

第 4 章

交流励磁による磁気 特性評価とその応用

第4章 交流励磁による磁気特性評価とその応用

4.1 はじめに

第3章では、静磁場中における高温超電導体の磁気特性評価として、磁場可視化計測、ヒステリシス特性計測、磁束クリープ計測、数値解析を行うことによりその特性を明らかにした。しかし、高温超電導体を実際の応用として、モータ、磁気ベアリングおよび電力貯蔵用フライホイールなどに使用することを考えると、ロータに配置されている永久磁石の不均一性などから、超電導体に印加する磁場に交流磁場状のリップルが加わり、エネルギー損失が起きる¹⁻⁴⁾。よって、静的な磁気特性評価だけでは不十分であり、交流磁場下での磁気特性も考慮に入れなければならない。そこで本章では、4.2節でリング形状の高温超電導体を用いて5~500Hzの周波数領域の交流磁場中における、高温超電導体のマクロ的な磁気特性を評価⁵⁻¹¹⁾する。さらに、4.3節で周波数を50Hz一定とし超電導体に印加する外部磁場強度をパラメータにした、磁束ジャンプの特性評価^{12,13)}を行う。また、4.4節では磁気特性が不均一である高温超電導体のどの部分で磁束ジャンプが生じているかを調べるために、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¹⁴⁻¹⁶⁾その特性を明らかにする。

高温超電導体を用いた応用の一例に磁気遮蔽がある^{17,18)}。一般に磁気遮蔽には、交流磁場においては強磁性体と良導体による遮蔽、静磁場においては強磁性体とコイルによるキャンセル磁場発生が有効である。しかし、低周波数領域や高磁場下においては完全な磁気遮蔽とはいえない。一方、高臨界電流密度の特性を持つ高温超電導体を用いた磁気遮蔽では、静磁場から高周波数領域まで高効率な磁気遮蔽が期待できる。これにより、ノイズのないアンプの作成、電子デバイスのノイズ測定等に応用することが考えられる。そこで、4.5節ではバルク高温超電導体を用いて、周波数をパラメータにした磁場可視化計測を行い、交流磁気遮蔽における周波数応答特性¹⁹⁻²¹⁾を評価する。また、4.6節ではバルク高温超電導体の産業分野への応用として、複数個のバルク高温超電導体の磁気遮蔽効果を利用した変圧器を提案し、その特性について検討する^{22,23)}。以上の研究の流れを Fig.4.1 のフローチャートに示す。

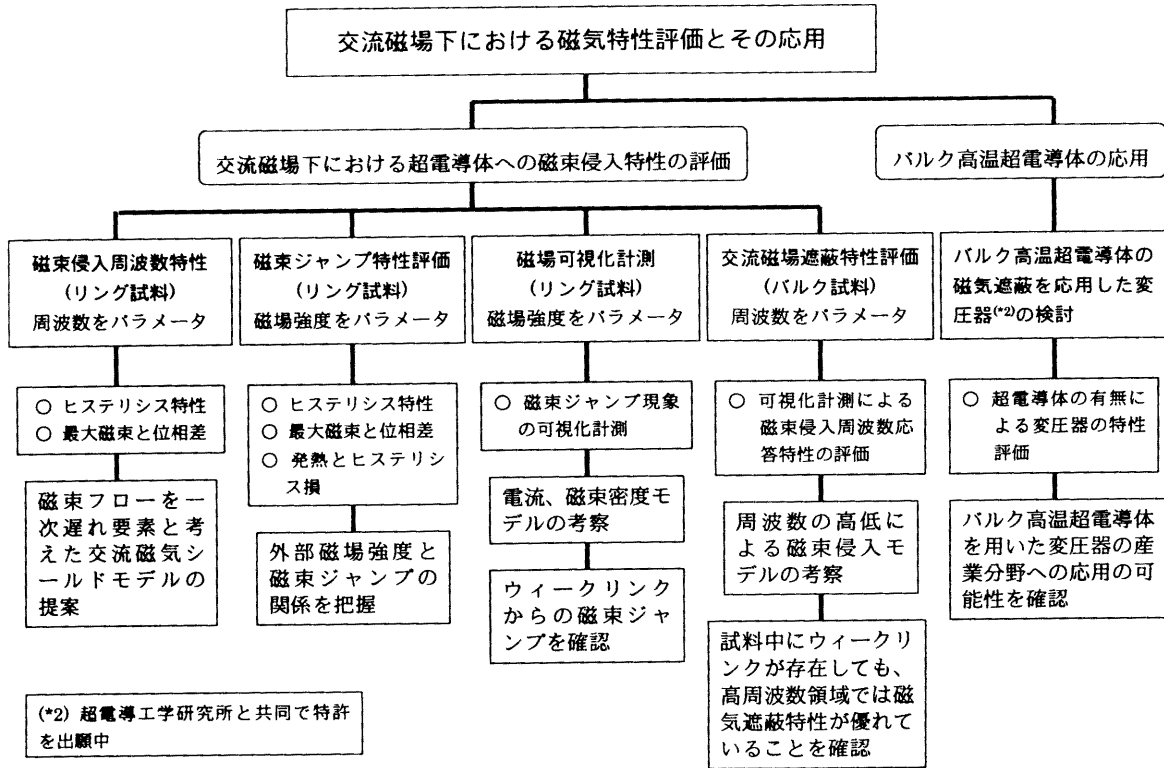


Fig.4.1 第4章のフローチャート

4.2 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

本節では、リング形状の高温超電導体を用いて 5~500Hz における周波数応答特性を、超電導体に侵入する磁束量と外部磁場との位相差を測定することにより評価する。また、交流磁気遮蔽モデルを提案し、高温超電導体への磁束の侵入を模擬してその計算結果と実験結果を比較する。

4.2.1 実験方法

実験に使用した高温超電導材料は、二方向温度勾配制御法を用いた MPMG 法により作成し、c 軸が試料円盤面にほぼ平行に配向した結晶粒を持つ YBCO 超電導体を使用する。試料の形状は、超電導体内側の磁束の侵入を評価できるように、円盤状の試料から中央部をくり抜いた、外径 34mm 内径 24mm 厚み 10mm のリング状試料である。

交流磁場下におけるリング試料内側空間および試料内部に侵入する磁束を計測することにより、周波数応答特性を評価する。高温超電導体の周波数応答特性を計測するための磁束計測システムを Fig.4.2 に示す。超電導体に交流磁場を加えるのは、ファンクション・シンセサイザ(1940 : NF 回路設計ブロック)から発生させた信号をアンプ(4505 : NF 回路設計ブロック)により増幅し、増幅した電流を励磁コイルに印加することにより行う。磁場の計測は、ピックアップコイルからの信号を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んで行う。ピックアップコイルは、外部磁場を計測するための H コイル(5mm×40mm×10mm^t、100 ターン)と、超電導体の内部に侵入する磁束を計測するための B コイルを用いる。B コイルはリング試料の内側に置いた B_{in} コイル(外径 18mm、厚み 5mm、100 ターン)と、試料の外周に巻いた B_{out} コイル(外径 34mm、厚み 5mm、100 ターン)の二種類を使用する。

Fig.4.3 は、低温用フラスコ中の超電導試料と励磁コイル(690 ターン)およびピックアップコイルの配置を示している。励磁コイルは、第 3 章の静磁場中における磁気特性評価で使用したのと同じ方形コイルを用いる。そのため、発生する磁場の値はコイル内で多少の分布が存在する。しかし、超電導体とコイル内側には十分なギャップがあるため、その間の空間磁場を外部磁場として取り扱う。

4.2.2 実験結果と考察

(1) 周波数をパラメータにしたリング試料のヒステリシス特性

第二種超電導体に下部臨界磁場以上の磁場を印加すると、外部磁場は超電導体内部に侵入する。Fig.4.4 に示すのは、交流磁場(10Hz)を印加したときの、H

コイルにより計測した外部印加磁場 $\mu_0 H$ と、 B_{in} コイルにより計測したリング試料の内側空間に侵入する磁束 Φ_{in} である。縦軸に外部印加磁場およびリング試料の内側に侵入する磁束 Φ_{in} をとり、横軸に時間をとっている。ピックアップコイルで計測した外部磁場と磁束は、コイルの巻き数を考慮し、計測したデータの積分演算を行いその値を求める。この図から、外部磁場とリング試料の内側に侵入する磁束 Φ_{in} には、位相のずれが生じることが判る。よって磁束がリング試料の内側に侵入するには、一定の時間を必要とすることが理解できる。したがって、Fig.4.5 に示すようにリング試料内側に侵入する磁束 Φ_{in} を縦軸にとり、外部磁場を横軸にとってヒステリシス曲線を描く。また、5Hz から 500Hz の範囲において同様の計測を行う。

Fig.4.6 に示すのは、周波数 5~500Hz におけるリング試料内側の磁束 Φ_{in} と外部印加磁場との関係である。励磁コイルに印加する交流磁場は、ピーク値が 25mT の正弦波である。Fig.4.6,(a)は 5~50Hz、Fig.4.6,(b)は 100~500Hz の交流磁場で励磁したときの結果である。これらの図より、印加する磁場の周波数が低いほど、リング試料内側に侵入する磁束 Φ_{in} のピーク値は、大きくなることが判る(5Hz での磁束 Φ_{in} のピーク値は、500Hz での磁束 Φ_{in} のピーク値の約 20 倍)。また、 $\Phi_{in}=0$ になるときの外部磁場の絶対値を見ると、5~50Hz の周波数領域では周波数が高いほど大きくなるのに対して、50~500Hz の周波数領域では周波数が高いほど小さくなる。

Fig.4.7 に示すのは、リング試料の外周に巻いた B_{out} コイルにより計測した磁束 Φ_{out} と外部印加磁場との関係である。この磁束 Φ_{out} は超電導体自体に侵入する磁束と、リング試料内側に侵入する磁束の和である。この図からも、Fig.4.6 で述べたのと同じような傾向が見られるが、異なる点もいくつか見られる。周波数の高い 300~500Hz の領域では他の周波数領域に比べ、 Φ_{in} と Φ_{out} のピーク値の比を見ると、 Φ_{out} により多くの磁束が侵入することが判る(5Hz でのピーク磁束の比が $\Phi_{out}/\Phi_{in}=1.4$ に対し、500Hz でのピーク磁束の比は $\Phi_{out}/\Phi_{in}=3.7$)。また周波数 100Hz で比較すると、 Φ_{in} のヒステリシス曲線の方が Φ_{out} よりも幅を持つ。つまり、 Φ_{in} の方が外部磁場との位相差が大きい。そしてその傾向は、周波数が高い領域でさらに大きくなる。

(2) 最大磁束と位相差

Fig.4.4 の外部印加磁場とリング試料内側に侵入する磁束 Φ_{in} は、外部磁場の最大値を H_p 、 Φ_{in} の最大値を Φ_{pin} 、外部磁場と Φ_{in} との位相差を θ_{in} とすれば

$$\begin{cases} H = H_p \cos \omega t \\ \Phi_{in} = \Phi_{pin} \cos(\omega t - \theta_{in}) \end{cases} \quad (4.1)$$

と表すことができる。この Φ_{pin} と θ_{in} の周波数特性をまとめて Fig.4.8 に示す。5~50Hz 領域までは、 Φ_{pin} は周波数が高くなるにしたがい急激に減少する。しかし、50Hz より高い周波数領域ではなだらかに減少する。次に、位相差 θ_{in} は5~50Hz 領域までは増加するが、50Hz より高い周波数領域では減少する。よって、リング試料の交流磁場特性は二つの領域に分けることができる。5~50Hz までの周波数領域では、外部磁場の变化する速度が遅いため、磁束フローにより多くの磁束がリング試料内側に侵入すると判断できる。磁束フローとは、超電導体に磁場を印加したときに、外部磁場を遮蔽する向きにシールド電流が周回して流れることにより、超電導体内に侵入しピン止め点に捕捉されている磁束量子が、ピン止め力に打ち勝ったローレンツ力 $J \times B$ によって、ピン止め点から移動する現象である。しかし、磁束が磁束フローによりリング試料内側に侵入するには磁束の移動に粘性力が生じるため、一定の時間が必要になる。また、この粘性力は磁束の運動速度が早いほど強くなる(第2章2節参照)。よって、周波数が高い(磁束の運動速度が早い)ほど磁束の侵入は少なくなり、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束との位相差は大きくなる。つまりこの領域では、磁束フローが支配的であることが判る。一方、50Hz より高い周波数領域では、周波数が高くなることにより、磁束フローによりリング試料内側に侵入する磁束は少なくなる。周波数 500Hz を見ると、僅かではあるが磁束はリング試料の内側に侵入する。またこのときの位相差は小さくなる。これは、本実験に用いたリング試料は、その内径に比較して厚み(高さ)が薄い。したがって、外部磁場がリング試料内側に試料の上下面から回り込み、その磁束が B_{in} コイルに観測されるためである。この回り込む磁束量については、4.3 節において有限要素法を用いた数値解析を行い詳しく述べる。この回り込みの磁束は、外部磁場と同位相である。よって周波数が高い領域では、磁束フローにより侵入する磁束が少なくなり、 B_{in} コイルに検出されるのはリング試料内側に回り込む磁束が主となり位相差は小さくなる。したがって、リング試料内側に侵入する磁束は、磁束フローによる磁束とリング試料内側に直接回り込む磁束のベクトル和になると考えられ、Fig.4.8 に示す周波数特性が説明できる。

Fig.4.9 は、リング試料の外周に巻いた B_{out} コイルを用いて計測した磁束 Φ_{out} の最大値を Φ_{pout} 、外部磁場と Φ_{out} との位相差を θ_{out} として、 Φ_{pout} と θ_{out} の周波数特性を示した図である。この結果においても、Fig.4.8 で述べたのと同じように、磁束フローが支配的な部分と、リング試料内側に回り込む磁束が支配的な部分との二つの領域に分けられる。しかし、異なる点もいくつか見られる。まず Φ_{pout} のグラフを見ると、 Φ_{pin} に比べ周波数の高い領域において、観測される磁束の比率がより多くなる様子が判る。さらに、位相差 θ_{out} のグラフを見ると、Fig.4.8 では 50Hz が変位点になるが、Fig.4.9 では 30Hz が変位点にな

る。また、位相差 θ_{out} も θ_{in} に比べて小さくなる。周波数が高くなると、超電導体の外周近傍に集中してシールド電流が流れる。よって、試料の外周部分が発熱することにより臨界電流密度が低下し、その部分に多くの磁束(外部磁場とほぼ同位相)が侵入する。よって、リング試料の外周に巻いた B_{out} コイルには、磁束フローにより侵入する磁束に加え、超電導体外周部に侵入する外部磁場との位相差がない磁束が観測される(B_{in} コイルは、超電導体外周部に侵入する磁束は計測されない)。そのため、 Φ_{pin} と Φ_{pout} および θ_{in} と θ_{out} に上述したような違いが見られる。

(3) 磁束の侵入過程

次に、リング試料内側に磁束が侵入する時間を調べるために、外部磁場 $\mu_0 H$ をステップ的に印加した時の、リング試料内側の磁束密度 B_n をホール素子を用いて計測する。外部磁場の大きさは 2.5mT とする。この結果を、Fig.4.10 に示す。この計測では、信号の応答性をよくするため、ホール素子の出力にローパスフィルタを通すことができない。そのため計測データには、ノイズが見られる。そこで、 $\mu_0 H$ と B_n の測定点 20 点ごとのアベレージング処理を行い、それぞれ $\mu_0 H$ -AVR、 B_n -AVR として示している。この B_n と B_n -AVR のグラフで、磁束が急激に増加している領域と、その後滑らかに増加している領域がある。ここでは交流問題について検討するので、磁束が急激に増加している領域を磁束フローとして取り扱う。磁束フロー領域が終了するまでに必要とする時間は約 50msec である。このことを考慮すると、5Hz(1/4 周期が 50msec)以下の周波数領域では磁束フローによる磁束は、完全にリング試料内側に侵入すると判断できる。Fig.4.8 においても 5Hz では、位相差はゼロに近い。

(4) 交流磁気遮蔽モデル

リング試料内側に侵入する磁束は、磁束フロー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和であることはすでに述べた。磁束が磁束フローによりリング試料内側に侵入するには、磁束の移動に粘性力が生じるため、一定の時間が必要になる。したがって、磁束フローを一次遅れ要素と考え、交流磁気遮蔽モデルを提案する。このとき伝達関数 G は、ゲイン定数を K 、時定数を T 、リング試料内側に回り込み B_{in} コイルに検出される磁束の要素を L として

$$G = \frac{K}{1+sT} + L \quad (4.2)$$

と表せる。よってリング試料内側に侵入する磁束 Φ'_{in} は外部磁場を H とすれば、次式で表せる。

$$\Phi'_{in} = \left(\frac{K}{1 + j\omega T} + L \right) H \quad (4.3)$$

ここで、(4.3)式に $\omega = 2\pi f$ を代入して、リング試料内側に侵入する磁束の最大値 Φ'_{pin} を求めると、

$$\Phi'_{pin} = |\Phi'_{in}| = \left(\frac{K}{\sqrt{1 + (2\pi f T)^2}} + L \right) H \quad (4.4)$$

となる。

次にそれぞれの定数を求める。ゲイン定数 K と時定数 T は、Fig.4.10 より求める。ゲイン定数 K は、外部磁場 H とリング試料内側に侵入する磁束密度 B_{in} の、磁束フロー領域の最終値の比(0.56)である。さらに、リング試料内側の面積 ($4.52 \times 10^{-4} \text{m}^2$) を掛けて(4.4)式を磁束(Wb)の単位にする。よって K は

$$K = 0.56 \times 4.52 \times 10^{-4} = 2.53 \times 10^{-4} \quad (4.5)$$

となる。時定数 T は Fig.4.10 から、 $T = 14.8 \times 10^{-3} \text{sec}$ と求められる。リング試料内側に回り込み B_{in} コイルに検出される磁束の要素 L は、500Hz の実測値と一次遅れ要素のみの 500Hz における計算値の差をとり求める。(4.4)式より、要素 L を無視して 500Hz における Φ'_{pin} を計算すると、 $\Phi'_{pin} = 1.36 \times 10^{-7} \text{Wb}$ となる。実測値 Φ_{pin} は $3.62 \times 10^{-7} \text{Wb}$ なので、実測値と計算値の差をとると、 $\Phi_{pin} - \Phi'_{pin} = 2.26 \times 10^{-7} \text{Wb}$ となる。よって要素 L は、 $\Phi_{pin} - \Phi'_{pin}$ を周波数応答計測における外部磁場(25mT)で割り、 $L = 2.26 \times 10^{-7} / 25 \times 10^{-3} = 9.04 \times 10^{-6}$ となる。このときの位相差 θ'_{in} は

$$\theta'_{in} = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{2\pi f T K}{1 + (2\pi f T)^2}}{\frac{K}{1 + (2\pi f T)^2} + L} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{2\pi f T K}{K + L \{1 + (2\pi f T)^2\}} \right) \quad (4.6)$$

と求まる。これらの式より求めた、周波数応答特性を計算値(Φ'_{pin} , θ'_{in})と実測値(Φ_{pin} , θ_{in})を比較して Fig.4.11 に示す。この図より、周波数応答特性の実測値

と計算値はよく一致しており、磁束フローを一次遅れ要素として考えるモデルにより、その特性が表されることが判る。

(5) リング試料自体に侵入する磁束

次に、Fig.4.9 の Φ_{pout} と Fig.4.8 の Φ_{pin} の差をとり、リング試料自体に侵入する磁束 ($\Phi_{\text{pout}} - \Phi_{\text{pin}}$) を Fig.4.12 に示す。5~100Hz の周波数領域では、リング試料自体に侵入する磁束は周波数が高いほど急激に減少する。これは、周波数が高いほど磁束の移動に働く粘性力が大きくなるからである。さらに特徴的なことは、100~500Hz までの間にリング試料自体に侵入する磁束が徐々に高くなる点である。よってこの図からも、周波数が高くなることによりシールド電流がリング試料の外周部に集中して流れることにより試料が発熱して、その熱により臨界電流密度が低下し、試料の外周部に多くの磁束が侵入することが確認された。

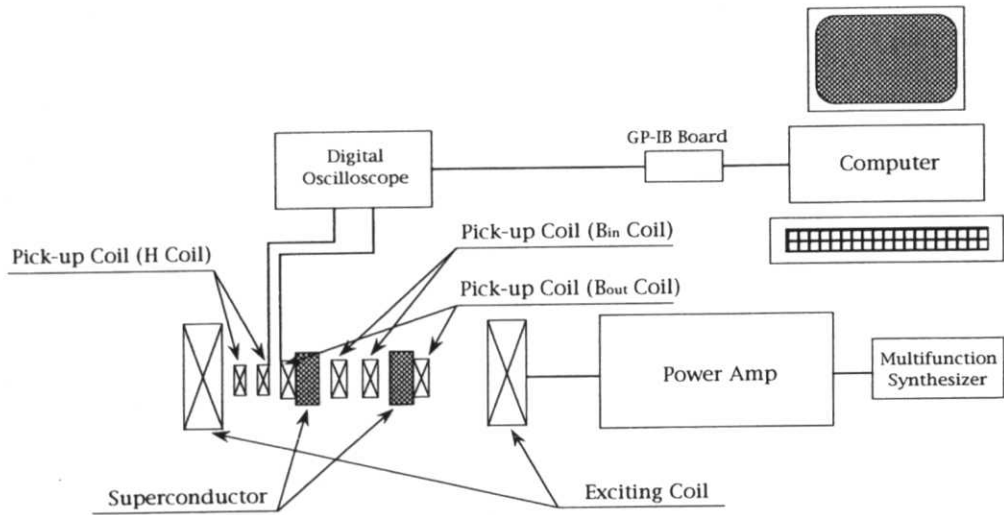


Fig.4.2 磁束侵入周波数特性の計測システム

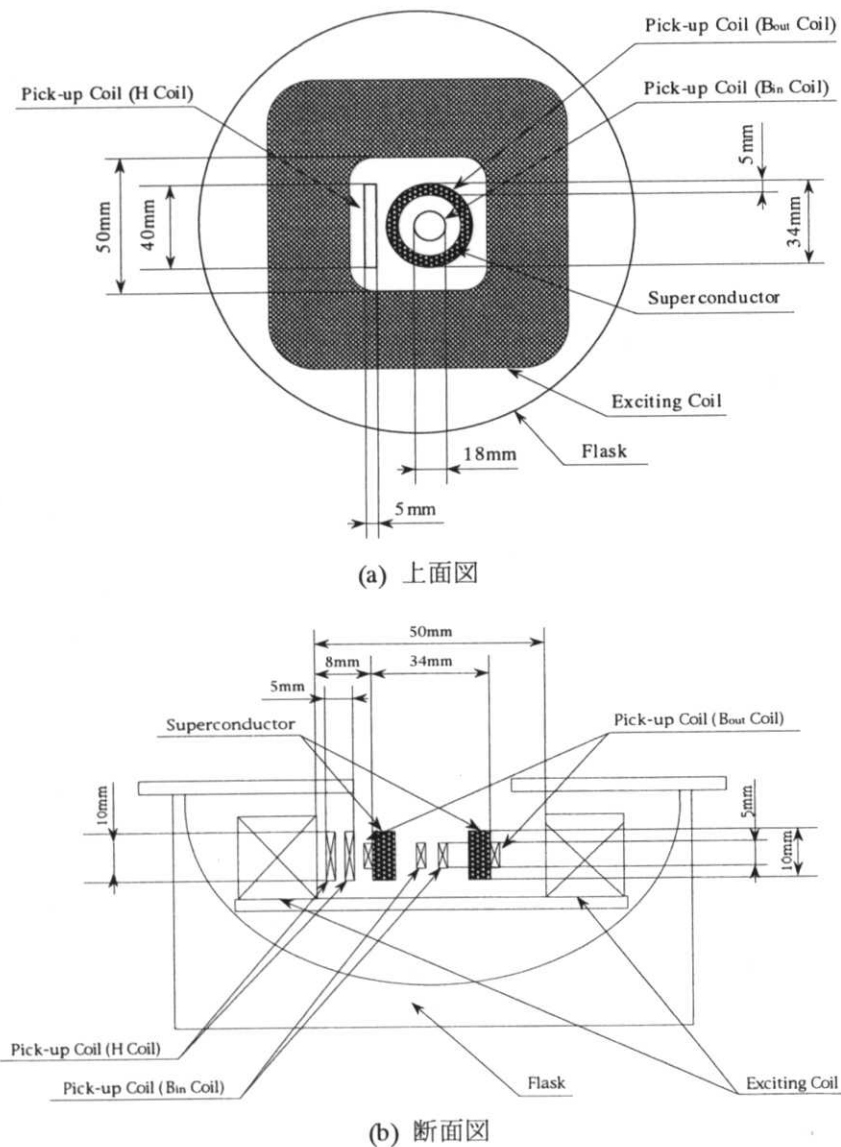


Fig.4.3 超電導体とコイルの配置

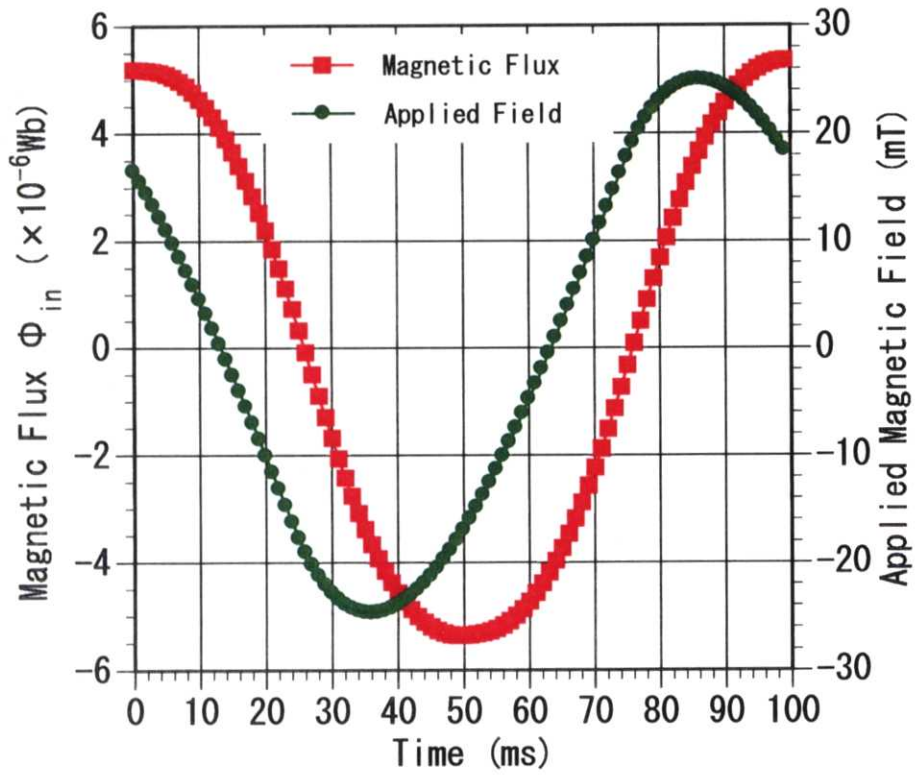


Fig.4.4 超電導リング内側の磁束と印加磁場

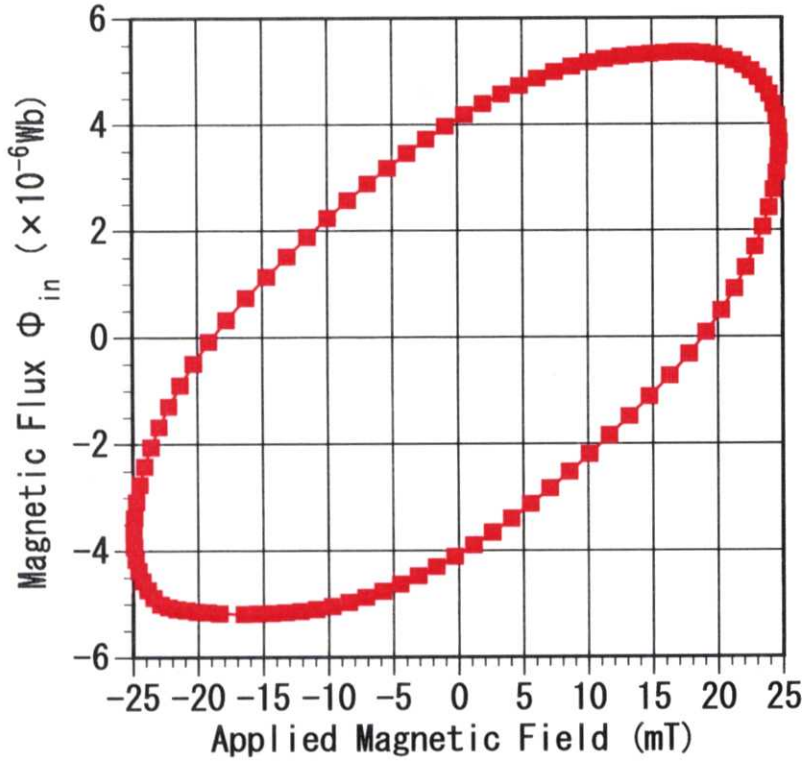
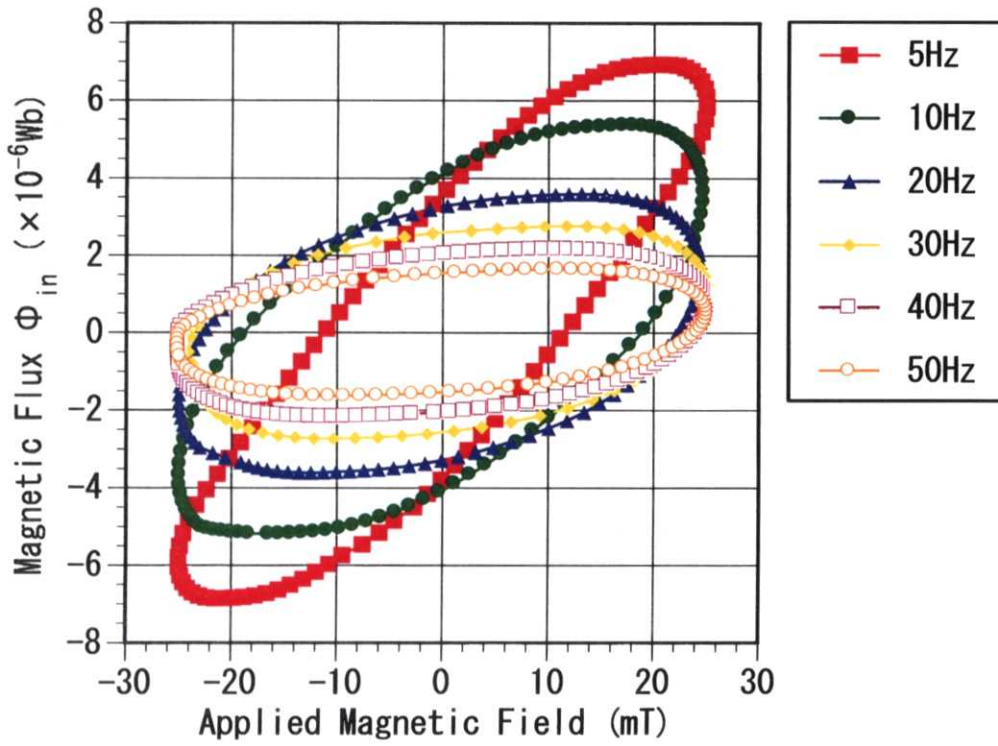
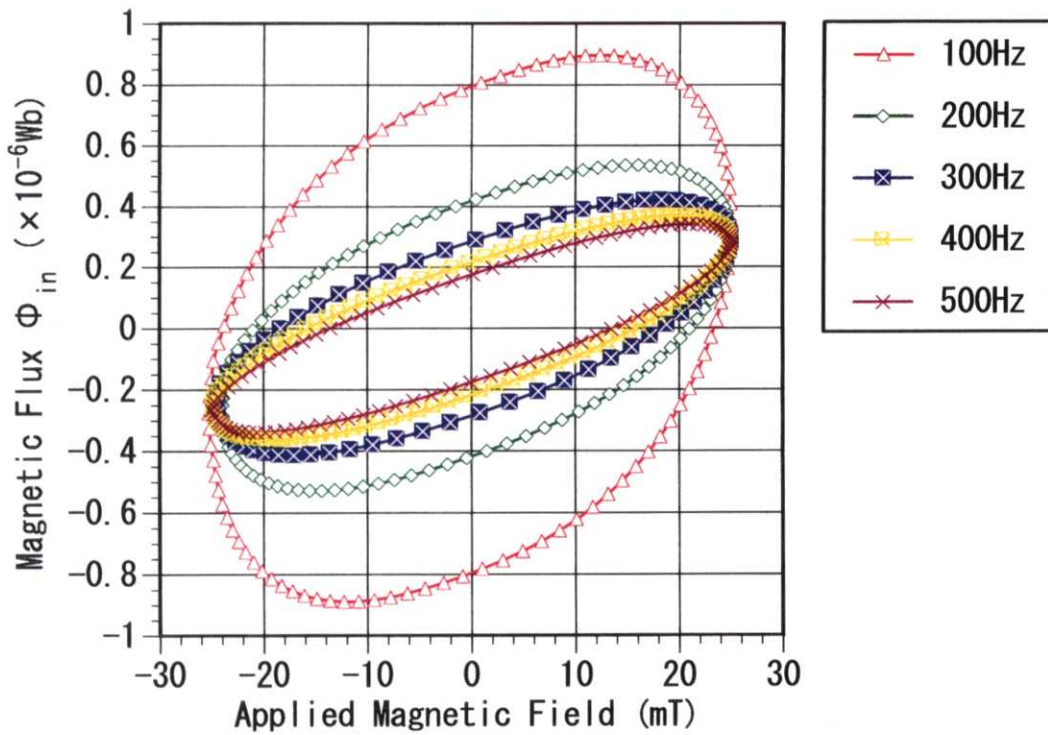


Fig.4.5 Fig.4.4 から描いたヒステリシス曲線

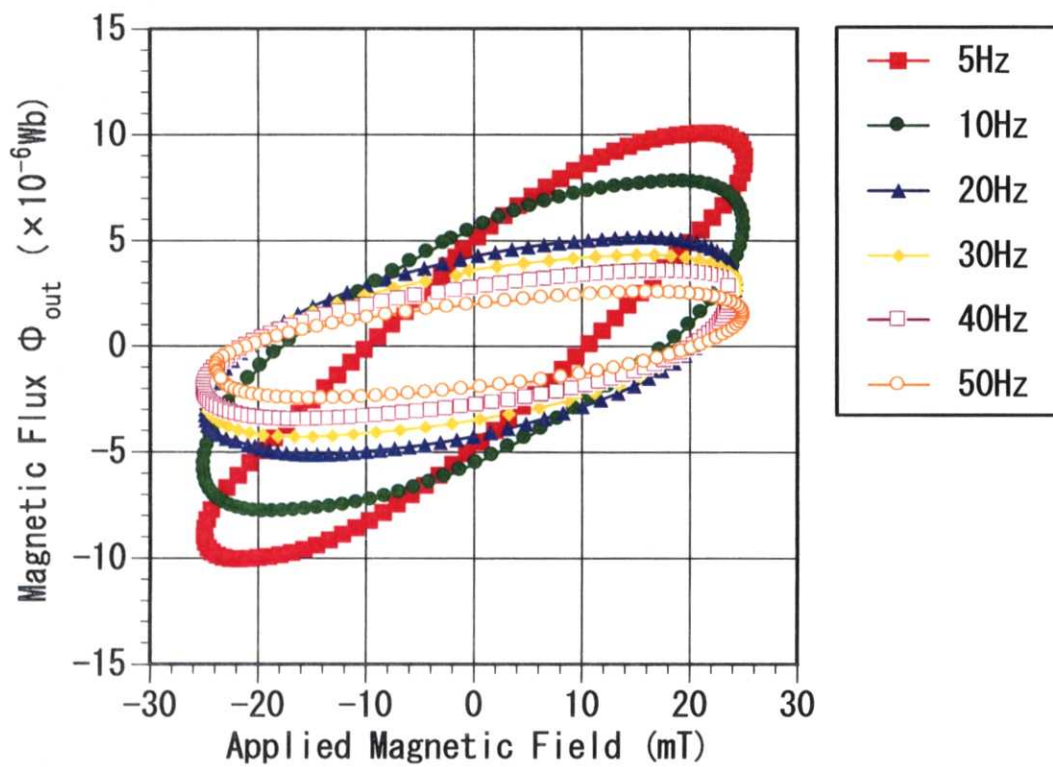


(a) 周波数 5~50Hz

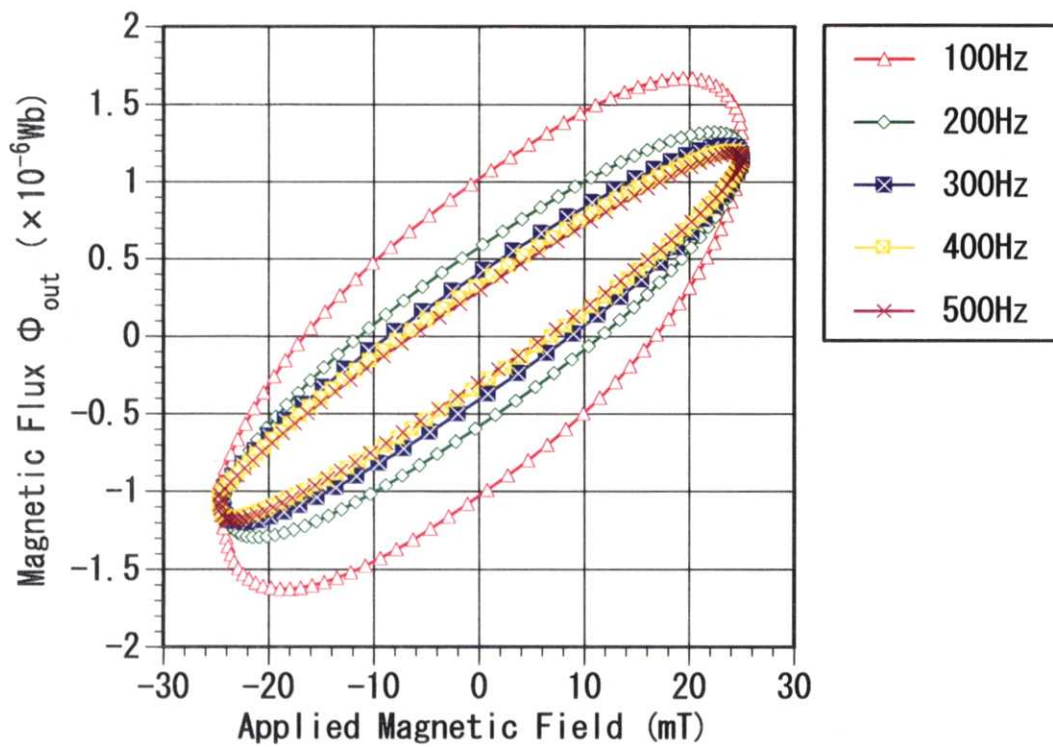


(b) 周波数 100~500Hz

Fig.4.6 ヒステリシス曲線 (B_{in} コイル)



(a) 周波数 5~50Hz



(b) 周波数 100~500Hz

Fig.4.7 ヒステリシス曲線 (B_{out} コイル)

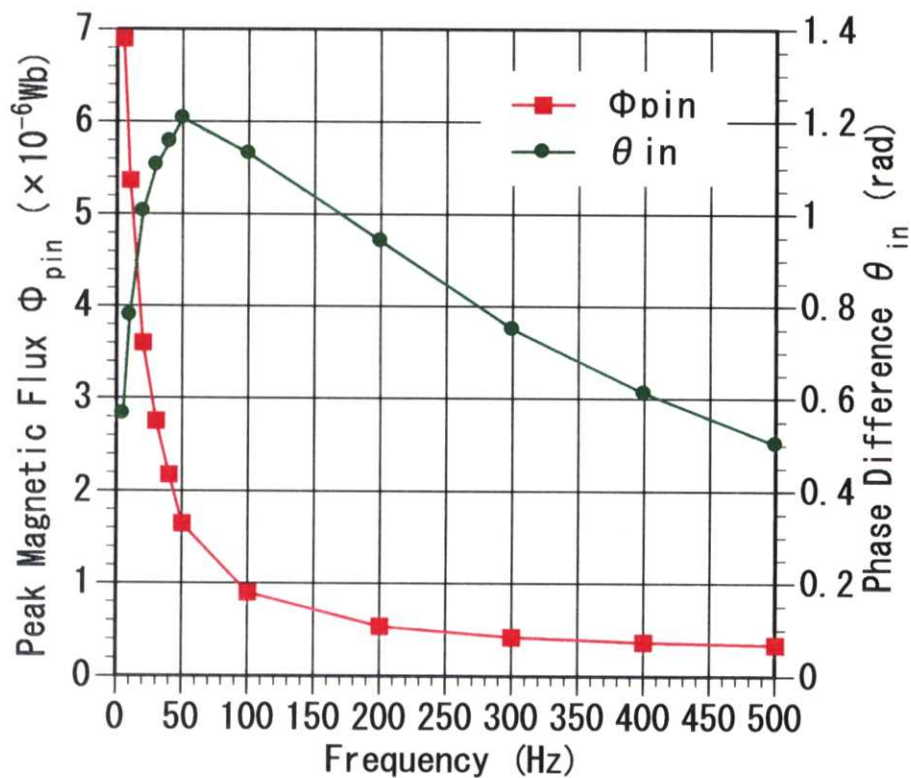


Fig.4.8 最大磁束と位相差 (B_{in} コイル)

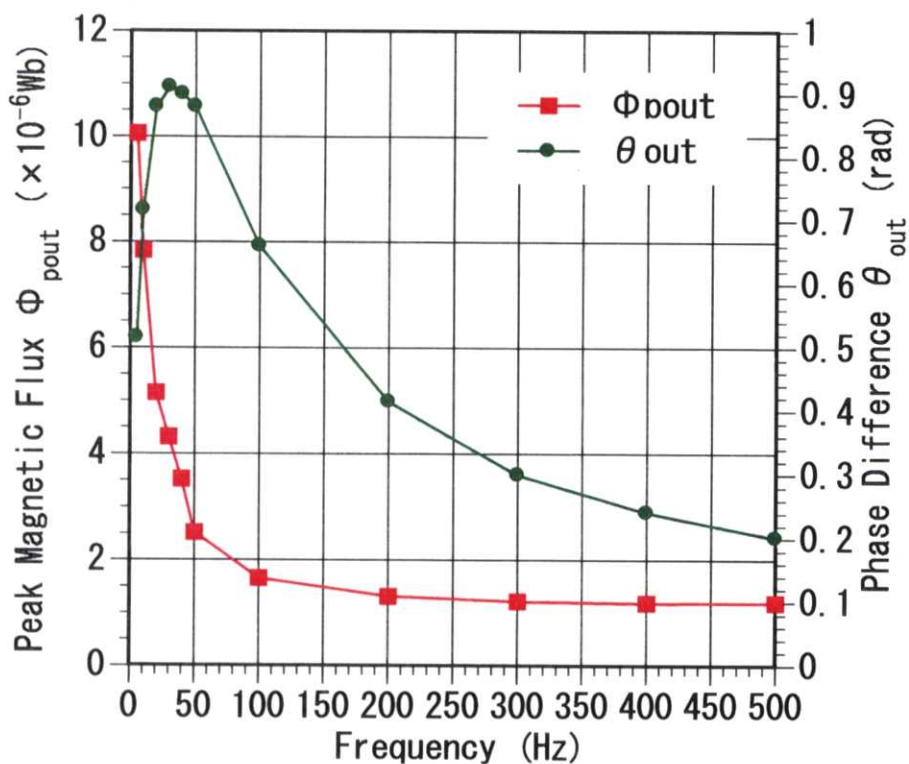


Fig.4.9 最大磁束と位相差 (B_{out} コイル)

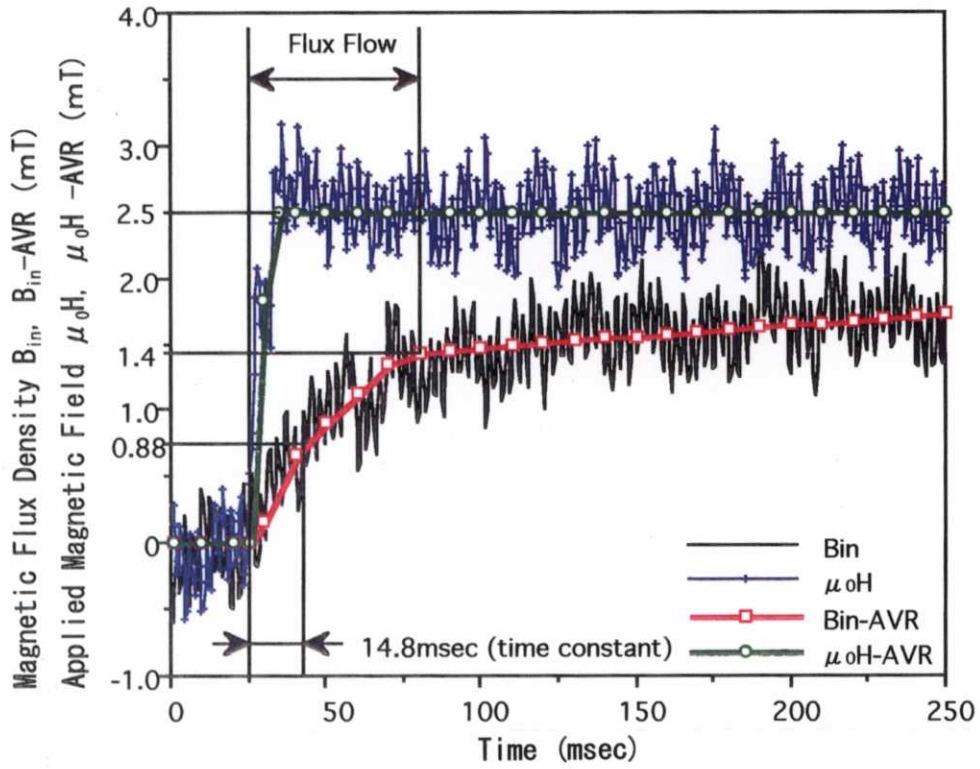


Fig.4.10 ステップ磁場応答

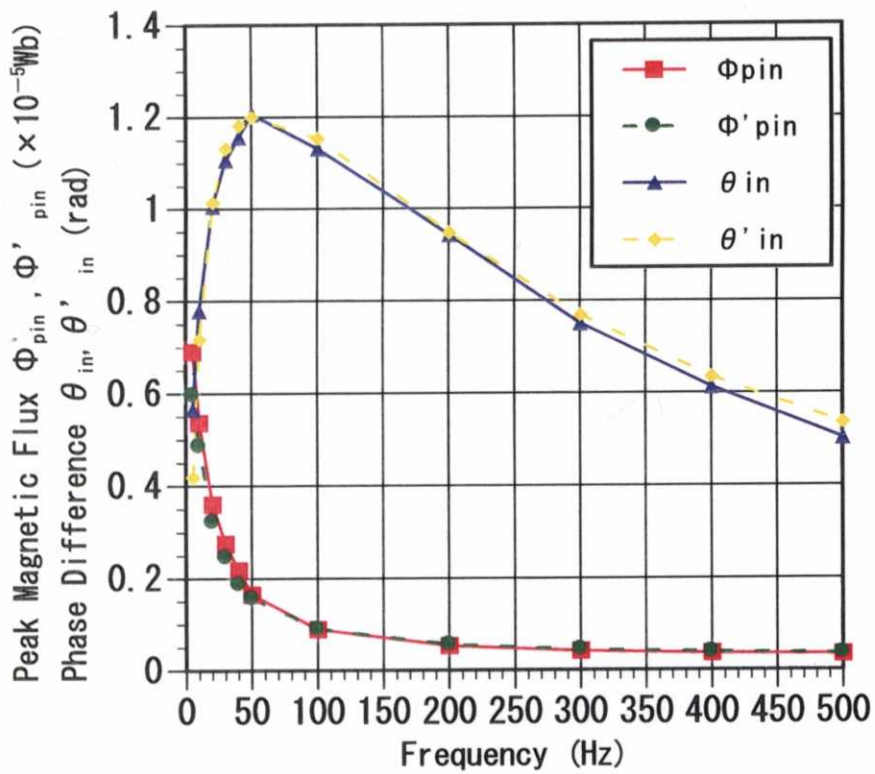


Fig.4.11 実測値と計算値の比較

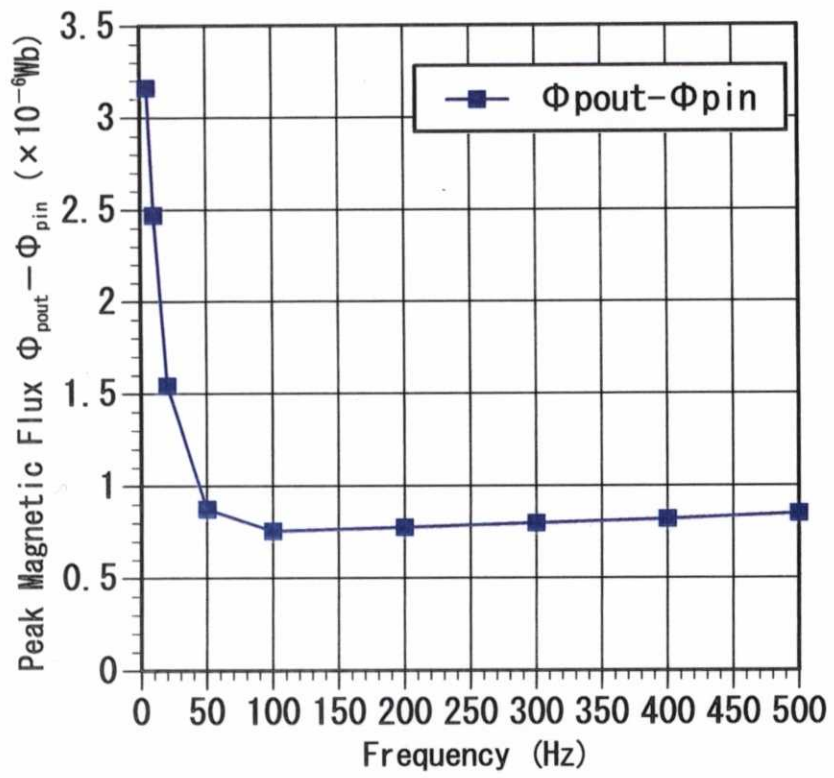


Fig.4.12 超電導体中の磁束

4.3 リング試料を用いた外部磁場強度をパラメータにした磁束ジャンプ評価

4.2 節では、外部磁場のピーク値が 25mT 一定で周波数をパラメータにとり、高温超電導体の周波数応答特性を明らかにした。高温超電導体に高い磁場を印加すると、磁束が試料中を移動することにより、試料内に存在する結晶粒界やクラックなどのウィークリンク部において発熱が生じる。その発熱により実効的な不可逆磁場が低下し、外部磁場が不可逆磁場を越え臨界電流密度がゼロになると、雪崩的に磁束が試料内に侵入する。この現象は磁束ジャンプ現象と呼ばれている。つまり、高温超電導体を実際の応用で使用するには、この磁束ジャンプ現象を十分考慮に入れなければならない。筆者らがこれまで発表してきた論文等では、この現象をクエンチと呼んでいる。磁束ジャンプとクエンチは同じ現象を述べているのであるが、一般的にクエンチという表現は、特に高温超電導線材において、外部磁場が上部臨界磁場 H_{c2} を越えて超電導状態から常電導転移する現象を指すことが多い。そのため、本論文ではそれとの混同を避けるため、バルク超電導体に急激に磁束が侵入する現象を磁束ジャンプと記述する。本節では、周波数 50Hz において外部磁場強度をパラメータにとり、交流磁場印加による高温超電導体の磁束ジャンプ特性を明らかにする。

4.3.1 実験方法

高温超電導体の磁束ジャンプを計測するための磁束計測システムを Fig.4.13 に示す。超電導体に交流磁場を加えるのは、スライダック(A-30：内田洋行)により調節した電圧を励磁コイルに印加することにより行う。磁場の計測は、ピックアップコイルからの信号を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んで行う。

実験に使用した高温超電導体(外径 34mm、内径 24mm、厚み 10mm のリング試料)、並びにピックアップコイル[H コイル(5mm×40mm×10mm^t：100 ターン)、 B_{in} コイル(外径 18mm、厚み 5mm：100 ターン)、 B_{out} コイル(外径 34mm、厚み 5mm：100 ターン)]、励磁コイル(690 ターン)は 4.2 節の高温超電導体の磁束侵入周波数特性で使用したのと同じものを用いる。

4.3.2 実験結果と考察

(1) 外部磁場強度をパラメータにしたリング試料のヒステリシス特性

Fig.4.14 に、 B_{in} コイルにより計測したリング試料の内側空間に侵入する磁束 Φ_{in} を縦軸にとり、H コイルにより計測した外部印加磁場を横軸にとったヒステリシス曲線を示す。印加する交流磁場は、周波数 50Hz の正弦波であり、スライダックにより外部磁場の強度を変化させる。Fig.4.14,(a)は励磁電圧 30～80V、Fig.4.14,(b)は励磁電圧 90～130V で励磁したときの結果である。これらの図よ

り励磁電圧 30V,40V のグラフは、励磁電圧 50V 以上の領域に比較して、磁束の侵入は少ないことが判る。しかし、励磁電圧 30V,40V の低い外部磁場値においても磁束がある程度侵入するのは、高温超電導体特有の磁束フロー現象によるものである。4.2 節でも述べたように、磁束が磁束フローによりリング試料内側に侵入するには、磁束の移動に粘性力が生じるため一定の時間が必要になる。したがって、このときヒステリシス曲線は幅を持ち、外部磁場との位相差が存在する。

励磁電圧 50V においては、リング試料内側に侵入する磁束は急激に多くなる。外部磁場が大きくなると、リング試料外側から磁束フローにより侵入する磁束が多くなる。したがって、磁束が移動することにより電場($E=B \times v$)が生じる^{1,24)}。また、超電導体に流れる磁気遮蔽のための周回電流も多くなる。この電場と電流により抵抗が生じ超電導体は発熱する。特に、臨界電流密度の低いウィークリンク部では侵入する磁束が多くなるため、その部分の発熱量が増し、臨界電流密度が低下して磁束は急激に試料内に侵入する。つまり、ウィークリンク部で磁束ジャンプが生じる。しかし、励磁電圧 50V でのヒステリシス曲線は幅を持つ。このことから、この状態での磁束の侵入は、ウィークリンク部以外の健全な超電導部から磁束フローにより侵入する磁束と、ウィークリンク部から磁束ジャンプにより侵入して B_{in} コイルに計測される、外部磁場と同位相の磁束とのベクトル和であることが判る。さらに外部磁場を大きくすれば、ヒステリシス曲線は徐々に細くなる。つまり、位相遅れが小さくなる傾向が見られる。このことから、外部磁場が大きくなるほど、磁束ジャンプによりリークする磁束が支配的になることが判る。

Fig.4.15 は、リング試料の外周に巻いた B_{out} コイルにより計測した磁束 Φ_{out} と外部印加磁場との関係である。Fig.4.14,(b)と Fig.4.15,(b)の励磁電圧 90~130V の比較を行うと、Fig.4.15(Φ_{out})のヒステリシス曲線の方が幅を持つ。この領域では、リング試料内側への磁束の侵入は磁束ジャンプによりリークする磁束が大部分となり、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束 Φ_{in} とにはほとんど位相差が生じない。しかし、ウィークリンク部以外では外部磁場が不可逆磁場を越えないため、磁束は磁束フローにより侵入する。よって、リング試料外周に巻いた B_{out} コイルには、磁束ジャンプにより侵入する磁束に加え、磁束フローにより健全な超電導状態を保っている領域に侵入する磁束も合わせて観測される。そのため、 Φ_{out} のヒステリシス曲線は幅を持つ。

(2) 発熱による磁束ジャンプ

Fig.4.16 に、高温超電導体が発熱する様子を示す。Fig.4.16,(a)は励磁する前の超電導体と励磁コイルの様子で、Fig.4.16,(b)は励磁を開始した直後の超電導

体と励磁コイルの様子である。超電導体と励磁コイルは、液体窒素中に浸されている。Fig.4.16,(a)を見ると励磁していないため、熱の発生がなく気泡はほとんど観測されない。しかし Fig.4.16,(b)を見ると、磁場が印加されることによりリング試料の右上の部分から熱が発生し、液体窒素が蒸発して気泡が出ていることが判る。この右上の部分には、ウィークリンク部が存在すると判断できる。つまり、このウィークリンク部が発熱し磁束ジャンプが生じることにより、リング試料内側に磁束が急激に侵入する。ここで、励磁コイルの周囲に観測される気泡はコイルの発熱によるものである。

さらに、ウィークリンクの存在を確認するために、リング試料に静磁場 50mT をリング軸方向に印加したときの磁束密度分布を、ホール素子(BHA-921 型：ベル社)により測定し可視化表示する。磁場可視化計測システムは、第 3 章 2 節で述べたシステムを使用する。その結果を Fig.4.17 に示す。この画像は、50mm × 50mm の範囲を 35 × 32 点計測したもので、画像の周囲は励磁コイルの内側に接し、超電導体は中央に位置している。リング試料の上部および右下部分には、他の超電導部に比べ高い値の磁束密度の領域が見られる。つまり、この領域がウィークリンク部である。

(3) 最大磁束と位相差

外部印加磁場の最大値を H_p 、リング試料の内側に侵入する磁束 Φ_{in} の最大値を Φ_{pin} 、外部磁場と Φ_{in} との位相差を θ_{in} とし、 Φ_{pin} と位相差 θ_{in} の H_p に対する関係をまとめて Fig.4.18 に示す。この図から、 Φ_{pin} と位相差 θ_{in} の特性は三つの領域に分けられることが判る。一つ目は外部磁場の最大値 H_p が 0~75.5mT で、外部磁場を大きくするにしたがい Φ_{pin} は徐々に増加し、位相差 θ_{in} はほぼ一定となる領域である。二つ目は H_p が 75.5~85.5mT で、 Φ_{pin} は急激に増加し、位相差 θ_{in} は急激に減少するトランジェントな領域である。三つ目の領域は H_p が 85.5mT 以上で、外部磁場を大きくするにしたがい Φ_{pin} もそれに比例して増加し、位相差 θ_{in} は徐々に減少する。

これらのことより、 H_p が 85.5mT 以上の領域では磁束ジャンプが生じ、多くの磁束がリング試料内側に侵入していることが判る。磁束ジャンプが生じない領域(75.5mT 以下)では、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束の位相差が大きいことから、この領域では磁束フローにより時間遅れを伴って侵入する磁束が支配的であることが判る。また、磁束ジャンプが生じる領域(85.5mT 以上)で、外部磁場を大きくするにしたがい Φ_{pin} の値もそれに比例して上昇し、位相差 θ_{in} の値が小さくなるのは、磁束ジャンプが生じることにより外部磁場と同位相の磁束がリークするためである。 H_p が 85.5mT の付近では、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束にある程度位相差が生じていることから、超電導体

の全領域において磁束ジャンプが生じるのではなく、ウィークリンク部で部分的に磁束ジャンプが生じると判断できる。そのためこの領域では、リング試料内側に侵入する磁束は、健全な超電導部から磁束フローにより侵入する位相遅れのある磁束と、磁束ジャンプによりリークする外部磁場と同位相の磁束のベクトル和になる。さらに外部磁場を大きくすれば(H_p が 200mT 付近)、位相差 θ_{in} の値はほとんどゼロになる。つまり、外部磁場が大きくなるほど磁束ジャンプの生じる領域が多くなり、また超電導領域が少なくなる。よって、磁束フローにより侵入する磁束に比べ磁束ジャンプによりリークする磁束が増え、外部磁場との位相差もゼロに近づく。

ここで、外部磁場の最大値が 0~75.5mT の磁束ジャンプが生じない領域においても、リング試料内側にはある程度の侵入磁束が観測される。本実験で使用しているリング試料は、内径と比較して厚み(高さ)が薄いことから、外部磁場が試料の上下面よりリング試料内側に回り込み、 B_{in} コイルに検出されている可能性がある。そこで、軸対称有限要素法を用いて超電導体を十分導電率が高い良導体としたモデルにより、数値解析を行った。この数値解析は軸対称で行うため、励磁コイルの形状は外径 100mm 内径 50mm の円筒コイルとした。数値解析結果を Fig.4.19 に示す。この図より、超電導体によって外部磁場は遮蔽され、リング試料内側に回り込む磁束の量は少ないことが判る。解析結果から、リング試料に回り込み B_{in} コイルに検出される磁束は、外部磁場の最大値が 57mT(励磁電圧 30V)のとき 4.93×10^{-7} Wb となった。この値は、実測値の 4.42×10^{-6} Wb に比較して小さい値であると判断できる。また、このとき検出される磁束の位相は、外部磁場とほぼ同じである。Fig.4.18 の位相差のグラフを見ると、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束とには位相差が生じている。これは、外部印加磁場の周波数が 50Hz であるため、磁束フローにより侵入する磁束が多いためである(4.2 節 Fig.4.8 参照)。よって、外部磁場の最大値が 0~75.5mT の磁束ジャンプが生じない領域において、 B_{in} コイルに検出される磁束は磁束フローによるものが大部分であり、リング試料内側に回り込み B_{in} コイルに検出される磁束は 10%程度と判断できる。

Fig.4.20 は、リング試料の外周に巻いた B_{out} コイルによって計測した磁束 Φ_{out} の最大値を Φ_{pout} 、外部磁場と Φ_{out} との位相差を θ_{out} とし、 Φ_{pout} と位相差 θ_{out} の H_p に対する関係を示した図である。この図においても、Fig.4.18 と同様に三つの領域に分けられる。しかし、位相差 θ_{in} と θ_{out} のグラフを比較すると、磁束ジャンプが生じるまでは θ_{in} の方が大きく、磁束ジャンプが生じた後は θ_{out} の方が大きくなる。 H_p が 75.5mT 以下の磁束ジャンプが生じない領域で、リング試料の内側に置かれた B_{in} コイルにより検出されるのは、磁束フローにより侵入する磁束が大部分である。一方、外周に巻いた B_{out} コイルは、磁束フローに

より侵入する磁束に加え、リング試料の外周部に侵入する外部磁場とほぼ同位相の磁束も合わせて計測している。そのため位相差 θ_{out} は θ_{in} よりも小さくなる。 H_p が 85.5mT 以上の磁束ジャンプが生じる領域では、 H_p の値を大きくするほどリング試料中の磁束ジャンプが生じる領域が拡大する。よって、リング試料内側にはその磁束ジャンプが生じる部分から外部磁場とほぼ同じ大きさの磁束が同位相で侵入するため、残っている健全な超電導部から磁束フローにより侵入する磁束は少なくなる。しかし、リング試料の外周に巻いた B_{out} コイルは、臨界電流密度の高い健全な超電導部に侵入しピンニングされる磁束も合わせて計測されるため、位相差 θ_{out} が θ_{in} よりも大きくなる。

(4) 磁束ジャンプが生じるまでの時間計測

Fig.4.21 は、リング試料に外部磁場の最大値 H_p が 130mT の正弦波交流を印加したときの、外部磁場 $\mu_0 H$ とリング試料内側の磁束密度 B_n の関係を示した図である。磁束密度 B_n は B_{in} コイルで計測した Φ_{in} から求める。この図の横軸の時間 0msec が磁場を印加した時点である。

この図から、励磁を開始してから約 100msec 経過した後に、磁束ジャンプが生じていることが判る。磁束ジャンプが生じるまでの領域では、超電導体により磁場が遮蔽され B_n の値は小さい。ここでは磁束フローが支配的であるため、外部磁場と B_n には約 70° (1.2rad) の位相差が生じている。次に、磁束ジャンプが生じた直後の領域(100~300msec)における B_n を見ると、 B_n の最大値は時間が経過すると共に大きくなる。これは、超電導体の温度が上昇し、磁束ジャンプが生じる領域が増すためである。そのため、磁束ジャンプが生じた部分から外部磁場がリング試料内側にリークする。またこの領域では、時間の経過と共に B_n と外部磁場との位相差は小さくなる。300msec 以上の領域では B_n の最大値が一定になり、その値は外部磁場の最大値とほぼ同じ値になる。また、 B_n と外部磁場の位相差はほとんど観測されない。これは、磁束ジャンプが生じることにより、超電導体の磁場遮蔽効果がほとんどなくなることを示している。外部磁場の波形に着目すると、外部磁場の最大値が磁束ジャンプの生じる前の方が生じた後よりも大きい。これは、磁束ジャンプが生じる前は超電導体により磁場が遮蔽され、超電導体の周囲に磁束が押しやられるためである。以上の結果からも、磁束ジャンプが生じる前の領域では、磁束フローにより侵入する磁束が支配的で、磁束ジャンプが生じた後の領域では、磁束ジャンプによりリークする磁束が支配的になることが判る。

Fig.4.22 に外部磁場の最大値 H_p と、磁場を印加してから磁束ジャンプが生じるまでの時間の関係を示す。この図より、外部磁場の最大値 H_p が 85.5mT より小さな値で励磁を行った場合は、磁束ジャンプが生じないことが判る。外部磁

場を大きくすることにより、磁束ジャンプが生じるまでの時間は急激に短くなる。外部磁場の最大値が 160mT 以上では、励磁したと同時に磁束ジャンプが生じる。

(5) リング試料のヒステリシス損

Fig.4.14 の B_{in} コイルにより計測したヒステリシス曲線から、ヒステリシス損を求めその結果を Fig.4.23 に示す。この図は、ヒステリシス曲線の面積をヒステリシス損 P として縦軸にとり、外部磁場の最大値 H_p を横軸にとり描いた図である。この図より、外部磁場の最大値 H_p が 85.5mT より小さく、磁束ジャンプが起きない領域では、外部磁場が大きくなるにしたがって、ヒステリシス損が急激に増加することが判る。また、外部磁場の最大値 H_p が 85.5~160mT までの領域ではヒステリシス損はほぼ一定に落ち着いている。以上のことから、外部磁場の上昇に伴い超電導体に発生する熱が高くなり、その熱の上昇により損失が大きくなると判断できる。この熱の発生は、磁束フローにより超電導体中を磁束が移動することにより生じる。しかし、リング試料の一部に磁束ジャンプが生じると、その部分の臨界電流密度は低下し、流れる電流は少なくなる。そのため、熱の発生は外部磁場が上昇しても一定になる。外部磁場の最大値 H_p が 160mT 以上の領域で、ヒステリシス損が減少するのは、磁束ジャンプにより侵入する磁束が増え、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束との位相差が減少するためである(ヒステリシス曲線は幅を持たなくなる)。

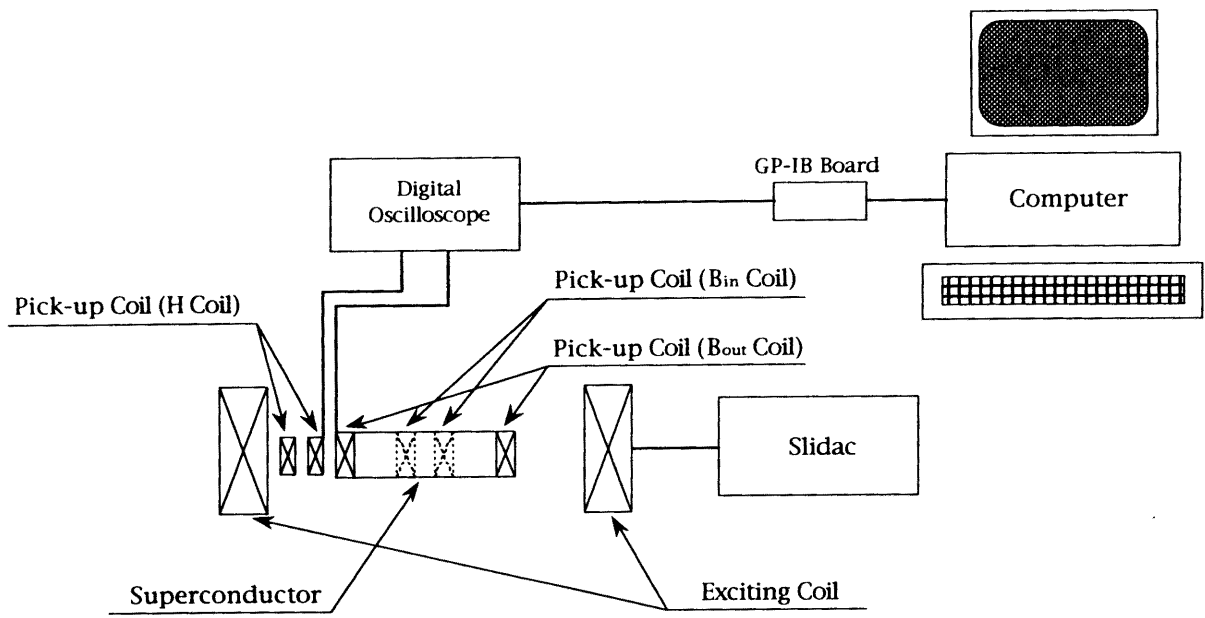
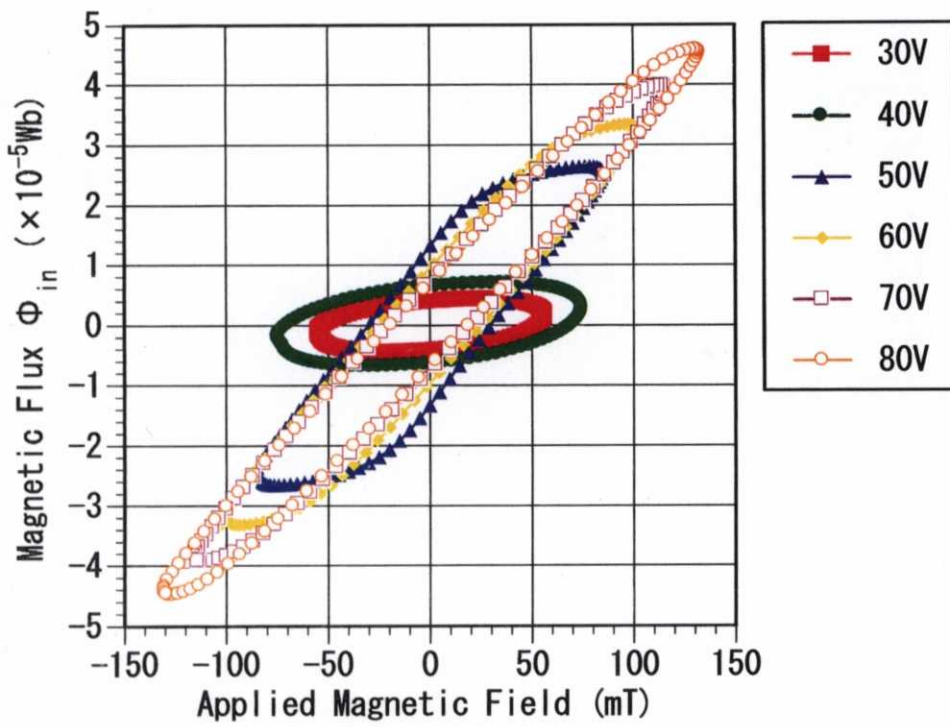
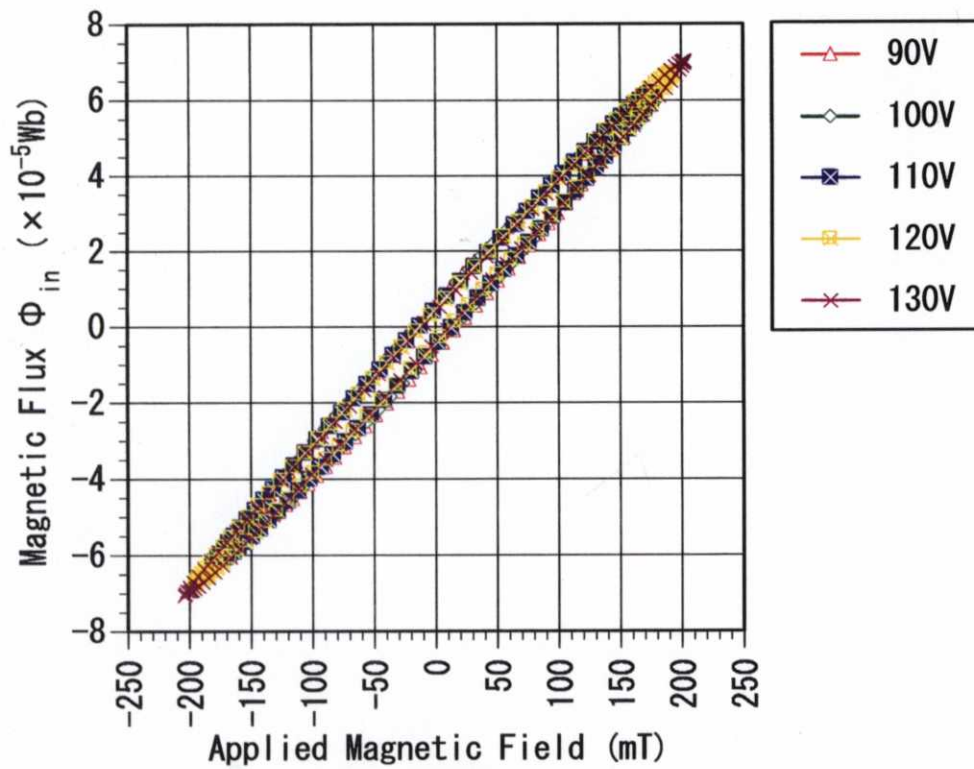


Fig.4.13 磁束ジャンプの測定システム

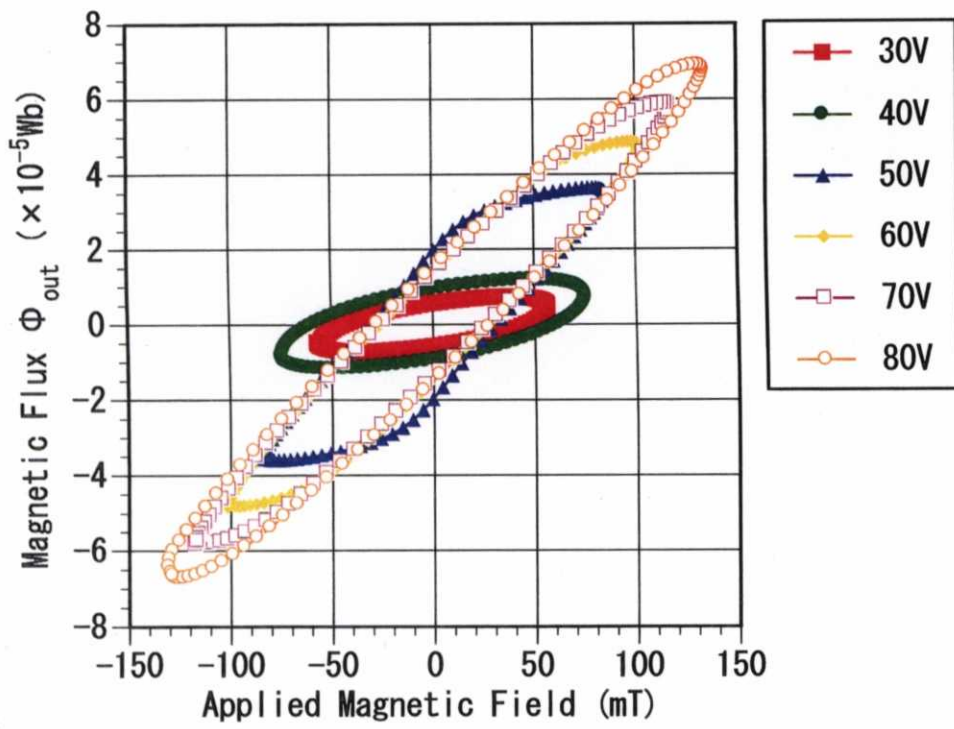


(a) 励磁電圧 30~80V

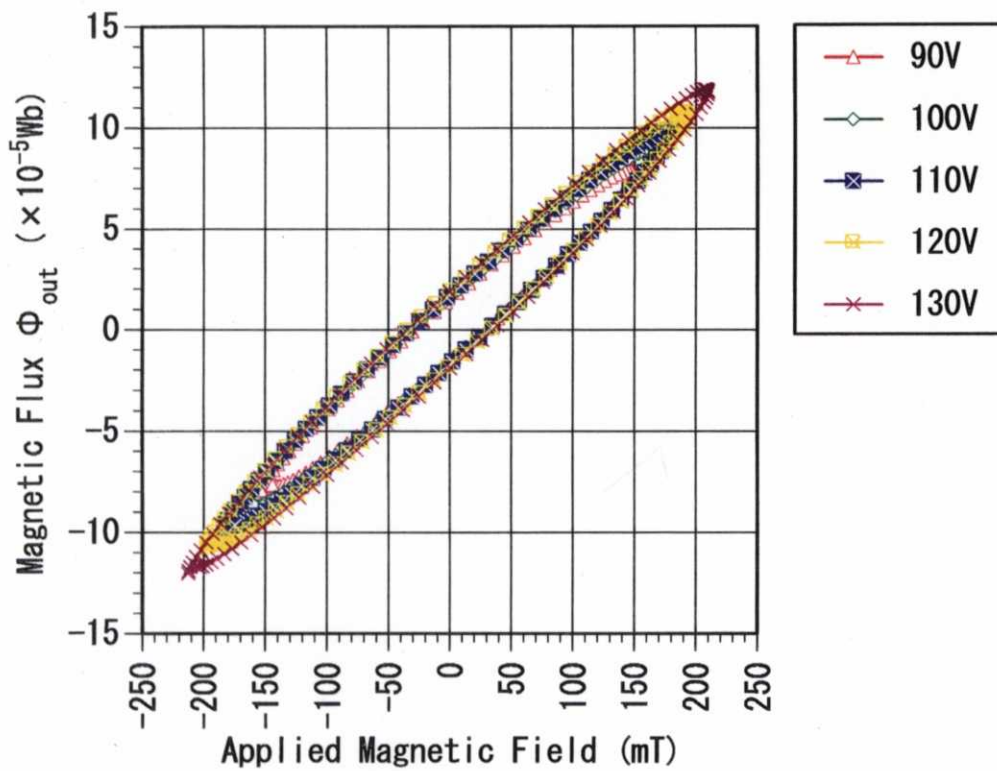


(b) 励磁電圧 90~130V

Fig.4.14 ヒステリシス曲線 (B_{in} コイル)

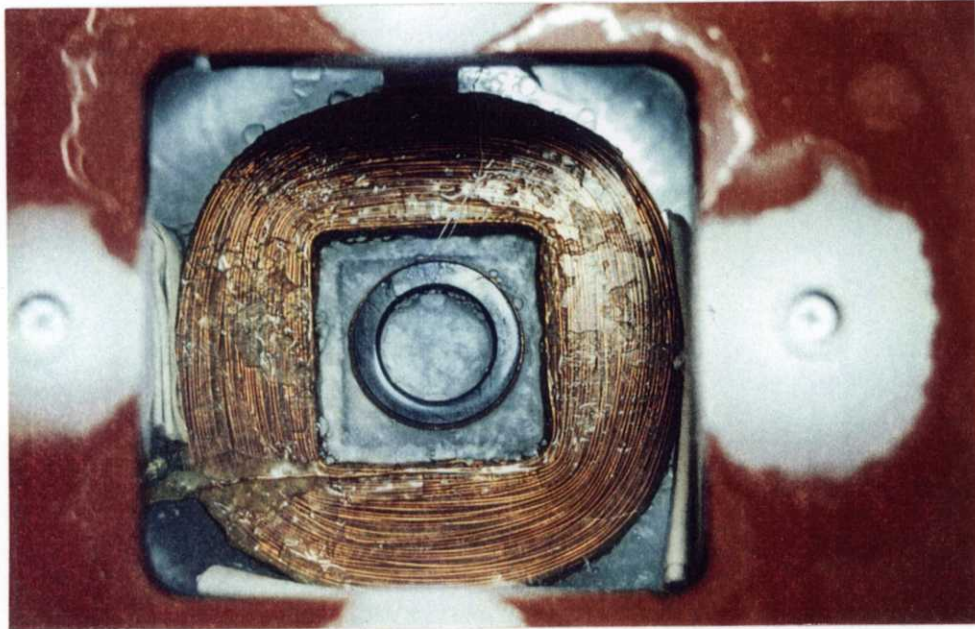


(a) 励磁電圧 30~80V

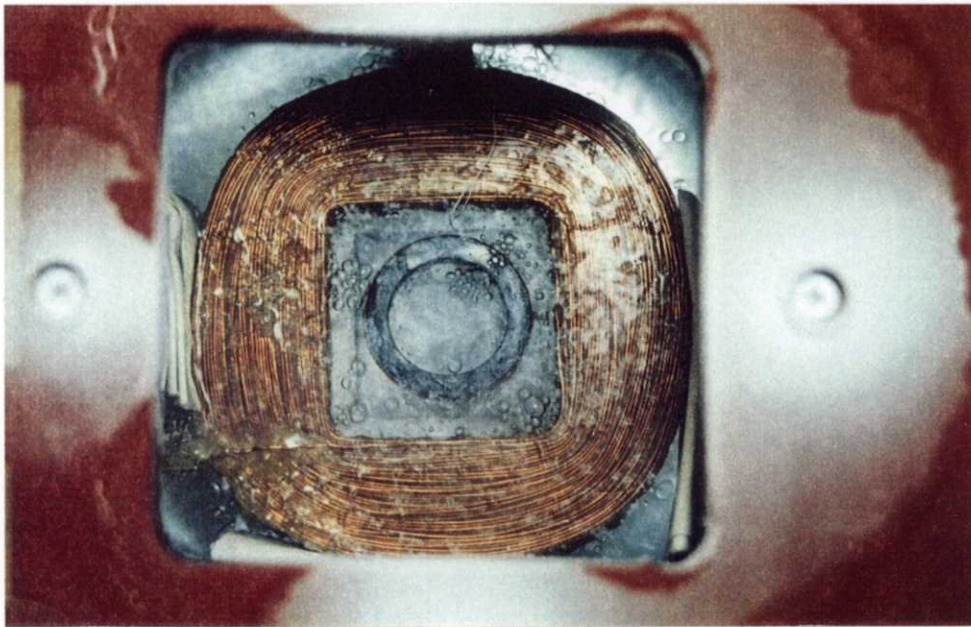


(b) 励磁電圧 90~130V

Fig.4.15 ヒステリシス曲線 (B_{out} コイル)



(a) 励磁前



(b) 励磁後

Fig.4.16 高温超電導体の発熱による気泡の発生

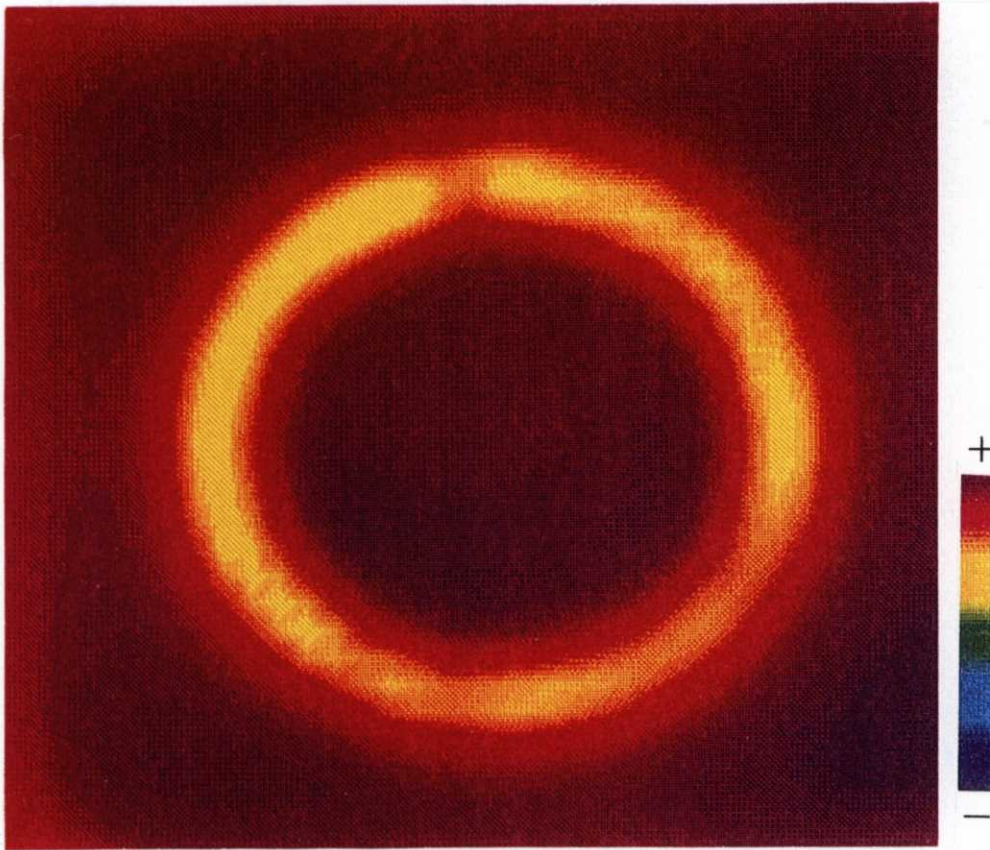


Fig.4.17 静磁場中(50mT)における磁気特性

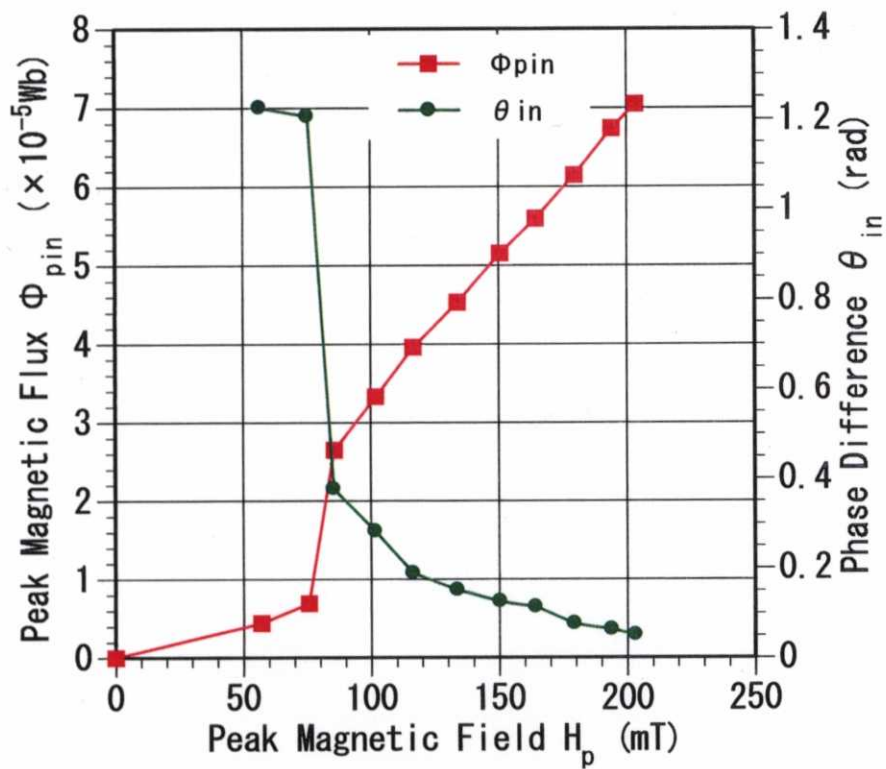


Fig.4.18 最大磁束と位相差 (B_{in} コイル)

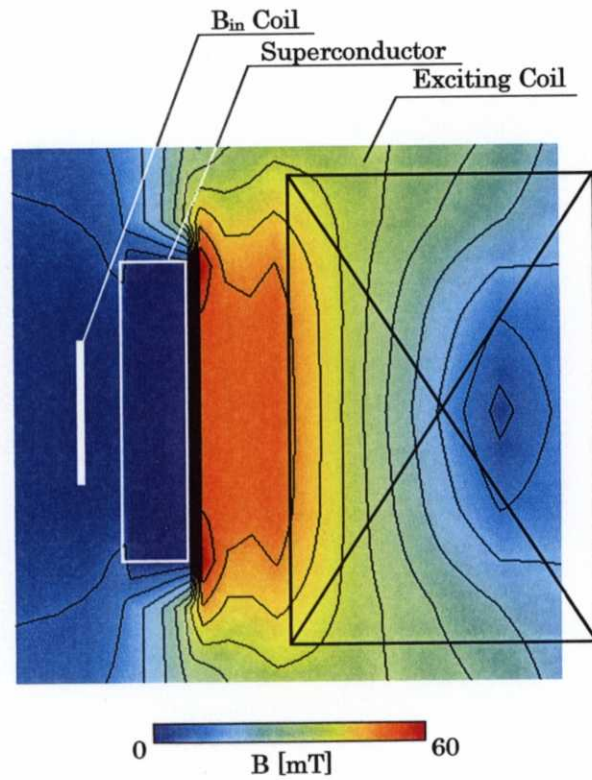


Fig.4.19 数值解析による磁束密度の絶対値分布

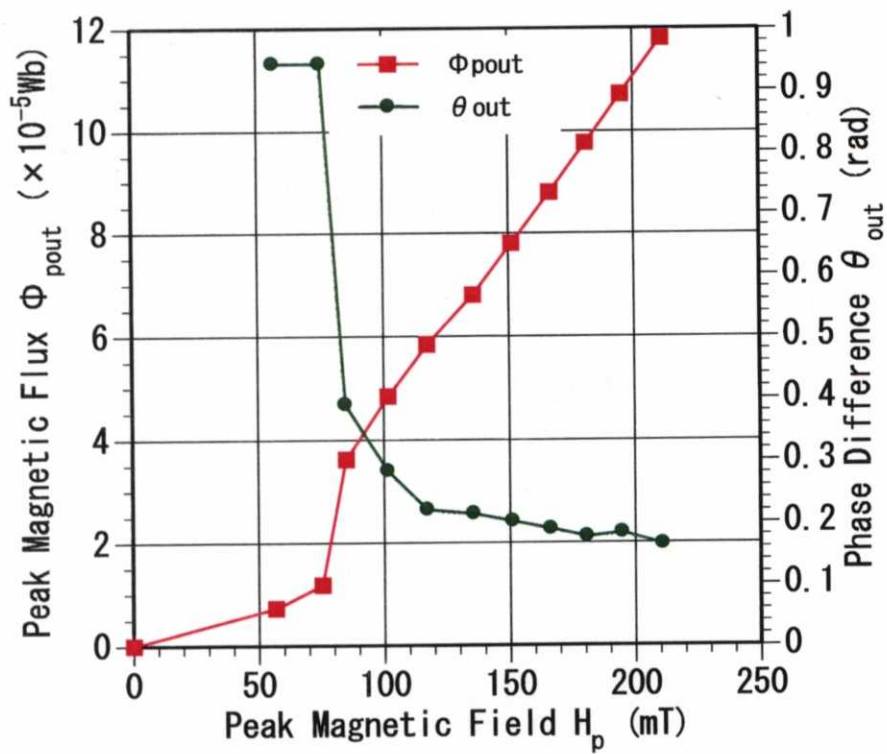


Fig.4.20 最大磁束と位相差 (B_{out} コイル)

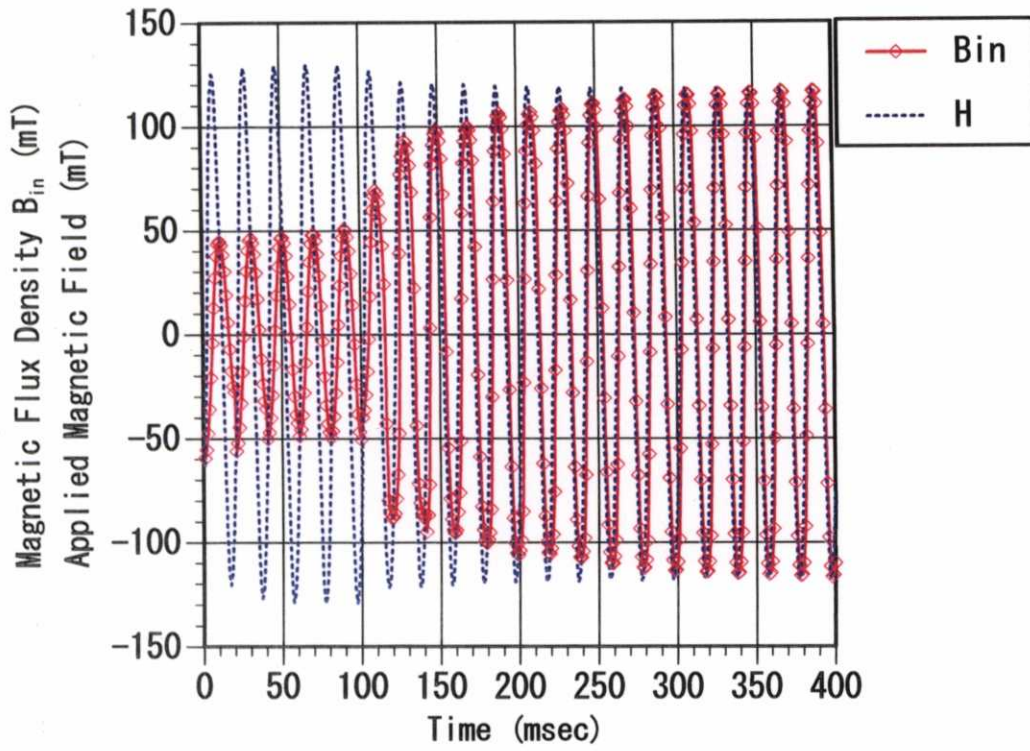


Fig.4.21 磁束ジャンプの時間計測

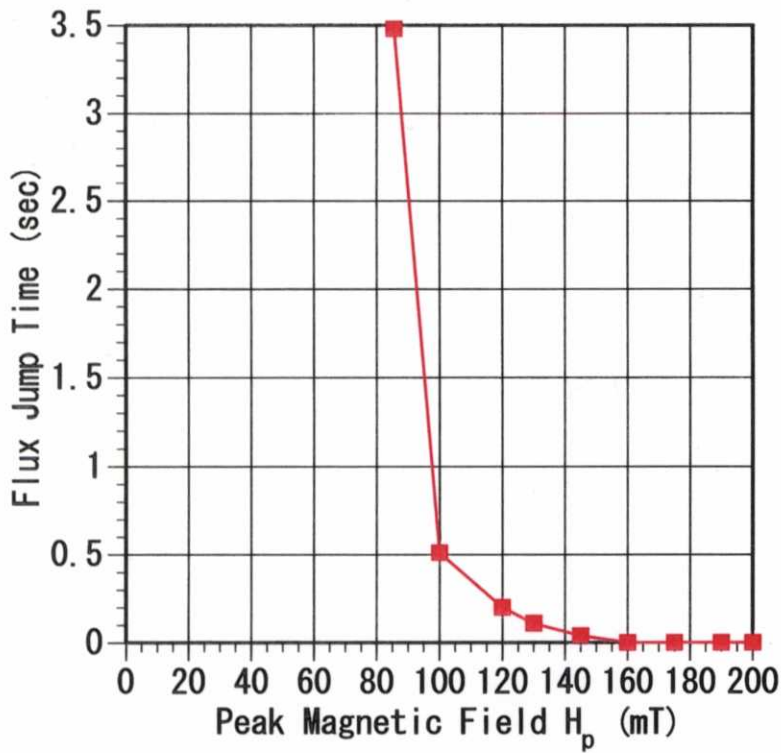


Fig.4.22 外部磁場と磁束ジャンプまでの時間

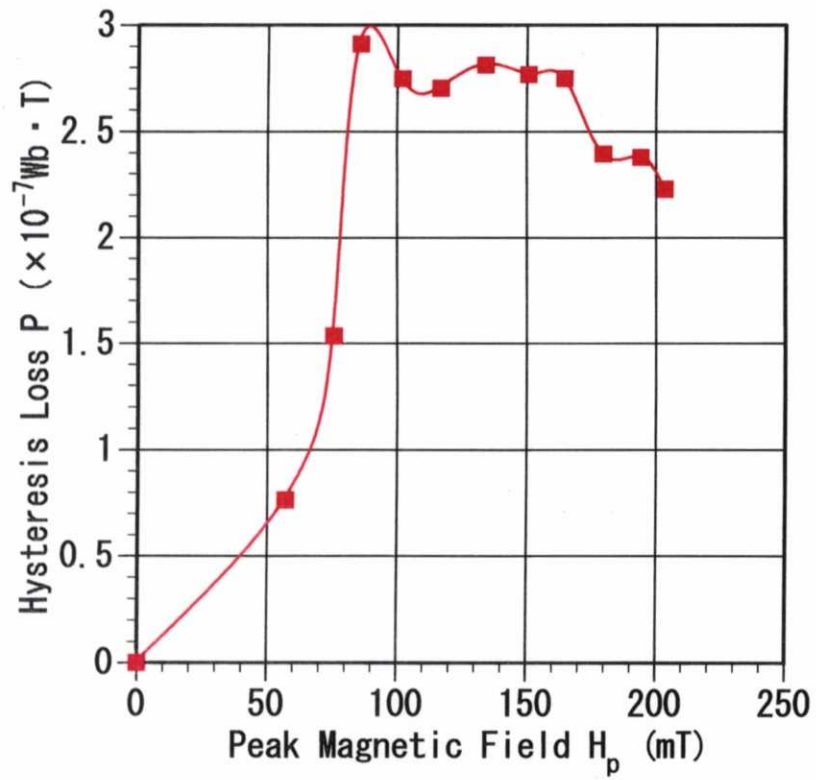


Fig.4.23 ヒステリシス損

4.4 リング試料の磁場可視化計測による交流磁場応答

4.2, 4.3 節では、高温超電導体の交流磁気特性をピックアップコイルを用いて計測した。ピックアップコイルを用いた計測では、超電導試料全体の特性評価となり、試料のどの部分からどれほどの量の磁束が侵入しているかの評価はできない。そこで、本節ではホール素子を用いて試料各点の表面磁束密度を計測し、そのデータから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束密度分布を可視化表示することにより評価する。

4.4.1 実験方法

Fig.4.24 に交流磁場可視化計測システムを示す。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、超電導体に交流磁場を印加するスライダック(A-30:内田洋行)と励磁コイル、励磁電流波形を計測するためのシャント抵抗、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。ホール素子の仕様は第 3 章 2 節にて詳しく述べたため、ここでは省略する。ホール素子と超電導体とのギャップは、0.5mm である。Fig.4.25 に印加磁場および測定時点を示す。印加する交流磁場は、4.3 節の磁束ジャンプ計測と同様に周波数 50Hz の正弦波であり、その磁場強度をパラメータにする。

実験に使用した高温超電導体(外径 34mm、内径 24mm、厚み 10mm のリング試料)、励磁コイル(690 ターン)は、4.2, 4.3 節で使用したのと同じものを用いる。

4.4.2 実験結果と考察

(1) 磁場可視化計測による交流磁場応答特性評価

磁場の計測は、シャント抵抗により測定した励磁電流でトリガをかけ、1msec の間隔で行った。Fig.4.26~4.30 に交流磁場中における高温超電導体表面の磁束密度のフルカラー画像を示す。これらの画像は、50mm×50mm の範囲を計測したもので、画像の周囲は励磁コイルの内側に接し、超電導体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。まず測定開始点(X=1, Y=1)において、Fig.4.25 に示す交流波形の 1 周期分を計測し、データをファイルに格納する。次に、X-Y テーブルによりホール素子を次点(X=1, Y=2)に移動させ 1 周期分のデータを計測する。この作業を 35×32 点繰り返し、すべての測定点の 1 周期分のデータをファイルに格納した後、Fig.4.25 に示す①~⑫の測定時点のデータをそれぞれの測定点(35×32)から抽出することにより画像を描く。それぞれの画像で磁束密度のカラースケールは、

正負の磁束密度の最大値を図中に示している。また、Fig.4.26～4.28 の各画像の下に示す数字(①～⑫)は、Fig.4.25 の印加磁場波形の上の数字に対応する。

Fig.4.26 に示すのは、励磁電圧 30V で磁場を印加したときの高温超電導体表面の磁束密度分布である。この励磁電圧 30V では、4.3 節の磁束ジャンプ計測において、磁束ジャンプが生じない領域であることが確認されている。①図を見るとリング試料内側には、負の値の励磁において侵入した負の磁束がトラップされる。②図を見ると、この領域では外部磁場は正の磁場であるにもかかわらず、超電導体内側には負の磁束密度が観測される。さらに特徴的なことは、リング試料の外周部は正の磁束密度が観測されるが、リング試料の内周部はほとんど磁束密度が見られない。以上のことから、リング試料に多くのシールド電流が流れ、外部磁場を遮蔽していることが理解できる。④図の領域では、リング試料内側にトラップされていた負の磁束と、外部磁場を印加することによりリング試料内側に侵入する正の磁束がほぼ同じ値になり、お互いに打ち消し合うことにより、観測される磁束密度の値はほぼゼロとなる。また、外部磁場の値は⑥図のときに最大となるが、リング試料内側に侵入する磁束密度の値は、⑧図のときに最大となりヒステリシスを持つ。4.3 節でも述べたように、励磁電圧 30V の磁束ジャンプが生じない領域では、磁束フローにより侵入する磁束が支配的となる。したがって、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束密度との間に位相差が生じヒステリシスを持つ。⑩図からはリング試料自体に観測される磁束密度は低いが、リング試料内側には高い値の磁束密度が観測される。⑪,⑫図は、①,②図と逆極性の対称的な磁束密度分布となる。

Fig.4.27 に示すのは、励磁電圧 50V で磁場を印加したときの高温超電導体表面の磁束密度分布である。この励磁電圧 50V では、4.3 節の磁束ジャンプ計測において部分的に磁束ジャンプが生じ、リング試料内部に侵入する磁束は、健全な超電導部から磁束フローにより侵入する磁束と、磁束ジャンプが生じる部分からリークする磁束とのベクトル和であることが確認されている。まず①図を見ると、Fig.4.26,①で見られたのと同じようにリング試料内側には、負の磁束密度が観測される。しかし、②図を見るとその特性は Fig.4.26,②で見られたのとは異なり、リング試料内側には正の磁束密度が観測される。これは外部磁場の値が励磁電圧 30V のときよりも大きく、多くの磁束がリング試料内側に侵入するためである。このことは、③～⑨図を見ても明らかである。また⑥～⑧図を比較すると、外部磁場の値は⑥～⑧図にかけて減少するが、リング試料内側に侵入する磁束密度は⑦図で最大の値となる(励磁電圧 30V では⑧図で最大)。さらに特徴的なことは、⑧図においてリング試料自体の右上部分に高い値の磁束密度が観測される。つまり、このような部分がウィークリンク部であり、このウィークリンク部が発熱することにより臨界電流密度が低下する。よって、

ウィークリンク部で試料全体に周回して流れるシールド電流は制限され、磁束が急激に侵入する磁束ジャンプが生じる。次に⑨,⑩図の外部磁場のピークを過ぎた時点を見ると、リング試料内側にはこのとき印加される外部磁場よりも高い値の磁束密度が観測される。このことより、外部磁場のピーク時点においてはウィークリンク部で部分的に磁束ジャンプが生じるが、印加される外部磁場の値が低くなると発熱量が少なくなり、ウィークリンク部を流れる電流が再び臨界電流を下回り、リング試料内側に磁束を閉じ込めようとする周回電流が試料全体に流れることが判る。また⑪,⑫図は、①,②図と逆極性の対称的な磁束密度分布となる。

Fig.4.28 に励磁電圧 130V で磁場を印加したときの高温超電導体表面の磁束密度分布を示す。この励磁電圧 130V では、4.3 節の磁束ジャンプ計測において磁束ジャンプが生じ、その部分から侵入する磁束が支配的であることが確認されている。まず①図を見ると、リング試料内側にトラップされる負の磁束密度は、励磁電圧 30V,50V に比較して低い値となる。次に②図を見ると、リング試料内側の磁束密度は外部磁場とほぼ同じ大きさである。さらに特徴的なことは、リング試料自体に負の励磁においてピンニングされた、負の磁束密度が観測されることである。励磁電圧 130V ではウィークリンク部の発熱が大きいため、外部磁場が低い領域においてもウィークリンク部に流れる電流は臨界電流を下回らない。したがって、シールド電流はリング試料全体に周回して流れず、試料内側に侵入する磁束は磁束ジャンプによりリークするものが支配的となる。そのため、外部磁場とリング試料内側に侵入する磁束密度との間には、位相差がほとんど生じない。⑥～⑧図を見ると、磁束ジャンプが生じる領域は 1 箇所ではなく 5 箇所観測される。また、⑨,⑩図の外部磁場のピークを過ぎた時点では、Fig.4.27 で観測されたリング試料内側にトラップされる外部磁場よりも高い値の磁束密度は観測されず、リング試料内側の磁束密度は外部磁場とほぼ同じ値となる。このことから、外部磁場が低い領域においても、電流はウィークリンク部で途切れリング試料を周回しないことが判る。

Fig.4.29 は、Fig.4.25,⑥に示す外部磁場がピーク時点の磁束密度分布を、励磁コイルに加える電圧を変化させ、外部磁場強度をパラメータにして示した結果である。これらの図より、励磁電圧 30V のときはリング試料内側にはほとんど磁束が侵入しない様子が判る。そして励磁電圧の値を大きくするに当たって、リング試料内側に侵入する磁束は多くなる。励磁電圧 60V 以上では、リング試料内側の磁束密度はほぼ外部磁場と同じ値になる。このとき、ウィークリンク部から磁束ジャンプが観測され、また健全な超電導領域は狭くなる。そして、その現象は励磁電圧が大きくなるほど顕著となる。

Fig.4.30 は、Fig.4.25,①に示す外部磁場がゼロ時の磁束密度分布を、外部磁

場強度をパラメータにして示した結果である。これらの図より、励磁電圧 30～70V の領域ではリング試料自体の残留磁束密度は低く、リング試料内側に高い値の磁束密度が観測される。しかし、励磁電圧 80V 以上の領域では、リング試料内側よりもリング試料自体の一部に、高い値の磁束密度が観測される。次に、図中に示す磁束密度の最大値を比較すると、励磁電圧 30V, 40V では励磁電圧の値が大きくなると、磁束密度の最大値も高くなる。しかし、励磁電圧 40V と励磁電圧 50～90V の磁束密度の最大値を比較すると、励磁電圧 50～90V の方が低い値となる。したがって、励磁電圧 30V, 40V では磁束ジャンプが生じず、励磁電圧 50～90V の領域では試料の一部で磁束ジャンプが生じると判断できる。つまり、ウィークリンクの一部には外部磁場の値が低くなっても、臨界電流が回復しない領域が存在する。そのため、超電導体に周回して流れる電流が少なくなり、磁束がリング試料の外側に漏れ出るため、励磁電圧 50～90V の磁束密度の最大値は低くなる。励磁電圧 100V 以上では、励磁電圧の値を大きくするにしたがって磁束密度の最大値も大きくなる。これは、高い値の外部磁場が印加されることによって、リング試料自体の一部が高い値で磁化するためである。

(2) 電流、磁束密度モデル

Fig.4.31 に、Fig.4.29 の印加される外部磁場がピーク時におけるリング試料に流れる電流 I と磁束密度 B のモデルを示す。これらのモデルは、(a)完全シールドモデル、(b)内部に磁束が侵入し始めるモデル、(c)外部磁場が完全に侵入するモデルの三つに別けられる。まず、Fig.4.31,(a)の完全シールドモデルでは、電流は超電導体の外周部に外部磁場を遮蔽する方向に周回して流れる。よって、外部磁場はリング試料内側に侵入しない。なおこのモデルの外部磁場は、超電導体の下部臨界磁場以下である。つまり、Fig.4.29,(a)の励磁電圧 30V において発生する外部磁場よりも低い磁場で励磁したときのモデルである。次に、Fig.4.31,(b)の超電導体内部に磁束が侵入し始めるモデルでは、リング試料に周回電流が流れて外部磁場を遮蔽するが、一部の磁束は磁束フローによりリング試料の内側に侵入する。このモデルは、Fig.4.29,(a),(b)の磁束ジャンプの生じない領域に相当する。Fig.4.31,(c)の外部磁場が完全に侵入するモデルでは、電流はウィークリンク部で途切れリング試料全体に周回するのではなく部分的に周回して流れる。よって、リング試料の内側には外部磁場と同じ強度の磁束が侵入する。またリング試料自体に着目すると、ウィークリンク部には外部磁場が侵入するが、その他の健全な超電導部分にはその周囲に沿ってシールド電流が流れるため侵入する磁束は少なくなる。このモデルは、Fig.4.29,(c)～(k)のリング試料の一部に磁束ジャンプが生じる領域に相当する。

Fig.4.32 に、Fig.4.30 の外部磁場がゼロ時における電流 I と磁束密度 B のモ

デルを示す。Fig.4.32,(a)の完全シールドモデルでは、リング試料自体およびその内側に磁束がまったく侵入しないため、トラップされる磁束はなく試料には電流が流れない。次に、Fig.4.32,(b)の超電導体内部に磁束が侵入し始めるモデルでは、リング試料に侵入した磁束を閉じ込める向きに周回電流が流れ、磁束はリング試料内側に残留する。このモデルは Fig.4.30,(a),(b)に相当する。Fig.4.32,(c)の外部磁場が完全に侵入するモデルに着目すると、電流はウィークリンク部で途切れリング試料全体に周回するのではなく部分的に周回して流れる。つまり、ウィークリンク部以外の超電導部分は、その周囲に周回電流が流れることで超電導体自体に磁束がトラップされるが、リング試料内側の磁束はウィークリンク部より漏れ出る。このモデルは Fig.4.30,(f)~(k)に相当する。なお、Fig.4.30,(c)~(e)は Fig.4.32,(b)と Fig.4.32,(c)を合わせたモデルに対応する。

(3) 磁束密度の線分布計測

Fig.4.33 の白線部分における磁束密度の線分布を Fig.4.34~4.38 に示す。これらの図でポイント 1~3, ポイント 26~32 は励磁コイルと超電導体の間、ポイント 3~7, ポイント 22~26 にリング試料自体、ポイント 7~22 はリング試料内側が位置している。Fig.4.34 は、Fig.4.25,⑥に示す外部磁場がピーク時の磁束密度の線分布を、外部磁場をパラメータにして示した図である。この図から、励磁電圧 30V ではリング試料に流れるシールド電流により外部磁場は遮蔽され、リング試料自体およびリング試料内側には磁束がほとんど侵入しないことが判る。励磁電圧の値が大きくなると、リング試料自体およびリング試料内側に侵入する磁束は多くなる。そして、励磁電圧 60V 以上になると外部磁場とほぼ同じ値の磁束密度が、リング試料内側にも観測される。

Fig.4.35 は、Fig.4.25,①に示す外部磁場がゼロ時の磁束密度の線分布を、外部磁場をパラメータにして示した図である。この図から、ポイント 3~7, ポイント 22~26 のリング試料自体には、励磁電圧の値が大きくなるほど、負の値で励磁したときの残留磁束密度が多く観測されることが判る。また、リング試料内側(ポイント 7~22)にトラップされる負の磁束密度は、磁束ジャンプが生じない領域の励磁電圧 30V で最小になり、励磁電圧 40V で最大になる。磁束ジャンプが生じる領域の励磁電圧 50V 以上でリング試料内側にトラップされる磁束密度は、励磁電圧 40V の値とほぼ同じかそれよりも小さくなる。これらの結果からも、磁束ジャンプが生じた部分よりリング試料内側に侵入した磁束が漏れ出す現象が理解できる。

Fig.4.36 に示すのは、励磁電圧 30V のとき Fig.4.25 に示す印加磁場波形の①を 0msec として、1msec の間隔で磁束密度の線分布を計測した結果である。Fig.4.25 の①は 0msec、⑥は 5msec、⑪は 10msec に対応している。この図よ

り、励磁電圧 30V ではリング試料自体およびリング試料内側に侵入する磁束密度は低い様子が判る。さらに特徴的なことは、5msec から 7msec にかけて外部磁場の値は減少するにもかかわらず、リング試料自体およびリング試料内側に侵入する磁束密度の値は高くなる。つまり、ヒステリシスを持つことが判る。

Fig.4.37 の励磁電圧 50V における磁束密度の線分布を見ると、リング試料自体およびリング試料内側には、励磁電圧 30V に比べ磁束が多く侵入することが判る。5~7msec のグラフに着目すると、励磁電圧 30V に比べヒステリシスは小さくなる。

Fig.4.38 の励磁電圧 130V における磁束密度の線分布を見ると、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することが判る。しかし、超電導体が位置する場所(ポイント 3~7, ポイント 22~26)は磁場が遮蔽され、磁束密度は低くなる。また、ヒステリシスはほとんど観察されない。この領域では超電導体中に存在するウィークリンク部では臨界電流密度はゼロとなり、リング試料全体に周回して流れるシールド電流はこの部分で途切れる。そのため外部磁場がこの部分よりリークする。また、励磁電圧 130V では、励磁電圧 30V, 50V に比べリング試料内側の磁束密度分布に高低差が観測される。この現象は、リング試料のウィークリンク部に磁束ジャンプが生じることにより、その挙動が不安定になるためであると考えられる。

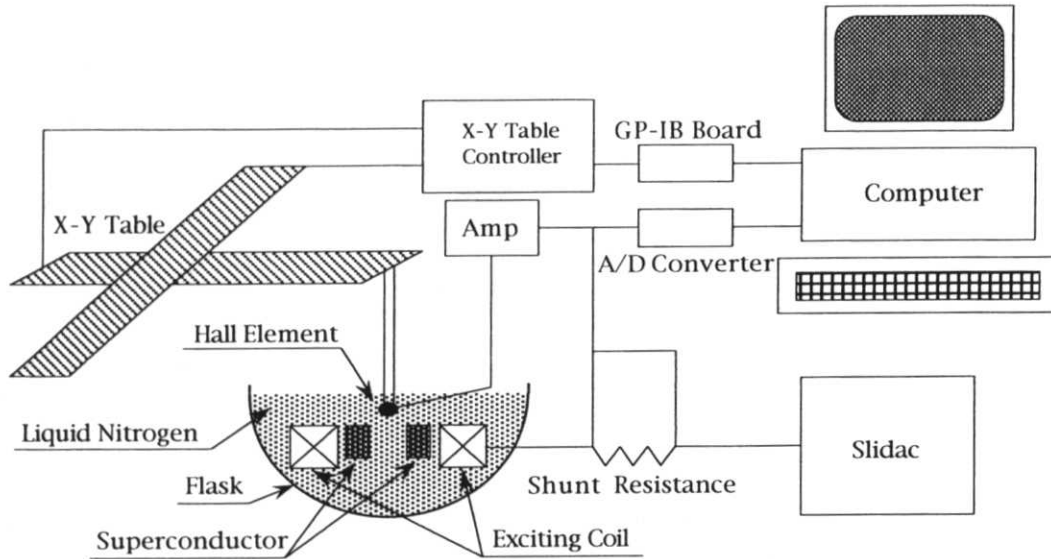


Fig.4.24 交流磁場応答特性の可視化計測システム

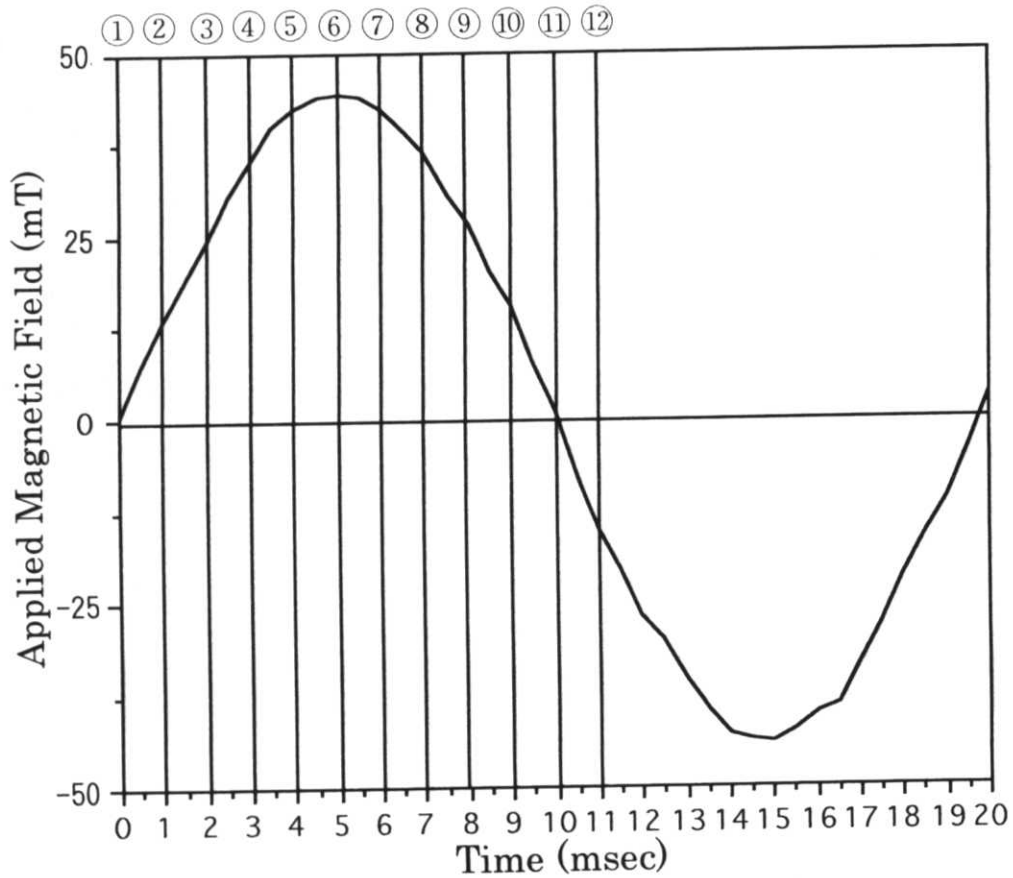


Fig.4.25 印加磁場および可視化計測の測定時点

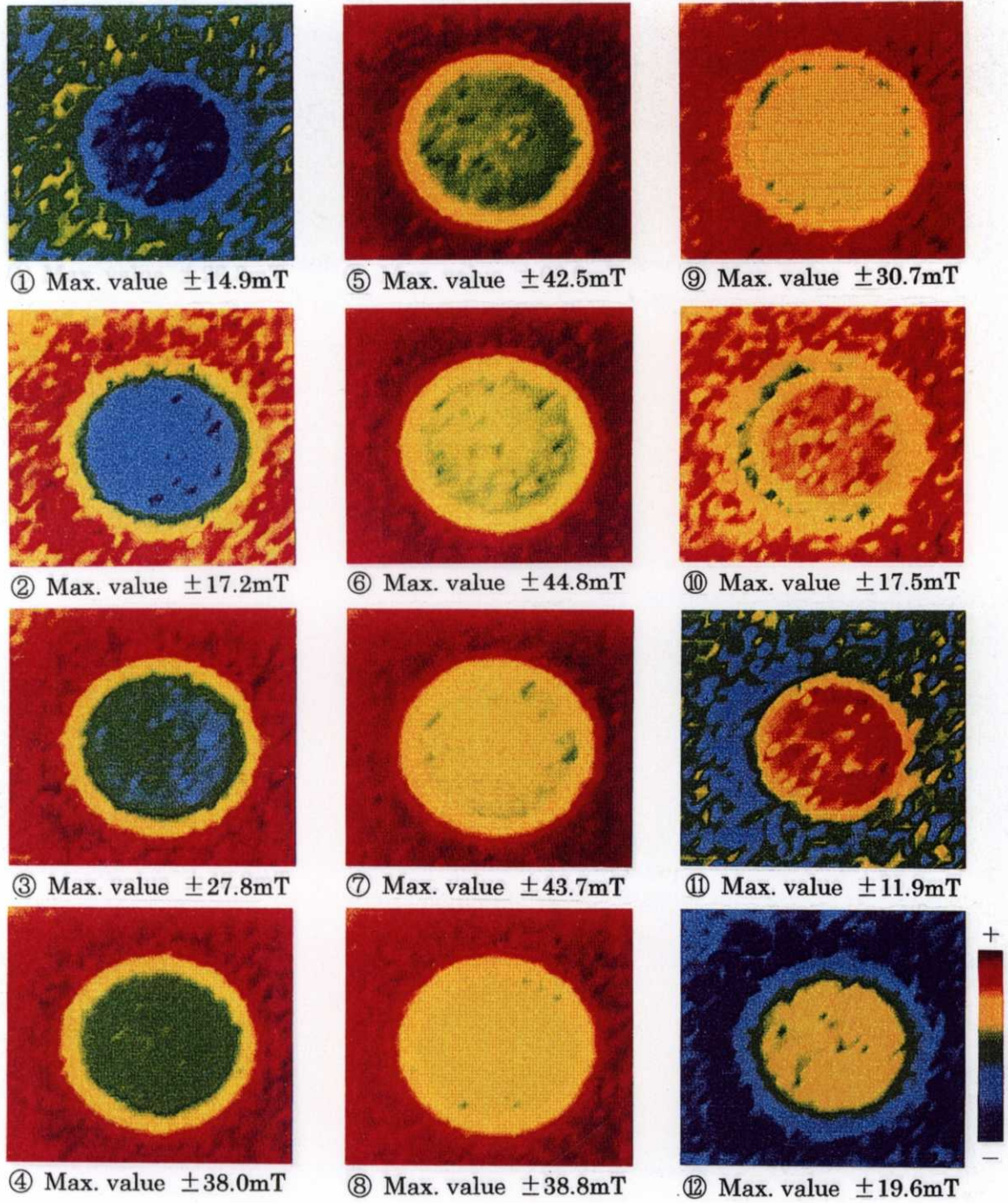


Fig.4.26 励磁電圧 30V での磁束密度分布

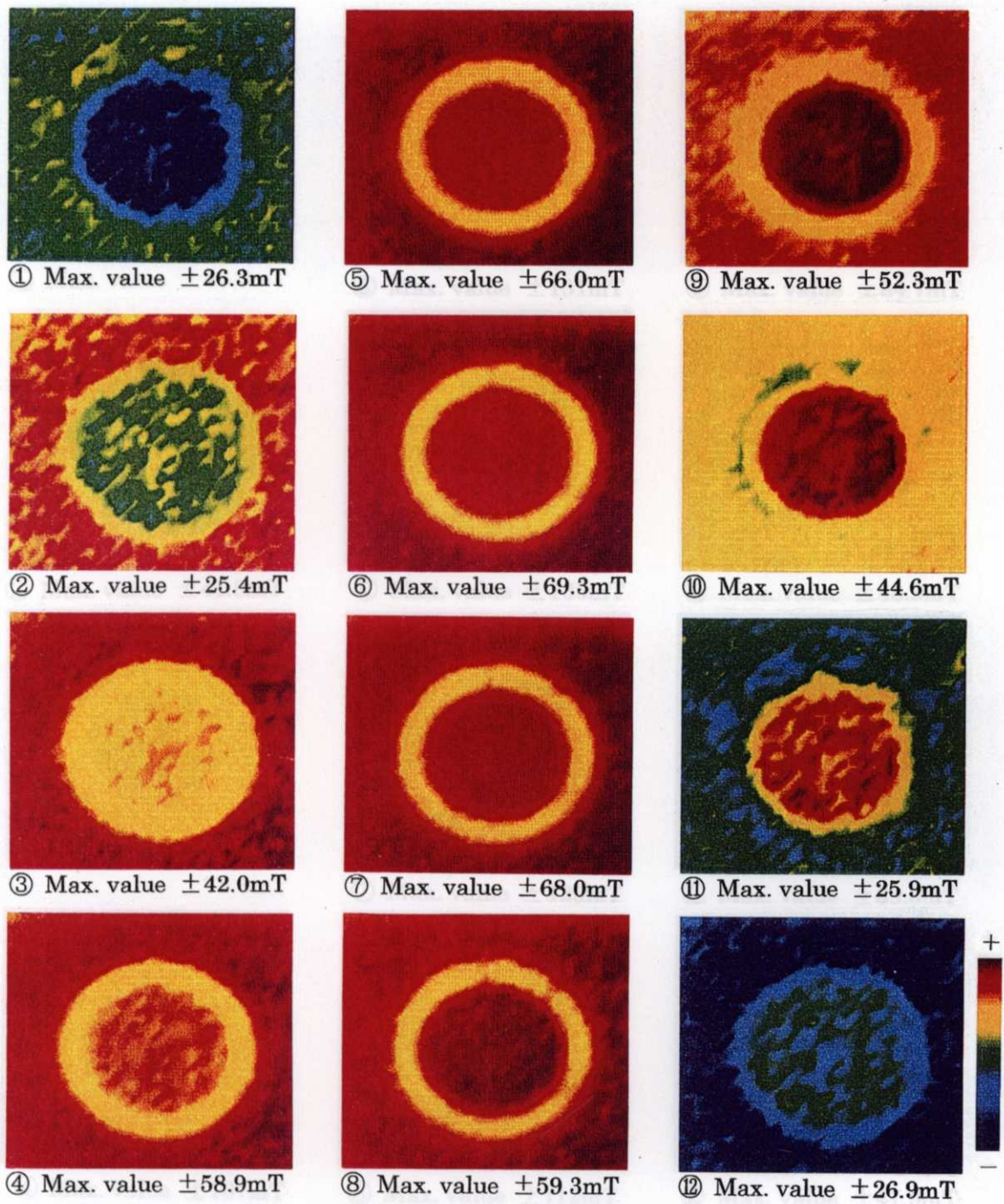
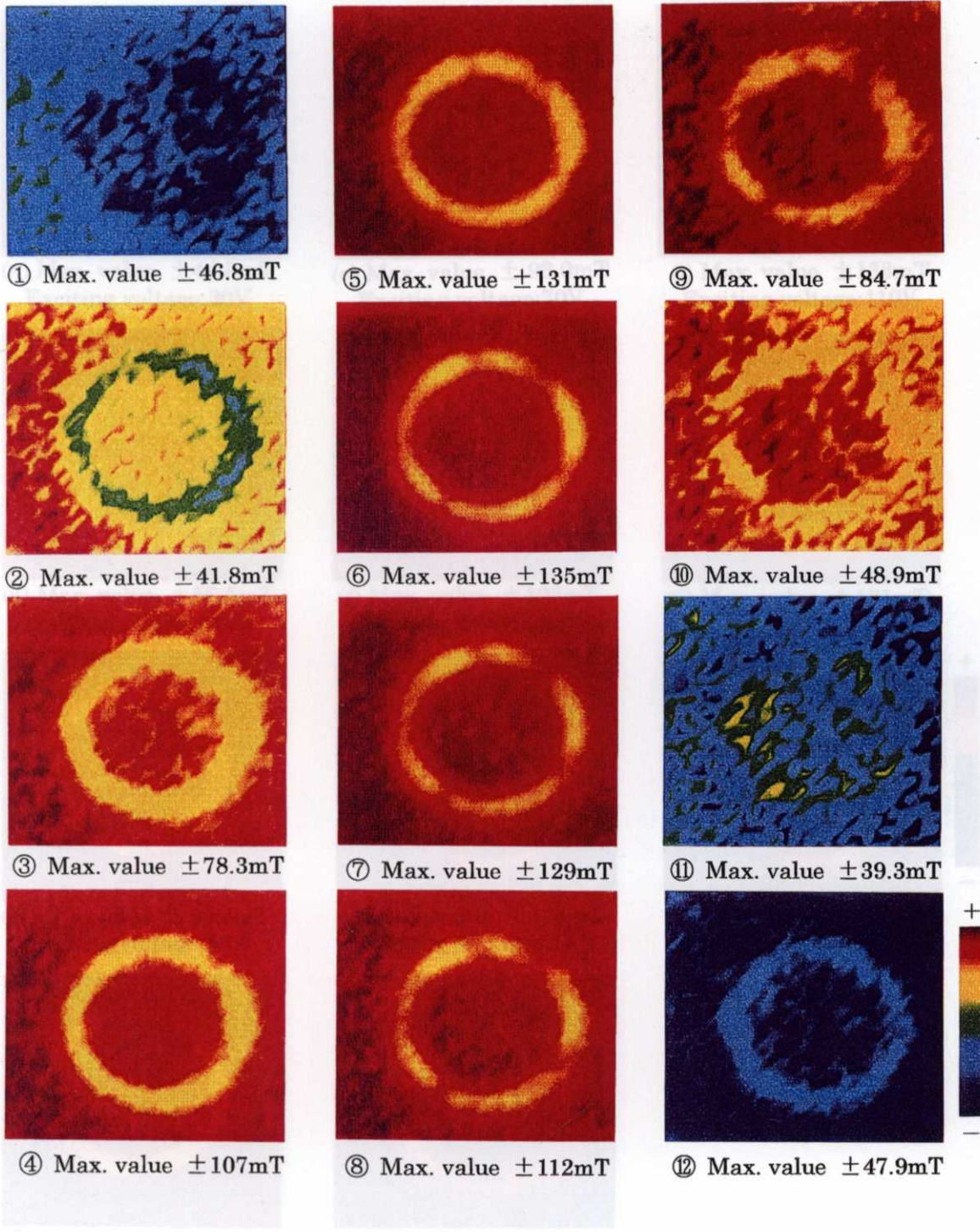


Fig.4.27 励磁電圧 50V での磁束密度分布



(d) Max. value $\pm 62.5\text{mT}$
Exciting voltage: 80V

(h) Max. value $\pm 128\text{mT}$
Exciting voltage: 100V

Fig.4.28 励磁電圧 130V での磁束密度分布

Fig.4.29 外部磁場がピーク時の磁束密度分布

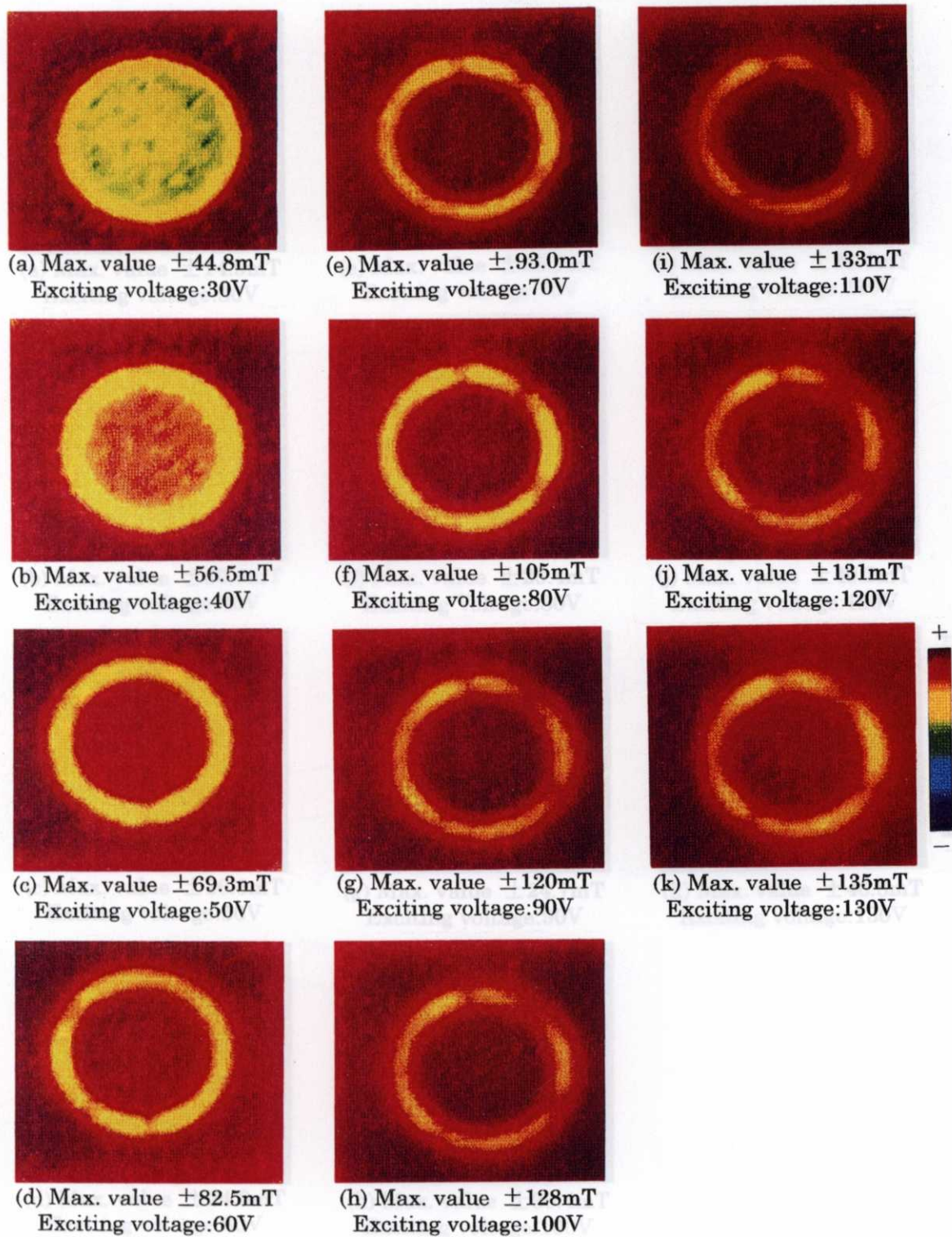


Fig.4.29 外部磁場がピーク時の磁束密度分布

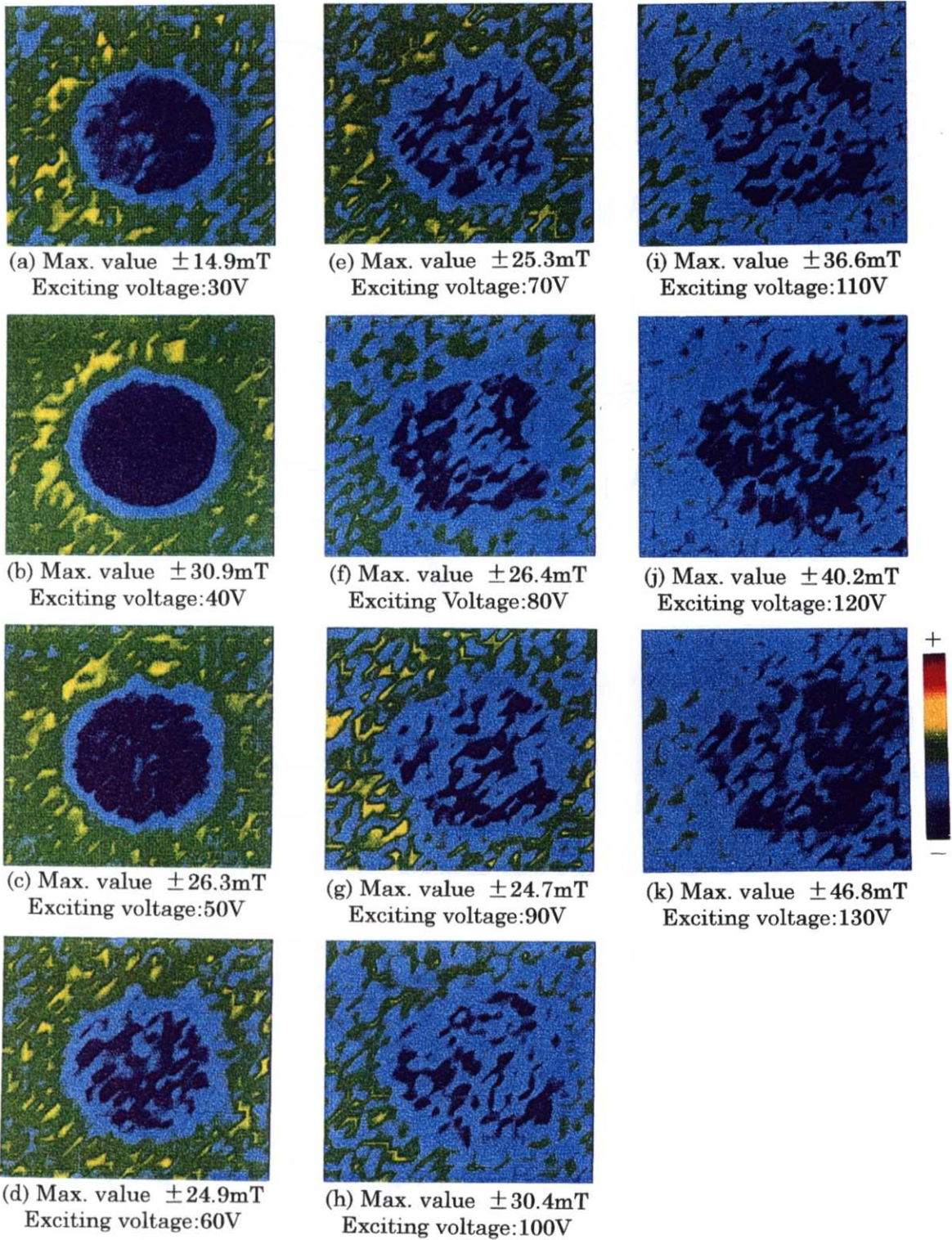
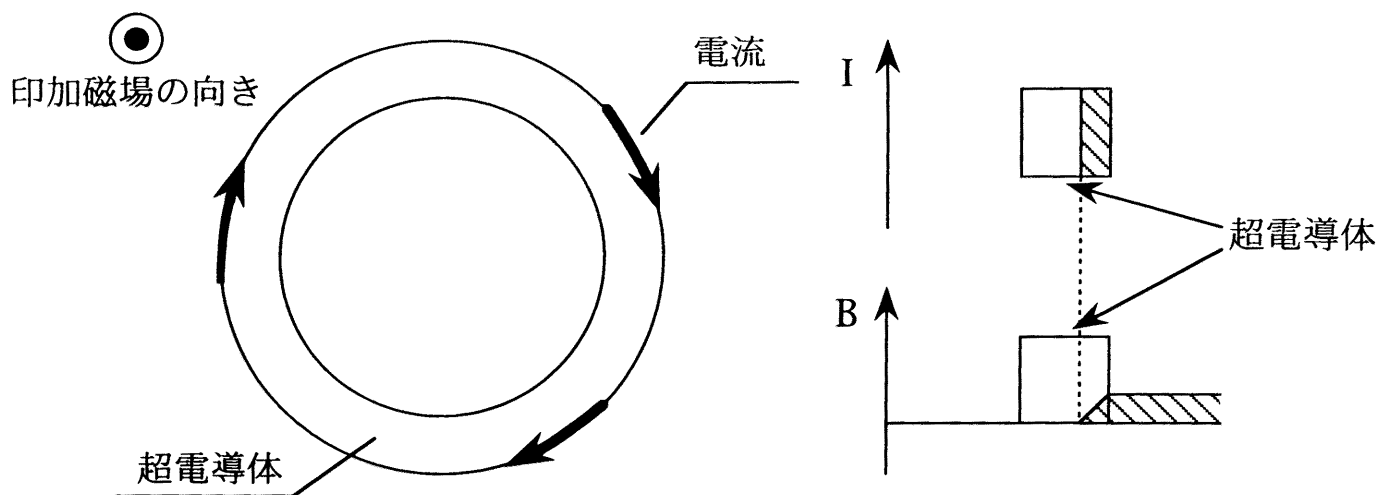
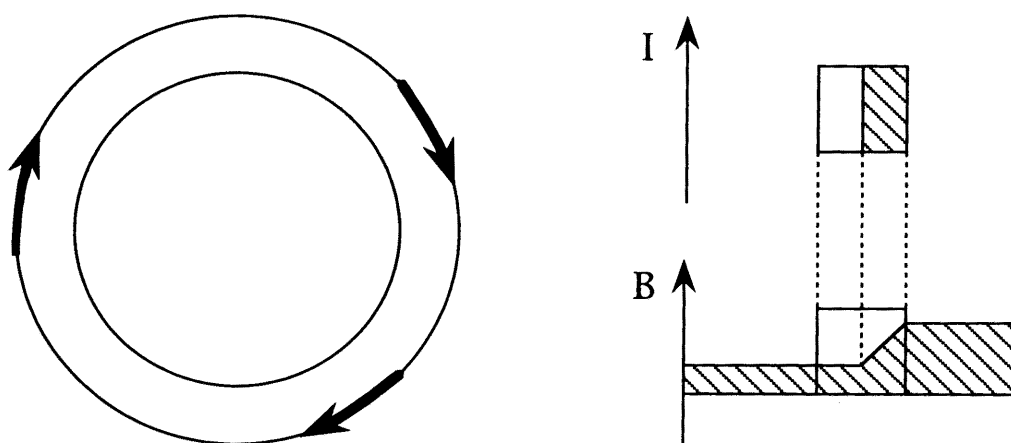


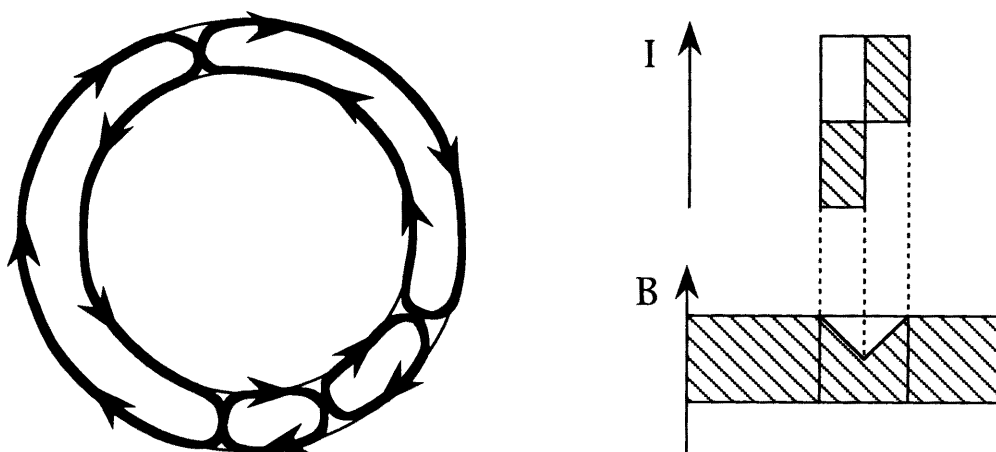
Fig.4.30 外部磁場がゼロ時の磁束密度分布



(a) 完全シールドモデル

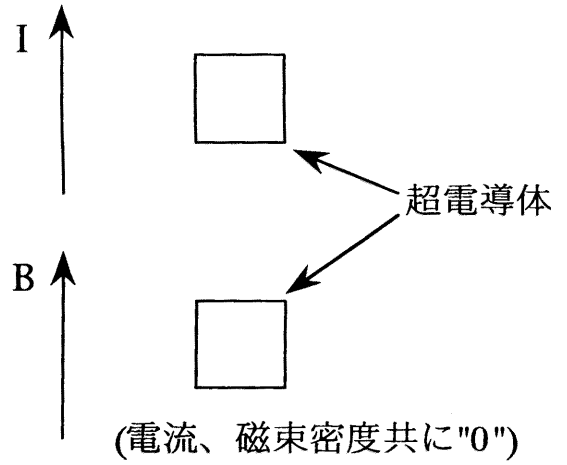
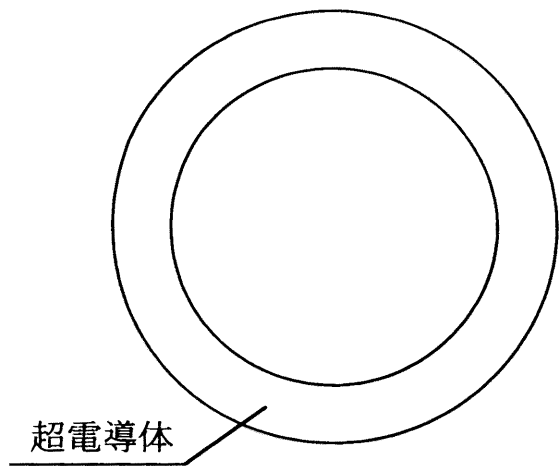


(b) 内部に磁束が侵入し始めるモデル

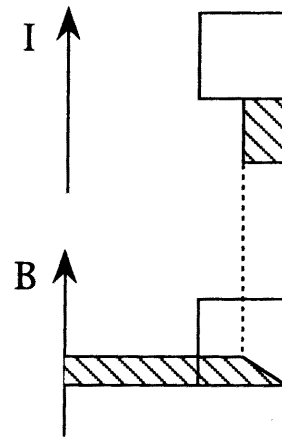
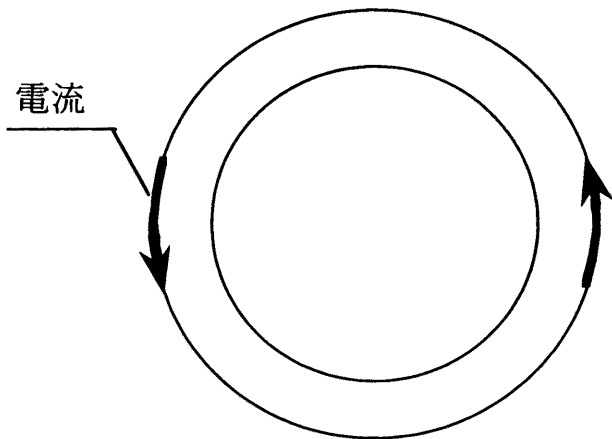


(c) 外部磁場が完全に侵入するモデル

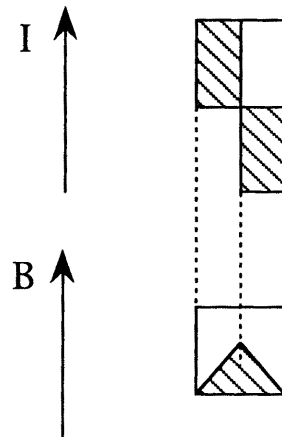
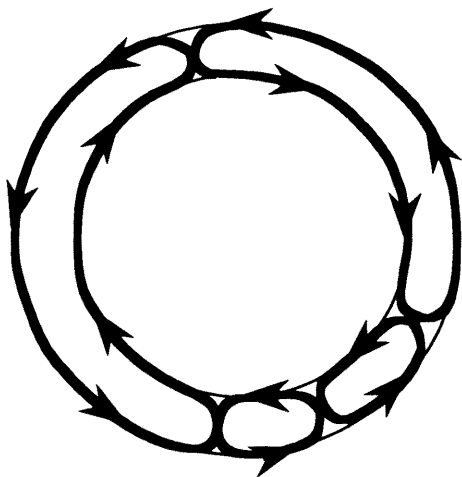
Fig.4.31 B-Iモデル (外部磁場：ピーク時)



(a) 完全シールドモデル



(b) 内部に磁束が侵入し始めるモデル



(c) 外部磁場が完全に侵入するモデル

Fig.4.32 B-Iモデル (外部磁場：ゼロ時)

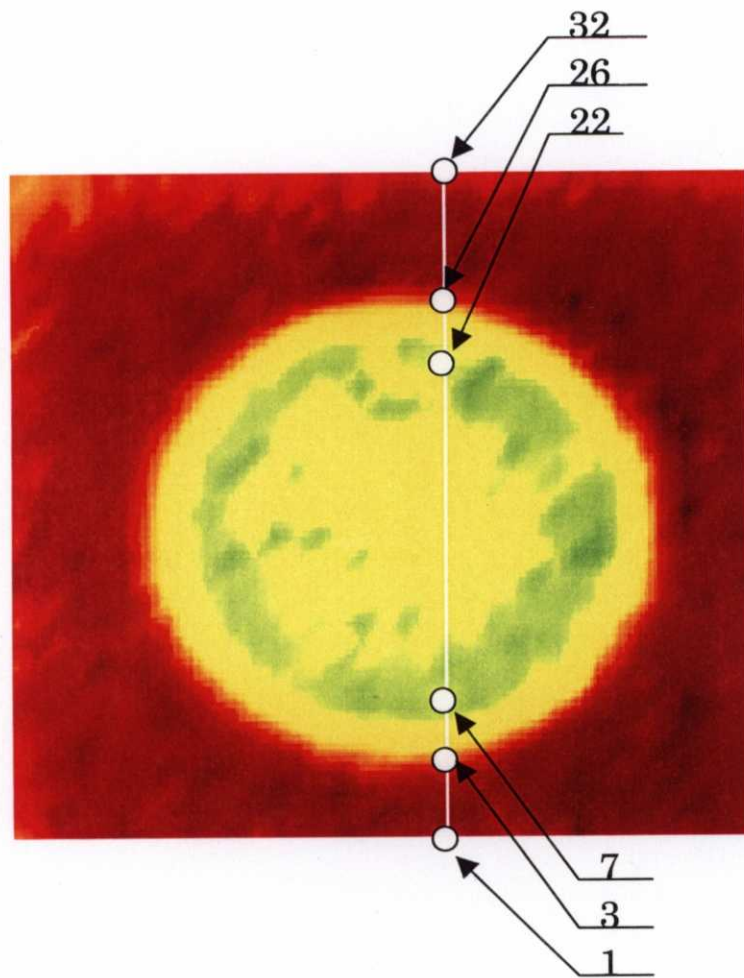


Fig.4.33 磁束密度の線分布測定ライン

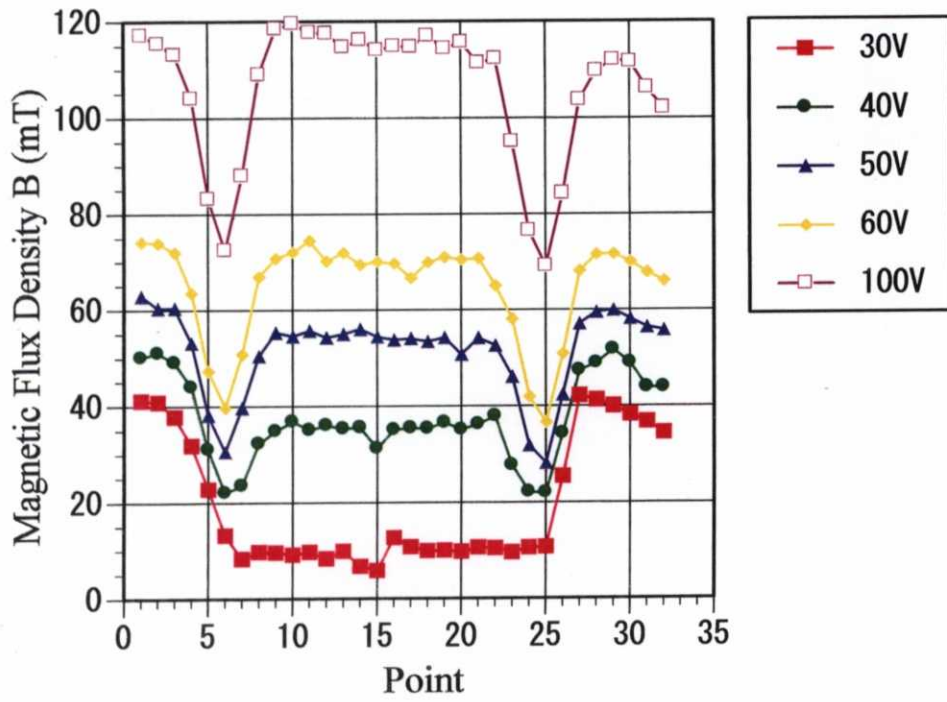


Fig.4.34 外部磁場がピーク時の磁束密度

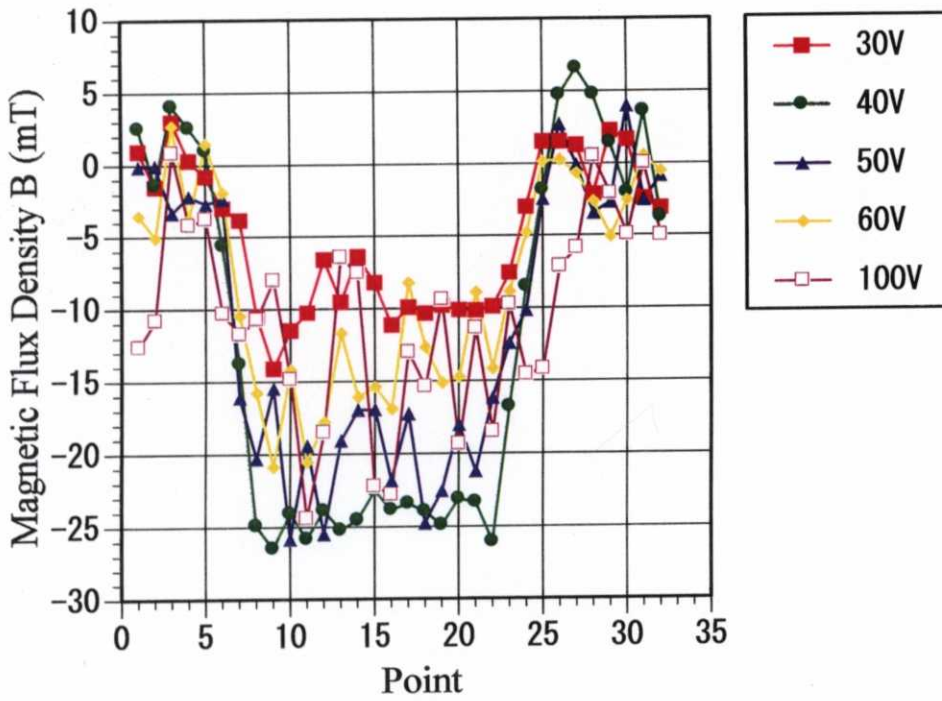


Fig.4.35 外部磁場がゼロ時の磁束密度

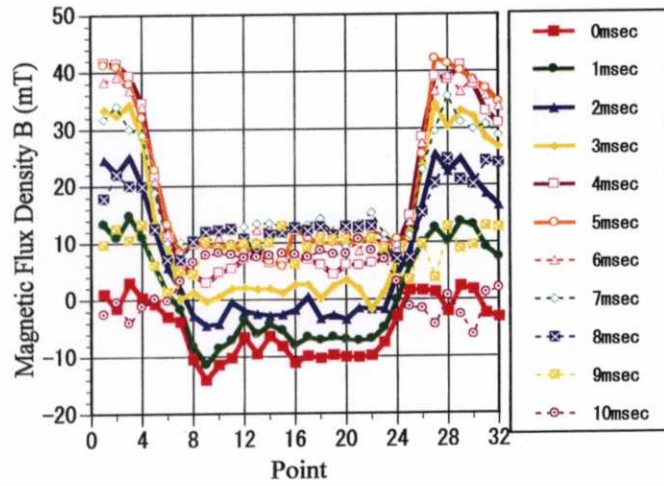


Fig.4.36 励磁電圧 30V での磁束密度

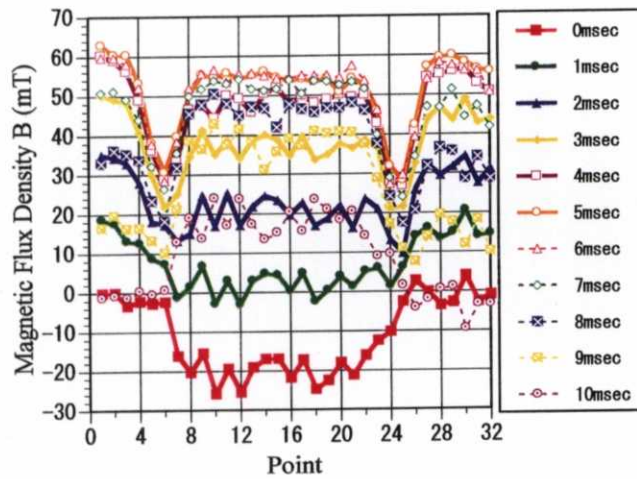


Fig.4.37 励磁電圧 50V での磁束密度

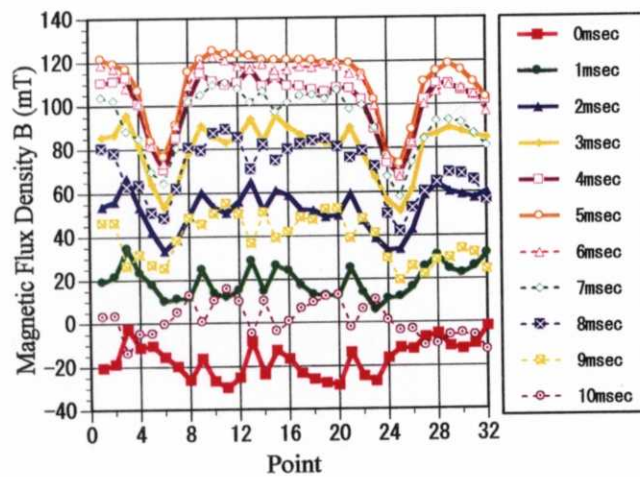


Fig.4.38 励磁電圧 130V での磁束密度

4.5 バルク高温超電導体の交流磁場遮蔽における周波数応答特性

第3章における静磁場中の磁気特性評価、および4.3, 4.4節における磁束ジャンプ特性評価により、ウィークリンク部からの磁束の侵入が確認された。一方、4.2節におけるリング試料の周波数をパラメータにした磁束侵入周波数特性の評価により、周波数が高いほど磁束が試料内側に侵入し辛くなることが確認された。そこで本節では、ウィークリンク部を多く持つ多結晶のバルク高温超電導体を用いて、その交流磁場遮蔽の周波数特性について、ウィークリンクがどのように影響するかホール素子を用いた磁場可視化計測により明らかにする。これにより、バルク高温超電導体の磁気遮蔽(磁気シールド)への適用を検討する。

4.5.1 実験方法

実験に使用した高温超電導材料は、MPMG法により作成したYBCO超電導体である。試料の形状は、 $40\text{mm} \times 40\text{mm} \times 15\text{mm}^t$ のバルク材である。この超電導体は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を含んだ多結晶の高温超電導体である。

バルク高温超電導体の交流磁場遮蔽特性を計測するためのシステムをFig.4.39に示す。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、超電導体に交流磁場を印加する交流電源(AA2000XG：高砂製作所)と励磁コイル(690ターン)、励磁電流波形を計測するためのシャント抵抗、磁束密度計測用センサとして低温用ホール素子(HHP-VA：AREPOC)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7mmの円盤形で、その中の検出部は $0.05\text{mm} \times 0.05\text{mm}$ である。この磁気感度は 96.5 mV/T で、直線性は1T以下で $\pm 0.2\%$ 以下である。ホール素子と超電導体表面とのギャップは0.5mmである。

印加磁場および測定時点は、4.4節のFig.4.25と同様に正弦波交流の一周期につき20点測定するように、各周波数においてサンプリング速度を決定する。印加する交流磁場は、周波数1~250Hzの正弦波である。交流磁場の強度はピーク値が46mTと85mTについて検討する。

4.5.2 実験結果と考察

(1) 高温超電導体の磁束侵入周波数応答

Fig.4.25の各測定時点での高温超電導試料表面の磁束密度分布を、印加磁場のピーク値を46mT一定とし、周波数をパラメータにしてFig.4.40~4.43に示す。これらの画像は、 $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ の範囲を35点 \times 32点計測したもので、画像の周囲は励磁コイルの内側に接し、超電導体は中央に位置している。測定したデータから可視化画像を描くのは4.4節と同様に、すべての測定点の1周

期分のデータをファイルに格納した後、Fig.4.25 に示す①～⑫の測定時点のデータをそれぞれの測定点(35×32)から抽出することにより画像を描く。それぞれの画像で磁束密度のカラースケールは、正負の磁束密度の最大値を図中に表示している。また、各画像の下に示す数字(①～⑫)は、Fig.4.25 の印加磁場波形上の数字に対応する。

Fig.4.40 に周波数 1Hz の磁場を印加したときの高温超電導試料表面の磁束密度分布を示す。①図を見ると超電導体中に負の励磁において侵入した負の磁束密度が残留している。また、試料内の一部には高い値の負の残留磁束密度が観測される。一方、試料の外周部は残留磁束密度が観測されず、ほぼゼロの値を示している。つまり、超電導体に侵入した磁束を閉じ込める方向に周回電流が流れることにより、超電導体中に磁束がピンニングされる。②図を見ると、この領域での外部磁場は正であるにもかかわらず、超電導体の一部には負の残留磁束密度が観測される。超電導体の外周部には正の磁束密度が観測される。以上のことから、超電導体にシールド電流が流れ、外部磁場を遮蔽していることが理解できる。③図では超電導体内の一部にピンニングされていた負の磁束密度は、正の外部磁場が大きくなることにより、超電導体内に侵入してくる正の磁束密度により打ち消される。⑥図の外部磁場がピーク時点では、超電導体内に多くの磁束が侵入するが、結晶粒の成長した部分は臨界電流密度が高く、その周囲にシールド電流が流れるため磁束の侵入がなく、磁束密度はほぼゼロの値を示している。外部磁場は⑥図のときに最大となるが、超電導体内に侵入する磁束密度は、⑧図のときに最大となりヒステリシスを持つ。つまり、超電導体内に磁束が侵入するのは磁束フロー現象によるものであり時間遅れを伴う。したがって、このとき外部磁場と超電導体中に侵入する磁束密度との間には位相差が生じる。⑩図では超電導体内の一部に、正の励磁により侵入した正の磁束がピンニングされる。⑪,⑫図は、①,②図と逆極性の対称的な磁束密度分布となる。

Fig.4.41 に示すのは、周波数 5Hz の磁場を印加したときの磁束密度分布である。①図を見ると、超電導体内には負の励磁によって侵入した負の磁束密度が観測される。しかし、Fig.4.40 の周波数 1Hz で観測された試料内の一部に残留する高い値の負の磁束密度は観測されない。⑥図の外部磁場がピーク時点の図を見ると、Fig.4.40(周波数：1Hz)に比較して超電導体内に侵入する磁束が少ないことが判る。特に試料の中心部にはあまり磁束が侵入しない。⑧～⑩図の外部磁場の減少過程で残留する正の磁束密度も Fig.4.40 に比べて低くなる。

Fig.4.42 に示すのは、周波数 250Hz の磁場を印加したときの磁束密度分布である。①図を見ると超電導試料の外周部分にわずかに負の残留磁束密度が観測されるが、試料中心部にはほとんど磁束密度は観測されない。⑥図の外部磁場

がピーク時点の図を見ると、試料外周部には磁束が侵入するが、中心部分にはほとんど磁束は侵入しない。さらに特徴的なことは、Fig.4.40, 4.41 の外部磁場がピークの付近では結晶粒の成長した部分は磁場が遮蔽されているが、結晶粒界やクラック等が存在するウィークリンク部には磁束が侵入している。しかし、周波数の高い 250Hz では、ウィークリンク部にも磁束密度が観測されない。つまり、試料中にウィークリンクが存在しても、印加磁場の周波数が高くなると、ウィークリンクの有無に関係なく均一に磁場が遮蔽されることが判る。

Fig.4.43 は、Fig.4.25,⑥に示す外部磁場がピーク時の磁束密度分布を、印加磁場の周波数をパラメータにして示した結果である。これらの図より、超電導試料の外周部は周波数の高低に関係なく磁束が侵入しているが、試料中心部は周波数が高くなるほど磁束は侵入しない様子が判る。また、Fig.4.43,(d)の周波数が 10Hz 以上の領域ではウィークリンク部の存在する領域も磁場は均一に遮蔽されている。第 2 章 2 節で述べたように、磁束はローレンツ力が働き超電導体に侵入するのであるが、そのローレンツ力の抗力としてピン止め力 F_p と粘性力 F_v が生じる。そしてその抗力は、静磁場および低周波数領域ではピン止め力が支配的で、周波数が高くなるにつれ粘性力が支配的になる。よって、超電導体中にピン止め力の弱いウィークリンク部が存在しても、印加磁場の周波数が高くなり磁束が運動する速度が速くなると、粘性力が大きくなり超電導体に磁束が侵入し辛くなる。したがって、ウィークリンク部が含まれている特性の均一でない試料でも、ある程度周波数が高い磁場の磁気遮蔽に使用する場合は、十分な磁気遮蔽特性を示す。

(2) 磁束侵入モデル

Fig.4.44 に周波数の高低の違いによる高温超電導体に侵入する磁束密度と、試料に流れる電流のモデルを示す。周波数が低いモデルは Fig.4.40(1Hz)に、高いモデルは Fig.4.42(250Hz)にそれぞれ対応する。Fig.4.44,(a)の外部磁場がゼロは Fig.4.25,①の測定時点のモデルである。周波数が低い場合、負の励磁において試料中央部まで磁束が侵入するため、その磁束を閉じ込める向きに周回電流が流れ中央部に高い値の負の磁束密度が残留する。一方、周波数が高い場合は、粘性力が大きくなるため負の励磁において磁束は試料中心まで侵入せず、試料外周部に磁束密度が残留する。また電流は、外周部に侵入した磁束を閉じ込める向きに周回して流れる。Fig.4.44,(b)の外部磁場がゼロからピークへ上昇する時点(Fig.4.25,②~⑤)では、正の励磁により正の磁束が試料外周部より侵入し、残留していた負の磁束を打ち消す。この時点においても、周波数が低い場合はより試料中央部まで磁束が侵入する。Fig.4.44,(c)の外部磁場がピーク(Fig.4.25,⑥)時点では、周波数の低いモデルは試料中心部にまで磁束が侵入する

が、周波数の高いモデルでは試料外周部にのみ磁束が侵入する。Fig.4.44,(d)の外部磁場が減少する時点(Fig.4.25,⑦~⑩)では、ピーク時点において侵入した磁束は試料外周部から減少し、Fig.4.44,(e)の外部磁場がゼロ時点では、試料外周部の磁束密度はゼロとなる。

(3) 高温超電導体の静磁場特性

Fig.4.25の交流磁場波形における、それぞれの測定時点(①~⑫)の磁場に対応する静磁場を印加したときの、高温超電導体の静磁場特性を Fig.4.45 に示す。ただし、交流磁気特性の測定に合わせるため①図で外部磁場がゼロ時点の計測を行う前に、 -46mT (Fig.4.25の負のピーク磁場)で一度励磁を行う。①図を見ると交流磁場を印加したときに比べて、高い値の負の磁束密度が残留していることが判る。また、その高い値の負の磁束密度が観測される領域も広くなる。②図を見ると Fig.4.40, 4.41 ではまだ負の磁束密度が観測されるが、Fig.4.45の静磁場特性では正の外部磁場を印加することにより侵入した正の磁束密度が観測される。⑥図の外部磁場がピーク時点の図を見ると、ウィークリンク部は交流磁場を印加した場合に比べ高い値の磁束密度が観測される。磁束フローにより磁束が侵入するには、一定の時間が必要になる。交流磁場を印加した場合は、印加磁場の変化が速いため、磁束が完全に侵入するまでに磁場の極性が反転する。しかし、静磁場を印加した場合は磁束が侵入するのに十分な時間があるため、多くの磁束が超電導体中央部にまで侵入する。

(4) 外部磁場強度の違いによる磁束密度分布

Fig.4.46に示すのは外部磁場のピーク値を 85mT とし、周波数 1Hz で磁場を印加したときの高温超電導試料表面の磁束密度分布である。①図を見ると、Fig.4.40の外部磁場のピーク値を 46mT とした結果に比べ、高い値の負の残留磁束密度が観測され、その領域も広くなる。⑥図の外部磁場がピーク時点では、Fig.4.40に比べ結晶粒が成長している領域にも磁束が侵入している。つまり、結晶粒が成長している所にも結晶粒内で臨界電流密度の高低が存在し、外部磁場が高くなると臨界電流密度が低いところから磁束が侵入する。

(5) 磁束密度の線分布計測

Fig.4.47に磁束密度の線分布の測定ラインを示す。この白線部分の磁束密度の線分布をプロットした図を Fig.4.48, 4.49に示す。これらの図でポイント1~3, ポイント28~32は励磁コイルと超電導体の間、ポイント3~28に超電導体が位置している。Fig.4.48は、Fig.4.25,⑥に示す外部磁場がピーク時の磁束密度の線分布を、静磁場励磁と周波数をパラメータにした交流励磁をまとめて示

した図である。静磁場の励磁では磁束が侵入する時間が十分にあるため、多くの磁束が超電導体の中央部にまで侵入する。特に、ポイント 18,19 の付近はウィークリンクが位置しており、高い値の磁束密度が観測される。しかし、臨界電流密度の高い良質な結晶粒が成長した箇所(ポイント 24 付近)は、磁気遮蔽特性がよく、侵入する磁束は少ない。交流励磁に着目すると、周波数が高くなるほど超電導体中央部に侵入する磁束は少なくなる。周波数 25Hz 以上では、試料中に存在する結晶粒およびウィークリンクに関係なく外部磁場を均一に遮蔽することが判る。

Fig.4.49 は、Fig.4.25,①に示す外部磁場がゼロ時の磁束密度の線分布を、静磁場励磁と周波数をパラメータにした交流励磁をまとめて示した図である。静磁場の励磁では磁場を印加した時に、多くの磁束が試料中心部にまで侵入するためその残留磁束密度も高くなる。交流励磁では周波数が高くなるほど、外部磁場がピーク時に侵入する磁束が少なくなるため、残留磁束密度も低くなる。とくに、周波数 25Hz 以上では試料中央部の残留磁束密度はほぼゼロの値を示している。

以上のことから、結晶粒界やクラック等のウィークリンクを含む特性が均一ではない高温超電導バルク材であっても、高周波数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。

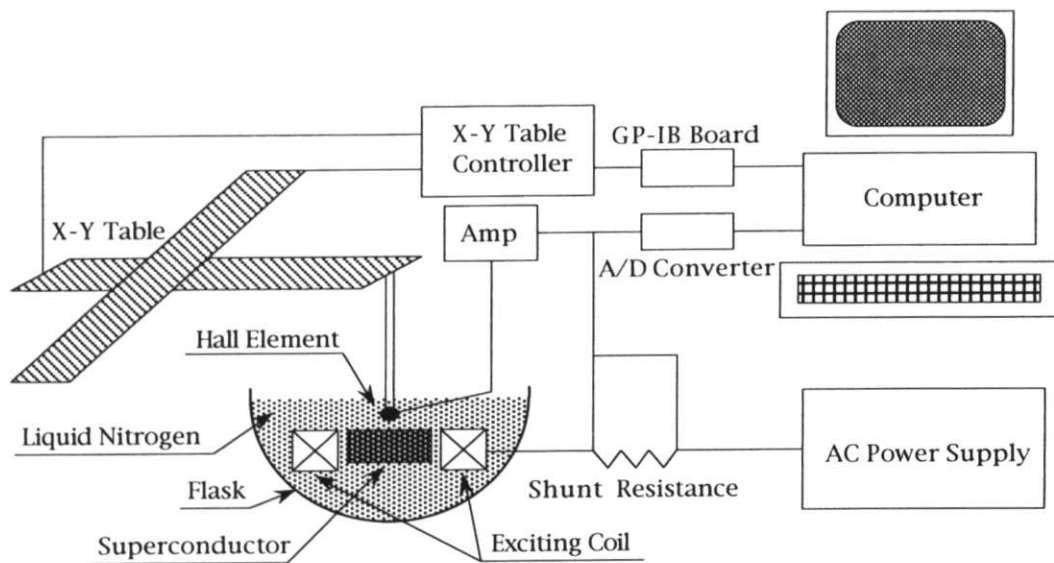


Fig.4.39 周波数応答特性の可視化計測システム

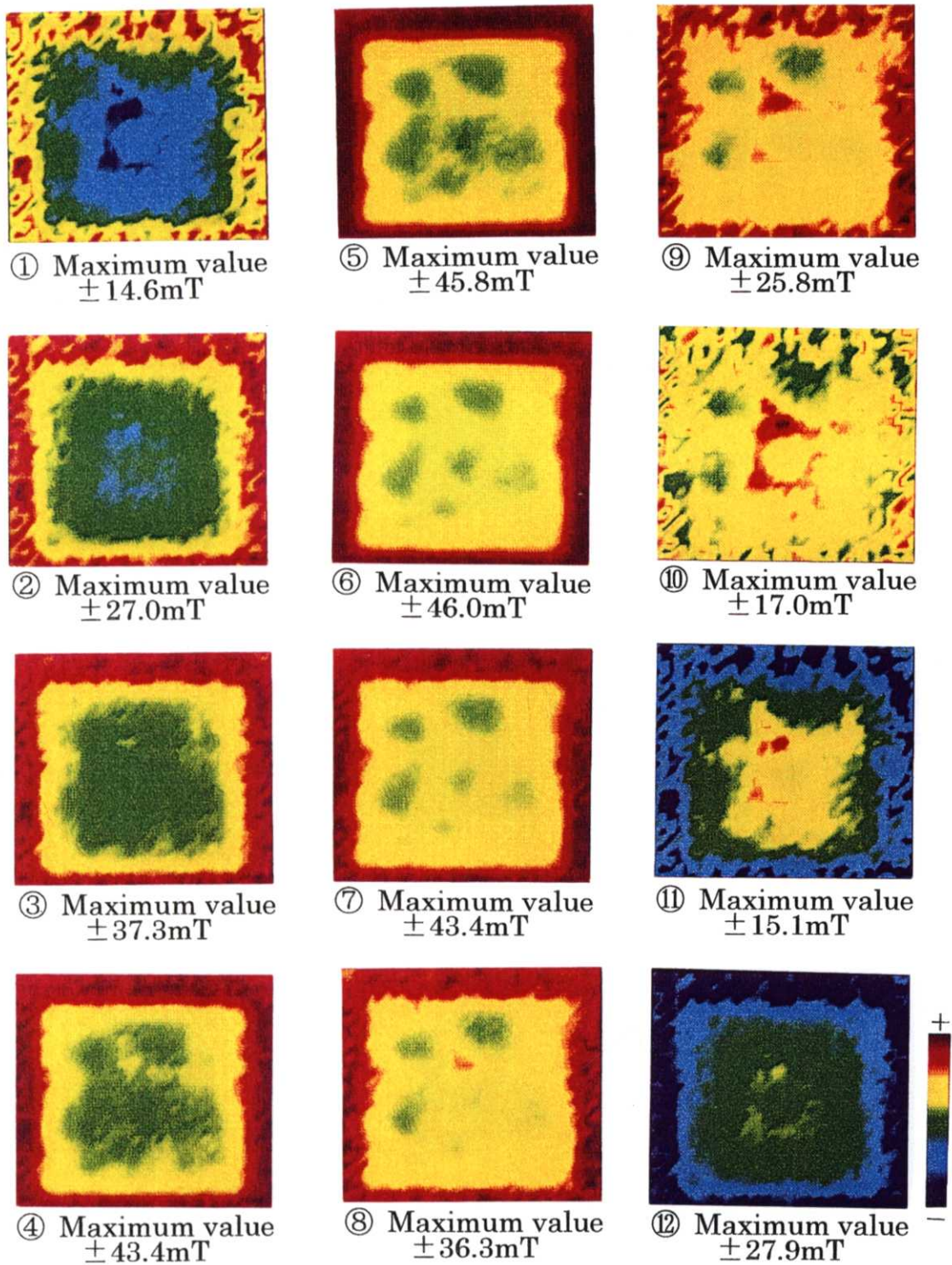


Fig.4.40 1Hzにおける磁束密度分布
(外部磁場のピーク値 46.0mT)

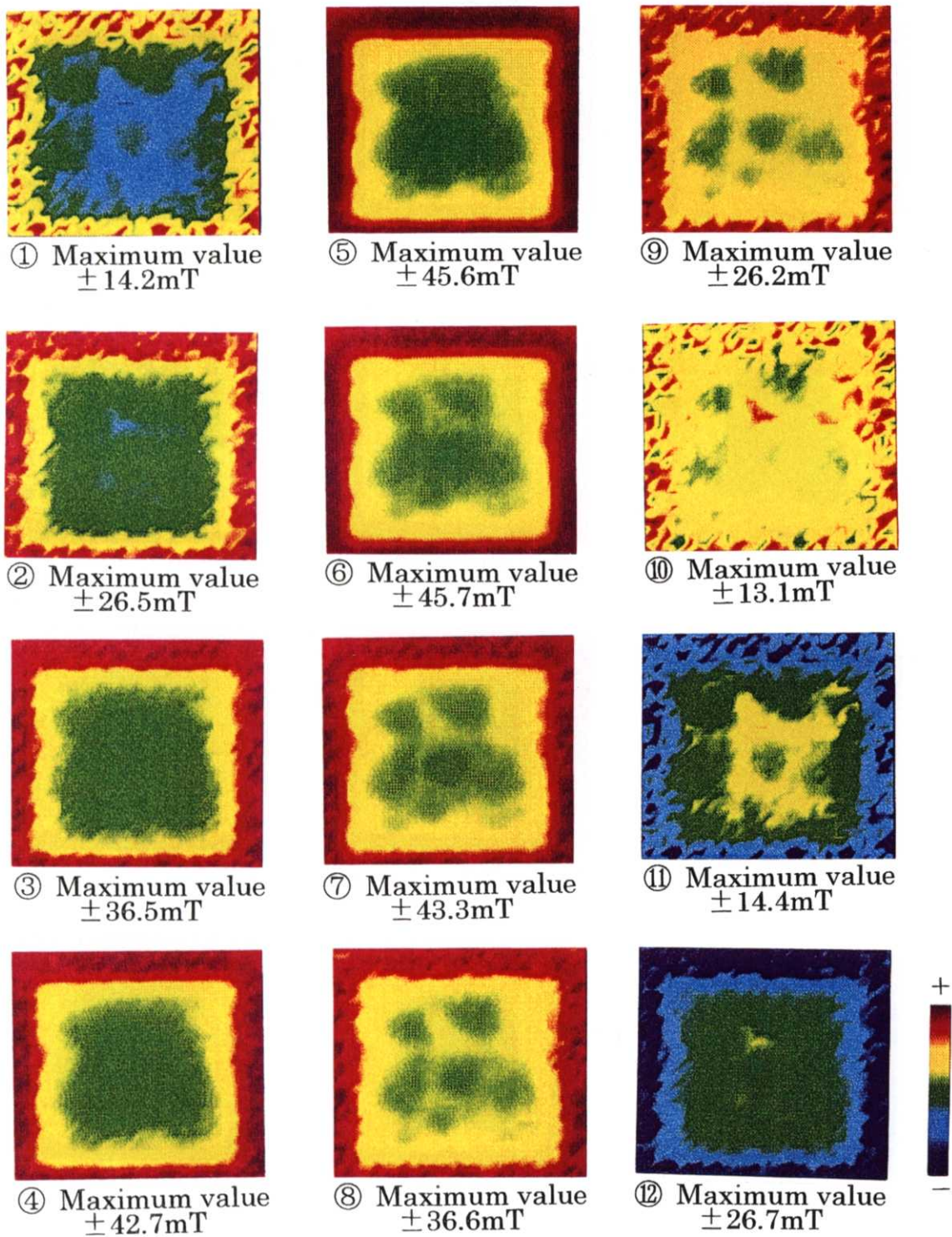


Fig.4.41 5Hz における磁束密度分布
(外部磁場のピーク値 46.0mT)

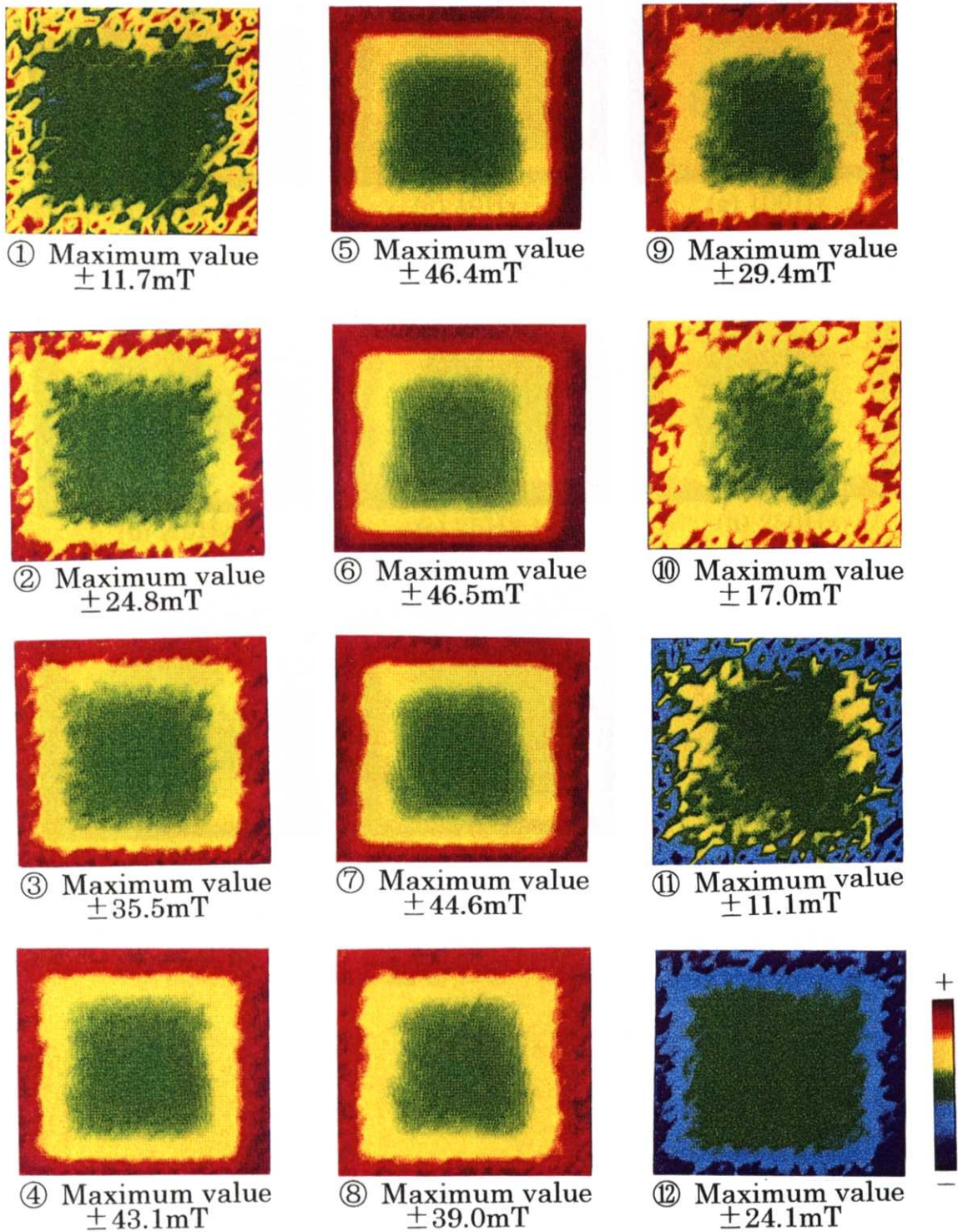


Fig.4.42 250Hzにおける磁束密度分布
(外部磁場のピーク値 46.0mT)

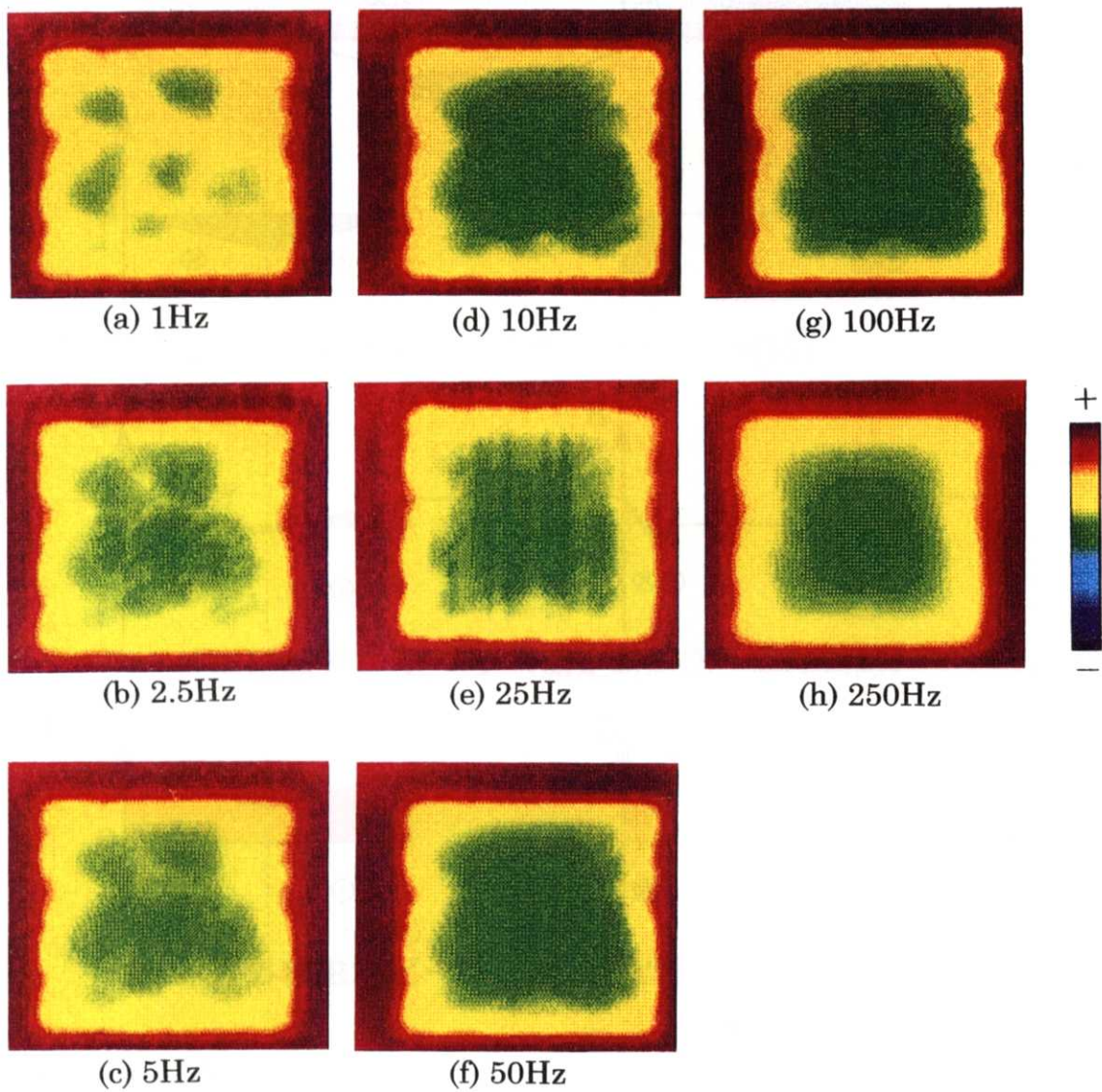


Fig.4.43 外部磁場がピーク時の磁束密度分布
(外部磁場のピーク値 46.0mT)

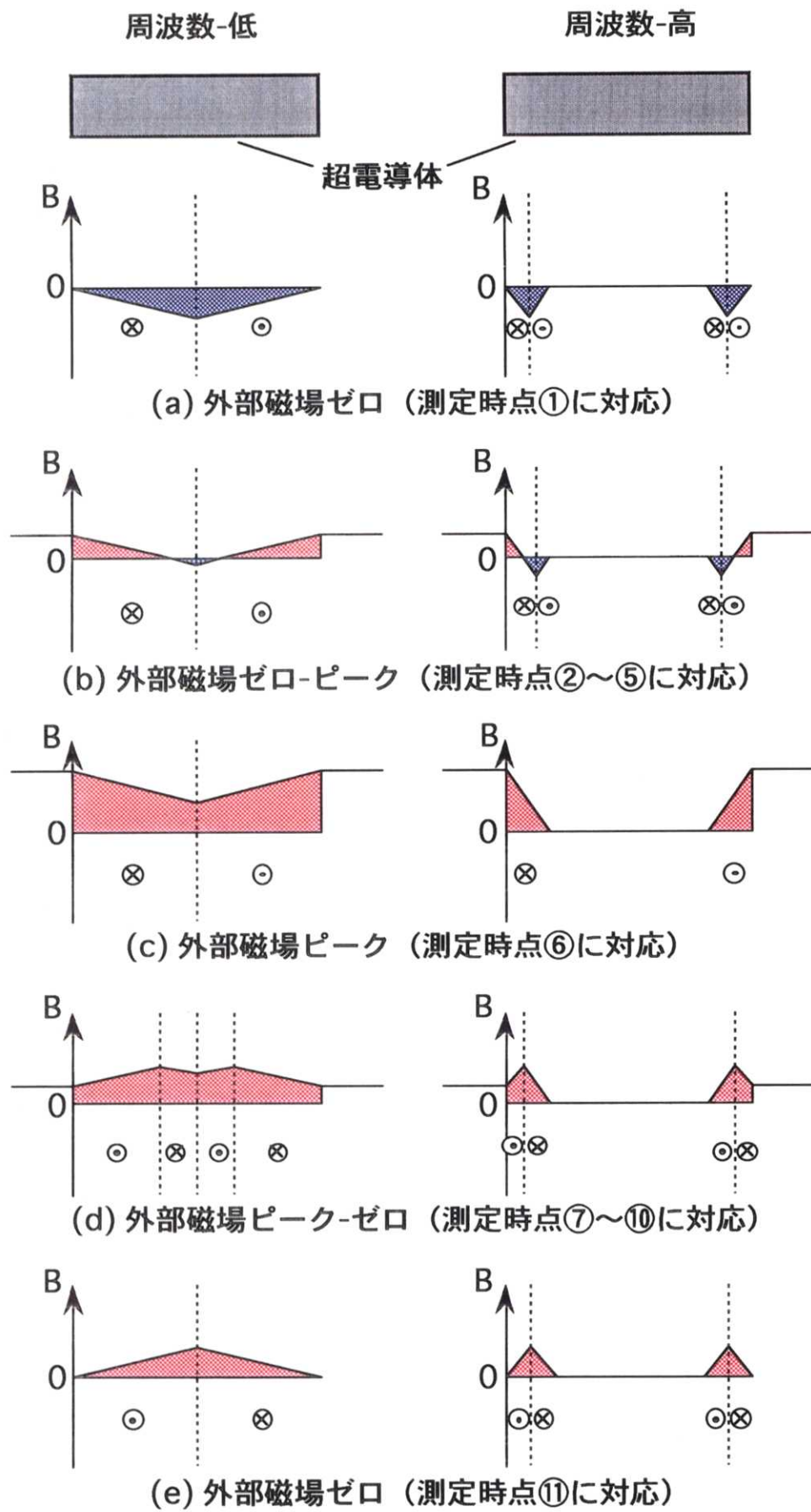


Fig.4.44 磁束侵入モデル

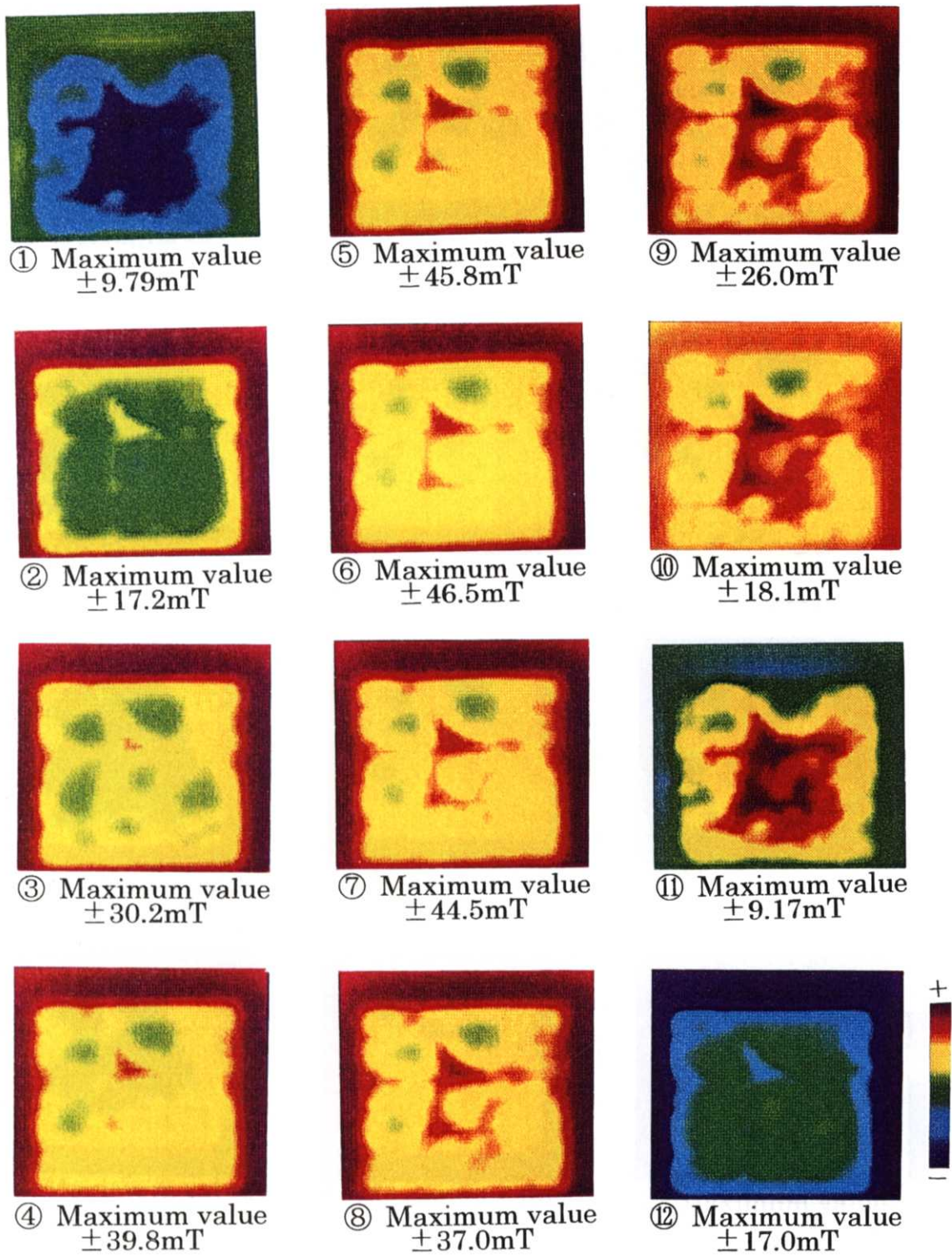


Fig.4.45 静磁場中における磁束密度分布
(外部磁場のピーク値 46.0mT)

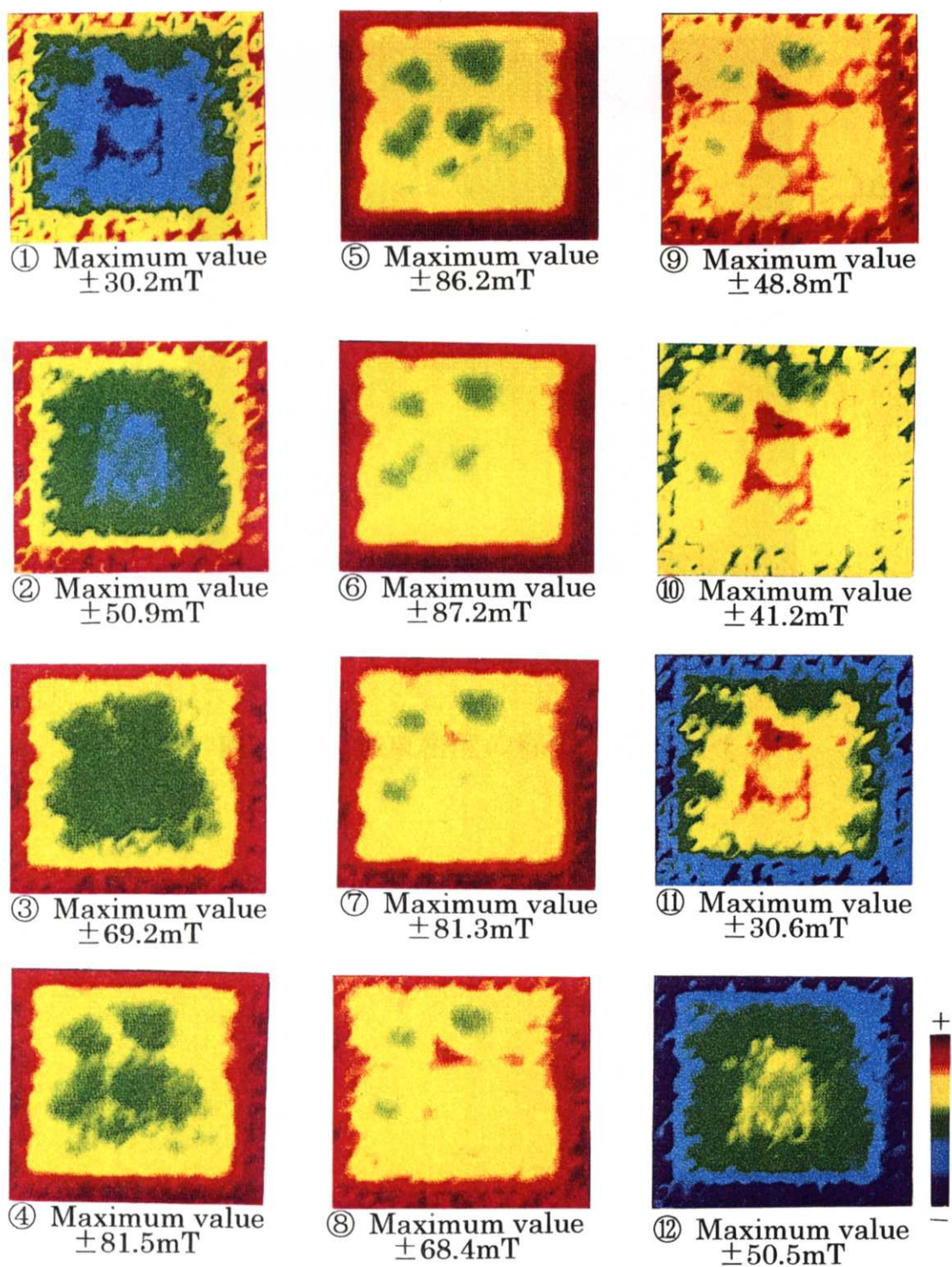


Fig.4.46 外部磁場のピーク値 85mT での磁束密度分布
(周波数：1Hz)

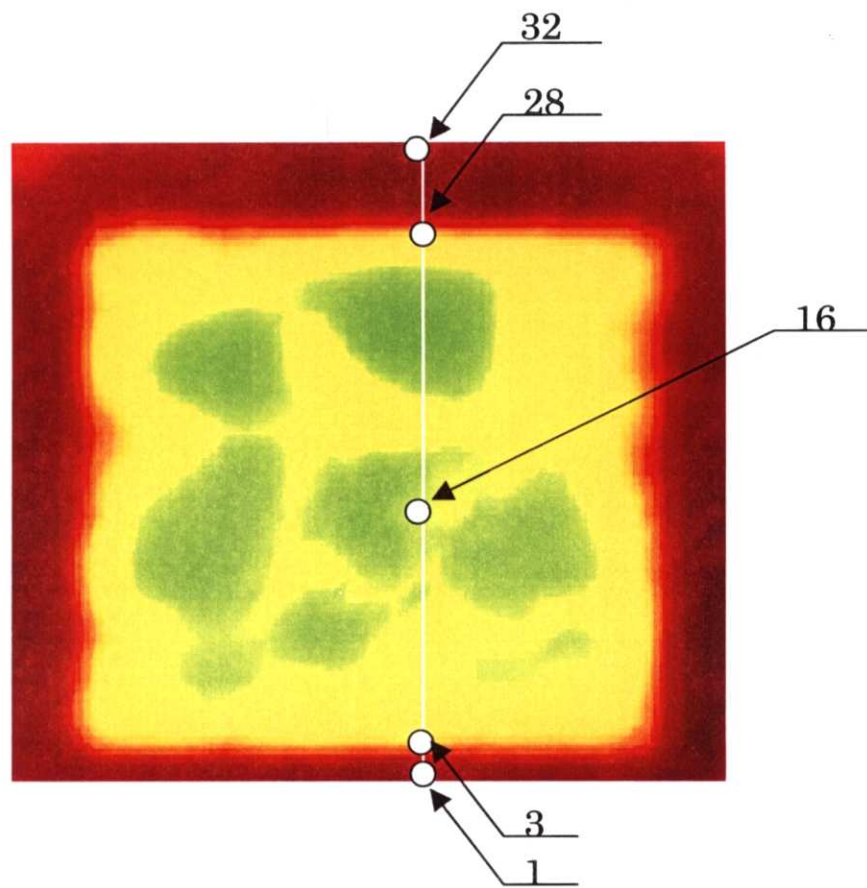


Fig.4.47 磁束密度の線分布測定ライン

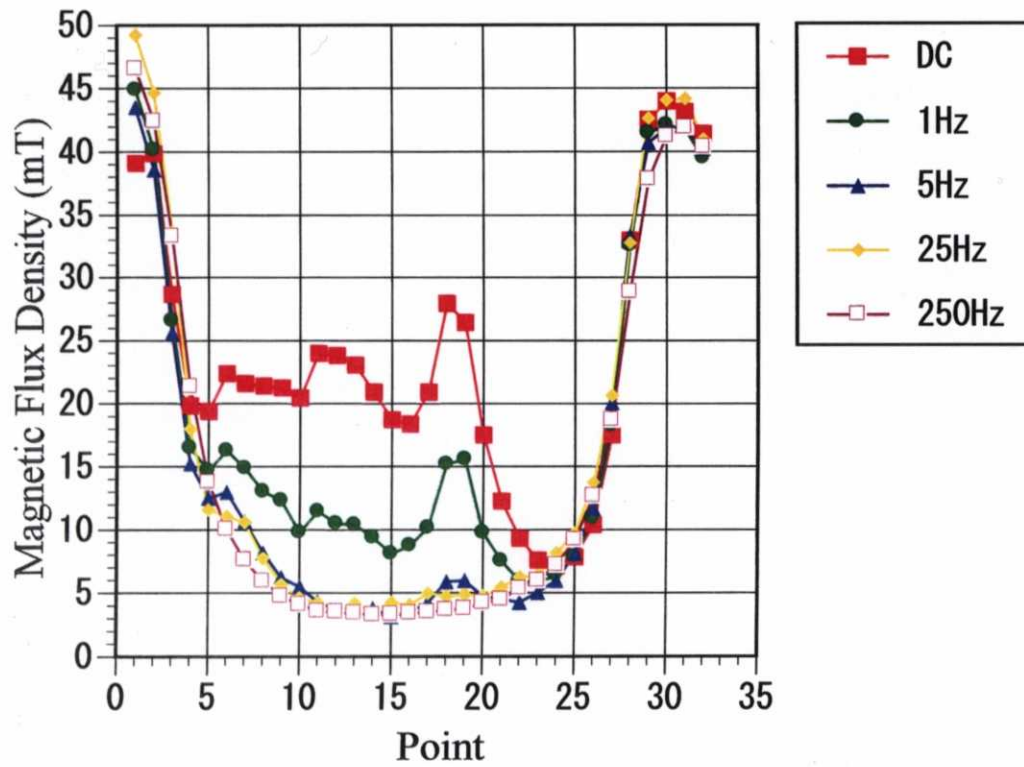


Fig.4.48 外部磁場がピーク時の磁束密度

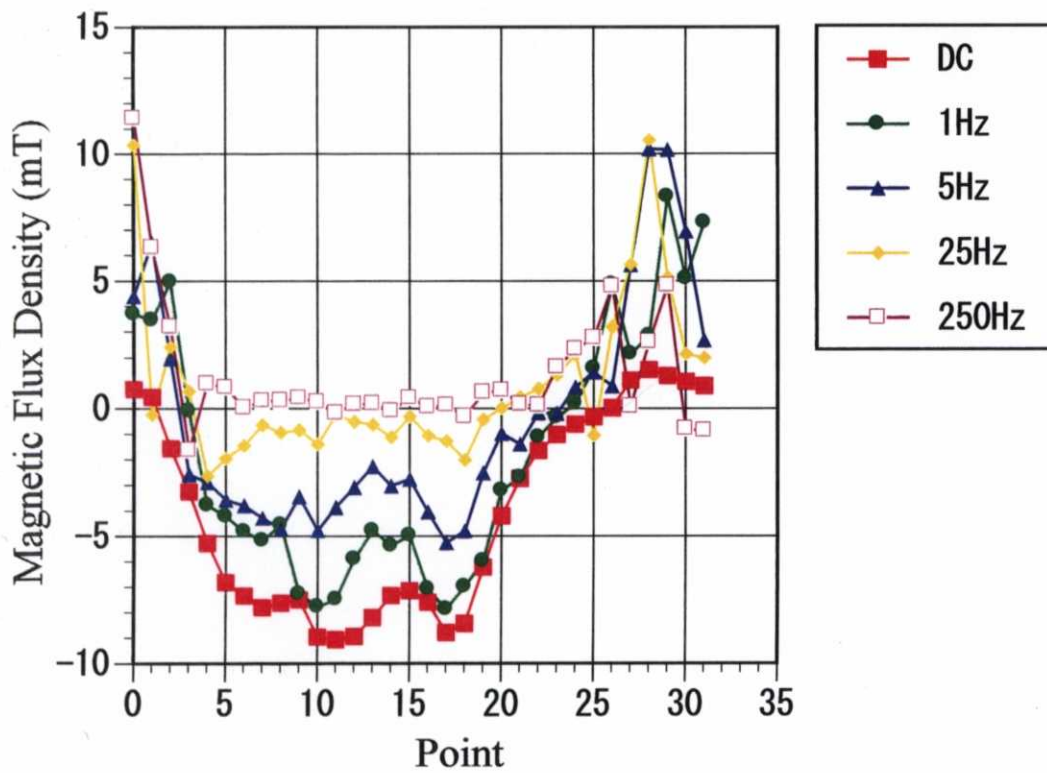


Fig.4.49 外部磁場がゼロ時の磁束密度

4.6 バルク高温超電導体の磁気遮蔽を応用した変圧器

4.2節および4.5節における周波数をパラメータにした高温超電導体の周波数応答特性評価により、たとえウィークリンク部を多く持つ多結晶の試料であっても、高周波数領域において磁気遮蔽特性が良好になることが確認された。そこで本節では、複数個のバルク高温超電導体の磁気遮蔽効果を利用した変圧器を提案し、その特性について検討する。

フェライトや鉄心等の強磁性体をコアとし磁路を形成した変圧器では、負荷変動により過負荷が生じた場合のコアの磁気飽和や高周波数領域での漏れ磁束、鉄損によるエネルギー損失、効率低下等の問題が生じる。そこで、強磁性体をコアにした磁路を超電導体で取り囲む変圧器を構成すれば、以下に示すような改善が期待できる。

1) 強磁性体コアの磁気飽和や高周波数領域においてコアから磁束が漏れても、超電導体の磁気遮蔽効果によって漏れ磁束を低減し、変圧器の効率の低下を改善できる。

2) 周波数が高い領域でバルク超電導体は磁気遮蔽特性が向上するため、特に高周波数領域での効率の改善が期待できる。

したがって、複数個のバルク高温超電導体によりフェライトコアを用いた磁路を取り囲む磁気遮蔽変圧器を作製し、超電導体の有無による変圧器の特性を比較検討する。それにより、バルク高温超電導体を用いた変圧器の産業分野への応用の可能性を確認する。

4.6.1 実験方法

Fig.4.50 に示す変圧器特性の測定システムにより、バルク高温超電導体の有無による磁路の特性を比較検討する。検討した変圧器の磁路は、一次・二次コイルのコアとしてフェライト(MnZn、初期透磁率：2000)を用いた磁路、そのフェライトコアを用いた磁路をバルク高温超電導体により取り囲む磁路の二種類である。測定は両磁路ともに液体窒素中で行い、一次コイルに印加する電圧(一次電圧)を $1V_{pp}$ 一定とし、周波数を 100Hz から 20kHz まで可変する。ファンクション・シンセサイザ(1940：NF 回路設計ブロック)から発生させた信号をアンプ(4505：NF 回路設計ブロック)により増幅し一次コイルに印加する。一次・二次コイルはそれぞれ直径 0.4mm の銅線を 30 ターン巻いたものである。二次側は 5.1Ω の抵抗により短絡する。一次電流はカレントプローブ(A6303：ソニー・テクトロニクス)を用いて測定する。一次電圧、二次電圧、一次電流をそれぞれ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む。

Fig.4.51 に一次・二次コイル、フェライト、超電導体の配置図を示す。フェライトコアの磁路では、外径 28.5mm、内径 21.5mm、高さ 13.5mm のリング型のフェライトをコアとし、一次・二次コイルを対向させて配置する。超電導体によりフェライトコアを取り囲む磁路では、リング状試料(外径 46mm、内径 30mm、厚み 15mm)と円柱状バルク試料(直径 20mm、厚み 15mm)の間にフェライトコアの磁路を配置し、その上下面を円盤状バルク試料(直径 46mm、厚み 15mm)により覆う。測定に用いた超電導体は、QMG 法により作製した YBCO 超電導体である。Fig.4.52 に示すのは、超電導体により磁路を取り囲んだ様子を上面から撮影した写真である。

4.6.2 実験結果と考察

Fig.4.53 に示すのは、一次電流と周波数との関係である。超電導体で磁路を取り囲むことにより、一次電流が高くなることが判る。一次電流が高くなることにより、一次コイルから発生する磁束は多くなる。特に、周波数が高い領域で超電導体の有無による一次電流の差が大きくなる。周波数が高くなりコイルのリアクタンスが大きくなると一次電流は減少する。よって、一般に高周波数領域で変圧器を使用する場合、入力電圧(一次電圧)を高く設定する必要がある。しかし、フェライトコアの磁路を超電導体で取り囲むことにより、高周波数領域においても一次電流の低下が少なくなるので、高周波数で入力電圧の低い変圧器の設計が可能となる。

Fig.4.54 は、二次電圧と周波数との関係である。フェライトコアのみの磁路に着目すると、周波数が高くなるにつれて二次電圧が低下する。特に、周波数が 1kHz 以上で急激に低下する。今回本論文で用いた MnZn のフェライトは、高周波数領域で磁気特性が低下し漏れ磁束が多くなる特性を持つ。特に、低温(液体窒素温度)で使用するとヒステリシスが大きくなり(ヒステリシス曲線が太る)、一次電流が小さくなる高周波数領域においては、フェライトが十分磁化できず漏れ磁束が増える。そのため、二次コイルに達する磁束が少なくなり高周波数で二次電圧が急激に低下する。

一方、フェライトコアの磁路を超電導体で取り囲む場合は、高周波数領域においてフェライトコアから磁束が漏れても、超電導体の磁気遮蔽効果により磁束は二次側コイルに回り込み、全周波数領域において二次電圧は一次電圧とほぼ同じ値になる。第 4 章 5 節の「バルク高温超電導体の交流磁場遮蔽における周波数応答特性」で述べたように、超電導体にクラックや結晶粒界などのウィークリンクが存在しても、周波数が高くなる(磁束の移動速度が速くなる)と、それに伴い磁束の侵入を妨げる方向に働く粘性力が大きくなるため、磁気遮蔽効

果が高くなり磁束が試料内に侵入しないことが確認されている。ここで検討している磁路は、複数個の超電導体を用いているため、低周波数領域では磁束は超電導体の接触面から漏れ出る。しかし、周波数が高くなると粘性による磁気遮蔽効果が強くなるため、接触面から漏れる磁束が少なくなる。つまり、超電導体で磁路を取り囲んだ変圧器は、高周波数領域での使用に有利である。

超電導体で磁路を取り囲む場合においても、周波数 5kHz 以上では、二次電圧が僅かではあるが低下する傾向が見られる。この二次電圧の低下は、超電導体の接触面積を増やす、一次・二次コイルのリードの取り出しを工夫する、接触面に荷重を加えることにより、磁気遮蔽効果が強くなるため改善することができると考えられる。

Fig.4.55 に示すのは、電力伝達効率 η と周波数の関係である。電力伝達効率 η は以下の式により求める。

$$\eta (\%) = (P_2 / P_1) \times 100 \quad (6.1)$$

ここで、 P_1 、 P_2 はそれぞれ一次有効電力、二次有効電力である。高周波数になるほど一次電圧と一次電流の位相差が大きくなり (Fig.4.58, 4.59 参照)、一次電力の無効成分が多くなるため効率は増加する。超電導体による磁路の取り囲みの有無を比較すると、超電導体で磁路を取り囲むことにより効率が上がることが判る。特に、高周波数領域においても二次電圧が低下しないため、高周波数になるほど効率の差は大きくなる。

ここで、各周波数におけるフェライトコアからの漏れ磁束を確認する。Fig.4.56 に示すように超電導体の取り囲みのない状態において、一次コイル近傍にピックアップコイル 1、一次コイルと二次コイルの中間地点にピックアップコイル 2、二次コイル近傍にピックアップコイル 3 をフェライトコアに巻き磁束密度を測定する。横軸に一次電流、縦軸に磁束密度をとったヒステリシス曲線を Fig.4.57 にまとめて示す。周波数 100Hz においては、コイル 1~3 のヒステリシス曲線が同じ形状をしており、また磁束密度のピーク値も一定である。周波数 1kHz では、磁束密度のピーク値が一次コイルから遠くなるほど、僅かではあるが低下していることが判る。周波数 20kHz では漏れ磁束が多くなり、コイル 3 の磁束密度のピーク値はコイル 1 の約 45% に低下する。また、ヒステリシス曲線の形状に着目すると、一次コイルから遠ざかるほど一次電流と磁束密度の位相差が大きくなり、ヒステリシス曲線が太くなることが判る。以上の結果より、周波数が高くなるにつれフェライトコアからの漏れ磁束が増えることが確認された。

Fig.4.58 に周波数 100Hz での、一次電圧、一次電流、二次電圧の一周期分の

波形を示す。Fig.4.58,(a)はフェライトコアのみの磁路、Fig.4.58,(b)はフェライトコアの磁路を超電導体により取り囲んだ結果である。これらの図から、100Hz程度の低い周波数では一次電流、二次電圧ともに、超電導体の取り囲みの有無による波形の違いはほとんど見られない。また、Fig.4.58,(a),(b)ともに二次電圧の出力は一次電圧とほぼ同じ値になる。ここで、一次電流波形に歪みが見られるのは、フェライトコアの磁気飽和によるものである。

Fig.4.59に周波数 20kHz での、一次電圧、一次電流、二次電圧の一周期分の波形を示す。Fig.4.59,(a)はフェライトコアのみの磁路、Fig.4.59,(b)はフェライトコアの磁路を超電導体により取り囲んだ結果である。一次電流に着目すると、超電導体で磁路を取り囲むことにより電流値は高くなる。また、その位相は超電導体で取り囲む方が進む。次に、二次電圧に着目すると、フェライトコアのみの磁路は二次電圧が大きく低下するのに対し、超電導体で磁路を取り囲むことにより、二次電圧の低下はほとんどなく一次電圧とほぼ同じ値となる。そしてその位相は、超電導体で取り囲む磁路は一次電圧とほぼ同位相であるのに対し、フェライトコアのみの磁路では遅れが生じる。これらの結果から、フェライトコアのみの磁路では漏れ磁束が生じるが、超電導体で磁路を取り囲むことにより、磁束は超電導体とフェライトコアの隙間を通り二次コイルに達していることが判る。

以上の実験結果から、高周波数領域ではフェライトコアの磁気特性が低下するが、超電導体により磁路を取り囲むことにより、漏れ磁束を低減し二次電圧の低下を防ぎ、効率を改善することが可能であることが判った。フェライトコアを用いた磁路を超電導体により取り囲むハイブリッドな磁路を構成することにより、負荷変動などによるフェライトコアの磁気飽和および高周波数領域での漏れ磁束をカバーし、高周波数まで高効率でかつ安定な変圧器の実現の可能性が確認された。

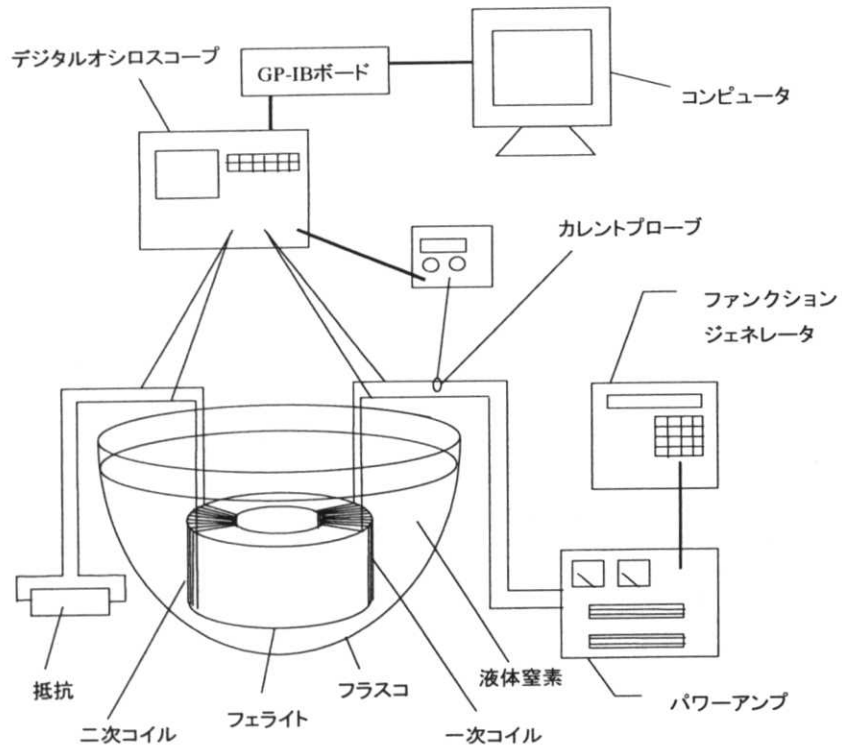


Fig.4.50 測定システム

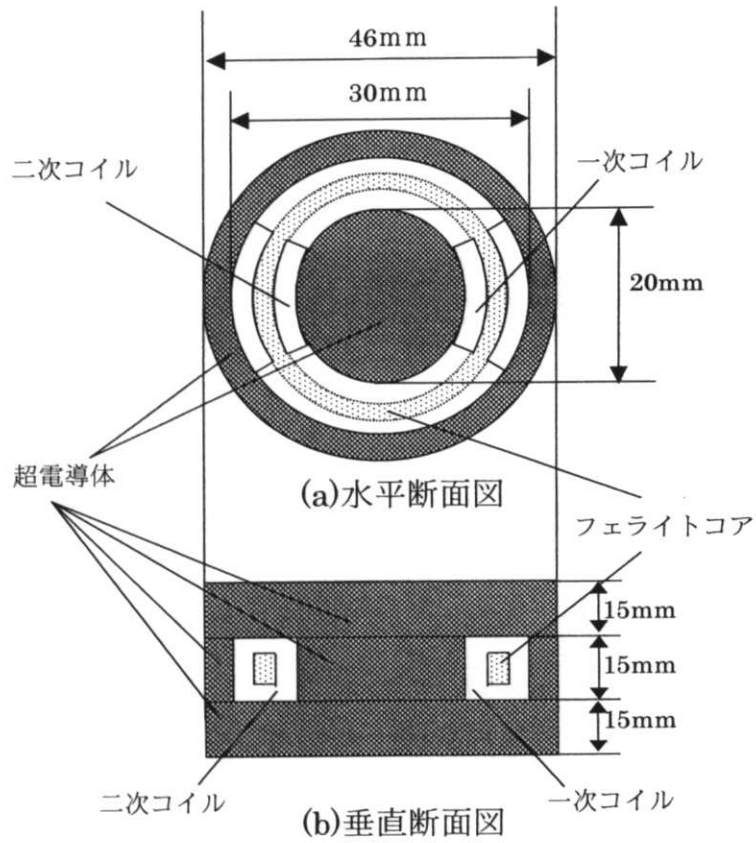


Fig.4.51 配置図

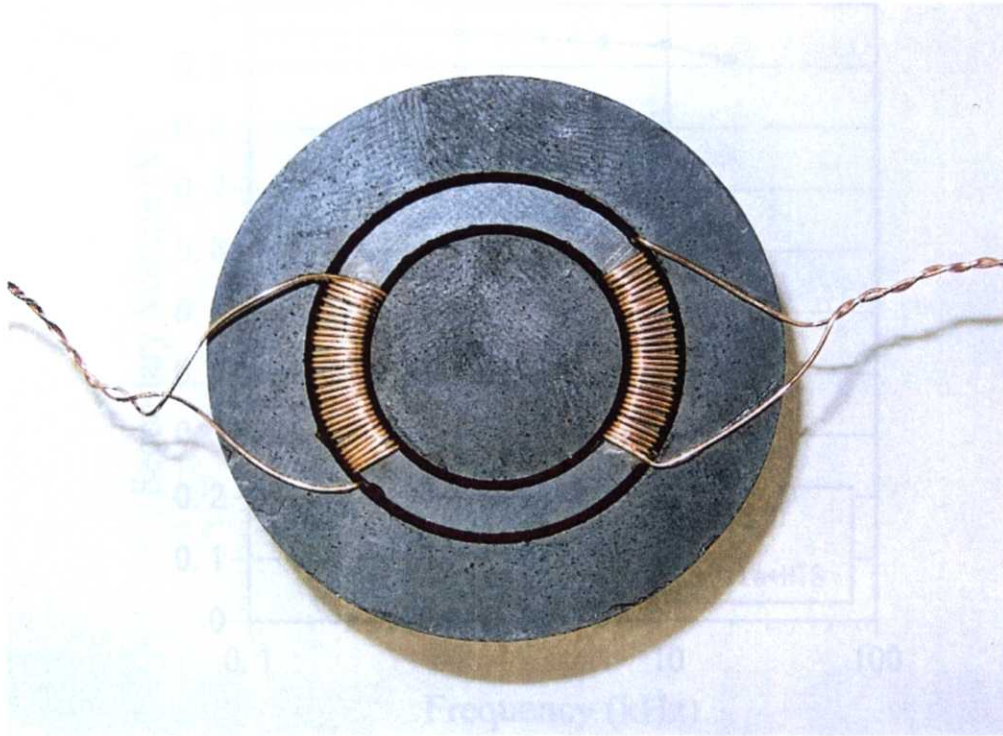


Fig.4.52 超電導体による磁路の取り囲み

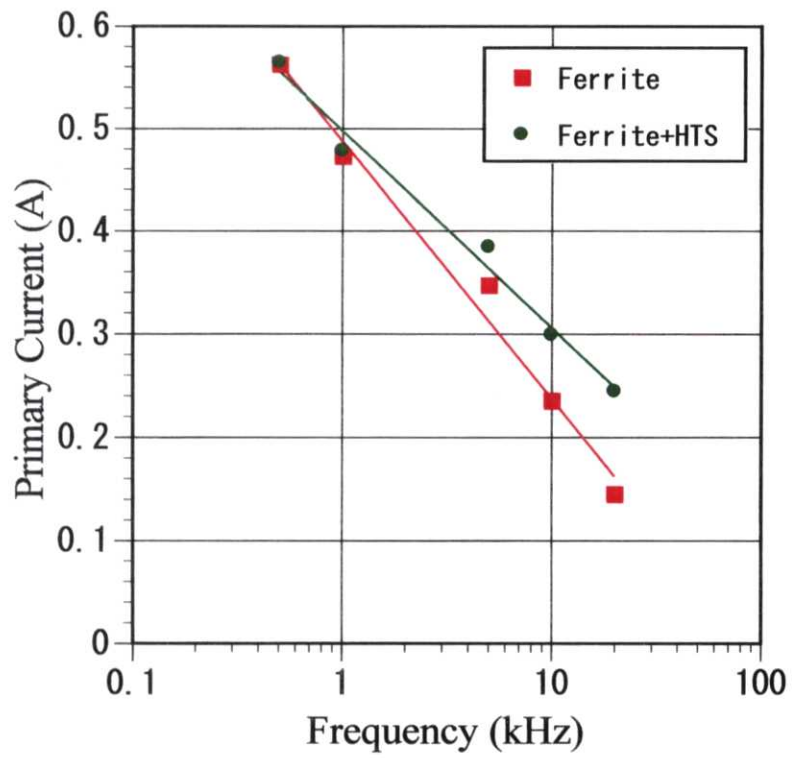


Fig.4.53 一次電流 (ピーク・ピーク)

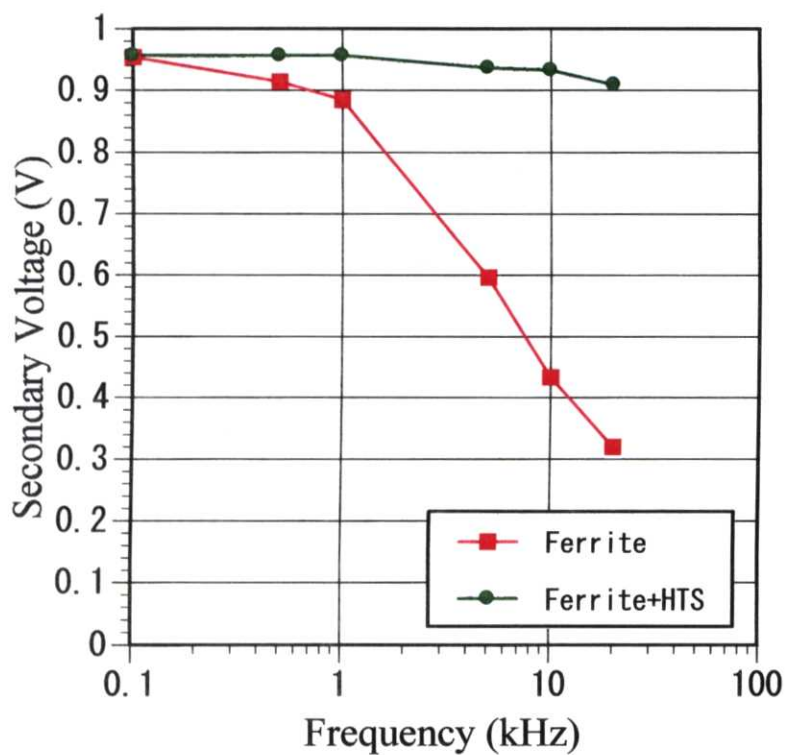


Fig.4.54 二次電圧 (ピーク・ピーク)

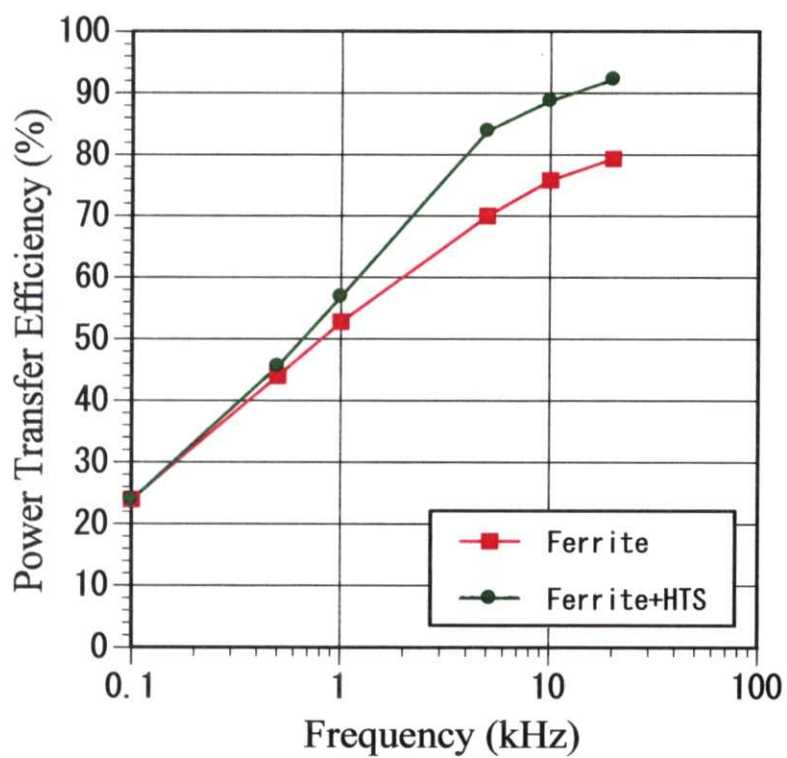


Fig.4.55 電力伝達効率

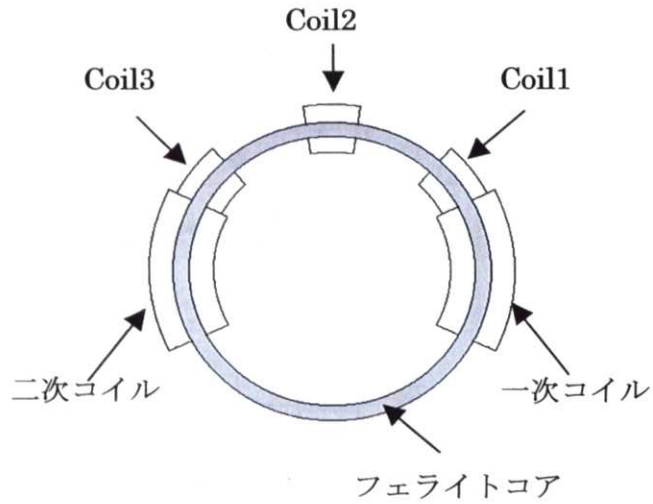
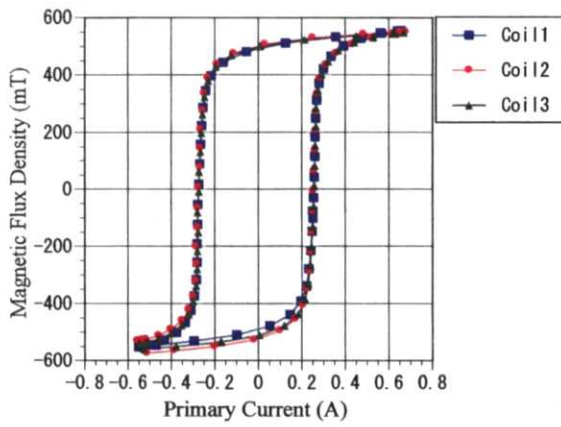
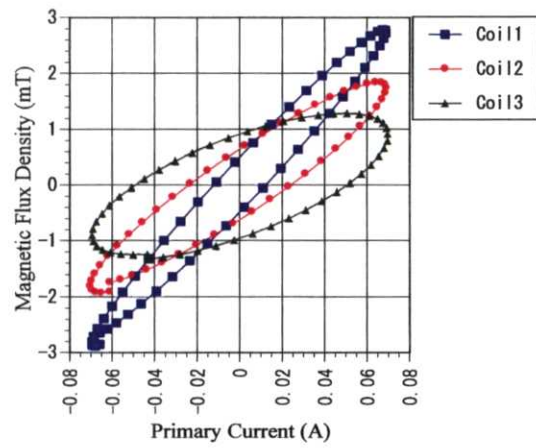


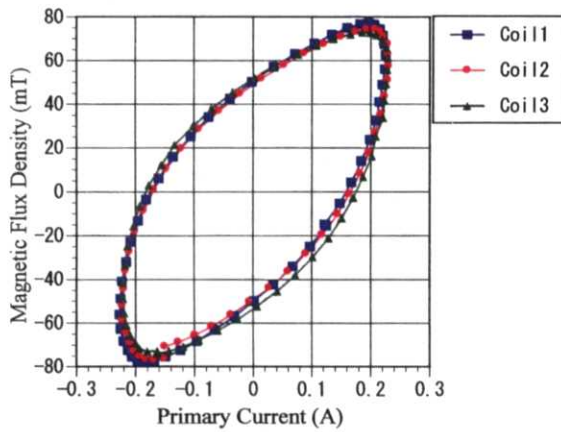
Fig.4.56 ピックアップコイルの配置



(a) 周波数 100Hz

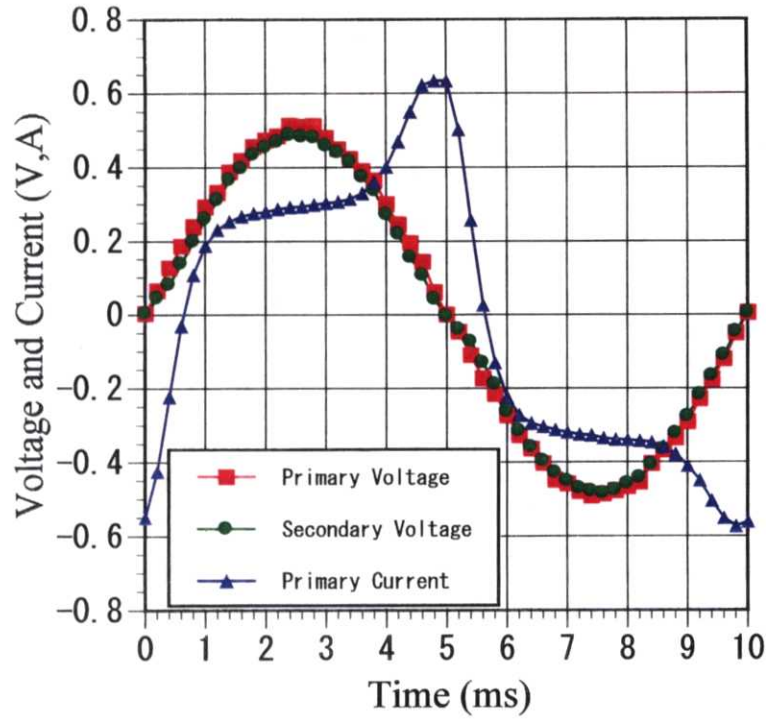


(c) 周波数 20kHz

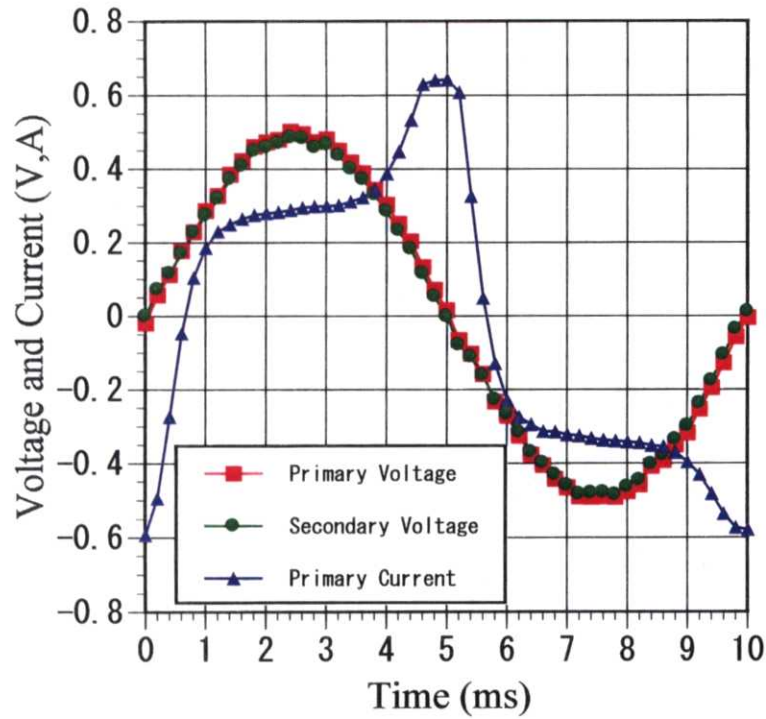


(b) 周波数 1kHz

Fig.4.57 フェライトコアからの漏れ磁束

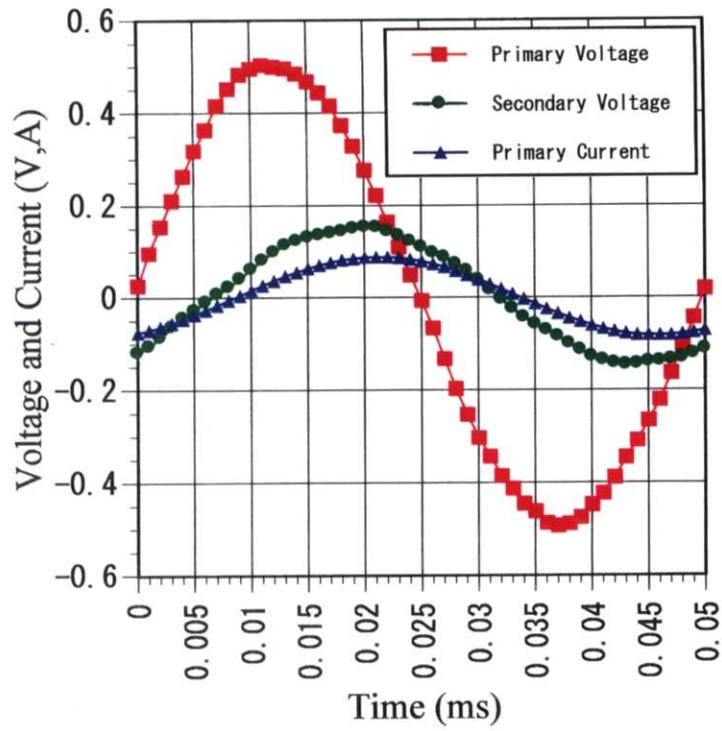


(a) フェライトコアの磁路

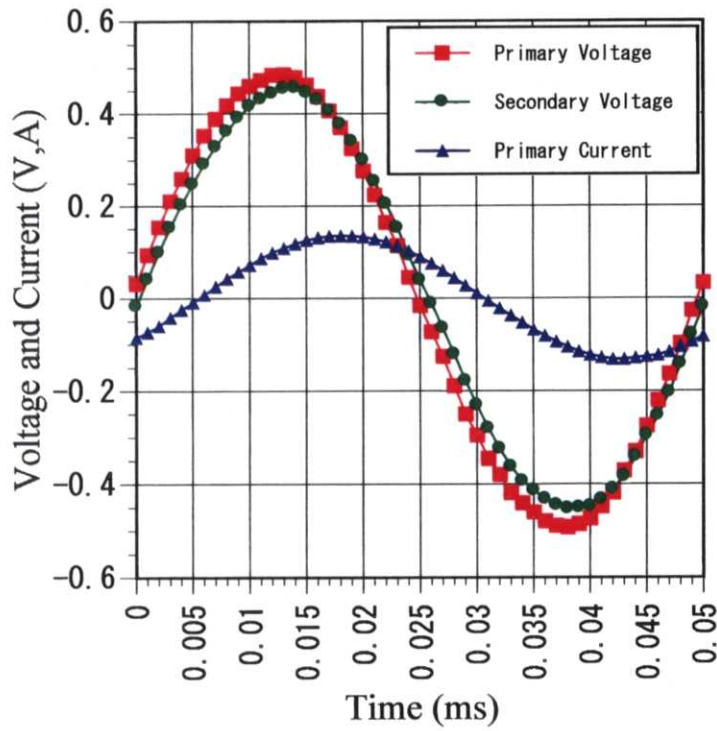


(b) フェライトコアと超電導体の磁路

Fig.4.58 超電導体の有無による比較 (周波数: 100Hz)



(a) フェライトコアの磁路



(b) フェライトコアと超電導体の磁路

Fig.4.59 超電導体の有無による比較 (周波数 : 20kHz)

4.7 まとめ

本章では、4.2～4.5 節において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を評価した。リング形状の高温超電導体の周波数特性を、高温超電導体への磁束の侵入を一次遅れモデルと考えることにより評価した。周波数 50Hz において外部磁場強度をパラメータにした磁束ジャンプ特性の評価、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、高温超電導体の交流磁場応答特性の評価を行った。また、バルク形状の試料の交流磁場遮蔽における周波数特性を磁場可視化計測により明らかにした。これらの交流磁気特性評価により得られた結果を以下にまとめて示す。

1. リング試料内側およびリング試料自体への磁束の侵入は磁束フローによるものであり、外部印加磁場と位相差が生じヒステリシスが得られた。
2. リング試料内側に置かれた 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った。
3. 高温超電導体の交流磁気特性の振る舞いは、磁束フローを一次遅れ要素として考えるモデルにより、その特性を表すことができた。
4. 外部印加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見られた。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。
5. 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ってリークする磁束が支配的であった。
6. 磁場可視化計測により、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が明確になった。リング試料自体への磁束の侵入が確認できた。また、その領域からの熱の発生を確認した。
7. ウィークリンクを含む特性が均一ではない高温超電導バルク材であっても、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。

以上の結果より、本手法はマクロ的な高温超電導体の交流磁気特性を調べる方法として有用であることが確認された。

さらに、4.6 節におい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特性評価を行い、バルク高温超電導体を用いた変圧器の産業分野への応用

の可能性を検討した。磁気遮蔽変圧器の特性評価により得られた結果を以下にまとめて示す。

8. 超電導体で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。
9. 超電導体で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。
10. 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。
11. 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。よって、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。

バルク高温超電導体の磁気遮蔽効果を応用した変圧器の有用性が確認された。一次・二次コイル部分のみ強磁性体のコアを用いる、出力および周波数に応じて超電導体の厚みや超電導体の接触面積の最適値を検討する、接触面に荷重を加えるなどして、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に期待できる。

また、現在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は、変圧器に付加する電子回路の耐電圧および効率の改善などの問題から、高周波数でかつ低電圧な変圧器が必要とされている。そこで、バルク高温超電導体により変圧器を取り囲む磁気遮蔽変圧器を用いることで、高周波数かつ低電圧な変圧器が実現できるため、これらの応用についても適用が期待できる。

参考文献

- 1) 鈴木敦士、武田信和、吉田義勝、上坂充、宮健三、「高温超電導体の交流磁気特性」、日本 AEM 学会誌、2, 4, p.35 (1994)
- 2) 清水良太、出町和之、宮健三、「高温超電導体における AC 損失評価手法の開発」、第 11 回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.45 (1999)
- 3) 亀野浩徳、宮川裕豊、高畑良一、上山拓知、「超電導磁気軸受の回転損失特性」、低温工学、34, 11, p.678 (1999)
- 4) 出町和之、中野牧人、宮健三、「高温超電導磁気軸受における回転数減衰」日本 AEM 学会、第 9 回 MAGDA コンファレンス、p.100 (2000)
- 5) 福岡克弘、橋本光男、「YBCO 高温超電導体の交流磁気特性評価」、電気学会マグネティックス研究会、資料番号(MAG-95-120), p.39 (1995)
- 6) 橋本光男、福岡克弘、「高温超電導体の交流磁場下でのシールド特性」、第一回核融合エネルギー連合講演会、p.271 (1995)
- 7) M.Hashimoto, K.Fukuoka, "AC magnetic property of YBCO superconductor", *Asian Joint Seminar on Applied Electromagnetics (ASAEM-96)*, p.67 (1996)
- 8) 福岡克弘、橋本光男、「イットリウム系超電導体の交流磁気特性評価」、日本 AEM 学会、第 6 回 MAGDA コンファレンス、p.123 (1997)
- 9) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Frequency characteristic of magnetic flux invasion on YBCO superconductor ring specimen", *ISEM-Braunschweig, MPA2-2* (1997)
- 10) 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、117-A, 8, p.818 (1997)
- 11) K.Fukuoka, M.Hashimoto, "Frequency characteristic of magnetic flux invasion on YBCO superconductor ring specimen", *Studies in Appl. Electromagn. and Mech.*, 13, p.71 (1998)
- 12) 福岡克弘、橋本光男、「磁場可視化計測による YBCO 超電導体の交流クエンチ特性評価」、電気学会マグネティックス研究会、資料番号(MAG-96-198), p.155 (1996)
- 13) 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)
- 14) 福岡克弘、菊川寛樹、橋本光男、「高温超電導体の磁場可視化技術による特性分布評価手法」、日本非破壊検査協会、画像技術の表面探傷への応用シンポジウム、p.61 (1997)
- 15) 福岡克弘、橋本光男、「高温超電導体の交流磁場可視化計測」、日本 AEM

学会、第7回 MAGDA コンファレンス、p.79 (1998)

16) 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、118-A, 9, p.1021 (1998)

17) 山崎慶太、海野健一、渡部智則、入沢大逸、松葉博則、「超電導磁気シールドルームの製作と遮蔽性能に関する検討」、電気学会論文誌 A 分冊、118-A, 2, p.142 (1997)

18) 松葉博則、「超電導磁気シールド」、低温工学、30, 1, p.2 (1995)

19) 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、第8回 MAGDA コンファレンス、p.246 (1999)

20) 福岡克弘、橋本光男、「ウィークリンクを持つ YBCO 超電導体の交流磁気特性」、低温工学・超電導学会、春季大会、p.182 (2000)

21) 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、8, 1, p.82 (2000)

22) 福岡克弘、橋本光男、富田優、村上雅人「バルク高温超電導体を用いた磁気シールド変圧器」、電気学会マグネティックス研究会、資料番号(MAG-01-10), p.43 (2001)

23) 福岡克弘、橋本光男、富田優、村上雅人、「バルク高温超電導体の取り囲みによる磁気遮蔽変圧器の検討」、第13回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム、p.661 (2001)

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