

縦磁界効果を利用した銀シース Bi-2223
超伝導単層直流電力ケーブルの臨界電流特性

木内研究室
谷村 賢太

平成 26 年 2 月 13 日
電子情報工学科

目次

第1章 序論.....	1
1.1 はじめに.....	1
1.2 銅酸化物超伝導体.....	3
1.2.1 ビスマス系超伝導体.....	3
1.3 縦磁界効果.....	3
1.4 超伝導電力ケーブル.....	4
1.4.1 交流・直流超伝導電力ケーブル.....	4
1.4.2 縦磁界効果を用いた直流超伝導電力ケーブル.....	5
1.5 本研究の目的.....	9
第2章 実験.....	10
2.1 試料.....	10
2.1.1 PIT (Powder In Tube) 法.....	10
2.1.2 CT-OP (ConTrolled Over Pressure sintering) 法.....	10
2.2 測定及び評価方法.....	11
2.2.2 短尺模擬ケーブルの作製方法.....	11
2.2.1 直流四端子法.....	13
2.2.2 実験手順.....	13
第3章 実験結果及び考察.....	15
3.1 I_c - B_{ext} 特性.....	15
第4章 総括.....	22
4.1 総括.....	22
4.2 I_c - B_{ext} 特性.....	22
4.2.1 $\theta = 0^\circ$ の単層短尺模擬ケーブル.....	22
4.2.2 $\theta = 15^\circ$ の単層短尺模擬ケーブル.....	22
4.3 今後の課題.....	22
第5章 参考文献.....	23

第 1 章 序論

1.1 はじめに

超伝導現象は、超伝導体という物質の電気抵抗が温度の低下とともに消滅する現象であり、1911年にオランダの物理学者 H.K.Onnes によってはじめて水銀で発見された。その後多くの元素、金属、化合物について超伝導現象が確認されている。超伝導体は、その電気抵抗が消滅する性質から様々な工学的な応用に期待されているが、その性質は、現在までに発見された多くの超伝導体において、わずかな磁界や温度によって失われてしまうために応用が難しいものであった。このように、超伝導体はある磁界や温度の範囲内でのみ超伝導現象を示すものであり、その転移温度を臨界温度 T_c 、転移磁界を臨界磁界 B_c と呼ぶ。超伝導現象は、現在までにその発現機構や性質に関する研究が進められており、1933年にドイツの物理学者 W.Meißner と R.Ochsenfeld によって超伝導体の完全反磁性 (Meißner-Ochsenfeld 効果) を発見し、さらに 1957年に J.Bardeen、L.N.Cooper、J.R.Schrieffer らによって BCS 理論が提唱され、超伝導現象の発現機構における基本的な理解が与えられた。しかし、BCS 理論では、超伝導体の T_c は 30 K を超えない (これは BCS 理論の壁と呼ばれる) と予想されていたが、1986年にドイツの物理学者 J.G.Bednorz とスイスの物理学者 K.A.Müller らによって、 T_c が 35 K となる La-Ba-Cu-O 系の超伝導体が発見された。この発見以降に世界各国で T_c の高い超伝導体の探索が行われ、1987年に、液体窒素温度(77 K)より高い T_c をもつ超伝導体が発見された。高温超伝導体の中でも、銅酸化物であるものは銅酸化物高温超伝導体と呼ばれる。 T_c が 77 K を超える高温超伝導体が発見されるまで、液体ヘリウムが超伝導体の冷媒に用いられていたが、ヘリウム資源は地中からの採掘以外では回収が困難であり、その採掘量も枯渇していくことが予想されている。しかし、 T_c が 77 K を超える高温超伝導体が発見されてからは、その冷媒に液体窒素を用いることや、冷却手段として冷凍庫を使用することが可能となった。窒素はヘリウムと比較して回収が容易であることから、超伝導体の冷却コストの低減により様々な機器への応用が期待されている。しかし、これらの高温超伝導体にも実用化に向けて様々な課題が残されているため、現在でも研究が続けられている状態である。

超伝導体は、それが超伝導状態にあるときに、電流を流した場合や外部磁場をかけた場合、その磁気的な性質、振る舞いの違いにより、第一種超伝導体と第二種超伝導体に区別される。第一種超伝導体は、電流および外部磁界を与えていない場合、その超伝導体の T_c 以下の温度において超伝導状態となり完全反磁性を示す。しかし、これに外部磁界を与えていくと、ある外部磁界の大きさにおいてその超伝導状態が破壊されてしまう。この磁界は

前述した B_c である。一方で、第二種超伝導体は、第一種超伝導体と同じようにある磁界までは完全反磁性を示すが、その磁界を超えると第一種超伝導体とは異なり、超伝導体内部に一定の磁束（磁束線）を侵入させ、超伝導状態を維持することができる。磁束線を侵入させた領域は常伝導状態となるが、全体としては超伝導状態を維持している。この状態を混合状態と呼ぶ。さらに、この第二種超伝導体に外部磁界を与えていくと超伝導状態が破壊される。第二種超伝導体の完全反磁性を示さなくなる転移磁界を B_{c1} 、超伝導状態が破壊される転移磁界を B_{c2} とする。

現在発見されている超伝導体では、第一種超伝導体の B_c と比較すると、第二種超伝導体の B_{c2} は非常に大きいことが知られている。このために、工学的な応用には第二種超伝導体を用いられていることが一般的である。第二種超伝導体は、前述したとおりの混合状態においては超伝導体内部に磁束線が侵入している（この磁束線の磁束密度を \mathbf{B} とする）。そのため、超伝導体に流す輸送電流（この電流密度を \mathbf{J} とする）により、その磁束線（正確には、その磁束線を留める渦糸電流）に Lorentz 力 \mathbf{F}_L が与えられる。この \mathbf{F}_L は、

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

と表すことができる。また、この \mathbf{F}_L により磁束線が速度 \mathbf{v} で運動した場合、Josephson の式より、誘導起電力

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (2)$$

が生じる。この \mathbf{E} は、 \mathbf{J} と同じ向きに生ずるので、

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0 \quad (3)$$

こうした状態が定常的に続くためには、この誘導起電力に見合った損失が発生しなければならない。すなわち、この \mathbf{E} は超伝導体に対して Ohmic な損失をもたらすこととなり、超伝導体の超伝導状態を破壊する原因となる。しかしながら、実際の第二種超伝導体には磁束の運動を止める（ $\mathbf{v} = 0$ ）作用があり、第二種超伝導体に含まれる常伝導析出物、空隙、結晶粒界面など、あらゆる欠陥や不均質物質がその作用をする。こうした欠陥などをピンニング・センターと呼び、それらの作用を磁束ピンニングと呼ぶ。磁束ピンニングは、 \mathbf{F}_L がある臨界値を超えるまで磁束線の動きを止めるため、 \mathbf{E} による損失を生じさせないようにすることができる。単位体積当たりのピンニング・センターが磁束線に及ぼす力をピン力密度 \mathbf{F}_p とすると、超伝導体に \mathbf{E} が生じ始める電流密度（これを \mathbf{J}_c とする）の下では、磁束線に単位体積当たりに

$$F_L = J_c B \quad (4)$$

の Lorentz 力が働いており、これが \mathbf{F}_p と釣り合っていることから、

$$J_c = \frac{F_p}{B} \quad (5)$$

の関係がある。(4)式の J_c を臨界電流密度という。第二種超伝導体は、 T_c 、 B_{c2} 、 J_c それぞれのパラメータが工学的な応用において重要となっている。

1.2 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いう。銅酸化物超伝導体は、その T_c が現在までに発見されている超伝導体の中でも比較的高いものが多いため、工業的な応用に期待が寄せられている。銅酸化物超伝導体の中でも、RE(RE:希土類)系超伝導体や Bi(Bi:ビスマス)系超伝導体が注目を集めている。これらの超伝導体は、結晶構造に CuO_2 面を含む超伝導層と、超伝導層に超伝導電子を供給するブロック層と呼ばれるものが交互に積層して出来ている。そのため、超伝導電子は CuO_2 面に対して平行方向にはよく流れるが、垂直方向には流れにくいという結晶構造上の異方性を持っている。したがって、銅酸化物超伝導体は CuO_2 面をそろえるように結晶構造の配向を行わなければ優れた特性を得られることはできないとされている。この結晶配向を実現するために、現在では、銅酸化物超伝導体はコート線材として用いられている。

1.2.1 ビスマス系超伝導体

銅酸化物超伝導体において、ビスマス系超伝導体は、Bi、Sr、Ca、Cu、O の 5 つの元素が複雑な構造をなすセラミックである。一般に、銅酸化物超伝導体は脆いセラミックであるため、線材に加工することは容易ではない。また、 CuO_2 面をそろえるように結晶構造の配向を行うことも容易ではない。しかし、ビスマス系超伝導体は CuO_2 面に広がった面状に結晶が育ちやすいという特徴があり、2.1.1 節に記す PIT 法と呼ばれる手法により結晶構造の配向がほぼ揃った状態で、比較的可撓性の高いテープ線材に加工できる。

Bi 系超伝導体には T_c が 30 K の Bi-2201、95 K の Bi-2212、110 K の Bi-2223 があり、特に Bi-2223 はその高い T_c により発見直後から最も実用化に近い材料として注目されている。しかし、Bi-2223 はその特徴として比較的ピン力が弱く、与える外部磁界が大きくなると、その臨界電流密度が大きく低下する。

以上より、ビスマス系超伝導体は、他の銅酸化物超伝導体と比較して線材に加工しやすく、加工した線材は可撓性が高く、その臨界電流密度と臨界温度も高いという特徴があるが、外部磁場の影響を受けやすく、それにより超伝導体としての特性を大きく損なうという欠点を持っている。

1.3 縦磁界効果

電流に対して磁界をかける方向が垂直ならばその磁界を横磁界、電流に対して磁界をかける方向が平行ならばその磁界を縦磁界と呼ぶこととする。通常、超伝導体に電流が流れる場合、その超伝導体にかかる磁界は、その電流による自己磁界により横磁界となる。また、1.1 節で議論したのは全て横磁界である。

図 1.1 のように超伝導体に縦磁界を加えた場合には、横磁界を加えた場合と異なる現象が

観測されることが知られている。その現象を、以下に列挙する。

1. 電流によって磁界と同方向の磁化が正となる。これを常磁性効果と呼ぶ。
2. 縦磁界を増加させると交流電流による損失が減少する。
3. 縦磁界の場合は磁束線に対して Lorentz 力が働かない（この状態を、フォース・フリー状態という）ため、臨界電流密度 J_c が横磁界の場合に比べ大幅に増加する。
4. E を誘導起電力、 B を磁束密度、 v を磁束線の運動としたとき、磁束線の運動と電磁現象を結びつける Josephson の関係式 ($E = B \times v$) は、磁束線の運動が異なると考えられるため成り立たない。
5. 電流が臨界値を超えた抵抗状態において、負の電界領域を含む表面電界構造が観測される。

これらを総称して縦磁界効果と呼ぶ。

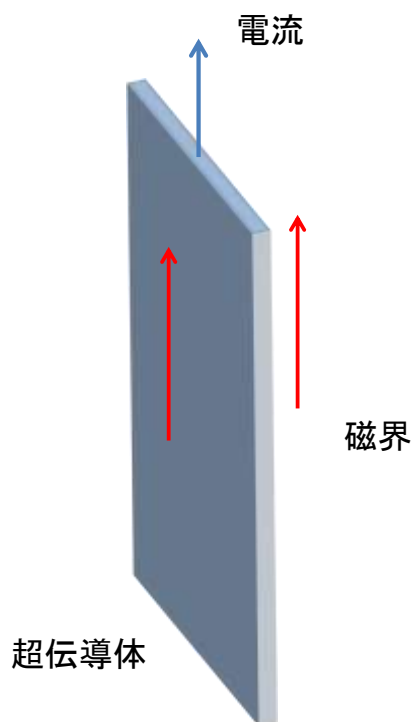


図 1.1 : 超伝導体に対して電流と磁界を平行に与えた状態

1.4 超伝導電力ケーブル

1.4.1 交流・直流超伝導電力ケーブル

現在、超伝導電力ケーブルには、交流電流を扱う交流超伝導電力ケーブルと直流電流を扱う直流超伝導電力ケーブルが開発されている。交流超伝導電力ケーブルは、その流れる電流が交流電流であるために送電する際の変圧が容易であり、火力、原子力によって発電

された交流電流を送電する場合に用いることが可能であるが、その交流超伝導電力ケーブルにおいて超伝導体特有の交流損失が生じてしまう。したがって、超伝導体を用いているにもかかわらず送電時の損失をゼロにできないのである。一方、直流超伝導電力ケーブルは、送電する際の損失がなく、超伝導体としての特徴を最大限に引き出すことが可能となるが、現在主流の交流送電においては、交流電流を直流電流に整流する必要があるため、その整流器のコストが必要となる。しかし、直流超伝導電力ケーブルを、直流で発電される太陽光発電や大型の風力発電などの送電に用いる場合は、当然、整流器のコストは不要となる。

1.4.2 縦磁界効果を用いた直流超伝導電力ケーブル

通常、超伝導電力ケーブルの輸送電流容量は、それを構成する超伝導線材の臨界電流密度特性によって決まるため、超伝導電力ケーブルの輸送電流容量の特性改善は、超伝導線材の臨界電流密度特性の改善によるところであった。しかし、1.3節に示したとおり、縦磁界下における超伝導体は横磁界下と比較して臨界電流密度が大幅に増加することが知られており、これを利用することで超伝導線材の特性を改善することなく、超伝導電力ケーブルの輸送電流容量の改善を期待できる。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。

ケーブルの構造において重要なことは、ケーブルの内側導体に縦、すなわち平行磁界を加える必要があるが、別途コイルをケーブルに巻く必要はなく、図 1.2 のように外側のシールド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に、シールド導体の超伝導線材をツイストする。これによって内側導体に縦磁界 B_{ext} を与える。内側導体に縦磁界が与えられると、(1)式において、 \mathbf{J} と \mathbf{B} がたがいに平行となるため、 \mathbf{F}_L は、

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_L &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ &= 0 \end{aligned} \tag{6}$$

であり、フォース・フリー状態となる。この状態を模倣して構成される超伝導電力ケーブルをフォース・フリー・ケーブルという。

B_{ext} はツイストしたシールド導体の超伝導線材によって内側導体に与えられると記したが、実際にはケーブルの内側導体を流れる電流によって決まるので、最終的には全ての量が矛盾なく決められなければならない。内側導体領域には厚さが 0.1 または 0.2 mm 程度の高温超伝導線材を数層から 10 層程度巻くのであるが、全体での厚みが半径よりも十分に小さいので、平板近似が可能となる。線材を巻きつける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 $d \ll R$ である。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(7)式で与えられる。

$$J_e = \frac{s}{t} J_c \tag{7}$$

超伝導部分を一様に J_e が流れているものとする。

超伝導部分を y - z 平面に平行な平板とし、最も内側の表面を $x = R$ 、最も外側の表面を $x = R + d$ とする。 z 軸をケーブルの軸方向とすると、 $x = R$ では磁界は z 軸成分が 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 によらず一定でなくてはならない。よって、超伝導部分の磁束密度は式(8)と表すことができる。

$$\begin{aligned} B &= (B_x, B_y, B_z) \\ &= (0, B \sin(x), B \cos(x)) \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)より、次の式(9)が満たされれば式(10)の電流分布となる。

$$\theta(x) = \frac{\mu_0 J_e}{B} (x - R) \quad (9)$$

$$J = (0, J_e \sin \theta(x), J_e \cos \theta(x)) \quad (10)$$

最も外側表面における磁界の角度 θ_{max} は式(11)と表すことができ、

$$\theta_{\text{max}} = \frac{\mu_0 J_c d}{B} \quad (11)$$

かつ、 $x = R + d$ における電流の自己磁界 B_1 は式(12)を満たさなければならない。

$$\tan \theta_{\text{max}} = \frac{B_1}{B_e} \quad (12)$$

この条件は単独で決めることができないため、(10)式の電流分布を用いて得られる B_1 と矛盾なく求める必要がある。

ここで、超伝導層の厚み s を $1.0 \mu\text{m}$ 、線材の厚み t を $100 \mu\text{m}$ のコート線材を想定する。その縦磁界下および横磁界下での J_c をそれぞれ

$$J_{c\parallel} = (5.0 + 6.0B) \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \quad (13)$$

$$J_{c\perp} = (5.0 - 4.0B) \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \quad (14)$$

であると仮定した。また、フォース・フリー・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 を用い次式のケーブル効率を

$$\eta = \frac{I_t}{I_0} \quad (15)$$

と定義する。そして $\theta_{\text{max}} = 60^\circ$ 、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の電流容量を求めた結果を表 1.1 に示す。これによりフォース・フリー・ケーブルの特性の方が優れていることが分かる。とくに超伝導層数が増え、 I_t が大きくなるにつれて優位性が発揮されてくる。このことは縦磁界が増えることによって J_c が増えるからである[3]。

表 1.1：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
電流量の比較[4]

n	I_t [kA]	I_0 [kA]	η
4	28.4	22.9	1.24
5	39.1	27.8	1.40
6	52.1	32.9	1.59
7	68.5	37.6	1.82
8	89.6	42.1	2.13
9	117.8	46.5	2.53
10	157.5	50.7	3.11

フォース・フリー・ケーブルの形状において、内側から*i*番目の超伝導線からの距離を R_i 、
角度を θ_i とし、それぞれ

$$R_i = R + is \quad (16)$$

$$\theta_i = \frac{(2i-1)}{2n} \theta_{\max} \quad (17)$$

とする。また、*i*番目の超伝導層の臨界電流は、その臨界電流密度を J_{ci} として

$$I_i = 2\pi R_i J_{ci} t \quad (18)$$

で与えられる。この場合、*i*番目の超伝導層に加わる縦及び横磁界はそれぞれ

$$B_{i\parallel} = \sum_{k=i+1}^n \frac{\mu_0 I_k}{2\pi R_k} \tan \theta_k + B_{\text{ext}} \quad (19)$$

$$B_{i\perp} = \sum_{k=1}^{i-1} \frac{\mu_0 I_k}{2\pi R_i} \quad (20)$$

となり、磁界の強さ及び線材方向からの角度 φ は

$$B_i = (B_{i\parallel}^2 + B_{i\perp}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

$$\varphi_i = \theta_i - \tan^{-1} \frac{B_{i\perp}}{B_{i\parallel}} \quad (22)$$

となる。

図 1.2 のフォース・フリー・ケーブルにおいて、これが単層のみである場合、

$$B_{\parallel} = B_{\text{ext}} \quad (23)$$

$$B_{\perp} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \quad (24)$$

今、

$$\mathbf{B} := \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp} \quad (25)$$

と定義し、 $\mathbf{B} \times \mathbf{I} = 0$ ならば、

$$B_{\parallel} = \frac{B_{\perp}}{\tan \theta} \quad (26)$$

つまり、自己磁界の $\frac{1}{\tan \theta}$ 倍の外部磁界を与えれば縦磁界となる。
また、この時の \mathbf{B} の大きさ $|\mathbf{B}|$ は、

$$\begin{aligned} |\mathbf{B}| &= \sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2} \\ &= \sqrt{B_{\text{ext}}^2 + (B_{\text{ext}} \tan \theta)^2} \\ &= \sqrt{B_{\text{ext}}^2 (1 + \tan^2 \theta)} \\ &= \frac{B_{\text{ext}}}{\cos \theta} \end{aligned} \quad (27)$$

となり、外部磁界の $\frac{1}{\cos \theta}$ 倍となる。

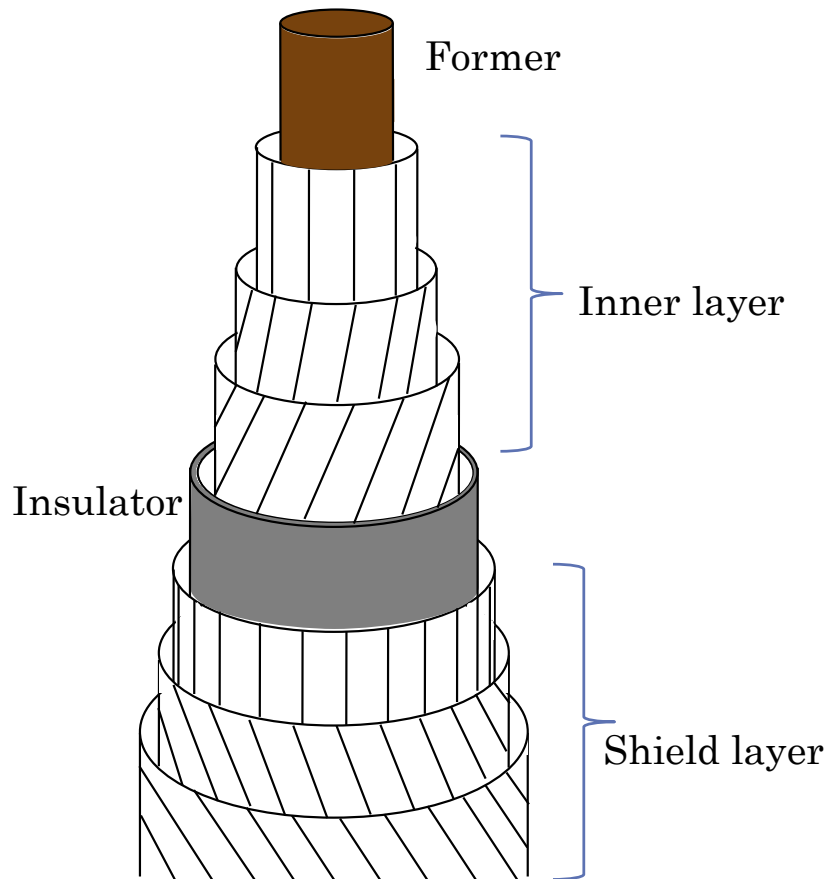


図 1.2 : 縦磁界効果を用いた直流超伝導電力ケーブル (フォース・フリー・ケーブル) の構造

1.5 本研究の目的

以上で述べたとおり、通常の超伝導電力ケーブルと比較して、非常に高い電力輸送能力を持つフォース・フリー・ケーブルの実用化が重要視されている。フォース・フリー・ケーブルは、大容量化のために多層構造で、その各層のテープ線材には全ての層で縦磁界が加わるように、テープ線材の巻き角度が工夫されている。しかし、まだ、この縦磁界効果による臨界電流増加を利用したケーブルが無いために、単層でどの程度このケーブルが有効であるかを確認する必要がある。

したがって、本研究では、市販の Bi-2223 銀シーステープ線材を用いて図 1.3 のような単層短尺模擬ケーブルを作製し、縦磁界下での特性評価を行い、このケーブルの有効性について調査を行う。

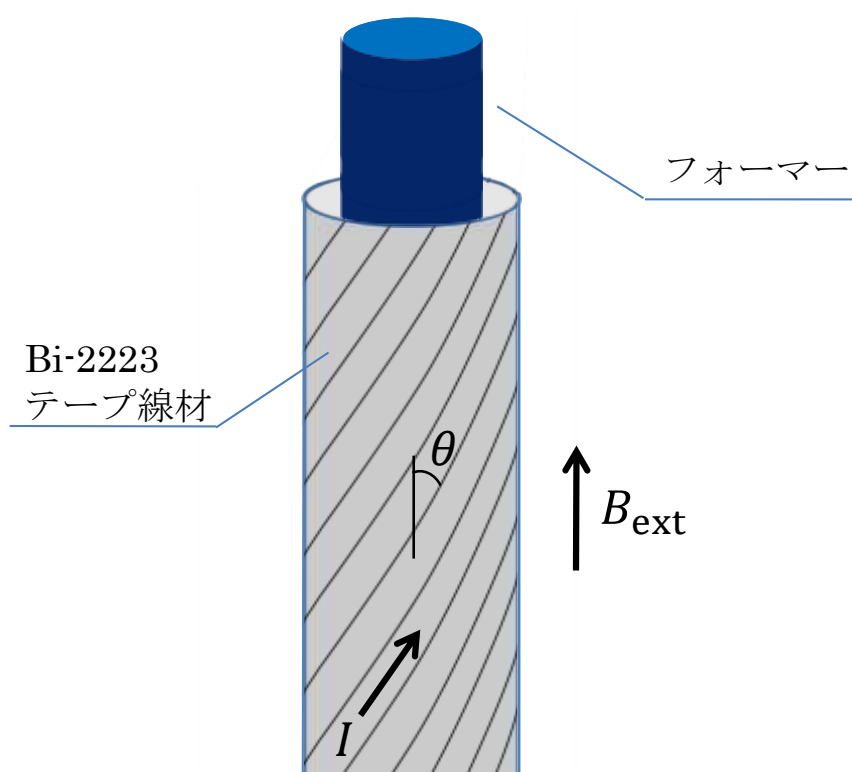


図 1.3 : 単層短尺模擬ケーブル

第2章 実験

2.1 試料

本研究では、住友電気工業株式会社で CT-OP 法により作製された Bi-2223 テープ線材を用いた。表 2.1 に Bi-2223 テープ線材の諸元を示す。表 2.1 の I_c は、上記の Bi-2223 テープ線材に電気抵抗ゼロ（正確には、ある電圧降下の閾値内）で流せる最大の電流値で、その基準として電界基準 $E = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ を用いている。

表 2.1 : Bi-2223 テープ線材の諸元

試料	幅[mm]	厚み[mm]	I_c [A](77 K、自己磁界)	許容曲げ直径[mm]
Bi-2223	4.3 ± 0.3	0.23 ± 0.03	187	60

2.1.1 PIT (Powder In Tube) 法

Bi-2223 テープ線材の作製法として初期から PIT 法が用いられてきた。PIT 法とは、酸化物の仮焼きした粉末を銀パイプに充填し、伸線、圧延加工しテープ状にした後、焼結処理をほどこして銀シース線材を作製する方法である。ゆえに銀シース法とも呼ばれ、この方法で多芯線にするには、ある程度加工した丸線を多数銀パイプに詰め込み、この工程を繰り返すことが必要になる。銀シース線材は、その超伝導状態の一部が壊れて常伝導状態に相転移した場合、銀が電流パスとして働くことにより線材の安定性が向上する。また、金属パイプとして銀を使用するのは、加工・焼結工程においてパイプ内の粉末に酸素の出入りが必要であることから、酸素の透過能力が高いこと、超伝導体と反応しないこと、それ自身が酸化しないこと、高温に耐えうること、磁性がないこと、塑性加工が容易なこと、かつ上記の条件を満たしつつコスト面で優れる材料が求められるからである。

2.1.2 CT-OP (ConTrolled Over Pressure sintering) 法

CT-OP 法は、住友電気工業株式会社独自のビスマス系超伝導線材加工法である。

Bi-2223 テープ線材は PIT 法で作製され、その製造プロセスの基本的な部分は確立されているが、その最適化はまだである。PIT 法における作製工程は、粉末工程、加工工程、焼結工程となるが、2次圧延処理時にフィラメントにクラックが生じる、焼結処理時に空隙が生じることにより超伝導層の体積密度が低下してしまう、などの問題がある。このため、超伝導電流パスが制限されてしまうため J_c が低下する。したがって 2次焼結処理時に密度を低下させない工夫が必要となってくる。

そこで、2次焼結処理時に加圧焼結を用いる。従来の方法では 2次焼結処理時に大気圧で焼結を行うが、加圧焼結法ではこのとき約 300 気圧の圧力をガスにより線材に印加した雰囲気中で焼結を行う。この処理により、圧延時に生じたフィラメントのクラックの修復や焼結時に発生する空隙による体積密度の低下などの問題を改善できる。また、加圧焼結法

では大気圧焼結の線材に比べ、Bi-2223 結晶同士の結合が密になり、結晶のテープ面に対する配向も向上する。このように、加圧焼結法を用いることにより、フィラメントの組織が大幅に改善されるため臨界電流特性や機械的強度の向上などの効果が得られる。

2.2 測定及び評価方法

本研究では単層のケーブルを考える。CT-OP 法を用いて作製された市販されている Bi-2223 テープ線材を用いて、単層直流超伝導電力ケーブルの短尺模擬ケーブルを作製し、その $V-I$ 特性を測定した。短尺模擬ケーブルのテープ線材を巻く角度 θ は、0, 15, 30 degree の 3 種類用意した（この短尺模擬ケーブルそれぞれの名称を 0degree-13tapes、15degree-13tapes、30degree-13tapes とする）。また、単層の特性評価のために、Bi-2223 テープ線材 1 枚に対し短尺模擬ケーブルと同様の実験を行う（この測定試料を 0degree-1tape とする）。与えた外部磁界 B_{ext} は 0~0.9 T の範囲で、測定は液体窒素中で行った。 I_c は、 $E = 1.0 \times 10^{-4}$ 、 1.0×10^{-3} 、 1.0×10^{-2} V/m の異なる電界基準を用いて決定した。

本研究では、単層のケーブルを考えており、他の層からの磁界により縦磁界を得られないため、そのバックアップとして Bi-2223 パンケーキコイルを用いて B_{ext} を与えている。しかし、実際のケーブルではこの方法で外部磁場を与えるのは実質的に不可能であるため、他の層が縦磁界を作る構造を作らなければならない。今後の課題として、 n 層短尺模擬ケーブルを作成し通電実験を行うため、本研究では n 層短尺模擬ケーブルの第 1 層、第 2 層、第 3 層として $\theta = 0^\circ$ 、 15° 、 30° の単層短尺模擬ケーブルを作製し、それぞれが単層でどのような特性を持つのか確認を行う。以下に、短尺模擬ケーブルの作製方法と実験概要を示す。

2.2.1 短尺模擬ケーブルの作製方法

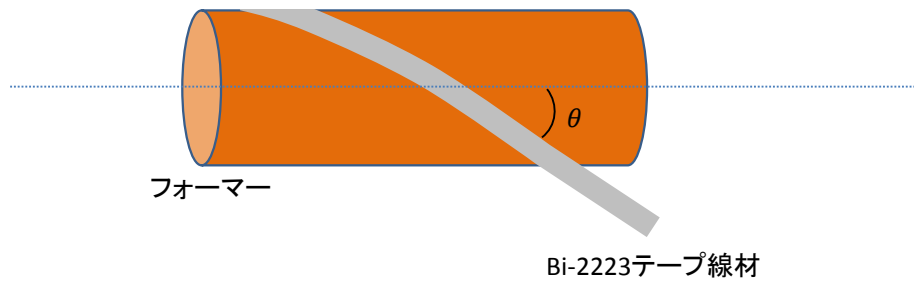
以下に、本実験で使用する短尺模擬ケーブルの作製手順を以下に示す。また、その作業の概略図を図 2.1 に示す。ここで、すべての短尺模擬ケーブルは、Bi-2223 テープ線材を 13 枚用いて巻くものとする。

- ① Bi-2223 テープ線材を巻くためのベークライト製フォーマーを準備する。このフォーマーの半径 r は、Bi-2223 テープ線材の試料幅を a とすると、

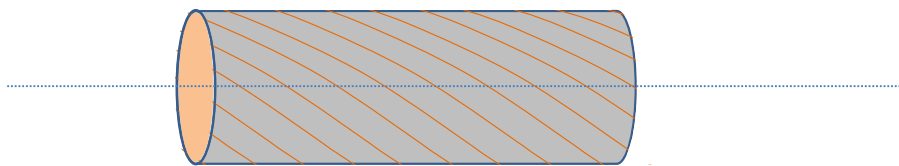
$$r = \frac{13a}{2\pi\cos\theta} \quad (28)$$

で与えられる。

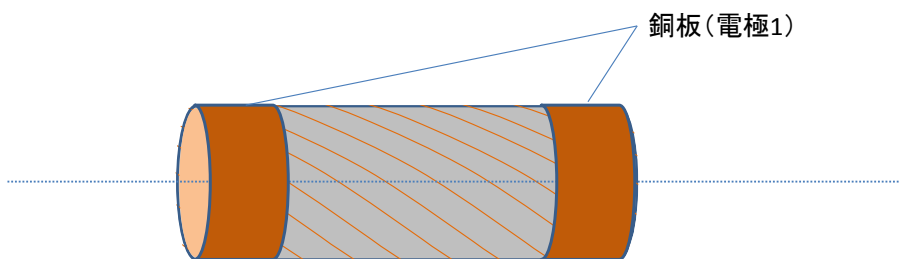
- ② Bi-2223 テープ線材をフォーマーに必要な角度で 13 枚巻きつける（図 2.1(b)）。
- ③ ②の両端に、定電流源につなぐための電極（以降、これを電極 1 と記す）を設置する。この時、電極 1 と②は半田によって溶接した（図 2.1(c)）。
- ④ ③に、図 2.1(d)の銅線を設置する。これは、電圧計用の電極（以降、これを電極 2 と記す）である。この電極 2 と③も半田によって溶接した。



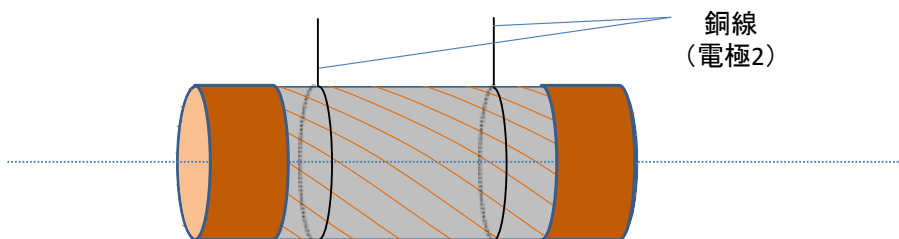
(a) フォーマーに任意の角度で Bi-2223 テープ線材を巻きつける



(b) (a)を 13 回繰り返す



(c) 銅板を巻き付け、半田を用いて溶接する



(d) 銅線を巻き付け、半田を用いて溶接する

図 2.1 : 直流超伝導電力ケーブルの短尺模擬ケーブル作製概略図

2.2.2 直流四端子法

直流四端子法は、超伝導体などの、小さい電気抵抗をもつ試料の V - I 特性を測定するとき
に用いられる手法である。図 2.2 に概略図を示す。図 2.2 において、 R_m は測定試料抵抗、 R_0 は
回路の接触抵抗、 R_1 は電圧計の内部抵抗である。今、回路に電流 I を与えた時、 R_m に I_1 [A]、
 R_1 に I_2 [A]が流れたとすると、Kirchhoff の第 1 法則より、

$$I = I_1 + I_2 \quad (29)$$

測定される電圧 V は、

$$V = R_m I_1 + (2R_0 + R_1) I_2 \quad (30)$$

$R_m \ll R_1$ とすると、 $I_1 \rightarrow I$ 、 $I_2 \rightarrow 0$ なので、

$$V = R_m I \quad (31)$$

となる。したがって、測定試料が電圧計の内部抵抗と比較して十分小さければ、直流四端
子法により十分に精度の高い測定が可能となる。本実験における測定は、超伝導体の I_c 近傍
のため、 $R_m \ll R_1$ を満たす。

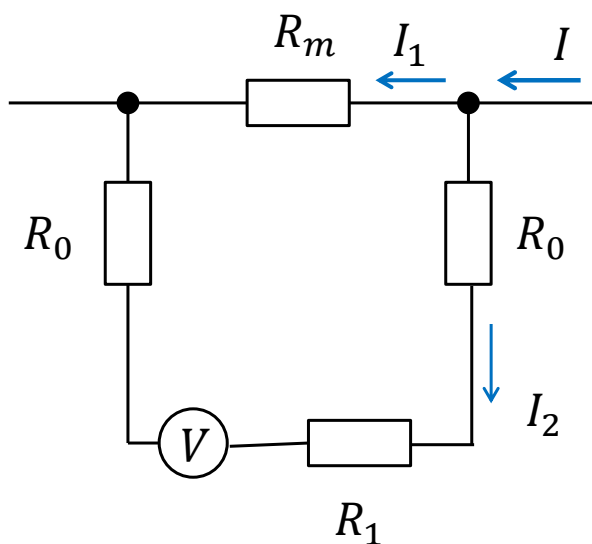


図 2.2 : 直流四端子法

2.2.3 実験手順

2.2.1 節のように作製した短尺模擬ケーブルに対して、以下の手順で実験を行った。

- ① 短尺模擬ケーブルに対して縦方向に任意の大きさの外部磁界を与えるための Bi-2223 パンケーキコイル (~ 1.0 T) を準備し、その内部の中心に短尺模擬ケーブルを設置する。
- ② ①全体を液体窒素で満たせる容器を準備し、その容器の中に①を設置する。
- ③ 電極 1 を定電流源に、電極 2 を電圧計に接続し、①全体を液体窒素で満たす。
- ④ Bi-2223 パンケーキコイルによって、短尺模擬ケーブルに $0 \sim 0.9$ Tの間で任意の外部磁界 B_{ext} を与え、与える電流 I を PC で制御し、1 秒あたり 15 A ずつ増加させる。ただし、

初期電流は 0 A である。また、0.5 秒おきにその時の I 、 V を PC により記録する。このとき、PC によってその V と電極 2 の端子間距離 [m] から電界 E [V/m] を、以下の式の関係から逐次評価し、PC により記録する。

$$E = \frac{V}{\text{電極 2 の端子間距離}} \quad (32)$$

- ⑤ E が 1.0×10^{-2} V/m に達した時、その測定を終了する。
- ⑥ ④ 及び ⑤ を異なる B_{ext} で繰り返し実行する。本実験では、この繰り返しは 30 回程度である。

第3章 実験結果及び考察

3.1 I_c - B_{ext} 特性

図 3.1 に、0degree-1tape の I_c の磁界依存性を示す。ここで、 I_c - B_{ext} 特性のグラフに異なる電界 $E = 1.0 \times 10^{-2}$ V/m、 1.0×10^{-3} V/m、 1.0×10^{-4} V/m においてプロットしている。一般的に用いられる電界基準は $E = 1.0 \times 10^{-4}$ V/m であるが、今回の測定においてこの領域でのノイズの影響が大きいために、ここでは 3 つの基準を用いて I_c を評価した。以降、 I_c は、特別な場合を除いて、 $E = 1.0 \times 10^{-4}$ V/m を基準としたものを指すこととする。

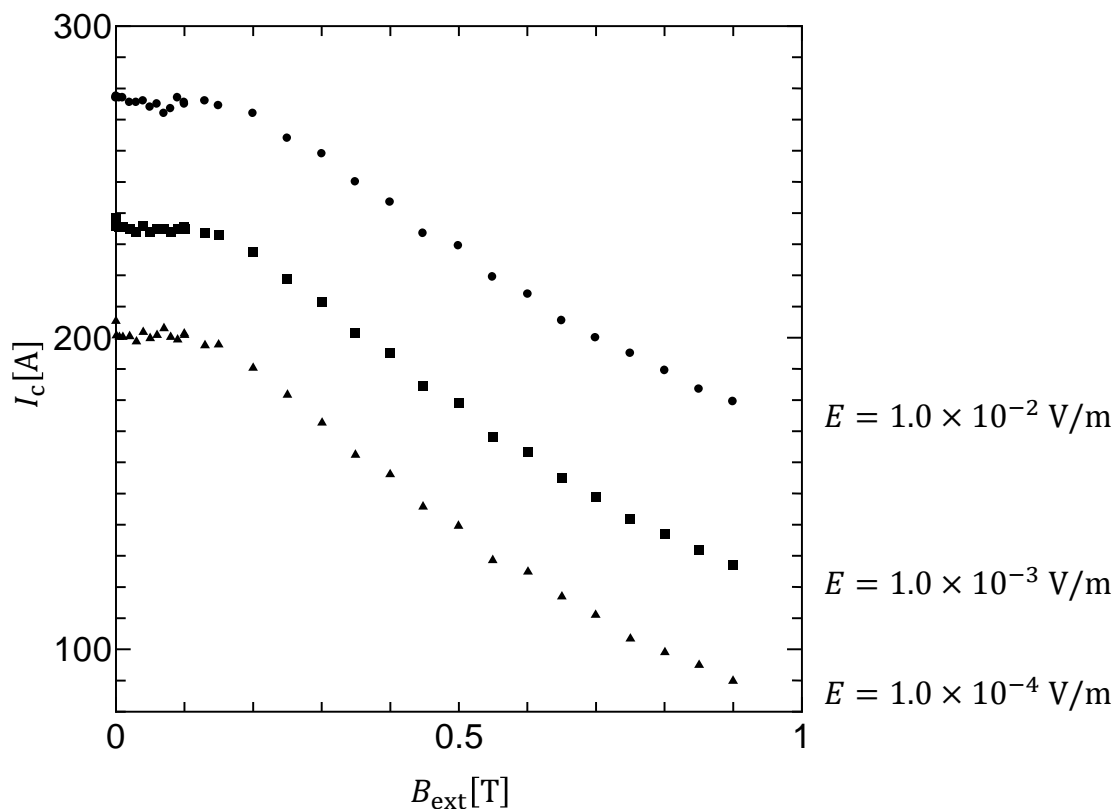


図 3.1 : 0degree-1tape の I_c - B_{ext} 特性

図 3.1 より、Bi-2223 テープ線材 1 枚当たりの I_c は、 $B_{\text{ext}} = 0$ T ではおよそ 200 A であり、表 2.1 の I_c より 13 A 程度大きいことが確認できる。 B_{ext} を与えていき、 $B_{\text{ext}} = 0.15$ T まで I_c の変化は見られないが、それ以降では、 I_c は減少していくのが確認できる。したがって、本実験で用いた Bi-2223 テープ線材は、 B_{ext} が低磁界の領域で I_c が最も高いことがわかる。図 3.1 に示したそれぞれの E の大きさにおける I_c - B_{ext} 特性の勾配には大きな違いは見受けられない。

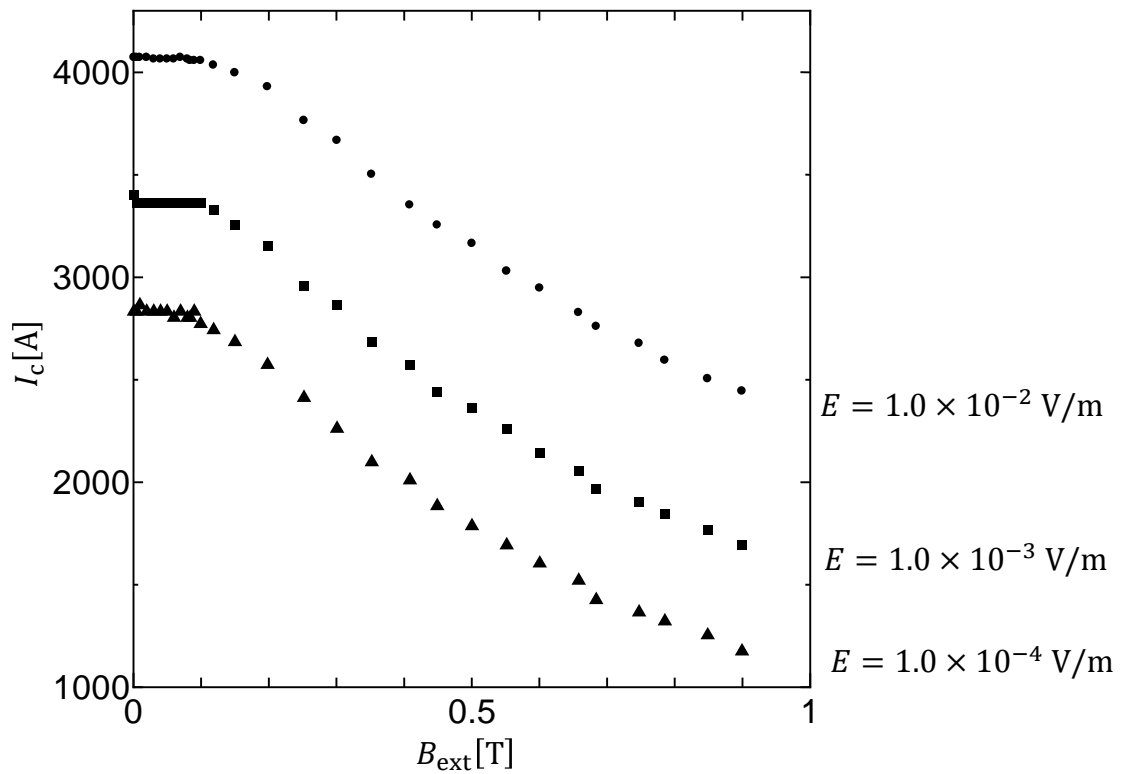


図 3.2 : 0degree-13tapes の I_c - B_{ext} 特性

図 3.2 に、0degree13tapes の I_c の磁界依存性を示す。図 3.2 を確認すると、 I_c は、 B_{ext} が 0~0.1 T まで大きな変化は見られず、それ以降では徐々に減少していくことが確認できる。また、図 3.2 に示したそれぞれの E の大きさにおける I_c - B_{ext} 特性の勾配には大きな違いは見受けられない。

ここで、図 3.1 の I_c を 13 倍した結果（白シンボル）と、図 3.2 の結果（黒シンボル）を並べると、図 3.3 のようになる。

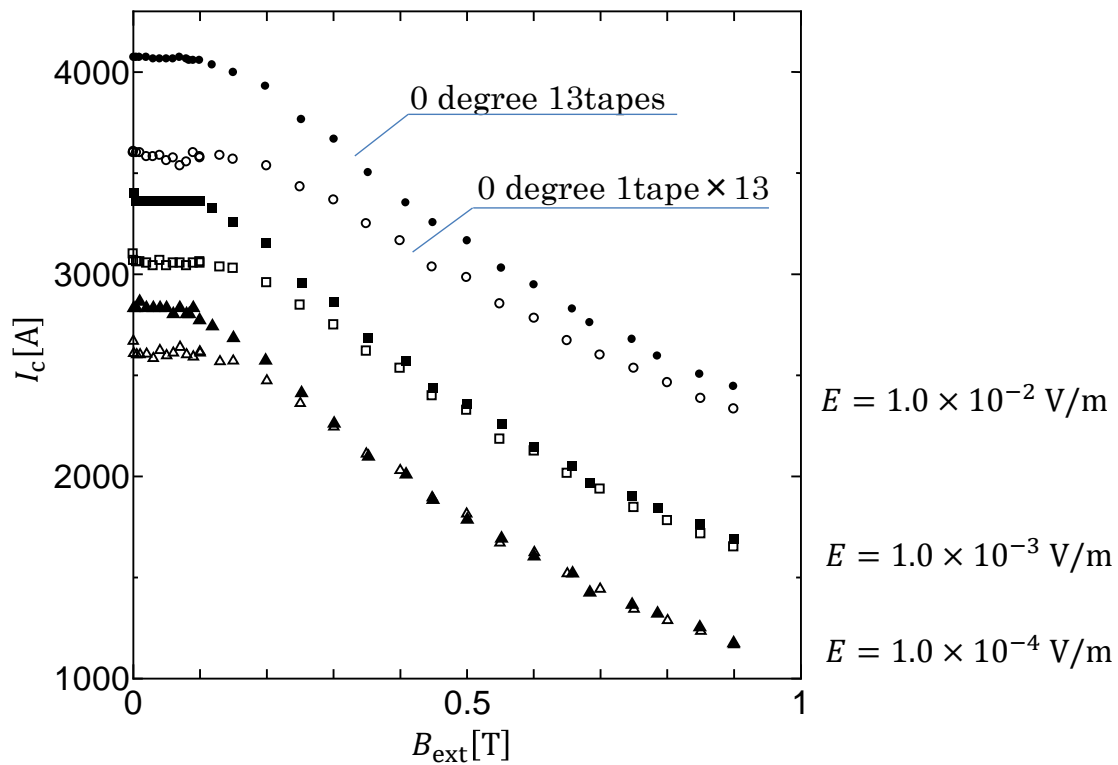


図 3.3 : 0degree-1tape の I_c を 13 倍した I_c - B_{ext} 特性 (白シンボル) と 0degree-13tapes の I_c - B_{ext} 特性 (黒シンボル)

図 3.3 より、 B_{ext} が 0~0.1 T の範囲内では、0degree13tapes の I_c は、0degree1tape の I_c の 13 倍の値に比べて 10 %程度高い結果が得られた。これは、図 3.4 に示すように、ケーブル状に配置したことによって、0degree1tape の場合には存在する線材の端部に発生する線材面に垂直な自己磁界が打ち消されているためだと考えられる。また、 I_c の磁界依存性もこの形状の影響を受けて、0.2~0.3 T までこの形状が有効であることがわかる。以上より、巻き角度 $\theta = 0^\circ$ の単層短尺模擬ケーブルにおいても、縦磁界を加えることにより電流量は増加し、この縦磁界ケーブルの有効性が確認できた。

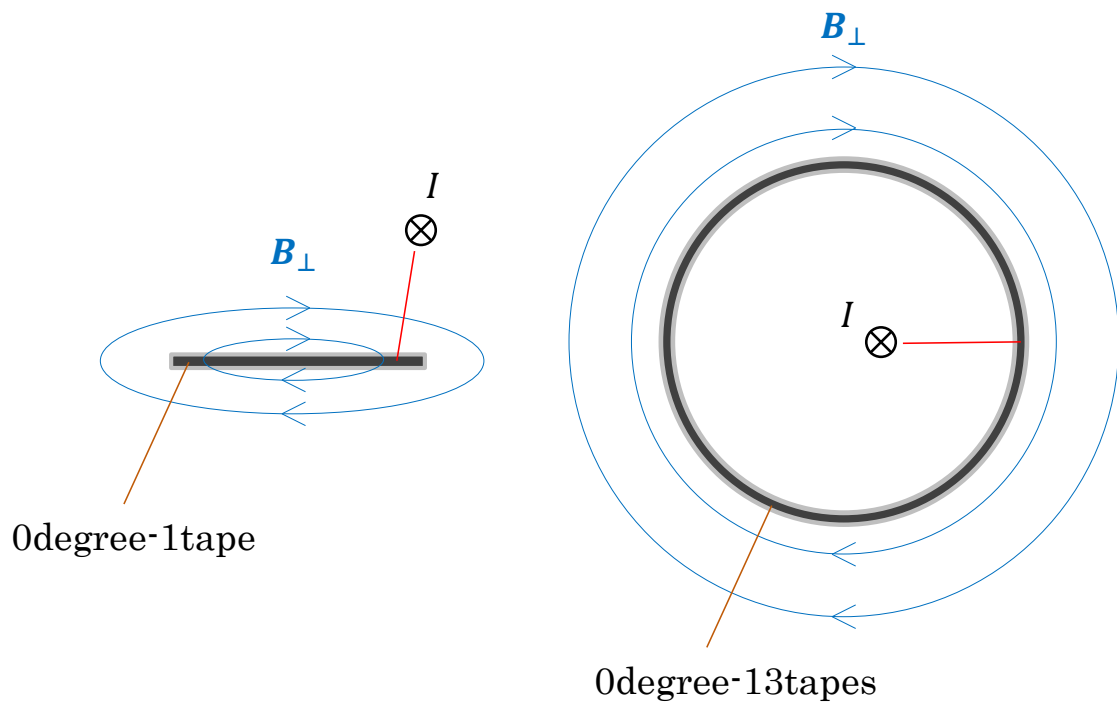


図 3.4 : 0degree-1tape と 0degree-13tapes の形状の違いが与える自己磁界 B_{\perp} の影響

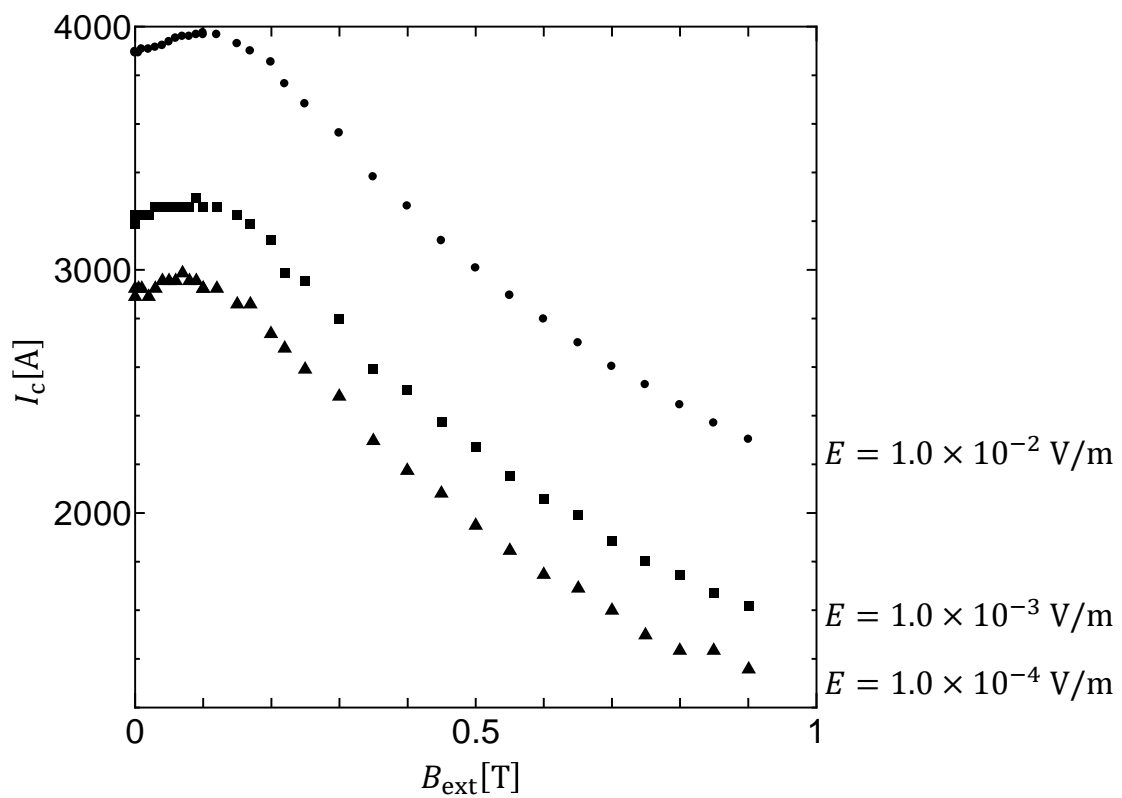


図 3.5 : 15degree-13tapes の I_c - B_{ext} 特性

図 3.5 に、15degree13tapes の I_c の磁界依存性を示す。図 3.5 より、 I_c は、 B_{ext} を 0 T から大きくしていくとともに増加し、 $B_{ext} = 0.07$ T 付近で最も大きくなり、さらに、そこから B_{ext} を増加させていくと、減少していくことがわかる。これは、0degree13tapes とは I_c - B_{ext} の振る舞いが異なり、 B_{ext} が 0.07 T までは縦磁界の増加とともに I_c が増加する特性となっている。また、図 3.5 に示したそれぞれの E の大きさにおける I_c - B_{ext} 特性の勾配には大きな違いは見受けられない。

ここで、図 3.1 の I_c を 13 倍した結果（白シンボル）と、図 3.5 の結果（赤シンボル）を並べると、図 3.6 のようになる。

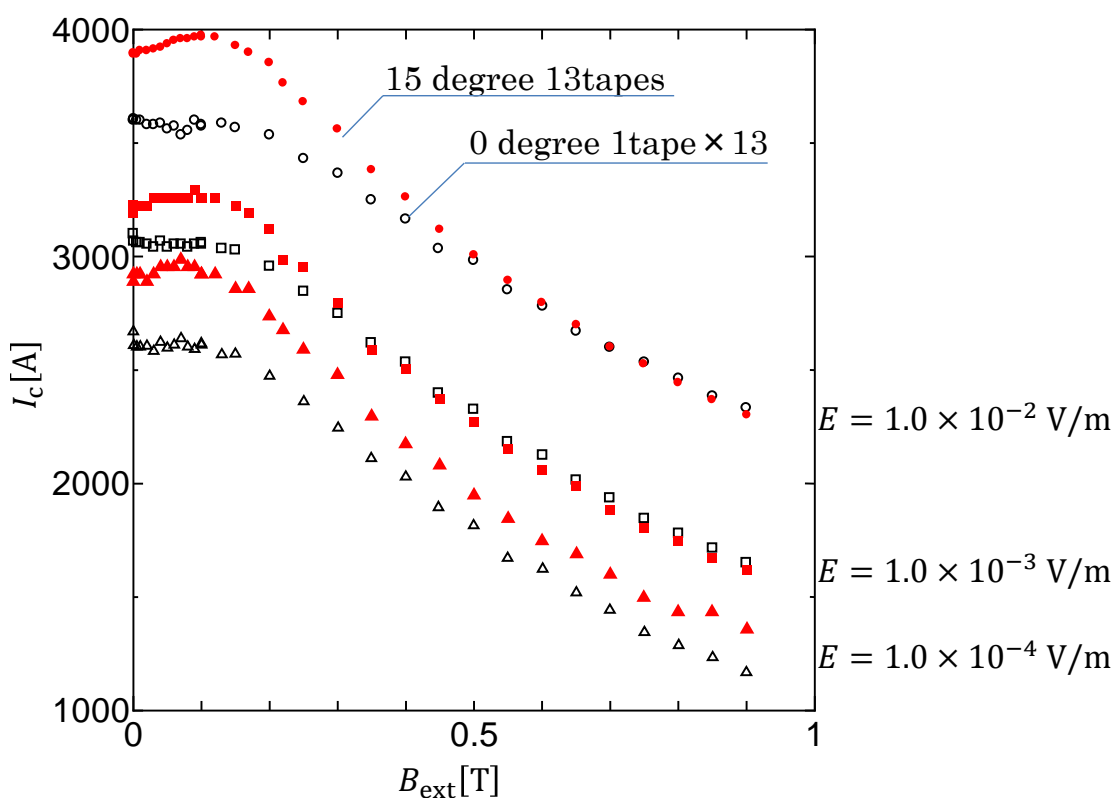


図 3.6 : 0degree-1tape の I_c を 13 倍した I_c - B_{ext} 特性（白シンボル）と 15degree-13tapes の I_c - B_{ext} 特性（赤シンボル）

図 3.6 より、 B_{ext} が 0~0.15 T の範囲内では、15degree13tapes の I_c は、0degree1tape の I_c の 13 倍の値に比べて 10 %程度高い結果が得られた。また、 B_{ext} が 0~0.9 T の範囲で I_c が最低でも 7 %程度増加していることから、 I_c の磁界依存性もこの形状の影響を受けて、この形状が有効であることがわかる。

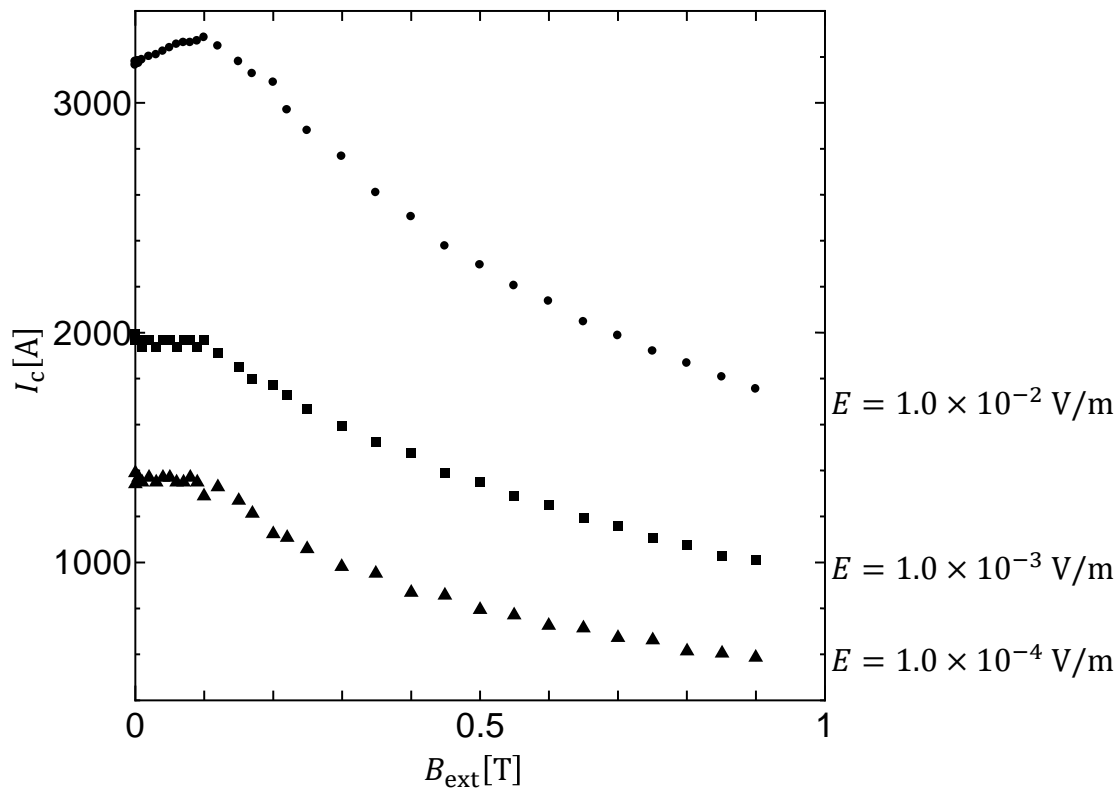


図 3.7 : 30degree-13tapes の I_c - B_{ext} 特性

図 3.7 に、30degree13tapes の I_c の磁界依存性を示す。図 3.7 を確認すると、 B_{ext} が 0~0.1 T までは I_c に大きな変化はなく、 B_{ext} が 0.1 T より大きい範囲では、 I_c は減少していくことが確認できる。しかし、 $E = 1.0 \times 10^{-2}$ V/m の時の電流値を確認すると、 B_{ext} を 0 T から大きくしていくと増加していき、 $B_{\text{ext}} = 0.1$ T 付近で最も大きくなっていることが確認できる。また、図 3.7 の I_c は、図 3.2 及び図 3.5 の I_c と比較すると、極めて小さいことが確認できる。図 3.7 の結果は、表 2.1 の Bi-2223 テープ線材の臨界電流を 13 倍した値よりも小さいものとなっている。 $B_{\text{ext}} = 0$ T の時の差は、およそ 1041 A である。30degree-13tapes の I_c が図 3.7 のような結果になった原因を考察する。

図 3.8 に、 $B_{\text{ext}} = 0$ T における、0degree-13tapes、15degree-13tapes、30degree-13tapes の E - I 特性を示す。

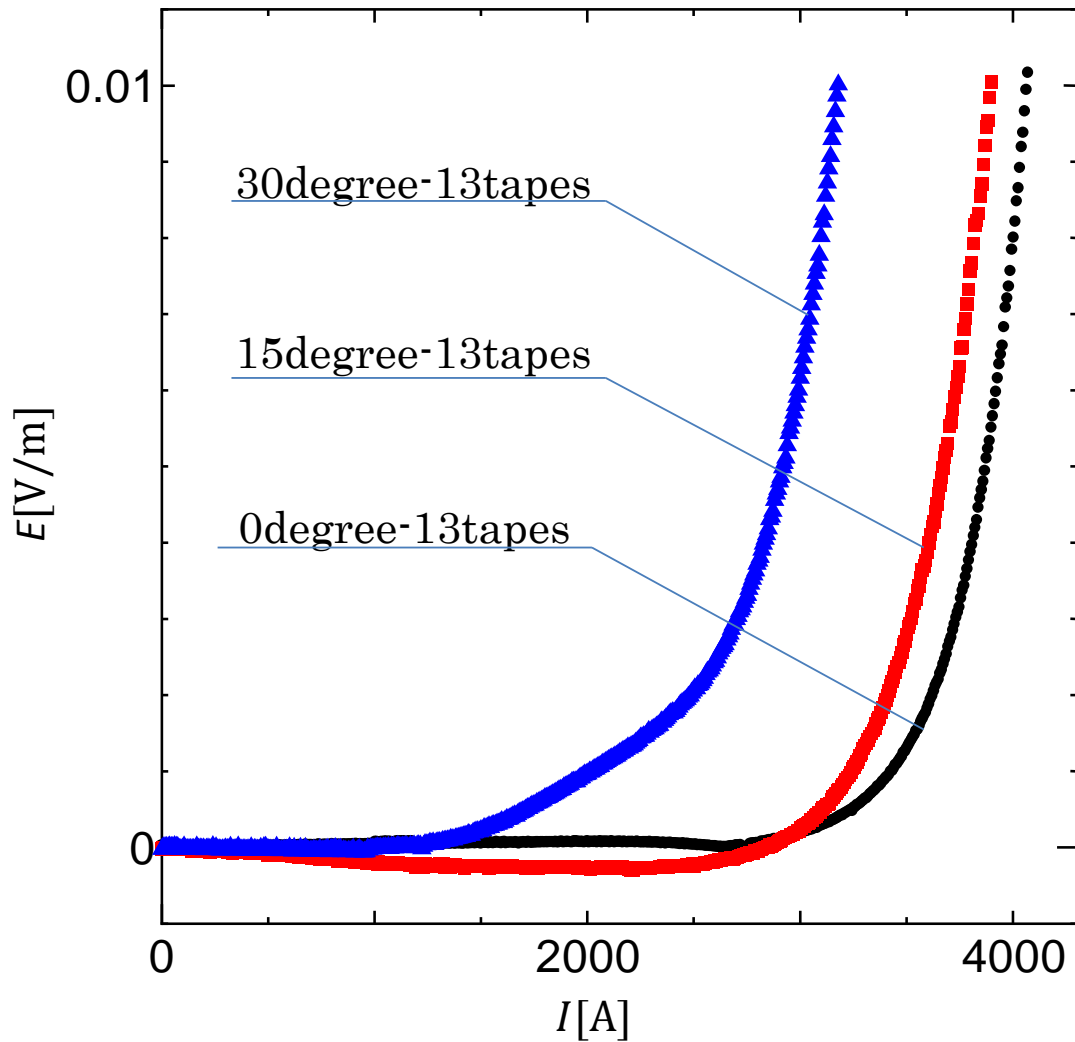


図 3.8 : 0degree-13tapes、15degree-13tapes、30degree-13tapes の E - I 特性

図 3.8 を確認すると、30degree-13tapes の E の立ち上がりは、0degree-13tapes 及び 30degree-13tapes と比較して、 I が小さいところで生じていることが確認できる。また、30degree-13tapes において、 $1700 \text{ A} < I < 2200 \text{ A}$ の範囲では、 E は直線的に増加していることが確認できる。これは、Bi-2223 テープ線材の超伝導部分に何かしらの欠陥が生じ、全ての超伝導線材に期待する電流が流れず、Bi-2223 テープ線材の超伝導部分だけでなく銀シースの部分にも多くの電流が流れたことにより生じたものと考えられる。

第4章 総括

4.1 総括

本研究では、市販の Bi-2223 銀シーステープ線材を用いて図 2.1(d)のような単層短尺模擬ケーブルを作製し、縦磁界下での特性評価を行い、単線の場合と比較してこのケーブルがどれだけ有効であるか調査を行った。

4.2 I_c - B_{ext} 特性

4.2.1 $\theta = 0^\circ$ の単層短尺模擬ケーブル

巻き角度 $\theta = 0^\circ$ の単層短尺模擬ケーブルの I_c - B_{ext} 特性は、 B_{ext} が 0~0.1 T の範囲内では単線の場合と比較して I_c が 10 %程度大きく、また、 I_c の磁化依存性も単層短尺模擬ケーブルの形状による影響を受けて、 B_{ext} が 0.2~0.3 T の範囲まで短尺模擬ケーブルの I_c が高いという結果が得られた。したがって、この単層短尺模擬ケーブルの形状が輸送電流量の増加に有効であることが実験により確認できた。

4.2.2 $\theta = 15^\circ$ の単層短尺模擬ケーブル

巻き角度 $\theta = 15^\circ$ の単層短尺模擬ケーブルの I_c - B_{ext} 特性は、 B_{ext} が 0~0.15 T の範囲内では単線の場合と比較して I_c が 10 %程度大きく、また、 I_c の磁化依存性も単層短尺模擬ケーブルの形状による影響を受けて、 B_{ext} が 0.2~0.9 T の範囲まで短尺模擬ケーブルの I_c が、最低でも 7 %程度高いという結果が得られた。したがって、この単層短尺模擬ケーブルの形状が輸送電流量の増加に有効であることが実験により確認できた。

4.3 今後の課題

本実験では、単層短尺模擬ケーブルの特性評価を行った。したがって、複層からなるフォース・フリー・ケーブルの場合には得られる、多層からの自己磁場による縦磁界がないために、そのバックアップとして Bi-2223 パンケーキコイルを用いて単層短尺模擬ケーブルに外部磁界を与える必要があった。今後の課題として、複層からなる短尺模擬ケーブルを作製し、バックアップの外部磁界を与えずに、どれだけこのケーブルの形状が輸送電流量に有効であるのか調査する必要がある。

第5章 参考文献

- [1] 松下照男 磁束ピンニングと電磁現象 産業図書株式会社 東京 1994
- [2] 松下照男 超伝導応用の基礎 産業図書株式会社 東京 2004
- [3] T.Matsushita, M.Kiuchi, E.S.Otabe, and V.S.Vyatkin Appl.Supercond.Conf.-13-02.
- [4] T.Matsushita, M.Kiuchi, E.S.Otabe Supercond.Sci.Technol.25(2012)125009.

謝辞

本研究を行うにあたり、多大なる御指導をしていただきました松下照男名誉教授に深く感謝いたします。また、実験において様々な御助言をくださいました小田部荘司教授、木内勝准教授、ビャトキン・ウラジミール博士に深く感謝申し上げます。最後になりますが、学生生活の中で様々なサポートをしてくださいました小田部・木内研究室の先輩方に心より感謝いたします。本当に、ありがとうございました。