

有限要素法を用いた
高温超伝導直流電力ケーブルの
縦磁界下における電磁界解析

小田部研究室

13674004

江藤航介

情報システム専攻

目次

第 1 章 序章	1
1.1 はじめに.....	1
1.2 磁束ピンニング.....	2
1.3 縦磁界効果.....	3
1.4 有限要素法(FEM).....	5
1.5 電力の送電.....	6
1.6 直流超伝導電力ケーブル.....	7
1.7 本研究の目的.....	12
第 2 章 数値解析	13
2.1 現状の希土類系高温超伝導コート線材の課題.....	13
2.2 繰り返し近似計算による臨界電流 I_c の導出.....	14
2.2.1 超伝導コート線材の臨界電流密度 J_c の磁界依存性.....	14
2.2.2 臨界電流 I_c の導出.....	18
2.3 FEM による数値計算.....	22
2.3.1 解析モデルの作製.....	22
2.3.2 計算式の正確性の確認.....	23
2.3.3 臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合.....	23
2.3.4 内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の 磁界依存性を考慮する場合.....	23
2.3.5 内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の 磁界依存性を考慮する場合.....	25
第 3 章 結果及び考察	27
3.1 計算式の正確性.....	27
3.2 臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合の縦磁界と横磁界の大きさ.....	29
3.3 内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の 磁界依存性を考慮する場合.....	30
3.4 内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の 磁界依存性を考慮する場合.....	32
第 4 章 まとめ	35

表目次

2.1 試料諸元.....	13
2.2 フィッティングパラメータ K_{mj} 、 K_{Mj}	16

図目次

1.1	超伝導体に対して磁界と電流を平行に印加した状態	3
1.2	Ti-Nb 円柱超伝導体の臨界電流密度の磁界依存性.....	4
1.3	Nb ₃ Sn テープ状薄膜試料に中性子を照射したときの臨界電流 I_c 特性	4
1.4	円柱状の自己磁界	4
1.5	テープ状の自己磁界	4
1.6	有限要素法の概要	5
1.7	メッシュ分割されたモデル	6
1.8	直流超伝導ケーブルの構造	7
1.9	縦磁界効果を用いた超伝導直流電力ケーブルの構造	8
1.10	FEM のモデルによる各層に流れる電流の様子	8
1.11	ケーブル内の縦磁界、横磁界の大きさの分布	9
1.12	超伝導層とコート線材の厚さ	10
1.13	縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルと 従来型ケーブルのケーブル効率	11
1.14	I_t の角度依存性	12
2.1	市販コート線材の縦磁界下(longitudinal field)および横磁界下(<i>ab</i> -plane)の 臨界電流密度	13
2.2	電流と磁界を印加した様子	15
2.3	市販コート線材の磁界の角度依存性	16
2.4	角度 θ_i の関係	17
2.5	らせん状に巻かれた導線に電流を流した様子	18
2.6	角度 θ がついたときの巻きつける線材の本数	20
2.7	FEM によって作製した解析モデル	22
2.8	内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの 各層に印加する電流値	24
2.9	内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの 各層に印加する電流値の合計	24
2.10	内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの 各層に印加する電流値	25
2.11	内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの 各層に印加する電流値の合計	26
3.1	1.中心部からの距離 $R = 10$ mm、印加する電流 1000 A の条件において 角度に対する(a)縦磁界、(b)横磁界	27

3.2	2.中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する電流 2000 A の条件において 角度に対する(a)縦磁界、(b)横磁界の大きさ	28
3.3	3.中心部からの距離 $R = 20 \text{ mm}$ 、印加する電流 1000 A の 条件において角度に対する(a)縦磁界、(b)横磁界の大きさ	28
3.4	臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合の角度に対する 縦磁界と横磁界の大きさ	29
3.5	角度 θ_{\max} に対する第1層から第3層に加えられる磁界の大きさ	30
3.6	角度 θ_{\max} に対する第2層と第3層に加えられる磁界と電流との角度	31
3.7	角度 θ_{\max} に対する第1層から第3層に加えられる磁界の大きさ	32
3.8	角度 θ_{\max} に対する第2層と第3層に加えられる磁界と電流との角度	33
3.9	第1層から第6層の角度 θ_{\max} に対する FEM と繰り返し近似の値との差	34

第1章 序章

1.1 はじめに

超伝導とは特定の金属や化合物などの物質が温度を下げていく過程である温度（臨界温度 T_c ）以下で、電気抵抗が急激に低下し、それまでと変わった電氣的、磁氣的性質を示す現象のことである。この現象は1911年にオランダのヘイケ・カメルリング・オンネス(Heike Kamerlingh Onnes)により水銀で発見された。その当時金属の抵抗は温度の低下で減少することは知られていたが、水銀は4 Kで突然電気抵抗が0 Ω になったのである。それ以降様々な金属や合金、化合物で超伝導現象が確認された。超伝導状態においては電気抵抗が無いことから大電流を通電できることを期待されている。超伝導現象に関する研究が進められ、1957年にバーディーン(John Bardeen)、クーパー(Leon Neil Cooper)、シュリーファー(John Robert Schrieffer)らが超伝導現象に関する研究を解く理論であるBCS理論を提出し、これにより超伝導の発現機構が明らかにされた。BCS理論によると臨界温度は30 Kを超えないと考えられていたが1986年、ベドノルツ(Johannes G. Bednorz)とミュラー(Karl Alex Muller)によって酸化物系物質 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (La-Ba-Cu-O)で30 K級超伝導体の可能性が示された[1]。その後、液体窒素の沸点(77.3 K)を超える臨界温度を持つ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ (Y-Ba-Cu-O)[2] や $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Bi-Sr-Ca-Cu-O)[3]などの高温酸化物超伝導体が発見された。これらのように比較的高い臨界温度の超伝導体は高温超伝導体とも呼ばれ、冷却コストの削減に役立つと考えられ応用化が期待されている。

超伝導体は磁氣的性質により第一種超伝導体と第二種超伝導体に分類される。第一種超伝導体はマイスナー効果と呼ばれる外部磁場が臨界磁場 H_c まで超伝導体を持つ性質の1つで遮蔽電流（永久電流）の磁場が外部磁場に重なり合って超伝導体内部の磁束密度を0にする現象を示すマイスナー状態となり、それより高い磁場で導体が超伝導になっていない状態である常伝導状態となる。マイスナー効果は、また完全反磁性とも呼ばれる。第二種超伝導体は外部磁場が下部臨界磁場 H_{c1} より低い磁場ではマイスナー状態を維持し、それより上の磁場では内部に磁束が入りこみ混合状態と呼ばれる状態になる。そして上部臨界磁場 H_{c2} を超える外部磁場で常伝導状態となる。 H_{c2} は第一種超伝導体の H_c よりはるかに大きいため、工学的応用において第二種超伝導体が多く使用、研究される場合が多い。

1.2 磁束ピンニング

第二種超伝導体の混合状態では磁束が侵入しているため、内部へ流す電流により磁束線が Lorentz 力 \mathbf{F}_L を受ける。この \mathbf{F}_L は超伝導体内部を流れる電流密度 J と侵入した磁束線の磁束密度 B を用いて、

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

と表せる。また、 \mathbf{F}_L の力を受けた磁束線が速度 \mathbf{v} で動くとき、電磁誘導により

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

の電界が発生することになり、これは超伝導状態にも拘わらず電圧が発生することになる。しかし、現実には \mathbf{F}_L を打ち消し、磁束線の運動を止める力であるピンニング力が働くことで電界の発生を抑制し電圧がゼロの状態が維持されている。また、単位体積当たりのピンニング力をピン力密度 F_p といい、ピンニング力を生み出す常伝導析出物や結晶界面、結晶欠陥等をピンニングセンターまたはピンという [4][5]。 F_L が F_p よりも小さければ、磁束線は動かず電界は発生しない。このことから

$$F_p = J_c B \quad (1.3)$$

と表せ、電気抵抗なしに流せる最大の電流密度 J_c が決定し、この J_c を臨界電流密度と呼ぶ。超伝導体の応用においては T_c 、 H_{c2} 、 J_c が重要なパラメータとなる。特に T_c 、 H_{c2} は物質によって決まってしまうのに対して、 J_c は F_p に依存しており、 J_c はピンニングセンターの導入によりその値を増大させることができ、電力機器等への応用の際に非常に重要なパラメータとなる。

現在工学利用されている超伝導体は主に NbTi や Nb₃Sn 等の金属系超伝導体 (T_c が 10 ~ 20 K 程度) であり、冷媒に液体ヘリウムを使用するため冷却コストが非常に高い。そのため、高い T_c を持ち比較的安価な液体窒素での冷却が可能な銅酸化物超伝導体が金属系超伝導体の代替素材として注目されており、送電ケーブルや高磁界発生超伝導マグネットなどへの応用が期待されている。

1.3 縦磁界効果

超伝導体に電流を磁界に対して垂直に流した状態を横磁界という。これに対して図1.1 に示すように磁界と平行に電流を流した状態を縦磁界といい、垂直な場合とは異なる様々な現象が起こり、これらを縦磁界効果という。

縦磁界の場合は、

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1.4)$$

となり磁束線に対してLorentz力が働かないため、臨界電流密度が横磁界の場合に比べ大幅に増加する。

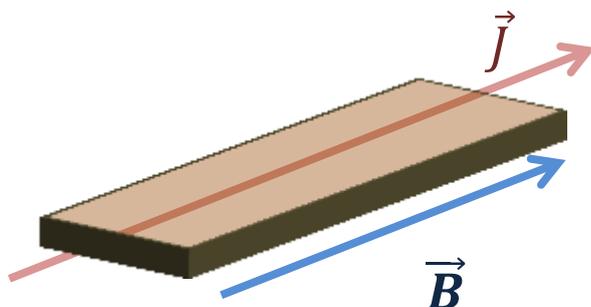


図 1.1 : 超伝導体に対して磁界と電流を平行に印加した状態

図1.2 にTi-Nb円柱超伝導体の臨界電流密度の磁界依存性を示す。下部の線が通常の横磁界の場合で、上部の線が縦磁界の場合を表す[6]。図から縦磁界は横磁界の場合より大幅に臨界電流密度の増加が確認できる。また、図1.3にSmBCOテープ状薄膜試料の臨界電流密度の磁界依存性を示す[7]。この図においても縦磁界では臨界電流の増加が確認できるが、図1.2の時ほどの大幅に増加していない。縦磁界効果での J_c の増加は超伝導体の形状によっても大きく変化する。このような違いはテープ状では通電電流により発生する自己磁界の影響を受けるためである。図1.4と図1.5にそれぞれ円柱状とテープ状の超伝導体における自己磁界を示す。図1.4の円柱状では超伝導体内部に試料表面に対して垂直磁界成分が侵入しないのに対して、図1.5のテープ状では超伝導体内部に試料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、電流が強まると自己磁界も強ま

り、電流に平行な磁界と干渉を起こし磁界と電流が平行に流れる関係が崩れて Lorentz力が働かない状態とはならず縦磁界効果が確認されなくなる。

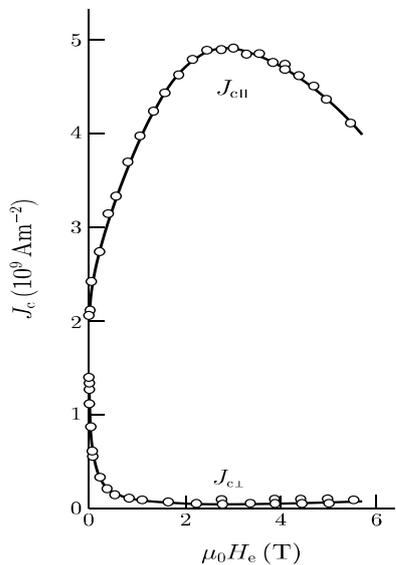


図 1.2 : Ti-Nb 円柱超伝導体の臨界電流密度の磁界依存性 [6]

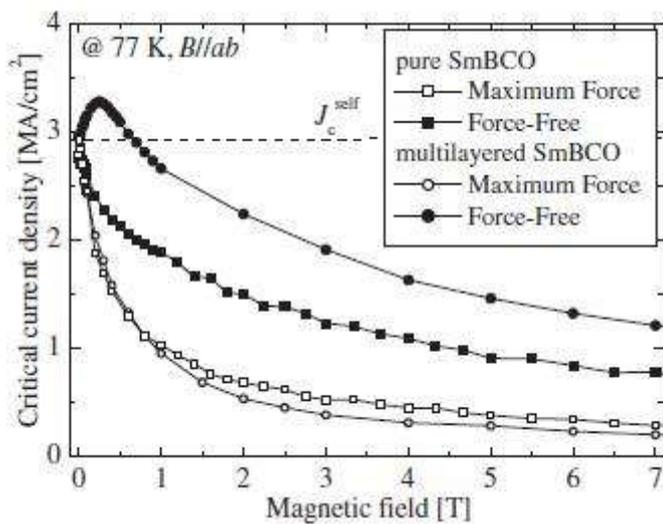


図 1.3 : SmBCO テープ状薄膜試料の臨界電流密度の磁界依存性 [7]

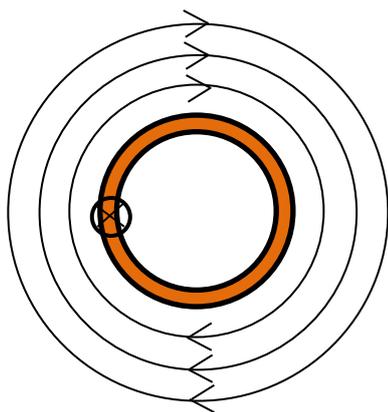


図 1.4 : 円柱状の自己磁界

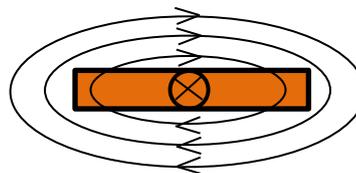


図 1.5 : テープ状の自己磁界

1.4 有限要素法(FEM)

有限要素法(Finite Element Method)とは、実際には複雑な形状や性質を持つ物体をメッシュと呼ばれる単純な形状または性質の要素に分割し、その1つ1つの要素の特性を数学的な方程式を用いて近似的に表現した後、この単純な方程式を組み合わせ、すべての方程式が成立する解を求めることによって、全体の挙動を予測しようとする方法である[8]。有限要素法の概要について図 1.6 に示す。分割された要素であるメッシュを細かくするほど、元の連続体に近づくため計算精度は上昇する。有限要素法の計算において PHOTO-Series というソフトウェアを使用する。

PHOTO-Series は、株式会社フォトンが開発した有限要素法を用いた解析ソフトウェアであり、また電磁現象を利用した製品や部品などをコンピュータ上でモデル化し解析する。解析の流れとしては、モデルを作製し、次に物性値などの条件を与えて解析する。そして、解析結果はコンター図やベクトル図などの画像、グラフによって表すことができる。有限要素法における適切な計算のポイントは要素の幅と厚さと奥行きのアスペクト比である。より正確な計算を行うためにアスペクト比は超伝導体と空気領域の両方で 1000 以下になるようにすべきである[9]。PHOTO-Series で作製したメッシュ分割を行ったものを図 1.7 に示す。

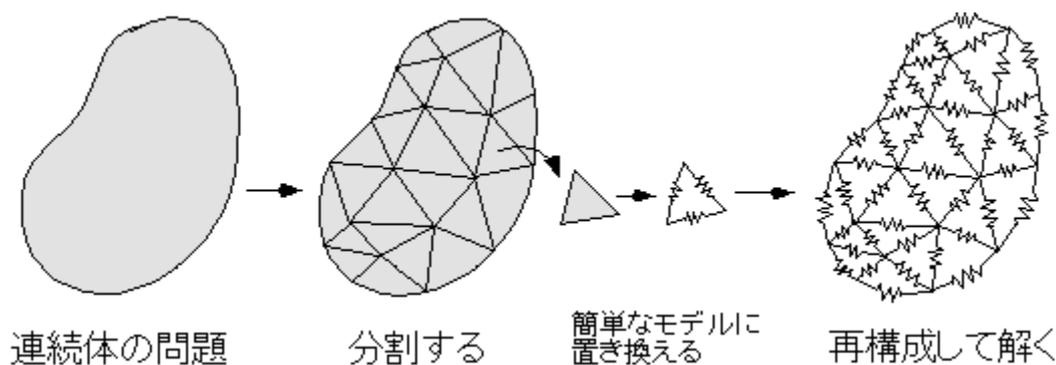


図 1.6 : 有限要素法の概要

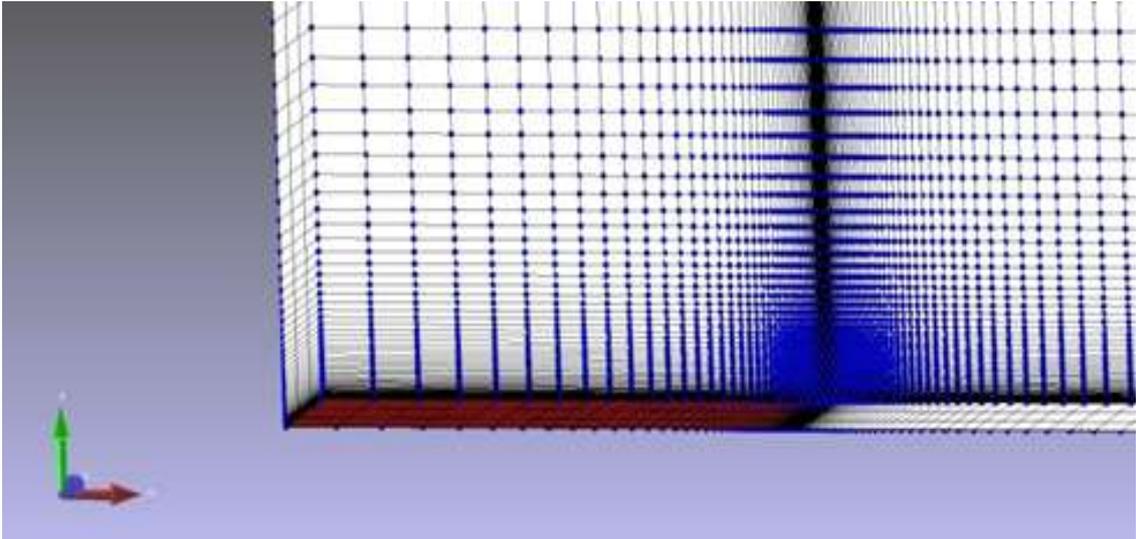


図 1.7：メッシュ分割されたモデル

1.5 電力の送電

現在、電力の送電は常伝導でほとんどの区間では交流送電により行われている。しかし、長距離の送電になると送電ケーブルのコストの差から直流送電の方が安くなる場合もあり、直流送電も海底ケーブル送電として北海道本州間連系設備などにおいて僅かではあるが行われている。送電ケーブルには主に銅や銀、アルミニウムが使用されている。常伝導の送電ケーブルにおいて、直流電流では送電ケーブルを流れるとき表皮効果を生じないため交流電流と比べると導体の利用効率が良い。表皮効果とは高周波電流が導体を流れるとき、電流密度が導体の表面で高く、表面から離れると低くなる現象のことである。周波数が高くなるほど電流が表面へ集中するので、導体の交流抵抗は高くなる。直流電流は電力あたりの電流が小さいため電圧降下、電力損失が小さい。また、送電ケーブルの単位長さあたりのコストも直流用のものが安い。しかし直流送電はあまり行われていない。なぜなら常伝導での直流送電は超高電圧によって行う必要があり、変電設備が非常に高価なため、通常運用する際はシステム全体から見た場合に交流送電の方がコストは安いからである。

超伝導体は送電ケーブルとして期待されており開発が進められている。図 1.8 に開発されている直流用超伝導ケーブルの構造を示す[10]。超伝導体によって送電の損失が小さくすることが出来れば、より大きな送電網の構築が期待できる。超伝導体を利用した送電では交流送電だけでなく交流損失の生じない直流送電も検討されている。超伝導を利用した送電では、抵抗がないため低電圧で送電

できることから直流送電のネックである直交変換の設備のコストの低下が期待できる。しかし、超伝導体は臨界温度以下に冷やすことが必要なので冷却システムが必要となる。

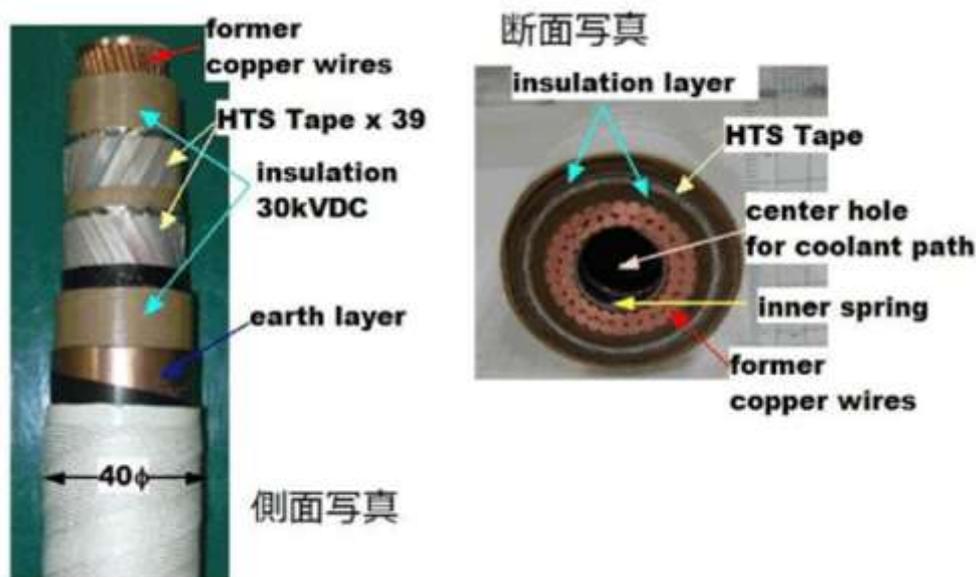


図 1.8 : 直流超伝導ケーブルの構造 [10]

1.6 超伝導直流電力ケーブル

超伝導線材の電力ケーブルにおいて、縦磁界効果を用いることで線材そのものの特性を改善しなくても J_c の増加が期待できる。このことから縦磁界効果を用いた超伝導線材の直流電力ケーブルの研究が期待されている。

考案されたケーブルの構造を図 1.9 に示す。ケーブルの形状は、ケーブルの内側導体に縦方向の平行な磁界を加える必要があるため、外側導体を流れる電流によって内側導体に縦磁界が与えられるよう導体の超伝導線材をツイストする。図 1.10 に内側導体と外側導体に流れる電流の様子を示す。外側導体にはリターン電流を流すため、電流方向は内側導体と反対方向とする。ツイストした外側導体から発生する外部磁界 B_{ext} とツイストした内側導体から発生する縦磁界を内側導体に与える [11]。中心からの距離 x におけるケーブル内の縦磁界、横磁界

の大きさの分布を図 1.11 に示す。

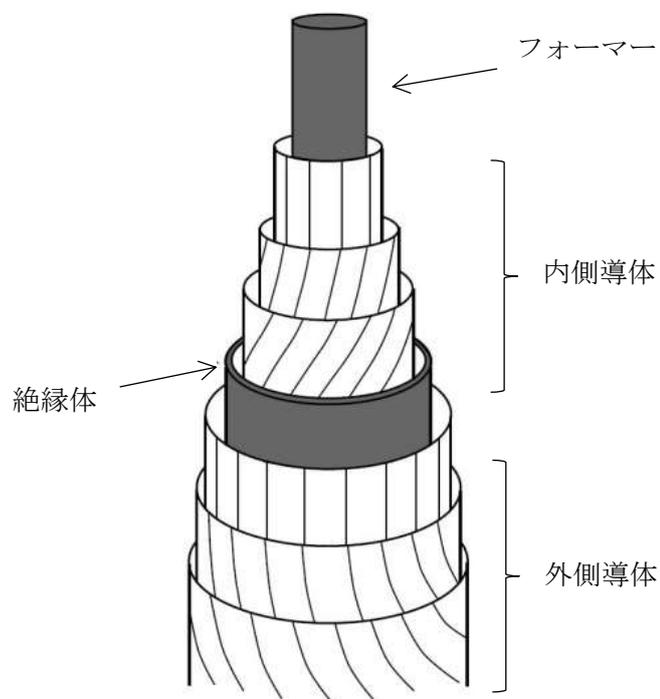


図 1.9 : 縦磁界効果を用いた超伝導直流電力ケーブルの構造

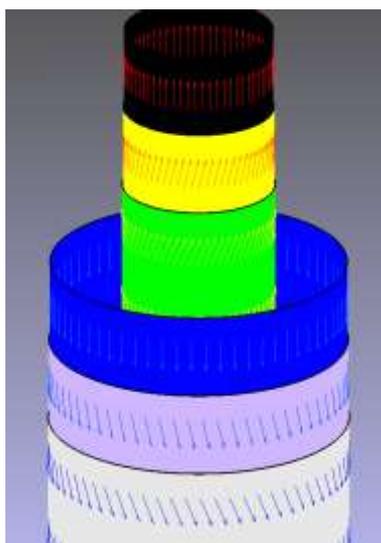


図 1.10 : FEM のモデルによる各層に流れる電流の様子

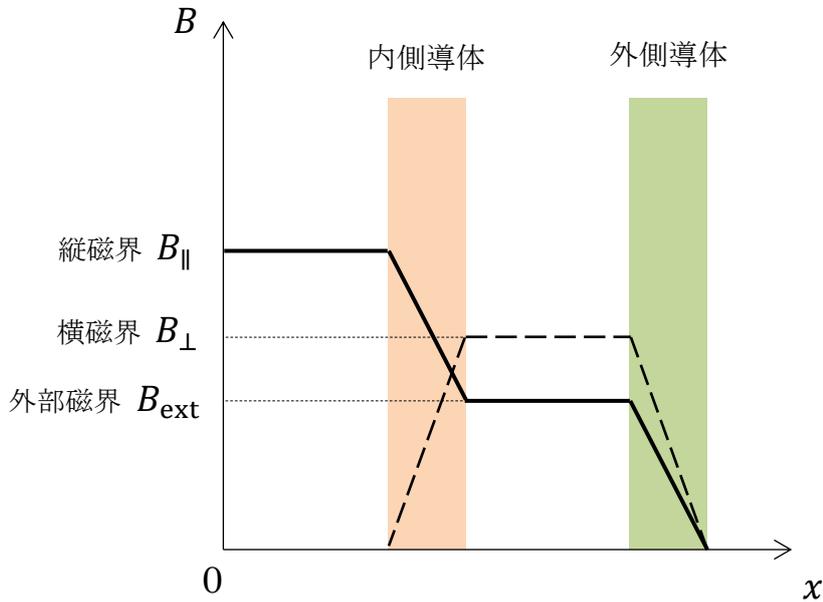


図 1.11 : ケーブル内の縦磁界、横磁界の大きさの分布

次に超伝導直流電力ケーブルの数値計算について示す。導体部分において非常に薄い超伝導線材の層を数層巻くため、全体での厚みが半径に対して十分に小さくなり、平板のように近似することが可能となる。ケーブル中心部分のフォーマーの半径を R 、線材の厚みを t 、層数を n とすると、線材の超伝導部分の厚みは $d = nt$ であり R に対して十分に小さい。また、1 枚の線材の超伝導体の厚みを s とすると、工業的臨界電流密度 J_e は

$$J_e = \frac{s}{t} J_c \quad (1.5)$$

で与えられる。この時、超伝導部分を一様に J_e が流れているものとする。

次に超伝導部分について z 軸をケーブルの軸方向とした $y-z$ 平面に平行な平板と考え、超伝導部分の磁界について考える。 x をケーブルの中心からの距離とし、最も内側の表面を $x = R$ 、最も外側の表面を $x = R + d$ とする。 $x = R$ では磁界は z 軸成分が外側導体からかかる B_{ext} となる。 x の位置における磁界を $B(x)$ 、磁界の z 軸からの角度を $\theta(x)$ とすると、 $\theta(R) = 0$ である。縦磁界下では Lorentz 力が 0 となるので、磁界 B は x に関わらず一定となる。よって、超伝導部分の磁束密度は

$$B = (B_x, B_y, B_z) = (0, B \sin(x), B \cos(x)) \quad (1.6)$$

と表せる。式(1.6)より、

$$\theta(x) = \frac{\mu_0 J_e}{B} (x - R) \quad (1.7)$$

が満たされれば

$$J = (0, J_e \sin \theta(x), J_e \cos \theta(x)) \quad (1.8)$$

の電流分布となる。最も外側表面における磁界の角度 θ_{\max} は $\theta(R + d)$ であり、

$$\theta_{\max} = \frac{\mu_0 J_e d}{B} \quad (1.9)$$

と表すことができる。また、 $x = R + d$ における電流の自己磁界 B_I は

$$\tan \theta_{\max} = \frac{B_I}{B_e} \quad (1.10)$$

を満たすように考える。

ここで図 1.12 のような超伝導層の厚みが $1.0\mu\text{m}$ で、線材の厚みが $100\mu\text{m}$ のコート線材を想定し、その縦磁界下及び横磁界下での臨界電流密度がそれぞれ

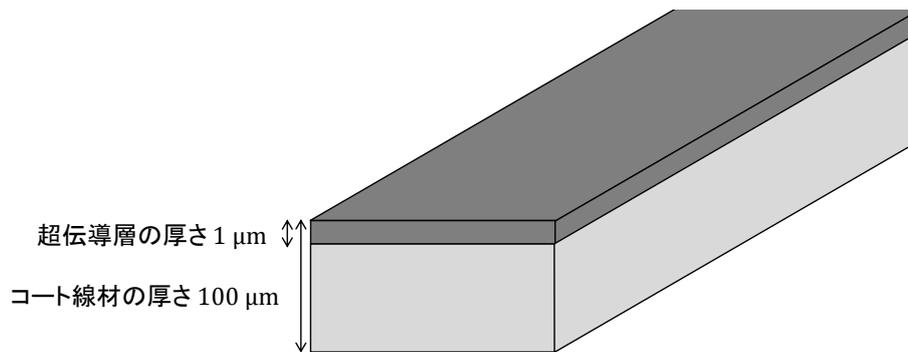


図 1.12 : 超伝導層とコート線材の厚さ

$$J_{c\parallel} = (5.0 + 6.0B) \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \quad (1.11)$$

$$J_{c\perp} = (5.0 - 4.0B) \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \quad (1.12)$$

であると仮定した。そして最も外側表面における磁界の角度 $\theta_{\max} = 60^\circ$ 、フォーマーの半径を $a = 30 \text{ mm}$ とした場合に、層数 n を4～10まで変えたときのケーブル効率を求めた結果を図 1.13 に示す。ケーブル効率は、縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルの電流容量 I_t と従来型のケーブルの電流容量 I_0 を用い次式で定義している[12]。

$$\eta = \frac{I_t}{I_0} \quad (1.13)$$

図 1.13 において η が1よりも大きいことから縦磁界効果を利用した超伝導直流電力ケーブルは従来型ケーブルに比べて特性が優れていることが分かる。そして、層数が増えるごとに電流容量が大きくなりケーブル効率が上がっている。これは超伝導層数が増えたことにより縦磁界が増加し J_c が増えるためである[13]。

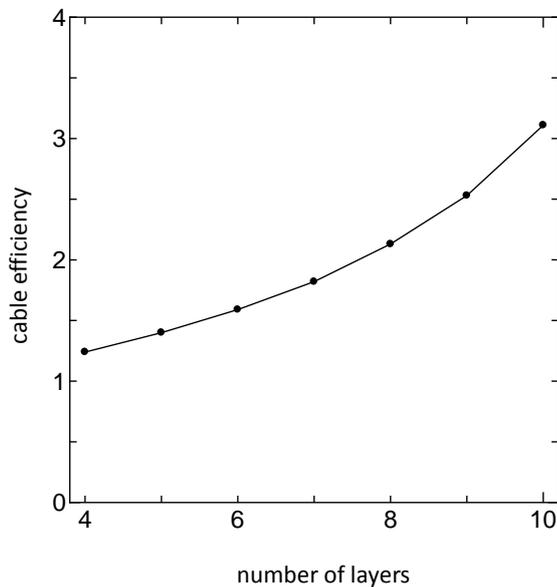


図 1.13 : 縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルと従来型ケーブルのケーブル効率

また、 I_t は θ_{\max} が大きく影響する。例として、内側導体8層において θ_{\max} を変更したときの I_t を図 1.14 に示す[14]。

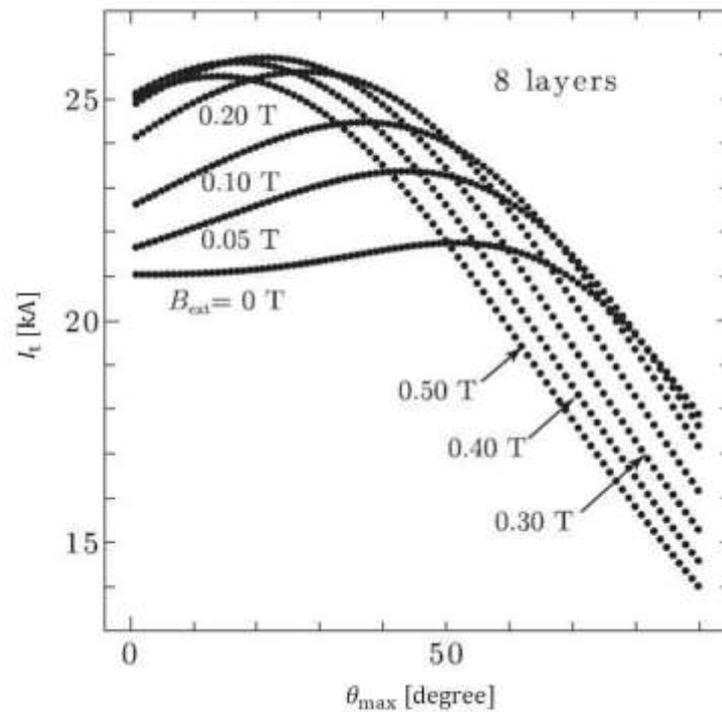


図 1.14 : I_t の角度依存性[14]

1.7 本研究の目的

縦磁界効果を利用した超伝導直流電力ケーブルはケーブルの構造が複雑であり、その具体的な設計のために超伝導コート線材を巻き付ける角度が重要な問題点となっている。これまで、巻きつける角度を変えたときのケーブルの電流容量を求めるために、繰り返し近似を用いて計算を行ってきた。しかし、繰り返し近似による近似計算の結果が正しいかどうかを確かめる必要がある。そこで本研究では **FEM** を用いて数値解析を行う。繰り返し近似による近似計算の結果を **FEM** による計算結果と比較することで、繰り返し近似による近似計算の正確性を確認する。また、本研究で用いる繰り返し近似計算は、予め繰り返し近似計算のプログラムを作成していれば、半径・導体層数・ J_c の値を設定するのみで、各層の J_c 、縦磁界 B_{\parallel} 、横磁界 B_{\perp} を短時間で導き出すことができるという大きな長所がある。それに対して **FEM** では、解析モデルの作製や計算に多くの時間を必要とするという短所があるが、計算される縦磁界 B_{\parallel} や横磁界 B_{\perp} の値はほぼ正確である。繰り返し近似による近似計算と **FEM** による結果を比較し、今回は解析モデルを更に多層にした場合の近似計算と **FEM** による結果の比較も行う。

第 2 章 数値解析

2.1 現状の希土類系高温超伝導コート線材の課題

今回の研究では株式会社フジクラから購入した PLD 法によって作製された希土類系高温超伝導コート線材を数値解析のデータとして使用した。試料諸元を表 2.1 に示す。また、以前の研究により得られた市販コート線材の縦磁界下 (longitudinal) および横磁界下 (ab-plane) の臨界電流密度を図 2.1 に示す [15]。

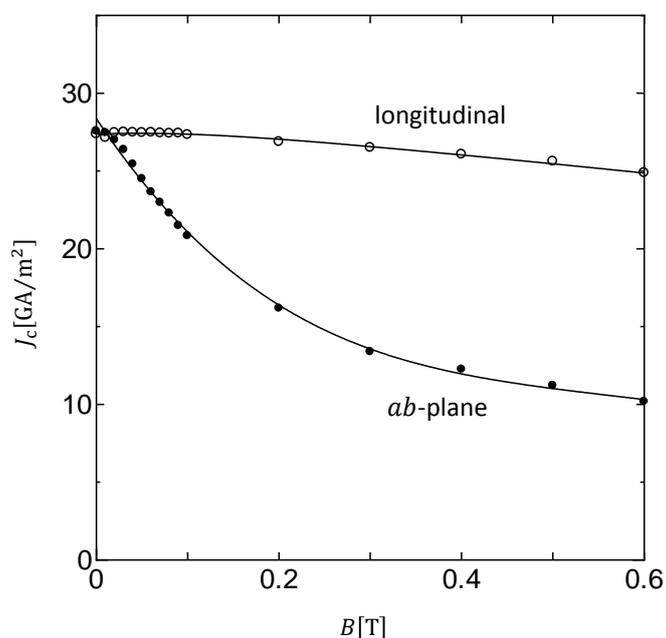


図 2.1 : 市販コート線材の縦磁界下 (longitudinal) および横磁界下 (ab-plane) の臨界電流密度 [15]

表 2.1 : 試料諸元

Sample	Thickness d [μm]	J_c [A/m^2]	T_c [K]
Fujikura - GdBCO	1.00	2.84×10^{10}	91.3

図 2.1 より横磁界下での J_c は磁界の増加と共に減少していることが確認できるが、縦磁界下での J_c も磁界の増加と共に横磁界下の場合ほどではないが減少している。そのため、図 1.2 のように円柱状の超伝導体の場合と比較すると、図 2.1 のような超伝導線材では低磁界において J_c が増加する特性とはなっていない。その理由としてそれぞれの超伝導体から発生する自己磁界の違いによるものだと考えられる。円柱状の超伝導体から発生する自己磁界は電流と平行な磁界であり自己磁界の影響は小さいが、薄膜状試料の場合は自己磁界の影響を受けやすい。特に試料の端部では垂直な方向の磁界を端部で受けていることになり、この磁界は縦磁界方向と垂直な磁界になるため、完全な縦磁界を阻害する要因となる。また、線材内に存在する結晶界面の弱結合によるためであると考えられている。通常のコート線材では基板から $0.5 \mu\text{m}$ ほどのところから a 軸粒子や c 軸傾角粒子が成長し始めるが、こうした粒子と正常な超伝導母相の間は結晶粒界の弱結合部分と呼ばれており、そこでは電流は局所的に磁束と平行ではなくなり、式(1.8)から外れてしまい輸送電流の割合が減少してしまう[16]。

2.2 繰り返し近似計算による臨界電流 I_c の導出

2.2.1 超伝導コート線材の臨界電流密度 J_c の磁界依存性

図 2.1 に示される通り縦磁界下の J_c は横磁界下の J_c よりもかなり高く、こうした特性を利用して、縦磁界効果を用いない通常のケーブルよりも高性能なケーブルをデザインすることができると考えられる。超伝導線材のツイストする角度を式(1.7)よりも緩めれば J_c の増加は減少するが、巻きつける超伝導線材の数が増えることにより輸送電流への効率は向上するため、巻きつける超伝導線材の数とツイストする角度により電流容量が最大となる条件を割り出す。このとき J_c が最大となるようにすれば良いが、そのためには線材の角度依存性が必要となる。線材の角度依存性とは、超伝導線材の面内で電流に対して磁界を平行に印加した縦磁界 ($\varphi = 0^\circ$) から、電流に対して磁界を垂直に印加した横磁界 ($\varphi = 90^\circ$) まで変化させたときの J_c の依存性のことである。図 2.3 にその様子を示す。

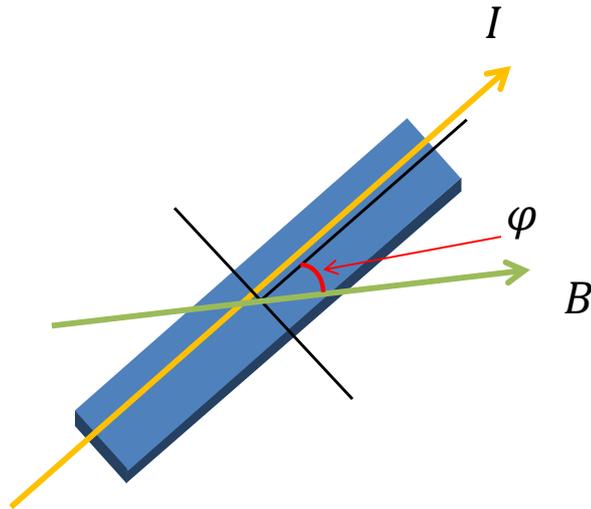


図 2.2 : 電流と磁界を印加した様子

図 2.1 の縦磁界下の J_c を

$$J_{cM}(B) = J_c(B, \varphi = 0) \quad (2.1)$$

とし、横磁界下の J_c を

$$J_{cm}(B) = J_c(B, \varphi = \pi/2) \quad (2.2)$$

とする。そして、これらの J_c の磁界依存性をそれぞれ

$$J_{cM}(B) = \sum_{j=0}^7 K_{Mj} B^j \quad (2.3)$$

$$J_{cm}(B) = \sum_{j=0}^7 K_{mj} B^j \quad (2.4)$$

と表す。図 2.1 の実線はこの近似式を示す。

ここで、 K_{mj} と K_{Mj} は展開係数で、図 2.1 のコート線材のときを表 2.2 に示す。

表 2.2 : フィッティングパラメータ K_{mj} 、 K_{Mj}

	j					
	0	1	2	3	4	5
$K_{mj} [\times 10^{10} \text{ A/T}^j]$	2.837	-8.831	16.69	-12.52	-0.206	2.798
$K_{Mj} [\times 10^{10} \text{ A/T}^j]$	2.837	0.229	-2.863	5.398	-5.244	1.977

図 2.4 に図 2.1 の線材の J_c の角度依存性を示す。

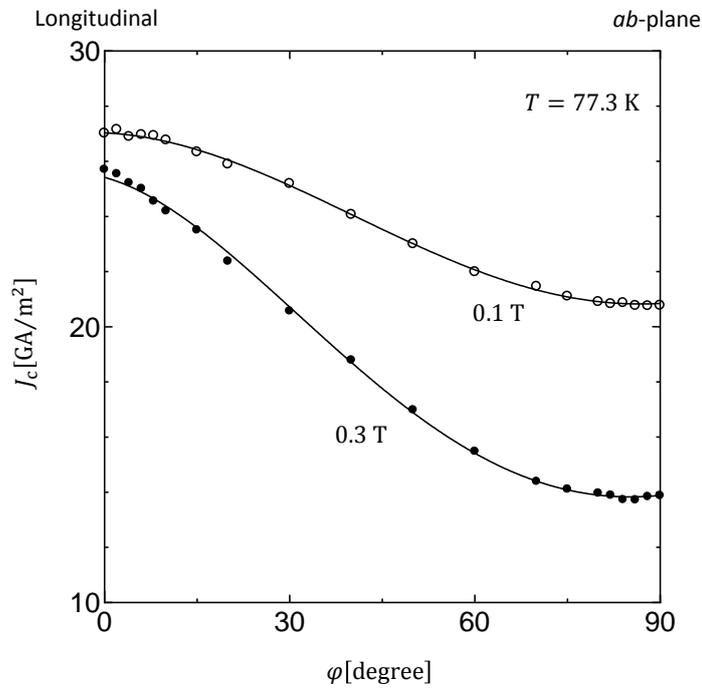


図 2.3 : 市販コート線材の磁界の角度依存性

次に、 J_c の角度依存性を

$$J_c(\varphi) = \frac{1}{2}(J_{cM} + J_{cm}) + \frac{1}{2}(J_{cM} - J_{cm}) \cos 2\varphi \quad (2.5)$$

のように近似することができ、図 2.4 に実線として示す。

ケーブルの形状は、内側導体の最内層の中心からの距離を R_0 、内側から i 番目の超伝導層の中心からの距離を R_i 、超伝導層の厚さを d 、巻き角度を θ_i とし、

それぞれ

$$R_i = R_0 + id \quad (2.6)$$

$$\theta_i = \theta_{\max} \times \frac{i-1}{n-1} \quad (2.7)$$

とする。また角度 θ_i の様子を図 2.5 に示す。また内側導体の最も外側の層に流す電流の角度を θ_{\max} とする。

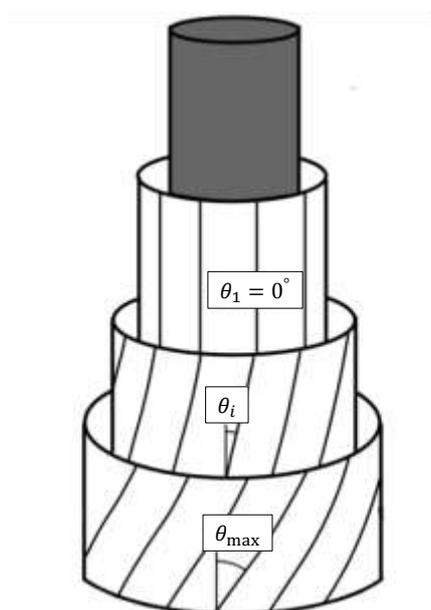


図 2.4 : 角度 θ_i の関係

ここで第1層目に巻きつける超伝導線材に関してツイストする角度を $\theta_1 = 0^\circ$ とすると、ケーブルを曲げることができなくなるため現実的ではない。しかし、第1層目に加わる磁界は縦磁界のみであり、また本研究での繰り返し近似による近似計算の正確性を確認するということには問題が無いので、今回は $\theta_1 = 0^\circ$ とした。

2.2.2 臨界電流 I_c の導出

次に半径 R の円筒上に、円筒軸に対する角度 α で層数 N 回らせんに巻かれた導線に電流 I が流れるときについて考える。図 2.6 にらせん状に巻かれた導線に電流を流した様子を図を示す。中心軸上の点 A を原点とし、軸方向に z 軸、それに垂直に x 、 y 軸をとる。導線上の一点 B の xy 面への射影点を C 、 AC が x 軸となす角を β とする。

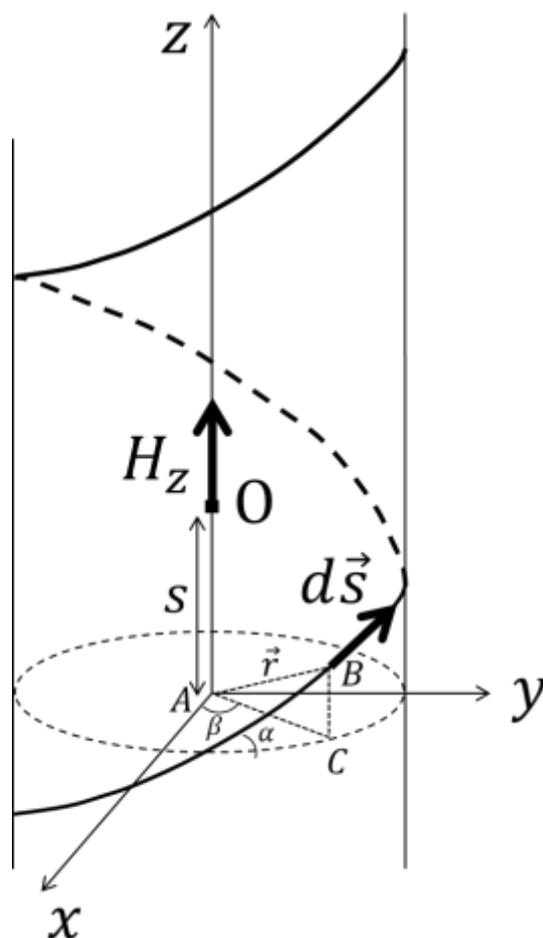


図 2.5 : らせん状に巻かれた導線に電流を流した様子

B 点のところの線要素ベクトルを $d\mathbf{s}$ 、 $\overrightarrow{BA} = \mathbf{r}$ とし、それらの成分は、 $r_x = -R \cos \beta$ 、 $r_y = -R \sin \beta$ 、 $r_z = -R \beta \tan \alpha$ と表せる。中心軸上中央から s の距離の点での磁界の強さの軸方向の成分 H_z の大きさは、線要素ベクトル $d\mathbf{s}$ によ

り以下のようになる。

$ds_x = -R \sin \beta d\beta$ 、 $ds_y = R \cos \beta d\beta$ 、 $ds_z = R \tan \alpha d\beta$ から、

$$H_z = \frac{I}{4\pi} \int \frac{(d\vec{s} \times \vec{r})_z}{r^3} = \frac{I}{4\pi} \int \frac{r_y ds_x - r_x ds_y}{\vec{r}^3} = \frac{I}{4\pi R} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{d\beta}{(1 + \beta^2 \tan^2 \alpha)^{3/2}} \quad (2.8)$$

となる。 β_1 、 β_2 は両端で $\beta_1 = -N\pi + s/R \tan \alpha$ 、 $\beta_2 = N\pi + s/R \tan \alpha$ なので、積分することにより、

$$H_z = \frac{I}{4\pi R \tan \alpha} \left\{ \frac{N\pi R \tan \alpha + s}{\sqrt{R^2 + (N\pi R \tan \alpha + s)^2}} + \frac{N\pi R \tan \alpha - s}{\sqrt{R^2 + (N\pi R \tan \alpha - s)^2}} \right\} \quad (2.9)$$

中心では $s = 0$ として

$$H_z = \frac{I}{4\pi R \tan \alpha} \left\{ \frac{2N\pi R \tan \alpha}{\sqrt{R^2 + (N\pi R \tan \alpha)^2}} \right\} = \frac{IN}{2R\sqrt{1 + N^2\pi^2 \tan^2 \alpha}} \quad (2.10)$$

となり、軸方向の磁界を求めることができる[17]。

ここで、 N が十分に大きいとき式(2.10)の右辺の分母は、 $2R\sqrt{N^2\pi^2 \tan^2 \alpha}$ と近似でき、 $\alpha = 90^\circ - \theta$ であるため、式(2.10)は、

$$H_z = \frac{I}{2\pi R} \tan \theta \quad (2.11)$$

と表すことができる。上記より同様に超伝導電力ケーブルにおいて、 i 番目の超伝導層に加わる縦磁界は軸方向の磁界を合計した

$$B_{i\parallel} = \sum_{k=i+1}^n \frac{\mu_0 I_k}{2\pi R_k} \tan \theta_k + B_{\text{ext}} \quad (2.12)$$

となる。また横磁界は、 θ の角度で電流 I を流した場合でも $\theta = 0^\circ$ 方向に流れる電流量は全体で I となることから、アンペールの法則を用いて

$$B_{i\perp} = \sum_{k=1}^{i-1} \frac{\mu_0 I_k}{2\pi R_i} \quad (2.13)$$

と表すことができる。また、図 2.7 に示すように $\theta = 0^\circ$ のときの巻きつける線材の数を N_{num} とし、 θ に角度がついたときの巻きつける線材の数 N'_{num} とすると、

$$N'_{\text{num}} = N_{\text{num}} \cos \theta \quad (2.14)$$

と表せる。

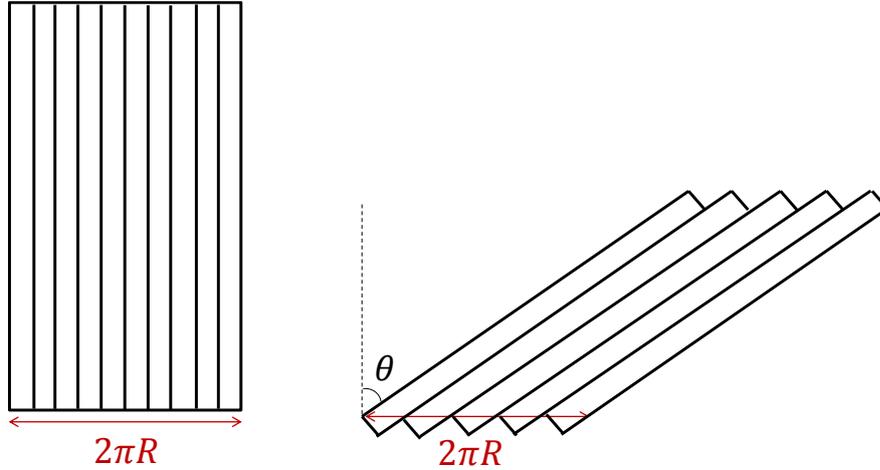


図 2.6 : 角度 θ がついたときの巻きつける線材の本数

式(2.8)において角度 θ を大きくすると、 $B_{i\parallel}$ は $\tan \theta_k$ によって発散するように考えられる。しかし、式(2.13)のように角度 θ が大きくなるほど巻きつける線材の本数が減り、流すことのできる電流量が小さくなる。 $B_{i\parallel}$ において、式(2.12) の I_k を $I_k \cos \theta$ とすると

$$B_{i\parallel} = \sum_{k=i+1}^n \frac{\mu_0 I_k \sin \theta_k}{2\pi R_k} + B_{\text{ext}} \quad (2.15)$$

と書き換えることができるため $B_{i\parallel}$ は $\tan \theta_k$ によって発散することはない。また、磁界の強さおよび線材方向からの角度は

$$B_i = (B_{i\parallel}^2 + B_{i\perp}^2)^{1/2} \quad (2.16)$$

$$\varphi_i = \theta_i - \tan^{-1} \frac{B_{i\perp}}{B_{i\parallel}} \quad (2.17)$$

となる。これらの式より i 番目の層の臨界電流密度を J_i とするとき、臨界電流 I_i が

$$I_i = 2\pi J_i R_i d \cos \theta_i \quad (2.18)$$

となる。

ただしここでは、各層での超伝導線材内部の磁束分布の様子を考慮しない。

式(2.15)の J_i は B_i 、 φ_i 、 φ と一緒に式(2.5)によって決定される。また I_i は i 番目の層の臨界電流 J_{ci} のことなので、式(2.5)は

$$J_c(\varphi_i) = \frac{1}{2}(J_{cM}(B_i) + J_{cm}(B_i)) + \frac{1}{2}(J_{cM}(B_i) - J_{cm}(B_i)) \cos 2\varphi \quad (2.19)$$

とおける。 $N + 1$ 個の方程式群は、

$$J_{ci} = f(J_{c0}, \dots, J_{cN}) \quad (2.20)$$

によって繰り返し計算を用うことにより数値的に計算できる。初期条件として、各層での電流密度は

$$J_{c0}^{\{0\}} = J_{c1}^{\{0\}} = \dots = J_{cN}^{\{0\}} = J_{cM}(B = 0) \quad (2.21)$$

で示すように全ての同じ値をもつ。次の繰り返しで、新しい臨界電流密度の値は一つ前の値群を式(2.20)へ代入し得られ、

$$J_{ci}^{\{1\}} = f(J_{c0}^{\{0\}}, \dots, J_{cN}^{\{0\}}) \quad (2.22)$$

に示す。この方法を用いることで、 k 番目の繰り返しでは

$$J_{ci}^{\{k\}} = f(J_{c0}^{\{k-1\}}, \dots, J_{cN}^{\{k-1\}}) \quad (2.23)$$

によって臨界電流密度が得られる。このようにして、全ての層に用いる超伝導線材の臨界電流密度は、繰り返し計算によって数値的に求めることができる。繰り返しの回数は100回以下で、臨界電流密度の誤差は 10^{-6} A/m²以下となる[18]。

ケーブルの電流容量は

$$I_t = \sum_{i=1}^n I_i \quad (2.24)$$

により求められる。

2.3 FEMによる数値解析

2.3.1 解析モデルの作製

FEMによる数値計算を行い、繰り返し近似による近似計算の値と比較をし、近似計算の正確性を確認する。図 2.8 に FEM によって作製した解析モデルを示す。解析モデルは赤の部分の第 1 層、黄色の部分の第 2 層、黄緑の部分の第 3 層が内側導体の 3 層で、青の部分の第 4 層、紫の部分の第 5 層、灰色の部分の第 6 層が外側導体の 3 層である。寸法は中心から内側導体の最内層までの距離 $R_0 = 10 \text{ mm}$ 、中心から外側導体の最内層までの距離を 20 mm 、超伝導線材の厚さを $140 \text{ }\mu\text{m}$ 、超伝導層とみなす導体層の厚さ $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$ である。今回は導体層を電気伝導率 $\sigma = 1$ の金属導体として設定した。また、内側導体と外側導体の層をそれぞれ 2 倍の 6 層ずつにした解析モデルも作製した。

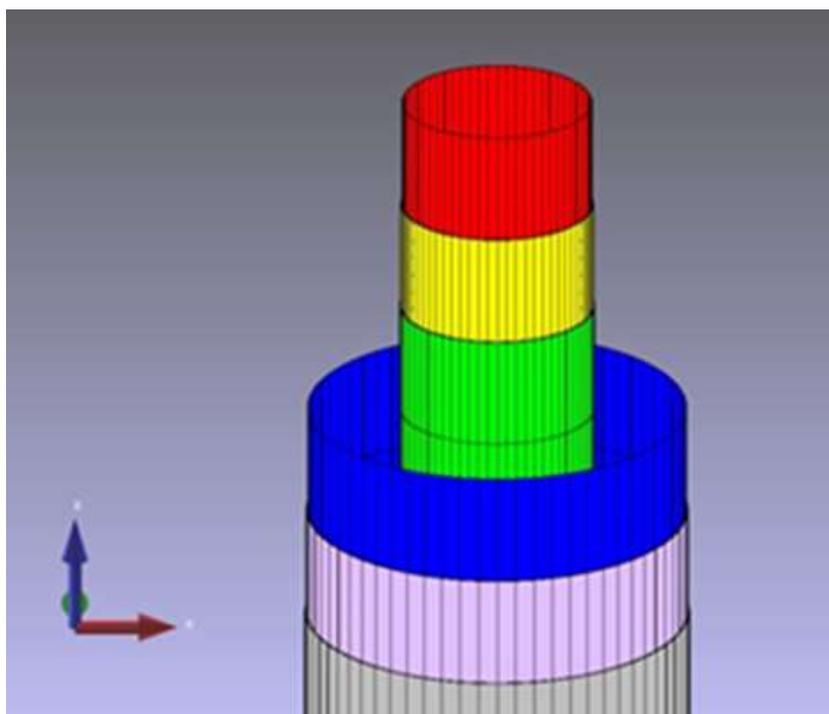


図 2.7 : FEM によって作製した解析モデル

2.3.2 計算式の正確性の確認

近似計算が正しいかどうかを確認する前に、式(2.12)、式(2.13)の縦磁界の大きさ B_{\parallel} と横磁界の大きさ B_{\perp} を導出する式の正確性を確認する。ここでは第1層のみに電流を流す。印加する電流の角度 θ_{\max} を変化させたときの縦磁界と横磁界の大きさを計算する。条件を

1. 中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する任意の電流量 1000 A
2. 中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する任意の電流量 2000 A
3. 中心部からの距離 $R = 20 \text{ mm}$ 、印加する任意の電流量 1000 A

の3つとして印加する電流の値と解析モデルの半径を変化させたときの縦磁界と横磁界の大きさを計算する。この時、角度 θ_{\max} は $0 \leq \theta_{\max} \leq 80$ の範囲で以前の研究より細かく 5° 間隔で測定する。式(2.12)、式(2.13)の結果とFEMによる数値計算の結果を比較することで、式(2.12)、式(2.13)の正確性を確認する。

2.3.3 臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合の磁界の大きさの比較

外側導体から加えられる縦磁界 B_{ext} を考慮せず、内側導体の3層に磁界依存性を考慮しない J_c によって設定される電流を流す。この時 J_c は任意の臨界電流密度 $J_c = 2.84 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ と仮定する。また式(2.18)において、 $\theta = 0^\circ$ のとき第 i 層の層に印加する電流は $I_i = 2\pi R_i J_c d$ となるので、第1層、第2層、第3層に印加する電流 I_i はそれぞれ $I_1 = 1759.3 \text{ A}$ 、 $I_2 = 1783.9 \text{ A}$ 、 $I_3 = 1808.6 \text{ A}$ となる。このとき、 θ_{\max} を変化させたときの計算式で導出した縦磁界、横磁界の大きさとFEMによる数値計算での縦磁界、横磁界の大きさの結果を比較する。

2.3.4 内側導体3層・外側導体3層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮する場合

内側導体3層と外側導体3層にそれぞれ磁界依存性を考慮した J_c によって設定される電流を流す。図2.9に θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値を示し、図2.10に θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値の合計を示す。また、外側導体の角度である θ_4 、 θ_5 、 θ_6 に関しては、 $\theta_4 = -\theta_1 = 0^\circ$ 、 $\theta_5 = -\theta_2$ 、 $\theta_6 = -\theta_3 = -\theta_{\max}$ とした。このときの θ_{\max} を変化させたときの電流値は、繰り返し近似により導出を行った。

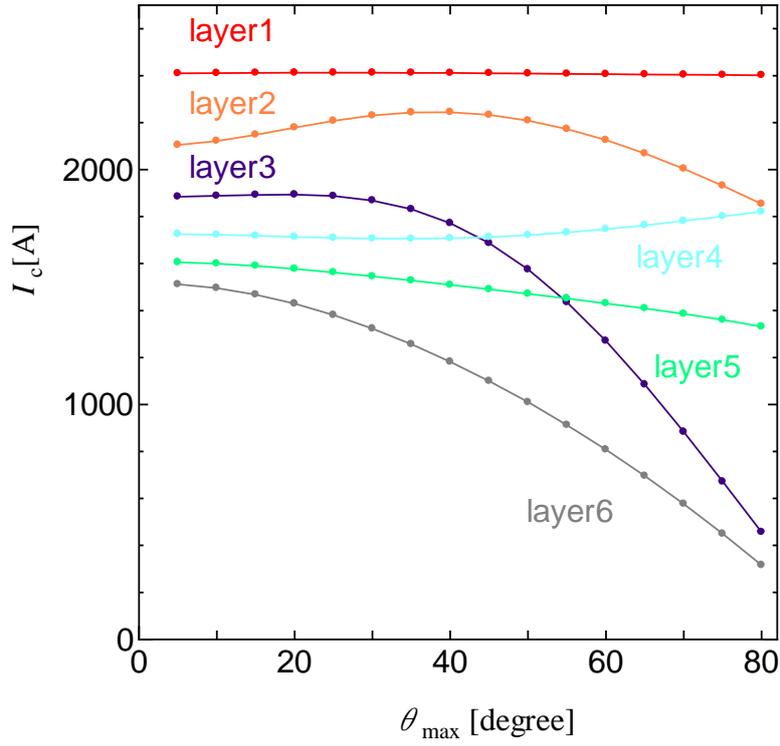


図 2.8 : 内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値

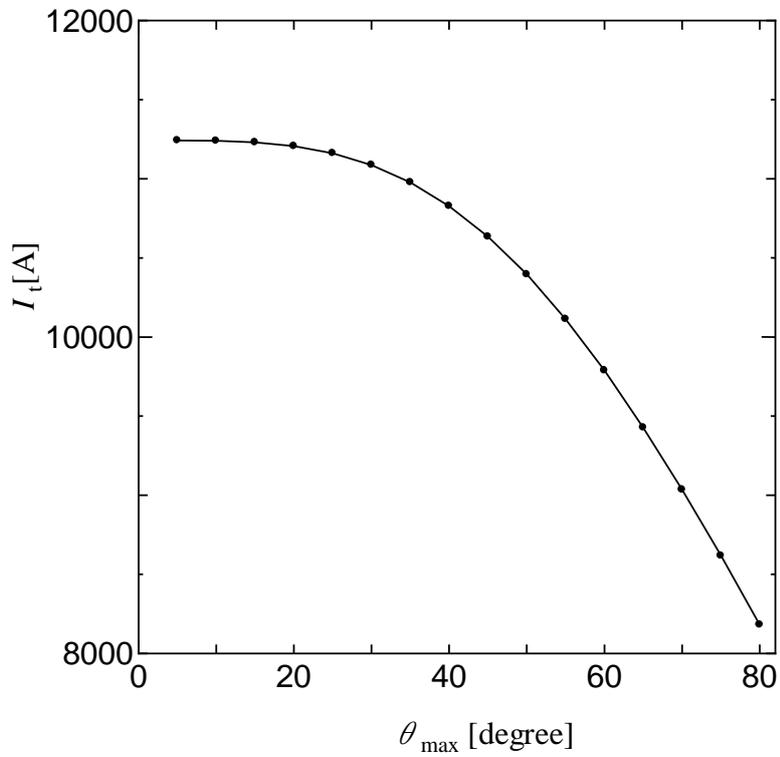


図 2.9 : 内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値の合計

2.3.5 内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮する場合

内側導体 6 層と外側導体 6 層にそれぞれ磁界依存性を考慮した J_c によって設定される電流を流す。図 2.11 に θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値を示し、図 2.12 に θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値の合計を示す。また、外側導体の角度である $\theta_7, \theta_8, \theta_9, \theta_{10}, \theta_{11}, \theta_{12}$ に関しては、 $\theta_7 = -\theta_1 = 0^\circ$ 、 $\theta_8 = -\theta_2$ 、 $\theta_9 = -\theta_3$ 、 $\theta_{10} = -\theta_4$ 、 $\theta_{11} = -\theta_5$ 、 $\theta_{12} = -\theta_6 = -\theta_{\max}$ とした。このときの θ_{\max} を変化させたときの電流値は、繰り返し近似により導出を行った。

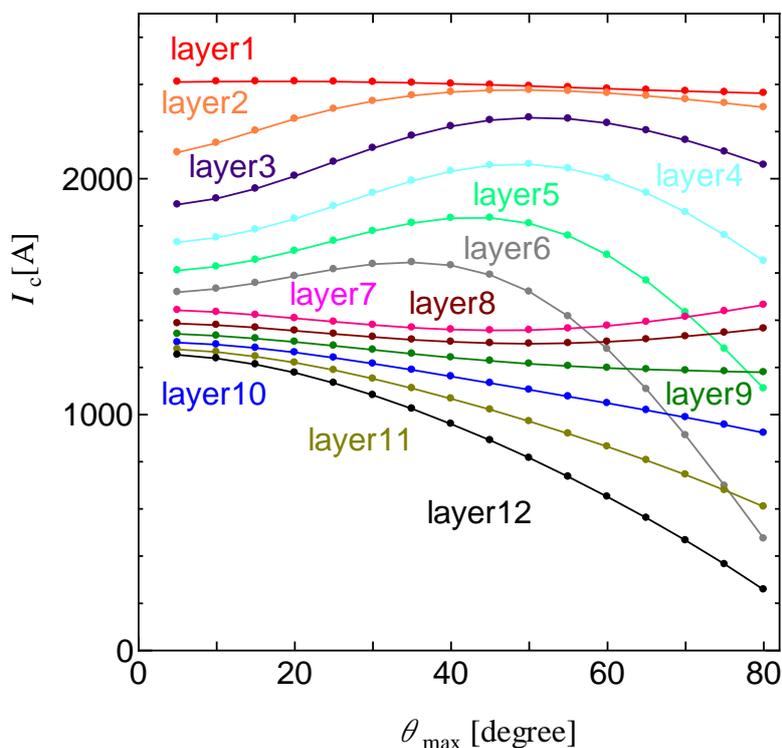


図 2.10 : 内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値

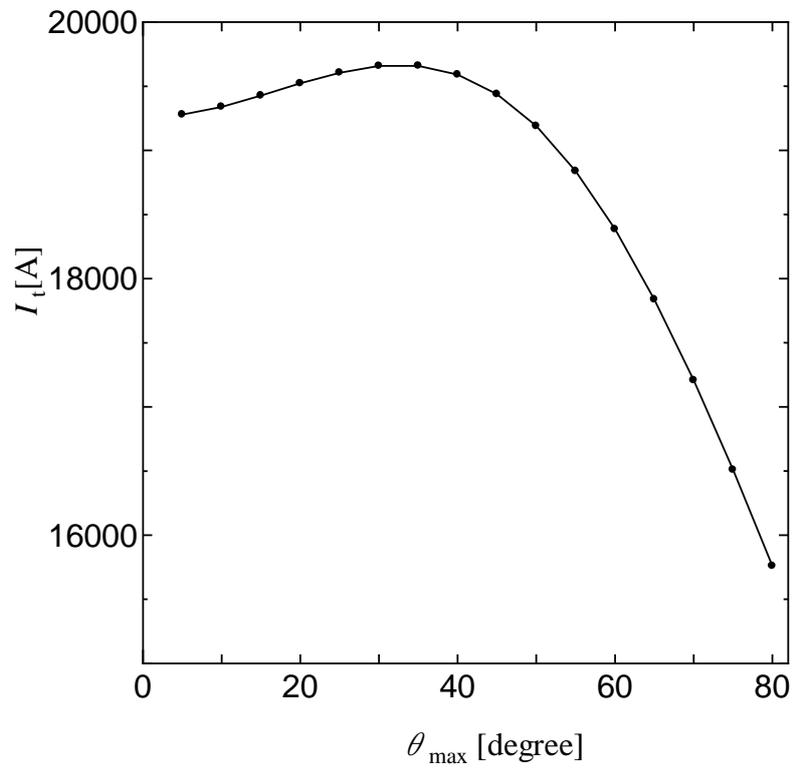


図 2.11 : 内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルの θ_{\max} を変化させたときの各層に印加する電流値の合計

第3章 結果及び考察

3.1 計算式の正確性

図 3.1(a)(b)、図 3.2(a)(b)、図 3.3(a)(b)に、それぞれ条件 1.中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する電流 1000 A と条件 2.中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する電流 2000 A と条件 3.中心部からの距離 $R = 20 \text{ mm}$ 、印加する電流 1000 A における縦磁界と横磁界の大きさを示す。

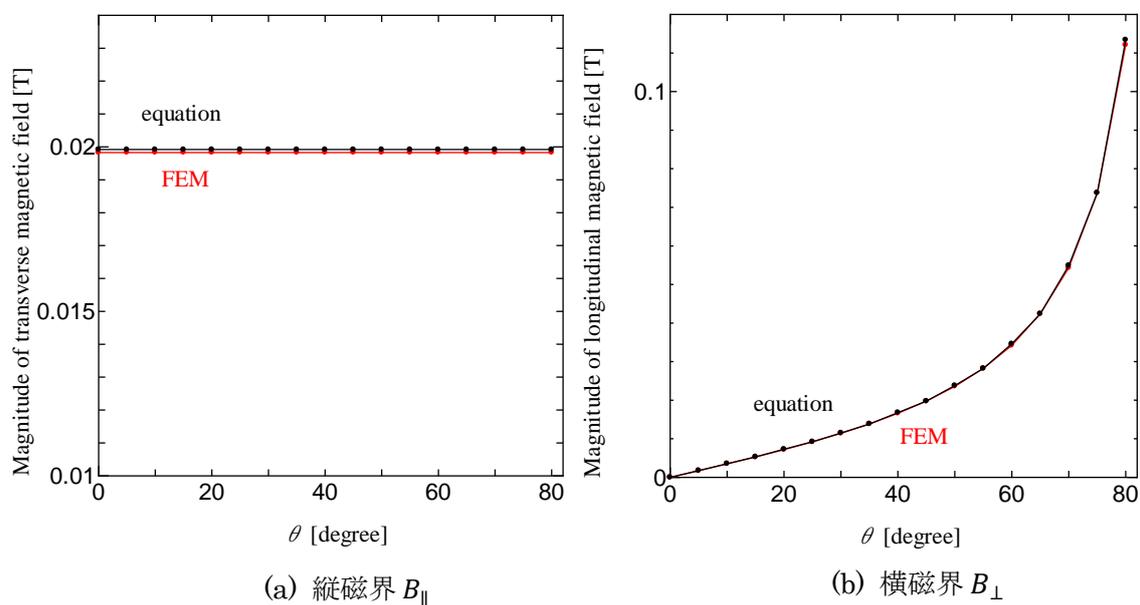


図 3.1 : 1.中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する電流 1000 A の条件において角度に対する(a)縦磁界、(b)横磁界の大きさ

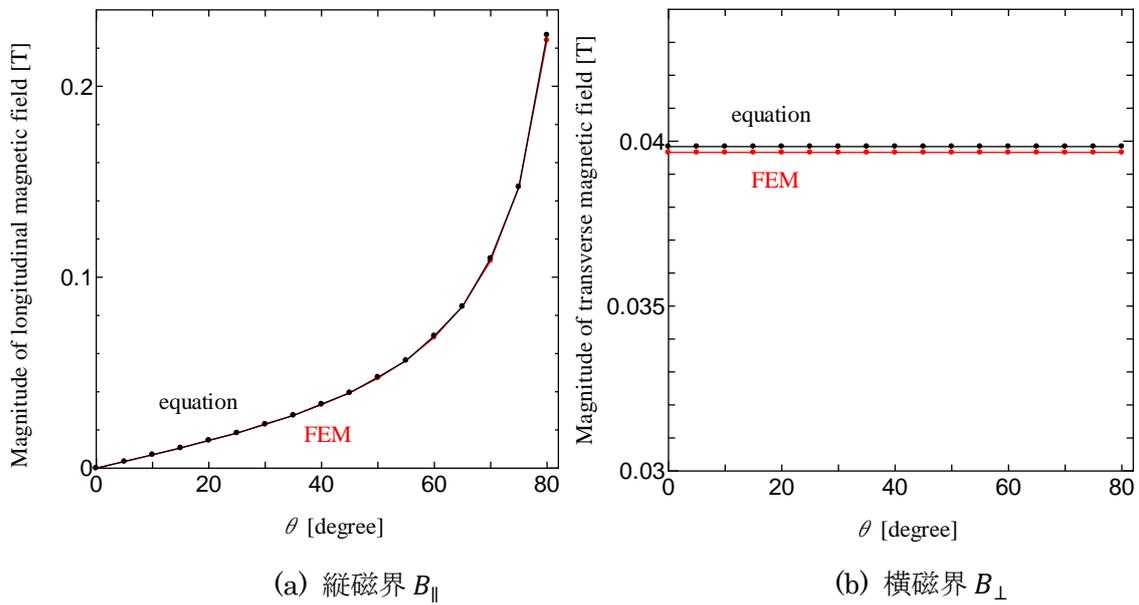


図 3.2 : 2. 中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する電流 2000 A の条件において角度に対する (a) 縦磁界、(b) 横磁界の大きさ

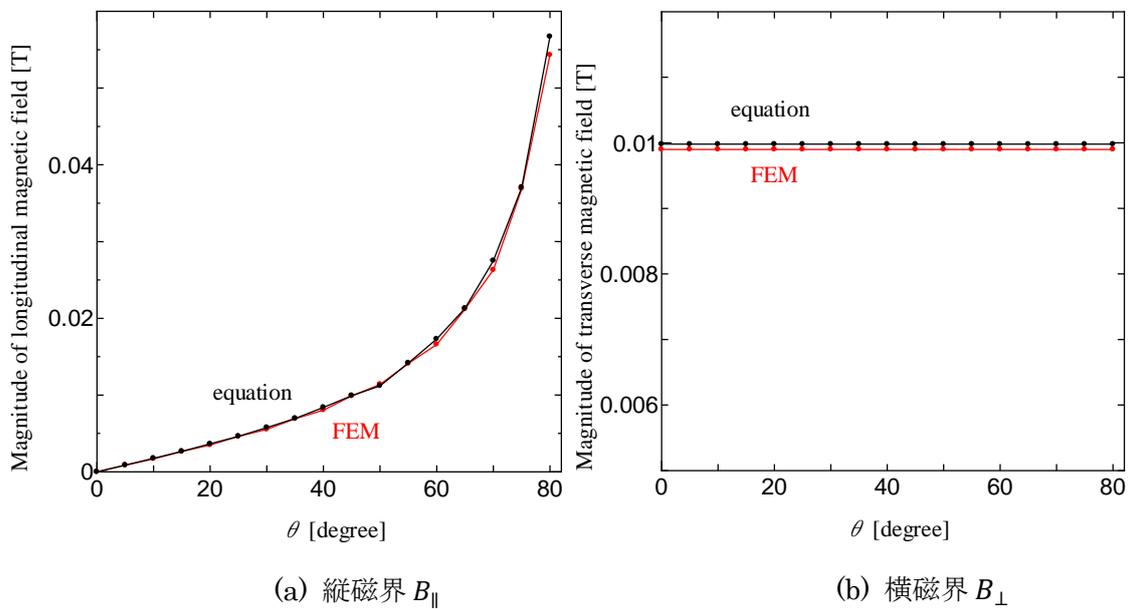


図 3.3 : 3. 中心部からの距離 $R = 10 \text{ mm}$ 、印加する電流 2000 A の条件において角度に対する (a) 縦磁界、(b) 横磁界の大きさ

いずれの場合においても式と FEM による値が一致していることから式(2.12)、式(2.13)の正確性を確認することができました。縦磁界は θ が増加するごとに大きくなっていることと横磁界は θ に関わらず一定であることが分かりました。また、図 3.2 より条件 1.から電流を 2 倍にした場合は縦磁界と横磁界共に図 3.1 の場合から値が 2 倍になり、図 3.2 より条件 1.から中心部からの距離を 2 倍にした場合は縦磁界と横磁界共に図 3.1 の場合から値が 2 分の 1 倍になっていることから式(2.12)と式(2.13)の正確性を確認できました。

3.2 臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合の縦磁界と横磁界の大きさ

図 3.4(a)(b)に、臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合の角度に対する縦磁界と横磁界の大きさを示す。この時の縦磁界と横磁界の値は式(2.12)、式(2.13)から各層から発生した磁界をそれぞれ足し合わせたものとなっている。縦磁界において式と FEM の値がほぼ一致しているが、横磁界においてはわずかにずれている。これは 1 層の場合より層数を増やしたことでその分誤差が増えたためだと考えられる。

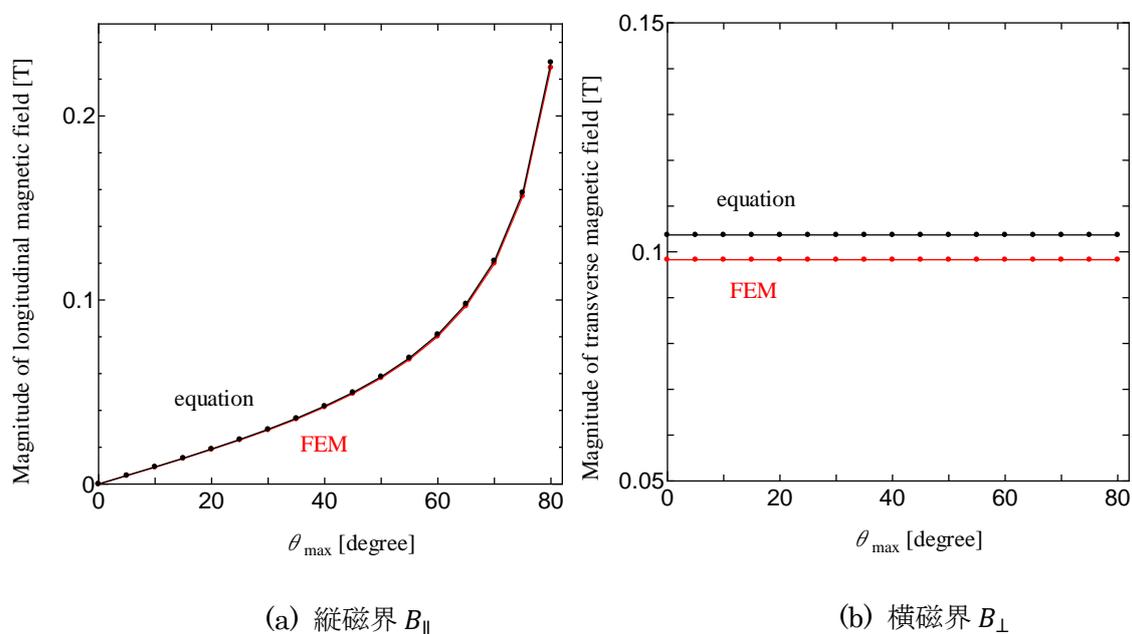


図 3.4: 臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮しない場合の角度に対する縦磁界と横磁界の大きさ

3.3 内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮する場合

図 3.5 に内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルでの臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮した場合の第 1 層から第 3 層の角度 θ_{\max} に対する磁界の大きさの結果を示す。

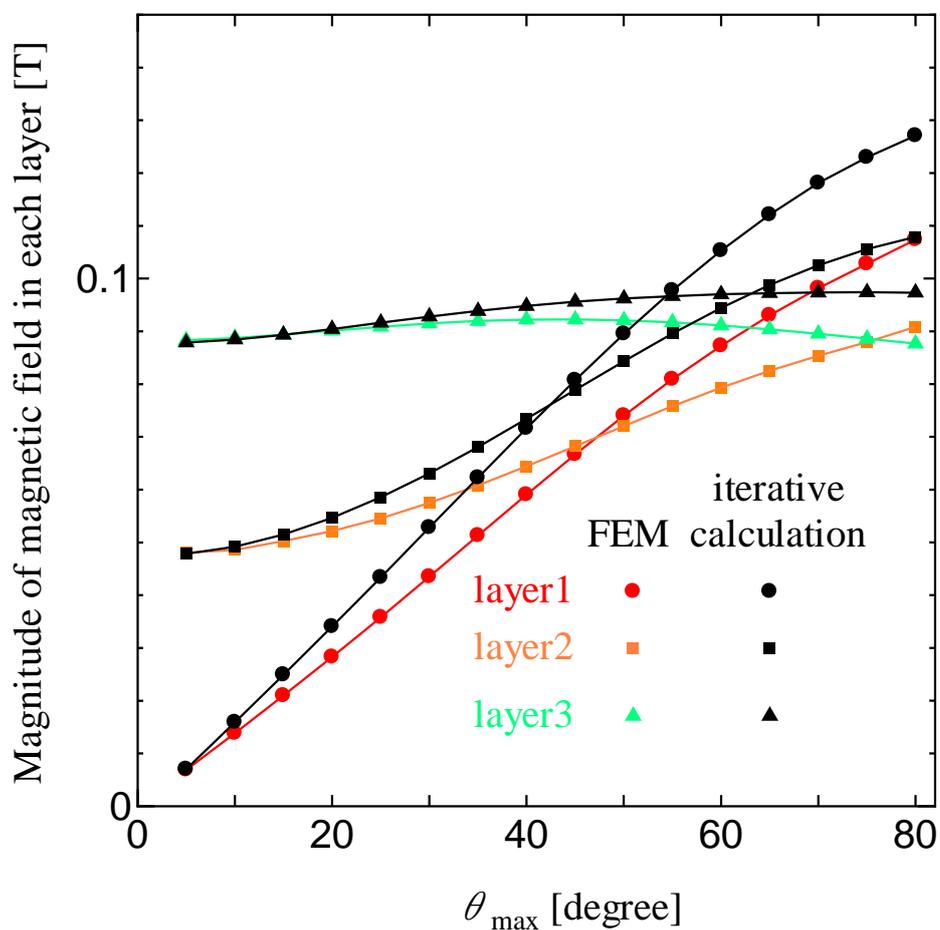


図 3.5 : 角度 θ_{\max} に対する第 1 層から第 3 層に加えられる磁界の大きさ

図 3.5 より θ_{\max} が小さい時は FEM と繰り返し近似の値がほぼ一致しているが、 θ_{\max} が大きくなるごとにそれぞれの層において FEM と繰り返し近似の値との差が大きくなっていることが確認できる。第 1 層から第 3 層と順に θ_{\max} による磁界の大きさの変化が緩やかになっているのは、加えられる縦磁界の大きさが減少し横磁界の大きさが増加しているからである。第 1 層には各層からの縦磁界のみが加えられており、第 3 層と比べて誤差が大きくなっているのは繰り返し近似で導出される縦磁界の誤差の影響によるものではないかと考えられる。

図 3.6 に角度 θ_{\max} に対する第 2 層と第 3 層に加えられる磁界と電流との角度 φ を示す。

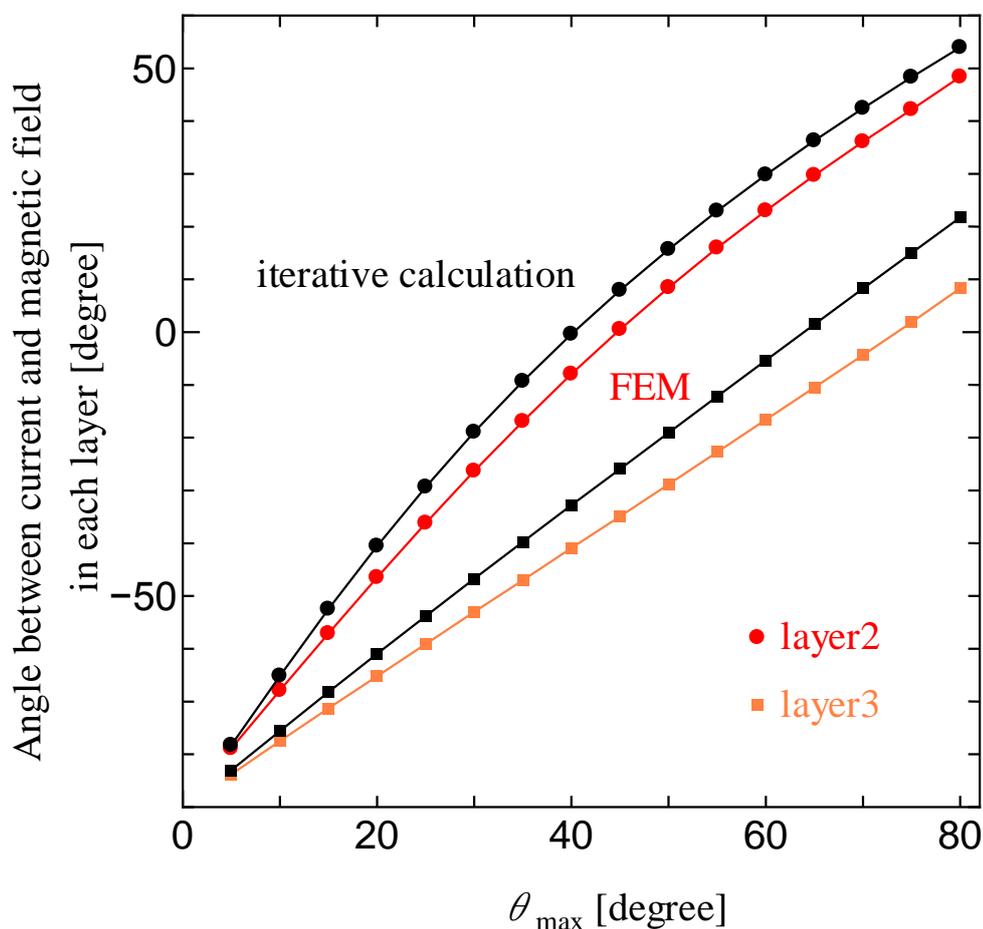


図 3.6 : 角度 θ_{\max} に対する第 2 層と第 3 層に加えられる磁界と電流との角度

図 3.6 より FEM と繰り返し近似の値にやや差があることが確認できる。第 2 層の角度の変化が第 3 層よりも大きいのは角度によって大きく変化する縦磁界の割合が横磁界に対して大きいからだと考えられる。第 1 層は各層から発生する縦磁界のみが加わるため電流と磁界のなす角度は $\varphi_1 = 0^\circ$ となる。

3.4 内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルにおいて臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮する場合

図 3.7 に内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルでの臨界電流密度 J_c の磁界依存性を考慮した場合の第 1 層から第 6 層の角度 θ_{\max} に対する磁界の大きさの結果を示す。

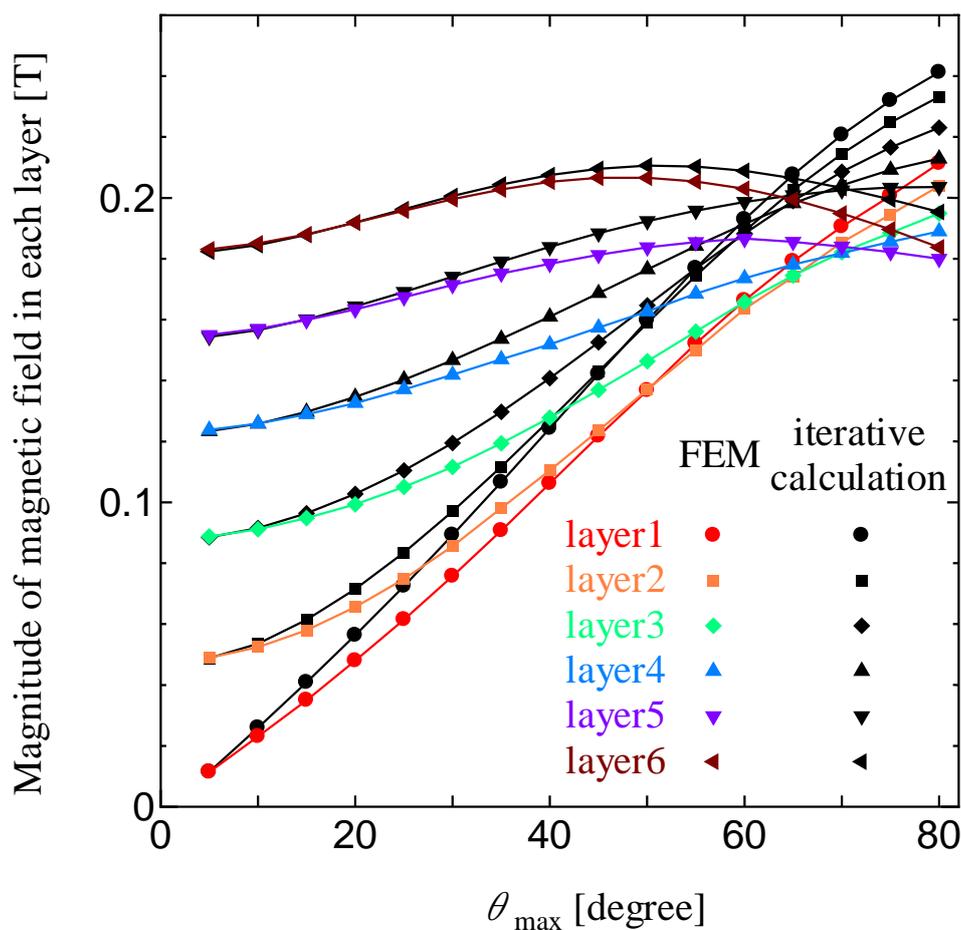


図 3.7 : 角度 θ_{\max} に対する第 1 層から第 6 層に加えられる磁界の大きさ

図 3.7 より角度 θ_{\max} が小さい場合は FEM と繰り返し近似の値がほぼ一致しているが、それぞれの層において θ_{\max} が大きくなるにつれ誤差が大きくなっていることが確認できる。第 5 層や第 6 層と比べて第 1 層や第 2 層において FEM と繰り返し近似の値の差が開いていることから、図 3.5 の場合と同様に繰り返し近似で導出される縦磁界により誤差が発生しており、層数を増やしたことによりその誤差も増加したと考えられる。

図 3.8 に角度 θ_{\max} に対する第 2 層から第 6 層に加えられる磁界と電流との角度 φ を示す。

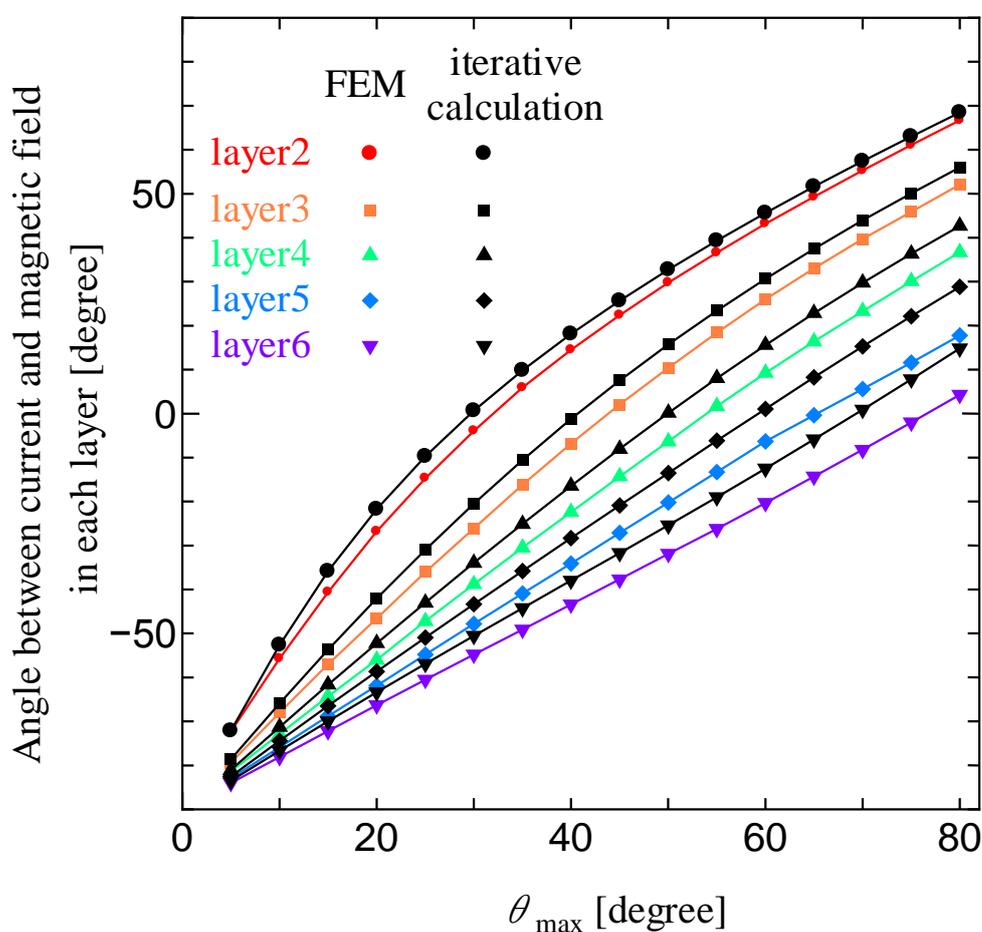


図 3.8 : 角度 θ_{\max} に対する第 2 層から第 6 層に加えられる磁界と電流との角度

図 3.8 より第 1 層から第 6 層と順に FEM と繰り返し近似の値に差が出ていることが確認できる。第 5 層や第 6 層では加えられる磁界において誤差が大きく出る縦磁界の割合の変化が第 1 層や第 2 層より大きいいためだと考えられる。ま

た、第1層は図3.6の時と同様に各層から発生する縦磁界のみが加わるため電流と磁界のなす角度は $\varphi_1 = 0^\circ$ となる。

FEMと繰り返し近似の値との差について、詳しく考察するために図3.9に第1層から第6層の角度 θ_{\max} に対するFEMと繰り返し近似の値との差を示す。

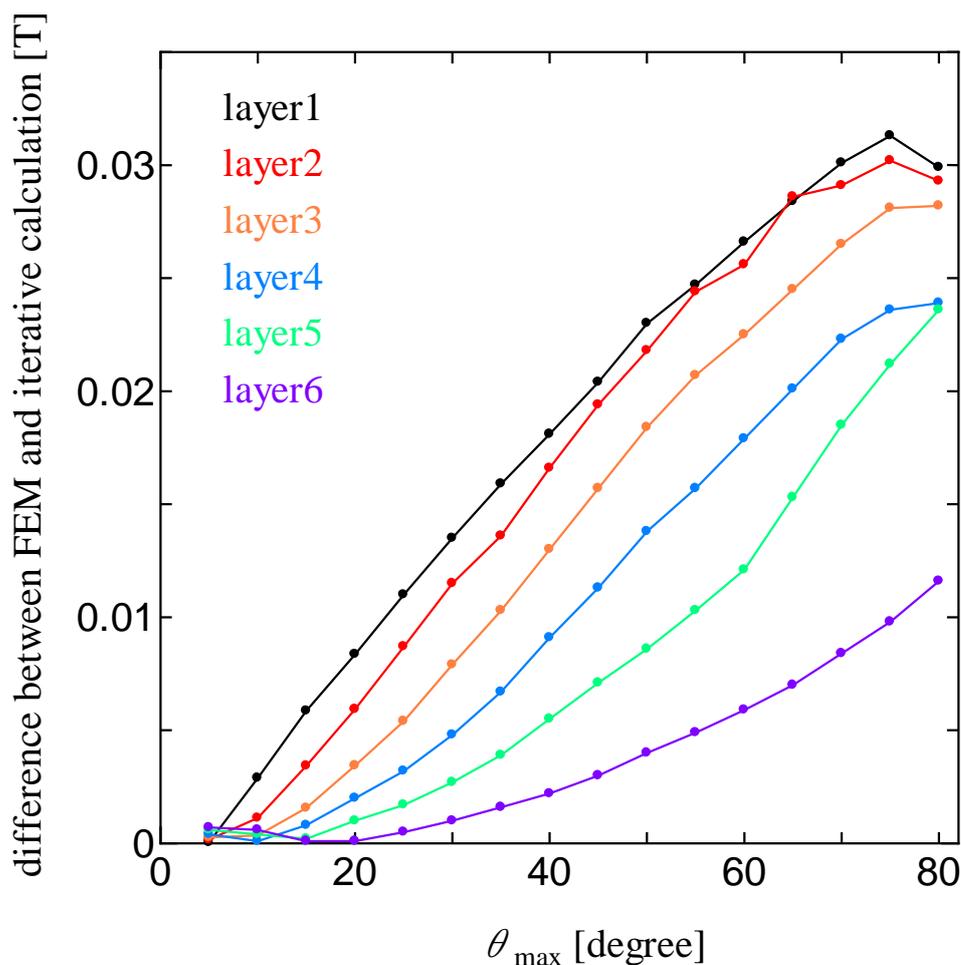


図3.9：第1層から第6層の角度 θ_{\max} に対するFEMと繰り返し近似の値との差

図3.9よりそれぞれの層において θ_{\max} が大きくなるごとにFEMと繰り返し近似の値との差が大きくなる傾向にあることが確認できる。 θ_{\max} に対応していることから縦磁界の式(2.12)の $\tan \theta_k$ により誤差が大きくなっているのではないかと考えられる。また、第6層のFEMと繰り返し近似の値との差が他の層と比べて小さいのは、受ける縦磁界が小さく横磁界の値は大きいことから縦磁界の誤差の影響が少ないからだと考えられる。

第4章 まとめ

縦磁界効果を利用した超伝導直流電力ケーブルはケーブルの構造が複雑であり、繰り返し近似による近似計算の結果を FEM による計算結果と比較することで、繰り返し近似による近似計算の正確性を検証した。まず、縦磁界 B_{\parallel} と横磁界 B_{\perp} を求める計算式の確認において、導体層を 1 層のみ及び導体層を 3 層とし J_c の磁界依存性を考慮しない場合で考えた場合、求める計算式は正確である。内側導体 3 層・外側導体 3 層のモデルにおいて J_c の磁界依存性を考慮した場合の磁界の大きさ及び電流と磁界の角度で繰り返し近似による近似計算と FEM の結果は θ_{\max} が大きい場合には差が出ていることが確認できた。また、層数を増やしてより複雑にした内側導体 6 層・外側導体 6 層のモデルにおいて J_c の磁界依存性を考慮した場合も磁界の大きさ及び電流と磁界の角度で繰り返し近似による近似計算と FEM の結果は θ_{\max} が大きい場合には差が出ており、特に縦磁界の誤差が大きいことが確認できた。このことより、縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルの設計において繰り返し近似による近似計算を使用するには導出される縦磁界の誤差をより少なくする必要があると考えられる。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大なるご指導、助言を頂いた小田部荘司教授、松下照男教授、木内勝准教授、ビャトキン・ウラジミール博士に深く感謝いたします。また、公私共々お世話になりました小田部研究室、木内研究室の皆様に深く感謝いたします。ありがとうございました。

参考文献

- [1] J. R. Bednortz, K. A. Müller : Z. Phys. B-Condensed Matter 64 (1986) 189
- [2] M. K. Wu, J. R. Asuburn, C. J. Torng, P. H. Hor, P. L. Meng, L. Gao, Z. J. Haung, Y. Q. Wang and C. W. Chu : Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 908
- [3] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano : Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L209
- [4] 松下 照男 : 「磁束ピンニングと電磁現象」, 産業図書, 1994 年
- [5] 松下 照男 : 「超伝導応用の基礎」, 米田出版, 2004 年
- [6] Yu. F. Bychkov, V. G. Vereshchagin, M. T. Zuev, V. R. Karasik, G. B. Kurganow and V. A. Mal'tsev: JETP Lett. 9 (1969) 404.
- [7] Tsuruta, Yoshida, Japanese Journal of Applied Physics 53 (2014) 078003
- [8] E. S. Otabe, M. Migita, M. Watanabe, T. Matsushita, M. Morita : Physica C 382 (2012) 127
- [9] E. S. Otabe et al. : Physica C 494 (2013) 173
- [10] 高温超伝導送電・蓄電技術 世界初の直流超伝導送電・蓄電システムの研究開発 [中部大学との共同研究]
<http://www.nano-opt.jp/jpn/technology/cable.html>
- [11] T. Matsushita, V. S. Vyatkin, M. Kiuchi, E. S. Otabe : J. Cryo. Soc. Jpn. Vol. 48 No. 11 (2013)
- [12] T. Matsushita, M. Kiuchi, E. S. Otabe : Supercond. Sci. Technol. 25 (2012) 125009
- [13] T. Matsushita, M. Kiuchi, E. S. Otabe, V. S. Vyatkin : Appl. Supercond. Conf. (2013)032
- [14] V.S.Vyatkin, M. Kiuchi, E. S. Otabe, T. Matsushita : Private Communicaton
- [15] 小松伸二郎 : 縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルの有限要素法を用いた電磁界解析九州工業大学情報工学部電子情報工学科 2014 年度修士論文
- [16] T. Kato, R. Yoshida, N. Chikumoto, S. Lee, K. Tanabe, T. Izumi, T. Hirayama, Y. Shiohara : Physica C 471 (2011) 1012
- [17] 山崎 修一郎, 後藤 憲一 : 「詳解 電磁気学演習」, 共立出版, 1970 年
- [18] V. S. Vyatkin, K. Tanabe, J. Wada, M. Kiuchi, E. S. Otabe, T. Matsushita : Physica C 494 (2013) 135