点では、超電導体試料の周囲には磁束が侵入するが、中央部にはほとんど侵入しない。超電導体への磁束の侵入は、磁束が移動する際に粘性力を受けるため、ある一定の時間が必要になる。この磁束の侵入速度は、外部磁界の時間変化の大きさと正の相関関係を持つという報告がなされている^{6,7)}。従って、パルス磁界のピーク値が低いと、磁束が試料中央部に侵入する前にパルスのピークを迎え、パルス磁界が減少する過程に入り、中央部は磁化しない。②のパルス磁界が減少する過程では、試料の周囲に侵入した磁束は、臨界電流密度の高い領域(結晶粒の成長した部分)からピンニングされ残留する。③の外部磁界がゼロになった時点では、②の外部磁界が減少する過程で、臨界電流密度の高い領域にピンニングされた磁束が残留し最終的な磁化となる。

図 13 パルス波形による磁束密度分布の比較
Fig.13. Comparison of distributions of magnetic flux density with pulse waves.

(c)はパルス磁界のピーク値が高く、磁束が超電導体の中心部まで完全に侵入する領域(図 5(e)~(h)の領域)のモデルである。①のパルス磁界のピーク時点では、超電導体全体に磁束が侵入し、ウィークリンク領域において不可逆磁界を越え臨界電流密度が零になり、磁束が容易に進入する。②のパルス磁界が減少する過程では、磁束は臨界電流密度の高い領域からピンニングされていく。しかし、クラックや結晶粒界などの臨界電流密度の低いウィークリンク部が存在すると、その部分は外部磁界がかなり減衰しなければ磁束がピンニングされる状態になれない。しかし、外部磁界がゼロに近づいても、近くにある臨界電流密度の高い領域が強く磁化しているためそのループ磁束が加わる。③の外部磁界がゼロになった時点では、②の磁界が減少する過程で、臨界電流密度の高い領域にピンニングされた正の磁束と、その周囲のウィークリンク部にピンニングされる負のループ磁束が観測される。

図 13 は、最適なパルス磁界(残留磁束密度が最も高くなるパルス磁界)に対してパルス磁界のピーク値が高い場合と、パルス幅が狭い場合のモデルである。(a)にそれぞれのパルス磁界波形を示す。左の波形が最適なパルス磁界のモデル、真中が最適値に対してパルス磁界のピーク値が高いモデル、右がパルス幅が狭いモデルである。波形の右側に示す数字の時点における磁束密度分布を(b)に示す。グラフの左に示す数字が(a)のモデルの数字に対応する。(b)の点線で示すのは、超電導試料中のピンニングが働かなくなる不可逆磁界の分布をモデル化したものである。①の時点では、パルス磁界が超電導体のウィークリンク領域において不可逆磁界を越えているため、臨界電流密度が零であり磁束密度分布は超電導体に影響されない。②、③の時点では臨界電流密度が高い領域から磁束をピンニングしていく。高い値

の磁束密度が観測される領域の周囲は、その領域の負のループ磁束が加わり若干磁束密度分布は低くなる。試料中の不可逆磁界が最も高い領域の残留磁束密度を、最適パルスのモデルとパルスのピーク値が高いモデルおよびパルス幅が狭いモデルとを比較すると、パルスのピーク値が高いモデルおよびパルス幅が狭いモデルのほうが、最適パルスのモデルに比べ小さくなっている。これは、磁束フロー現象^(11~13,15)によるものと考えられる。外部磁界が急速に変化する過程において、超電導試料中を磁束が臨界状態モデルに従う磁束密度分布になるまで磁束フローにより移動する。この過渡的な磁束の移動によって、試料中に電界が発生することによりフロー抵抗が生じる⁽¹⁶⁾。その結果、超電導体の温度が上昇し臨界電流密度が低下するため残留磁束密度は小さくなる^(6~8)と考えられる。パルス磁界の最大値が大きいほど、移動する磁束量が増え発熱量も増えると考えことで、図 5, 6 においてパルス磁界のピーク値が 3.2T 以上で最大磁化値が減少する現象が説明できる。

次に、④のパルス磁界がゼロになった時点の残留磁束密度分布を比較すると、パルスのピーク値が高いモデルおよびパルス幅が狭いモデルは、試料中の不可逆磁界が最も低い領域に負の磁束が観測される。外部磁界が急速に変化して磁束フローによる温度上昇が起こると、その領域は外部磁界が十分低い値にならないと磁束がピンニングされる状態に復帰できない。その結果、周囲の臨界電流密度の高い領域に捕捉された磁束の影響で、負の磁束がピンニングされることになる。図 5 においてもパルス磁界のピーク値を高くするほど、負の値で磁化される領域が広がっている。

4. まとめ

ゼロフィールドクーリングした高温超電導体について、パルス励磁による残留磁束密度特性を磁界可視化計測により試料全体をマクロ的に計測し、パルス励磁の有用性を確認すると共に、最適なパルス波形の検討を行った。得られた結果を以下にまとめて示す。

(1) 特性が不均一なバルク高温超電導体において、結晶粒が存在する領域は強く磁化し、ウィークリンク部には負の磁束が観測された。また、パルス磁界のピーク値が高くなるほど負の磁化領域が増える傾向が見られた。

(2) 超電導体を強く磁化するには、パルス磁界のパルス幅を、超電導体内に侵入する磁束の時定数を十分考慮し決定する必要がある。

(3) 印加するパルス磁界強度に最適値が存在することを確認した。

(4) パルス磁界により高温超電導体を磁化することにより、磁気浮上システムを小型化できることを確認した。

従って、パルス磁界のピーク値の最大値を求め、その最適磁界を発生でき、かつパルス幅が最大となるようにコイルの巻数を決定することにより最適な着磁が行える。

ここで本実験に使用した高温超電導体は、超電導磁石用に開発されたものではなく、結晶粒界やクラック等も含む

一般的な高温超電導材のバルク試料である。そこで、高温超電導体を磁石として応用する場合は、特性の均一なものを開発する、もしくは本手法の測定により特性の良い結晶粒を切り出して使用することが考えられる。今後は、単一粒を持つ特性の均一な試料について、パルス磁化特性を評価していく予定である。

吸引力を利用した磁気浮上システムに、バルク高温超電導磁石を考える場合、パルス励磁は励磁コイルが小型軽量となるため、有用な手法となることが確認できた。

(平成 10 年 9 月 17 日受付、平成 11 年 2 月 15 日再受付)

参 考 文 献

- (1) M.Murakami, S.Gotoh, H.Fujimoto, K.Yamaguchi, N.Koshizuka and S.Tanaka: Supercond. Sci. Technol. 4, S43 (1991)
- (2) 村上雅人、「Y 系高温超伝導体の応用開発」、日本金属学会会報 Vol.32, No.7, pp.473-477 (1993)
- (3) Y.Itoh, Y.Yanagi, M.Yoshikawa, T.Oka, S.Harada, T.Sakakibara, Y.Yamada and U.Mizutani, "High-temperature superconducting motor using Y-Ba-Cu-O bulk magnets", *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, pp.5574-5578 (1995)
- (4) H.Kitahara, H.Ohsaki and E.Masada, "Analysis of attractive force characteristics of an EMS maglev system with high T_c superconducting bulk", International Symposium of Superconductivity (ISS '94, 1994)
- (5) T.Takizawa, K.Kanbara, M.Morita and M.Hashimoto, "Observation of Flux Movement in Quench-and-Melt-Grown YBCO Generated by a Pulsed Magnetic Field", *Jpn. J. Appl. Phys.* 32, pp.L774-L777 (1993-6)
- (6) Y.Itoh and U.Mizutani "Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet", *Jpn. J. Appl. Phys.* 35, pp.2114-2125 (1996-4)
- (7) Y.Itoh and Y.Yanagi "Flux motion during pulsed field magnetization in Y-Ba-Cu-O superconducting bulk magnet", *J. Appl. Phys.* 82 (11), 1, pp.5600-5611 (1997)
- (8) M.Tsuchimoto, H.Waki, Y.Itoh, Y.Yanagi, M.Yoshikawa, T.Oka, Y.Yamada and U.Mizutani, "Cryogenics 37, 1, pp.43-47 (1997)
- (9) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Measurement of magnetization property of high- T_c superconductor by pulse magnetic field", *Elsevier Studies in Appl. Electromagn. in Mater.*, 7, pp.116-119 (1996)
- (10) 福岡克弘、橋本光男、「パルス磁場によるバルク高温超電導磁石の磁化特性評価」、電学論 B, Vol.116-B, No.7, pp.825-830 (1996-7)
- (11) 福岡克弘、橋本光男、「YBCO リング試料のクエンチ特性評価」、電学論 A, Vol.116-A, No.8, pp.731-737 (1996-8)
- (12) 福岡克弘、橋本光男、樋口天光、村上雅人「リング試料を用いた高温超電導体の磁束侵入周波数特性」、電学論 A, Vol.117-A, No.8, pp.818-824 (1997-8)
- (13) 福岡克弘、橋本光男、樋口天光、村上雅人「可視化システムを用いた高温超電導体の交流磁界応答」、電学論 A, Vol.118-A, No.9,

pp.1021-1028 (1998-9)

(14) 福岡克弘、橋本光男、「磁場可視化計測による高温超電導体の材料特性評価」、電学論 A, Vol.115-A, No.3, pp.213-218 (1995-3)

(15) M.Uesaka, N.Takeda, Y.Yoshida, K.Miya, "Physics, numerical analysis and experiment for A.C. magnetic property of High T_c superconducting levitation", *Elsevier Studies in Appl. Electromagn. in Mater.* 6, pp.403-406 (1995)

(16) 松下照男、「磁束ピンニングと電磁現象」pp.45-56、産業図書 (1994)

福岡 克弘 (正員) 1971 年 12 月 23 日生まれ。1994 年 3 月職業能力開発大学校電気工学科卒業。96 年 3 月同大学校研究課程工学研究科電気情報専攻修了。同年 4 月東京職業能力開発短期大学校電気技術科講師、98 年 4 月職業能力開発大学校電気工学科助手、現在に至る。高温超電導体の磁気特性評価に関する研究に従事。

橋本 光男 (正員) 1950 年 12 月 11 日生まれ。1972 年茨城大学工業短期大学部電気工学科卒業。1976 年同電子工学科卒業。東京大学工学部助手を経て 90 年職業能力開発大学校電気工学科助教授。95 年同教授、現在に至る。工学博士。電磁現象を応用した計測診断に関する研究に従事。

樋口 天光 (非会員) 1965 年 4 月 22 日生まれ。1991 年 3 月東京大学大学院工業化学専攻修士課程修了。同年 4 月(財)鉄道総合技術研究所入社。93 年 4 月より 3 年間(財)国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所へ出向後、現在は材料工学研究室研究員。バルク酸化物超電導体の直流磁化特性に関する研究に従事。

村上 雅人 (正員) 1955 年 2 月 13 日生まれ。1984 年 3 月東京大学大学院金属材料専攻博士課程修了。同年 4 月新日本製鉄入社。93 年 7 月より超電導工学研究所研究部長。95 年-97 年名古屋大学客員教授、98 年より岩手大学客員教授を兼務、現在に至る。主として高温超電導材料開発に従事。