

(様式第9 別紙2：公開版)

養成技術者の研究・研修成果等

1. 養成技術者氏名： 深井 尋史

2. 養成カリキュラム名： 超電導応用基盤技術研究開発プロジェクト

3. 養成カリキュラムの達成状況

平成15年度に予定した実験

1. パルス磁場でバルク超電導体の励磁を行ったときの捕捉磁場および発熱の数値計算プログラムを作成する。特にピーク効果を示す材料の計算も行えるようにプログラムは J_c - B 特性を考慮して作成する。数値計算により、バルク体のパルス磁場励磁の際の温度上昇を予想する。
2. バルク超電導体をパルス磁場で励磁を行い、そのときの発熱および捕捉磁場の測定する。特に実施項目1の結果を基に、大きな発熱が予想される箇所、また GSB 上などの特徴的な箇所を中心に測定する。また、実験に使用するバルク体は GdBC 等の、ピーク効果を示し高磁場中での特性に優れた材料を用いる。

を予定通りに行った。

本年度は残りの2項目

3. バルク超電導体に、パルス励磁の際の発熱を効率良く廃熱するための機構を導入し、実験によりその効果を調べる。具体的には実施項目2.において発熱を多く観測した箇所に穴を開け、銅など熱伝導の良い材質を埋め込む。
4. パルス磁場励磁法による発熱の影響および廃熱の効果について分析し、今後の改良点などを検討する。

を行う。現在はバルク体に埋め込む材料(銅など)と補強の含浸材料の検討を行っている。

4. 成果

バルク超電導体を磁化した超電導バルク磁石は、従来の永久磁石よりも強力な磁石となる。超電導バルク磁石を用いた応用には、磁場発生装置や磁気分離装置、非接触の磁気ベアリング等がある。ほとんどの電動機器は磁場を利用するが、コンパクトかつ強力な磁石を装着すれば、省エネルギーに大きくつながる。また非接触磁気ベアリングは軸受けを非接触で駆動させることにより、駆動時の軸受けの摩擦による余分な電力のロスを減らすことができ、省エネルギー化につながる。さらに、フライホイール型電力貯蔵システムに、非接触技術を導入することにより電力のロスを抑えることができる。このように超電導バルク磁石の開発は、省エネルギー技術に大きく貢献するものである。本研究は、バルク超電導体の励磁方法を開発し、応用のための基盤を作ることを目的とする。

バルク超電導体を磁化して超電導バルク磁石とする励磁方法として、パルス磁場による励磁方法が注目されている。従来の定常磁場による励磁方法では磁場の発生源として超電導マグネットが必要になり、マグネットの冷却装置も含めると大規模な装置になる。また励磁に必要な時間も約1時

間ほど掛かる。これに対してパルス磁場による励磁法は、定常磁場による励磁方法に比べて、磁場を銅コイルで発生させることが出来るので小規模な装置で済む。また励磁時間も~1秒で励磁することが可能である。装置の規模も小さいので、磁気ベアリング等の応用機器に組み込んだ状態で励磁可能なこともあり、応用に有利である。しかしパルス磁場励磁には問題点も有る。パルス磁場によってバルク体を励磁すると、磁束線が急激に運動するために発熱が起こることが知られている。この発熱により超電導特性が低下し、パルス磁場励磁での捕捉磁場は定常磁場励磁のそれに比べ小さくなることが報告されている。

パルス磁場励磁について現在までに YBCO、SmBCO 超電導材料に関する報告が出されている。最近、ピーク効果を示す超電導材料である NdBCO や GdBCO などの大型バルク体が作製されるようになった。ピーク効果とは、超電導体の臨界電流密度が高磁場中で大きくなる現象である。高磁場中での臨界電流密度が高い(高磁場中での超電導特性が良い)ので、より多くの磁場を捕捉させた強力な超電導バルク磁石になる。同時に、高磁場中での超電導特性の良さは、強磁場中で用いられる応用機器の性能や安定性の向上にもつながる。しかし NdBCO、GdBCO についてのパルス磁場励磁の報告は未だ少なく、その特性を調べることは大変重要である。

本研究は上記の背景を踏まえて、パルス磁場励磁の高効率化を目指す実験を行った。まず YBCO 超電導体を用いてパルス磁場励磁の損失パワー密度の算出を行った。次にピーク効果を示す超電導材料である GdBCO 大型バルク体を用いてパルス磁場励磁を行い、励磁の際の温度上昇および捕捉磁場の測定を行った。同時にピーク効果を示す超電導体のパルス磁場励磁の数値計算も行った。

はじめに YBCO 超電導体を用いてパルス磁場励磁を行い、損失パワー密度(励磁の際に起こるエネルギー損失で、大部分が熱に変わる)の算出を行った。用いた試料は直径 15mm、厚さ 1mm の小型のバルク体である。損失パワー密度は磁場の侵入に伴い試料の端から急激に上昇し、そのピークは試料の中心方向へと移動していく。損失パワーより発熱量を算出できたが、今回作成した数値計算法では熱拡散を考慮していなかったため、特に試料中心部での発熱、捕捉磁場にズレが生じた。(2003 年秋季第 64 回応用物理学学会学術講演会にて発表 パルス磁場励磁下における超伝導バルク体中の磁束挙動と発熱の評価(31p-N-8))

次にピーク効果を示す超電導材料である GdBCO 大型バルク体を用いてパルス磁場励磁を行い、励磁の際の温度上昇および捕捉磁場の測定を行った。実験にはピーク効果を示すバルク超電導体である GdBCO バルク超電導体(超電導工学研究所、成木氏作製)を用いた。またバルク体の形状は直径が 48mm、厚さ(c軸方向)が 20mm の円柱状である。

試料はパルス磁場を発生させるコイルの中心に配置した。パルス磁場の波形はパルスのピークまでの立上がり時間が 10msec. で、試料の c 軸方向に平行に印加した。この時の試料の発熱を、試料表面に貼り付けた熱電対(岩谷産業製 Au-0.07%Fe 対 Normal Silver)により測定した。熱電対は試料の中央に 1 つ、GSB に沿って 10mm 間隔で 2 つ、45° ずれた方向(GS 領域)に 10mm 間隔で 2 つの、計 5 つを GE7031 ワニスで貼り付けた。試料の温度を 77K、また印加するパルス磁場のピーク値を ~5T として実験を行った。パルス磁場励磁後に、真空容器外側よりホール素子をスキャンさせて、捕捉磁場分布の測定も行った。ホール素子は真空容器の外を走査させる為、試料表面との間隔は 4mm になる。また、定常磁場による励磁(FC)も行い、パルス磁場励磁での捕捉磁場と比較した。試料表面とホール素子との間隔はパルス磁場励磁の実験結果との比較のため 4mm とした。結果は、印加磁場が小さい場合、この場合は磁場はバルク体の端のみに捕捉されるが、発熱も試料の端部で大きくなった。これは、発熱の原因が磁束の急激な運動によるためである。また同じ端部で GSB 部と GS 部で発熱が異なった。GS 部における発熱は GSB 部よりも遥かに大きくなった。これは、より多くの磁場が GS 部から侵入していることを示している。印加磁場が大きくなるとバルク体に十分に磁場が侵入し、バルク体の中央部付近からの温度上昇も大きくなっていく。発熱は GS(E)、GS(M)に大きく、他の 3 箇所(GSB 上の 2

箇所と中央部)の発熱には差が見られなくなった。着磁後は10秒程で熱は拡散し、バルク体の温度はほぼ均一になった。次に熱の拡散について詳しく考察する。バルク体の中心付近では、端部より時間が送れて温度上昇している。これはバルク体の端部で発生した熱が中心部に拡散してきたものと考えられる。またパルス着磁の捕捉磁場は、定常磁場による着磁の約53%の着磁量であった。(2004年(平成16年)春季 第51回応用物理学関連連合講演会で口答発表 Gd系バルク超電導体のパルス着磁特性(30p-YD-9))

大型バルク体のパルス磁場励磁の数値計算を行った。ピーク効果を表す J_c - B 特性として Combined J_c モデルを用い、パラメータを変えることでピーク効果がある場合と、無い場合のパルス磁場励磁の数値計算を行い、比較・検討した。また本計算では YBCO の時に用いた計算式を改良して熱拡散を考慮に入れた。計算結果は、励磁するために印加する磁場が小さい場合はバルク体の端のみに磁場が捕捉され、印加磁場を大きくしていくと磁場はバルク体の中心まで捕捉されるようになった。印加磁場がさらに大きくなると、捕捉される磁場の量は減少した。この結果は、これまでに YBCO 等で報告されている実験結果と一致した。次に J_c - B 特性にピーク効果がある場合と、無い場合の比較をした。ピーク効果が無い場合は超電導体試料の端での発熱が多い。ピーク効果がある場合にはピークが無い場合に比べて、試料の中心よりの部分での発熱が多くなった。またピークの位置が高磁場側にある場合にはその傾向がより強く現れた。注目すべき結果は印加磁場が大きくなり捕捉磁場が減少し始めた時に現れた。ピーク効果がある場合、超電導体の内部で局所的に温度が高くなり、同時にその部分の捕捉磁場も減少した。この結果は J_c - B 特性にピーク効果に関連したものと考えられる。以上の結果より、パルス着磁において超電導体の J_c - B 特性は着磁後の捕捉磁場の分布に影響があると考えられる。 J_c 値が大きければ捕捉磁場も大きくなるが、その反面で発熱も大きくなる。また J_c のピークの存在の有無は、超電導体の捕捉磁場の局所的な減少を引き起こす可能性が有る。(2003年10月27日~29日 つくば国際会議場 エポカルつくば, 16th International Symposium on Superconductivity でポスター発表 Numerical simulation of a bulk superconductor on pulsed field magnetization (BSP-27)。 Physica C に論文発表(査読済) Numerical simulation of a bulk superconductor during pulsed field magnetization)

GdBCO バルク超電導体は J_c - B 特性にピークが有る材料であるが、パルス着磁の結果には数値計算で見られたような捕捉磁場の局所的な減少は起きていなかった。しかし、本実験では装置の構成上の問題で、捕捉磁場分布を測定するホール素子とバルク超電導体との間隔が4mmと大きなギャップを持っていた。そのために捕捉された磁束線が空間に広がりをもち、捕捉磁場の局所的な減少を観測できなかった可能性がある。また着磁の際の磁場の侵入もGS領域とGSB上では侵入の仕方が異なり、GS領域からはより多くの磁場が侵入し、温度上昇も他領域よりも大きくなっていった。

今後は計画通りにバルク体に穴を開け、そこに金属線を通す等の廃熱によりパルス着磁の特性を向上させる研究を行う。本研究の結果から分かるように、バルク体の端部で発生した熱はバルク体の中央部へと流れている。この熱を効率良く排熱し、バルク体中央部の温度上昇を低減することにより、捕捉磁場の増加が期待できる。

5. 成果の対外的発表等

(1) 論文発表(論文掲載済、または査読済を対象。)

Numerical simulation of a bulk superconductor during pulsed field magnetization

H. Fukai, N. Sakai, M. Murakami, I. Hirabayashi

Physica C (査読済)

(2) 口頭発表 (発表済を対象。)

2003 年秋季第 64 回応用物理学会学術講演会

パルス磁場励磁下における超伝導バルク体中の磁束挙動と発熱の評価(31p-N-8)

吉沢克規、深井尋史、成木紳也、坂井直道、村上雅人、平林泉、滝沢武男

2003 年 8 月 30 日 ~ 9 月 2 日 福岡大学 (七隈キャンパス)

2004 年 (平成 16 年) 春季 第 51 回応用物理学関連連合講演会

Gd 系バルク超電導体のパルス着磁特性(30p-YD-9)

深井尋史、成木紳也、坂井直道、平林泉

2004 年 3 月 28 日 ~ 31 日 東京工科大学

(3) 特許等の出願件数

1. 目的

バルク超電導体の励磁方法としてパルス磁場による励磁方法が注目されている。パルス磁場励磁法は、従来の定常磁場による励磁方法に比べて短時間で励磁することが可能であり、また装置の規模も小さいので、応用に有利である。現在までに YBCO、SmBCO のパルス磁場励磁について詳しい報告が出されている。

最近、ピーク効果を示す超電導材料である NdBCO や GdBCO などの大型バルク体が作製されるようになった。しかし NdBCO、GdBCO についてのパルス磁場励磁の報告は未だ少ない。これらのピーク効果を示す材料は高磁場中で捕捉磁場が大きくなることが知られているので、その特性を調べることが将来の高磁場応用にためにも大変重要である。

パルス磁場によってバルク体を励磁すると、磁束線が急激に運動するために発熱が起こることが知られている。この発熱により超電導特性が低下し、パルス磁場励磁での捕捉磁場は定常磁場励磁のそれに比べ小さくなる。本研究は昨年度より引き続き、パルス磁場励磁の際におこるバルク体の発熱についてその詳細を調べた。

2. GdBCO 超電導体のパルス磁場励磁

2.1. 実験方法

実験にはピーク効果を示すバルク超電導体である GdBCO バルク超電導体（超電導工学研究所、成木氏作製）を用いた。またバルク体の形状は直径が 48mm、厚さ（*c* 軸方向）が 20mm の円柱状である。

試料はパルス磁場を発生させるコイルの中心に配置した。パルス磁場の波形はパルスのピークまでの立上がり時間が 10msec. で、試料の *c* 軸方向に平行に印加した。この時の試料の発熱を、試料表面に貼り付けた熱電対（岩谷産業製 Au-0.07%Fe 対 Normal Silver）により測定した。図 1 に熱電対の取り付け位置を示す。熱電対は試料の中央に 1 つ、GSB に沿って 10mm 間隔で 2 つ、45° ずれた方向（GS 領域）に 10mm 間隔で 2 つの、計 5 つを GE7031 ワニスで貼り付けた。試料の温度を 77K、また印加するパルス磁

場のピーク値を $\sim 5\text{T}$ として実験を行った。パルス磁場励磁後に、真空容器外側よりホール素子をスキャンさせて、捕捉磁場分布の測定も行った。図 2 に試料の取り付け図を示す。ホール素子は真空容器の外を走査させる為、試料表面との間隔は 4mm になる。

また、定常磁場による励磁 (FC) も行い、パルス磁場励磁での捕捉磁場と比較した。試料表面とホール素子との間隔はパルス磁場励磁の実験結果との比較のため 4mm とした。

< 図 1 >

< 図 2 >

2.2. 結果

図 3 にパルス着磁後の捕捉磁場分布を示す。印加磁場が小さい時は磁場はバルク体の端部に多く捕捉されドーナツ状の分布になった。これは着磁の際に磁場がバルク体の中まで十分に侵入していないことを示している。印加磁場の増加とともに磁場はバルク体の内部まで捕捉されるようになる。印加磁場が 3.6T のとき捕捉磁場は 0.63T で最大となった。印加磁場が 3.6T を越えると捕捉磁場は減少した。これはパルス着磁の際に起る発熱が原因である。発熱によってバルク体の温度が上昇し、超電導特性が低下する。その結果、捕捉される磁場の量が減少する。

< 図 3 >

図 4 にパルス着磁から 1 秒後のバルク体各所での温度上昇を示す。印加磁場が小さい場合、磁場はバルク体の端部だけに捕捉されることを図 3 で示したが、発熱も試料の端部で大きくなった。これは、発熱の原因が磁束の急激な運動によるためである。また同じ端部で GSB 部と GS 部で発熱が異なった。GS 部における発熱は GSB 部よりも遥かに大きくなった。これは、より多くの磁場が GS 部から侵入していることを示している。印加磁場が大きくなるとバルク体に十分に磁場が侵入し、バルク体の中央部付近からの温度上昇も大きくなっていく。発熱は GS(E)、GS(M)に大きく、他の 3 箇所 (GSB 上の 2 箇所と中央部) の発熱には差が見られなくなった。図 5 にパルス着磁から 10 秒後のバルク体各所での温度上昇を示す。着磁後 10 秒程で熱は拡散し、バルク体の温度はほぼ均一になった。熱の拡散について詳しく考察する。図 6 に、印加磁場が 2.7T および 3.6T のときの着磁後のバルク体温度の時間変化を示す。図よりバルク体の中心付近では、端部より時間が送れて温度上昇している。これはバルク体の端部で発生した熱が中心部に拡散してきたものと考えられる。

< 図 4 >

< 図 5 >

< 図 6 >

図 7 に定常磁場励磁による捕捉磁場との比較を示す。定常磁場による励磁では、捕捉磁場は 1.18T であった。パルス着磁では最大で 0.63T であったので、定常磁場による着磁の約 53% の着磁量であった。

< 図 7 >

3. パルス磁場励磁シミュレーション

3.1. 計算式

超電導体中の磁場 B 、電場 E および電流密度 J はマックスウェル方程式で表せる。

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (2)$$

ここで μ_0 は真空の透磁率である。超電導体に変動する外部磁場が印加されると、単位体積当たり W の発熱がおこる。

$$W = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (3)$$

超電導体の発熱と熱拡散は次式により求められる。

$$C \partial T / \partial t - \kappa \nabla^2 T = W \quad (4)$$

ここで C は単位体積あたりの熱容量、 κ は熱伝導度である。

ピーク効果を含む臨界電流密度の磁場依存性の式として、次式の Combined J_c モデルを用いた。

$$J_c(B) = J_{p1} \exp(-wb_p) + J_{p2} b_p^m \exp[(1-b_p^n)m/n] \quad (5)$$

ここで $b_p = B / B_{Peak}$ 、 $J_p = J_c(B_{Peak})$ 、 J_{p1} および J_{p2} はピーク磁場の大きさ、 B_{Peak} は J_{p2} がピーク値を取るときの外部磁場である。また超電導体の温度 T と J_{p1} 及び J_{p2} の関係式として次式を用いた。

$$J_{p1}[T] = \alpha_1 [1 - (T/T_c)^2]^2 \quad (6)$$

$$J_{p2}[T] = \alpha_2 [1 - (T/T_c)^2]^2 \quad (7)$$

ここで T_c は超電導体の臨界温度である。

式(1) - (3)および(5)より超電導体内の磁束密度 B および発熱 W を求める。超電導体の温度 T を式(4)と W より求める。また式(6) - (7)より J_{p1} および J_{p2} をそれぞれ求める。そして式(1)より B を再計算することにより温度上昇を考慮に入れた B が得られる。

図 8 に今回のシミュレーションで想定したパルス磁場波形を、また表 1 に各パラメータを示す。 J_c - B 特性はピークの無い場合 (J1) と、有る場合 (J2) の 2 通りを計算した。図 9 に J_c - B 特性を示す。

< 表 1 >

< 図 8 >

< 図 9 >

3.2. 結果

図 10 に J_c - B 特性にピークの無い場合 (J1) の捕捉磁場分布および温度分布の結果を示す。また図中に実線で示した結果は ZFC での捕捉磁場分布 (温度上昇を考慮しない) である。印加磁場を $B_M = 2.7T$ とした時、捕捉磁場が最大になった。また図 11 には J_c - B 特性にピーク

クの有る場合 (J2) の結果を示す。この場合は $B_M = 3.8\text{T}$ の時に捕捉磁場が最大になった。

J_c - B 特性はピークの無い場合 (J1) と有る場合 (J2) の違いは、印加磁場が大きくなり捕捉磁場が減少し始めた時に現れた。J2 の場合、図 11 中に示したように、超電導体の内部で局所的に温度が高くなり、同時にその部分の捕捉磁場も減少した。この結果は J_c - B 特性にピーク効果に関連したものと考えられる。

< 図 10 >

< 図 11 >

4. まとめ

数値計算の結果より、パルス着磁において超電導体の J_c - B 特性は着磁後の捕捉磁場の分布に影響があると考えられる。 J_c 値が大きければ捕捉磁場も大きくなるが、その反面で発熱も大きくなる。また J_c のピークの存在の有無は、超電導体の捕捉磁場の局所的な減少を引き起こす可能性が有る。

GdBCO バルク超電導体は J_c - B 特性にピークが有る材料であるが、パルス着磁の結果には数値計算で見られたような捕捉磁場の局所的な減少は起きていなかった。しかし、本実験では装置の構成上の問題で、捕捉磁場分布を測定するホール素子とバルク超電導体との間隔が 4mm と大きなギャップを持っていた。そのために捕捉された磁束線が空間に広がりをもち、捕捉磁場の局所的な減少を観測できなかった可能性がある。また着磁の際の磁場の侵入も GS 領域と GSB 上では侵入の仕方が異なり、GS 領域からはより多くの磁場が侵入し、温度上昇も他領域よりも大きくなっていた。

今後は計画通りにバルク体に穴を開け、そこに金属線を通す等の廃熱によりパルス着磁の特性を向上させる研究を行う。本研究の結果から分かるように、バルク体の端部で発生した熱はバルク体の中央部へと流れている。この熱を効率良く排熱し、バルク体中央部の温度上昇を低減することにより、捕捉磁場の増加が期待できる。

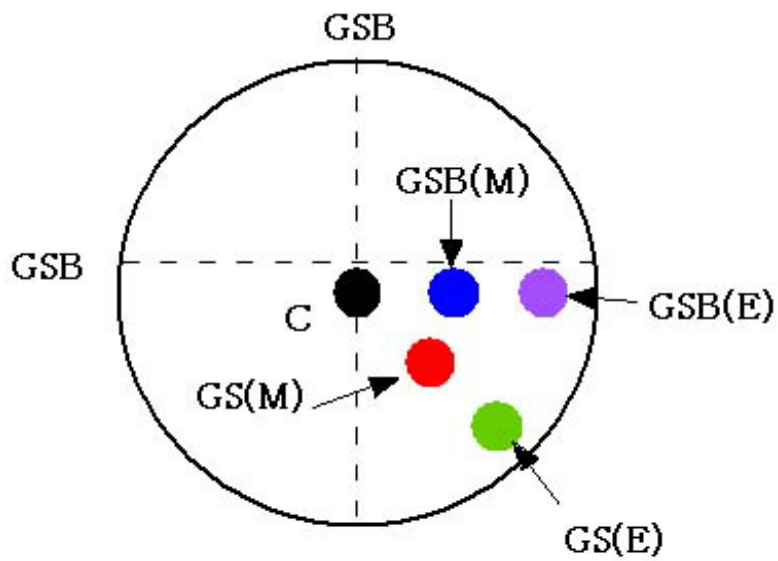


図1 熱電対の取り付け位置。熱電対は試料の中央に1つ、GSBに沿って10mm間隔で2つ、45°ずれた方向（GS領域）に10mm間隔で2つ

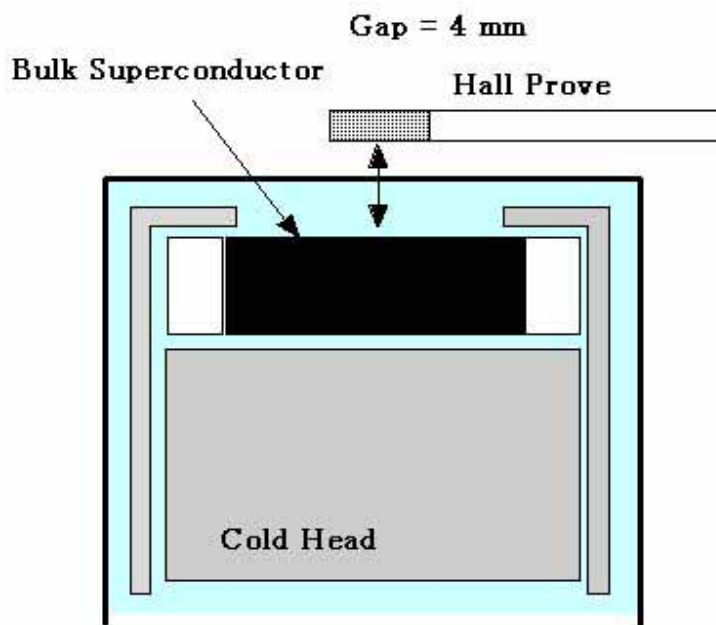
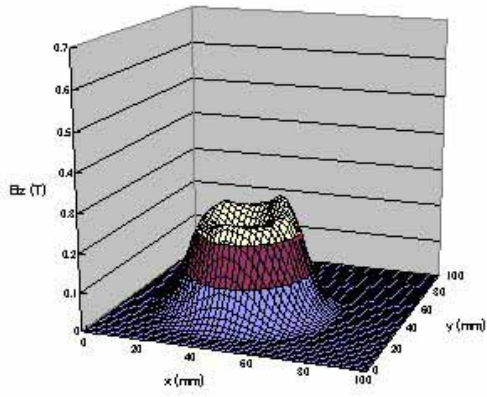
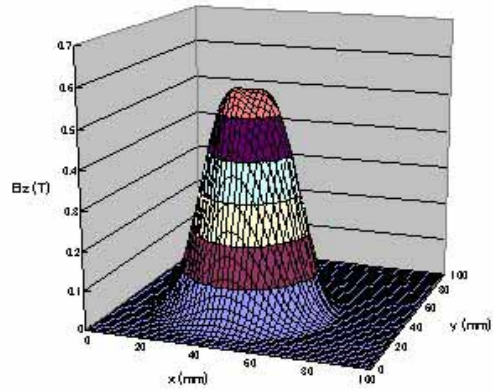


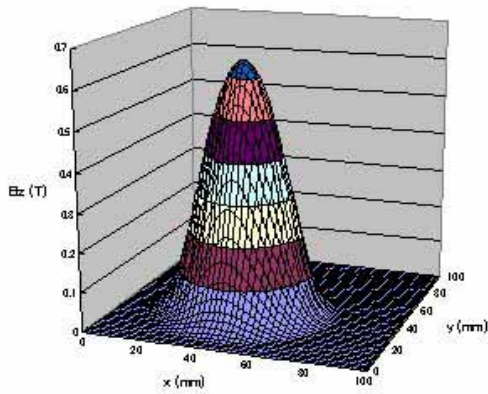
図2 試料の取り付け図。ホール素子は真空容器の外を走査させる為、試料表面との間隔は4mmになる。



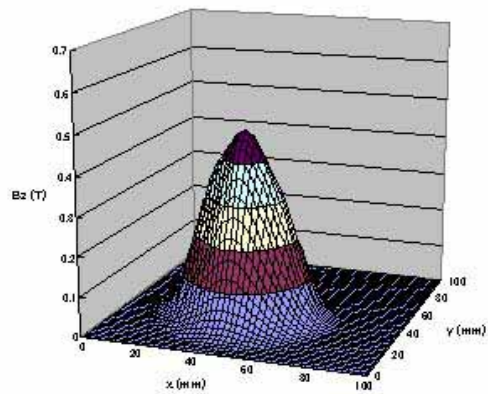
(a) 印加磁場 2.7T



(b) 印加磁場 3.3T



(c) 印加磁場 3.6T



(d) 印加磁場 5.0T

図3 パルス着磁後の捕捉磁場分布

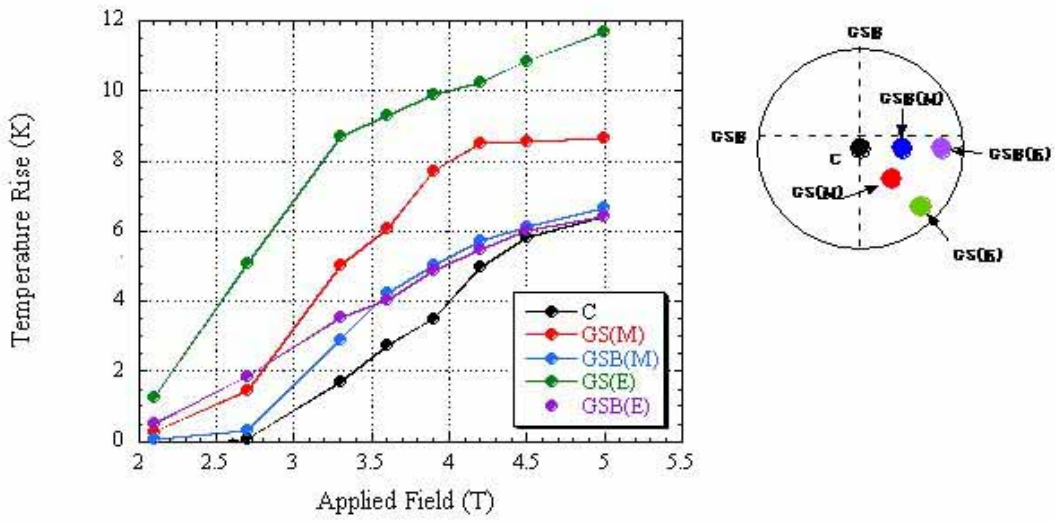


図4 パルス着磁から1秒後のバルク体各所での温度上昇

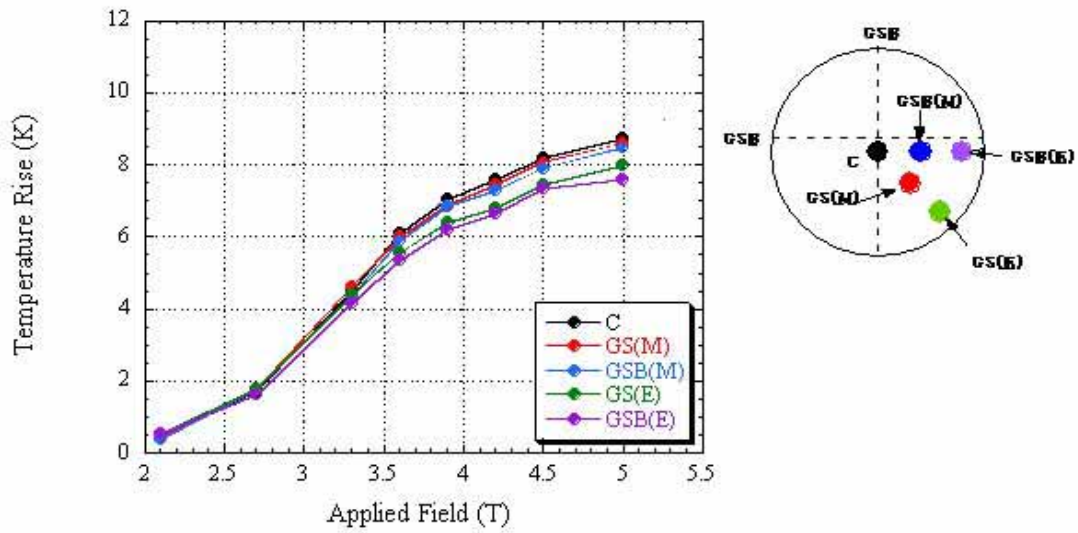
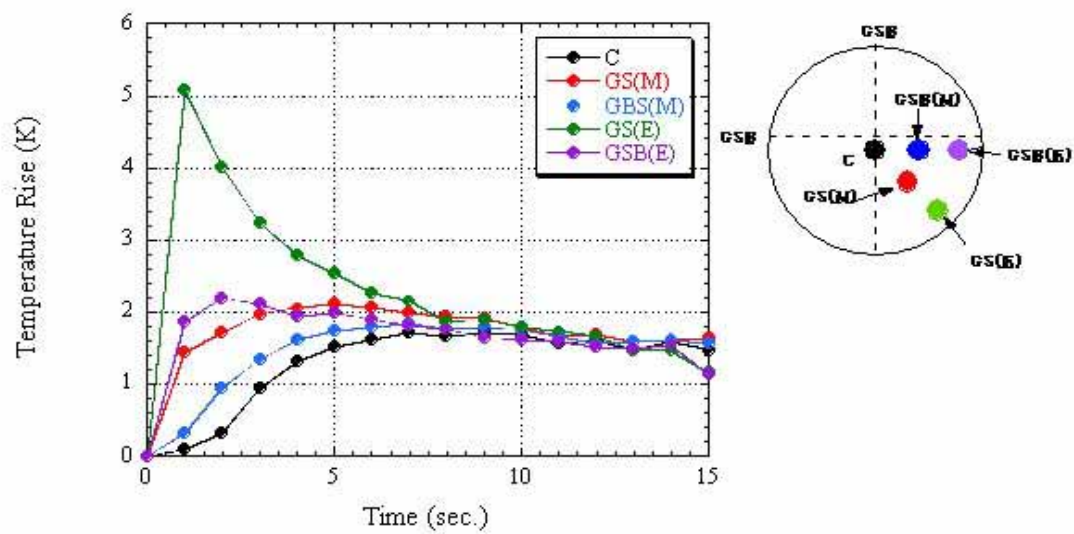
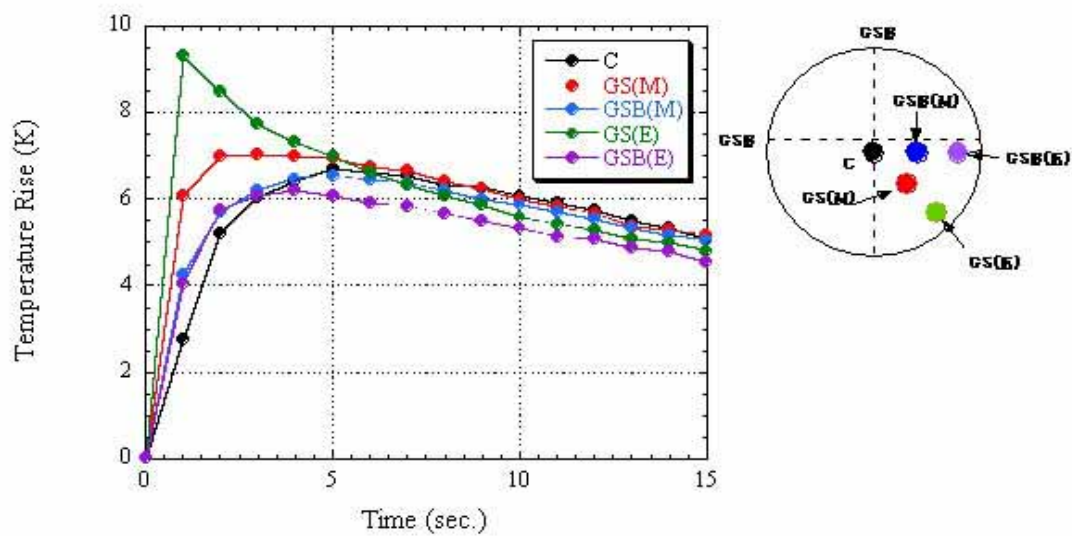


図5 パルス着磁から10秒後のバルク体各所での温度上昇

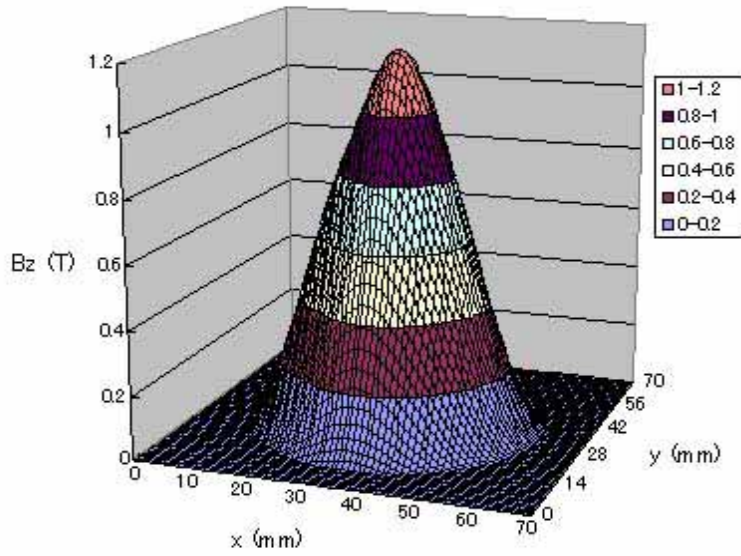


(a) 印加磁場 2.7T

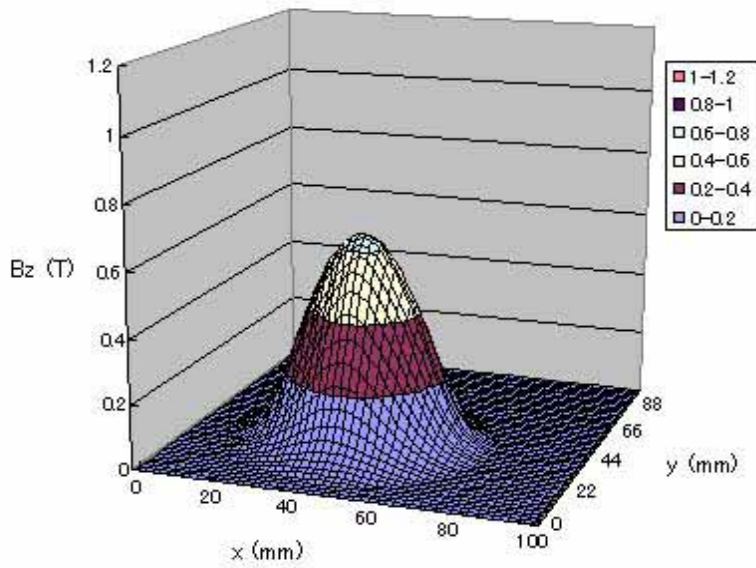


(b) 印加磁場 3.6T

図 6 着磁後のバルク体温度の時間変化



(a) 定常磁場励磁 捕捉磁場の最大値は 1.18T



(b) パルス磁場励磁 (印加磁場 3.6T) 捕捉磁場の最大値は 0.63T

図7 捕捉磁場分布

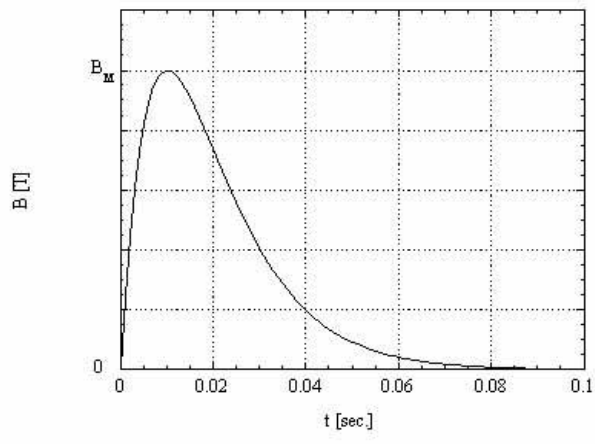


図8 パルス磁場波形

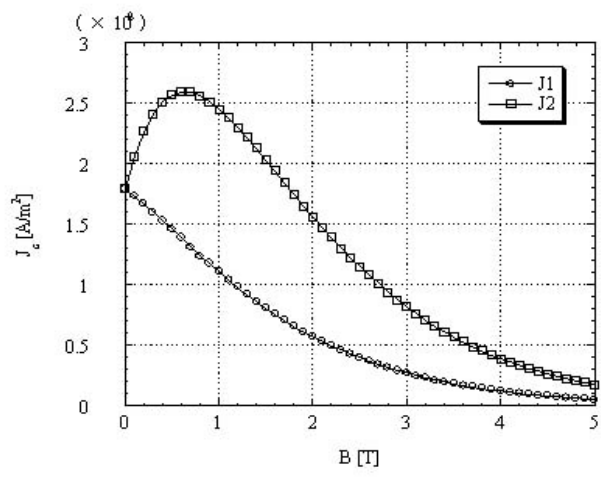


図9 J_c - B 特性 J1:ピーク無し J2:ピーク有り

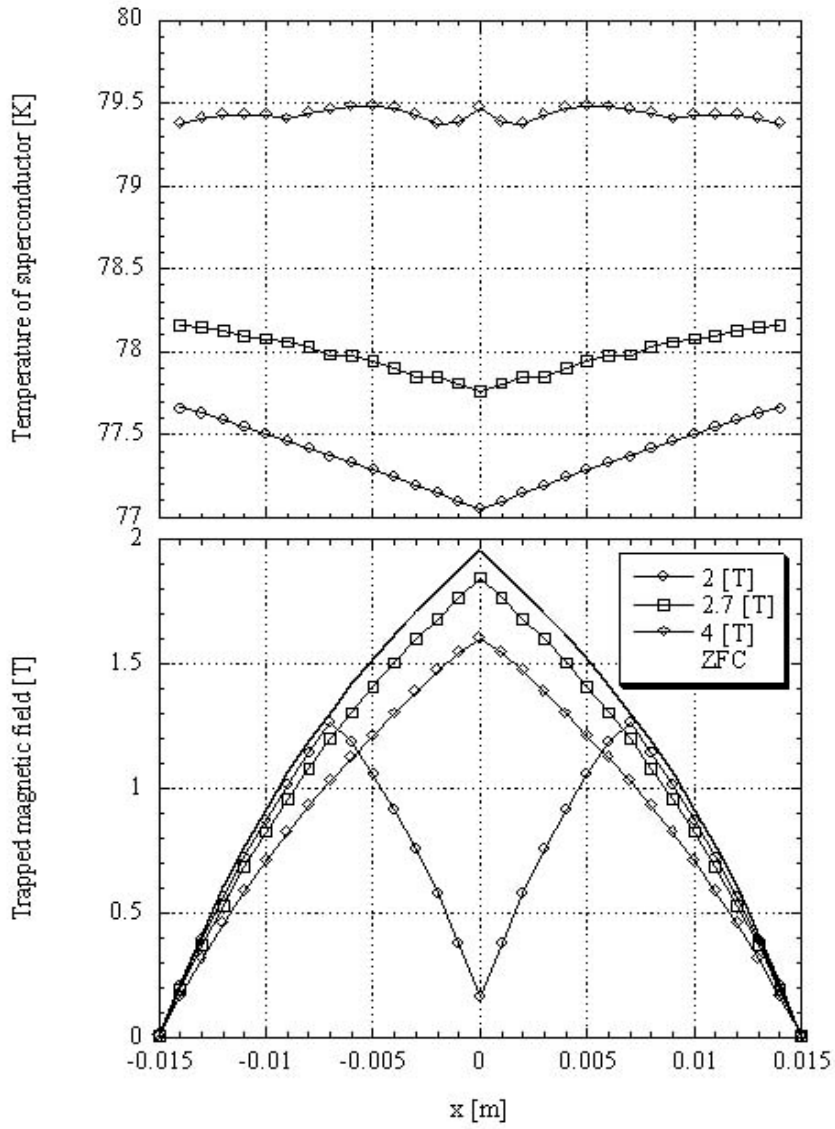


図 10 捕捉磁場分布および温度分布結果 (J1)

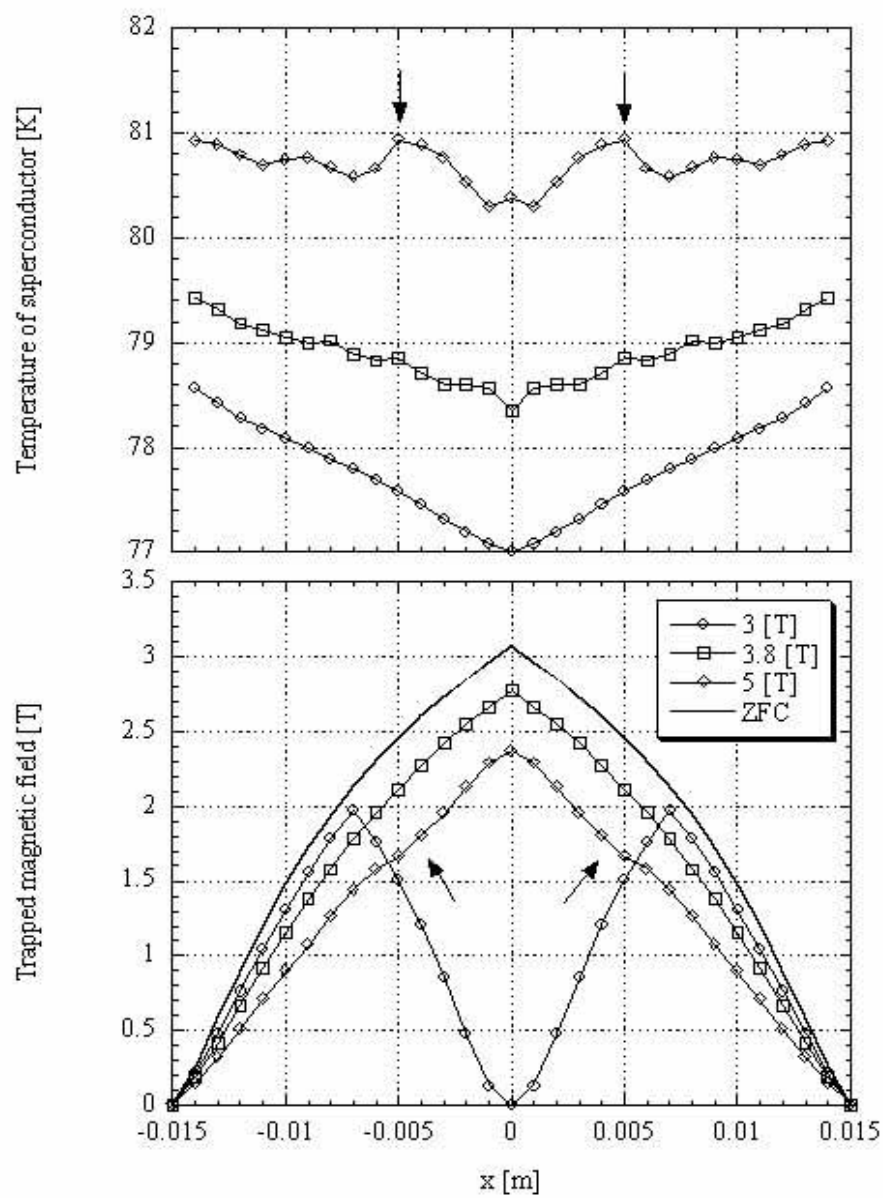


図 11 捕捉磁場分布および温度分布結果 (J2)

表1 各パラメータ

w	1
m	1
n	1
B_{peak}	1 T
α_1	$2.0 \times 10^9 \text{ A/m}^2$
α_2	(J1) $0.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ (J2) $2.0 \times 10^9 \text{ A/m}^2$
μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$
C	$8.2 \times 10^5 \text{ J/m}^3\text{K}$
κ	15 W/mK
T_c	92 K