

同軸型に代わる
テープ積層型超伝導電力ケーブルの
設計

電子情報工学科

木内研究室

13232065

早瀬 利伸

平成 29 年 2 月 16 日

目次

目次	i
第 1 章 序論	1
1.1 超伝導体	1
1.2 第一種・第二種超伝導体	2
1.3 銅酸化物超伝導体	3
1.4 Bi 系超伝導体	4
1.5 磁束ピンニング	5
1.6 超伝導電力ケーブル	6
1.6.1 同軸状超伝導電力ケーブル	7
1.6.2 テープ積層型超伝導ケーブル	8
1.7 磁気シールド	9
1.8 有限要素法(FEM : Finite Element Method)	10
1.9 JMAG	10
1.10 本研究の目的	11
第 2 章 FEM 解析	12
2.1 テープ 1 本のみでの磁界解析	12
2.2 撚りを加えた際のケーブルの磁界解析	15
2.3 テープを積層しての磁界解析	16
第 3 章 結果及び考察	18
3.1 テープ 1 本で磁気シールドを変化させたときの磁界解析	18
3.1.1 テープ 1 本の時の磁界解析	18
3.1.2 テープ 1 本で撚りを加えた時の磁界解析	21
3.2 テープを積層して磁気シールドを変化させたときの磁界解析	23
3.2.1 磁気シールドの最適化	23
3.2.2 臨界電流 I_c の導出	32
3.2.3 工学的臨界電流密度 J_e の導出	34
第 4 章 まとめ	35
参考文献	37

謝辭.....	38
---------	----

目次

Fig. 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係.....	1
Fig. 1.2 第一種・第二種超伝導体.....	3
Fig. 1.3 (a)Bi-2223 超伝導体 (b)YBCO 超伝導体の結晶構造	4
Fig. 1.4 磁束ピンニング図.....	6
Fig. 1.5 同軸状超伝導電力ケーブルの模式図[1].....	7
Fig. 1.6 テープ積層型超伝導体の自己磁界.....	8
Fig. 1.7 磁気シールド.....	9
Fig. 1.8 有限要素法(FEM) の概念.....	10
Fig. 2.1 テープに一様に輸送電流を流した際の磁界分布.....	13
Fig. 2.2(a) テープ全体を磁気シールドで覆った際の磁界分布	13
Fig. 2.2(b) テープ端部のみを磁気シールドで覆った際の磁界分布	14
Fig. 2.3 変化させるパラメータ図.....	14
Fig. 2.4 撚りを加えたケーブル.....	15
Fig. 2.5 解析したモデル.....	16
Fig. 2.6 本研究でのメッシュモデル.....	17
Fig. 3.1 a を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度	19
Fig. 3.2 b を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度	20
Fig. 3.3 $a = 0.5 \text{ mm}$ のときの磁束分布	20
Fig. 3.4 ケーブルに撚りを加えた際の磁束分布.....	21
Fig. 3.5 撚りを加えた場合と加えなかった場合磁束密度の変化.....	22
Fig. 3.6 磁気シールドなしでテープに一様に電流を流した際の磁束線の分布図... 23	
Fig. 3.7 磁気シールドありでテープに一様に電流を流した際の磁束線の分布図... 24	
Fig. 3.8 磁気シールドで変化させるパラメータ	24
Fig. 3.9 a を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度	26
Fig. 3.10 $a = 9.0 \text{ mm}$ のときのテープの磁束分布.....	26
Fig. 3.11 b を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度.....	27
Fig. 3.12 磁気シールドを四角にした際のシミュレーションモデル.....	28
Fig. 3.13 磁気シールドが四角のときのテープにかかる c 軸方向の磁束密度.....	29
Fig. 3.14 磁気シールドのメッシュカットを細かくしたときのメッシュモデル.....	30
Fig. 3.15 メッシュカットの変化による磁束変化.....	31
Fig. 3.16 テープにかかる磁界による Ic - B 特性とロードライン	33

表目次

Table 1.1 超伝導電力ケーブルの送電方法による長所と短所	6
--	---

第1章 序論

1.1 超伝導体

1908年にオランダの Kamerlingh Onnes が世界初のヘリウムの液化に成功した。1911年には液体ヘリウムを用いた超低温での水銀の電気抵抗を測定する研究において、約 4 K 以下で水銀の電気抵抗が急激に低下し、ゼロになることを発見した。さらに、1933年には Fritz Walther Meissner と Robert Ochsenfeld によって超伝導体の完全反磁性が発見された。これら電気抵抗ゼロと完全反磁性の2つの現象を示すことを超伝導現象と言い、超伝導現象を持つ物体を超伝導体と言う。超伝導体は電気抵抗がゼロであることから大電流を損失なく送ることができ、様々な機器への応用が期待された。しかし、超伝導体はある程度の温度や磁界下、電流で超伝導状態が消えてしまい、応用は困難と考えられた。この超伝導状態から常伝導状態に代わる限界値をそれぞれ臨界温度 T_c 、臨界磁界 H_c 、臨界電流密度 J_c とする。また超伝導状態と常伝導状態の関係を Fig. 1.1 に示す。

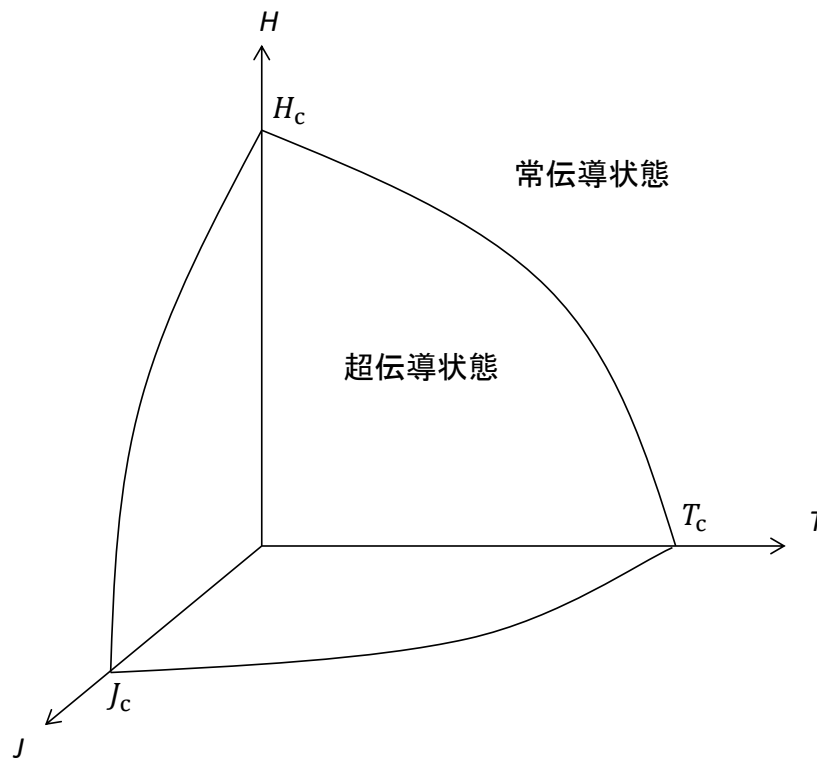


Fig. 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係

その後も超伝導現象の発現については不透明なままだった。しかし、1957 年に John Bardeen, Leon Neil Cooper, John Robert Schrieffer の 3 人の BCS 理論によって、超伝導現象のメカニズムが明らかになった。BCS 理論によると、物質の最高の T_c は 30 K 程度と予測されていたが、1986 年に Johannes Georg Bednorz と Karl Alex Müller によって臨界温度が 30 K を超える $\text{La}_2\text{BaCuO}_4$ などの La-Ba-Cu-O 系超伝導体が発見された。その後、超伝導体の研究が進み、 T_c が 93 K の液体窒素の常圧下での温度 77.3 K を超える $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ や T_c が 100 K を超える $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ など Y 系超伝導体、Bi 系超伝導体などが発見された。これらは銅酸化物超伝導体、高温超伝導体と呼ばれ、液体ヘリウムに比べて安価な液体窒素で超伝導状態となることから応用が期待されている。

1.2 第一種・第二種超伝導体

臨界磁界以上の外部磁界中で完全反磁性が失われる超伝導体は第一種超伝導体と呼ばれ、Pb や Hg などがこれに属する。これに対し、臨界磁界以上の外部磁界中で Meissner 状態が破れ、磁束の侵入を部分的に超伝導体内に許し、さらに大きな磁界をかけたときに完全反磁性が消失し、常伝導状態になる超伝導体は第二種超伝導体と呼ばれる。Nb と V およびほとんどの合金超伝導体や化合物超伝導体はこれに属する。Fig. 1.2 に見られるように、Meissner 効果が失われ始める最初の臨界磁界を下部臨界磁界 H_{c1} 、常伝導状態になる臨界磁界を上部臨界磁界 H_{c2} と呼ぶ。

第一種超伝導体の臨界磁界 $\mu_0 H_c$ は 10~100mT であり、マグネットや電力輸送のような実用目的にはあまり適さない。一方、第二種超伝導体の上部臨界磁界 $\mu_0 H_{c2}$ は非常に高く、実用超伝導体である $\text{Nb}_3\text{Ti}_{63}$ では 15 T、 Nb_3Sn では 29 T、臨界温度が 100 K を超える Y 系銅酸化物高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ では 350 T である。したがって、上部臨界磁界が大きな第二種超伝導体は高磁界での運用が必要なエネルギー機器への応用が期待されている。

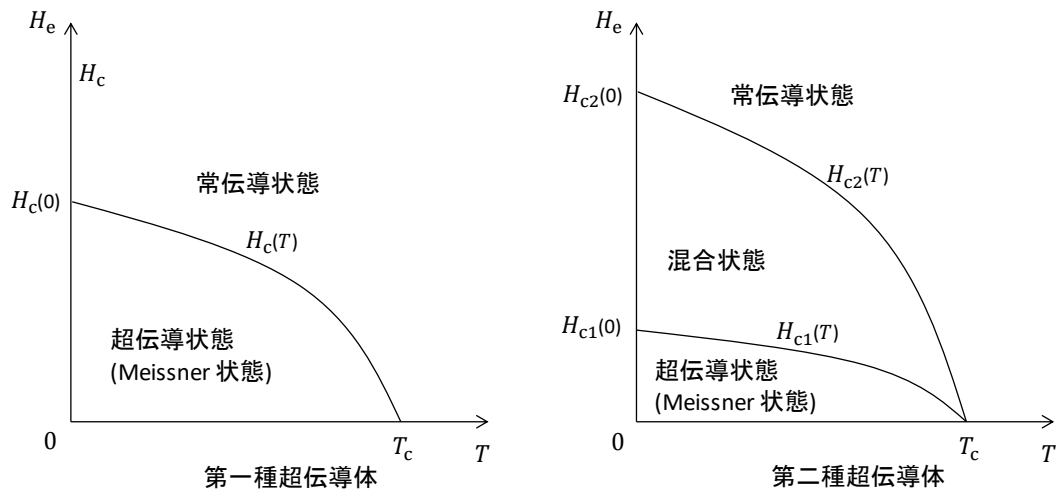


Fig. 1.2 第一種・第二種超伝導体

1.3 銅酸化物超伝導体

超伝導体の結晶内に CuO_2 面を持つものを銅酸化物超伝導体と呼ぶ. 近年, 銅酸化物超伝導体の中でもBi 系超伝導体, RE-Ba-Cu-O 系超伝導体(REBCO, RE: 希土類)が注目を集めている. これらの銅酸化物超伝導体は金属超伝導体のように, どの方向からでも超伝導電流が均質に流せるというわけではない. これを電流に関する異方性と呼ぶ. Fig. 1.3 に示すように, 銅酸化物超伝導体の結晶構造は超伝導電流が流れると考えられる CuO_2 面と CuO_2 面に超伝導電子を供給するブロック層(RE)が交互に積層した構造となっている. このように, 銅酸化物超伝導体は c 軸に垂直な方向と平行な方向とで超伝導特性が異なるという異方性を持つ. そのため J_c 向上には CuO_2 面を揃えるような結晶配向が不可欠である.

また, これらの銅酸化物超伝導体の特徴としてNbTi や Nb_3Sn 等の金属系超伝導体より高い T_c を持つことが挙げられる. Nb-Ti や Nb_3Sn 等の金属系超伝導体は T_c が低く, 冷却にコストの高い液体ヘリウムを必要としている. そのため, 液体ヘリウムに比べコストの低い液体窒素を冷却に使用することができる銅酸化物超伝導体は, 工業的な応用が期待されている.

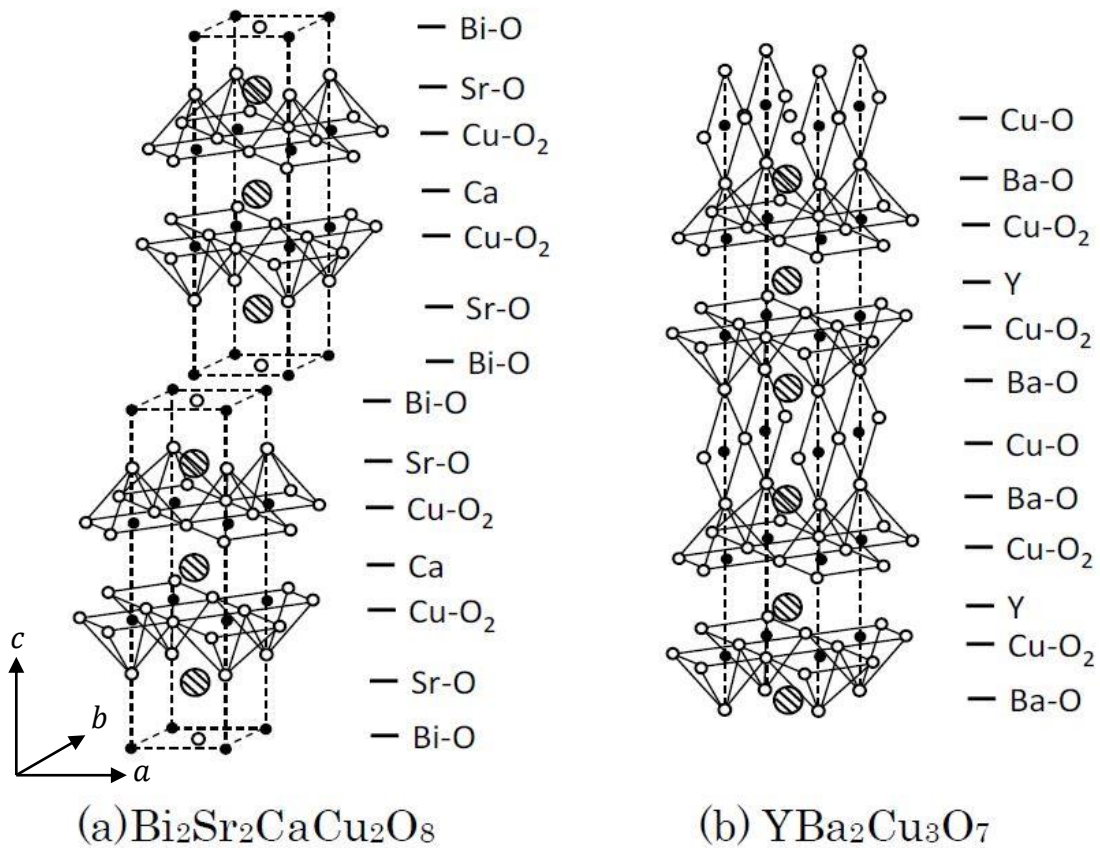


Fig. 1.3 (a)Bi-2223 超伝導体 (b)YBCO 超伝導体の結晶構造

1.4 Bi 系超伝導体

Bi 系超伝導体は c 軸方向に比べ ab 面方向での結晶成長が早く ab 面に広がった結晶が容易に得られることが知られている。また、 CuO_2 面に沿って壁開しやすいことから圧延などの機械的な加工で c 軸配向し、高い J_c を得ることができるようになり容易に配向の整った線材の作成が可能となった。しかし、ピンニング力が弱いため高磁界下では、 J_c の減衰量が大きいという欠点がある。また、液体ヘリウムの沸点 4.2 K においては高磁界で使えるが、液体窒素の沸点である 77.3 K といった高温では磁界があるとほとんど超伝導電流が流れないといった性質を持っている。

1.5 磁束ピンニング

1.1 節でも述べたが、超伝導体は様々な要因で常伝導状態になる臨界値が存在する。また超伝導体は、超伝導状態でも過剰な電流を流すと電気抵抗が発生する。ここで電気抵抗なしで流せる最大の電流を臨界電流 I_c 、電気抵抗なしで流せる最大の電流密度を臨界電流密度 J_c と呼ぶ。 J_c は超伝導体を評価するに当たって重要なパラメータであり、これを決定しているのが磁束ピンニングである。Fig. 1.4のように超伝導体内に流れる電流密度を \mathbf{J} 、超伝導体に侵入する磁束密度を \mathbf{B} とすると、磁束線には単位体積あたりに、

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (1.1)$$

のLorentz力が働いている。Lorentz力によって動く磁束線の速度を \mathbf{v} とすると、電流方向に

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v} \quad (1.2)$$

の電界が生じる。したがって、超伝導体の電気抵抗がゼロでなくなってしまう。しかし、 \mathbf{J} が J_c 以下のとき電気抵抗はゼロなので、この磁束線の動きを止める力が働いていることがわかる。このLorentz力とは逆方向に磁束線を止めようとしている単位体積あたりの力をピン力密度 F_p と呼び、Lorentz力がこの力を超えるまでは磁束線が動かないので、誘導起電力による電気抵抗が発生しない。この作用のことを磁束ピンニングと呼び、常伝導析出物、結晶粒界面、格子欠陥などがピンニングセンターとして働くことによって引き起こされる。したがって、超伝導内に流れている電流密度が臨界電流密度と等しい場合、Lorentz力とピン力密度は釣り合い、

$$J_c = \frac{F_p}{B} \quad (1.3)$$

が成り立つ。この式より、 J_c を増加させるにはピン力密度 F_p を強くする必要があることがわかる。また、超伝導体内に常伝導析出物などを人工的に導入することによって、 F_p を強くすることができる。そのため、超伝導体の材料の特性によって T_c などは決定されるが、 J_c は後天的に決定するので、 J_c 向上のために磁束ピンニングの研究が続けられている。

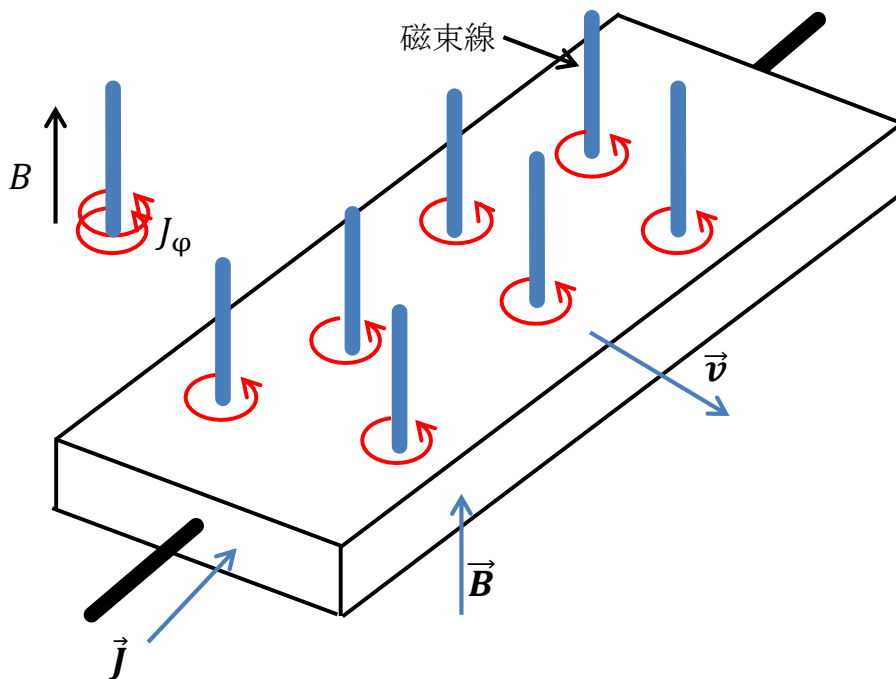


Fig. 1.4 磁束ピンニング図

1.6 超伝導電力ケーブル

超伝導電力ケーブルには送電方法として交流送電と直流送電がある． それぞれに長所と短所があり， Table 1.1 に示す．

Table 1.1 超伝導電力ケーブルの送電方法による長所と短所

	直流送電	交流送電
長所	<ul style="list-style-type: none"> 電力損失がない 太陽光発電の電気を整流なしで送電できる 	<ul style="list-style-type: none"> 既存の送電網と入れ替えが容易である 火力発電などの主要な発電方法の電気を整流なしで送電できる
短所	<ul style="list-style-type: none"> 火力発電などの主要な発電方法の電気を流す際，直流に整流する必要がある 	<ul style="list-style-type: none"> 交流損失が発生する 直流と比べ冷却負荷が大きい

上記のように直流送電の場合は現在の火力、原子力発電が交流で発電されるため直流に整流する必要があるというデメリットがある。しかし、電力損失がないという大きなメリットがあり、交流送電に比べてケーブルの小型化、大電流送電が期待できる。しかし、超伝導電力ケーブルを利用する際、超伝導ケーブルを液体窒素または液体ヘリウムなどの冷媒によって極低温状態におくことが必須となってくる。

1.6.1 同軸状超伝導電力ケーブル

同軸状超伝導電力ケーブルの模式図を Fig. 1.5 に示す。



Fig. 1.5 同軸状超伝導電力ケーブルの模式図[1]

超伝導導体は、フォーム上に多数本の超伝導テープ状線材をスパイラル状に巻きつけて形成される。フォームは、銅でできた芯であり、機械的剛性と事故時の大電流を超伝導導体と分流するために用いられる。電気絶縁体は絶縁紙に液体窒素を含浸させた複合絶縁体となっている。電気絶縁体の外側には多数本の超伝導線材をスパイラル状に巻きつけた超伝導シールド層が形成され、導体電流とほぼ同じ大きさで逆方向の電流が誘起され、外部への磁気遮蔽効果がある。その外側に銅シールド層として銅テープが巻かれ事故時の大電流を分流する役目がある。最外層に保護層が設けられケーブルコアとなる。ケーブルコアの外側には断熱管が設けられ、ケーブルコアと断熱管の間は冷却用液体窒素の流路となる。断熱管は通常ステンレス (SUS) コルゲート 2 重管で真空断熱構造となっている。断熱管の外周には防食層が施される。

1.6.2 テープ積層型超伝導ケーブル

Bi-2223 など超伝導テープ線材を何本か束ねて積層して作られたケーブルをテープ積層型超伝導ケーブルという。積層することにより 1 本では不十分であった大きな電流容量を実現することができる。しかし Fig. 1.6 に示すようにテープ状では超伝導体内部に試料表面に対する自己磁界の垂直磁界成分が侵入する。その結果、電流が増加すると自己磁界も増加し、テープ端部で 1.3 節で説明した c 軸方向への磁界が増加し J_c が減少してしまう。例えば、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi-2223)テープ線材では、 2.5×10^{-2} T の磁界が c 軸方向にかかっている場合の臨界電流密度は、ゼロ磁界の場合の約 1/3 倍程度となってしまふ[2]。また、テープには電流は一樣に流れないことが知られており[3]、パウダーインチューブ法(PIT 法)で作成される Bi-2223 テープでは、テープの端部よりも中心に超伝導体が偏って存在しまうため、テープ中心の臨界電流密度がテープ端部よりも高いことが知られている[4][5]。したがって臨界電流密度を低下させないため、テープ端部での c 軸方向の磁界を抑えることが必要となる。

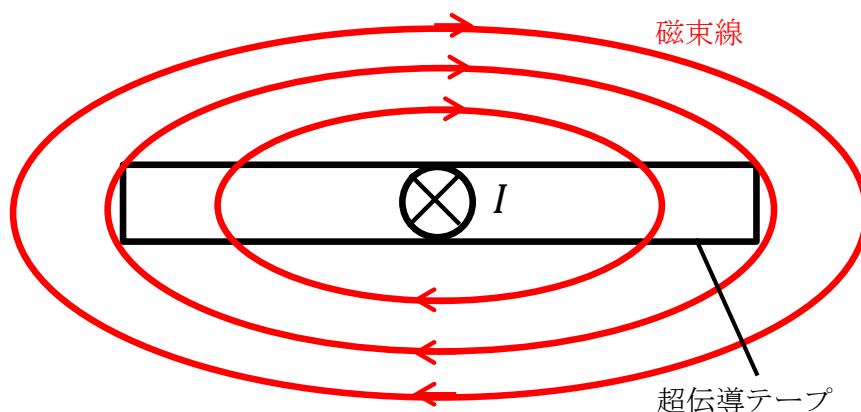


Fig. 1.6 テープ積層型超伝導体の自己磁界

1.7 磁気シールド

磁界は通常、木材やアルミニウム、銅などでも貫通し影響を及ぼす。しかし、鉄のような透磁率の大きい磁性体は透磁率の小さいものを覆うことで Fig. 1.7 のように磁束を吸収することができる。この透磁率の大きい磁性体を利用したシールドを磁気シールドという。今回使用した磁気シールドは M50 という鉄を主原料とした強靱な合金を使用し、透磁率は真空状態での透磁率の約 18000 倍である。

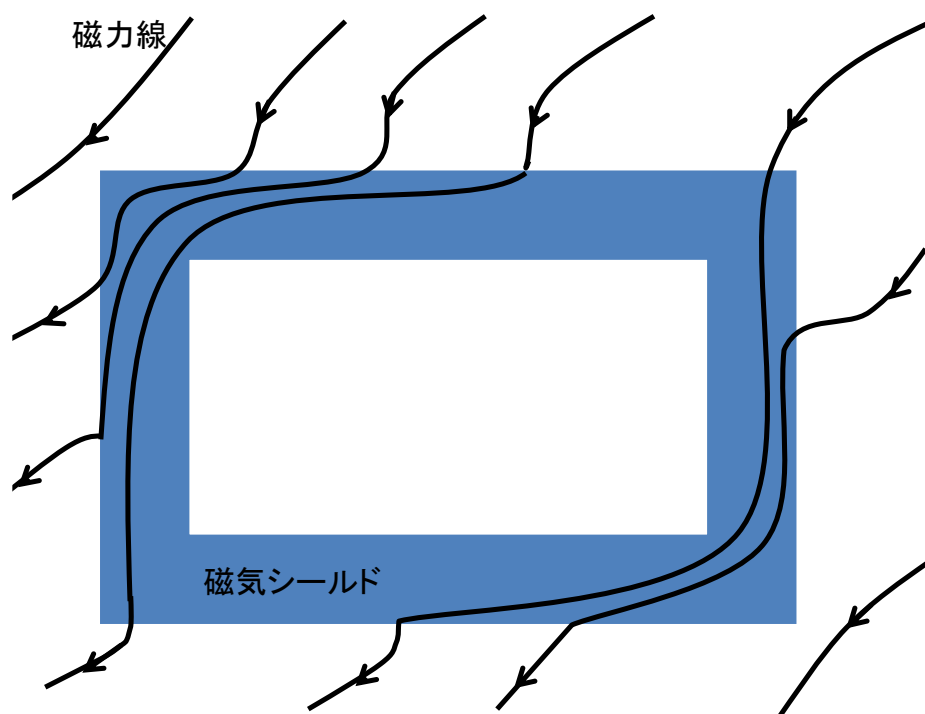


Fig. 1.7 磁気シールド

1.8 有限要素法(FEM : Finite Element Method)

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。無限平板や円柱のような単純な形状ではなく、複雑な形状の場合、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考え、各々の要素間で境界条件を満たすように方程式をたてる。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。またこの分割した要素のことをメッシュと呼び、メッシュ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を行っているため、解析対象物のモデリングが適切でない場合、間違った解析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(FEM) の概念を Fig. 1.8 に示す。

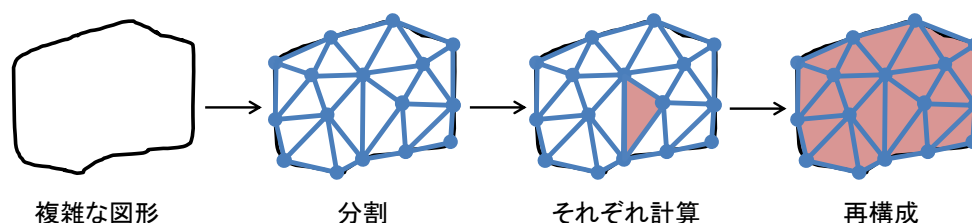


Fig. 1.8 有限要素法(FEM) の概念

1.9 JMAG

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る[6]。解析方法に有限要素法(FEM) を用いて高速に解析することによりモデル内部の複雑な物理現象を正確に捉えることができる。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 つをコンセプトをしている。

1.10 本研究の目的

近年、超伝導送電ケーブルや航空機用超伝導モータといった超伝導機器が注目されている[7]。超伝導送電ケーブルは直流送電であれば電力損失がないという大きなメリットがあり、交流送電に比べて小型化、大電流送電が可能であること、また、既存の銅ケーブルに比べ電流密度が1000倍以上大きいため、実用化が期待されている。しかし、現在実用化が期待されている超伝導電力ケーブルは同軸型超伝導電力ケーブルで、直径40 mmと大型である。また、小型の同軸型超伝導ケーブルは c 軸方向の磁界が大きくなってしまうため、同軸型では小型化があまり期待されない。したがって、航空機内などのケーブルを通す空間が限られた場所での利用は現在の同軸状のケーブルの代わりとなる、小型化されたケーブルを開発する必要がある。

そのため、小型化が期待できるテープ積層型ケーブルが議論されている。しかし、テープ積層型ケーブルは、同軸型ケーブルに比べて、テープ端部での自己磁界による c 軸方向の磁界成分が大きくなってしまう。また、テープ状の高温酸化物超伝導体は、 c 軸方向に磁界がかかると臨界電流密度が大幅に減少することが知られている[8]。そこでテープ端部での c 軸方向の磁界を減少させるための方法の一つとして、テープ端部を磁気シールドで覆う方法が考えられる。磁気シールドを加えることによって、テープ端部の c 軸方向の磁界を小さくすることができる。そのため、磁気シールドを加えたテープ積層型ケーブルを提案する。

本研究ではテープ積層型超伝導電力ケーブルに磁気シールドを加え、自己磁界による臨界電流密度の低下を抑えることで同軸型に代わる小型ケーブルを設計することを目的としている。

第2章 FEM 解析

本研究では自己磁界による臨界電流密度の低下を抑えるため、超伝導テープ積層型電力ケーブルのテープ端部に磁気シールドを加え、臨界電流密度を解析する。今回のFEM 計算に用いたソフトウェアは、1 章の1.9 節で紹介した、JSOL社製の JMAG-Studio ver. 15.0 である。解析で行ったモデルは、銅平板の周囲に鉄(M50) でできた磁気シールドを設置した簡単なモデルを基本として作成されている。本解析で超伝導平板ではなく銅平板を用いた理由は、ゼロ磁界下で酸化超伝導平板と銅平板に直流電流を流す場合、どちらも一様に電流が流れるため銅で同じ状況を作ることができるからである。さらに、今回はモデルがケーブルで直線上に長いモデルであるため、計算時間の短縮のために、長さを全体の 1/10000 のモデルを作成し、計算を行っている。計算精度を増すために、細かい要素に分解する FEM 計算では、モデルの分割数、大きさが計算時間に影響するため、このように解析区間を省略することで大きく時間の短縮を図ることができる。

2.1 テープ 1 本のみときの磁界解析

超伝導テープに輸送電流を一様に流した時の磁界分布を、Fig. 2.1 に示す。1.6.2 節に示すよう、テープ端部に c 軸方向の磁界が発生していることがわかる。また、テープの周りに磁気シールドを設置したときの図を Fig. 2.2 に示す。灰色の部分が磁気シールド、赤褐色の部分が銅平板である。Fig. 2.2(a) の時のように磁気シールドでテープを完全に覆った場合、テープに c 軸方向の磁界が発生していることがわかる。そのため、磁気シールドでテープを完全に覆うことは効果的であるとはいえない。しかし、Fig. 2.2(b) のように、テープの水平方向に隔たりを設けテープ端部を覆うように設置した場合、テープにはテープに水平な方向に磁界が発生していることがわかる。

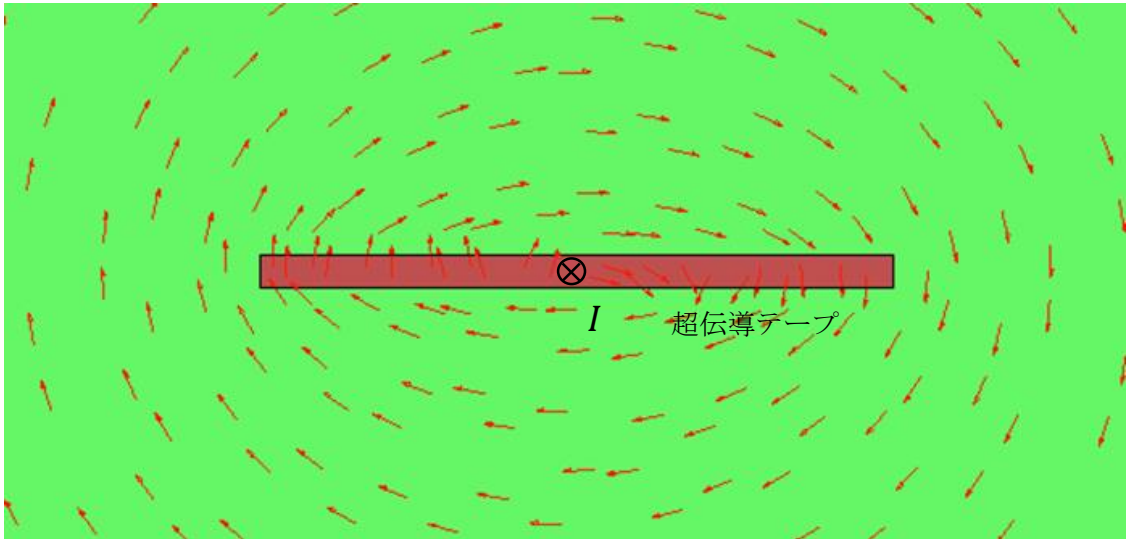


Fig. 2.1 テープに一様に輸送電流を流した際の磁界分布

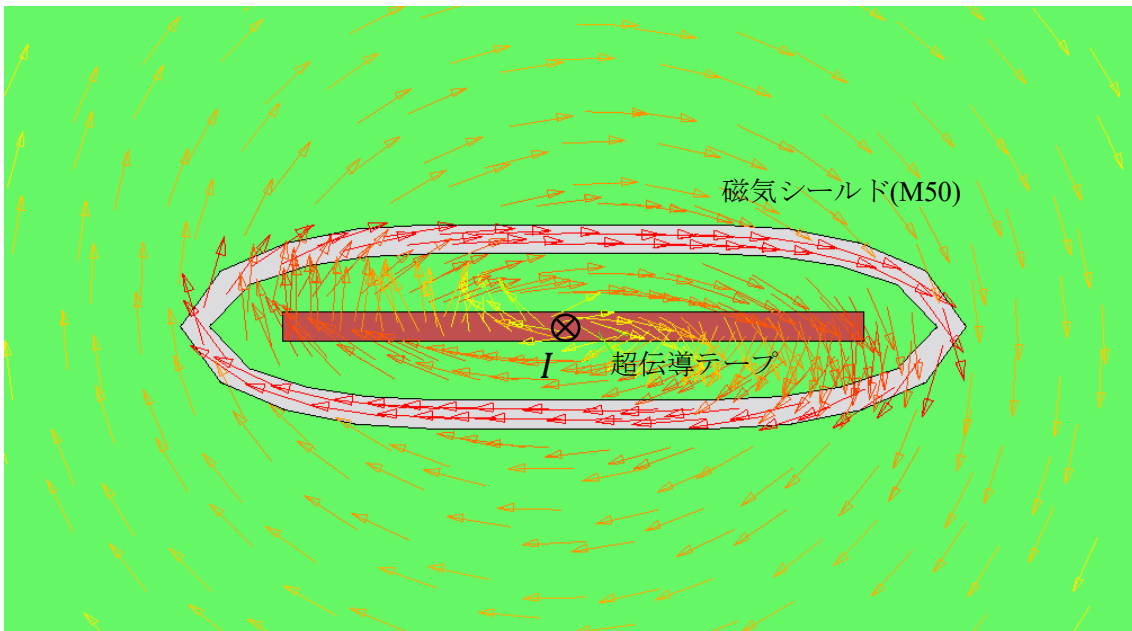


Fig. 2.2(a) テープ全体を磁気シールドで覆った際の磁界分布

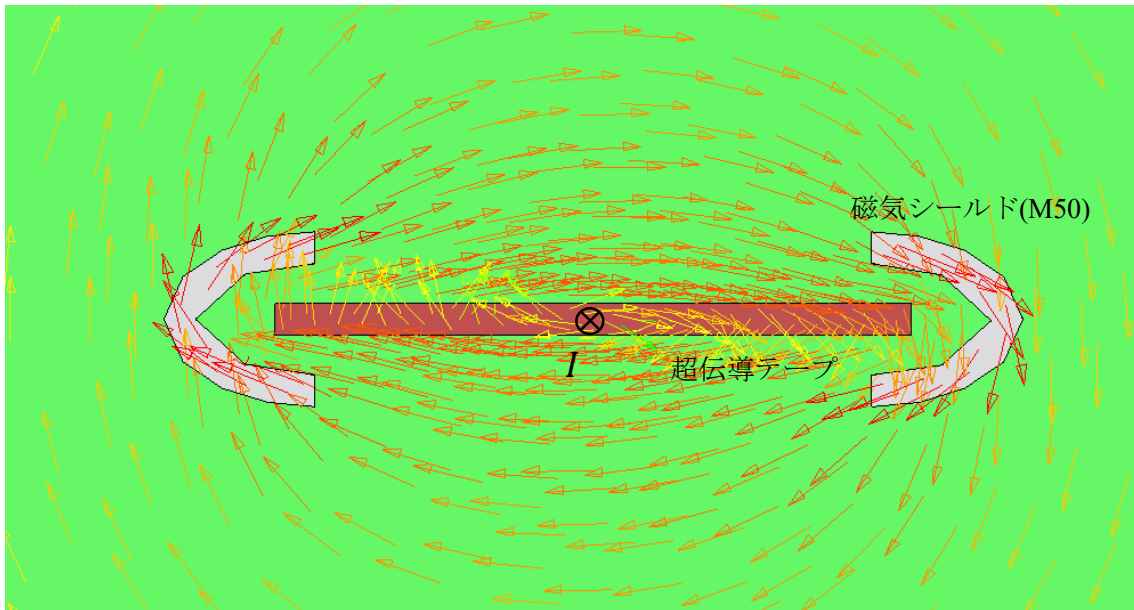


Fig. 2.2(b) テープ端部のみを磁気シールドで覆った際の磁界分布

磁気シールドによるテープにかかる c 軸方向の磁界分布抑えるために, Fig. 2.3 のようなモデルの磁気シールド間の間隔 a , および磁気シールドとテープの間隔 b を変化させた.

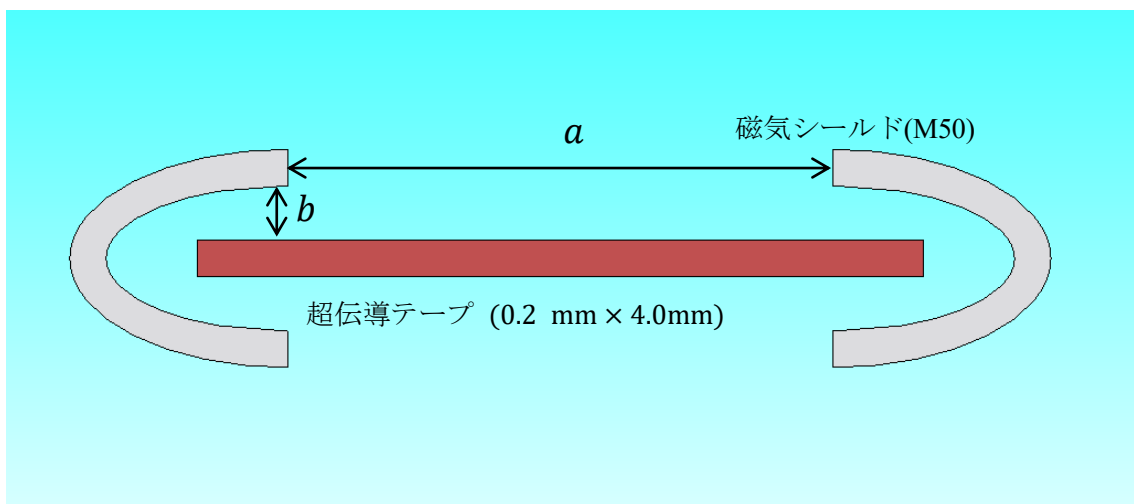


Fig. 2.3 変化させるパラメータ図

2.2 撚りを加えた際のケーブルの磁界解析

次にテープ積層型ケーブルを撚った場合についての磁界分布の計算をする。まっすぐなテープは一定の方向にしか曲げられないため、撚って使用する。Fig. 2.4 のように撚ることで様々な角度に曲げて使用することができる。ケーブル全体を Fig. 2.4 のように撚った場合の磁界解析を JMAG で行った。

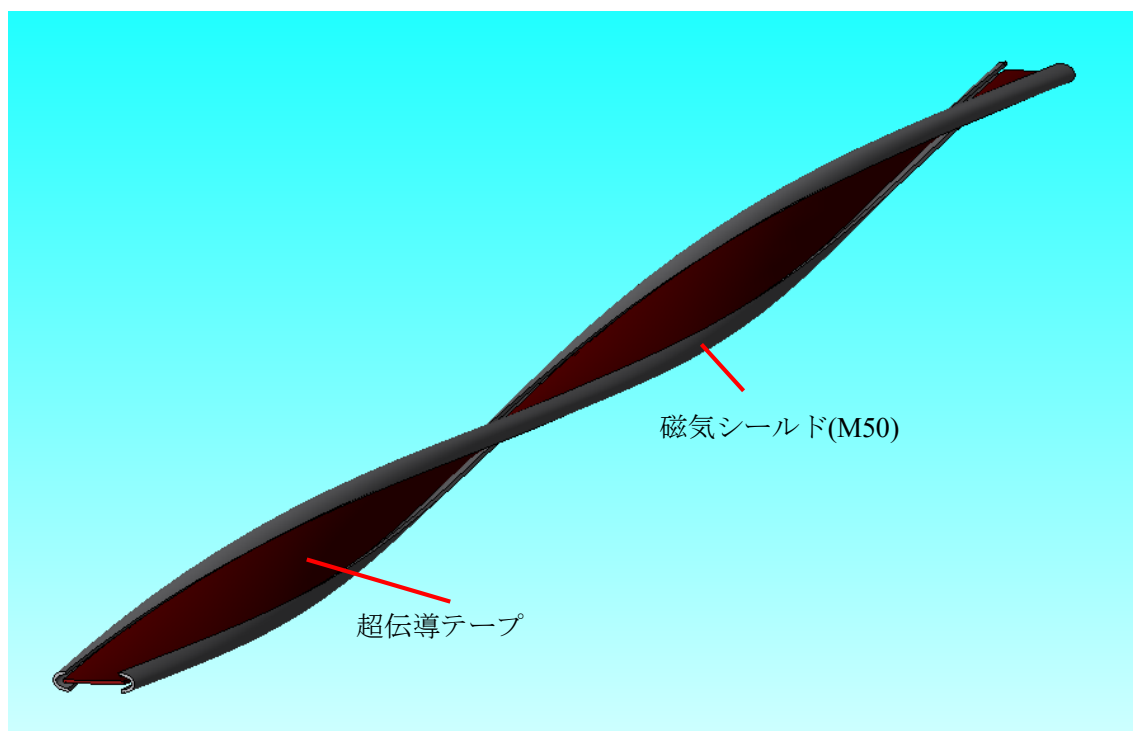


Fig. 2.4 撚りを加えたケーブル

2.3 テープを積層しての磁界解析

解析に使用したモデルを Fig. 2.5 に示す. 銅平板の部分は超伝導テープを横に 3 枚, 縦に 5 枚, 計 15 枚積層する設計である. また, 銅平板の左右にある磁気シールドの内側への凸は rib と呼ばれるものである. rib にはテープ間領域の磁界を ab 面向きにする役割がある. また 2 本のテープで電流を往復に流しており, その理由は 2 本のテープでお互いに端部での磁界, ケーブル外部に出る磁界を弱めている. また, 1 本のケーブルで送電の行き返りを済ませているためケーブルの小型化も図ることができる.

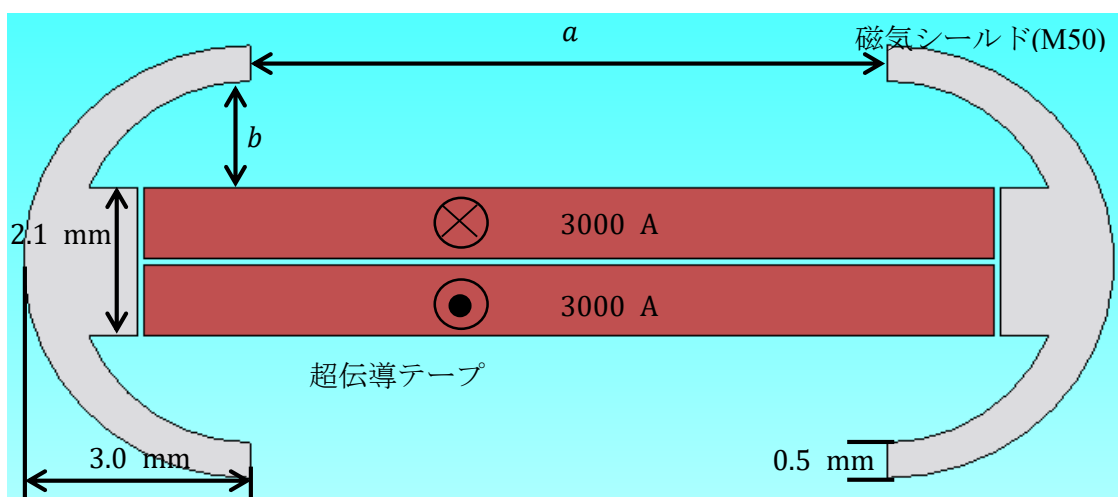


Fig. 2.5 解析したモデル

FEM 解析では, Fig. 2.5 の解析モデルをさらに細かく要素分けすることで, より詳細な解析を行うことができる. この細かく要素分けしたモデルをメッシュモデルという. Fig. 2.5 のメッシュモデルを Fig. 2.6 に示す. メッシュモデルを製作する際, 詳細な解析結果が必要な部分を細かく要素分けすることで正確な結果を得ることができる. 本研究においては, テープ部分が特に必要な結果であるため, テープ部分の要素は細かく, 磁気シールド部分は要素が大きくなっている. Fig. 2.6 のメッシュモデルでは, テープ部分のメッシュカットを 0.15 mm に設定しており, 磁気シールド部分及び空気部分のメッシュカットに関しては自動設定によって最適化している. このように, より詳細に計算結果を必要とする場合, 必要な部分に対してメッシュを細かくすることによって詳細な結果を得ることができる. Fig. 2.6 を見ると磁気シールドのメッシュカットが

0.7 mm とやや大きいように感じるが磁界解析を行うのはテープ部分であり，磁気シールドのメッシュカットを細かくしても解析に時間がかかり，結果もほぼ変化がないため自動設定にしてある．また，一応シールドのメッシュを細かくした際の FEM 解析も行う．

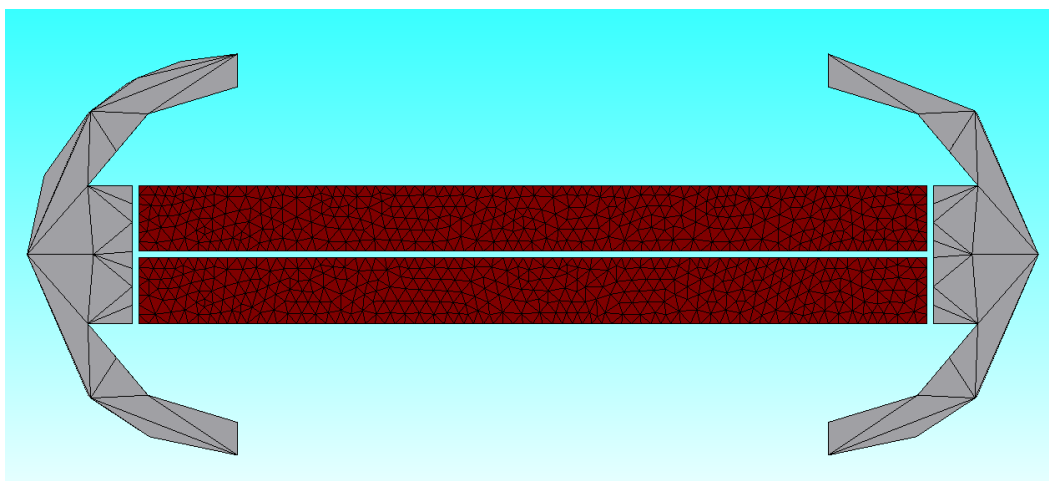


Fig. 2.6 本研究でのメッシュモデル

第3章 結果及び考察

3.1 テープ1本で磁気シールドを変化させたときの磁界解析

3.1.1 テープ1本の時の磁界解析

Fig. 3.1 に Fig. 2.5 の a を変化させたとき, Fig. 3.2 に Fig. 2.5 の b を変化させたときのテープにかかる c 軸方向の磁界分布を示す. 横軸はテープ左端部からの距離を表しており, 縦軸は c 軸方向の磁束密度を示している. また, ゼロ磁界を赤の実線で, 磁気シールドがない時の FEM 結果を緑の実線, 最適解での FEM 結果を青色の実線, その他のパラメータでの FEM 結果を黒の実線で示している.

Fig. 3.1 を見ると磁気シールドが分岐している手前でピークを迎え徐々にゼロに近づくようなグラフとなった. ここで Fig. 3.3 に $a = 0.5$ の時のモデルの磁界分布を示す. この図を見ると, 磁気シールドに吸収された磁界がテープによる自己磁界よりもテープに影響を及ぼしていることがわかる. したがって, テープが分岐する直前でピークが起きていると考えられる. 超伝導テープはテープ端部での c 軸方向の磁界が大きい, 磁気シールドで覆いすぎるとテープ端部以外にも c 軸方向の磁界が出てしまうことがわかった. また, $a = 3.5$ mm のとき最もゼロ磁界に近いグラフとなった. 次に Fig. 3.2 を見ると磁気シールドとテープの距離が近すぎると, Fig. 3.3 のように磁気シールドによる影響を受けテープ中心で c 軸方向の磁界が増加してしまう. しかし距離を遠くするとテープ中心での c 軸方向の磁界は減少するものの, テープ端部での c 軸方向の磁界が増加していることがわかる. また, $b = 0.25$ mm のとき最もゼロ磁界に近いグラフとなった.

したがって, $a = 3.5$ mm, $b = 0.25$ mm 付近で磁気シールドによる効果が一番大きいということがわかった.

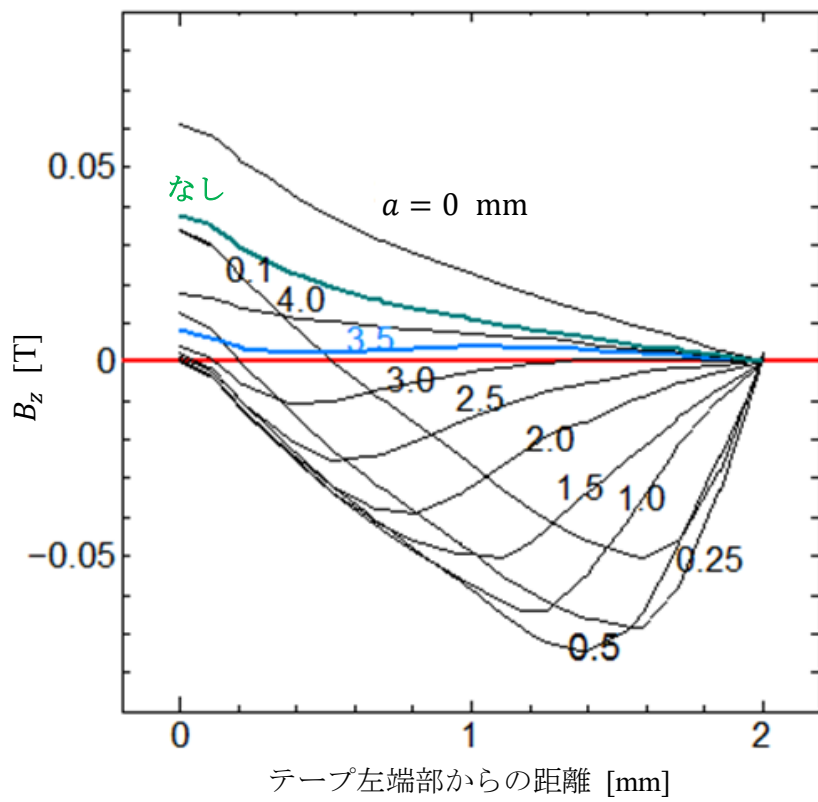
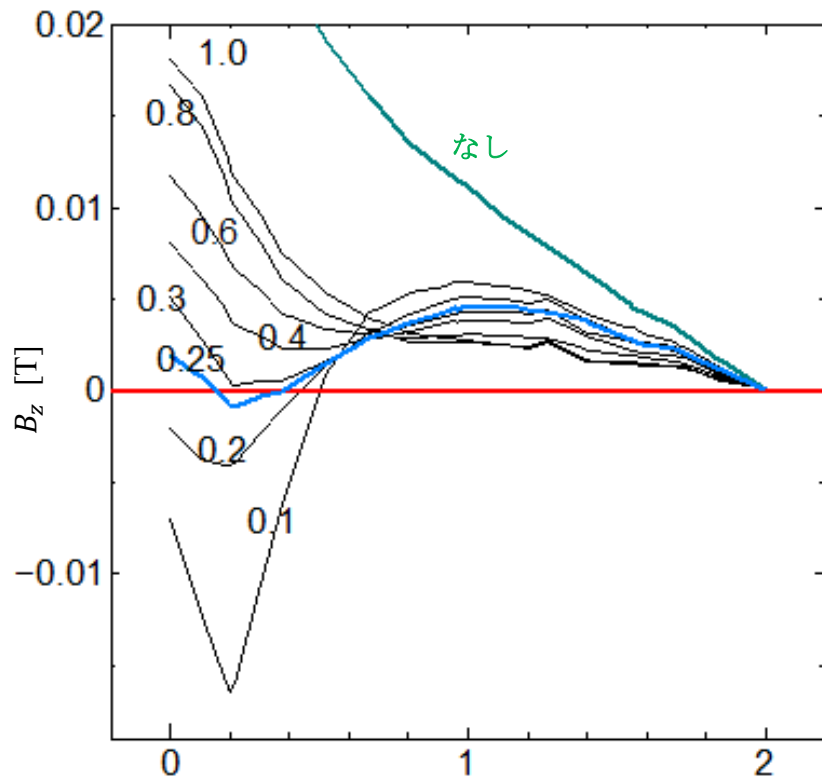


Fig. 3.1 a を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度



テープ左端部からの距離 [mm]
Fig. 3.2 b を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度

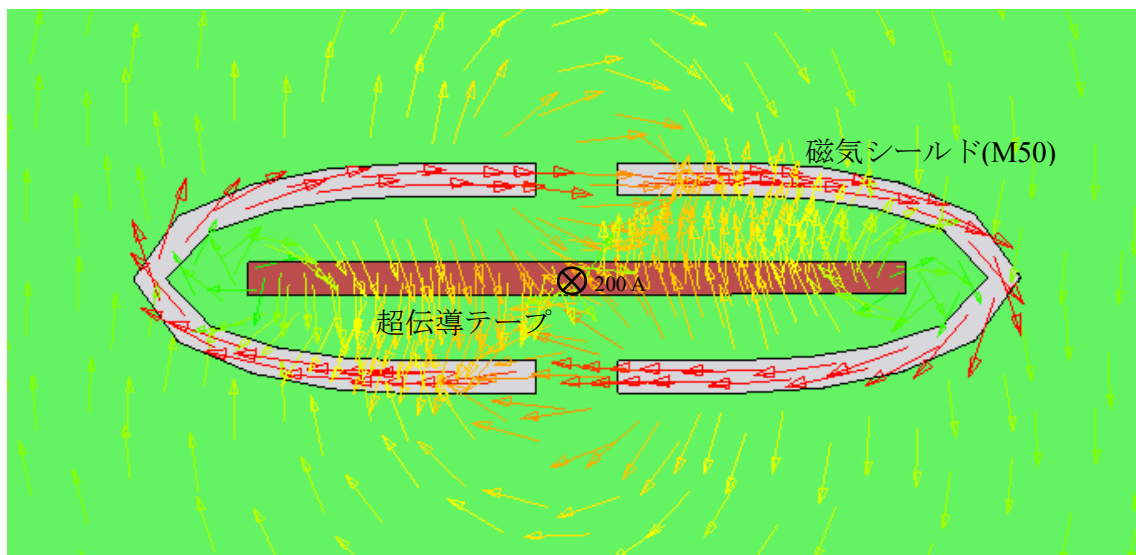


Fig. 3.3 $a = 0.5 \text{ mm}$ のときの磁束分布

3.1.2 テープ1本で撚りを加えた時の磁界解析

Fig. 2.4 のように撚りを加えたときの磁界分布を Fig. 3.4 に示す. 撚りと磁気シールドを加えた場合における c 軸方向の磁束密度を Fig. 3.5 に示す. 横軸はテープ左端部からの距離を表しており, 縦軸は c 軸方向の磁束密度を示している. また, ゼロ磁界を赤の実線で, 撚りを加えてない時の FEM 結果を青の実線, 撚りを加えたときの FEM 結果を黒の実線で示している. この図より, 撚った場合の c 軸方向の磁界は撚っていない場合と 0.001 T 程度しか変化がなく撚りによる c 軸方向の磁界の変化はあまりないことがわかる. さらに, Fig. 3.4 を見ると, テープを撚ったことによる特異性としてテープの長さ方向に磁界が発生していることがわかる. テープの長さ方向の磁界によってテープの臨界電流密度が向上することが知られており, このことも磁気シールドを加えたテープに撚りを加えることの利点となる[9].

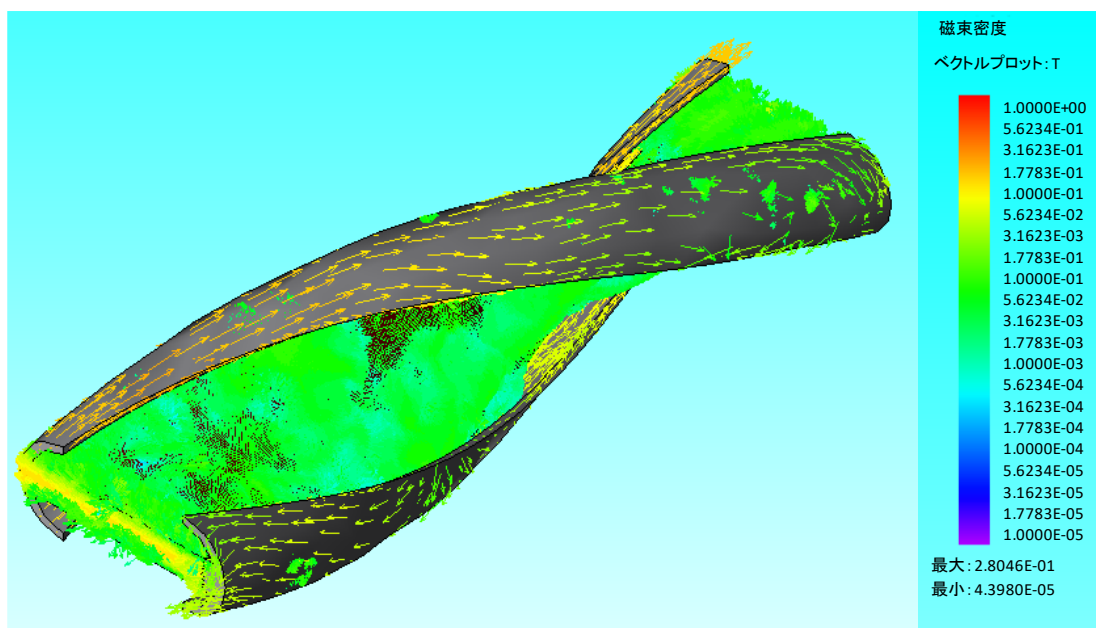


Fig. 3.4 ケーブルに撚りを加えた際の磁束分布

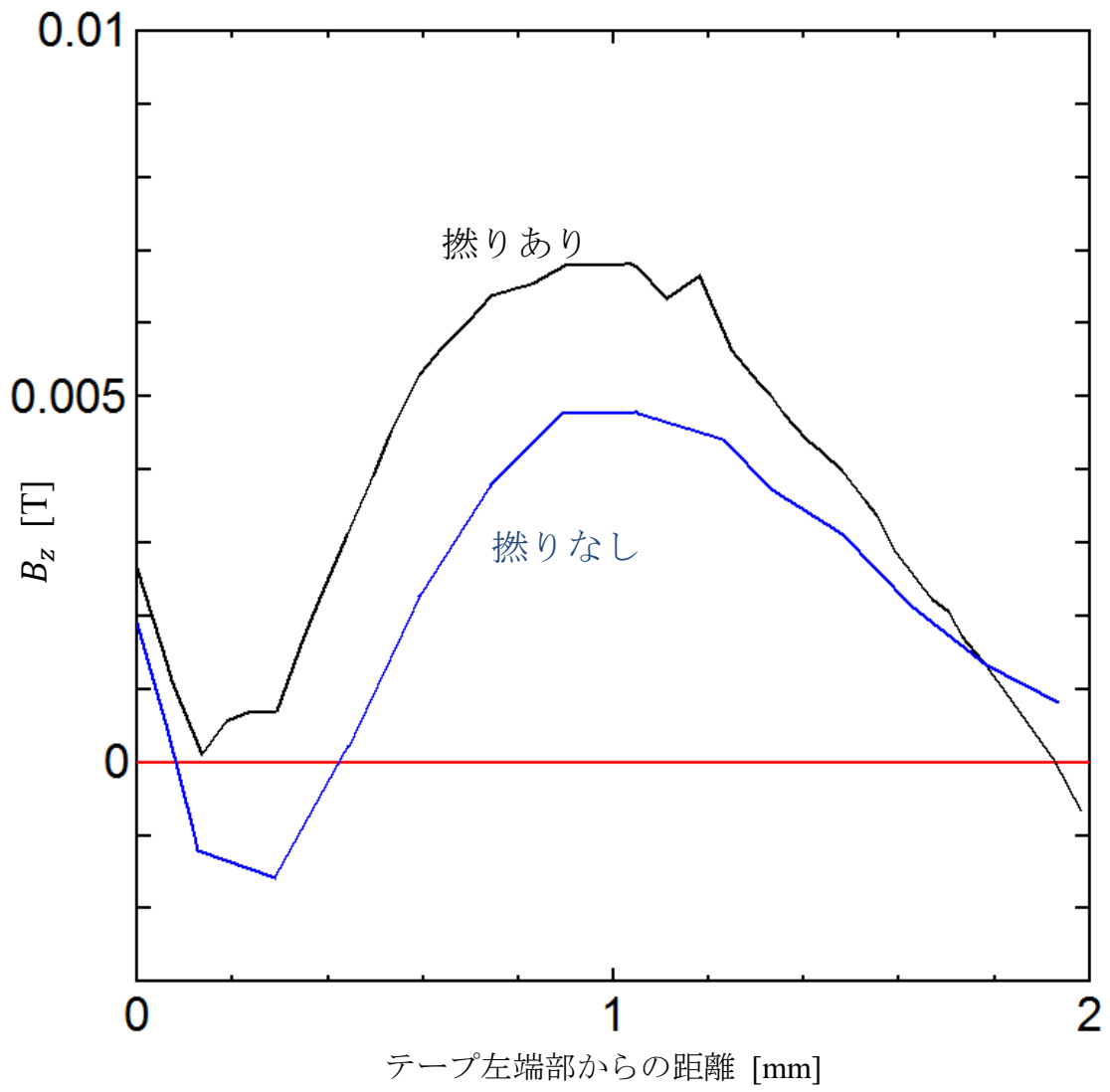


Fig. 3.5 燃りを加えた場合と加えなかった場合磁束密度の変化

3.2 テープを積層して磁気シールドを変化させたときの磁界解析

3.2.1 磁気シールドの最適化

磁気シールドなしでテープに一様に電流を流した際の磁束線の分布を Fig. 3.6 に示す. テープの中心では磁束が ab 面方向を向いているが, テープ端部では c 軸方向にも磁束線が出ていることがわかる. 1.4 節でも述べた通り Bi 系超伝導体はピンニング力が小さいため自己磁界により c 軸方向に磁界が発生してしまうと J_c が低下してしまう. そこでテープ端部で c 軸方向に磁界が発生しないよう, 磁気シールドを設置した図を Fig. 3.7 に示す. Fig. 3.7 を見ると Fig. 3.6 に比べてテープ端部での c 軸方向への磁界が ab 面方向を向いていることがわかる. また Fig. 3.8 に示すように a, b の 2 つのパラメータを変化させ最適な設置方法を解析する. ただし a を変化させる際には b を, b を変化させる際は a を固定しそれぞれのパラメータの変化による臨界電流密度の変化を解析する. 今回のシミュレーションではそれぞれ値を $a = 9.0 \text{ mm}$, $b = 1.5 \text{ mm}$ で固定し変化させている.

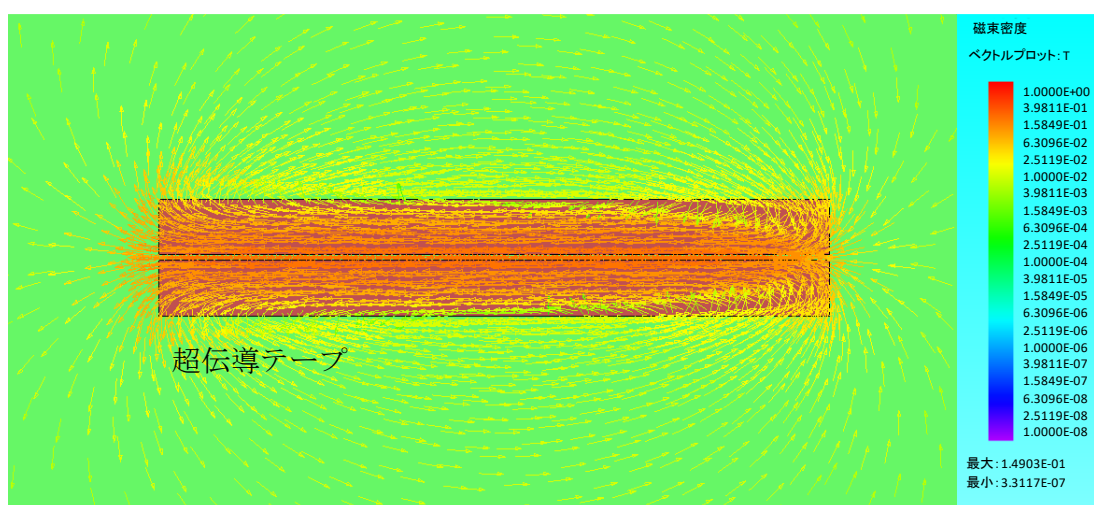


Fig. 3.6 磁気シールドなしでテープに一様に電流を流した際の磁束線の分布図

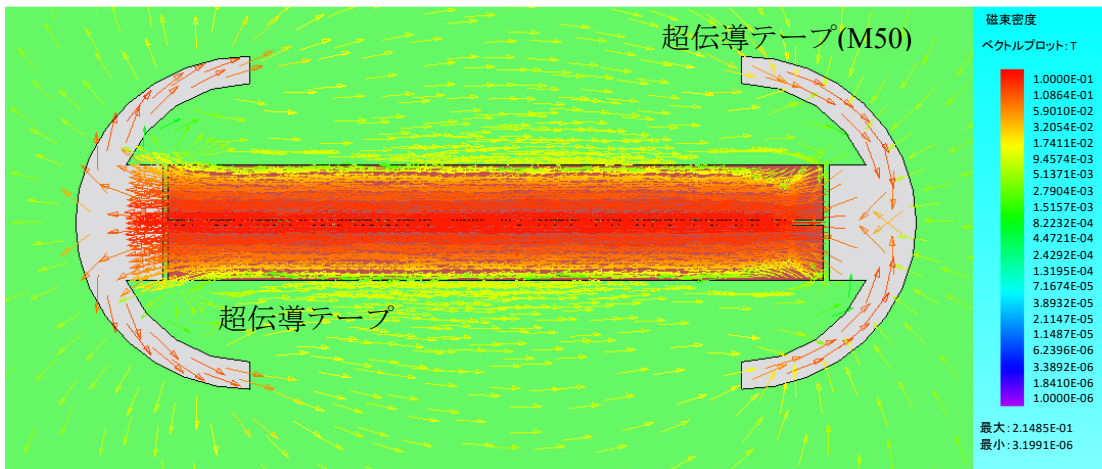


Fig. 3.7 磁気シールドありでテープに一樣に電流を流した際の磁束線の分布図

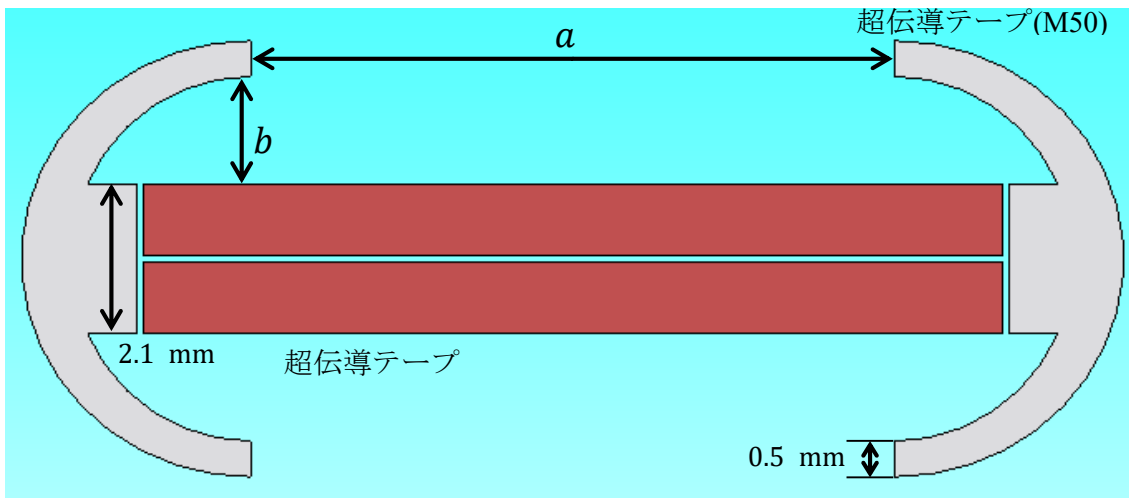


Fig. 3.8 磁気シールドで変化させるパラメータ

パラメータ a を変化させたときの FEM 結果を Fig. 3.9 に示す. 横軸はテープ左端部からの距離を表しており, 縦軸は c 軸方向の磁束密度を示している. また, ゼロ磁界を赤の実線で, 磁気シールドがない時の FEM 結果を緑の実線, 最適解での FEM 結果を青色の実線, その他のパラメータでの FEM 結果を黒の実線で示している. パラメータは $b = 1.5$ mm を固定し, $a = 0$ mm から $a = 12$ mm まで 0.5 mm ずつ変化させ解析を行った. その中で変化がわかるように厳選したパラメータをグラフに載せている.

また一番特性の良かった $a = 9.0$ mm のときの磁界分布を Fig. 3.10 に示す. これを見るとテープ中心に比べテープ端部で c 軸方向の磁界が大きくなっていることがわかる. また全体的に磁気シールドなしと比べ c 軸方向の磁界が小さくなっていることがわかる. つまり, この小さくなった分の磁束が磁気シールドに吸収されており, Fig. 3.10 を見ても磁気シールドに磁束が吸収されていることがわかる. また, Fig. 3.1 のテープ 1 本のときのシミュレーションとの違いがあり, テープ 1 本の時はテープ分岐手前に c 軸方向の磁界のピークがあったが今回の変化ではあまりピークといった変化がみられなかった. その理由として今回のモデルはテープが往復で送受電しており, その結果 2 本のケーブルがお互いの磁界を ab 面方向に向くように弱め合っており, その結果磁気シールドからの影響をあまり受けなかったのではないかと考えられる. また Fig. 3.1 よりもノイズが発生しているのはメッシュをテープ 1 本の時よりも細かくしたことが原因だと考えた. FEM 計算はモデルをメッシュで細かく切り, その細かく切ったメッシュで計算を行い, そして再構成して全体の結果を出している. ゆえに細かく切りすぎたことでノイズが発生したのではないかと考えられる.

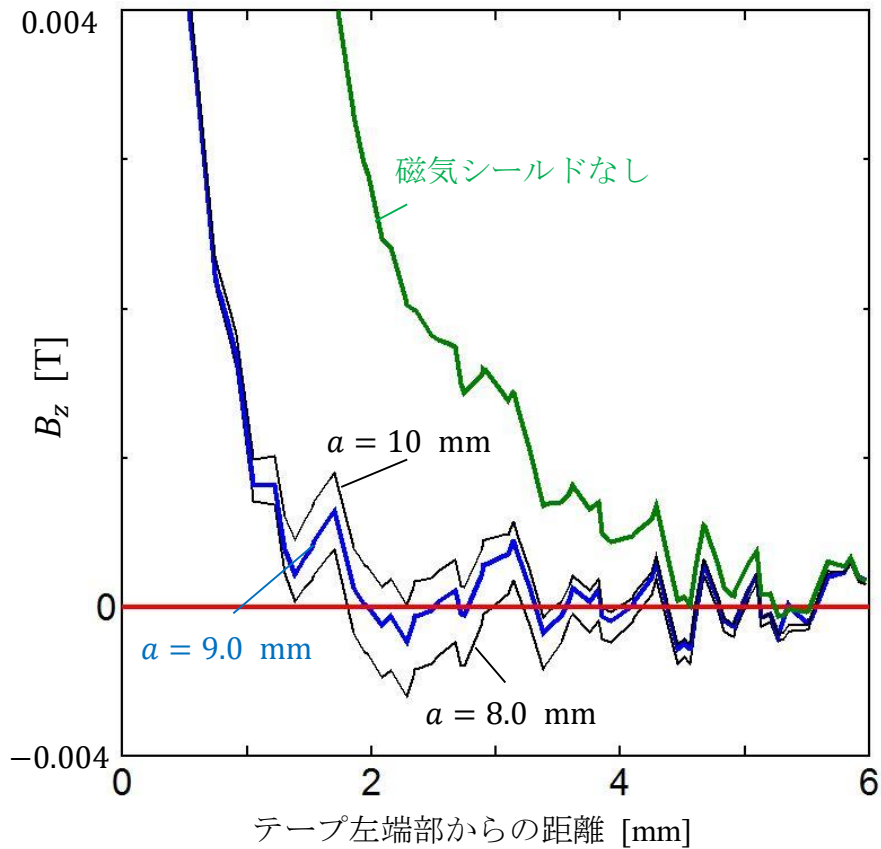


Fig. 3.9 a を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度

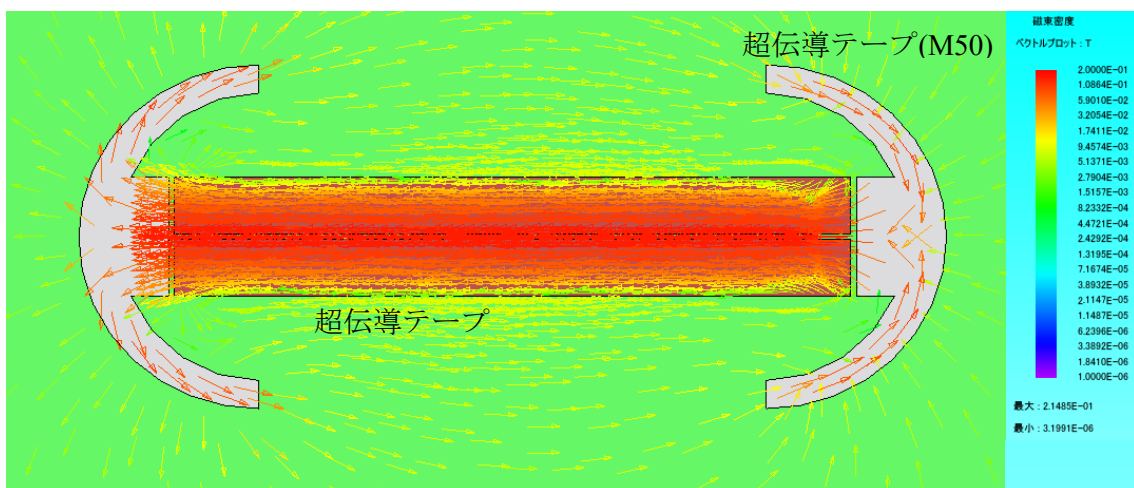


Fig. 3.10 $a = 9.0$ mm ときのテープの磁束分布

次にパラメータ b を変化させたときの解析結果を Fig. 3.11 に示す. パラメータは $a = 9.0$ mm を固定し, $b = 0.5$ mm から $b = 3.0$ mm まで 0.5 mm ずつ変化させ測定を行った. また一番特性の良かった $b = 1.5$ mm のときの磁界分布は Fig. 3.10 である. Fig. 3.11 のグラフは Fig. 3.9 と同じく, 横軸はテープ左端部からの距離を表しており, 縦軸は c 軸方向の磁束密度を示している. また, ゼロ磁界を赤の実線で, 磁気シールドがない時の FEM 結果を緑の実線, 最適解での FEM 結果を青色の実線, その他のパラメータでの FEM 結果を黒の実線で示している. これもテープ中心に比べテープ端部で c 軸方向の磁束密度が大きくなっていることがわかる. また全体的に磁気シールドなしと比べ c 軸方向の磁束が小さくなっていることがわかる. このグラフとテープ 1 本の時の Fig. 3.2 を比較するとこちらも先ほどの同じようにあまり大きな変化がみられなかった. こちらもテープを往復にしていることが原因であると考えられる.

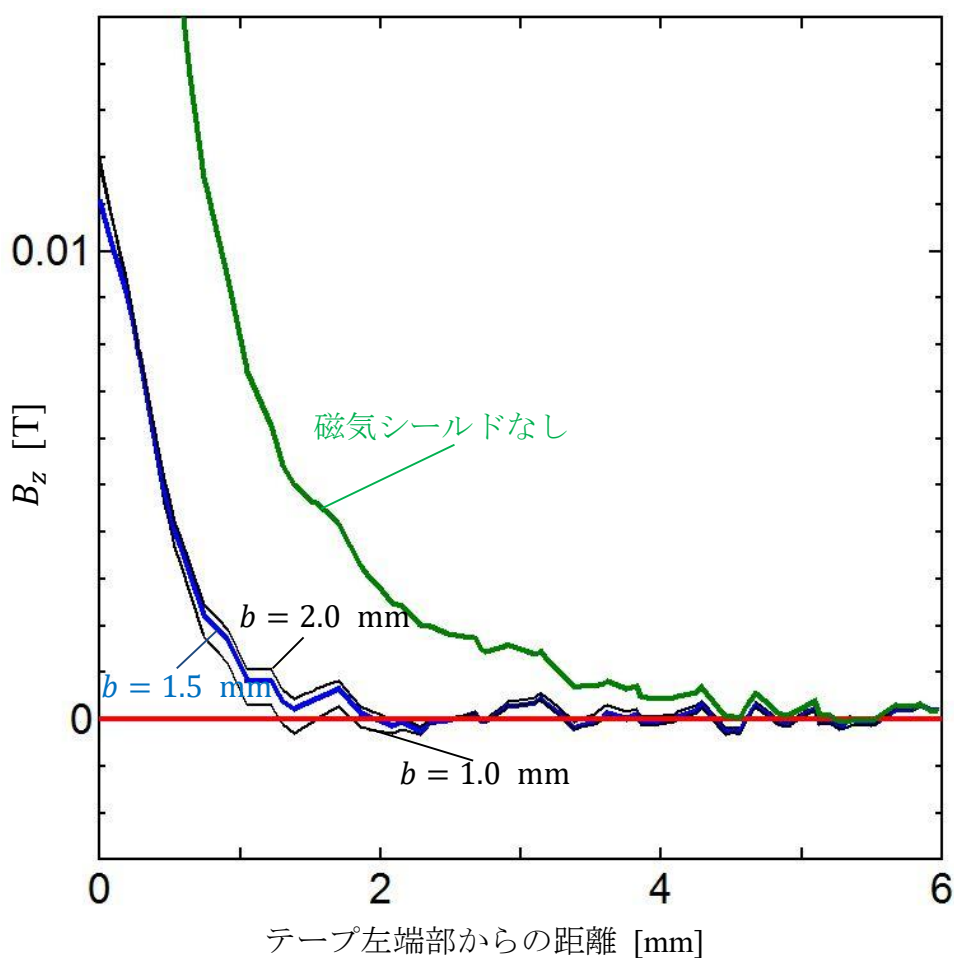


Fig. 3.11 b を変化させた際のテープにかかる c 軸方向の磁束密度

また、磁気シールドの形状を Fig. 3.12 のように現在の半円型から四角に変化させた。このシミュレーションは共同研究者である柏木啓氏が行ったものである。本実験と同じように電流を流してシミュレーションを行った時の FEM 結果を Fig. 3.13 に示す。Fig. 3.13 は横軸はテープ左端部からの距離を表しており、縦軸は c 軸方向の磁束密度を示している。また、ゼロ磁界を赤の実線で、FEM 結果を黒線で示している。Fig. 3.13 を見ると、 c 軸方向の磁束密度の最大値が 0.12 T 程度でテープ中央付近では 0.01 T 付近と、半円型の磁気シールドの時よりも 0.005 T 程度 c 軸方向の磁束密度が大きくなった。これは半円型の方が磁束に沿って設置されているため、より磁束を吸収したからと考えられる。

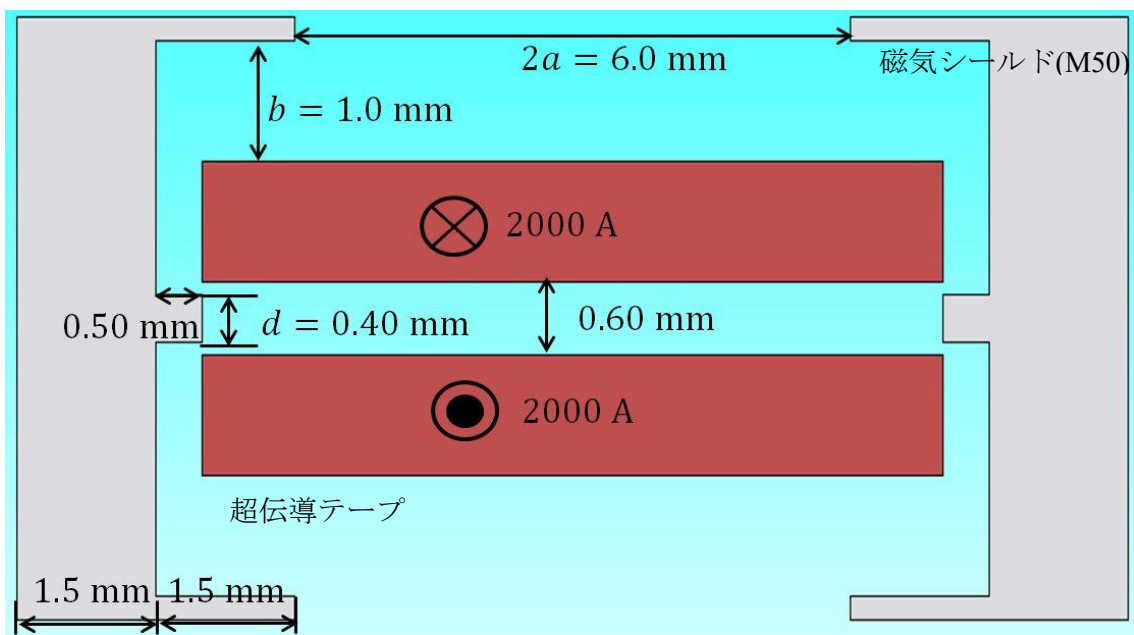


Fig. 3.12 磁気シールドを四角にした際のシミュレーションモデル

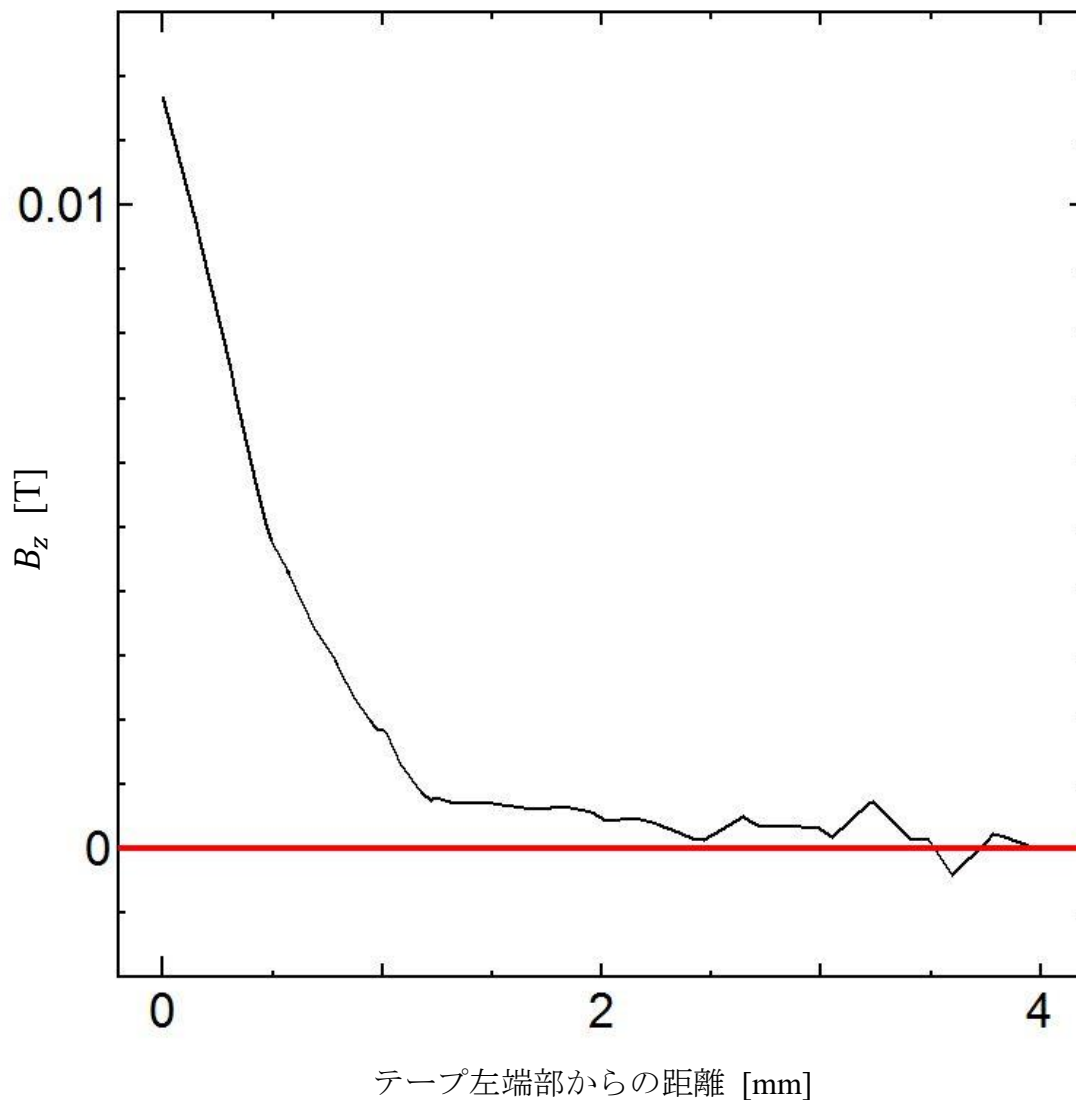


Fig. 3.13 磁気シールドが四角のときのテープにかかる c 軸方向の磁束密度

次に磁気シールドのメッシュカットを細かくしたときのメッシュモデルを Fig. 3.14 に示す. 先ほどまでの結果で用いられたモデルのメッシュモデルは Fig. 2.6 にあるように磁気シールドのメッシュカットが大きくなっている. これは解析でデータを取る部分はテープ部分であり, 磁気シールドによってあまり変化がみられないためであり, 時間短縮としてメッシュを自動設定にしている. FEM

解析はモデルの大きさ、メッシュカットの細かさで実行時間に差が出るので、設定により無駄な時間を省くことができる。また磁気シールドのメッシュカットを細かくしたときの FEM 結果と磁気シールドのメッシュカットを自動設定にしたときの c 軸方向の磁界の変化を Fig. 3.15 に示す。横軸はテープ左端部からの距離を表しており、縦軸は c 軸方向の磁束密度を示している。また、磁気シールドのメッシュカットを細かくしたときの FEM 結果を赤の実線で、磁気シールドのメッシュカットを自動設定にしたときの FEM 結果を黒の実線で示している。Fig 3.15 を見ると磁気シールドのメッシュカットの変化による c 軸方向の磁界の変化がほとんど見られないことがわかる。

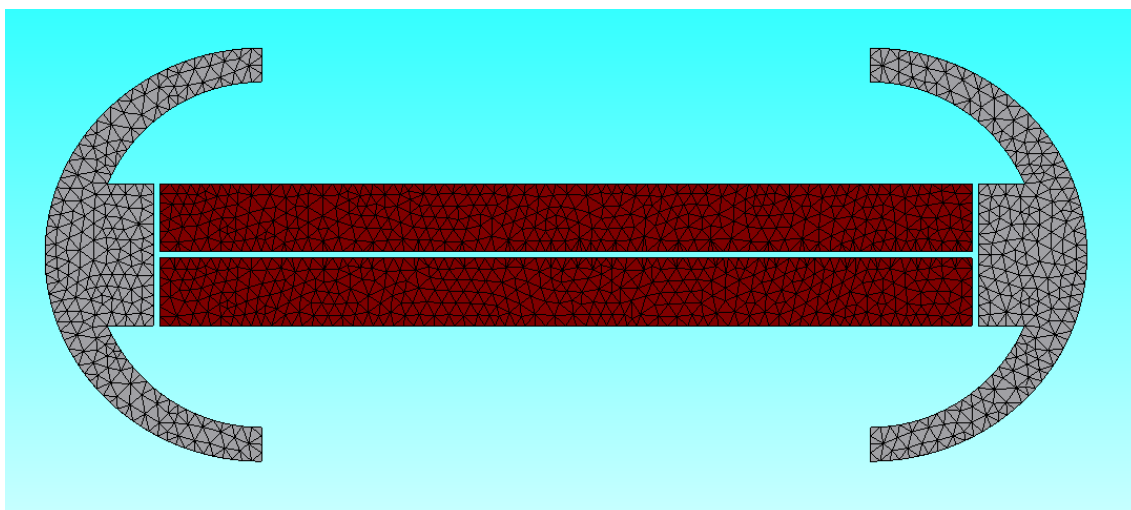


Fig. 3.14 磁気シールドのメッシュカットを細かくしたときのメッシュモデル

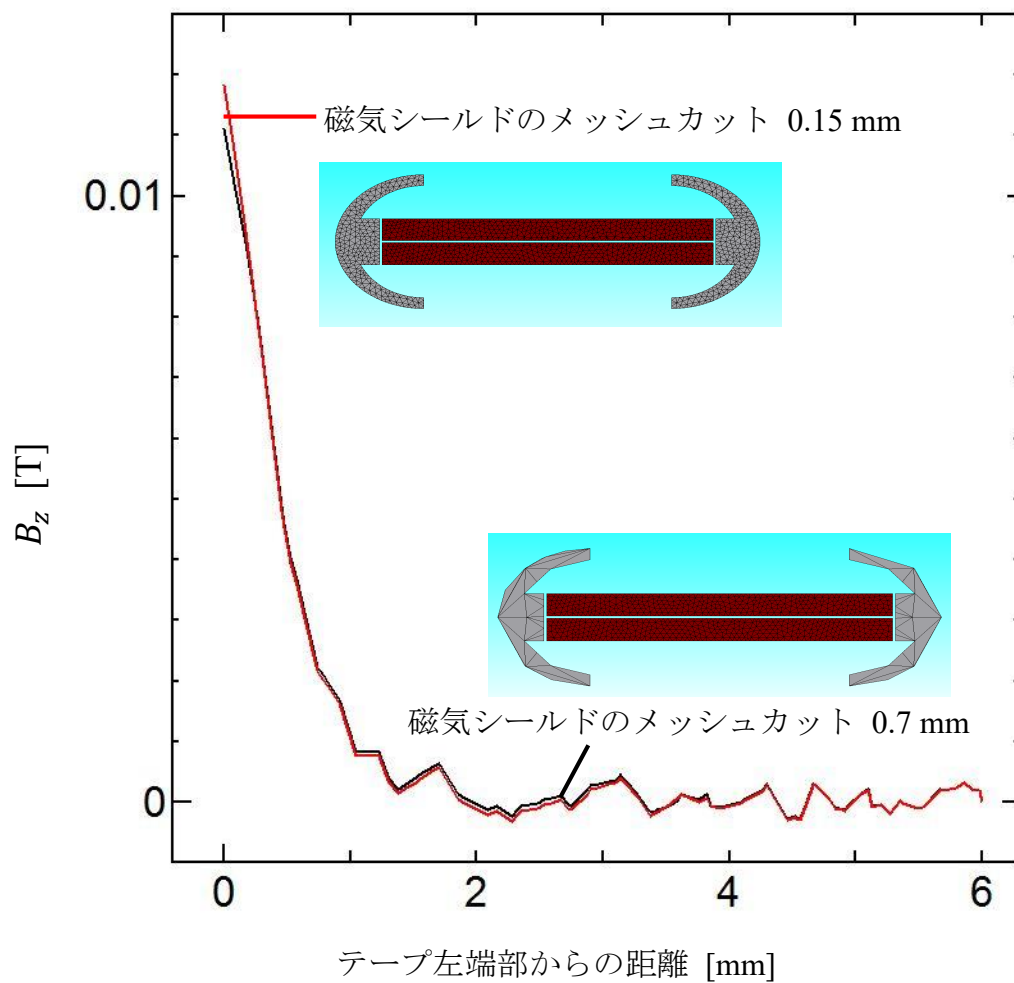


Fig. 3.15 メッシュカットの変化による磁束変化

3.2.2 臨界電流 I_c の導出

2.3 節でも述べたように 2 つのパラメータ a, b を変化させ、銅平板の臨界電流密度 J_c を評価する。ここでは片方の銅平板のテープ左端部から右端部までを評価する。テープは 2 本とも同じ電流値を流しており、テープ中心より上下で線対称なモデルなので臨界電流密度はどちらのテープも同じと考えられる。

次に 77.3 K 下における Bi-2223 テープ線材の I_c - B 特性を Fig. 3.16 に示す。横軸が磁界の大きさ、縦軸がテープにおける臨界電流である。また黒の実線はテープ線材に ab 面方向で電流方向に垂直な磁界をかけたときの特性で、赤の実線は c 軸方向に磁界をかけたときの特性を示している。そして黒の破線はテープ線材に ab 面方向で電流方向に垂直な磁界をかけたときのロードラインで、赤の実線は c 軸方向に磁界をかけたときのロードラインを示している。

超伝導テープに流す電流とその自己磁界は、ある直線上にプロットすることができ、その直線をロードラインという。1.4 節でも述べたように、Bi 系超伝導テープ線材の性能は線材に対して水平方向の方が高く、線材に対して垂直方向の磁界成分が大きくなると I_c は大きく減少する。つまり ab 面方向にかかる磁界 B_1 と c 軸方向にかかる磁界 B_2 は I_c の決定に大きく関わっており、具体的には Fig. 3.16 の様に B_1 と B_2 の値からの I_c - B 直線 (ロードライン) を引く事ができ、テープの I_c - B 特性との交点により超伝導テープに流れる I_c を決定する事ができる。 I_c - B_1 直線は 3000 A の時に 0.075 T、電流を流さない時はゼロ磁界なので直線の式は

$$I_c = 4.0 \times 10^4 B_1$$

となる。また同様に I_c - B_2 直線は 3000 A の時に 0.01 T、電流を流さない時はゼロ磁界なので直線の式は

$$I_c = 3.0 \times 10^5 B_2$$

となる。

したがって Fig. 3.16 より、臨界電流は 700 A となる。

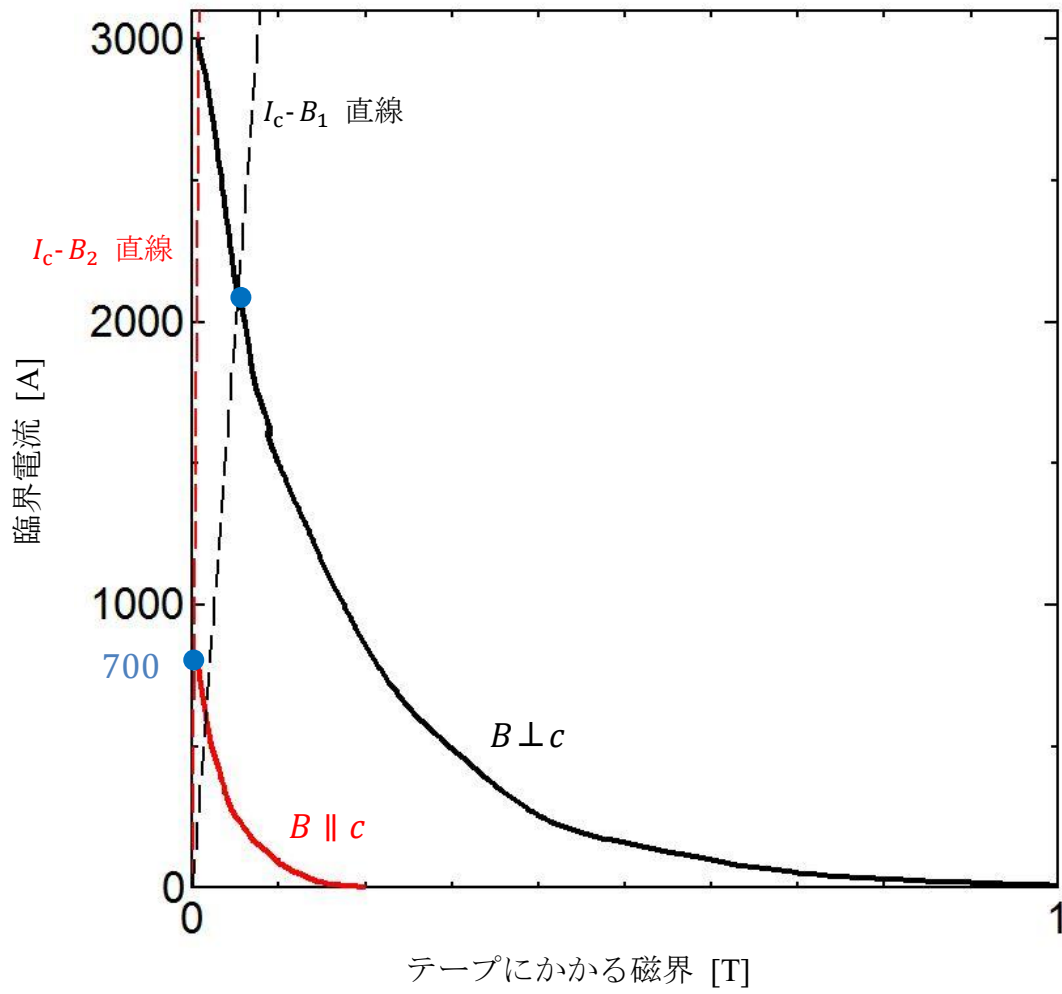


Fig. 3.16 テープにかかる磁界による I_c - B 特性とロードライン

3.2.3 工学的臨界電流密度 J_e の導出

臨界電流密度 J_c は、超伝導体の断面積を S 、導体に流れている電流を I とすると、

$$J_c = \frac{I}{S} \text{ [A/mm}^2\text{]} \quad (2.3)$$

と表すことができ、超伝導体の1単位断面積あたりにどれだけ電流が流れているかを求めたものである。これに対して、工学的臨界電流密度が定義されている。工学的臨界電流密度 J_e はケーブルの導体以外の部分、保護層や防食層も含めた断面積 S' によって

$$J_e = \frac{I}{S'} \text{ [A/mm}^2\text{]} \quad (2.4)$$

と表される。つまり工学的臨界電流密度は超伝導体だけではなくて、超伝導ケーブル全体の断面積あたりに流れる電流密度であり、より実用的な指標である。

本実験においてケーブルは最終的にケーブルの強度を高めるために撚りを加える。今回の a, b の2つのパラメータの変化においてケーブルの半径は変化しないので磁気シールドも加えたケーブルの断面積 S' は

$$S' = 7.7^2 \times \pi \approx 1.8 \times 10^2 \text{ mm}^2 \quad (2.5)$$

となる。したがって、本実験においてのテープ積層型超伝導電力ケーブルの工学的臨界電流密度 J_e は

$$J_e = \frac{I_c}{1.8 \times 10^2} \text{ [A/mm}^2\text{]} \quad (2.6)$$

と表される。

したがって、工学的臨界電流密度 J_e は式(2.6)より $J_e = 3.9 \text{ A/mm}^2$ となる。

ここで従来の同軸型ケーブルの工学的臨界電流密度 J_e を求める。同軸型ケーブルの断面積 S'' は直径が40 mmなので

$$S'' = 20^2 \times \pi \approx 1.3 \times 10^3 \text{ mm}^2$$

となる。したがって臨界電流は3000 Aなので工学的臨界電流密度 J_e は

$$J_e = \frac{3.0 \times 10^3}{1.3 \times 10^3} \approx 2.3 \text{ A/mm}^2$$

となる。よってテープ積層型ケーブルの工学的臨界電流密度は同軸型と比べて約1.7倍もの工学的臨界電流密度が大きいということがわかる。

したがって、同軸型で同じ電流を流す時場合、磁気シールドが半円型のテープ積層型であればケーブルのサイズを約1/1.7倍にできるということが言える。

第4章 まとめ

近年、超伝導送電ケーブルや航空機用超伝導モータといった超伝導機器が注目されている。しかし、現在実用化が期待されている超伝導電力ケーブルは同軸型超伝導電力ケーブルで、直径 40 mm と大型である。また、小型の同軸型超伝導ケーブルは c 軸方向の磁界が大きくなってしまいうため、同軸型では小型化があまり期待されない。したがって、航空機内などのケーブルを通す空間が限られた場所での利用は現在の同軸状のケーブルの代わりとなる、小型化されたケーブルを開発する必要がある。そのため、小型化が期待できるテープ積層型ケーブルが議論されている。しかし、テープ状の高温酸化物超伝導体は、 c 軸方向に磁界がかかると臨界電流密度が大幅に減少することが知られている。そこでテープ端部での c 軸方向の磁界を減少させるための方法の一つとして、テープ端部を磁気シールドで覆う方法が考えられる。磁気シールドを加えることによって、テープ端部の c 軸方向の磁界を小さくすることができる。本研究ではテープ積層型超伝導電力ケーブルに磁気シールドを加え、自己磁界による臨界電流密度の低下を抑えることで同軸型に代わる小型ケーブルを設計することを目的とした。そのため、本実験では磁気シールドで覆った超伝導テープに一樣に電流を流した場合の磁界分布を FEM によって磁界解析、評価を行った。

今回使用したモデルは銅平板の両端部に磁気シールドを置いたモデルである。高温酸化物超伝導体ではなく銅平板を使う理由は、ゼロ磁界下で高温酸化物超伝導体と銅定番に直流電流を流す場合、どちらも一樣に電流が流れるため銅で同じ状況を作ることができるからである。

まず 1 本のテープに磁気シールドを加え、輸送電流を一樣に流し、テープ端部で c 軸方向の磁界を調べた。そこで磁気シールドがない場合よりもテープ端部での c 軸方向の磁界が小さくなることがわかった。次に、ケーブルをあらゆる方向に曲げられるように考慮し、テープを撚った場合についても c 軸成分の磁界分布を計算した。計算結果より、撚りによる磁界分布の変化は小さいということがわかった。また、撚りを加えた結果、テープの長さ方向に磁界が発生することがわかり、これによって超伝導テープの電流容量を向上出来るということが分かった。

そして、テープを積層したケーブルに双方向に電流を流した場合の磁界分布も計算した。一本のケーブルに往復でテープに電流を流している理由は 2 本のテープでお互いに端部での磁界、ケーブル外部に出る磁界を弱めるためである。また、1 本のケーブルで送電の行き返りを済ませているためケーブルの小型化

も図ることができる。この結果、磁気シールドと rib の両方を加えるとテープ端部の c 軸成分の磁界を小さくすることができることを確認できた。また、磁気シールドのメッシュを細かくしても解析するテープの磁界に変化は見られないことがわかった。これにより大きな時間短縮を図ることができる。

そして、テープ積層型ケーブルが同軸状ケーブルに比べて臨界電流密度を 1.7 倍に増やせることがわかった。以上の結果から、航空機内部の超電導モータに使う将来の機器となる小型化された超伝導ケーブルの形状を提案できる。

参考文献

- [1] K. Watanabe, H. Hidaka, K. Akashi, Y. Iijima, K. Naoe, R. Kikutake, M. Nagata H. Tateno, M. Daibo, and M.Yoshida, “Reducing Transmission Loss of the High Temperature Superconducting Power Cable”, Superconductor Science and Technology 37 (2016) p23
- [2] T. Matsushita: “World Scientific Series in Applications of Superconductivity and Related Phenomena” Vol. 1, pp39-48, (2016-4).
- [3] M. Tallouli, et al: “Residual Magnetic Field Measurement of BSCCO and YBCO Tapes by a Hall Probe”, IEEE Trans. on Appl. Supercond., Vol. 25, No. 3, Article #: 8000704 (2015-6).
- [4] S. X. Dou, et al: “Ag-sheathed Bi(Pb)SrCaCuO superconducting tapes,” Supercond. Sci. Technol., Vol. 6, No. 5, pp297-314, (1993).
- [5] B. Fisher, et al: “Fabrication and properties of Bi-2223 tapes,” IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 9, No. 2, pp2480-2485, (1999).
- [6] <https://www.jmag-international.com/>
- [7] S. S. Fetisov, et al: “Development and Characterization of a 2G HTS Roebel Cable for Aircraft Power Systems”, IEEE Trans. on Appl. Supercond., Vol. 26, No. 3, Article #: 4803204 (2016-4).
- [8] T. Matsushita, et al. “Characterization of Critical Current Density in Silver-Sheathed Bi-2223 Tape”, IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 15, No. 2, pp2518-2521, (2005-6)
- [9] V. S. Vyatkin, et al. “Enhanced Current-Carrying Capacity of Three-Layer Cable Composed of Bi-2223 Tapes Using the Longitudinal Field Effect”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 25, No. 3, Article #: 5400404 (2015-6).

謝辞

まず、九州工業大学大学院情報工学研究院電子情報工学研究系エレクトロニクス分野 木内勝准教授にお礼を申し上げます。私の研究、および学生生活に多くの助言や励ましの言葉、数々のサポートをしていただきました。研究の際にかけていただいた数々の言葉には救われたこともあります。木内勝准教授の数々のサポートに深い感謝を致します。

そして、多大なご指導を頂いた九州工業大学大学院情報工学研究院電子情報工学研究系エレクトロニクス分野 小田部荘司教授にも深く感謝致します。本研究では、多くの FEM 解析を行っておりますが、その多くに詳しい助言や厚いサポートを行っていただきました。その全てに深く感謝申し上げます。

九州工業大学大学院情報工学府先端情報工学専攻 柏木啓氏には、JMAG の利用方法をはじめとして本研究における基礎を教えていただきました。その全てに深く感謝申し上げます。その他にも、木内研究室・小田部研究室にてお世話になりました九州工業大学大学院情報工学府先端情報工学専攻の谷村賢太氏、木戸竜馬氏、平松佑太氏、田邊裕也氏、伊原大輔氏、同研究室にて苦楽を共にしました、同大学情報工学部電子情報工学科4年生の、高橋悠氏、濱久保翔吾氏、鶴田祐基氏、田口拓人氏、宮島悠氏、吉村彩華氏、技術職員の新山誠司氏に感謝申し上げます。

最後に、私をこれまで育ててくださり、ここまでの学生生活にたくさんの助言や支援をしてくださった両親に多大な感謝を申し上げます。