

波形制御されたパルス磁場を印加した超電導バルクの捕捉磁場特性に関する研究

平成 25 年度入学 藤代・内藤研究室 20213031 下屋敷郁陽

1. Introduction

超電導体は超電導転移温度 T_c 以下において電気抵抗がゼロであり、磁場を印加して超伝導電流を誘起することで擬似永久磁石とすることができます。いわゆる超電導バルク磁石には、高温超電導体である REBaCuO (RE : 希土類元素) が用いられており、 T_c が高い ($> 77\text{ K}$) ことや 17 T を超える磁場 B_T を捕捉できるとして、超電導モータや磁気分離などへの応用が検討されている。

典型的な着磁方法として、 T_c より高い温度において超電導マグネットにより予め静磁場を印加し、 T_c 以下に冷却後に磁場をゼロにする磁場中冷却着磁 (FCM) が知られている。対してパルス着磁 (PFM) は、 T_c より低い温度において銅コイルよりパルス磁場を印加する方法である。バルク応用に関しては、FCM に比べ安価で簡単な着磁方法であることから PFM が用いられることが望ましい。しかし、PFM では磁束運動に伴った発熱による捕捉磁場の低下が問題とされている。捕捉磁場向上のため、着磁温度やパルス磁場強度がもたらす磁束運動への影響について検討が行われてきた。中でもパルス磁場の立ち上がり時間を制御する波形制御技術はバルク中の磁束運動に影響を与えると考えられる。

本研究では、YBaCuO バルクに対し異なる立ち上がり時間を持つパルス磁場を印加し着磁を行った。また、着磁シミュレーションにより磁束運動と温度上昇の振る舞いを明らかにし、波形制御技術による捕捉磁場向上の可能性を検討する。

2. Experimental and numerical method

試料として TSMG (Top-Seeded-Melting-Growth) 法により作製した YBaCuO バルク (直径 29.5 mm 、厚さ 14.3 mm) を用いた。バルクはスタイキャスト (2850GT) を用いて SUS リングに取り付けた。伝導冷却により初期温度 65 K まで冷却したバルクに対し、立ち上がり時間 τ_r を 13 ms 、 50 ms 、 80 ms に制御したパルス磁場をそれぞれ印加した。捕捉磁場をバルク表面中心で、捕捉磁場分布をバルク表面 2 mm 上方でホール素子を走査することにより測定した。

着磁シミュレーションでは、解析ソフトにフォトン (株) の PHOTO-EDDY, THERMO を使用し、有限要素法を用いて軸対称モデルを作成した。解析には、電磁誘導と熱伝導に関する基礎方程式を用い、バルクの超電導電流特性として Kim モデルを採用した。着磁温度を 65 K とし、捕捉磁場と温度上昇を算出した。

3. Results

3.1 Experimental Results

図 1 に各立ち上がり時間 τ_r (= $13, 50, 80\text{ ms}$) におけるバルク中心の捕捉磁場 B_T の印加磁場 B_{ex} 依存性と $B_{ex}=2.4\text{ T}$ 及び 4.0 T における捕捉磁場分布を示す。低印加磁場 ($B_{ex} < 3.0\text{ T}$) では、バルクの遮蔽効果により磁束は侵入できず、いずれの τ_r に対してもバルク中心における捕捉磁場は得られなかった。 $B_{ex}=2.4\text{ T}$ のときの捕捉磁場分布から、このときの磁場分布は M 字型となることが分かる。同程度の磁場を印加したとき、 τ_r が大きいほどバルクの縁辺における捕捉磁場は増加しており、波形制御によりバルク全体で捕捉される磁束量は増加した。一方、高印加磁場 ($B_{ex} \geq 3.0\text{ T}$) では磁束がバルク中心まで侵入することでいずれの τ_r に対しても $B_T \approx 1.0\text{ T}$ の捕捉磁場が得られた。 $B_{ex}=4.0\text{ T}$ の捕捉磁場分布から、このときの磁場分布は滑らかな円錐形であり、 τ_r の増加に伴ってバルク全体での磁束量は減少する傾向が見られた。

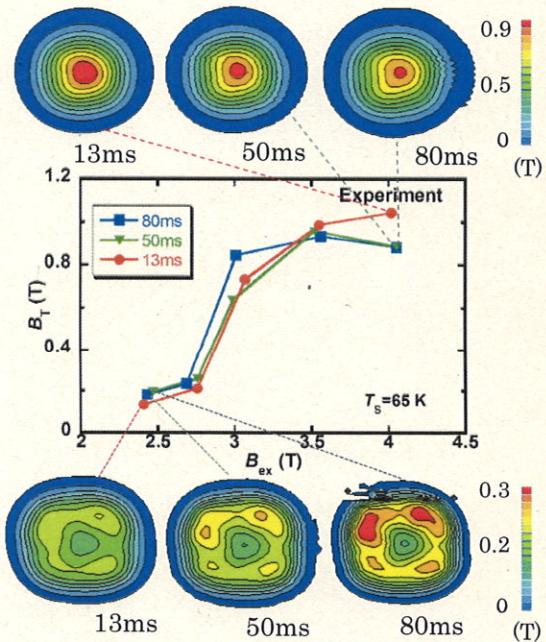


図 1. 各立ち上がり時間におけるバルク中心の捕捉磁場の印加磁場依存性と捕捉磁場分布

図2に $B_{\text{ex}}=4.0\text{ T}$ のときの各立ち上がり時間 t_r におけるバルク表面中心の局所磁場 B_y と印加磁場 B_{ex} の時間依存性を示す。また、同図中に t_r における磁束侵入量 B_{in} の立ち上がり時間依存性を示す。バルクの遮蔽効果により、 B_y は B_{ex} より遅れて立ち上がり、 t_r において B_{in} は B_{ex} より低い値をとる。挿入図に示すように t_r の增加に伴い、バルクに侵入する磁束量は $3.2 \sim 3.6\text{ T}$ まで単調に増加した。これは波形制御により増磁過程の時間が長くなつたことで、より多くの磁束が侵入したためである。しかし、減磁過程においては磁束の流出量も増大しており、最終的な捕捉磁場はいずれの場合も同等の値を示した。

3.2 Analysis Results

続いて着磁シミュレーションの結果を述べる。 $B_{\text{ex}}=2.4\text{ T}$ では $t_r=13\text{ ms}$ ではバルク中心まで磁束が侵入せずM字型の分布となつた。このとき、 $t_r=50\text{ ms}, 80\text{ ms}$ では増磁過程が伸びたことによって磁束がバルク中心まで侵入したため、同じ磁場強度に対しても捕捉磁場は向上した($B_r \approx 0.8\text{ T}$)。 $B_{\text{ex}}=2.7\text{ T}$ 以上では既にバルク中心まで磁場が侵入しているために捕捉磁場の向上が見られなかつた($B_r \approx 1.0\text{ T}$)。従つて、波形制御の影響は低印加磁場において明らかであり、バルクへの磁束侵入を容易にすることで捕捉磁場や総磁束量を向上させると考えられる。

図3に $B_{\text{ex}}=2.4\text{ T}$, $t=t_r$ のときの各立ち上がり時間におけるバルクの捕捉磁場と温度分布をそれぞれ示す。磁場分布において、 t_r が大きいほど磁束がよりバルク中心に侵入していることがわかる。この結果は実験結果の図2における磁束侵入量増加の振る舞いと定性的に一致している。一方、温度上昇はバルク外縁で最も大きく $t_r=13\text{ ms}$ では 2 K ほど上昇した。温度分布においては、 t_r が大きいほど温度上昇が抑制されており、 $t_r=80\text{ ms}$ では 0.1 K まで低下した。よつて、波形制御によるパルス着磁は磁束侵入量の増加と温度上昇の低減により低印加磁場における捕捉磁場向上に貢献すると考えられる。

4. Conclusion

本研究ではYBaCuOバルクに対して異なる立ち上がり時間を有するパルス磁場を印加し、磁束運動と温度上昇の振る舞いから、実験的及び解析的に波形制御による捕捉磁場向上の可能性の検討を行つた。

実験結果より、低印加磁場($B_{\text{ex}}=2.4\text{ T}$)では t_r 增加に伴いバルク縁辺の捕捉磁場の量は増加し、バルク全体で捕捉される磁束量は増加することで捕捉磁場向上に貢献した。しかし、バルク中心まで磁束が侵入する高印加磁場($B_{\text{ex}} \geq 3.0\text{ T}$)では t_r の増加に伴いバルクの磁束量は減少した。

解析結果は実験結果を定性的に再現しており、波形制御により低印加磁場($B_{\text{ex}}=2.4\text{ T}$)において捕捉磁場の向上が見られた。これは波形制御により増磁過程の時間が長くなつたことで、より多くの磁束が侵入すると同時に、バルク中の温度上昇が低減されたためである。よつて、波形制御によるパルス着磁は磁束侵入量の増加と温度上昇の低減により低印加磁場における捕捉磁場向上に貢献すると考えられる。

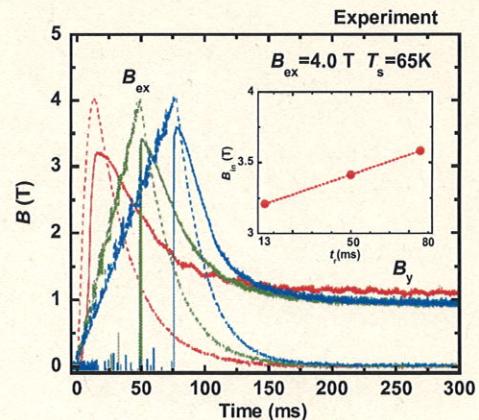


図2.各立ち上がり時間における局所磁場 B_y と印加磁場 B_{ex} の時間依存性

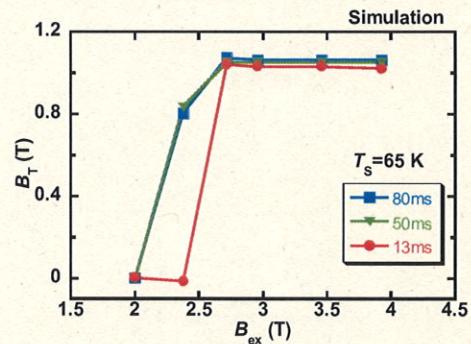


図3.各立ち上がり時間におけるバルク中心の捕捉磁場の印加磁場依存性

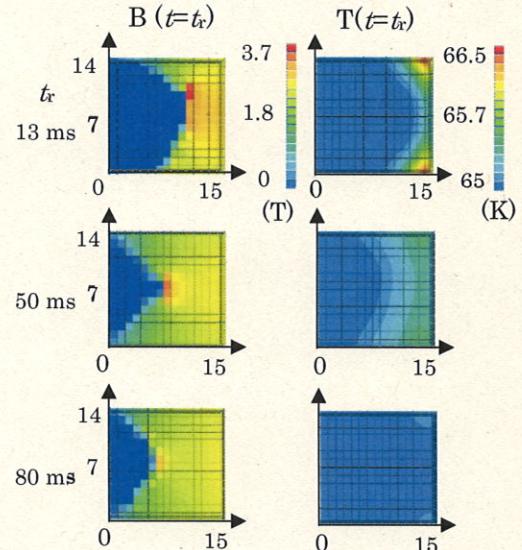


図4. $B_{\text{ex}}=2.4\text{ T}$, $t=t_r$ における各立ち上がり時間の捕捉磁場と温度分布