

# MgB<sub>2</sub>超電導バルクにおけるパルス着磁特性に関する研究

平成 24 年度入学 22212003 藤代・内藤研究室 氏家徹

## 1. 序論

転移温度  $T_c=39\text{ K}$  を持つ MgB<sub>2</sub> は、REBaCuO 系超電導体に比べてコヒーレンス長が長く、電磁的異方性が低いことから、弱結合の問題がなく多結晶体においても高い臨界電流密度  $J_c$  を示すため、超電導バルク磁石に関する研究が盛んに行われている。MgB<sub>2</sub> バルクは、高密度化や不純物置換によって臨界電流密度  $J_c$  が向上する。本研究室では磁場中冷却着磁法(FCM)において、カプセル法で作製されたバルク(充填率約 50%)と、Hot Isostatic Pressing (HIP) 法を用いたバルク(充填率 90%以上)の捕捉磁場はそれぞれ 1.4 T (13.5 K)、2.2 T (13.8 K) であることが報告された。また、さらに高い  $J_c$  を有する Ti を 20% ドープした HIP バルクは、現在最高となる 3.3 T (16 K) の磁場を捕捉できる。一方、パルス着磁(PFM)は超電導マグネットを使用せず比較的安価、短時間で着磁できるため、FCM に比べて産業応用に対するメリットが大きい。本研究室では、これまでにカプセル法、Mg-RLI 法で作製された MgB<sub>2</sub> バルクにおけるパルス着磁特性を報告したが、本研究では、HIP 法により作製された  $J_c$  が異なる MgB<sub>2</sub> バルクや、形状が異なる MgB<sub>2</sub> バルクを用いてパルス着磁特性の向上と  $J_c$  との関係性を調べることを目的とした。

## 2. 実験方法

測定に用いた MgB<sub>2</sub> バルクの詳細を表 1 に示す(CAP#30 はカプセル法で作製されたバルク)。試料はすべて HIP 法を用いて作製され、90%以上の充填率を有している。PFM は各初期温度  $T_s$  で、ソレノイド型パルスコイルを用いて、立ち上がり時間約 13 ms、印加磁場  $B_{ex}=0.79 - 2.21\text{ T}$  のパルス磁場を印加した。捕捉磁場  $B_T$  は、バルク表面中心に設置した axial-type のホール素子を用いて測定した。着磁後はホール素子をバルク表面 1 mm 上方に離し、ステップ幅 1 mm で走査させて捕捉磁場分布を測定した。温度測定は、バルク表面と SUS リング側面に設置したセルノックス抵抗温度計を用いて行った。

## 3. 実験結果

$T_s=14\text{ K}$  における各バルクの捕捉磁場の印加磁場依存性を図 1 に示す。図 2 は HIP#38 ( $T_s=14\text{ K}$ 、 $B_{ex}=1.97\text{ T}$ ) におけるパルス磁場印加後の  $B_{ex}$  と局所磁場  $B_L^c$  の時間依存性である。HIP#38 と HIP-Ti20% では、 $B_{ex} < 1.5\text{ T}$  の範囲で同様の振舞いを示し、その後 1.5 T 以上の磁場を印加すると、図 2 に示したようなフラックスジャンプが発生した。HIP#22 では、他の 2 つのバルクに比べて、 $B_T$ - $B_{ex}$  曲線の立ち上がりが高磁場側にシフトし、フラックスジャンプが観測されたのは  $B_{ex}=2.21\text{ T}$  のみであり、直径が小さくなったことで磁束が運動する距離が短くなったことが影響している可能性がある。カプセル法で作製したバルクではフラックスジャンプは起こらず、高密度な HIP バルクのカプセル法バルクより約 7 倍大きな  $J_c$ (HIP#38 は 20 K, 2 T において  $2.9 \times 10^4\text{ A/cm}^2$ ) を持つことがフラックスジャンプの原因である。 $T_s=14\text{ K}$  での最大捕捉磁場は、HIP#38 で 0.62 T ( $B_{ex}=1.78\text{ T}$ )、

試料	組成	直径 [mm]	厚さ [mm]	$B_T$ [T] (FCM, 16 K)	$J_c$ [A/cm <sup>2</sup> ] (20 K, 2 T)
HIP#38	MgB <sub>2</sub>	38	7	2.5	$2.9 \times 10^4$
HIP#22		22	18	2.3	$2.7 \times 10^4$
HIP-Ti20%	Mg <sub>0.8</sub> Ti <sub>0.2</sub> B <sub>2</sub>	36	7	3.3	$7.8 \times 10^4$
CAP#30	MgB <sub>2</sub>	30	9	1.5	$0.4 \times 10^4$

HIP#22 で 0.81 T ( $B_{\text{ex}}=1.98$  T)、HIP-Ti20% で 0.58 T ( $B_{\text{ex}}=1.60$  T) であった。しかし、フラックスジャンプが発生した場合の  $B_T$  に再現性はない。そのため、図 2 のようにフラックスジャンプが起きなかつた場合の  $B_T$  の値を推測した。その場合 HIP#38において、1 T 以上の磁場を捕捉することが期待される。図 1 の破線で示すように推測される捕捉磁場は、HIP-Ti20% より HIP#38 の方が高い値を示した。この結果は、 $\text{MgB}_2$  における PFM では、必ずしも高い  $J_c$  を有するバルクの捕捉磁場が高くならない可能性を示す。

図 3 にパルス磁場印加後のバルク表面における最大到達温度  $T_{\text{max}}$  の印加磁場依存性を示す。 $B_{\text{ex}}$  の増加に伴う  $T_{\text{max}}$  の単調な増加が見られた。HIP#22、HIP-Ti20% は同様の振舞いを示し、最大  $B_{\text{ex}}$  では温度上昇が HIP#38 よりも 10 K ほど抑制された。この結果は温度上昇が、Ti ドープによる比熱の増加やバルクサイズが影響していることを示唆している。

HIP バルクでフラックスジャンプが発生する要因を探るために、超電導材料の磁気的安定性の指標となるパラメータ  $\beta = \mu_0 J_c^2 a^2 / \gamma c (T_c - T_o)$  を算出した。ここで、 $\mu_0$  は真空透磁率、 $a$  はフィラメント径、 $\gamma$  は密度、 $c$  は比熱、 $T_o$  は動作温度である。 $\beta$  は小さいほど安定性が高いことを示すが、算出した HIP バルクの  $\beta$  は  $5.9 \times 10^2$  であった。報告によると YBCO 超電導体の  $\beta$  は  $5.6 \times 10^1$  であり、HIP バルクでは磁気不安定性が高く、このことがフラックスジャンプの発生に起因している可能性がある。

#### 4. まとめ

本研究は、HIP 法により作製された  $J_c$  が異なる  $\text{MgB}_2$  バルクや、形状が異なる  $\text{MgB}_2$  バルクにおけるパルス着磁特性の評価を行った。HIP バルクでは、カプセル法バルクでは観測されていないフラックスジャンプが観測された。これは HIP バルクが比較的高い  $J_c$  を有することに起因している可能性がある。もしフラックスジャンプを回避できれば、HIP#38 で捕捉磁場は 1 T を超えることが期待される。また、 $\text{MgB}_2$  における PFM では、 $J_c$  と  $B_T$  の大小関係が必ずしも一致しないことが示された。

HIP#22 では、他のバルクに比べてフラックスジャンプが抑制された。これは直徑が小さいため、磁束の運動距離が短くなつたことが影響していると考えられる。HIP-Ti20% と HIP#22 で、磁場印加後のバルク表面における  $T_{\text{max}}$  が HIP#38 に比べて抑制された。HIP-Ti20% は Ti ドープによる比熱の増加、熱伝導率の減少、HIP#22 は磁束運動距離の減少が影響していると考えられる。HIP バルクの  $\beta$  は、YBCO よりも約一桁高く、HIP バルクの磁気的不安定性が大きく、これがフラックスジャンプの起きやすさに関係している。

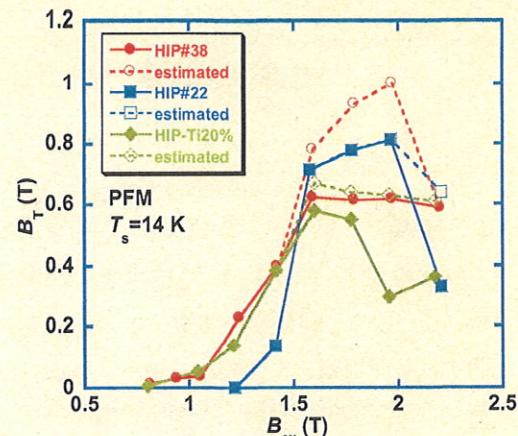


図 1 捕捉磁場の印加磁場依存性 ( $T_s=14$  K)

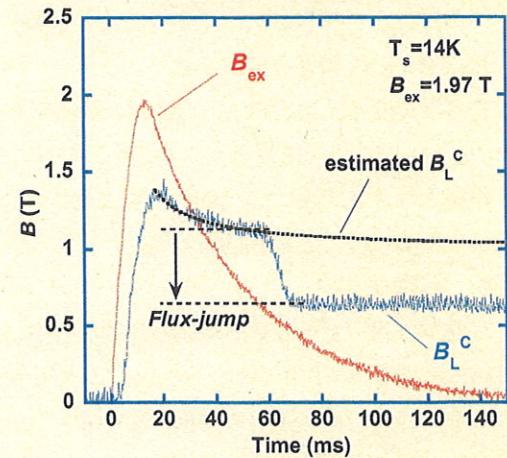


図 2 HIP#38 における局所磁場の時間依存性

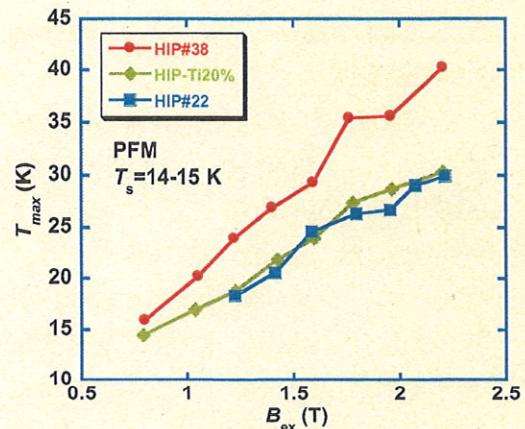


図 3 最大温度の印加磁場依存性