

第5章

パルス磁化法による 着磁特性評価

第5章 パルス磁化法による着磁特性評価

5.1 はじめに

永久磁石を用いて発生できる磁束密度は、現在のところ 1T 前後である。その永久磁石に替わり比較的容易に強磁場を発生できるものとして、高臨界電流密度の特性を有する YBCO 超電導体を磁化した、バルク超電導磁石が検討されている¹⁾。このバルク超電導磁石は、吸引力を利用した磁気浮上²⁻⁴⁾や超電導モータ⁵⁾などへの使用が提案されている。高温超電導体を磁化させるには、高磁場発生装置を用いたフィールドクーリングによる方法が一般的である。これに超電導コイルを用いれば、容易に高磁場が得られるが、コストが高い点および実機に組み込む場合の設計上の問題点、さらに励磁コイルに低温超電導線材を用いた場合クエンチを防ぐため、磁場の値を上下するのに時間を必要とする問題がある。また、Fig.5.1 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、十分な磁場を得るためには励磁コイルが大型になり、その重量も無視できない。また、その電源回路も大型になるので設計上のネックとなる。

一方、バルク高温超電導体を磁化する方法の一つに、パルス磁場による着磁がある⁶⁻⁹⁾。パルス磁化は、小型・軽量の励磁コイルに強力なパルス電流を流しパルス磁場を発生させ、その磁場により高温超電導体を磁化する方法であり、励磁コイルを実機に組み込む場合には設計上有利である。また、フィールドクーリングのプロセスを省略することができるため、短時間でバルク超電導体を磁化できるメリットがある。そこで、5.2 節で磁場可視化計測によりバルク超電導体のパルス磁化特性を評価¹⁰⁻¹⁵⁾しパルス磁化の有用性を確認する。さらに、5.3 節でパルス磁化過程の計測を行い、パルス磁化モデルを考えることにより、最適なパルス磁場の検討¹⁶⁻²⁰⁾を行う。5.4 節では、大型の単ドメイン(擬似単結晶)の高温超電導体をパルス磁化して、その特性を評価する。また、パルス磁場を繰り返し印加することによる磁化特性の向上、およびパルス磁場の印加による材料の劣化^{21,22)}についても検討する。以上の研究の流れを Fig.5.2 のフローチャートに示す。

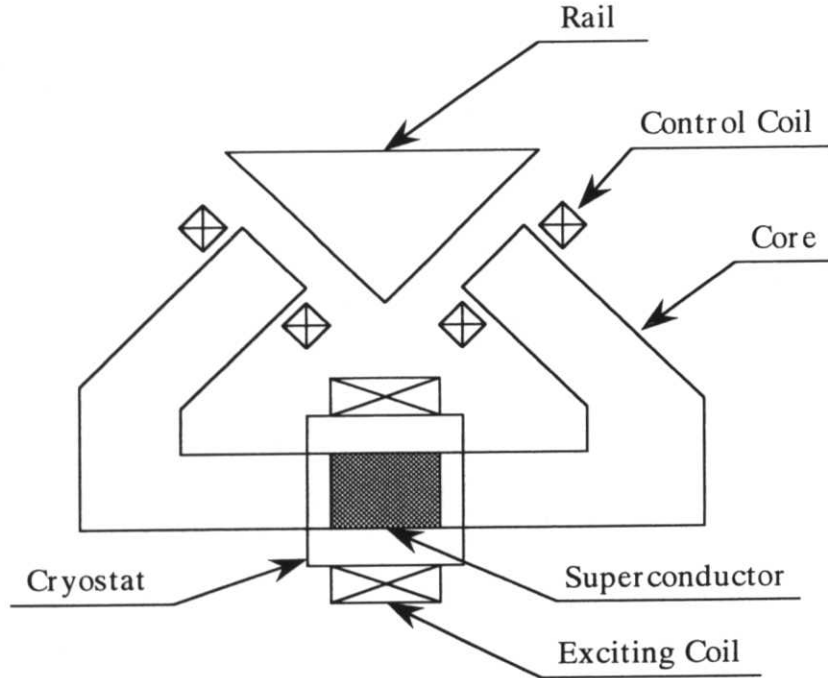


Fig.5.1 吸引力を利用した磁気浮上システム

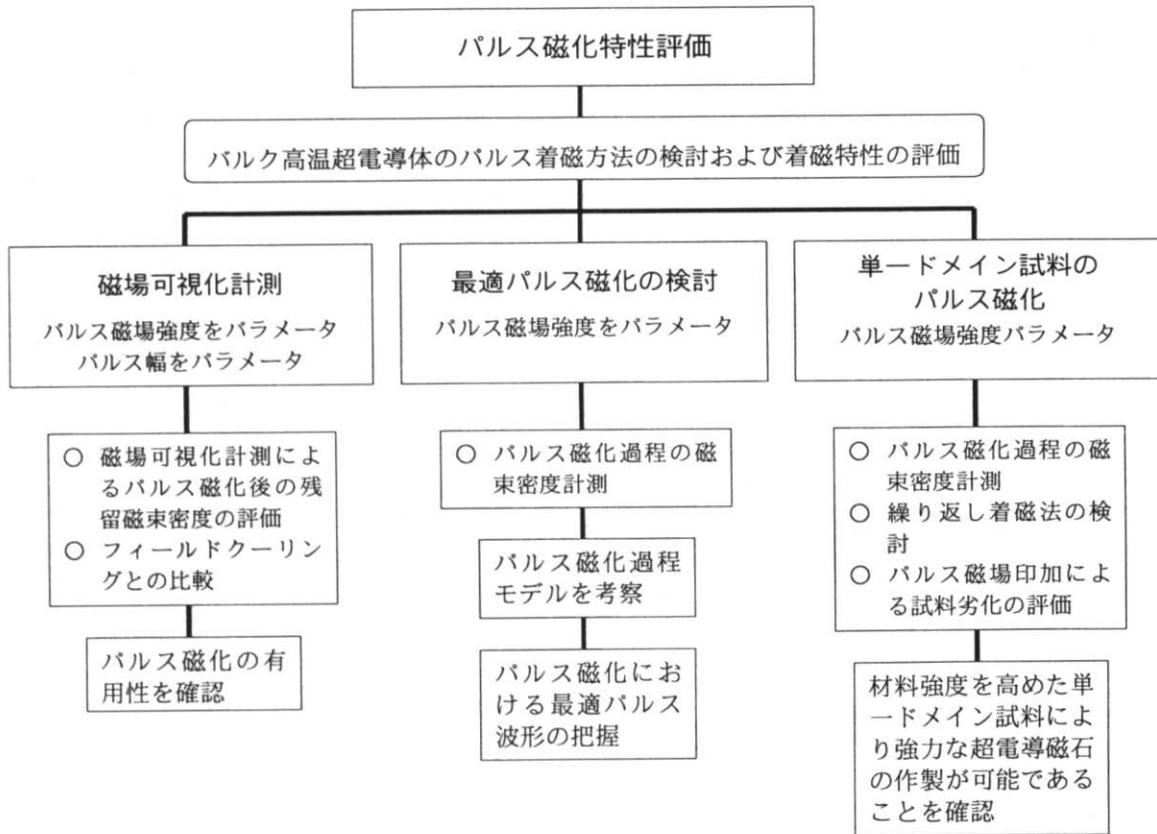


Fig.5.2 第5章のフローチャート

5.2 磁場可視化計測によるパルス磁化特性評価

本節では、ゼロフィールドクーリングした高温超電導体について、パルス磁化を行いその着磁特性を計測し、パルス磁化の有用性の確認を目的としている。

本節で使用した YBCO バルク超電導体は、ウィークリンク部を含み特性が均一ではない試料である。このためパルス磁化特性は、試料上の一点では評価することができなく、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、磁場可視化計測により超電導試料表面の残留磁束密度分布を計測し、パルス磁化特性を評価する。

5.2.1 実験方法

高温超電導体に、パルス磁場を印加するシステムを Fig.5.3 に示す。パルス磁場発生装置は、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^{23,24)}。コンデンサバンクの容量は、最大 2000 μ 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 の円筒コイルを作製する。コイルの周囲をガラステープおよびエポキシ樹脂で補強している。このコイルは、1A の励磁電流でコイルの中心に 2.5mT を発生することができる。超電導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する。パルス磁場は超電導試料表面に対し垂直方向に印加する。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する。

Fig.5.4 は、超電導体表面の残留磁束密度(パルス磁化)分布を計測するための磁場可視化計測システムである。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、磁束密度計測用センサとして低温用ホール素子(BHA-921 型：ベル社)とそのアンプおよび計算機で構成されている。ホール素子と超電導体とのギャップは、0.5mm である。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。

Fig.5.5 に示すのは、実験に用いた超電導体表面の偏光顕微鏡による写真である。これらの高温超電導体は、MPMG 法により製造した YBCO 超電導体である。1) Fig.5.5,(a)は小さな結晶粒が点在する多結晶の試験片(以下結晶粒小と呼ぶ)、2) Fig.5.5,(b)はシーディングし結晶粒を大きく成長させた試験片(以下結晶粒大と呼ぶ)、3) Fig.5.5,(c)は二方向温度勾配制御法を用いて作成し、c 軸が板面にほぼ平行に配向している結晶粒を持つ試験片(以下 MPMG II と呼ぶ)の三種類を用いる。試験片の形状は、結晶粒小と結晶粒大の試料が 40mm \times 40mm \times 15mm^t、MPMG II の試料が厚み 15mm の試料から表面のみを切り出した 40mm \times 40mm \times 2mm^tのバルク材である。これらの図より、高温超電導体の表面は均一ではなく、結晶粒界やクラック等のウィークリンクが存在することが判る。

計測は東京大学原子工力学研究施設に、筆者らが開発した磁場可視化システムおよび計測治具を持ち込んで行い、パルス発生装置は東京大学原子工力学研究施設の装置を使用した。

5.2.2 実験結果と考察

(1) YBCO 超電導体のパルス磁化による残留磁束密度分布

Fig.5.6 に励磁コイルに印加するパルス電流の波形を示す。Fig.5.6,(a)はコンデンサバンクの容量を $1000\mu\text{F}$ 、Fig.5.6,(b)は $2000\mu\text{F}$ としたときの波形である。コンデンサバンクの容量を $1000\mu\text{F}$ としたときのパルス幅は 5.8msec であり、 $2000\mu\text{F}$ としたときは 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。波形はほぼ半波の正弦波である。

それぞれの試料でパルス磁化により試料内部にピンニングされる残留磁束密度分布を計測し、可視化表示した結果を Fig.5.7(結晶粒小)、Fig.5.8(結晶粒大)、Fig.5.9(MPMG II)に示す。これらの画像は、 $50\text{mm}\times 50\text{mm}$ の範囲を計測したもので、超電導体($40\text{mm}\times 40\text{mm}$)は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、残留磁束密度の最大値を図中に示している。印加するパルス磁場はコンデンサバンクの容量を $1000\mu\text{F}$ とし、ピーク値($\mu_0 H$)が 4.6T 、パルス幅が 5.8msec である。

これらの図より、高い値の正の残留磁束密度(パルス磁場方向を正とする)と、値は小さいが一部の領域に負の磁束密度が観測されることが判る。ここで、図中に示している残留磁束密度の最大値は、パルス磁場のピーク値に比べ十分小さい。パルス磁場のピーク時点では、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。パルス磁場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が存在すると、その部分は外部磁場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。したがって、外部磁場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。Fig.5.8 の結晶粒大の図を見ると、Fig.5.5 の試料の左中央部に見られる、結晶粒中に大きなクラックの存在する箇所には負の残留磁束密度が観測される。次に、Fig.5.9 に示す厚み 2mm の MPMG II の試料に着目すると、厚み 15mm の結晶粒大や結晶粒小に比べ残留磁束密度の最大値は低くなる。結晶粒大や結晶粒小の試料は厚みがあるため、磁束を閉じ込める電流が流れる断面積が広くなり多くの電流が流れる。そのため、多くの磁束をピンニングできる。また、Fig.5.7 の結晶粒小と

Fig.5.8 の結晶粒大の磁束密度分布を比較すると、結晶粒大は全体に均一に磁化している。しかし、残留磁束密度の最大値を見ると結晶粒小の方が大きい。これは、結晶粒小の試料には一部(試料上部中央)に特に臨界電流密度の高い結晶粒が存在するためである。これらの結果から判るように、試料の表面写真の結晶粒やクラックのパターンとほぼ対応した残留磁束密度分布が得られる。しかし、臨界電流密度の高い特性の優れた結晶粒が成長しているかどうかは、試料の表面観察のみでは十分に判別できないが、超電導体をパルス磁化してその残留磁束密度を可視化計測することにより正確に評価することができる。したがって、パルス磁化は高温超電導体の材料特性評価にも有用であることが確認された。

Fig.5.10 に残留磁束密度の線分布の測定ラインを示す。この白線部分の残留磁束密度の線分布を Fig.5.11 にまとめて示す。Fig.5.11,(a)は横方向(X 方向)、Fig.5.11,(b)は縦方向(Y 方向)の図である。これらの図より、試料内にトラップされる残留磁束密度にばらつきがあることが判る。そして、ウィークリンクの位置している臨界電流密度の低い領域は、印加磁場と逆極性の負の磁束密度が観測される。また Fig.5.11,(b)図を見ると、結晶粒小は残留磁束密度が部分的に高くなり、そのばらつきが大きいことが判る。

(2) パルス磁場のピーク値の違いによる残留磁束密度分布

Fig.5.12 にコンデンサバンクの容量を $2000\mu\text{F}$ とし、パルス幅が 8.2msec 一定で、印加するパルス磁場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を示す。測定に用いる試料は結晶粒小である。これらの図から、Fig.5.12,(a)のパルス磁場のピーク値が 0.39T では、超電導試料の外周に磁化する領域が観測される。特に、試料の左中央部に強く磁化する領域が存在する。パルス磁場のピーク値を高くした Fig.5.12,(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。さらにパルス磁場のピーク値を高くした Fig.5.12,(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、Fig.5.12,(b)~(d)では三日月状もしくは半円状であるのに対して、Fig.5.12,(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 Fig.5.12,(a)~(c)ではほとんどゼロの値を示しているのに対して、Fig.5.12,(d)~(h)では正の磁束密度が観測される。よって、パルス磁場のピーク値が 0.81T 以下では、磁束は超電導体の中心部まで完全に侵入していないと判断できる。さらに特徴的なことは、Fig.5.12,(e)~(h)において値は小さいが一部の領域に、印加パルス磁場と逆極性の負の磁束密度が観測される点である。また、その領域はパルス磁場のピーク値が高くなるほど広がる。Fig.5.13 に示すのは、印加するパルス磁場のピーク値と残留磁束密度の最大値の関係である。パルス幅は 5.8msec と 8.2msec である。パルス幅が

8.2msec の場合、印加するパルス磁場のピーク値が 3.2T までは、パルス磁場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急激に上昇する。しかし、パルス磁場のピーク値が 3.2T 以上の領域では、パルス磁場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徐々に減少する。パルス幅が 5.8msec の場合においても同様の現象が見られる。したがって、印加するパルス磁場のピーク値に最適値が存在することが確認された。この現象については、5.3 節のパルス磁化過程計測による最適パルス磁化の検討において詳しく考察する。

Fig.5.14 の白線部分における残留磁束密度の線分布を、印加するパルス磁場のピーク値をパラメータにして Fig.5.15 に示す。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。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。パルス磁場のピーク値は、Fig.5.12 の可視化計測に対応する。パルス磁場のピーク値が 0.39~0.66T では、超電導体の外周部は多少磁化しているものの、超電導体中心部には、パルス磁場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す。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、パルス磁場のピーク値が 3.2T までは、パルス磁場のピーク値が高くなるほど超電導体の中央方向にシフトする。パルス磁場のピーク値が 3.2~6.4T 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く。

(3) パルス幅の違いによる残留磁束密度分布

Fig.5.16 はパルス磁場のピーク値を 0.48T 一定で、印加するパルス磁場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。ここで、パルス磁場のピーク値を 0.48T と低く設定しているのは、パルス幅を狭くするとコンデンサバンクの容量が小さくなり、パルス磁場のピーク値を高く設定できないためである。測定に用いる試料は結晶粒小である。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拡がることが判る。パルス磁場による磁化は、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一定の時間が必要になる。したがって、印加するパルス磁場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場(パルス磁場)はピークに達して減少過程に入る。そのため、超電導体の中央部分まで十分に磁化できない。Fig.5.17 に示すのは、印加するパルス磁場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、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。

Fig.5.14 の白線部分における残留磁束密度の線分布を、印加するパルス磁場のパルス幅をパラメータにして Fig.5.18 に示す。パルス幅が広くなるほど超電

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る。したがって、超電導体を強く磁化するには、印加するパルス磁場のパルス幅を広くすることが必要である。しかし、パルス幅を広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広くし、後はパルス磁場のピーク値の最適値を考慮し磁化することが重要である。

(4) パルス磁化とフィールドクーリングによる磁化の比較

Fig.5.19,(a)にパルス励磁による残留磁束密度分布、Fig.5.19,(b)に超電導コイルを用いた高磁場発生装置によるフィールドクーリングでの残留磁束密度分布を示す。測定に用いる試料は結晶粒小である。パルス磁化の励磁条件は、印加するパルス磁場のピーク値が 2.3T、パルス幅が 5.8msec である。高磁場発生装置によるフィールドクーリングでの印加磁場は 2.5T(DC 磁場)である。これらの図からパルス励磁、フィールドクーリングによる磁化の残留磁束密度の最大値は、ほぼ同じ値となることが判る。しかし、残留磁束密度分布の様子を見ると、パルス磁化はフィールドクーリングによる磁化に比べ、負の値で磁化する領域が多く正の値で磁化する領域が少ないことが判る。すなわち、パルス磁場による磁化はフィールドクーリングによる磁化に比べて、試料の持つ材料特性をより顕著に表すことが確認された。

以上のことより、特性の均一な大型単一ドメインの試料を用いるか、または試料の上部中央のような臨界電流密度が高く特性の優れた領域を切り出すなどして使用することにより、強力なバルク超電導磁石をパルス磁化により着磁できることが確認された。

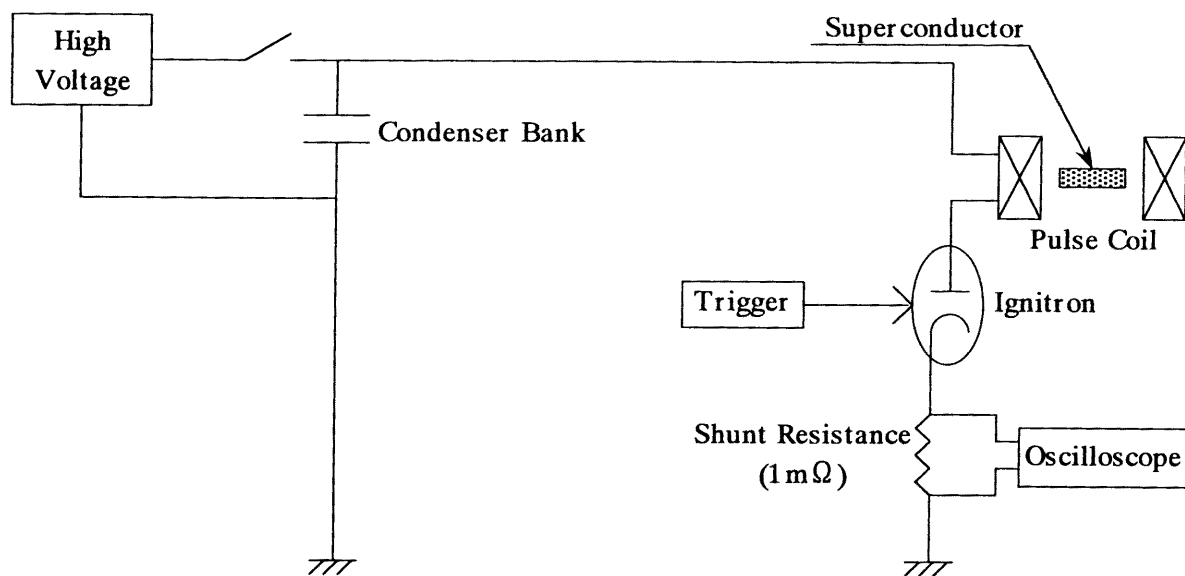


Fig.5.3 パルス磁場発生装置

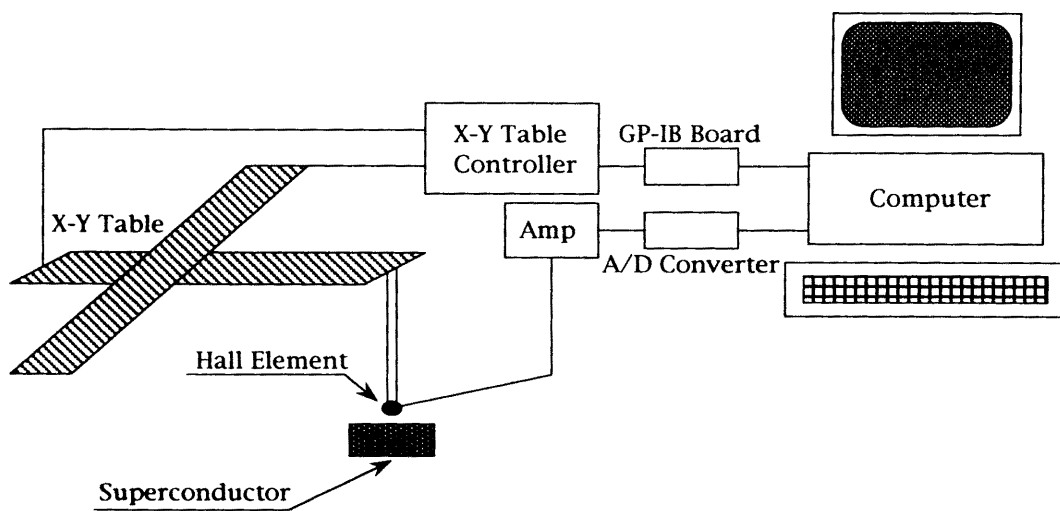
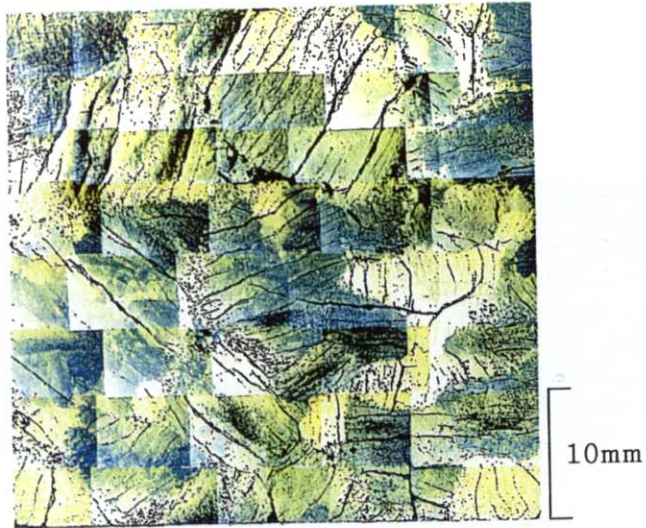
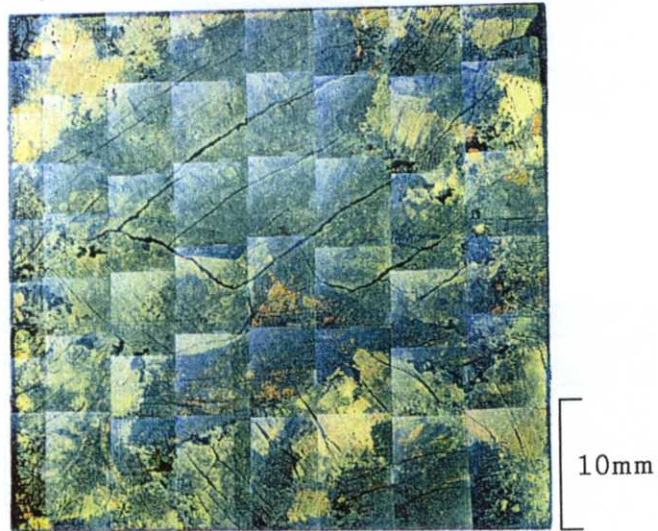


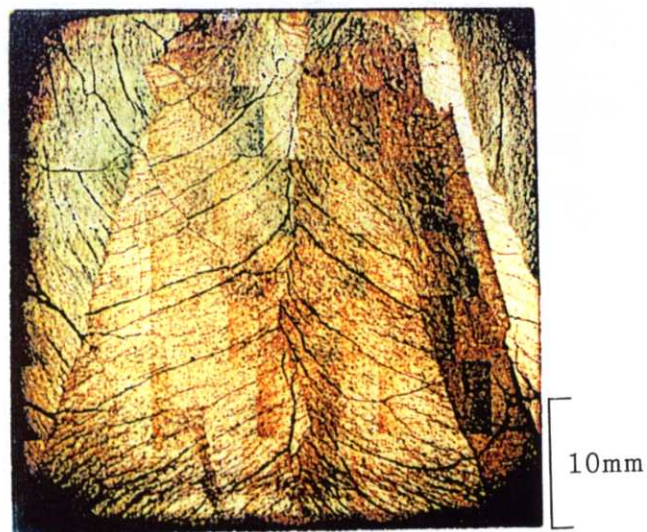
Fig.5.4 残留磁束密度可視化計測システム



(a) 結晶粒小 (厚み15mm)

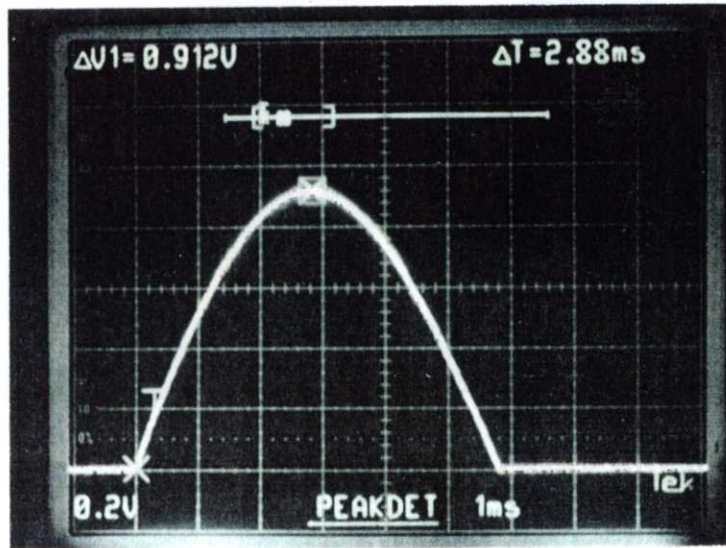


(b) 結晶粒大 (厚み15mm)

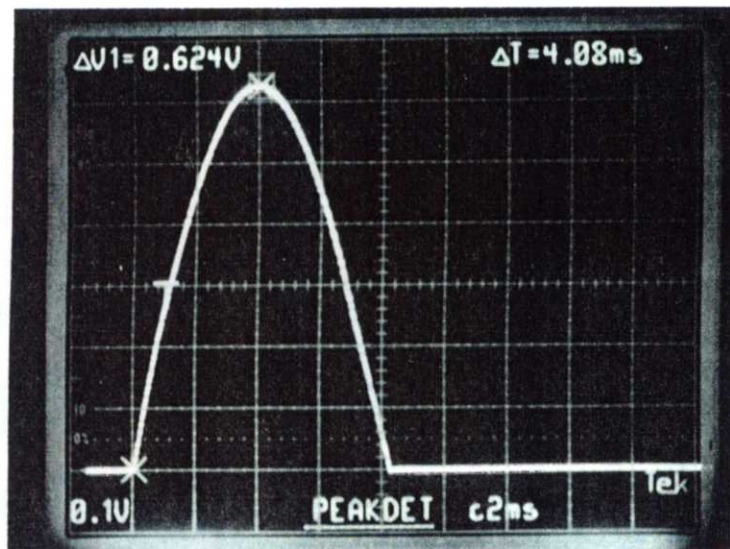


(c) MPMG II (厚み2mm)

Fig.5.5 高温超電導体の偏光顕微鏡写真

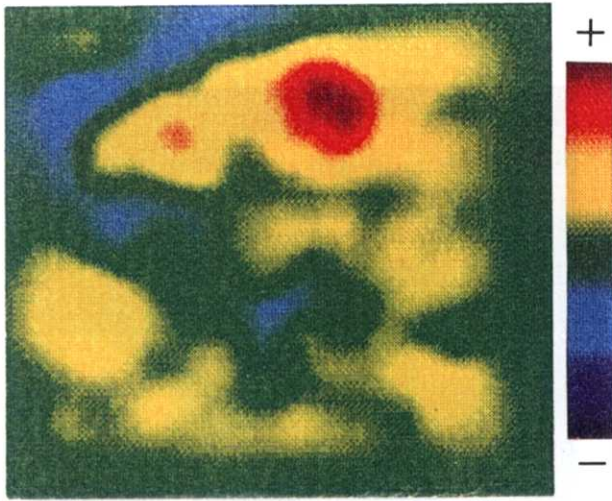


(a) コンデンサ容量：1000 μ F



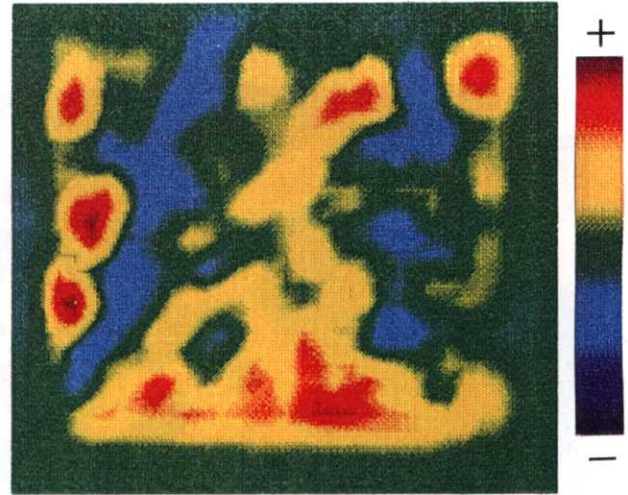
(b) コンデンサ容量：2000 μ F

Fig.5.6 パルス電流波形



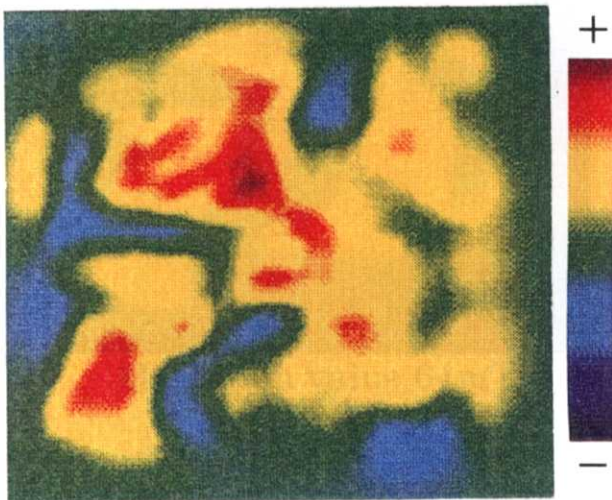
Maximum value 180mT
(Peak pulse field 4.6T)

Fig.5.7 結晶粒小の磁束密度分布



Maximum value 44mT
(Peak pulse field 4.6T)

Fig.5.9 MPMG IIの磁束密度分布



Maximum value 64mT
(Peak pulse field 4.6T)

Fig.5.8 結晶粒大の磁束密度分布

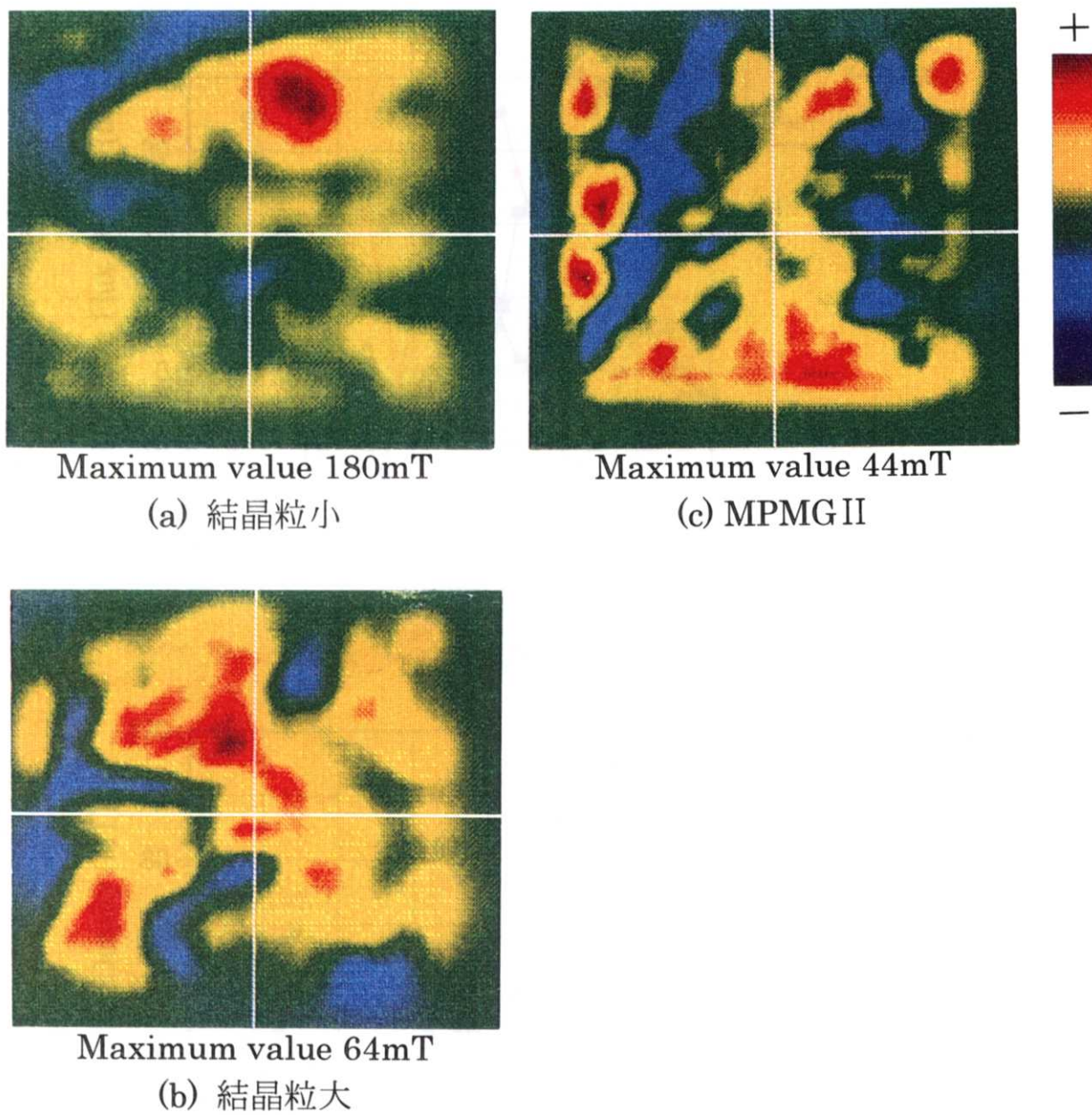
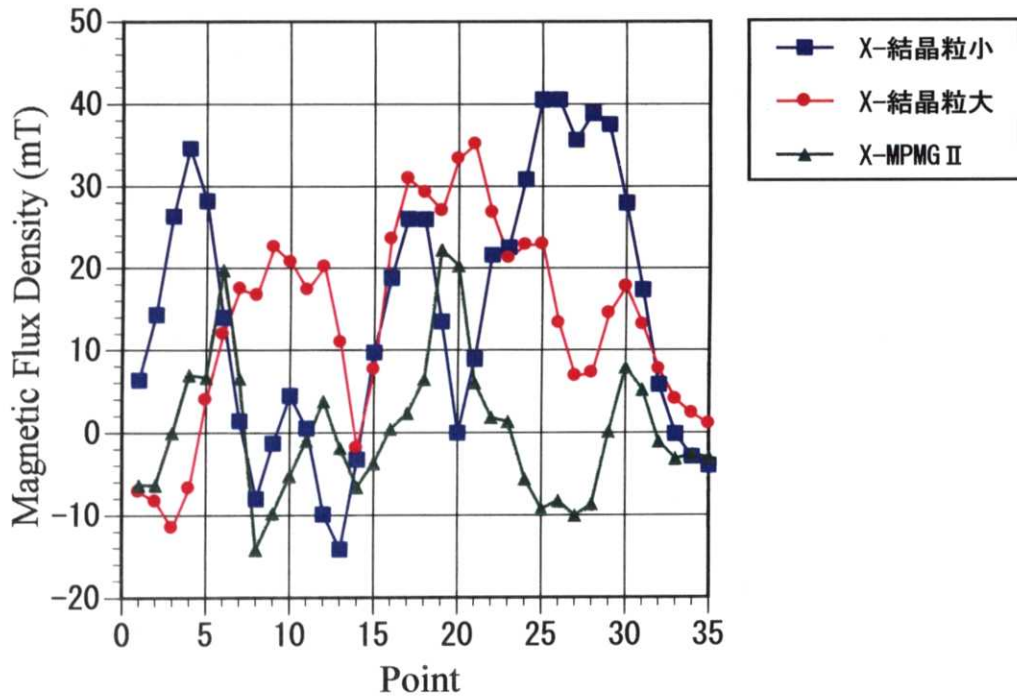
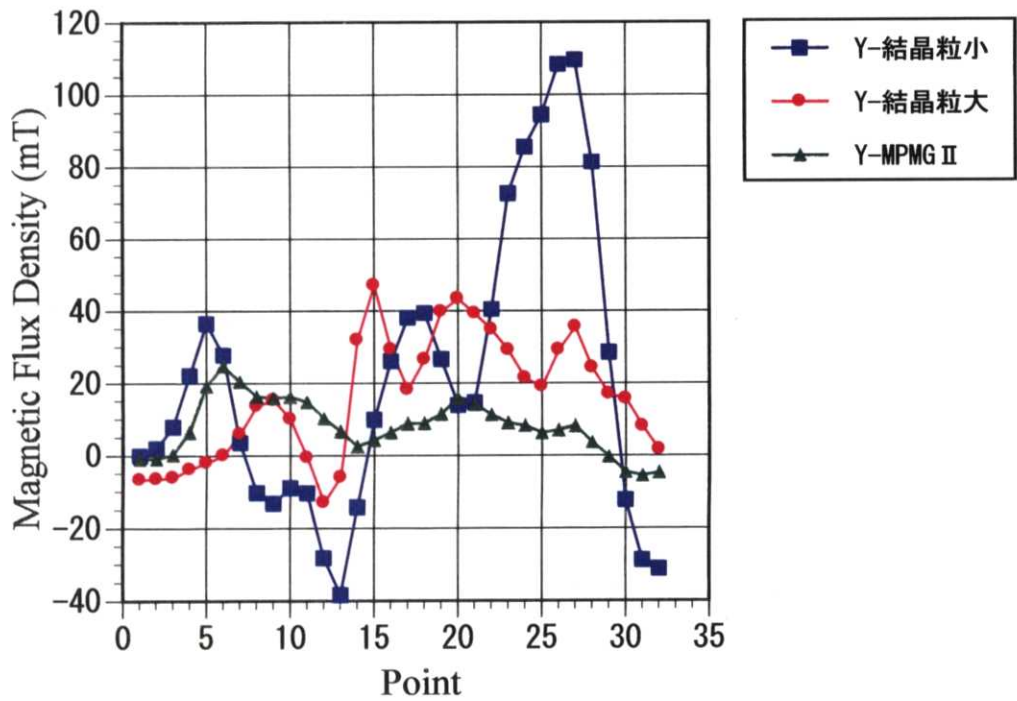


Fig.5.10 磁束密度の測定ライン
(パルス磁場のピーク値：4.6T)



(a) X 方向



(b) Y 方向

Fig.5.11 各試料における磁束密度の線分布

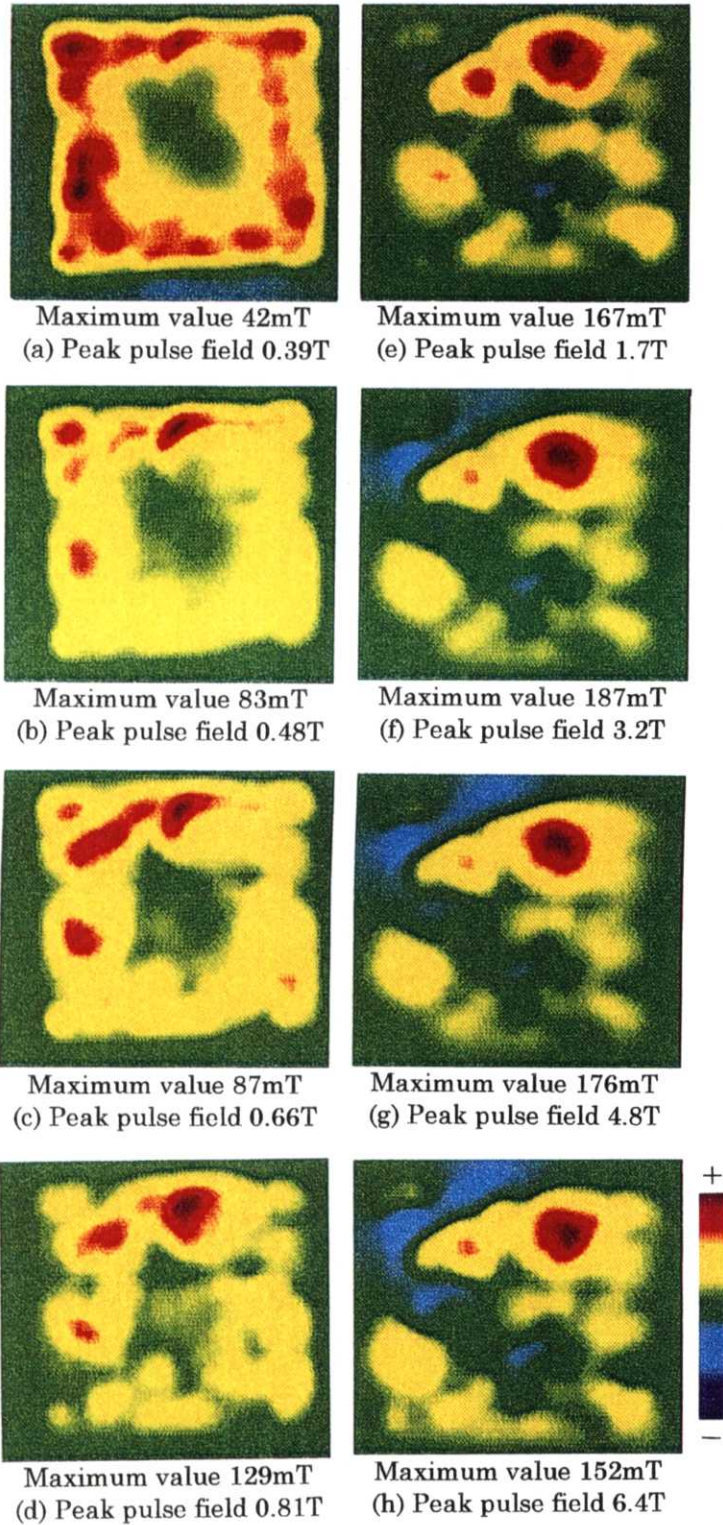


Fig.5.12 パルス磁場のピーク値の違いによる磁束密度分布
(パルス幅：8.2msec)

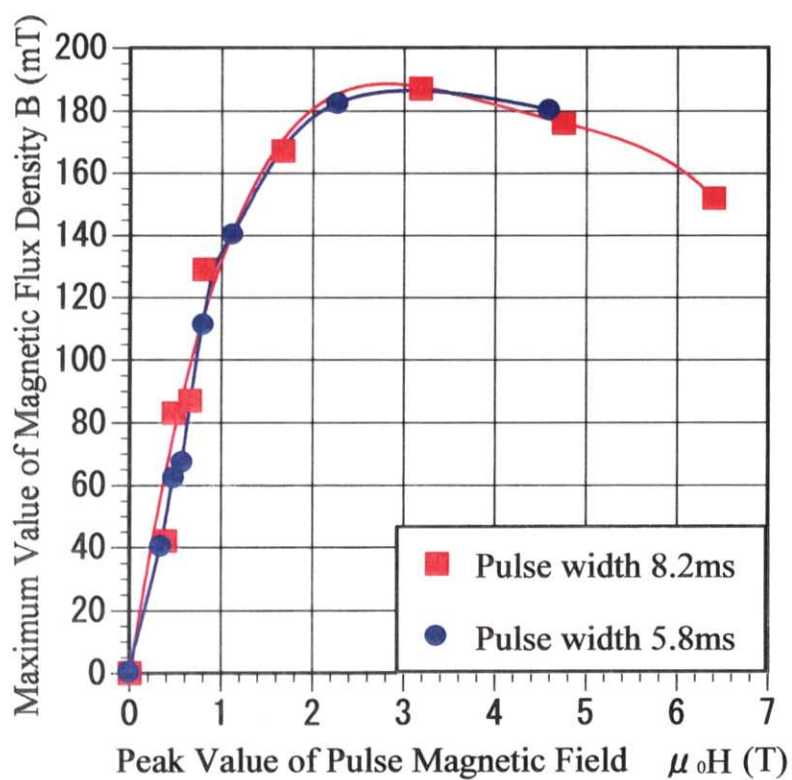


Fig.5.13 パルス磁場のピーク値と最大磁束密度

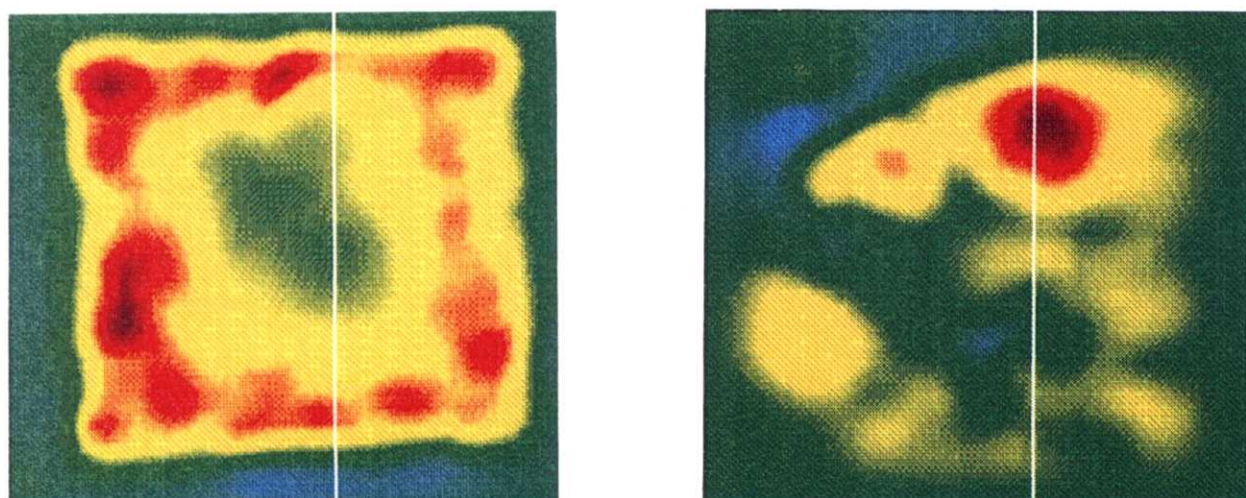


Fig.5.14 結晶粒小の磁束密度の線分布測定ライン

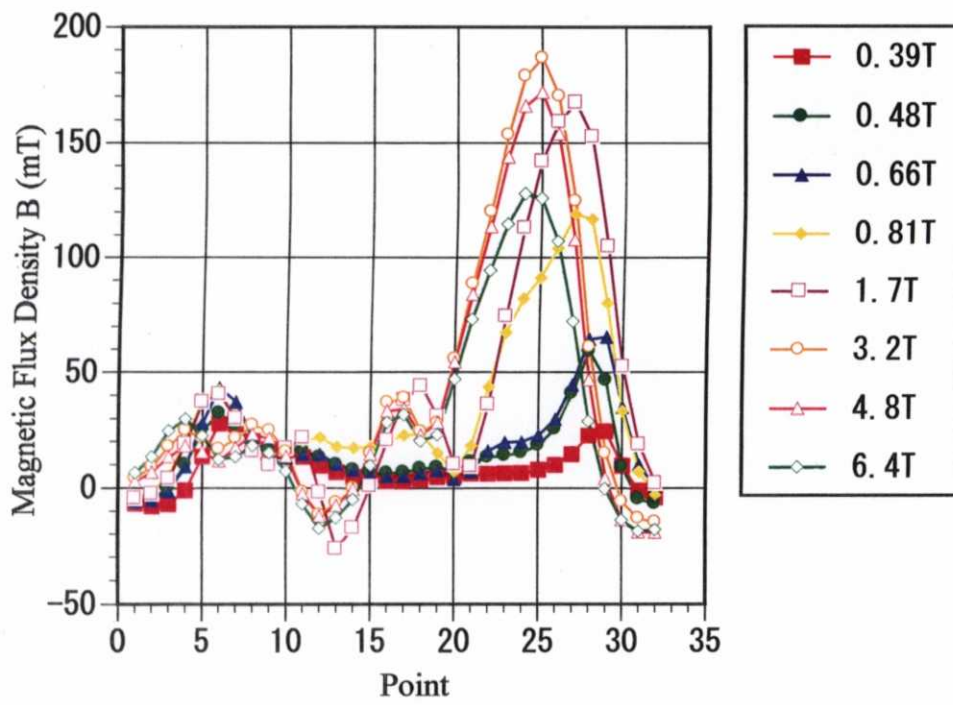
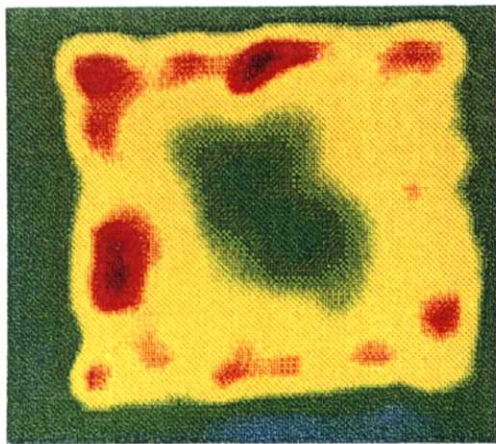
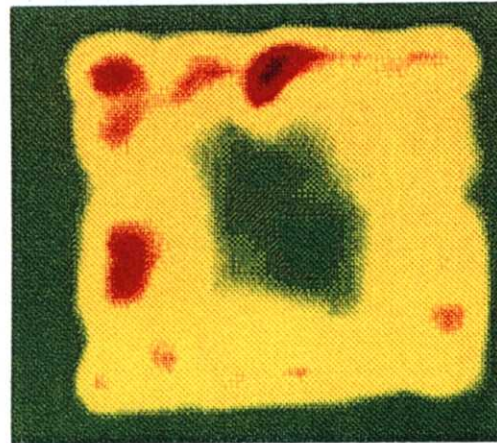


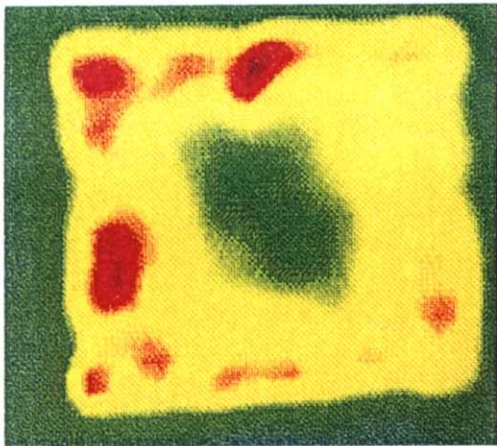
Fig.5.15 パルス磁場のピーク値をパラメータにした
磁束密度の線分布



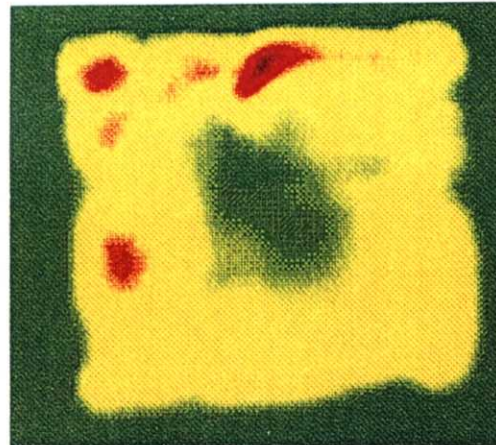
Maximum value 46mT
(a) Pulse width 0.52msec



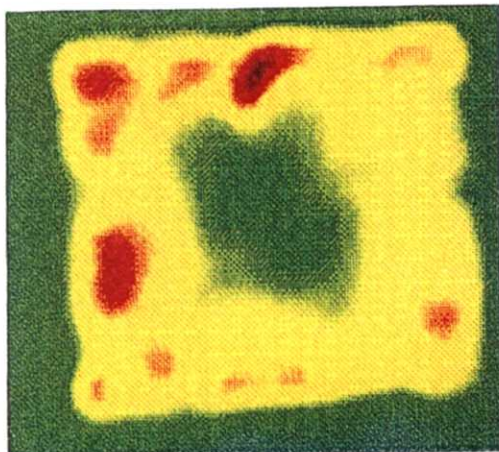
Maximum value 62mT
(d) Pulse width 5.8msec



Maximum value 49mT
(b) Pulse width 2.5msec



Maximum value 83mT
(e) Pulse width 8.2msec



Maximum value 60mT
(c) Pulse width 3.4msec



Fig.5.16 パルス幅の違いによる磁束密度分布
(パルス磁場のピーク値 : 0.48T)

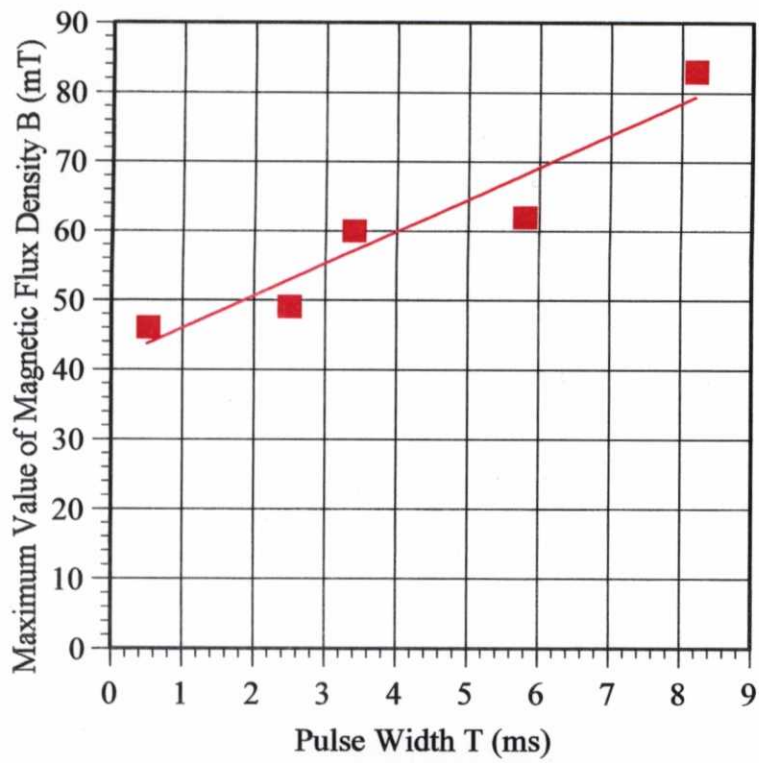


Fig.5.17 パルス幅と最大磁束密度

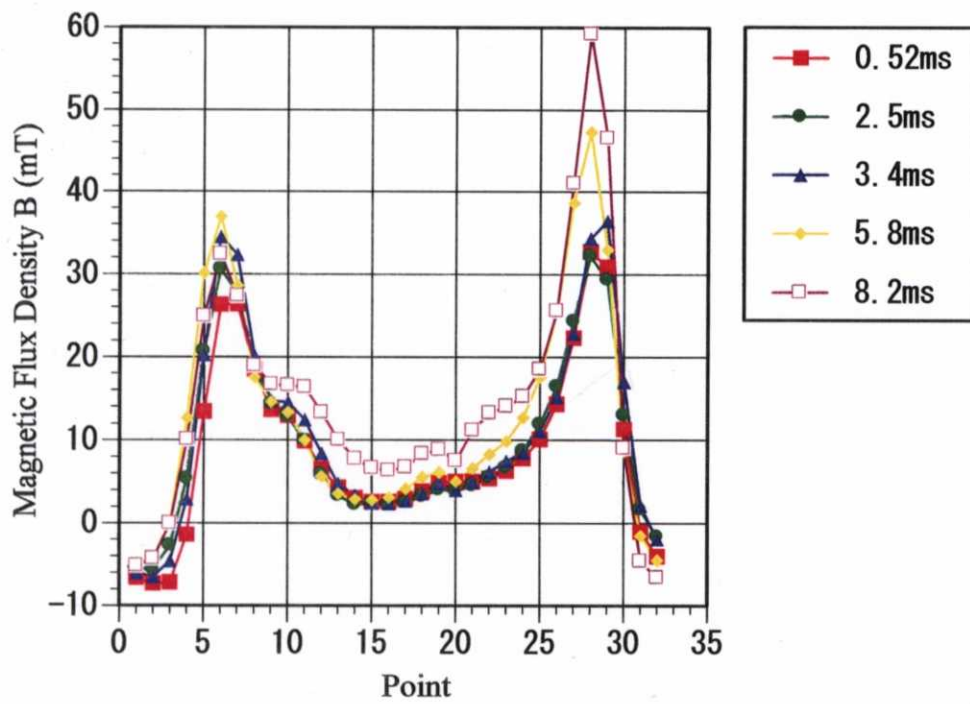
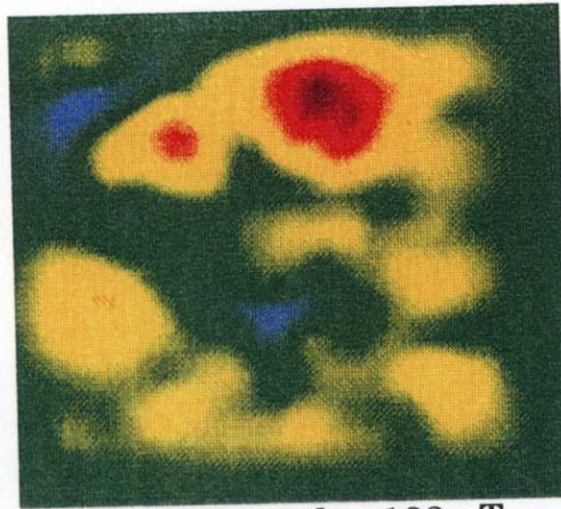
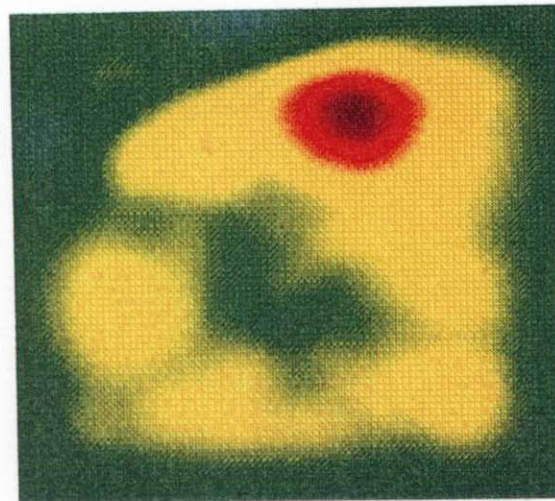


Fig.5.18 パルス幅をパラメータにした磁束密度の線分布



Maximum value 182mT
 (Peak pulse field 2.3T)

(a) パルス磁化



Maximum value 172mT
 (Applied magnetic field 2.5T)

(b) フィールドクーリング

Fig.5.19 パルス磁化とフィールドクーリングによる磁化の比較

5.3 パルス磁化過程計測による最適パルス磁化の検討

5.2 節では、ゼロフィールドクーリングした高温超電導体について、パルス磁化を行いその磁化特性を計測し、パルス磁場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た。しかし、パルス磁化はゼロフィールドクーリング状態で行うことになる。高温超電導体をゼロフィールドクーリング状態で磁化するには、超電導体への磁束侵入の時定数を考慮する必要がある。さらに、パルス磁場の上昇および減少過程における、磁束フローによる試料の発熱も考慮に入れなければならない。したがって、高温超電導体をパルス磁場により磁化するには、印加するパルス波形が大きく影響する。つまり、印加するパルス磁場波形に最適値が存在する。そこで本節では、パルス磁化過程における高温超電導試料各点の磁束密度を計測し、パルス磁化過程のモデルを提案することにより最適な印加パルス磁場波形の検討を目的とする。

5.3.1 実験方法

実験に用いた高温超電導体は、5.2 節の磁場可視化計測によるパルス磁化特性評価において残留磁束密度の最大値が最も高かった結晶粒小(40mm×40mm×15mm⁴)である。パルス磁場発生装置(Fig.5.3)および励磁コイル(外径 105mm、内径 75mm、220 ターン)は、5.2 節で使用したものと同様である。磁束密度の計測は、試料表面の各点にピックアップコイル(外径 2.2mm、内径 1.2mm、140 ターン)を貼り付けて行う。ピックアップコイルからの信号はデジタルオシロスコープ(DL3120B：横河電機)により計測し、GP-IB ボードを通してコンピュータに取り込み、積分演算を行って磁束密度に変換する。また、試料と励磁コイルの間に H コイル(7.3mm×5.3mm、40 ターン)を配置し外部磁場の波形も同時に計測する。

5.3.2 実験結果と考察

(1) パルス磁化過程における磁束密度計測

Fig.5.20 に示す測定箇所のパルス磁化過程における磁束密度の時間変化を Fig.5.21,(a)~(c)に示す。これらの測定箇所は、5.2 節の可視化計測で求めたパルス磁化後の残留磁束密度分布から選んだ、特性の異なる代表的な三点である。ポイント①は試料中で最も臨界電流密度が高く残留磁束密度が高い点、ポイント②は試料中心部であるが臨界電流密度が低く残留磁束密度が低い点、ポイント③は試料外周部の点である。Fig.5.21,(a)~(c)の各図の下に示す数値は、超電導試料と励磁コイルの間に置かれた H コイルにより計測した外部磁場のピーク値である。この H コイルにより計測した外部磁場を試料に印加するパルス磁場

として取り扱う。印加パルス磁場は 5.0msec 時点から立ち上がり、そのパルス幅は 8.2msec である。Fig.5.21,(a)の印加するパルス磁場のピーク値が 0.54T では、試料外周部のポイント③にはパルスのピーク時点で多くの磁束が侵入し、またパルス磁場印加後(13.2msec 以後)の残留磁束密度も観測される。臨界電流密度が高いポイント①および試料中心部のポイント②のパルス磁場印加後の残留磁束はほとんど観測されず、特にポイント①においてはパルスのピーク時点においても磁束がほとんど侵入しない様子が判る。Fig.5.21,(b)のパルス磁場のピーク値が 1.2T では、ポイント①,②にもパルスのピーク時点において磁束が侵入する。また、パルス磁場印加後の残留磁束密度はポイント①が最も高くなり、ポイント③では磁場印加後の磁束クリープ量が多くなり、残留磁束密度は最も低くなる。さらに、パルスのピークに達する時間を比較すると、試料外周部のポイント③が最も短くなり臨界電流密度の高いポイント①が最も長くなっている。つまり、磁束が到達する時間は臨界電流密度が高いほど、また試料中心部ほど長くなることが判る。Fig.5.21,(c)の印加するパルス磁場のピーク値が 4.0T では、測定箇所による位相差はほとんど観測されない。つまり、外部磁場はパルスのピーク時点において試料全領域で不可逆磁場を越え、磁束ジャンプが生じることにより磁束は時間遅れを伴わずに侵入する。

Fig.5.22 に示すのは、Fig.5.20 のポイント①のパルス磁化過程における磁束密度を、印加するパルス磁場のピーク値をパラメータにして示した結果である。Fig.5.22,(a)はパルス磁場のピーク値が 0.54~1.4T、Fig.5.22,(b)はパルス磁場のピーク値が 1.4~6.0T の結果である。これらの図より、パルス磁場のピーク値が高くなるほど、それぞれのパルス波形のピーク時点においてより多くの磁束が侵入することが判る。パルス磁場のピーク値が 0.54~1.4T では、パルス磁場が高くなるほどパルス磁場印加後の残留磁束密度は高くなるが、それ以上のパルス磁場を印加する場合においても残留磁束密度はほとんど変わらない。さらに、パルス磁場のピーク値が 6.0T では残留磁束密度は減少している。パルス磁場印加後の磁束クリープ量を比較すると、印加するパルス磁場が大きいほどその量は多くなる。また、パルスのピークに達する時間は、パルス磁場のピーク値が高くなるほど短くなる。つまり、パルス磁場のピーク値が高くなるほど磁束侵入の速度は速くなることが判る。

Fig.5.23 に示すのは、外部磁場 $\mu_0 H$ を横軸に Fig.5.20 のポイント①の磁束密度 B を縦軸にとり、パルス磁場のピーク値をパラメータにした B-H 曲線である。Fig.5.23,(a)はパルス磁場のピーク値が 0.54~1.4T、Fig.5.23,(b)はパルス磁場のピーク値が 1.4~6.0T の結果である。パルス磁場のピーク値が高くなるほど、ポイント①の磁束密度は高くなる。また、外部磁場とポイント①の磁束密度の位相差が大きくなりヒステリシスも増加する。さらに、B-H 曲線の形状に着目

すると、パルス磁場のピーク値が 2.1T 以下と 3.0T 以上では異なった形状の曲線を描く。パルス磁場のピーク値が 3.0T 以上で、外部磁場が 0T から 2.1T まで上昇する過程において、ポイント①は臨界電流密度が高く多くのシールド電流が流れるため侵入する磁束が少なく磁束密度は低い。外部磁場が 2.1T を越えるとポイント①に急激に磁束が侵入する。つまり、2.1T 以上において外部磁場がポイント①の不可逆磁場を越えて磁束ジャンプが生じる。Fig.5.24 に Fig.5.20 のポイント③の B-H 曲線を示す。ポイント①の結果と比較すると、パルス磁場のピーク値が低い場合においても、多くの磁束がポイント③に侵入することが判る。また、ポイント③は試料外周部に位置しているため、外部磁場とポイント③の磁束密度の位相差は小さく、ヒステリシスも小さい。

(2) パルス磁化過程のモデル

Fig.5.25 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。Fig.5.25,(a)はパルス磁場波形を示している。パルス磁場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。Fig.5.25,(b)はパルス磁場のピーク値が低く、磁束が超電導体の中心部まで完全に侵入しない領域(Fig.5.21, (a),(b)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、Fig.5.25,(a)のパルス磁場波形に示す数字の各時点に対応する。①のパルス磁場がピークの時点では、超電導体の外周部には磁束が侵入するが、中央部には侵入しない。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、一定の時間が必要になる。この磁束の侵入速度は、外部磁場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^{7,8)}。したがって、パルス磁場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に達して、パルス磁場が減少する過程に入り中央部は磁化しない。②のパルス磁場が減少する過程では、試料の外周部に侵入した磁束は、臨界電流密度の高い領域からピンニングされ残留する。③の外部磁場がゼロになった時点では、②の外部磁場が減少する過程で、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。

Fig.5.25,(c)はパルス磁場のピーク値が高く、磁束が超電導体の中心部まで完全に侵入する領域(Fig.5.21,(c)の領域)のモデルである。①のパルスのピーク時点では、外部磁場が超電導体の不可逆磁場を越え臨界電流密度がゼロになり超電導体全体に磁束が容易に進入する。②のパルス磁場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、その部分は外部磁場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、外部磁場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の外部磁場がゼロになった時点では、②の磁場が減少する過程で、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、その周辺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残留磁束密度として観測される。

Fig.5.26 はパルス磁場波形の違いによる磁束密度分布の比較モデルである。Fig.5.26,(a)の左図に最適なパルス磁場(残留磁束密度が最も高くなるパルス磁場)のモデル、右図に最適パルス磁場に対してピーク値が高いモデルの磁場波形をそれぞれ示す。波形の右側に示す数字の各時点における磁束密度分布をFig.5.26,(b)に示す。Fig.5.26,(b)の左に示す数字が Fig.5.26,(a)のモデルの数字に対応する。点線で示すのは、超電導試料が元来持っている不可逆磁場の分布で、一点破線で示すのは実効的な不可逆磁場分布をモデル化したものである。パルスの上昇および減少過程において、磁束は磁束フロー現象により超電導体中を移動する。この過渡的な磁束の移動によって、試料中に電場が発生しフロー抵抗が生じる。その結果、超電導体の温度は上昇する。また、その発熱は外部磁場が高くなるに連れて増える²⁵⁾。この発熱が生じることにより臨界電流密度が低下し、実効的な不可逆磁場分布は決定される。

①の時点ではパルス磁場が不可逆磁場を越えているため、臨界電流密度がゼロであり、試料中の磁束密度分布は全領域において外部磁場と等しくなる。パルスの減少過程において磁束密度がこの実効的な不可逆磁場以下になると、磁束はピンニングされ始める(②,③の時点)。最適パルス磁場に比べピーク値が高いと、パルスの上昇および減少過程において、磁束フローによる超電導体の発熱量が多くなり、実効的な不可逆分布はより低くなる。そのため、試料中の不可逆磁場が最も高い(良質の結晶粒が存在している)領域の磁束密度は、最適パルス磁場のモデルに比べて小さくなる^{6,8)}。また、高い値の磁束密度が存在する領域の周辺(実効的な不可逆磁場が低いウィークリンク部)は、負のループ磁束が加わり若干磁束密度分布は低くなる。③から④に移行する過程において、ウィークリンク部で負のループ磁束が外部磁場よりも高い状態で、パルス磁場が実効的な不可逆磁場を下回ると、負の磁束がピンニングされる。パルス磁場のピーク値が高いモデルは、実効的な不可逆磁場が最適パルスに比べて低いため、④のパルス磁場がゼロになった時点においてウィークリンク部で負の磁束密度分布となる。また、④の時点においては磁束フロー・クリープにより超電導体中の磁束密度分布が再構築され最終的な分布が決定される。以上のように考えることで、5.2節、5.3節の実験結果の現象が説明できる。

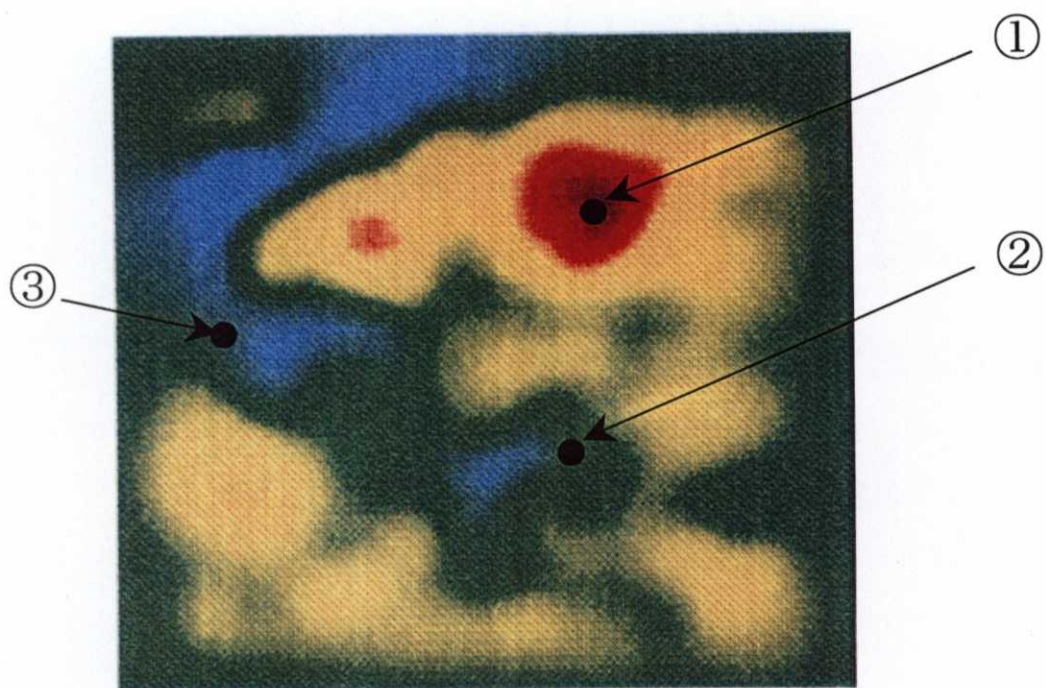
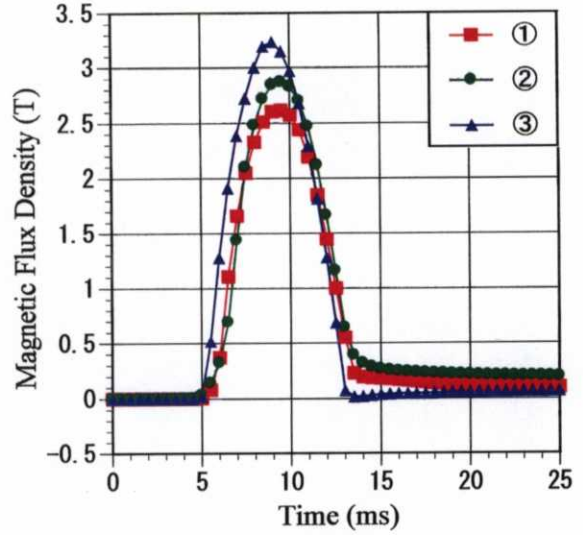
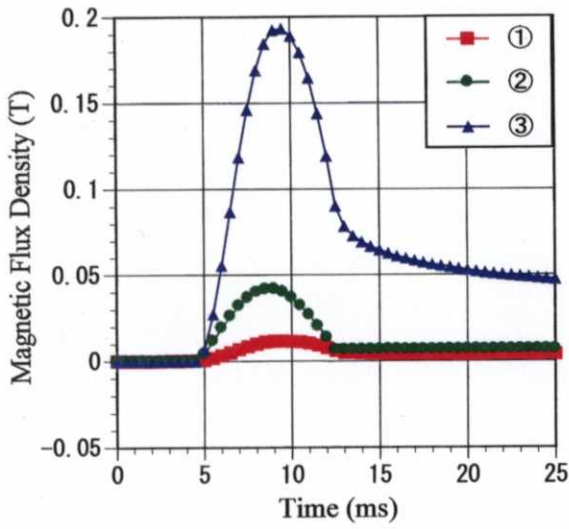
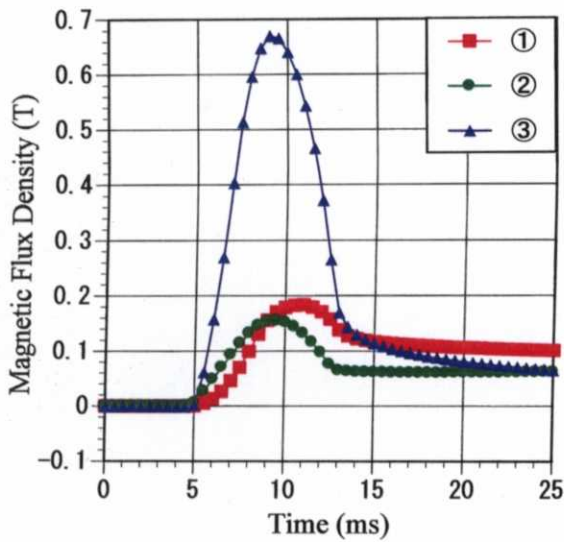


Fig.5.20 パルス磁化過程計測の測定点 (結晶粒小)



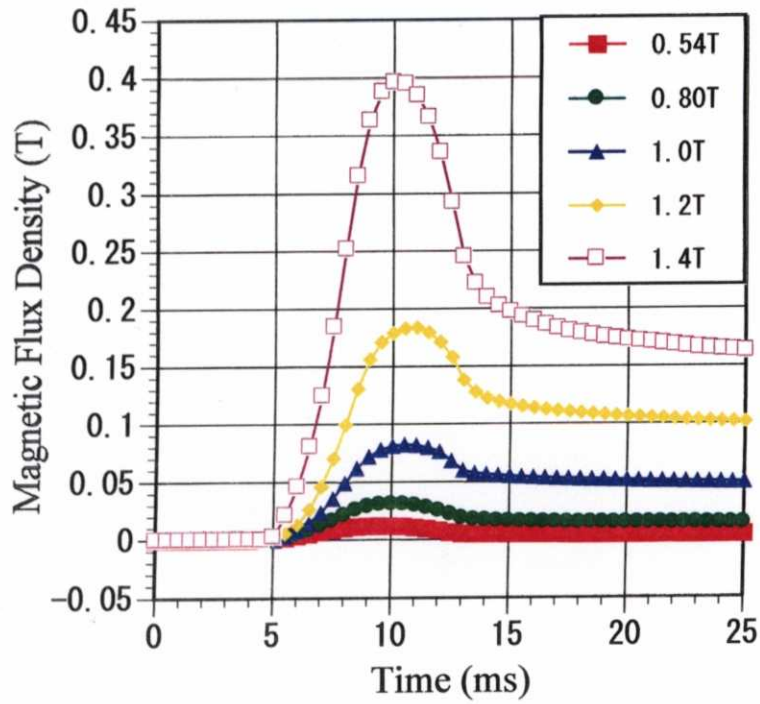
(a) パルス磁場のピーク値 0.54T

(c) パルス磁場のピーク値 4.0T

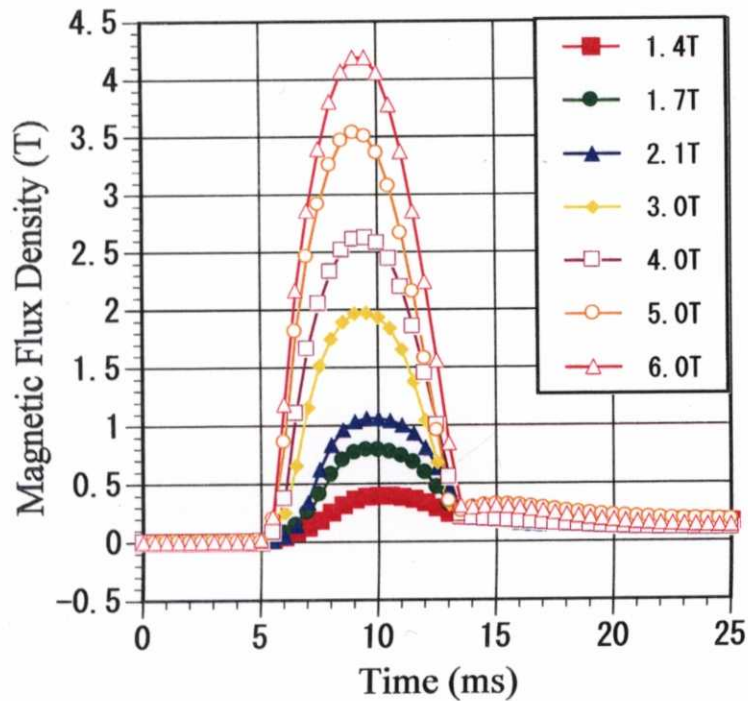


(b) パルス磁場のピーク値 1.2T

Fig.5.21 各ポイントにおけるパルス磁化過程の磁束密度
(結晶粒小)

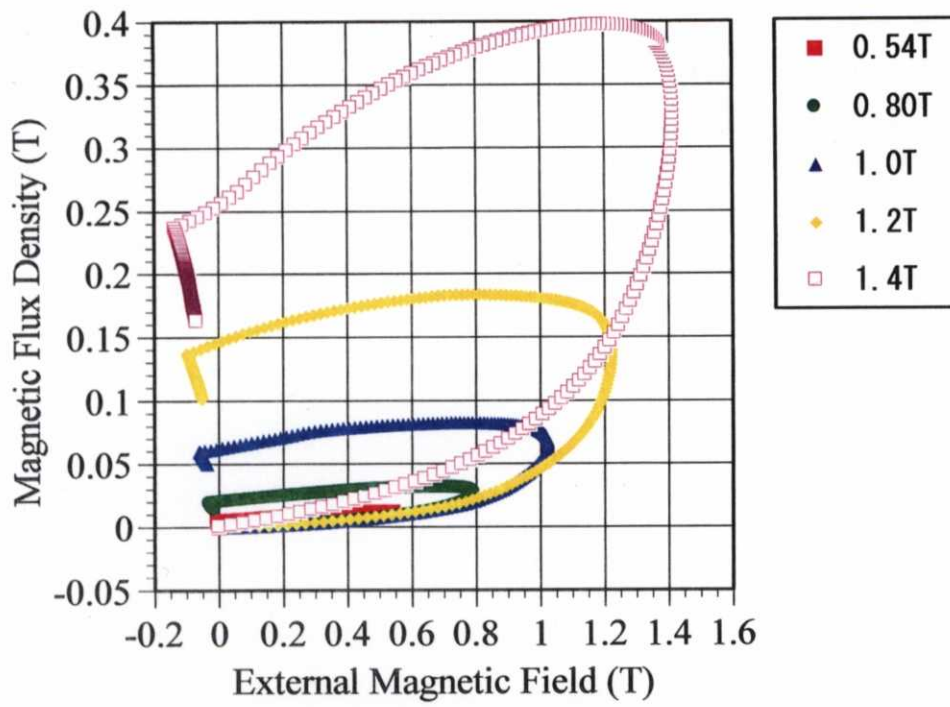


(a) パルス磁場のピーク値 0.54T-1.4T

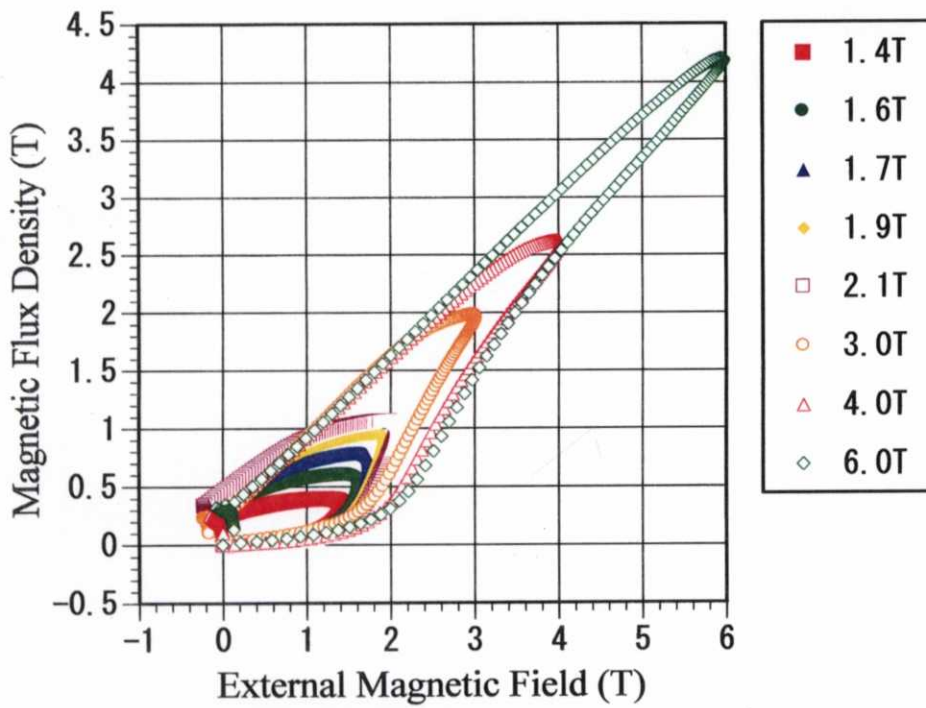


(b) パルス磁場のピーク値 1.4T-6.0T

Fig.5.22 ポイント①におけるパルス磁場強度をパラメータにした磁束密度 (結晶粒小)

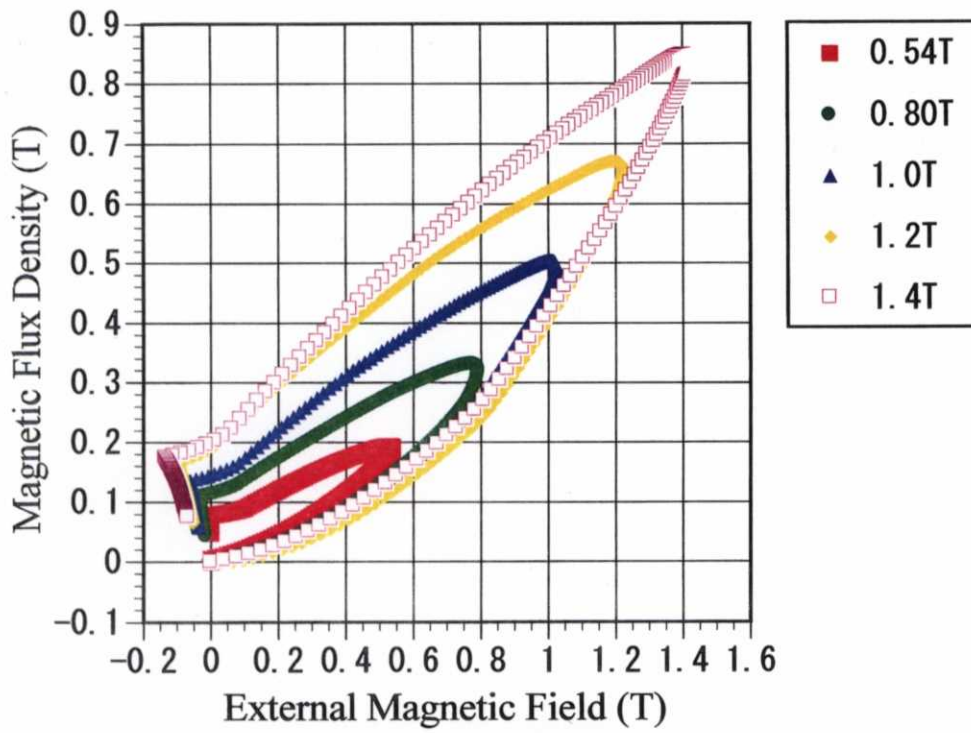


(a) パルス磁場のピーク値 0.54T-1.4T

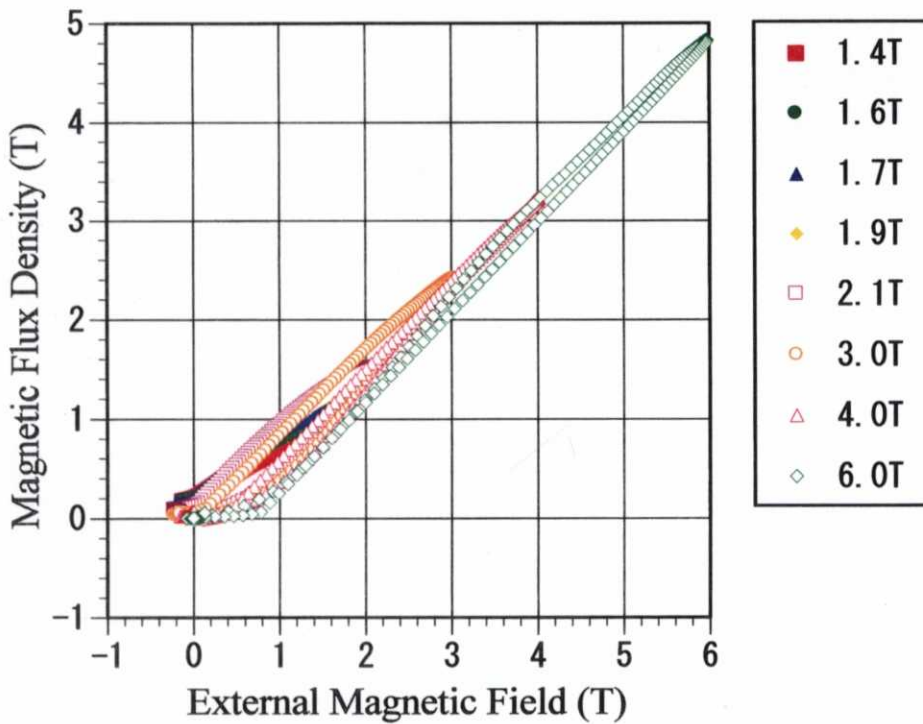


(b) パルス磁場のピーク値 1.4T-6.0T

Fig.5.23 ポイント①における B-H 曲線 (結晶粒小)

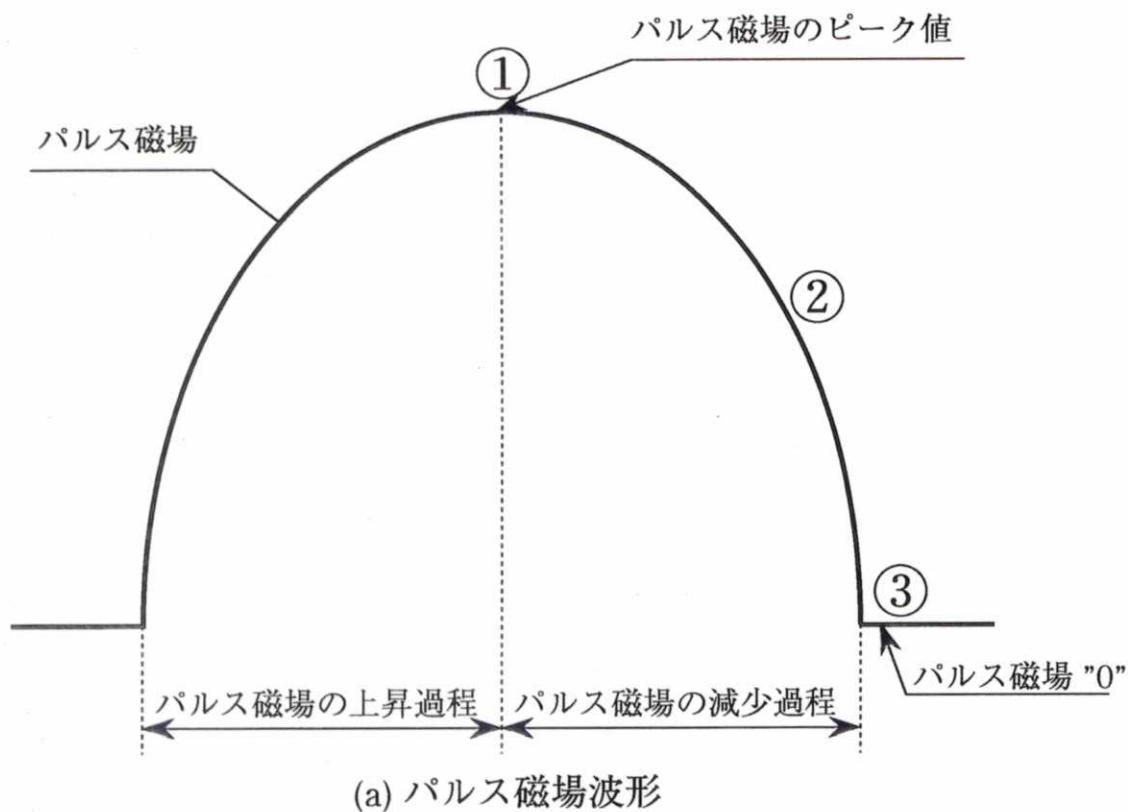


(a) パルス磁場のピーク値 0.54T-1.4T

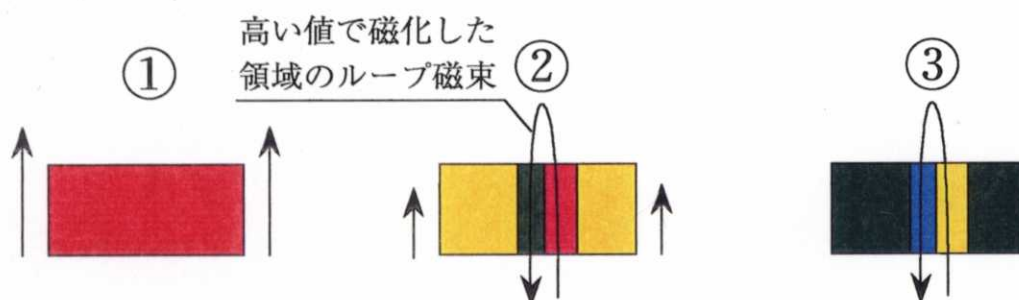


(b) パルス磁場のピーク値 1.4T-6.0T

Fig.5.24 ポイント③における B-H 曲線 (結晶粒小)



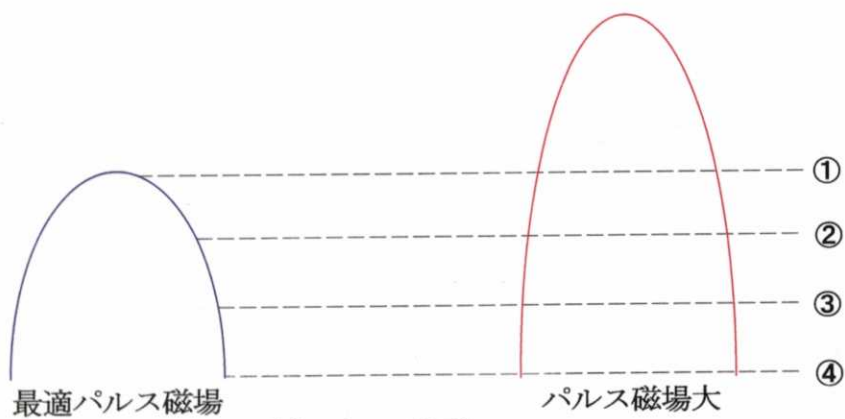
(b) 磁束が超電導体中心部まで十分侵入しないモデル



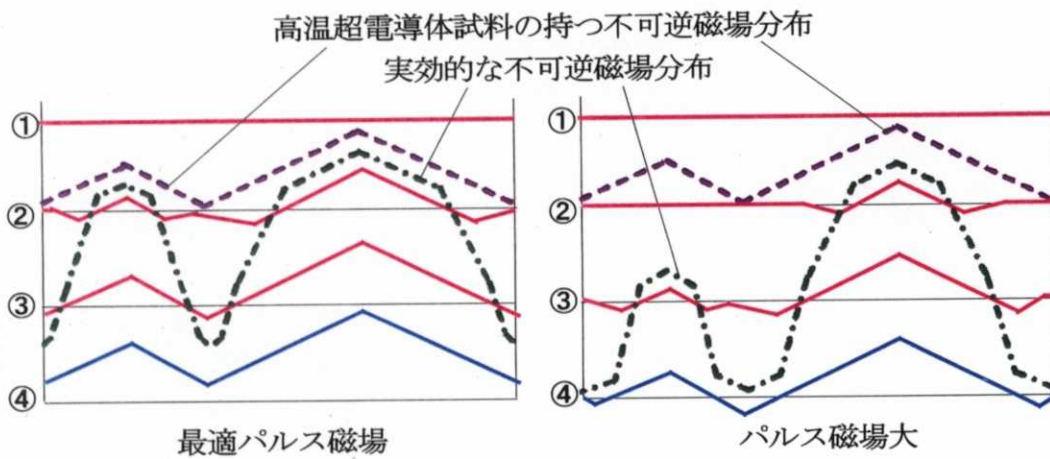
(c) 磁束が超電導体中心部まで十分侵入するモデル



Fig.5.25 パルス磁化過程モデル



(a) パルス波形



(b) 磁束密度分布

Fig.5.26 パルス磁場強度の違いによる磁束密度分布の比較

5.4 単ドメイン YBCO 超電導体のパルス磁化特性と材料劣化

5.2 節、5.3 節から、最適パルス磁場により磁化することにより、パルス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た。一方、超電導試料中にクラックや結晶粒界等のウィークリンクが存在すると、パルス磁化ではフィールドクーリングによる磁化に比べ、ウィークリンク部の磁化は著しく小さくなる結果も確認した(Fig.5.19)。しかし近年では、バルク超電導体の製造法が確立され、直径 100mm を越えるような単ドメインの試料が作成されるようになってきている²⁶⁾。そこで本節では、単ドメイン YBCO 超電導体をパルス磁化して、パルス磁化過程における超電導試料各点の磁束密度を計測し、そのパルス磁化特性を評価する。さらに、パルス磁場を繰り返し印加することによる磁化特性の向上、またパルス磁場の印加による材料の劣化についても検討する。

5.4.1 実験方法

実験に用いた高温超電導体は、QMG 法により作製した YBCO 超電導体で、試料の形状は直径 46mm、厚み 15mm の単ドメイン YBCO バルク材である。パルス磁場発生装置(Fig.5.3)および励磁コイル(外径 105mm、内径 75mm、220 ターン)は、5.2、5.3 節で使用したものと同一である。Fig.5.27 に示す様に、試料の外周部(ポイント①)、試料の端と中心の間(ポイント②)、試料の中心部(ポイント③)の三箇所のパルス磁化過程における磁束密度を計測しパルス磁化特性を評価する。磁束密度の計測は、試料表面の各点に低温用ホール素子(BHT-921 型 : BELL)を貼り付けて行う。このホール素子の形状は、16mm×6mm×1mm^t のトランバース型である。その仕様は、第 3 章 2 節に示した BHA-921 型と同様である。ホール素子のホール電圧はアンプにより増幅し、デジタルオシロスコープ(DL3120B : 横河電機)により測定し、GP-IB ボードを通してコンピュータに取り込み磁束密度に変換する。また、試料と励磁コイルの間に H コイル(7.3mm×5.3mm、40 ターン)を配置し外部磁場の波形も同時に計測する。

5.4.2 実験結果と考察

(1) パルス磁化過程における磁束密度計測

Fig.5.27 に示す測定箇所のパルス磁化過程における磁束密度を Fig.5.28,(a)~(c)に示す。各図の下に示す数値は、超電導試料と励磁コイルの間に置かれた H コイルにより計測した外部磁場のピーク値である。印加パルス磁場は 5.0msec 時点から立ち上がり、そのパルス幅は 8.2msec である。Fig.5.28,(a)の印加するパルス磁場のピーク値が 1.1T では、試料外周部のポイント①にはパルスのピーク時点で多くの磁束が侵入し、またパルス磁場印加後(13.2msec 以後)の残留磁

束密度も観測される。試料中心部のポイント③およびポイント②では、パルスのピーク時点においても磁束がほとんど侵入せず、パルス磁場印加後の残留磁束密度もほとんど観測されない様子が判る。Fig.5.28,(b)のパルス磁場のピーク値が 2.4T では、ポイント②,③にもパルスのピーク時点において磁束が侵入する。また、パルス磁場印加後の残留磁束密度はポイント②が最も高くなり、試料外周部のポイント①が最も低くなる。試料中心部のポイント③は、パルスのピーク時点で侵入する磁束密度に対してパルス磁場印加後の残留磁束密度の割合が最も高くなる。さらに、各パルス波形のピークに達する時間を比較すると、試料外周部のポイント①が最も短くなり、試料中心部のポイント③が最も長くなる。つまり、磁束の移動に粘性力が生じるため、試料中心部に行くほど磁束の侵入に時間が必要であることが判る。Fig.5.28,(c)のパルス磁場のピーク値が 3.3T では、測定箇所による位相差はほとんど観測されない。つまり、外部磁場はパルスのピーク時点において試料全領域で不可逆磁場を越え、磁束ジャンプが生じることにより磁束は時間遅れを伴わずに侵入する。パルス磁場印加後の残留磁束密度は試料中心部のポイント③が最も高くなり、外周部のポイント①が最も低くなる。また、ポイント①,②ではパルス磁場印加後の磁束クリープも多くなっている。これは、印加パルス磁場が高くなり、試料の発熱量が増えたためである。なお、ポイント②のパルスのピーク時点における磁束密度がポイント①,③に比べて高くなり、またノイズが増えているのは、パルス磁場の印加により超電導試料に電磁力が加わり、試料および試料に貼り付けたホール素子が振動したためであると考えられる。ここで、Fig.5.28,(b),(c)においてパルス磁場印加前(5msec 以前)に磁束密度が観測されるのは、その前のステップのパルス磁化において磁束密度が残留したためである。

Fig.5.29 に示すのは、Fig.5.27 のポイント③(試料中心部)のパルス磁化過程における磁束密度を、印加するパルス磁場のピーク値をパラメータにして示した結果である。パルス磁場のピーク値(H コイルで計測した外部磁場)は 1.1~4.8T である。Fig.5.29,(a)に外部磁場 1.1~2.4T、Fig.5.29,(b)に外部磁場 2.4~4.8T の結果を示す。これらの図より、パルス磁場のピーク値が高くなるほど、パルスのピーク時点においてより多くの磁束が侵入することが判る。パルス磁場のピーク値が 2.5T までは、パルス磁場が高くなるほどパルス磁場印加後の残留磁束密度は高くなるが、パルス磁場のピーク値が 2.5~4.1T では、パルス磁場のピーク値を高くしても残留磁束密度はほとんど一定となる。さらにパルス磁場のピーク値を高くした 4.8T では、残留磁束密度は減少する。また、その時のパルス磁場印加後における磁束クリープ量は多くなっている。これは 5.3 節でも述べたように、印加するパルス磁場が高くなり試料に出入りする磁束が増え、試料が発熱して臨界電流密度が低下したためである。したがって、印加するパル

ス磁場のピーク値に最適値が存在することが、この試料の測定結果からも確認された。また、パルスのピークに達する時間に着目すると、外部磁場が 1.1~2.4T ではパルス磁場のピーク値が低いほどその時間は短くなる。ホール素子と超電導体は接触させて磁束密度の計測をしているが、ホール素子の検出部は合成樹脂で保護されているため、実際に磁束密度が計測されるアクティブエリアと試料の間に樹脂保護分のリフトオフ(0.5mm)が生じる。したがって、ホール素子により観測される磁束密度は、そのリフトオフ部分から回り込む外部磁場と超電導体中を移動し観測される磁束密度の合成となる。ここで、超電導体中を移動し観測される磁束密度は粘性力を受けるため、外部磁場に比較して時間遅れを伴う。印加するパルス磁場が低い領域では、パルスのピーク時点において試料中心部まで十分磁束が侵入できない。そのため、この領域では外部磁場の回り込みが支配的となり、印加するパルス磁場が低いほどパルスのピークに達する時間が短くなる。一方、外部磁場が 1.1~2.4T では、外部磁場の回り込みよりも超電導体中を移動し侵入する磁束が支配的になる。この領域では、パルス磁場のピーク値が高くなるほどピークに達する時間が短くなる。つまり、パルス磁場のピーク値が高くなり、実効的な不可逆磁場が低下することにより、超電導体への磁束侵入の速度は速くなる。

(2) パルス磁化法の検討

パルス磁化方法の検討として、パルス磁場の印加回数の違いによる高温超電導体のパルス磁化特性の比較を行う。高温超電導体の残留磁束密度分布の計測は、5.2 節で述べた磁場可視化計測システム(Fig.5.4)を用いて行う。使用する低温用ホール素子は、HHP-VA : AREPOC である(第 4 章 5 節参照)。ホール素子と超電導体表面とのギャップは 0.5mm である。Fig.5.30,(a)に示すのは、超電導体にパルス磁場を一回印加した後の超電導体の残留磁束密度分布、Fig.5.30,(b)に示すのが三回連続で同じ強度のパルス磁場を印加した後の残留磁束密度分布である。パルス磁場のパルス幅は 8.2msec である。図の下に示す数字は、残留磁束密度の最大値と印加パルス磁場のピーク値である。それぞれの画像で磁束密度のカラースケールは、残留磁束密度の最大値を図中に表示する。この結果より、繰り返しパルス磁場を印加することにより残留磁束密度の最大値が高くなり、また残留磁束密度分布は同心円状に均一となる様子が判る。Fig.5.30,(a)のパルス磁場を一回印加した結果に着目すると、パルス磁場のピーク値が 3.2T の方が残留磁束密度の最大値は高くなり、また同心円状に均一な残留磁束密度分布となる。しかし、Fig.5.30,(b)のパルス磁場を三回印加した場合は、パルス磁場のピーク値が 1.7T の最大残留磁束密度の方が高くなっている。つまり、パルス磁場を一回印加したときに得られた最適パルス磁場よりもピー

ク値が低いパルス磁場を数回繰り返し印加することにより、残留磁束密度の最大値が高く、かつ同心円状に均一な残留磁束密度分布でパルス磁化を行えることが確認された。

(3) パルス磁場の印加による試料の劣化

超電導体のパルス磁化特性評価実験において、さまざまな強度のパルス磁場を計 65 回印加した。そのパルス磁場を繰り返し印加する上で、超電導体の磁化特性の低下も確認された。その様子を Fig.5.31 に示す。Fig.5.31,(a)はパルス磁場印加回数(横軸：印加回数、縦軸：コンデンサ電圧)と高温超電導体の残留磁束密度分布の測定箇所である。コンデンサバンクの電圧が高いほど発生するパルス磁場のピーク値は高くなる。Fig.5.31,(b)は Fig.5.31,(a)の測定箇所における残留磁束密度分布の可視化計測結果である。Fig.5.31,(a)と Fig.5.31,(b)の図中の数字(①～⑨)がそれぞれ対応している。この測定結果のパルス磁場のピーク値が 3.2T (③,⑧,⑨)を比較すると、パルス磁場を印加する回数が増えるほど(③→⑧→⑨)残留磁束密度分布は不均一になることが判る。また、残留磁束密度の最大値も低くなる。強力なパルス磁場を超電導試料に印加すると、試料には大きな電磁力が加わる。それにより、試料中にクラックが生じその磁化特性が低下したものと判断できる²⁷⁾。ここで、①の残留磁束密度分布が不均一でその最大値も低いのは、印加するパルス磁場が高すぎるため発熱量が多くなり臨界電流密度が低下し、磁化特性が悪くなったためである。また、④においては印加するパルス磁場が低いため、試料の中心部まで磁束が侵入できず、試料外周にのみ高い残留磁束密度が観測される。

パルス磁場を印加した後の試料の X 線写真を撮影し Fig.5.32 に示す。この図より、試料中にクラックが実際に生じている様子が判る。Fig.5.31,⑨の可視化計測結果と比較すると、残留磁束密度の小さくなる箇所が X 線写真で観測されるクラックの箇所と対応していることが確認される。

(4) リング試料のパルス磁化特性

超電導体内部に侵入する磁束を更に詳しく評価するために、リング形状の試料を用いてパルス磁化過程における磁束密度の測定を行った。使用したリング試料は、QMG 法により作製した外径 46mm の円盤状の単ドメイン YBCO 超電導体から中央部をくり抜いた、外径 46mm、内径 36mm、厚み 15mm の試料である。試料内側に侵入する磁束密度の計測は、リング試料の内側にピックアップコイル(外径 18mm、20 ターン)を配置して行う。パルス磁場の印加は試料のリング軸方向に行い、パルス磁場のピーク値(H コイルで計測した外部磁場)は 0.57T から 3.4T まで低い磁場から順に磁場を高くする。パルス磁場のパルス

幅は 8.2msec である。Fig.5.33 に印加するパルス磁場の強度をパラメータにした、リング試料のパルス磁化過程における磁束密度の測定結果を示す。パルス磁場のピーク値が 1.1T まではパルスのピーク時点においてもほとんど磁束の侵入が見られない。また、印加するパルス磁場が高くなるほど磁束の侵入速度が速くなるため、パルスのピークに達する時間は短くなる。

Fig.5.34 に印加するパルス磁場 $\mu_0 H$ とリング試料内側に侵入する磁束密度 B の B-H 曲線を示す。Fig.5.34,(a) はパルス磁場のピーク値が 0.57T と 1.1T、Fig.5.34,(b) はパルス磁場のピーク値が 1.4~3.4T の結果である。パルス磁場のピーク値が 0.57T と 1.1T では、パルスのピーク時点においてもリング試料内側に侵入する磁束は少ない。特に、パルス磁場のピーク値が 0.57T では、試料の上下面よりリング試料内側に回り込み、ピックアップコイルに観測される外部磁場がほとんどである。そのため、パルス磁場の上昇過程と減少過程において、リング試料内側に侵入する磁束密度にヒステリシスがほとんどなく、パルス磁場印加後の残留磁束密度もほとんど観測されない。パルス磁場のピーク値が 1.4~2.5T までは、大きなヒステリシスが存在する。さらに特徴的なことは、パルス磁場のピーク値が 2.5T まではパルスの上昇過程において、リング試料内側に侵入する磁束密度は同じ履歴をたどる。しかし、パルス磁場のピーク値が 3.0T 以上では外部磁場の低い段階でリング試料内側に磁束が侵入し、それまでと同じ履歴をたどらない。つまり、パルス磁場のピーク値が 3.0T 以上ではパルス磁場の上昇過程と減少過程においてヒステリシスが観測されない。また、パルス磁場のピーク値が 1.4~2.5T の、リング試料内側に侵入する磁束密度が急激に立ち上がる外部磁場に注目すると、パルス磁場のピーク値が 1.4T, 1.7T ではほぼ同じ箇所であるが、それ以上の磁場を印加する場合は外部磁場の低いところで立ち上がっている。これらは、パルス磁場を印加することにより、試料に強い電磁力が加わりクラックが伸展し、試料の磁気遮蔽特性が徐々に低下しているためである。パルス磁場のピーク値が 3.0T 以上ではクラックの伸展が更に進み、リング試料全体を周回して流れる電流が完全に途切れるため、まったくヒステリシスを持たない。

強いパルス磁場の印加によるクラックの発生現象をさらに詳しく計測するために、QMG 法により作製した外径 46mm、内径 30mm、厚み 15mm の単ドメインの YBCO リング試料を用いて、初回のパルス磁場印加における磁束侵入と、一度強いパルス磁場を印加した後に再度パルス磁場を印加した時の磁束侵入を比較する。Fig.5.35,(a) は初回のパルス磁化実験での B-H 曲線で、Fig.5.35,(b) は一度強いパルス磁場(パルスのピーク値が 4.0T)を印加した後に、再度初回のパルス磁化実験と同じ強度の磁場を印加したときの B-H 曲線である。この結果より、Fig.5.35,(a) の初回のパルス磁化実験では B と H の間に大きなヒ

ステリシスが観測される。一方、Fig.5.35,(b)ではそのヒステリシスは観測されず、外部磁場とほぼ同じ値の磁束密度がリング試料内側に侵入している。つまり、ピーク値が 4.0T の強いパルス磁場を印加したことにより、強力な電磁力(フープ力)がリング試料に生じてクラックが発生し、その部分より磁束がリークすることが確認された。

Fig.5.36 にパルス磁場のピーク値が 3.4T でパルス磁化した後の、超電導体(外径 46mm、内径 30mm、厚み 15mm のリング試料)の残留磁束密度分布を低温用ホール素子(HHP-VA : AREPOC)により可視化計測した結果を示す。この結果より、試料右中央部分の残留磁束密度が他に比べ低いことが判る。つまり、この部分にクラックが生じ、リング試料内側の磁束はこの部分から外に漏れ出し磁束密度はゼロとなる。よって、パルス磁化を行う際には高温超電導体を補強するなどして、試料の材料強度の向上も検討する必要があることが確認された。近年、超電導体をエポキシ系樹脂により真空含浸²⁷⁾しその強度を高める技術が確立されてきた。そこで、このように樹脂により含浸するなどして材料強度を高めた試料を用いることにより、強力なバルク超電導磁石の作製が期待できる。

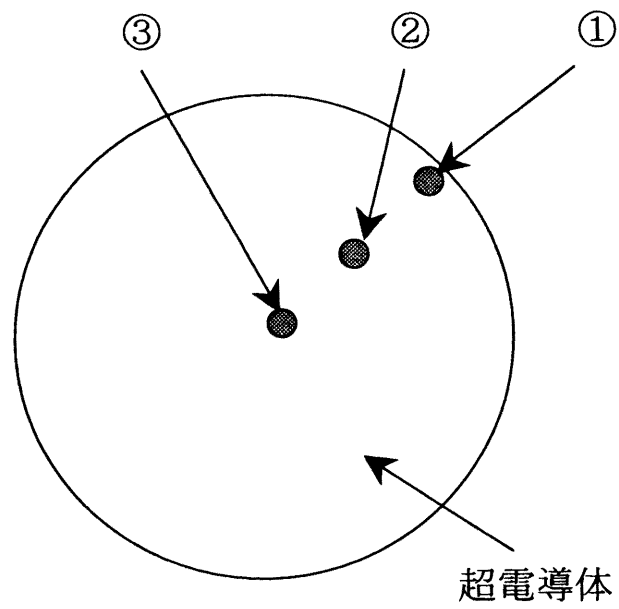
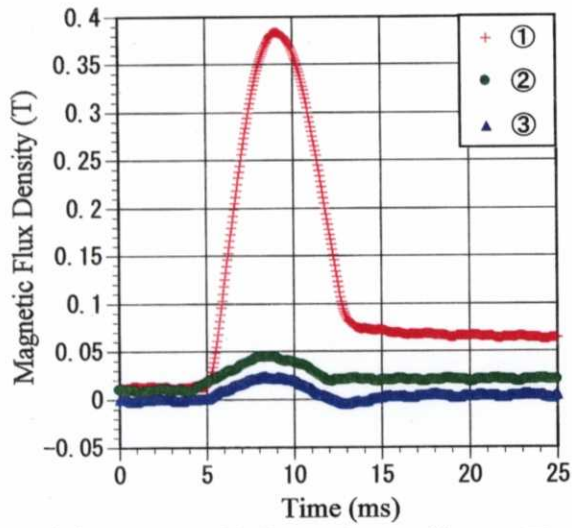
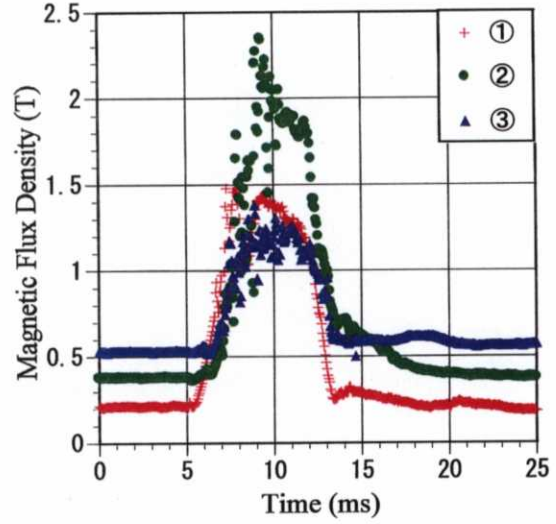


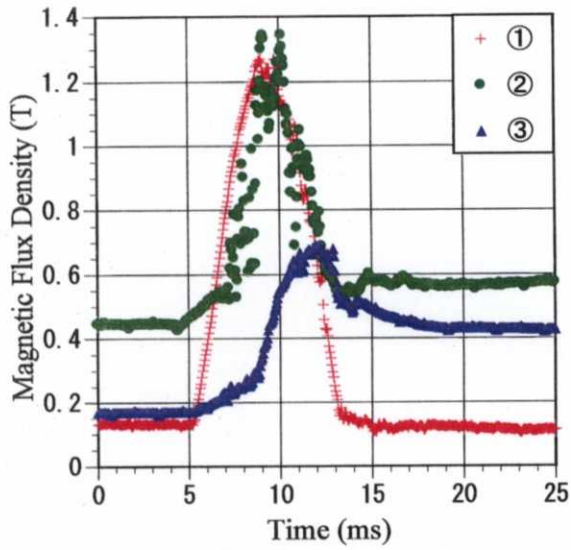
Fig.5.27 パルス磁化過程計測の測定点 (単一ドメイン)



(a) パルス磁場のピーク値 1.1T

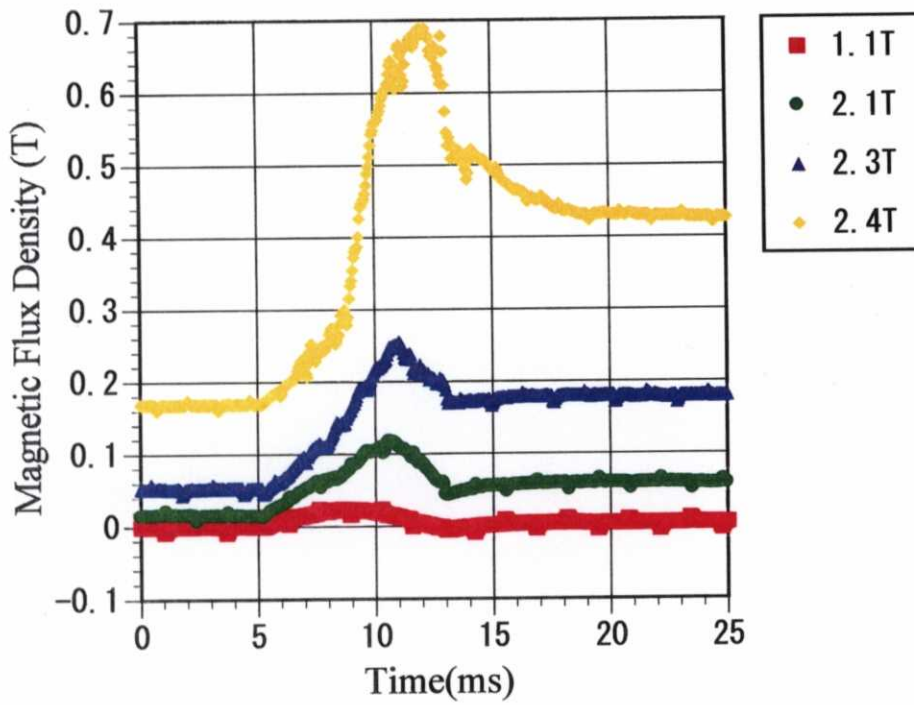


(c) パルス磁場のピーク値 3.3T

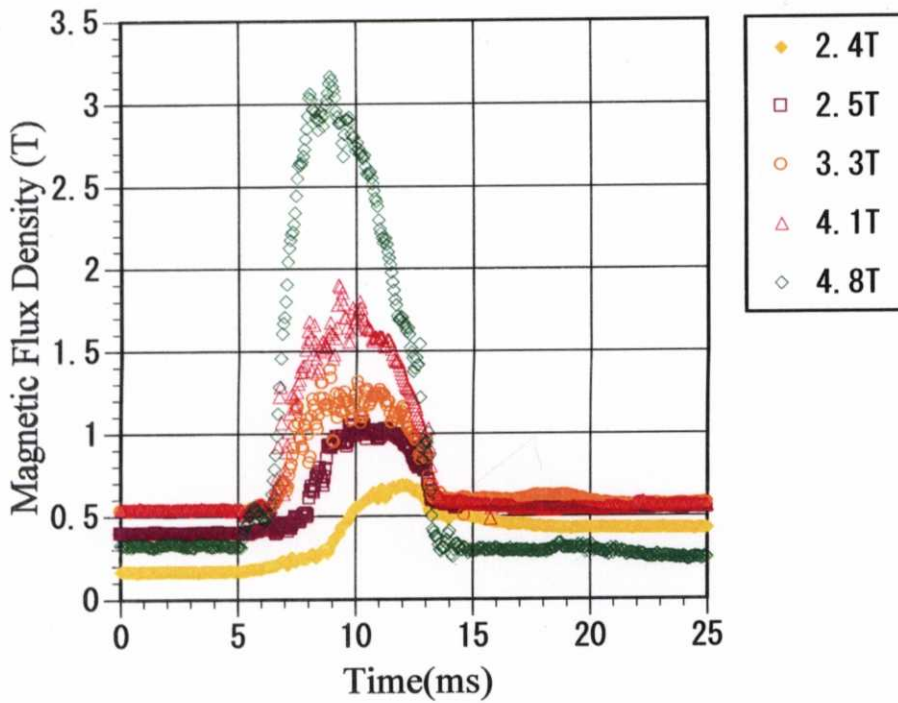


(b) パルス磁場のピーク値 2.4T

Fig.5.28 各ポイントにおけるパルス磁化過程の磁束密度
(単一ドメイン)



(a) パルス磁場のピーク値 1.1T-2.4T

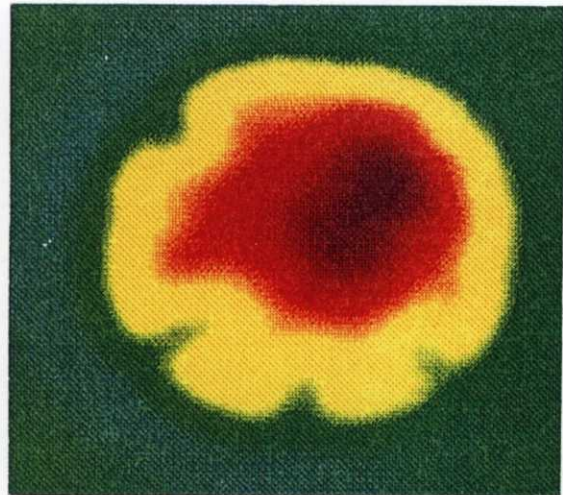


(b) パルス磁場のピーク値 2.4T-4.8T

Fig.5.29 ポイント③におけるパルス磁場強度をパラメータにした磁束密度 (単一ドメイン)

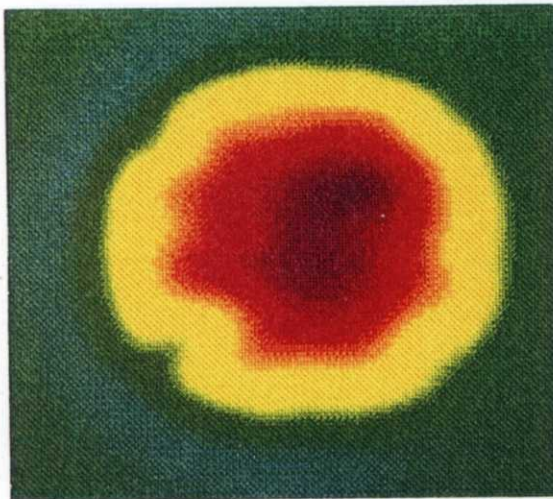


Maximum value 590mT
Peak pulsed field 1.7T

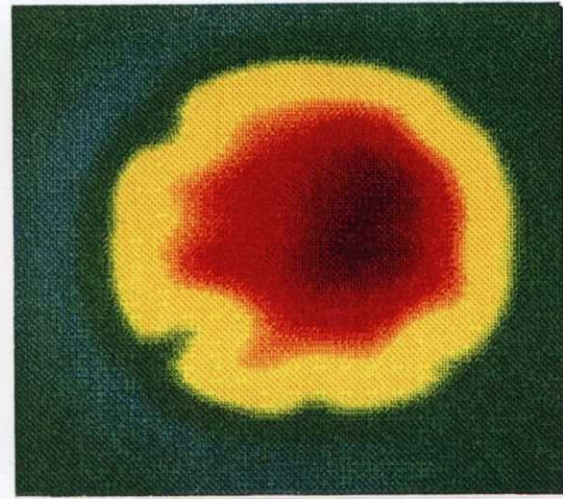


Maximum value 615mT
Peak pulsed field 3.2T

(a) パルス磁場：1回印加



Maximum value 701mT
Peak pulsed field 1.7T

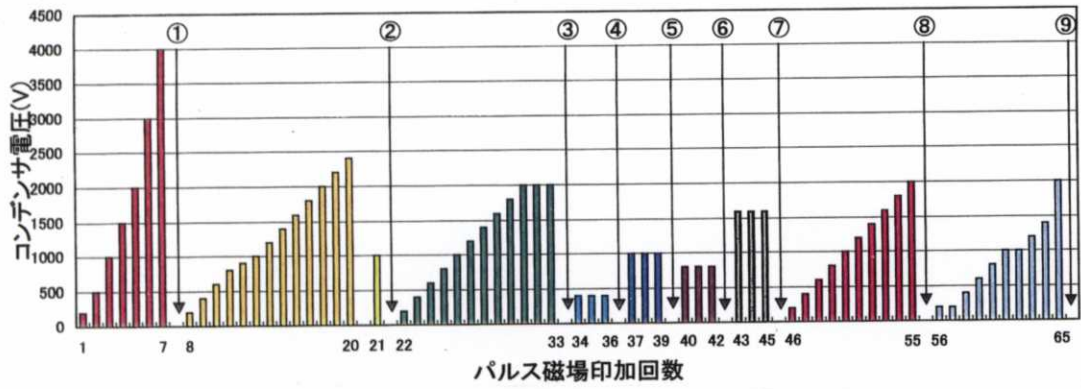


Maximum value 679mT
Peak pulsed field 3.2T

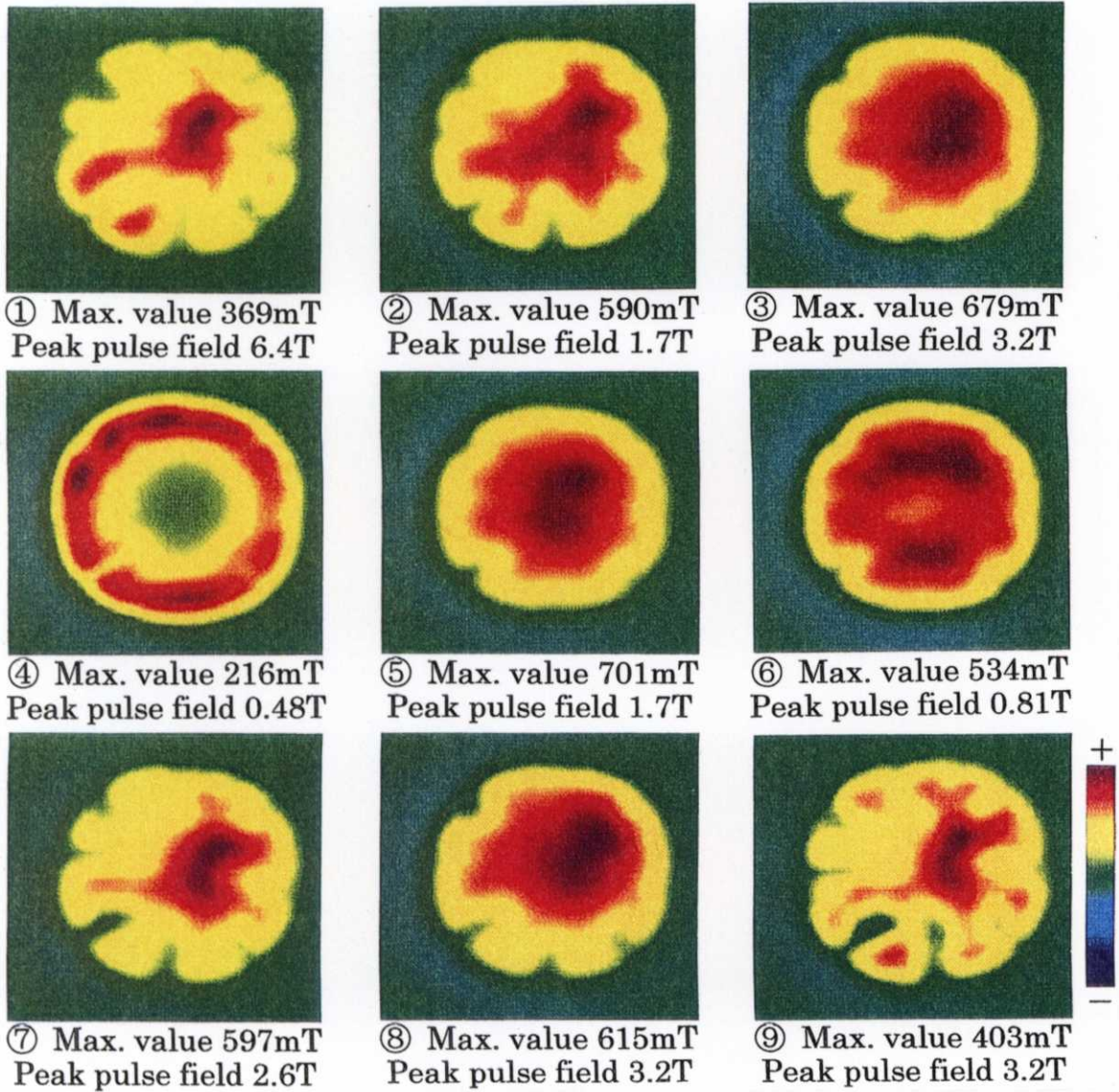


(b) パルス磁場：3回連続印加

Fig.5.30 パルス磁場印加回数の違いによる残留磁束密度分布



(a) パルス磁場印加回数と残留磁束密度測定箇所



(b) 残留磁束密度の可視化計測

Fig.5.31 パルス磁場印加による材料の劣化

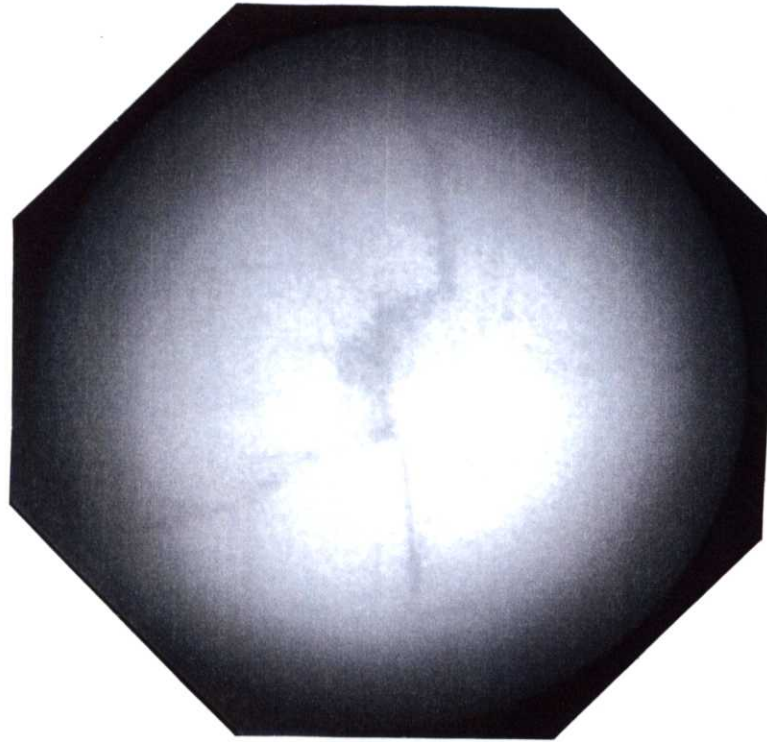


Fig.5.32 パルス磁場印加後の試料の X 線写真

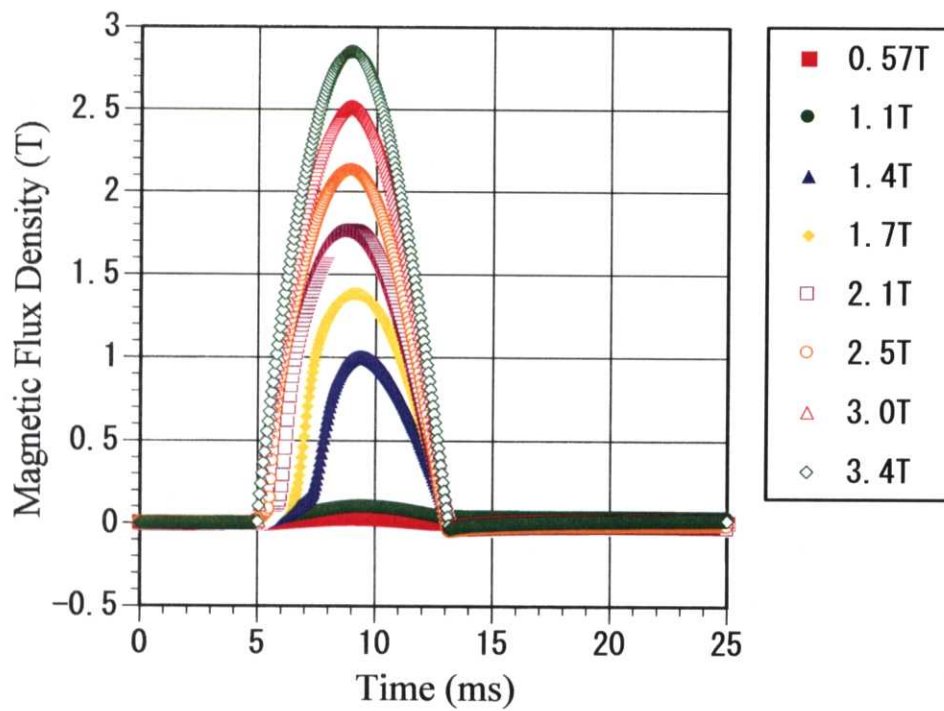
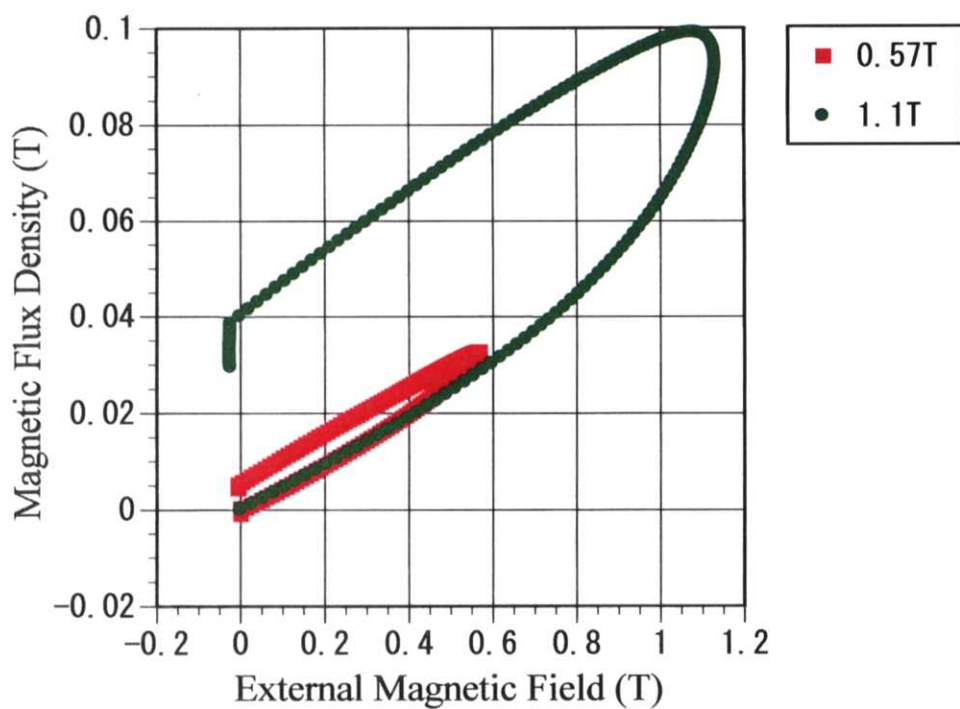
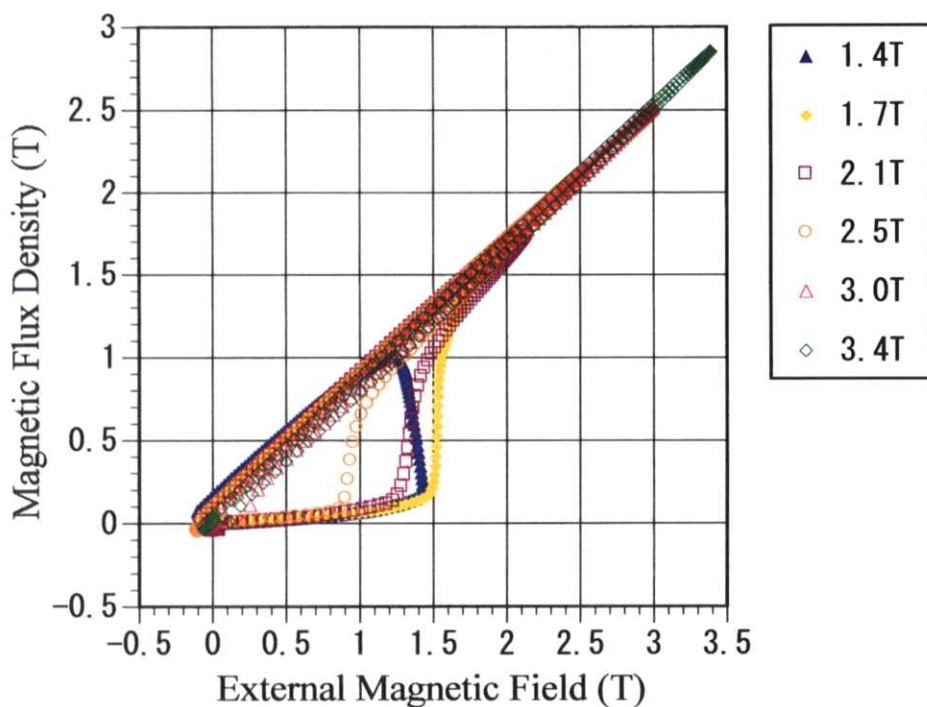


Fig.5.33 リング試料のパルス磁化過程における磁束密度

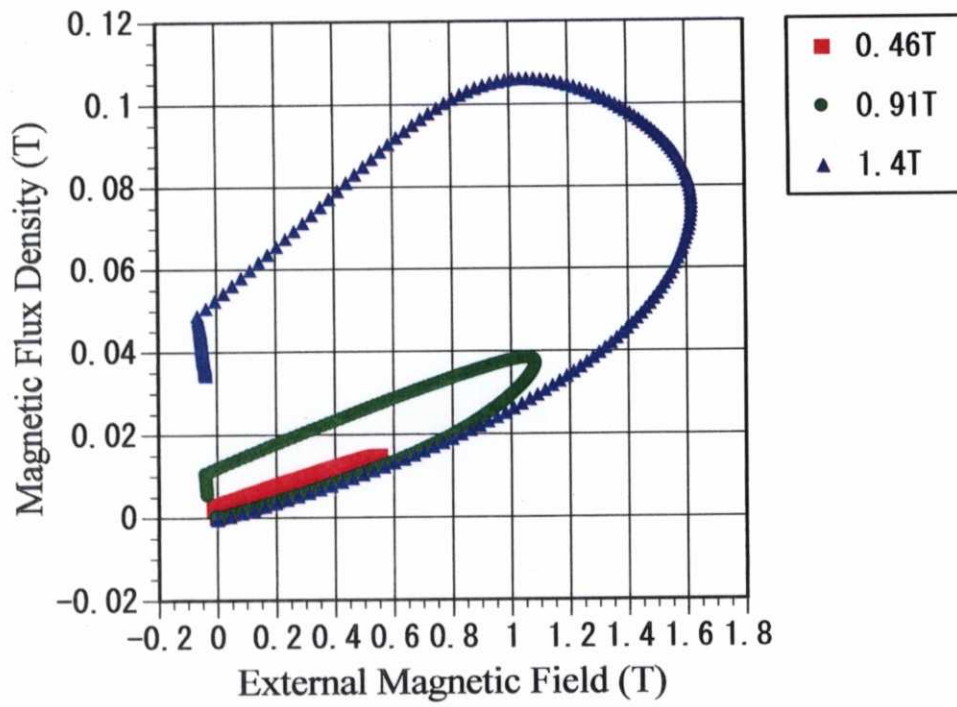


(a) パルス磁場のピーク値 0.57T, 1.1T

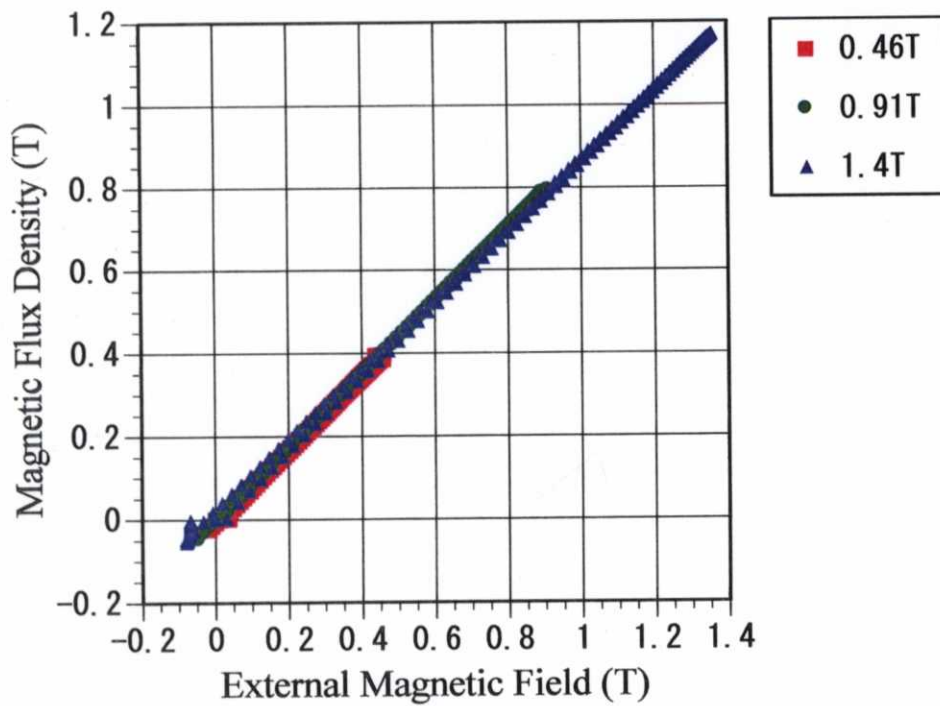


(b) パルス磁場のピーク値 1.4T-3.4T

Fig.5.34 B-H 曲線 (リング試料)



(a) 初回のパルス磁場印加



(b) 2回目のパルス磁場印加

Fig.5.35 クラック発生前および後の B-H 曲線



Fig.5.36 パルス磁場印加後の残留磁束密度

5.5 まとめ

バルク超電導体を磁化してバルク超電導磁石として使用する目的から、パルス磁化の有用性について確認し、その磁化特性を可視化計測によりマクロ的に評価した。さらに、パルス磁化過程の計測を行いそのモデルを考えることにより、最適なパルス磁場の検討を行った。また、大型の単一ドメイン高温超電導体をパルス磁化して、そのパルス着磁特性評価を行った。さらに、パルス磁場を繰り返し印加することによる磁化特性の向上、パルス磁場を印加することによる材料の劣化についても検討した。得られた結果を以下にまとめて示す。

1. パルス磁化により、フィールドクーリングと同程度の着磁が可能であることが確認できた。
2. 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密度が観測された。また、パルス磁場強度が強くなるほどその負の磁化領域が増える傾向が見られた。
3. パルス磁化過程における磁束密度の計測を行い、印加するパルス磁場が低い場合は超電導体への磁束侵入の時定数を考慮し、パルス磁場が高い場合は超電導体の発熱を考慮する必要があることを確認した。
4. パルス磁化過程におけるモデルを提案することにより、印加するパルス磁場強度と磁化過程の関係を明らかにし、印加パルス磁場に最適値が存在することを確認した。つまり、最適なパルス磁場のピーク値を求め、さらに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磁化が行えることが判った。
5. 同じ強度のパルス磁場を数回繰り返し印加することにより、残留磁束密度が高くなり、また同心円状に均一な磁化分布となった。
6. パルス磁場の印加によりクラックが伸展し、磁化特性が低下することが確認された。よって、エポキシ系樹脂により含浸するなどして材料強度を高めた試料を用いることにより、強力なバルク超電導磁石の作製が期待できる。

小型の常電導励磁コイルを用いたパルス励磁によって、高温超電導体を十分に磁化できることを確認した。吸引力を利用した磁気浮上システムなどに、バルク高温超電導磁石の利用を考える場合、パルス着磁は励磁コイルが小型軽量となり、かつ短時間で磁化できるため、有用な手法となることが確認できた。

参考文献

- 1) 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、32, 7, p.473 (1993)
- 2) 北原博隆、大崎博之、正田英介、「ピン止め効果のハイブリッドマグネットへの応用」、平成6年電気学会全国大会講演予稿集 [7]、No.937, pp.175-176 (1994-3)
- 3) 北原博隆、大崎博之、正田英介、「ピン止め効果を応用したハイブリッドマグネットによる磁気浮上」、第51回1994年度春季低温工学・超電導学会講演論文集、p.59 (1994-4)
- 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) 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, p.5574 (1995)
- 6) Y.Itoh, Y.Yanagi, M.Yoshikawa, T.Oka, M.Tsuchimoto, Y.Yamada and U.Mizutani, "Flux trapping characteristic of melt-processed Y-Ba-Cu-O bulk magnet by pulse magnetization", *International Symposium of Superconductivity*, (ISS '95, 1995)
- 7) 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, p.L774 (1993)
- 8) Y.Itoh and Y.Yanagi, "Flux motion during pulsed field magnetization in Y-Ba-Cu-O superconducting bulk magnet", *J. Appl. Phys.* 82, 1, p.5600 (1997)
- 9) 水谷宇一郎、岡徹雄、伊藤佳孝、柳陽介、吉川雅章、生田博志、「捕捉磁場マグネットの低温パルス着磁とその応用」、低温工学、34, 11, p.647 (1999)
- 10) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Measurement of magnetization property of high- T_c superconductor by pulse magnetic field", *ISEM-Cardiff*, A-39 (1995)
- 11) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Measurement of magnetization property of high- T_c superconductor by pulse magnetic field", *Studies in Appl. Electromagn. and Mech.*, 10, p.116 (1996)
- 12) 福岡克弘、橋本光男、「YBCO 超電導体のパルス励磁による磁化特性」、電気学会全国大会、p.2-285 (1996)
- 13) 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」、電気学会論文誌 B 分冊、116-B, 7, p.825 (1996)
- 14) 福岡 克弘、橋本 光男、「YBCO 超電導体の最適パルス磁化の検討」、電気学会マグネティックス研究会、資料番号(MAG-98-117), p.71 (1998)
- 15) 福岡克弘、橋本光男、樋口天光、村上雅人、「YBCO 超電導体の最適パルス磁化の検討」、電気学会論文誌 A 分冊、119-A, 7, p.1026 (1999)
- 16) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Observation of pulsed field magnetization process for a YBCO bulk superconductor", *ISEM-Pavia*, MPB2, p.75 (1999)
- 17) 福岡克弘、橋本光男、「高温超電導体のパルス着磁における磁束侵入過程の評価」、第 11 回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.9 (1999)
- 18) 福岡克弘、橋本光男、「パルス磁化過程計測による YBCO 超電導体の最適磁化の検討」、日本 AEM 学会、第 9 回 MAGDA コンファレンス、pp.141 (2000)
- 19) 福岡克弘、橋本光男、樋口天光、村上雅人、「パルス磁化過程計測による高温超電導体の最適パルス磁化の検討」、低温工学、34, 11, p.647 (1999)
- 20) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Observation of pulsed field magnetization process for a YBCO bulk superconductor", *Studies in Appl. Electromagn. and Mech.*, 18, p.203 (2000)
- 21) 福岡克弘、橋本光男、「単結晶 Y 系超電導バルク体のパルス着磁特性」、第 12 回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.183 (2000)
- 22) 福岡克弘、橋本光男、「単結晶状 YBCO バルク超電導体のパルス磁化特性」、日本 AEM 学会誌、Vol.8, No.4, p.462 (2000)
- 23) M. Tsuchimoto, M. Hashimoto, A. Yamashita and K. Miya, "Experimental estimation of electromagnetic forces on non-magnetic and ferromagnetic thin plates", *Meas. Sci. Technol.*, 6, pp.893-897 (1995)
- 24) M. Hashimoto, H.Hashizume, T.Sugiura, T.Takagi, K.Miya and M.Seki, "Experiments and numerical analysis of eddy currents in the first wall of a fusion reactor", *IEEE Trans. Magn.*, 26, 2, p.869 (1990)
- 25) 福岡克弘、橋本光男、「YBCO リング試料のクエンチ特性評価」、電気学会論文誌 A 分冊、116-A, 8, p.731 (1996)
- 26) 藤本辰雄、森田充、正橋直哉、「Y 系大型 QMG バルク超電導体の開発現状」、低温工学、34, 11, p.569 (1999)
- 27) 富田優、村上雅人、「樹脂含浸によるバルク超電導体の機械的特性の改善」、低温工学、34, 11, p.616 (1999)

第 6 章

結 論

第 6 章 結論

本論文では、磁場中に対する高温超電導体のマクロ的な振る舞いを明らかにすることを目的とし、静磁場、交流磁場、パルス磁化におけるそれぞれの磁気特性評価について論じた。さらに、高温超電導体の応用技術として、磁気回路をバルク超電導体で取り囲んだ磁気遮蔽変圧器を提案し、その特性を評価し実用化への可能性を検討した。各章別に得られた結果を、以下にまとめて示す。

第 1 章では、本論文に関する背景と目的を明らかにした。そこで、高温超電導体を産業分野で実際に応用するには、試料全体の磁気特性をマクロ的に評価することが重要であることを述べた。本論文では、高温超電導体の静磁場および交流磁場特性の評価、パルス磁化法により磁化した高温超電導体の着磁特性評価について検討することを述べた。

第 2 章では、高温超電導体の基礎物理、磁束の運動、特徴および問題点、製造技術、電磁力応用、電磁力数値解析、磁気特性計測手法についてまとめた。

第 3 章では、静磁場中における高温超電導体の磁気特性を磁場可視化計測により評価した。また、測定した磁束密度分布から試料各点の臨界電流密度分布を求め、有限要素法を用いた数値解析により高温超電導体の磁気遮蔽特性を定量的に評価した。さらに、高温超電導試料中の各位置における磁気特性を、ヒステリシス特性計測および磁束クリープ計測により評価した。これらにより、静磁場中における高温超電導試料全体のマクロ的な磁気特性を評価した。

磁場可視化計測より、表面の結晶粒と磁束密度分布との間の相関が確認された。一定磁場下における磁束密度分布と励磁後の残留磁束密度の分布は異なり、この傾向は結晶粒が不均一な試料ほど大きく変化することが判った。また、連続的な励磁場における計測からウィークリンクからの磁束の侵入を確認した。超電導体の磁気特性分布は本手法により正確に評価できることが確認された。

ウィークリンクを含む高温超電導体の静磁場中での磁気遮蔽特性を、一般的な電磁界解析法を当てはめる簡易的な数値解析により評価した。実験結果との比較からマクロ的な磁気遮蔽特性の解析手法としての妥当性を確認した。数値解析により実験では計測困難な試料表面および内部のマクロ的な磁束密度分布を定量的に評価できることが確認された。

ヒステリシス特性計測および磁束クリープ計測からは、超電導体内部への磁束の侵入には周囲の領域がゲートとして働く振る舞いが見られた。磁気特性が複雑に分布する超電導体においては、ヒステリシス特性計測および磁束クリー

ブ計測が局所的な特性を評価するのに有効であることが確認できた。

第 4 章では、交流磁場下における高温超電導体のマクロ的な磁気特性評価を行った。さらに、高温超電導体の応用として高温超電導体の磁気遮蔽効果を利用した磁気遮蔽変圧器の検討を行った。

交流磁場下における磁気特性評価では、リング形状の高温超電導体を用いた磁束侵入周波数特性、外部磁場強度をパラメータにした周波数 50Hz における磁束ジャンプ特性を評価した。さらに、磁場可視化計測により計測したデータから磁束密度のフルカラー画像を描き、交流磁場中における高温超電導体の磁気特性分布を評価した。また、バルク形状の試料において交流磁場遮蔽の周波数特性を磁場可視化計測により明らかにし、磁気遮蔽への適用について検討した。

周波数特性計測では、外部印加磁場とリング試料内側およびリング試料自体に侵入する磁束には位相差が生じ、ヒステリシスが得られることが判った。リング試料内側に侵入する磁束は、磁束フローにより侵入する磁束と、リング試料内側に回り込み B_{in} コイルに検出される外部磁場のベクトル和であることを確認した。リング試料内側の B_{in} コイルによって検出される磁束は、低周波数領域では磁束フローが支配的で、高周波数領域ではリング試料内側に回り込む磁束が支配的であることが判った。高温超電導体の周波数特性は、磁束フローを一次遅れ要素として考えるモデルにより評価できた。

外部磁場強度をパラメータにした磁束ジャンプ特性評価からは、外部磁場の値を大きくしていくと、ある磁場値において高温超電導体に急激に磁束が侵入する、磁束ジャンプ現象が確認された。磁束ジャンプが生じた後は、リング試料内側に侵入する磁束と外部磁場との位相差は小さくなった。また、リング試料内側に侵入する磁束は、磁束ジャンプが生じるまでの領域では磁束フローが支配的で、磁束ジャンプが生じた後では磁束ジャンプによりリークする磁束が支配的であることが判った。励磁を開始してから磁束ジャンプが生じるまでの時間は、外部磁場が大きいほど短くなった。磁束ジャンプはウィークリンク部が支配的であり、その領域からの熱の発生も確認できた。

磁場可視化計測からは、ウィークリンク部で磁束ジャンプが生じ、磁束が侵入する様子を明らかにした。また、リング試料自体への磁束の侵入が確認できた。ウィークリンクを含む特性が均一ではないバルク高温超電導体であっても、周波数が高い領域では磁気遮蔽材として適用可能であることが確認された。

高温超電導体の磁気遮蔽効果を利用した磁気遮蔽変圧器の特性評価からは、超電導体により磁路を取り囲むことにより、コイルのリアクタンスが低くなり特に高周波数領域において一次電流が大きくなった。したがって、高周波数においても入力電圧が低い変圧器の実現の可能性が確認された。これは、半導体

製造過程における高周波誘導加熱装置および高周波スパッタリング装置等で使用されている、高周波変圧器への応用に期待できる。超電導体により磁路を取り囲むことにより、高周波数領域においても二次電圧の低下は、ほとんど見られなかった。よって、フェライトコアの磁路を超電導体で取り囲むハイブリッドな磁路を構成することにより、フェライトコアからの漏れ磁束を遮蔽し、特に高周波数領域で高効率な変圧器を実現できることが確認された。変圧器に負荷変動が生じフェライトコアの磁気特性が低下しても、磁路を超電導体で取り囲むことにより、効率の低下が抑えられることを確認した。磁路をバルク超電導体で取り囲むことで、過負荷時においても定常状態における設計値で、安定に動作する変圧器が可能となる。したがって、特に従来にはない高周波数領域で使用できる電力用変圧器の実用化が期待できる。

第5章では、バルク高温超電導体を磁化してバルク超電導磁石として使用する目的から、パルス磁化の有用性について確認し、試料全体における着磁特性を可視化計測によりマクロ的に評価した。さらに、パルス磁化過程の計測を行いパルス磁化モデルを考えることにより、最適なパルス磁場の検討を行った。また、大型の単一ドメイン高温超電導体をパルス磁化して、その着磁特性を評価した。さらに、パルス磁場を繰り返し印加することによる磁化特性の向上、パルス磁場の印加による材料の劣化についても検討した。

磁場可視化計測によるパルス磁化特性評価から、パルス磁化により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が確認できた。特性が不均一なバルク高温超電導体において負の磁化領域が存在し、印加磁場強度が強くなると負の磁化領域が増える傾向が見られた。

パルス磁化過程における磁束密度の計測から、印加するパルス磁場が低い場合は超電導体への磁束侵入の時定数を考慮し、パルス磁場が高い場合は超電導体の発熱を考慮する必要があることを確認した。パルス磁化過程におけるモデルを提案することにより、印加するパルス磁場強度と磁化過程の関係を明らかにし、印加するパルス磁場に最適値が存在することを確認した。つまり、最適なパルス磁場のピーク値を求め、さらに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磁化が行えることが判った。

単一ドメインの試料を用いたパルス磁化特性評価より、同じ強度のパルス磁場を数回繰り返し印加することにより、残留磁束密度が高くなり、また同心円状に均一な磁化分布となることを確認した。パルス磁場の印加により試料中にクラックが伸展し、磁化特性が低下することも確認された。よって、エポキシ系樹脂により含浸するなどして材料強度を高めた試料を用いることにより、さらに強力なバルク超電導磁石の作製が期待できる。

パルス磁化法を用いることにより短時間で高温超電導体を磁化でき、磁化装置が従来のフィールドクーリングによる磁化よりも小型・軽量となり、磁化装置自体を磁気浮上システムや超電導モータ等の実機に組み込んだ形での応用に有用であることが確認された。

本論文では、静磁場、交流磁場、パルス磁化におけるバルク高温超電導体のマクロ的な磁気特性の評価手法の確立について述べた。磁場可視化計測による磁気特性評価法は、実際に高温超電導体の捕捉磁場測定および材料特性の評価などに有用な手法として採用されてきている。現在、国際標準化活動組織である IEC/TC90 において、磁場可視化計測により超電導体の捕捉磁場を測定することを、バルク高温超電導体の材料特性評価手法の国際標準とすることが検討されている。したがって、本論文は実用化に向けたバルク高温超電導材料の開発に寄与するものであると考える。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、有益な御指導・御助言を頂きました東京大学 寺井隆幸教授に深く感謝の意を表します。また、東京大学 出町和之助教授には、本論文をまとめるにあたり様々な御助言を頂きました。特に、高温超電導体の電磁界解析に関して適切な御指導を頂きましたことに対して厚くお礼申し上げます。さらに本論文に関して、有益な御指導・御助言を頂きました東京大学 上坂充教授、岡本孝司助教授、高橋浩之助教授に厚くお礼申し上げます。

宮健三教授（現在 慶應義塾大学）には、本論文をまとめるきっかけを作って頂き、さらには暖かい励ましのお言葉、適切な御指導・御助言を頂きましたことを深く感謝いたします。

職業能力開発総合大学校 橋本光男教授には、学部の学生のころより現在に至るまで長期にわたり、終始、適切な御指導・御助言、暖かい励ましのお言葉を頂きました。深く感謝いたします。

超電導工学研究所 村上雅人氏、樋口天光氏（現在 セイコーエプソン）、富田優氏には、共同研究を通じて、高温超電導試料の御提供ならびに貴重な御助言を頂きましたことに対して感謝申し上げます。

TDK 佐藤直義氏には、フェライトコアの御提供、有益な御助言を頂きましたことを感謝いたします。

職業能力開発総合大学校の教職員の皆様には大変お世話になりました。特に、戸田不二緒校長、関口行雄研究課程部長、電気工学科の皆様には暖かい励ましのお言葉を頂きましたことに感謝いたします。また、橋本研究室とその同窓生の方々に感謝いたします。

最後に、今日までいろいろな面において私を支えて頂いた家族に対し、深く感謝申し上げます。

発表論文目録

【学術論文】

- 1) 福岡克弘、橋本光男、「磁束クリープ計測による高温超電導体の材料特性評価」、日本 AEM 学会誌、Vol.2, No.2, pp.48-51 (1994-6)
- 2) 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」、電気学会論文誌 A 分冊、Vol.115-A, No.3, pp.213-218 (1995-3)
- 3) M.Hashimoto, K.Fukuoka, “Magnetic property observation of high temperature superconducting bulk material by magnetic flux distribution and flux creep measurement”, *Elsevier Studies in Appl. Electromagn. in Mater.*, **6**, pp.399-402 (1995)
- 4) K.Fukuoka, M.Hashimoto, “Measurement of magnetization property of high- T_c superconductor by pulse magnetic field”, *Studies in Appl. Electromagn. and Mech.*, **10**, pp.116-119 (1996)
- 5) 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」、電気学会論文誌 B 分冊、Vol.116-B, No.7, pp.825-830 (1996-7)
- 6) 福岡克弘、橋本光男、「YBCO リング試料のクエンチ特性評価」、電気学会論文誌 A 分冊、Vol.116-A, No.8, pp.731-737 (1996-8)
- 7) 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」、電気学会論文誌 A 分冊、Vol.117-A, No.8, pp.818-824 (1997-8)
- 8) K.Fukuoka, M.Hashimoto, “Frequency characteristic of magnetic flux invasion on YBCO superconductor ring specimen”, *Studies in Appl. Electromagn. and Mech.*, **13**, pp.71-74 (1998)
- 9) 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」、電気学会論文誌 A 分冊、Vol.118-A, No.9, pp.1021-1028 (1998-9)

- 10) 福岡克弘、橋本光男、樋口天光、村上雅人、「YBCO 超電導体の最適パルス磁化の検討」、電気学会論文誌 A 分冊、Vol.119-A, No.7, pp.1026-1032 (1999-7)
- 11) 福岡克弘、橋本光男、樋口天光、村上雅人、「パルス磁化過程計測による高温超電導体の最適パルス磁化の検討」、低温工学、Vol.34, No.11, pp.647-653 (1999-11)
- 12) 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周波数応答特性」、日本 AEM 学会誌、Vol.8, No.1, pp.82-89 (2000-3) (日本 AEM 学会奨励賞受賞)
- 13) K.Fukuoka, M.Hashimoto, “Observation of pulsed field magnetization process for a YBCO bulk superconductor”, *Studies in Appl. Electromagn. and Mech.*, 18, pp.203-206 (2000)
- 14) 福岡克弘、橋本光男、「単結晶状 YBCO バルク超電導体のパルス磁化特性」、日本 AEM 学会誌、Vol.8, No.4, pp.462-468 (2000-12)
- 15) K.Fukuoka, M.Hashimoto, “AC magnetic shielding characteristic of a YBCO superconductor using magnetic field visualization measurement”, *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, (投稿中)
- 16) 福岡克弘、橋本光男、富田優、村上雅人、「バルク高温超電導体による磁気シールドを用いた変圧器」、電気学会論文誌 D 分冊、(投稿中)
- 17) 福岡克弘、橋本光男、富田優、村上雅人、「数値解析によるウィークリンクを含む高温超電導体磁気遮蔽特性評価」、電気学会論文誌 A 分冊、(投稿中)

【特許】

- 1) 「磁気シールド変圧器」(出願中、特許出願番号 特願 2000-300681)

○ 空間分解能の評価

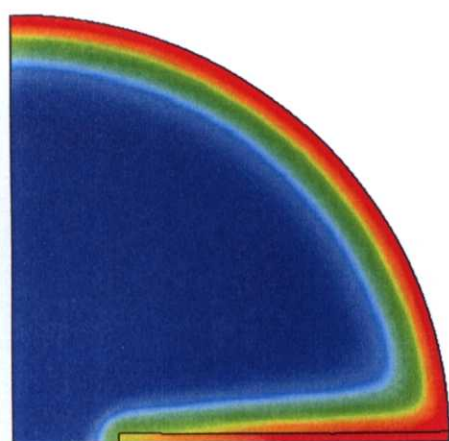
Fig.A.1 に示すのは、超電導試料からの距離をパラメータにした磁束密度の空間分布を数値解析し、空間における磁束の拡がり进行评估した結果である。実際のウィークリンク要素の形状は、(a)の下部に四角で示された横長の要素である。磁束密度を観測する位置が試料から遠ざかるほど磁束分布は拡がり、ウィークリンクの形状を推定することは難しくなる(試料上 3mm,5mm での磁束密度分布からは、横長の要素なのか扇形をした要素なのかの判別が難しい)。本論文では本文中において、試料上 1mm での磁束密度分布よりウィークリンクの形状を推定しているが、このレベルであればほぼ正確に推定することができる。

○ 数値解析において取り扱えるウィークリンク要素の大きさ

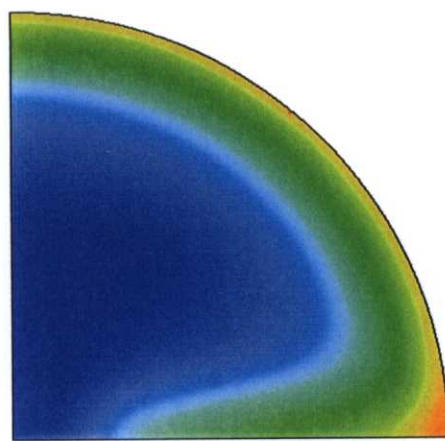
Fig.A.2 に示すのは、ウィークリンク要素の大きさ(長さ)をパラメータにし、数値解析において取り扱えるウィークリンク要素の大きさを評価した結果である。この結果より、ウィークリンク要素の長さを 1.5mm 以上に設定すると、試料上 1mm での空間の磁束密度分布からでもウィークリンクの形状を推定できることが判る。この長さは、表皮深さと同じ長さである。したがって、超電導試料への実効的な磁場侵入長以上の大きさを持つウィークリンクであれば、取り扱えることが確認された。

○ ウィークリンク要素の分離の評価

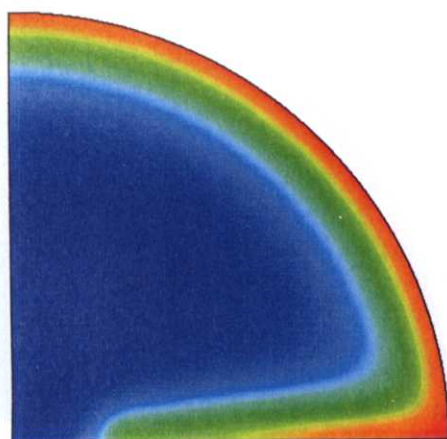
Fig.A.3 に示すのは、複数個のウィークリンクを設けたモデルにおいて、ウィークリンク間の距離を変化させ解析精度について評価した結果である。Fig.A.3,(b)の試料表面の磁束密度線分布では、ウィークリンク間の距離 1.5mm 以上でウィークリンク要素の分割による磁束密度が高くなる領域の分離が現れる。Fig.A.3,(c)の試料上 1mm では磁束が空間に拡がるため、ウィークリンク間の距離 1.5mm では分離が現れず、2.5mm 以上の距離のあるウィークリンクであればその分割を評価できることが確認された。



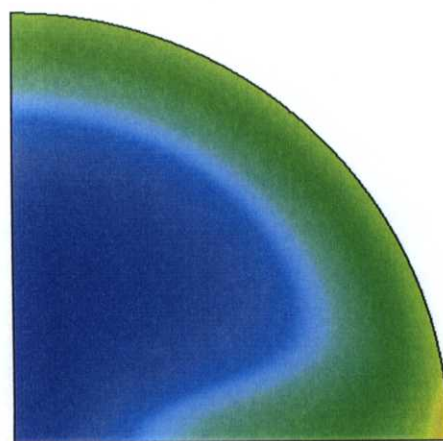
(a) 試料表面 (試料上 : 0mm)



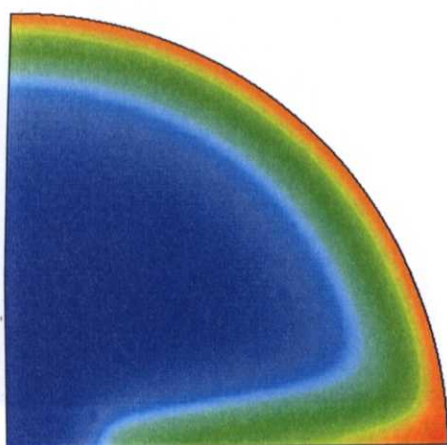
(d) 試料上 : 2mm



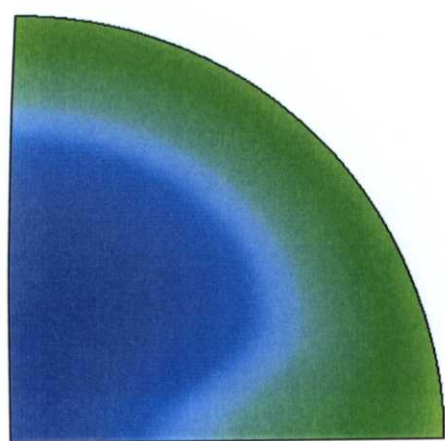
(b) 試料上 : 0.5mm



(e) 試料上 : 3mm



(c) 試料上 : 1mm



(f) 試料上 : 5mm

(mT)

140

105

70

35

0

Fig.A.1 空間分解能の比較

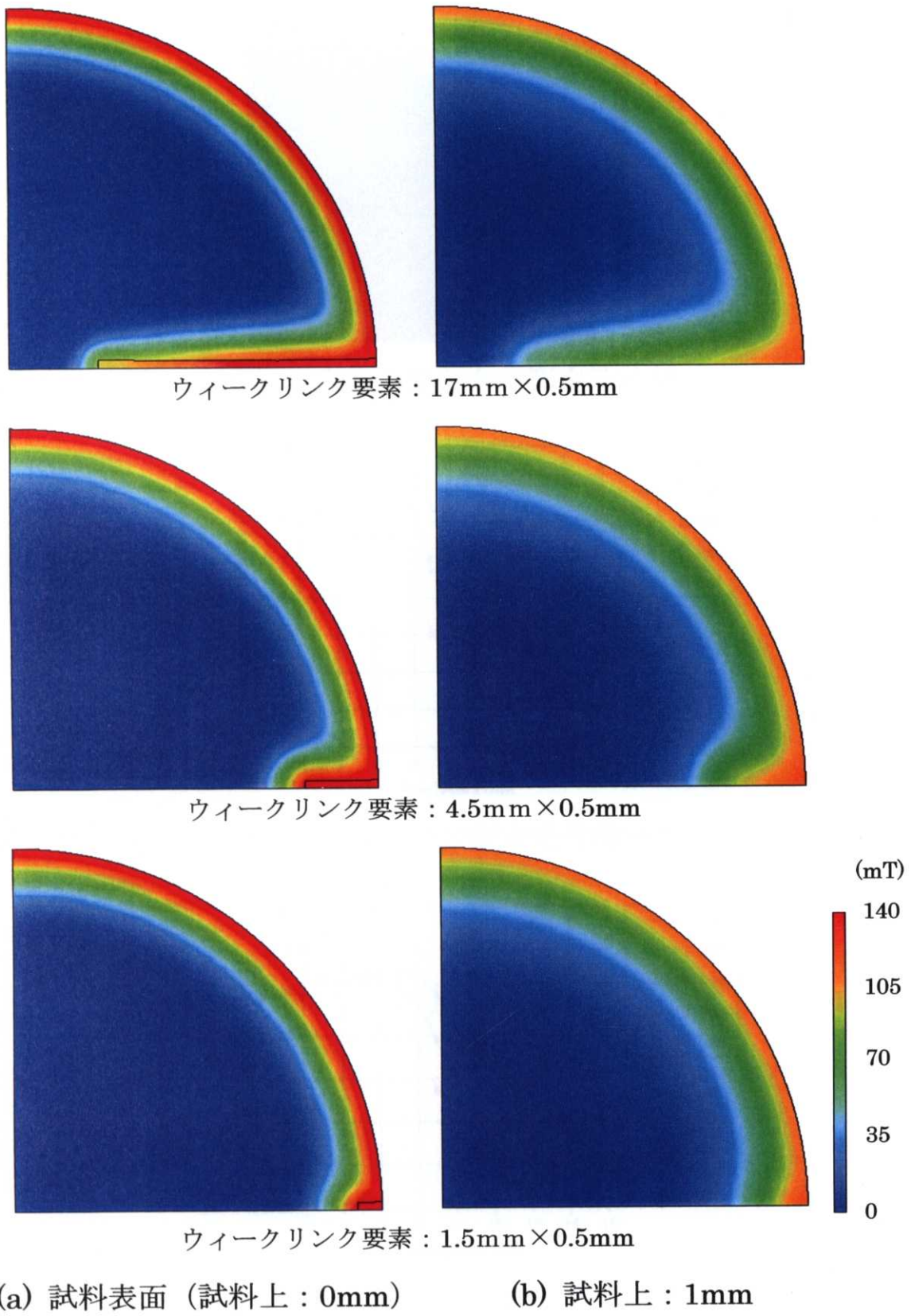
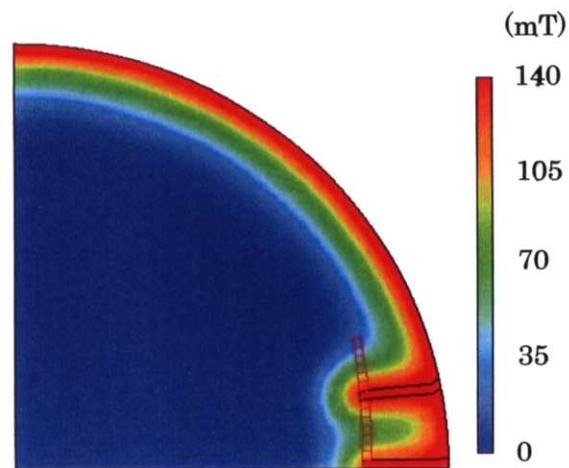
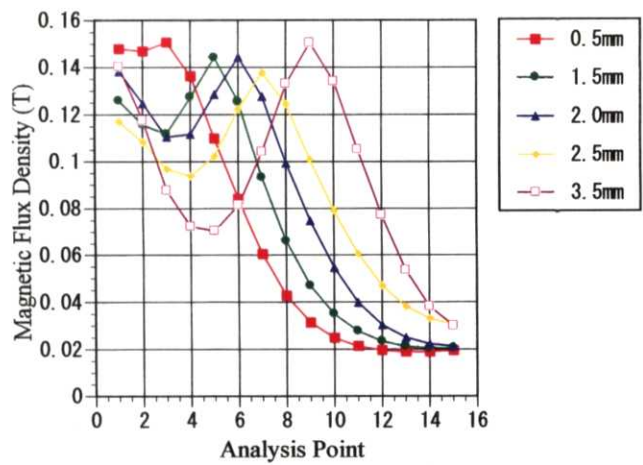


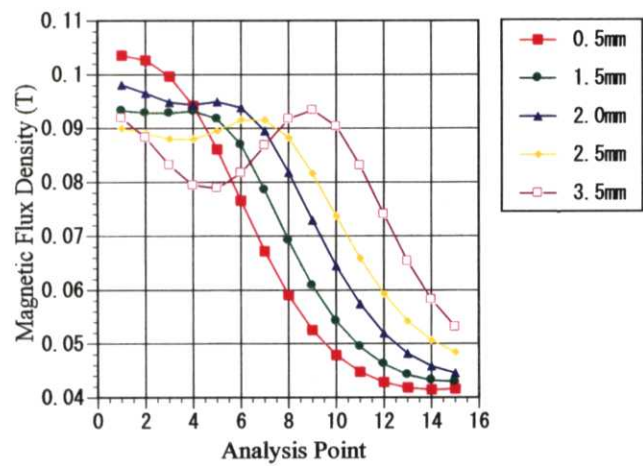
Fig.A.2 ウィークリンク要素の大きさ



(a) 磁束密度線分布の測定ライン



(b) 試料表面での磁束密度線分布



(c) 試料上 1mm での磁束密度線分布

Fig.A.3 ウィークリンク要素の分離