

有限要素法を用いた MgB_2 バルク超伝導体
の着磁の評価

木内研究室

蘭 鵬

平成 26 年 2 月 13 日

電子情報工学科

目次

目次	1
図目次	2
第一章 序論	
1.1 超伝導体.....	4
1.2 バルク超伝導体.....	4
1.3 MgB ₂ バルク超伝導体.....	5
1.4 有限要素法.....	5
1.5 超伝導体内の電磁現象の数値解析の方法.....	6
1.6 臨界電流密度の不均一性.....	8
1.7 パルス着磁における超伝導体特性.....	8
1.7.1 パルス磁場印加時の磁束に働く力.....	8
1.7.2 パルス着磁における熱の発生.....	9
1.8 超伝導モデル.....	9
1.9 JMAG について.....	10
1.10 本研究の目的.....	10
第二章 解析方法	
2.1 条件設定.....	11
2.2 解析項目.....	13
2.2.1 MgB ₂ バルク超伝導体の表面直上 0.5 mm の捕捉磁場.....	13
2.2.2 MgB ₂ 超伝導バルクの捕捉磁場の径依存性.....	13
2.2.3 MgB ₂ 超伝導バルクの捕捉磁場の温度依存性.....	14
第三章 結果と考察	
3.1 2.2.1 のモデルにおける捕捉磁場の分布.....	15
3.2 MgB ₂ バルク超伝導体捕捉磁場の径依存性.....	16
3.3 MgB ₂ 超伝導バルクの捕捉磁場の温度依存性.....	17
第四章 まとめ	18
参考文献	
謝辞	

目次

図 1.1	臨界温度の推移.....	4
図 1.2	有限要素法.....	5
図 1.3	高温超伝導体における $I - V$ 特性と数値解析コードでの低電流領域の近似特性.....	7
図 2.1	全体図.....	11
図 2.2	解析モデル.....	11
図 2.3	コイルに流れる交流電流の正弦波.....	12
図 2.4	メッシュモデル.....	12
図 2.5	使用されている $J_c - B$ 特性.....	13
図 3.1	直径 60mm の MgB_2 バルク超伝導体の表面直上 0.5mm の磁束密度分布.....	15
図 3.2	直径 10-100 mm, 厚さ 10 mm のバルク体表面において測定した捕捉磁場の 径依存性.....	16
図 3.3	直径 10-100 mm ϕ , 厚さ 10 mm のバルク体表面の位置において測定した 捕捉磁場の温度依存性.....	17

第一章 序論

1.1 超伝導体

1908年、オランダのヘイケ・カメルリング・オネス (Heike Kamerlingh Onnes) がヘリウムの液化に初めて成功した。さらに、液体ヘリウムが極低温であることにより、1911年に水銀の抵抗が4 K付近で突然ゼロになる現象を発見した。このような物理現象は今までにないということが分かり、この現象を持つ物質は超伝導体と呼ばれるようになった。超伝導状態では電気抵抗が無いことで大電流が通電できるということが期待され、しばらくの間研究が行われたが、決定的な理論は発見されなかった。しかし、BCS理論が1957年に発見されたことにより、超伝導体の発見機構が明らかにされた。この理論では超伝導体が超伝導状態から常伝導状態へと転移する温度である臨界温度 T_c は30 K程度だと考えられた。しかしながら、1986年に30 K以上の T_c を持つ $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ などのLa-Ba-Cu-O系超伝導体が、ドイツの物理学者・鉱物学者のヨハネス・ゲオルク・ベドノルツ (Johannes Georg Bednorz) とスイスの物理学者のカール・アレクサンダー・ミュラー (Karl Alexander Müller) によって発見された。その後 T_c が液体窒素の沸点(77.3 K)以上の高温超伝導体も発見され、今後より高い T_c を持つ超伝導体の発見が期待されている。

1.2 バルク超伝導体

1986年にIBMのBednorzとMuellerにより30 Kで超伝導状態になるLa-BaCu-O化合物が発見された。この物質はそれまでに発見されていた超伝導物質に比べて、超伝導状態になる温度である臨界温度(critical temperature: T_c)が高いにもかかわらず、合成が比較的簡単であるという性質を持っていた。そして、何よりの特徴として構成元素を同族の他の元素に置き換えるだけで別の超伝導物質を得ることができ、その T_c は元の化合物を超えることもあったということである。図1.1は T_c の推移であるがこれを見てもわかるようにBednorzらの発見以後飛躍的に T_c が上昇していることがわかる。特に、最初の発表から1年も経過していない1987年の月に、ヒューストン大学のChuらによって発見された、Y-BaCu-O化合物は、 T_c が液体窒素温度である77 Kを初めて超え、超伝導の世界が大きく変わったことを示した。現在は、このように T_c が高い酸化物超伝導体群を、それまでの極低温でしか超伝導状態にならなかった物質を低温超伝導体と呼ぶのに対して、「高温超伝導体」と呼んでいる。

高温超伝導体はその T_c の高さから冷却が非常に楽であるためその応用が期待されてきた。しかしその初期には、超伝導状態の特徴である抵抗0で流せる電流値の限界である臨界電流(critical current)は温度が高い状態ではあまり高くないといったことなどから、実際の応用

にはあまり使えなかった。ただ、最近では超伝導体そのものや製造法において改良が続けられ、実用化が近づきつつある状況にあるといえる。

また、高温超伝導体の応用にはその利用方法も問題になってくる。まず応用として考えられるのは線材応用である。線材応用においては、電気抵抗が 0 という特徴を用いて大電流を損失なく流せるため、送電ケーブルや超伝導マグネット、SMES などへの応用が考えられている。これまで線材応用は、低温超伝導体である NbTi や Nb₃Sn といったものがすでに幅広く使われていたが、ここ数年、高温超伝導線材の開発においても、Bi 系で数 km、Y 系でも 100 m 近くの線材を作れるようになり、その実用化が非常に注目されている。

一方、高温超伝導体ならではの利用手法として期待されているのがバルクによる応用である。バルク超伝導体は名前のとおり、高温超伝導体の塊であり、高温で使え比熱が高いために超伝導状態が壊れる現象であるクエンチが起こりにくいという高温超伝導体ならではの性質を使ったものである。このバルク体の応用としては、まず超伝導体の完全反磁性を用いた磁気シールドといったことが考えられている。また、高温超伝導体は磁束ピンニング効果という磁束を閉じ込めてしまう性質を持っており、この性質を応用することで磁場をバルク体の中に捕捉できるようになるため、永久磁石と同様の機能を示す。そしてこのような応用をした場合、23 K では 17 T、そして液体窒素温度である 77 K でも永久磁石の数倍の磁場を捕捉することができるため、バルク超伝導体は新機能材料として、その応用に対して非常に期待されている。

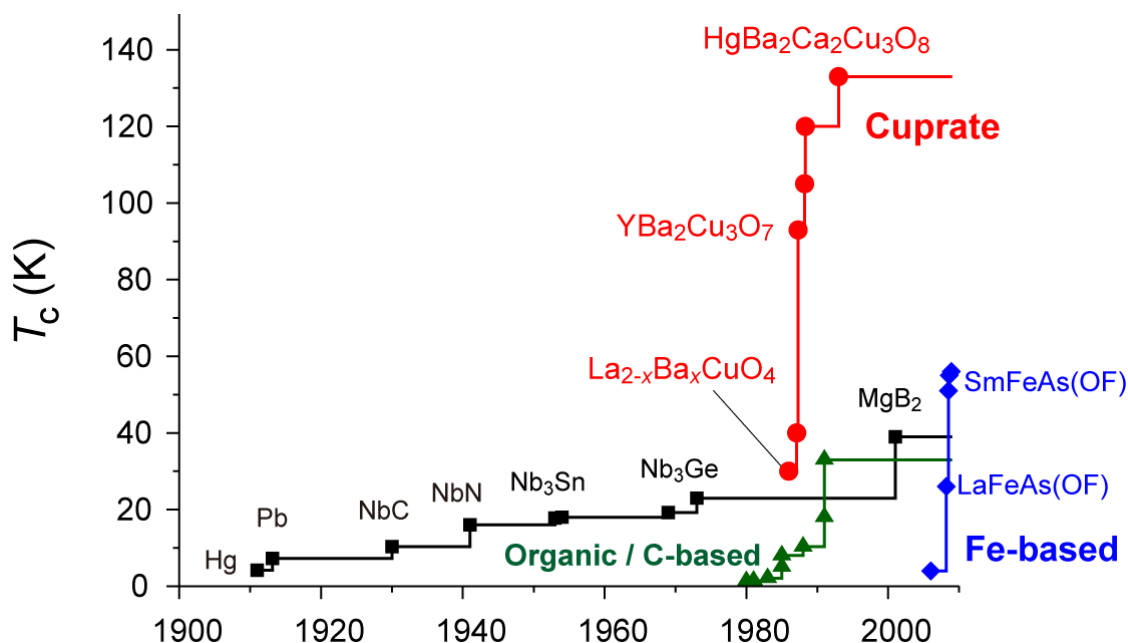


図 1.1 臨界温度の推移

藤山敬太, 大崎博之, 「並列計算アルゴリズムによるバルク超伝導体のパルス着磁特性解析」
ASC-04-24, LD-04-24 (2004)

1.3 MgB₂ バルク超伝導体

二硼(ほう)化マグネシウム(MgB₂)は、すでに 1950 年代から良く知られていた化合物であり、粉末試薬も市販されていたが、2001 年にこの物質が約 40 K という金属系の化合物としては非常に高い超伝導転移温度(T_c)を有することが日本で発見されて以来、基礎・応用にわたって多くの研究がなされている。超伝導マグネットや送電ケーブルなどへの応用で必要となる線材化の観点から MgB₂ の利点を挙げると、 T_c が高いことの他に、一つの結晶粒からとなりの結晶粒へ大きな超伝導電流を流すのに、高温酸化物超伝導体のような結晶粒の向きを揃えること(配向化)が不必要と考えられること、また資源的にも豊富で原料が比較的安価であること、機械的にタフであること、軽量であることなどが挙げられる。このため、超伝導の発見以来、線材化の研究が、世界的に活発に行われており、すでに外国においては 1 km を超す線材の試作も行われている。

1.4 有限要素法

有限要素法(FEM : Finite Element Method)は、解析的に解くことが難しい微分方程式の近似解を数値的に得る方法の 1 つである。円柱や無限平板のような単純な形状ではなく、複雑な形状の問題だと解析的に解くことは非常に困難である。そこで複雑な形状の問題の解析を行う場合は、対象物を単純な形状の要素の集合体としてとらえ、各々の要素間で境界条件を満たすように方程式を作製する。それから、それぞれの要素で作製された方程式を対象物全体の連立一次方程式として組み立てて計算を行う。またメッシュと呼ばれる分割された要素を細かくすることで、計算精度は増加する。しかし、有限要素法は単なる数値解析手法であるため、解析対象物のモデリングが適切でないと間違っただけの結果を導く可能性が高い。そのため、解析対象物についてよく理解しておく必要がある。有限要素法の方法を図 1.2 に示す。

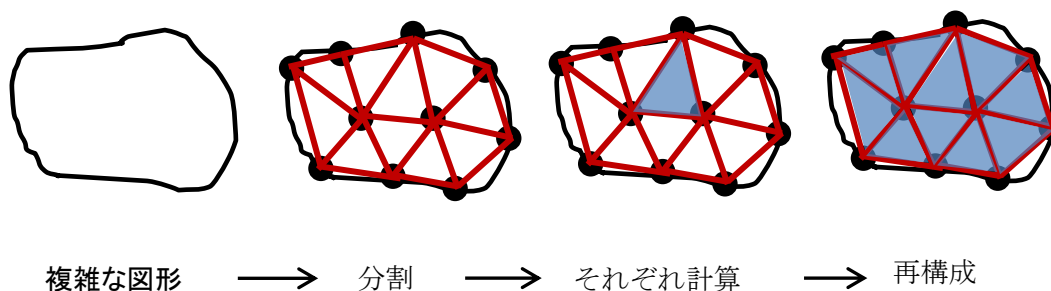


図 1.2 有限要素法の方法

1.5 超伝導体内の電磁現象の数値解析の方法

超伝導体の抵抗は、電流密度が臨界電流密度に近づくにつれてゆるやかに発生する特性を持つ。このため、電流-電圧特性において電界が電流密度の n 乗に比例するとした n 値モデルを仮定する。電磁界に関する支配方程式は、透磁率を μ 、導電率を σ とするとベクトルポテンシャル \mathbf{A} とスカラーポテンシャル ϕ を用いて次式で表すことができる。

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} = -\sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla\phi) \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla\phi) = 0 \quad (1.2)$$

また、磁界 \mathbf{B} 、電界 \mathbf{E} 、電流密度 \mathbf{J} はそれぞれ次式から導出される。

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\nabla\phi - \dot{\mathbf{A}}, \quad \mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} \quad (1.3)$$

電界基準 E_0 を発生している時の電流密度を J_c とすると電流-電圧特性は、以下のように表せる。

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.4)$$

指数 n は超伝導から常伝導に転移するときの鋭さを表す。 n 値が小さい場合、電流値を少し下げた時に発生する電圧は急速に小さくならない。しかし n 値が大きい場合は、電流値を少し下げた時に発生する電圧は急速に小さくなる。このため、 n 値が大きいほうが一般的に超伝導体の応用にとって良いとされている。

ここで、この強い非線形性を扱うために式(1.1)、式(1.2)、式(1.3)の σ の代わりに仮想的な電気伝導率

$$\sigma_s = \frac{J}{E} = \frac{J_c}{E_0} \left(\frac{J_c}{J} \right)^{n-1} \quad (1.5)$$

を用いる。ここで初期電気伝導率は

$$\sigma_{\text{init}} = \frac{J_c}{E_0} \quad (1.6)$$

とし、また電気伝導率の上限値として最大電気伝導率を σ_{max} と定義する。 σ_s は非線形性を持つので、上記に基づいて各解析時刻において収束反復演算を行う。また、その反復演算手順を以下に示す。

1. 初期伝導率 σ_{init} を全要素に設定。
2. 電磁界方程式を解く。
3. σ_s を計算し、前回の σ_s との差を計算する。
4. 差が小さくなるまで収束反復演算。
5. σ_s が σ_{max} を超える場合は σ_{max} に置換する。

収束の条件を以下に示す。

$$\frac{\sum \Delta \sigma}{\sum \sigma} < \varepsilon \quad (1.7)$$

ただし、 ε はあらかじめ設定した基準値である。ここで、初期伝導率について考えると、式(1.6)において E_0 または σ_{init} を変えれば J_c の値も変化する。この現象はブロードな $I-V$ 特性を持つ高温超伝導体に特に顕著に表れる。高温超伝導体の $I-V$ 特性は以下の式で表される。

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n = \frac{J_c}{\sigma_{\text{init}}} \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.8)$$

また、超伝導体の $I-V$ ($E-J$)特性と解析時の近似ラインを図 1.3 に示す。図 1.3 から低電流領域において、近似ラインと $I-V$ 特性カーブにずれがあり、結果的に低電流領域での交流損失を多めに計算することになる。しかし、 σ_{max} を大きく設定することでこの問題を解決できる。

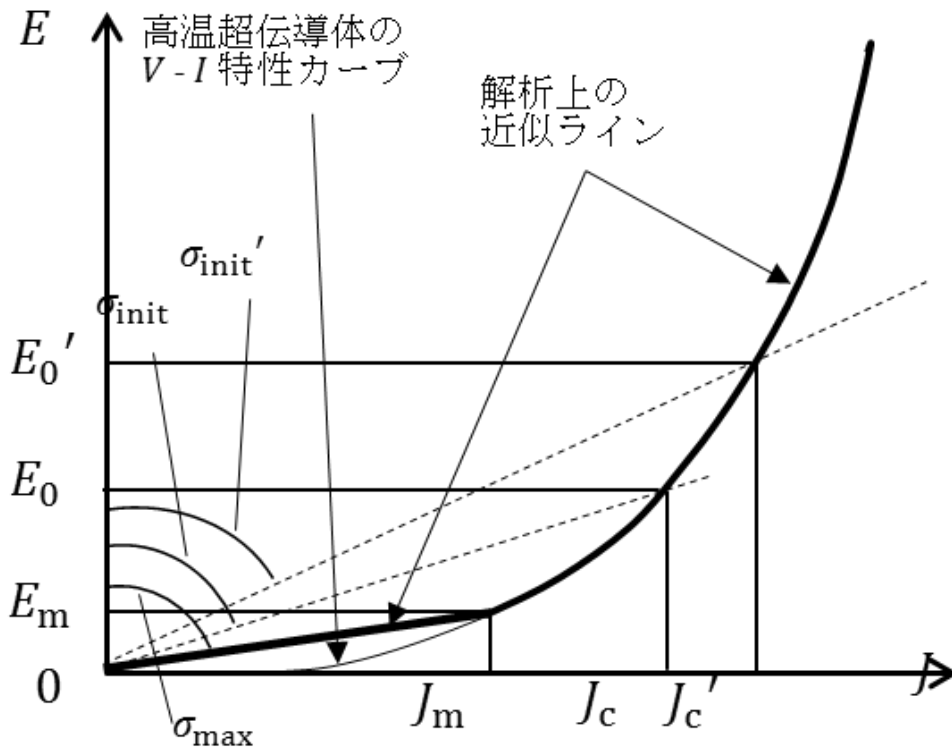


図 1.3 高温超伝導体における $I-V$ 特性と数値解析コードでの低電流領域の近似特性
(本庄卓一、「超電導ケーブルに生じる交流損失の数値解析」(JMAG Users Conference 2001)、

1.6 臨界電流密度の不均一性

バルク超伝導体などの高温酸化物超伝導体では、臨界電流密度の不均一性が非常に傾向にはあるが、これは高温酸化物超伝導体の結晶の異方性とピンニングセンターの分散によるものである。この異方性はコヒーレンス長 ξ や上部臨界磁界 B_{c2} に影響を与えるため、その結果、臨界電流密度にも影響を与える。次に、ピンニングセンターの影響であるが、まず高温酸化物超伝導体におけるピンニングセンターとしては、作成過程に生じる酸素欠損や構造欠損などによるもの、また人工的に常伝導析出物を加えたものなどがある。しかし、臨界電流密度はピンニングセンターの分散度合で変化してしまうため、ピンニングセンターの量が不均一であると、臨界電流密度も結果的に不均一になってしまう。現在使われている高温酸化物超伝導体は、比較的なピンニングセンターを均等に分散させることができる物質であるが、しかしそれでもバルク超伝導体のように大きなものを作ると、完全に均一にすることは難しく、その結果、臨界電流密度の不均一性を引き起こしてしまう。

1.7 パルス着磁における超伝導体特性

1.7.1 パルス磁場印加時の磁束に働く力

超伝導体内で磁束が止まっているとき超伝導体内での磁束に働く力は、ピン止め力 F_p とローレンツ力 F_L が釣り合った状態になっている。しかし、超伝導体内で磁束が動く場合、磁束が動く速度に比例した粘性力 F_V が働く。粘性力とは磁束が動くことにより導体に発生する誘導電流から受ける力のことであり、磁場中冷却やゼロ磁界中冷却においては、印加磁界の時間変化が急激なので、粘性力による効果が無視できなくなる。このため、パルス着磁ではバルク材の表面から侵入した磁束は粘性力をうけ、その速度は中心に向かって移動するにつれて急速に低下することになる。バルク中の磁束の運動は、ローレンツ力、ピン止め力、粘性力の3力の釣り合いによって決まる。それらの関係は次式で表される。

$$F_p + F_L + F_V = 0 \quad (1.9)$$

また F_L 、 F_p 、 F_V はそれぞれ次式で表される。

$$F_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.10)$$

$$F_p = -J_c \mathbf{B} \frac{V}{|V|} \quad (1.11)$$

$$F_V = -\eta \frac{|\mathbf{B}|}{\phi_0} V \quad (1.12)$$

なお、 V は磁束の動く速度、 η は粘性係数で、 η は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{\Phi_0 \mathbf{B}}{\rho_r} \quad (1.13)$$

ここで、 ρ_r は磁束流抵抗であり、常伝導体における抵抗率 ρ_n として、

$$\rho_r = \rho_n \frac{\mathbf{B}}{\mu H_{c2}} \quad (1.14)$$

となる。

1.7.2 パルス着磁における熱の発生

パルス着磁においては磁束の運動に対して粘性力が働く。磁束は粘性力によって運動エネルギーを失い、損失エネルギーがバルク超伝導体内で熱エネルギーとなる。この熱により、バルク超伝導体の温度は上昇し、臨界電流密度 J_c の温度依存性により J_c が減少するため、バルクにピン止めされる磁束は減少する。式(1.16)より、粘性力による単位時間あたりのエネルギー損失 W は

$$W = F_v V = -\eta \frac{|\mathbf{B}|}{\Phi_0} V^2 \quad (1.15)$$

となる。

以上のようにパルス着磁では粘性力の存在によって磁束が運動すると熱が発生し、バルク超伝導体に捕捉される磁束の分布はこの熱に大きく影響される。バルク超伝導体に着磁する磁束量を増加させようとして印加磁界を上げると、磁束が侵入する速度も上昇し、式(1.16)より、粘性力がより強まる。それにより、超伝導体内の熱の発生量が増加し、温度が上昇してしまうため、臨界電流密度 J_c が小さくなってしまふ。 J_c が高いほど超伝導体内の磁束密度 \mathbf{B} は大きくなるので、印加磁界を上げれば必ずしもバルク超伝導体に着磁される磁束量が増加するとは限らない。つまり、パルス着磁で着磁する磁束量はパルス磁場のピーク値、パルス幅やバルク超伝導体の臨界電流密度、磁束流などのパラメータに依存する。

1.8 超伝導モデル

本解析における超伝導モデルとしては、バルク超伝導体の特性をより正確に表すため、電流-電圧特性として n 値モデルを用い、さらに臨界電流密度の磁界依存性および温度依存性を考慮している。 n 値モデルは高温超伝導体の電圧-電流特性を次のようなべき乗則で近似するモデルである。

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.16)$$

ここで、 E_c は電流密度が J_c に等しくなるときの基準電界で、 n は常伝導転移の鋭さを表す指

標となる.

1.9 JMAG について

JMAG は 1983 年に株式会社 JSOL が開発した電気機器設計, 開発のためのシミュレーションソフトウェアであり, 機器内部の複雑な物量現象を正確に捉えることで, 有限要素法を用いて高速に分析することができる. また, JMAG は「高い分析能力」, 「高速計算」, 「高い生産性」, 「オープンインターフェース」の 4 つのコンセプトから成り立っている.

1.10 本研究の目的

近年, バルク高温超伝導体の研究開発の進展は著しく, 既に 77 K において Y 系バルク体で 1.5 T, Sm 系では 2 T を越える捕捉磁束密度が得られている. また, 30 K 付近で捕捉磁束密度が 17 T の材料も開発されており, この値は永久磁石のそれをはるかに超越している. また, バルク超伝導体の着磁においては, 捕捉磁場特性に対して臨界電流密度の不均一性だけではなく, 磁場侵入時におけるジュール発熱など, ほかの様々な影響を受けるため, その着磁過程は非常に複雑であり超伝導体内部の電磁現象の全容を実験のみで検討するのは難しい. そこで, 簡単なモデルを作成し, 数値解析を行った. 本数値解析では JMAG というソフトウェアを使って有限要素法を用いた.

本研究では有限要素法を用いた MgB_2 バルク超伝導体における着磁の電磁特性を解析し, 評価を目的とする.

第二章 解析方法

2.1 条件設定

本解析で用いたモデルは、図 2.1 のように MgB_2 バルク超伝導体の横にコイルがある状態をモデルとし、コイルに電流を流した場合について行う。全体図から切り出した角度は 5° で考えた。図 2.1 の左図にモデルの全体図、図 2.2 に解析モデルを表した図をそれぞれ示す。

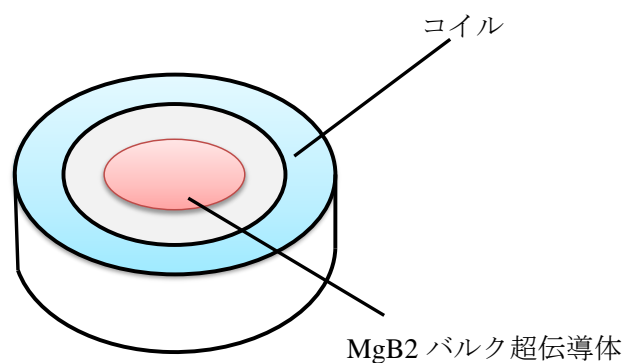


図 2.1 全体図

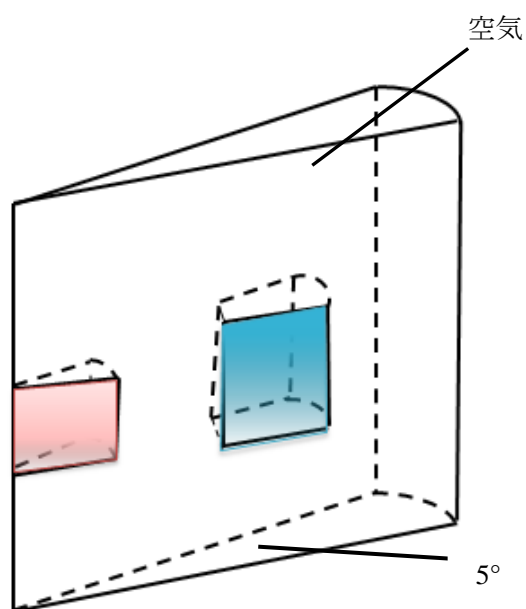


図 2.2 解析モデル

図 2.1 のモデルに対して、コイルに流入面指定で流す電流の波形は図 2.2 のような正弦半波

状としてパルス波形を近似して、この波形のピーク値を変えることで、 MgB_2 バルク超伝導体に印加される磁場の大きさを変化させ、そのときの磁場特性について調べる。

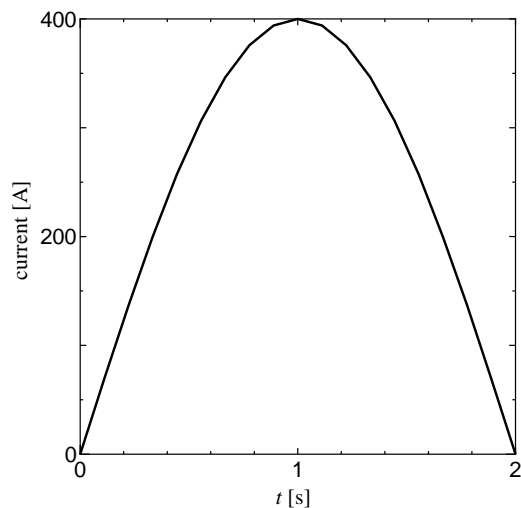


図 2.3 コイルに流れる交流電流の正弦波

次に、解析のタイミングを設定する。ちなみに、ステップ数を設定することである。今回のモデルのステップ数を 19 に設定した。図 2.3 を見ると、2 秒を 19 ステップに等分する。その後、図 2.3 に実際に JMAG を用いて作製したモデルをメッシュした結果を示す。

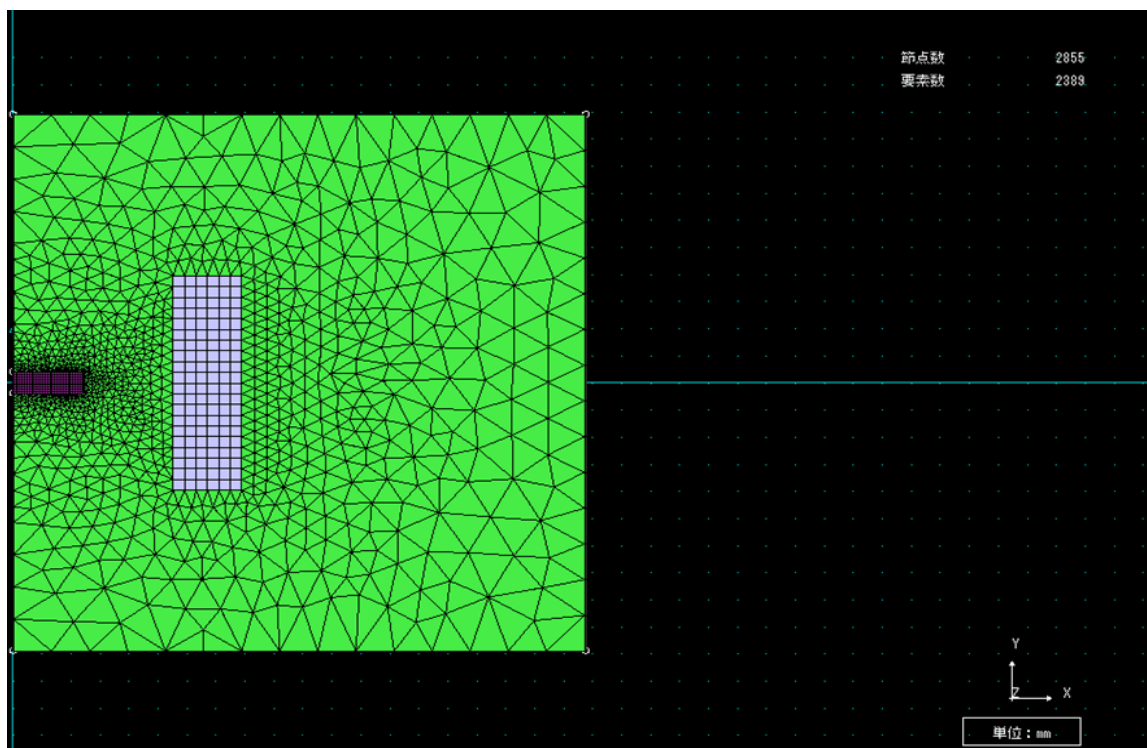


図 2.4 メッシュモデル

2.2 解析項目

2.2.1 直径 60 mm の MgB_2 バルク超伝導体の表面直上 0.5 mm の捕捉磁場

解析モデル上の MgB_2 バルク超伝導体の半径を 30 mm 設定し、厚さ 10 mm の円盤状超伝導体をソレノイドコイル内に置き、ソレノイドコイルに図 2.3 のように振幅 400 A の正弦波状電流を半周期印加する。ソレノイドコイルの中心磁場の最大値は 8.7 T となる。

JMAG の設定では、 $I-V$ モデルを使用し、臨界電流密度の磁場依存性($J_c - B$ 特性)は 20 K における 1 mm 角の MgB_2 超伝導バルクの薄片試料での実験値を与えた。グラフを図 2.5 に示す。

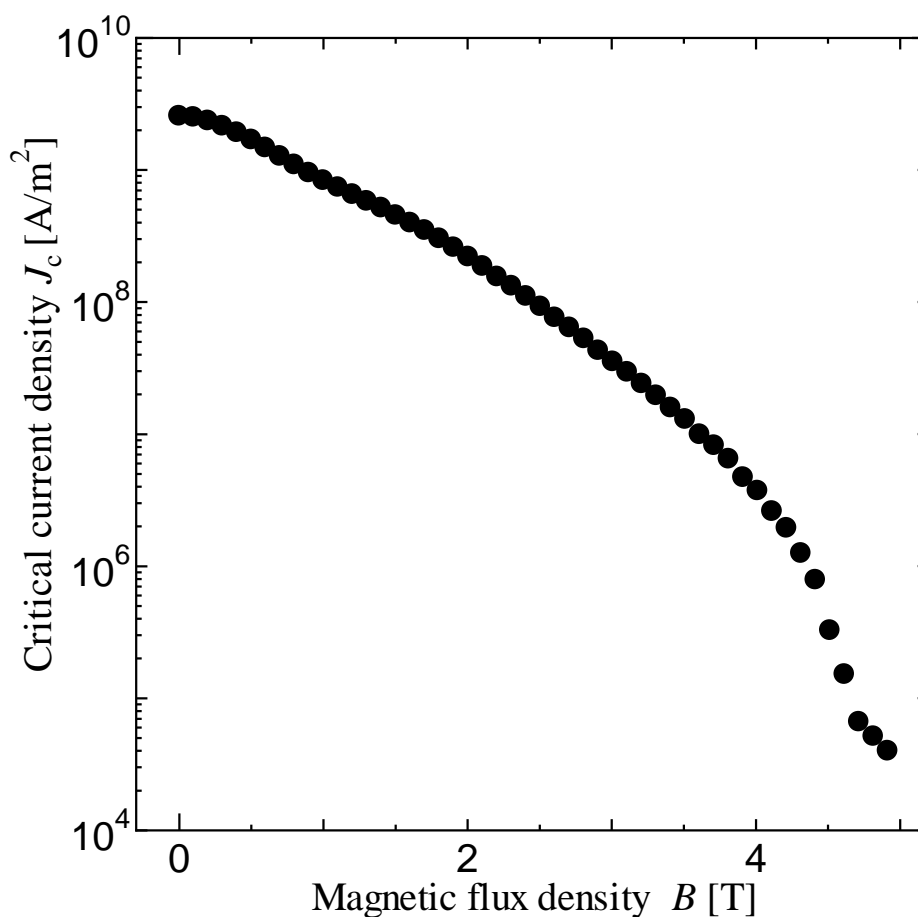


図 2.5 使用されている $J_c - B$ 特性

2.2.2 MgB_2 超伝導バルクの捕捉磁場の径依存性

解析モデル上の MgB_2 バルク超伝導体の直径 10~100 mm、厚さ 10 mm の円盤状超伝導体をソレノイドコイル内に置き、ソレノイドコイルに図 2.3 のように振幅 400 A の正弦波状電

流を半周期印加する。ソレノイドコイルの中心磁場の最大値は 8.7 T となる。

JMAG の設定では、 $I-V$ モデルを使用し、臨界電流密度の磁場依存性($J_c - B$ 特性)は 20 K における 1 mm 角の MgB_2 超伝導バルクの薄片試料での実験値を与えた。グラフは図 5.2 同じように扱われる。

2.2.3 MgB_2 超伝導バルクの捕捉磁場の温度依存性

解析モデル上の MgB_2 バルク超伝導体の直径 10-100 mm, 厚さ 10 mm の円盤状超伝導体をソレノイドコイル内に置き, ソレノイドコイルに図 2.3 のように振幅 400 A の正弦波状電流を半周期印加する。ソレノイドコイルの中心磁場の最大値は 8.7 T となる。

第三章 結果と考察

3.1 2.2.1 のモデルにおける捕捉磁場の分布

結果は図 3.1 に示すように、直径 60 mm の MgB_2 バルク超伝導体の中心から径方向の増大とともに捕捉磁場が減少していることが確認できた。ソレノイドコイルの中心磁場の最大値は約 8.7 T となるが、 MgB_2 バルク超伝導体の中心付近に最大約 2.4 T の磁束密度が捕捉できた。このモデルに対し、コイルに電流を流したことによって発生した磁束が MgB_2 バルク超伝導体に侵入し、外部からの磁場が強いため、超伝導体の磁場遮蔽を打ち破って中心まで磁場が侵入した。印加磁場の増大とともにバルク中心へ磁束が捕捉される。さらに、印加磁場を増大させると温度上昇により中心の捕捉磁場は減少する。最後に図 3.1 のような磁場特性を捕捉した。

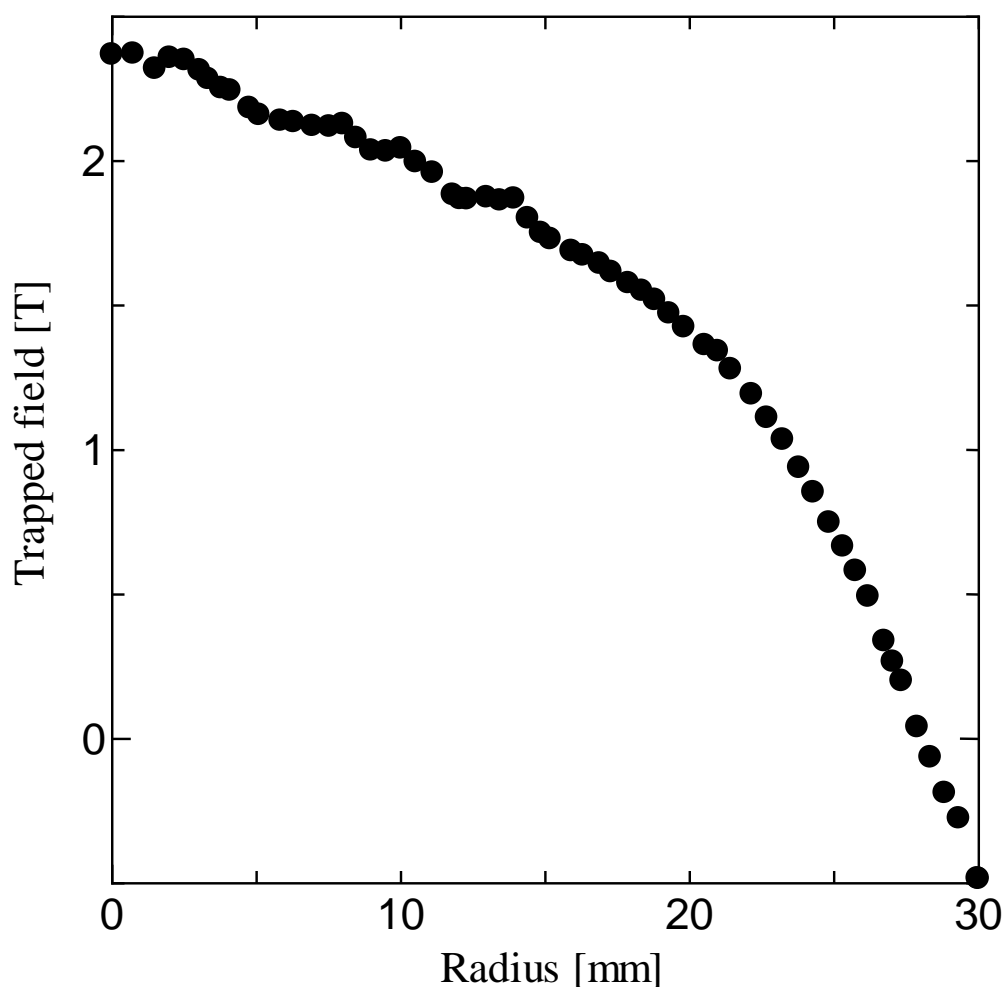


図 3.1 直径 60 mm の MgB_2 バルク超伝導体の表面直上 0.5mm の磁束密度分布

3.2 2.2.1 のモデルにおける MgB_2 バルク超伝導体の径による捕捉磁場の分布

直径 10-100 mm, 厚さ 10 mm のバルク体表面において測定した捕捉磁場の径依存性を図 3.1 に示す. 直径 10 mm ϕ 試料における捕捉磁場約 2.46 T であったが, 直径 20 mm ϕ 試料における捕捉磁場約 2.73 T, 最大径 100 mm ϕ 試料では約 3.11 T が得られ, バルク径の増大とともに捕捉磁場は向上する傾向を示した. 直径 40 mm ϕ 以上の試料において, 捕捉磁場の増加率は緩和する傾向がみられた.

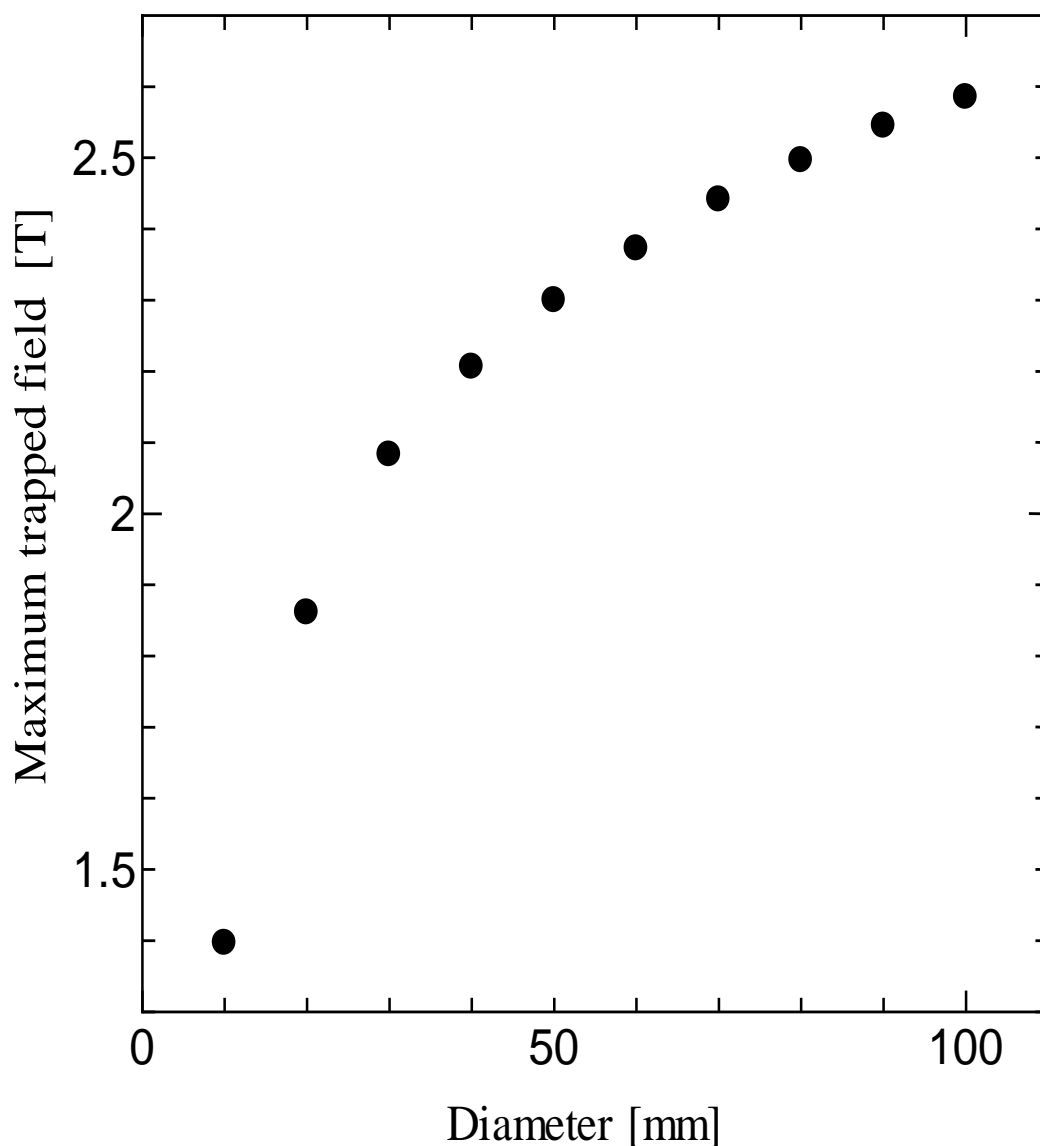


図 3.2 直径 10-100 mm, 厚さ 10 mm のバルク体表面において測定した捕捉磁場の径依存性

3.3 2.2.3 のモデルにおける MgB₂ 超伝導バルクの捕捉磁場の温度依存性

直径 10-100 mm ϕ , 厚さ 10 mm のバルク体表面中心の位置において測定した捕捉磁場の温度依存性を図 3.3 に示す. 直径 10 mm ϕ 試料の 5 K における捕捉磁場は約 1.92 T であったが, 直径 20 mm ϕ 試料では約 2.66 T, 直径 30 mm ϕ 試料では約 3.02 T, 最大の直径 100 mm ϕ 試料では約 3.86 T が得られ, バルク径の増大とともに捕捉磁場は向上する傾向を示した. これはバルク径が大きくなることにより, 電流周回体積が増大し, 捕捉磁場が上昇したことを示す. 一方で, 直径 30 mm ϕ 以下の試料と比較すると, 直径 40 mm ϕ 以上のバルク径がより大きな試料において, 捕捉磁場の増加率は緩和する傾向がみられた. 試料内の J_c 特性にバルク径依存性, および位置依存性はみられなかったことから, バルク径の大きな試料においては J_c の磁場依存性などが影響していると考えられる.

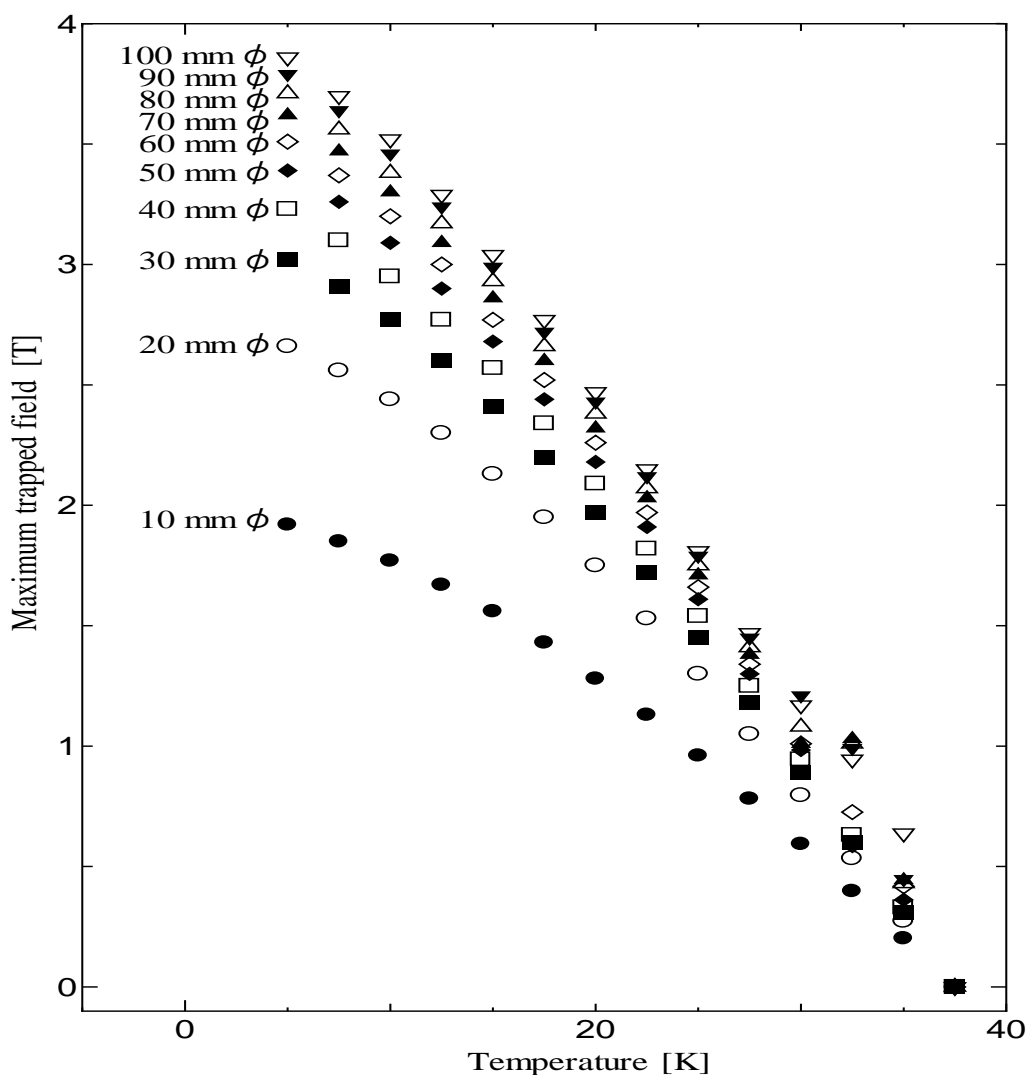


図 3.3 直径 10-100 mm ϕ , 厚さ 10 mm のバルク体表面の位置において測定した捕捉磁場の温度依存性

第四章 まとめ

MgB₂ バルク超伝導体の捕捉磁場について有限要素法を用いた JMAG という解析ソフトウェアを使用して、3種類の超伝導体のモデルを作製した。一つ目のモデルは直径 60 mm、厚さ 10 mm のバルク超伝導体を作成し、周りにコイルに回されているというモデルである。それに交流電流を流し、着磁を行う。その後、バルク超伝導体の中心の位置から径方向に着目してバルク超伝導体の表面上の 0.5 mm 捕捉磁場の分布を解析した。二つ目のモデルは 10-100 mm、厚さ 10 mm のモデルを作製し、一つ目のモデルのように着磁してバルクの中央部に注目して径による捕捉磁場の分布を解析した。三つ目のモデルは二つ目のバルクモデルを利用して MgB₂ バルク超伝導体の温度による依存性を調べた。

今回の解析において、まず一つ目の径 60 mm、厚さ 10 mm のバルク超伝導体において、バルク表面中心から径方向の捕捉磁場が確認できた。図 3.1 に示すようにバルク中心から径増大するにつれて捕捉磁場が減少していることを確認した。この理由を考えると、MgB₂ バルク超伝導体は弱結合がなく試料全体で高い均一な特性などが考えられる。次に二つ目のモデルである MgB₂ バルクの径による捕捉磁場の分布である。径増大とともに捕捉磁場は向上する傾向を示した。またバルクサイズの大きさにより捕捉磁場の増加率が緩和していることが分かった。最後の温度による MgB₂ バルク超伝導体の捕捉磁場のモデルのところ、温度が上昇することによって、図 3.3 に示すように捕捉磁場も減少していることが確認した。

以上のことから、MgB₂ バルク超伝導体の捕捉磁場について JMAG を用いてモデルを作製し、解析を行い磁場の分布を確認することができた。次にこの研究の今後の展望としては、今回は JMAG という解析ソフトウェアを用いたが、有限要素法を用いて計算する他の解析ソフトでも同じ解析をして、どちらがより優れているかを検証することや、今回は割合単純なモデルで解析を行ったが、次はより複雑なモデルで行い解析を現実的な状況で考えることなどが挙げられる。

参考文献

- [1] 藤山敬太, 大崎博之, 「並列計算アルゴリズムによるバルク超伝導体のパルス着磁特性解析」ASC-04-24,LD-04-24(2004)
- [2] 本庄卓一, 「超電導ケーブルに生じる交流損失の数値解析」(JMAG Users Conference 2001), p.6 - 5
- [3] 山本明保ほか, MgB_2 超伝導バルク磁石における捕捉磁場のバルク径依存性, 第 87 回 2013 年度春季低温工学・超電導学会, 3C-a08, (2013), p 182
- [4] 松本明善, 熊倉浩明, MgB_2 超伝導線材の開発と将来展望, J. Japan Inst. Metals, Vol. 71, No. 11 (2007), pp.928-933.
- [5] 藤代博之, バルク超電導体の着磁現象, 低温工学 46 巻 3 号, (2011), pp 81-88
- [6] 「有限要素法特論」 <http://www.sml.k.u-tokyo.ac.jp/members/nabe/lecture2003/01.pdf>
- [7] 松下照男 「—新電磁気学-電気・磁気学の新しい体系の確立—」 コロナ社 1994 年

謝辞

本研究を行うにあたり、小田部荘司教授に多大なるご指導、助言を頂き、深く感謝いたします。また、様々な助言やご指導、ご協力をして頂いた松下照男教授、木内勝准教授に深く感謝いたします。そして、研究がうまく進まなかった際に、研究の解析を手伝っていただくなど、様々なご指導を頂いた吉富邦和さん、秀島匡彦さん、小松伸二郎さんをはじめ研究室内でお世話になりました小田部研究室、木内研究室所属の皆様にも深く感謝いたします。