

臨界電流密度の磁界依存性を考慮した
超伝導体の交流通電損失の数値解析

98232095

渡辺 雅人

平成 14 年 3 月

電子情報工学科

目次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	熔融法 Y-123 超伝導体	2
1.3	弱結合	3
1.4	ピンニング力密度	3
1.5	交流損失	4
1.6	臨界電流密度の磁界依存性	4
1.7	超伝導トランス	5
1.8	本研究の目的	6
第 2 章	実験	7
2.1	QMG 試料	7
2.2	SQUID 磁力計	7
2.3	超伝導トランス	8
2.4	測定	8
2.5	バンドパスフィルタ	10
2.6	キャンセルの方法	10
2.7	同期検波	13
2.8	実験	14
2.9	J_c - B 特性	14
第 3 章	シミュレーション	16
3.1	ハードウェアおよびソフトウェア環境	16
3.2	シミュレーションモデル	16
第 4 章	シミュレーション結果と理論値との比較	19
4.1	FEM の結果と理論値との比較	19

4.1.1	交流損失の理論値	19
4.1.2	磁束分布	20
4.1.3	消費電力の瞬時値	20
4.1.4	交流損失の電流依存	20
4.2	交流損失の形状依存	21
4.3	実験結果の比較	21
第 5 章	まとめ	27
	参考文献	29

目次

1.1	円柱状超伝導体と直方体状超伝導体	2
2.1	試料の形状。	8
2.2	超伝導トランスの概要	9
2.3	交流損失測定回路	11
2.4	キャンセル	13
2.5	磁界依存性	15
3.1	z 軸の対称性から円盤型のモデルにする	16
3.2	θ 方向の対称性より扇形にし、さらに表面 1 mm のみを定義する	17
3.3	Bean モデル及び Kim モデルの磁界依存性	18
4.1	Bean モデルにおける磁束分布の FEM による結果と理論値	22
4.2	Kim モデルにおける磁束分布の FEM による結果と理論値	22
4.3	Bean モデルにおける消費電力の瞬時値	23
4.4	Kim モデルにおける消費電力の瞬時値	23
4.5	損失の電流依存	24
4.6	損失の形状依存	25
4.7	交流損失の電流依存性	26

第 1 章 序論

1.1 はじめに

超伝導現象は個体物理にとって画期的な現象であるばかりでなく、その応用が電力、エネルギー、医療、交通、情報通信、エレクトロニクスなど広範囲にわたっている。またその超伝導体の中でも、1986年のBednorzとMüllerのLa-Ba-Cu-O以降に発見された酸化物超伝導体群を高温超伝導体とよんでおり、これらは、それまでの金属超伝導体にくらべ、超伝導転移温度(臨界温度)が極めて高い。超伝導状態は本質的に電子の秩序だった状態であることから、エントロピー項が支配的となる高温では、必然的に不安定となると考えられていた。このために高温超伝導体の存在は、超伝導現象は極低温でしか起こらない現象であるという常識を覆すものであった。

これらは臨界温度が高いことから、冷却コストが削減できたり、冷却装置を含めて小型軽量化が可能となるという利点がある。現在では実用化に向けて様々な研究が行われており、例えば超伝導コイル、冷凍機冷却マグネット、電流リード、送電ケーブル、磁気シールド、変圧器、発電器等の分野において新たな報告もなされている。この中で電流リードは酸化物超伝導体の熱伝導度が極めて低いということから冷却部への熱侵入を大幅に抑えられるという利点があり、クライオスタットの小型軽量化に寄与している。酸化物超伝導体リードに交流電流を通電すると、交流損失が生じ、これがリードの温度上昇を招く。また、特にリードの高温端では温度が高いことによって、臨界電流が小さくなり、通電電流値がその値を越える恐れが生じる。したがって、リードの交流損失はできるだけ小さいことが望ましい。

これら交流損失の計算は、一般に超伝導体の形状に大きく依存し、図 1.1の左のような円柱状の超伝導体に z 方向に通電とした場合、交流損失は

解析的に求めることができるが、右の直方体状超伝導体のように対称性がくずれるような任意形状の場合、損失を解析的に求めることは非常に困難となる。実際、これまでに損失の解析解が求まっているのは、円柱状超伝導体に対して臨界電流密度が磁界に依存しないとする Bean モデルおよび、その磁界依存性に特殊な関数形を仮定している Irie-Yamafuji モデルを用いた場合だけである(1.6参照)。そこで、超伝導体内部の現象をコンピュータにより有限要素法(以下 FEM)を用いてシミュレートし、任意形状の超伝導体の損失を解析的に求めることができれば非常に有用となる。

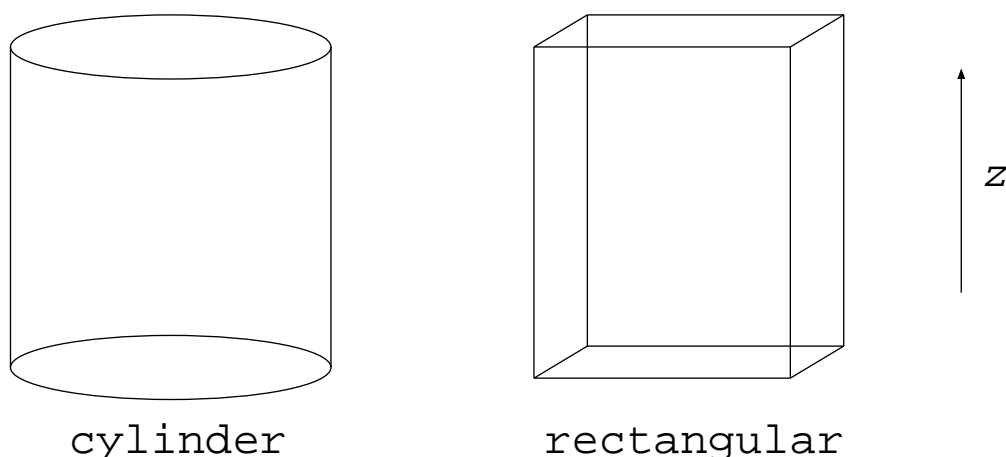


図 1.1. 円柱状超伝導体と直方体状超伝導体

1.2 溶融法 Y-123 超伝導体

超伝導体を製造する方法のひとつに、半溶融させた Y-123 を全体で一つの大きな粒とする溶融法がある。最初に溶融プロセスを Y 系に用いた方法として MTG(Melt Textured Growth) 法がある。これは、第一段階包昌反応(211 相の生成)から方向凝固していくものである。しかし、この方法で製作された試料は、その内部に数十 μm の粗大な常伝導(211 相)粒が存在するなどの問題があった。こうした常伝導相粒の存在は電流が流れる上で障害となる。これを改善するためにとられた方法が QMG(Quench and Melt Growth) 法である。これは MTG 法に Quench(急冷)という過程を加えたもので、この急冷過程によってできる微少な Y_2O_3 を核とした第一段包昌反応により微細な 211 相を晶出させ、その後第二段包昌反応(123 超伝導相の生成)から方向凝固していく方法である。この方法により MTG 法の問題点で

あった粗大な211相の微細化が成功し、より高い臨界電流密度を得ることができた。また、211相の微細化はクラックの発生を抑える効果もある。こうして得られた試料は小傾角の粒界を含むものの、その臨界電流密度はかなり高い値を示し、また磁化ヒステリシスの大きさは試料サイズにほぼ比例している。これは、試料内に以下に述べる弱結合領域がほとんどないことを示している。また、これより試料を大きくすることにより、大きな捕捉磁束を示し、超伝導体の応用に広く用いることが可能となる。

1.3 弱結合

初期のY系の多結晶焼結体では、測定したヒステリシスより見積もった臨界電流密度の値に対して、輸送電流を通電し、抵抗法で求めた臨界電流密度の値は非常に小さいことが報告された。このような結果となるのは、結晶粒内のピンニングの強さで決まる臨界電流密度はある程度大きいのに対し、結晶粒間の結合が弱く、微少な電流しか流れないためである。このように結晶粒間が弱く結合していることを弱結合と呼ぶ。この大きさは増磁過程と減磁過程において臨界電流密度の差より定性的に分かる。増磁過程では遮断電流による自己磁界により結晶界面における磁界を強める作用をし、そのために臨界電流密度は小さくなる。一方、減磁過程では逆の現象がおこり、臨界電流密度は高くなる。また、磁界中で冷却した場合は遮へい電流を誘起しないので中間の値をとる。このような増磁と減磁の間で臨界電流が一意に求まらない現象を履歴効果と呼ぶ。

1.4 ピンニング力密度

第2種超伝導体において、侵入した磁束線は種々の格子欠陥に捕獲され、移動が妨げられる。このような磁束線を捕獲し移動を妨げる効果をピンニングと呼び、ピンニングを起こす格子欠陥などをピンニング・センターと呼ぶ。このとき、磁束線に働くローレンツ力 $F_L = J \times B$ は、磁束線をピンニングする最大の力 F_p (単位体積当り) と釣り合った状態になっており、このときの状態を臨界状態と呼んでいる。ここで、ある定常状態から磁界や電流が変動して、ローレンツ力が局所的に、または瞬間的に、ピンニング力を超える場合には、その場所、またはその瞬間のみ磁束線が移動し、新しい定常磁束分布に落ち着く。このため、高磁界超伝導材料中の磁束分

布はこの状態にある条件下で決定でき、これを満たす磁束分布を数式化したものを臨界状態モデルと呼ぶ。

ローレンツ力 JB がピンニング力を超えなければ磁束線は運動できず、 $E = 0$ の状態で保たれる。したがって電気抵抗なしに流せる最大電流密度、すなわち臨界電流密度は

$$J_c = \frac{F_p}{B} \quad (1.1)$$

で与えられる。

1.5 交流損失

直流定常状態においては、超伝導体に臨界電流よりも小さな電流を無抵抗、無損失で流すことができる。ところが、交流電流や変動する直流電流の場合は、臨界電流以下であっても損失を生じる。このような損失が生じる原因は、交流もしくは変動する条件下においては磁束線が超伝導体内で動き、磁束線の速度を v とし、 $\vec{E} = \vec{B} \times v$ で与えられる誘導起電力が生じるためである。この損失の機構は ohmic な常伝導金属と同様である。したがって、その損失は銅損のように交流 1 周期当りの損失が周波数に比例する性質のように思えるが、実際には周波数に依存しないヒステリシス（ピンニング）損失である。通常 ohmic な損失では、交流の条件下において損失パワーが周波数の 2 乗に比例、すなわち磁束線の速度 v の 2 乗に比例するのに対し、ピンニング損失パワー密度 $P = -F_p \cdot v$ は速度、すなわち周波数の 1 次にしか比例しないためである (F_p が v に依存しない)。実際の超伝導線材においては、シース導体内での渦電流損失や結合損失も伴って発生するが、銀シーステープ線材を商用周波数程度の交流電流で測定した場合には、損失の大部分はヒステリシス損失となることが報告されている。

1.6 臨界電流密度の磁界依存性

超伝導体の臨界電流密度は磁束密度に依存しており、一般に高磁界であるほどその値は小さくなる。この磁界依存は様々なモデルによって説明されている。

臨界電流密度 J_c の大きさ $|J_c|$ が

$$|J_c| = \alpha_c \quad (1.2)$$

のように一定値をとるという仮定を Bean モデルという。Bean モデルは磁束密度によらない一定値をとるために磁界依存性がないモデルとなっている。同様に

$$|J_c| = \alpha_c B^{\gamma-1} \quad (1.3)$$

となるモデルを Irie-Yamafuji モデルと呼ぶ。 $\gamma = 1$ のとき、先程の Bean モデルとなり、 $\gamma = 1/2$ は Yasukochi モデルで、結晶粒界面や大きな析出物をピンにもつ超伝導材料など、実用材の特性を良く表している。また、 $\gamma = 0$ とすると Silcox-Rollins モデルに帰着する。そしてさらに、

$$J_c = \frac{\alpha_0}{1 + \hat{B}/\beta} \quad (1.4)$$

とすると、ある程度の範囲内でピン力密度の磁界依存性を良く近似できる Kim モデルとなる。これらのモデルは低磁束領域に限られるが、広く適用することができる。

1.7 超伝導トランス

超伝導体の応用はエネルギーの発生、発電、送電、配電など電力エネルギーにおけるさまざまな課題を解決するための技術として考えられている。特に、交流機器への応用は、エネルギー、輸送システム、医療機、デバイス等、さまざまな分野での期待が寄せられている。その中のひとつにトランスへの応用がある。トランスに超伝導体を応用した場合、トランスは静止機であり、初期の段階から (1) 超伝導体の高機能化 (低損失、高安定、大容量化等)、(2) クエンチ対策、(3) モデル器の試作、(4) 概念設計やシステム構成、等の広範囲の基礎研究が行われている。一方、酸化物超伝導体による液体窒素温度領域の交流導体が開発されると、交流伝導機器の経済性をはじめ、電気絶縁や系統自己対策等で金属系超伝導機器と比べ、有利になる面が多い。将来の交流酸化物超伝導電力機器の実現に向けては、高電流密度化、低損失をはじめとする酸化物超伝導交流導体の特性改善、液体窒素冷却機器の高電圧化技術の確立等の基礎研究が重要となるが、トランスが酸化物超伝導体を利用した電力機器としてはじめて実現する可能性も考えられる。

超伝導体の交流損失は、交流磁界を加えたり、交流電流を通電したりすることによって生じるが、特に異方性がある場合やテープ線材のように平

らな断面の場合はその特性は磁界を印可する場合と電流を流す場合で多少異なる。したがって、通電特性を調べるのであれば、実際に通電してみる必要がある。現在超伝導体の臨界電流は数百 A を越えるものもあり、十分な輸送電流における交流損失の測定は容易ではない。このような測定において、超伝導トランスは電流源として有用である。

1.8 本研究の目的

- FEM で得られる結果が本当に信頼できるものかどうかを検証するために、対称性の高い円柱状超伝導体の交流通電時の様子をシミュレートし、消費電力の瞬時値や損失の結果を理論値と比較検討する。
- 実際に超伝導体に交流電流を通電し、その交流損失との比較を行う。また磁界依存性による損失の変化を Bean モデル、Kim モデル及び Irie-Yamafuji モデルを用いて検証する。
- 楕円断面の超伝導体の交流損失は理論的に Norris の式により求められた (4.1.1 参照)。この理論式の導出においては、磁界依存のない Bean モデルを用いている。実際の超伝導体では臨界電流密度は磁界依存性を持つが、その交流損失がこの Norris の式で大体説明出来てしまう。この理由についてはこれまでに明らかにされていない。そこで、FEM により、磁界依存及び形状依存を考慮した場合の損失の解析解を求め、Norris の式と比較することを考えた。

第 2 章 実験

2.1 QMG 試料

実験で用いた試料は新日本製鐵(株)から提供されたもので、QMG法(1.2参照)で作成された、バルク超伝導体を用いた。 T_c は91 Kから92 K程度、臨界電流密度は77.3 K、1 Tでおよそ $2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ となっている。試料サイズは $10 \times 1.0 \times 0.5 \text{ mm}^3$ で、四角断面になっている。

2.2 SQUID 磁力計

今回、超伝導試料の J_c - B 特性を評価するのに、SQUID(Superconducting QUantum Interference Device: 超伝導量子干渉素子)磁力計を用いた。SQUIDはMPMSシステム(Magnetic Property Measurement System)を使用し、試料移動装置により検出コイルの下方から試料を引き上げ、コイル中を連続的に移動させ、そのときのSQUID検出器の電圧出力を読み取ることによって測定する。磁気モーメントはMPMSシステムに組み込まれたFull Length DC Scanにより一定のデータに最小二乗法を適用することにより算出される。 T_c 以下の一定温度で外部磁界 $\mu_0 H_e$ を7 Tから-7 Tまで変化させ、直流磁化を測定する。得られた曲線を原点回りに回転させ、両端を補正し、一致させることにより、閉じたヒステリシス曲線を得ることができる。ある磁界における ΔM は臨界電流密度に比例し、このヒステリシス曲線から測定温度下における臨界電流密度の磁界依存(J_c - B)を見積もることができる。

$$J_c = \frac{6\Delta M[\text{emu}]}{(3w-t)lt^2} \times 10^{-3} \quad (2.1)$$

ここで l 、 w 、 t はそれぞれ図 2.1に示した試料の寸法[m]である。

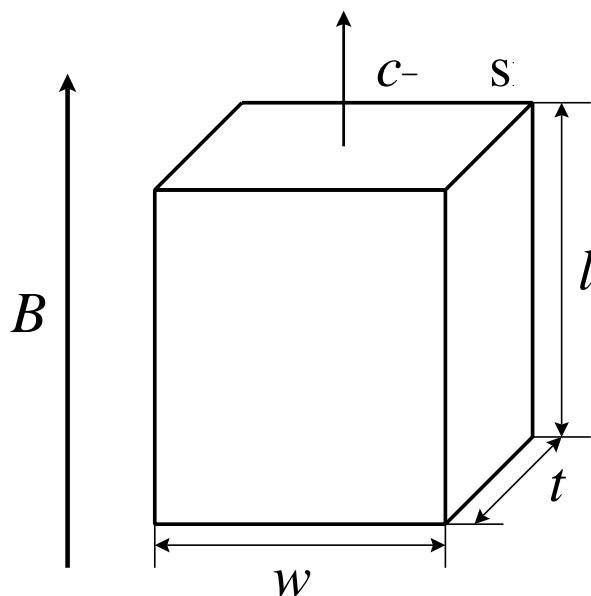


図 2.1. 試料の形状。

2.3 超伝導トランス

今回、超伝導体の交流損失の測定には、大電流を通電するために超伝導トランスを用いた。液体窒素温度下 (77.3 K) において、発信器とアンプを併用して交流損失を測定する。2次巻き線は抵抗を小さくするために Bi-2223 テープ線材を用いており、このテープ線材は臨界温度 T_c が 110 K で、77 K、0 T における臨界電流 I_c は 50 A である。線材のその他の諸元を表 2.1 に示す。コアは超伝導フィラメントが配置されている部分である。

1次コイルには大阪工波株式会社製の BSW100 を使用しており、この製品にコイルボビン部に 250 巻の銅線が 2 組巻かれることにより、コイルを形成している。2次巻き線には臨界電流約 50 A の Bi-2223 超伝導テープ線を並列に 10 本並べてあり、二次側電流容量は 500 A となっている。

2次側巻き線の湾曲部の半径は 60 mm で、超伝導テープ線材が 3 本、3 本、4 本それぞれで 1 セットとして巻いてあり、それを閉じるために、さらにそのまわりに巻き線を施してある。(図 2.2)

2.4 測定

交流損失測定には、交流四端子法を用いた。電流トランスを用いて試料に周波数 35 Hz~100 Hz の交流電流を通電し、試料間に生じる電圧を測定

表 2.1 Bi-2223/61 芯テープ線材の諸元。

フィラメント数	61
$I_c(77\text{ K}, 0\text{ T})$ [A]	50
T_c [K]	110
断面積 [mm ²]	3.0×0.22
超伝導体積率 [%]	24
ツイストピッチ	∞
超伝導フィラメントの厚み [$\mu\text{ m}$]	~ 10
超伝導体のコアの厚み [$\mu\text{ m}$]	~ 50

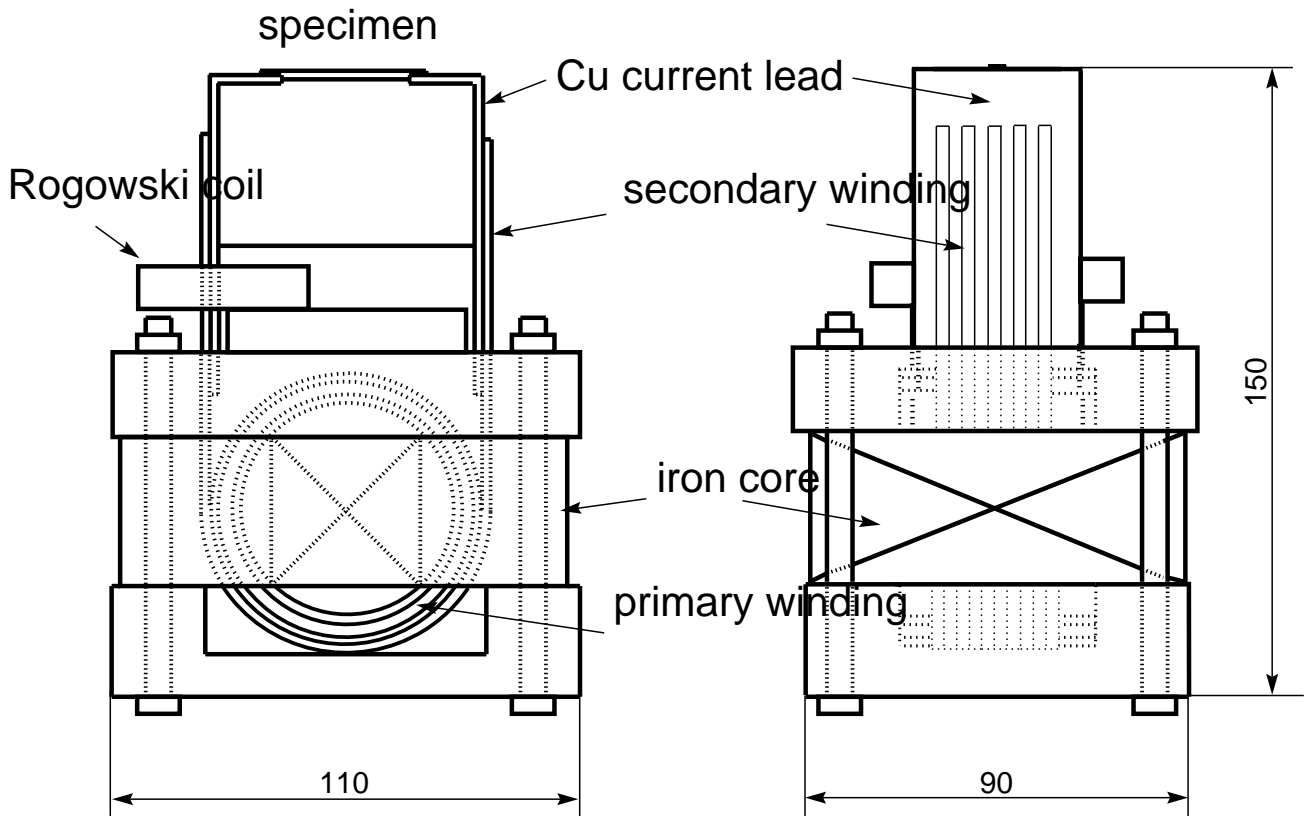


図 2.2. 超伝導トランスの概要

して、電流-電圧特性から交流損失を評価した。試料の端子間は10 mmとする。交流損失測定回路を図2.3に示す。発信器とパワーアンプを用いて一次側に交流電流を通電すると、超伝導トランスで100倍程度に増幅された電流が二次側、すなわち試料に流れる。この時、測定する端子間には誘導成分と抵抗成分が含まれている。超伝導体には臨界電流密度以下の一定の直流電流に対しては電気抵抗がなく、交流通電時の抵抗は1章で述べたようにピンニングによって発生しているもので、銅などに比べると非常に小さい。したがって、相対的に大きい誘導成分を取り除かなければ正確な測定はできない。このため、図2.3のコイル1、コイル2を用いて誘導成分をキャンセル(差動増幅)し、さらにロックインアンプを用いて抵抗成分から交流損失を評価した。ここで、ロックインアンプでの測定を正確にするためにバンドパスフィルタを用いた。これにより、電流と同じ周波数である抵抗成分を正確に測定することが可能となる。

2.5 バンドパスフィルタ

前に述べたように、キャンセルがわずかでもずれると、本来の抵抗成分が正しく測定できない。キャンセルはほぼ損失のない電流レベルで行うため、信号は完全にノイズレベル以下となる。そこで、ロックインアンプを用いて、周波数帯域を狭め、信号周波数の極めて近くだけを増幅するバンドパスフィルタ(Band Pass Filter)にかけることで人為的な誤差が入らないようにし、必要な信号成分だけを検出することが出来る。こうしたことが出来るのは電圧の抵抗成分が必ず電流と同じ周波数であることに起因している。

2.6 キャンセルの方法

測定する電圧には誘導成分と抵抗成分が含まれており、測定に用いる抵抗成分はピンニング損失により発生するものである、先程も述べたようにその値は電圧端子のループによる誘導成分に比べ非常に小さい。したがって、測定を行う際には、誘導成分を抵抗成分と同レベル程度まで小さくし、取り除かなければならない。この作業をキャンセルによって行う。

誘導成分は電流に対して位相が90度ずれており、これを正しくキャンセルするためにはこれと同位相の電圧成分を作り出す必要がある。これは

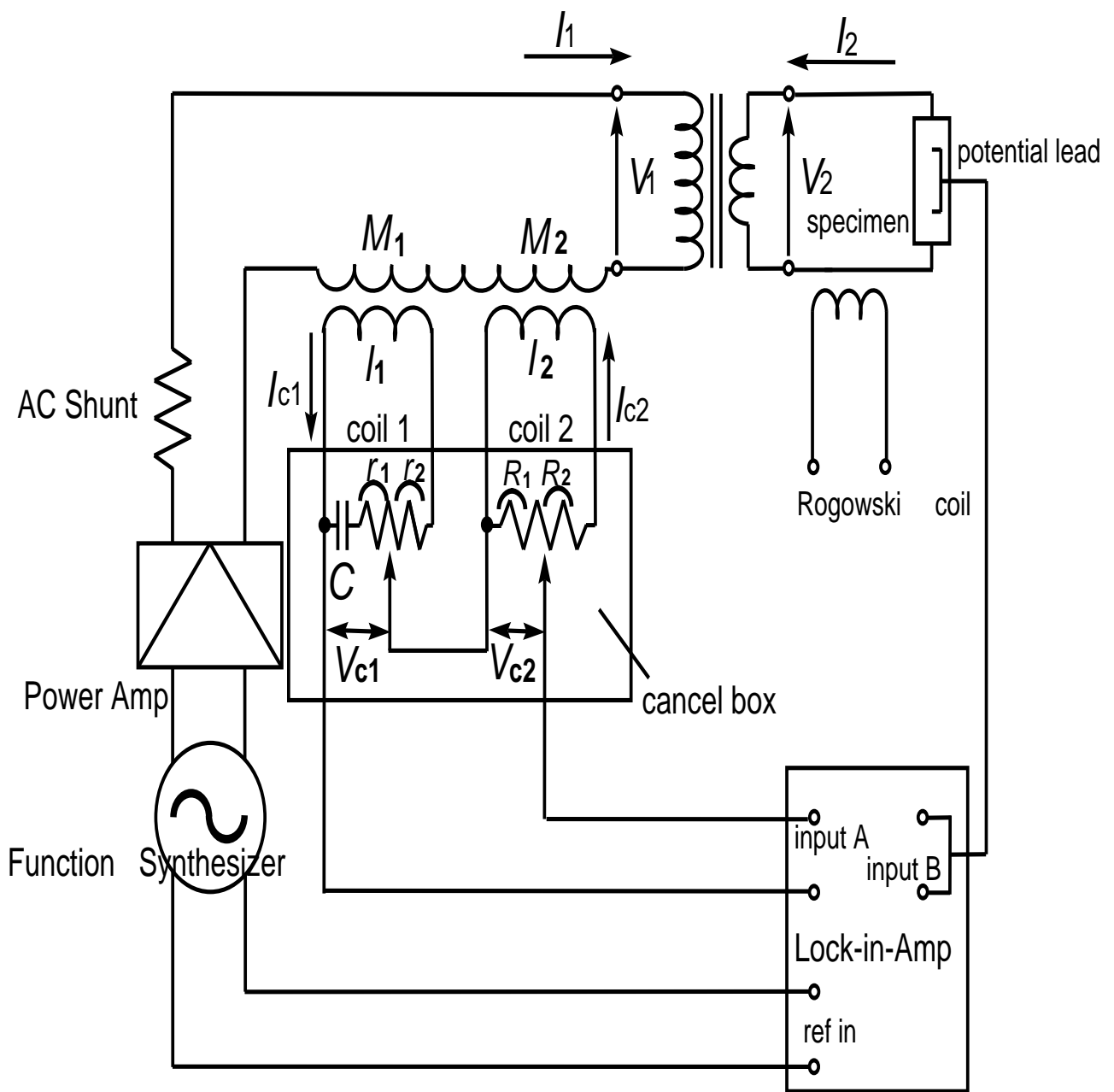


图 2.3. 交流损失测定回路

基本的に図 2.3 のコイル 2 に誘導される電圧によって得られる。すなわち電圧端子間に生じる誘導起電力にたいして反転させたコイル 2 の起電力を可変抵抗を用いて大きさを調節したあと、ロックインアンプ内部において入力 A と入力 B の差を増幅 (作動増幅) 指せる。しかし、コイル 2 で検出される電圧はコイル内の渦電流による損失や周囲の金属部分に流れる渦電流からの誘導のために位相が電流から正確に 90 度になっておらず、若干ずれている。このずれを補うためにコイル 1 でコンデンサと可変抵抗を用いて誘導成分と同位相になるように調節する (図 2.4)。キャンセルコイルでは、

$$j\omega M_1 I_1 = \left(j\omega l_1 + \frac{1}{j\omega C} + r_1 + r_2 \right) I_{c1} \quad (2.2)$$

$$j\omega M_2 I_1 = (j\omega l_2 + R_1 + R_2) I_{c2} \quad (2.3)$$

が成り立ち、キャンセルコイルからの信号 V_{c1} 、 V_{c2} は、

$$V_{c1} = \left(\frac{1}{j\omega C} + r_1 \right) I_{c1} \quad (2.4)$$

$$V_{c2} = R_2 I_{c2} \quad (2.5)$$

となる。ここで、 M_1 、 l_1 、 C はキャンセル回路 1 のコイルの相互インダクタンス、自己インダクタンス、コンデンサの電気容量であり、 r_1 、 r_2 は抵抗分割器の抵抗である。同様に M_2 、 l_2 、 R_1 、 R_2 はキャンセル回路 2 のコイルの相互インダクタンス、自己インダクタンス、抵抗分割器の抵抗である。 I_{c1} 、 I_{c2} はキャンセル回路 1、2 に流れる電流である。ここで、 l_1 が $r_1 + r_2$ より小さく、 l_2 が $R_1 + R_2$ より十分に小さいとき、

$$V_{c1} = \frac{M_1/C + j\omega r_1 M_1}{r_1 + r_2 - j/\omega C} I_1 \quad (2.6)$$

$$V_{c2} = \frac{j\omega M_2 R_1}{R_1 + R_2} I_1 \quad (2.7)$$

が成り立つ。このとき V_{c2} は I_1 に対して位相が 90 度ずれていることになる。よって V_{c1} を位相補正に用いるならば、 I_2 とほぼ同位相となればよい。このためには $1/\omega C \gg r_1, r_2$ となればよいことが分かる。

自己磁界が下部臨界磁界 B_{c1} よりも小さな磁界であるとき、超伝導体はマイスナー (完全反磁性) 状態となり、内側に磁束線が全く侵入しないため、

損失がない。したがって、この性質を利用してキャンセルの調節を行う。このキャンセルで重要なことは誘導成分を完全にキャンセルすることではなく、むしろキャンセルのずれによって抵抗成分に誤差をもたらすことを避けるようにしなければならないことである。

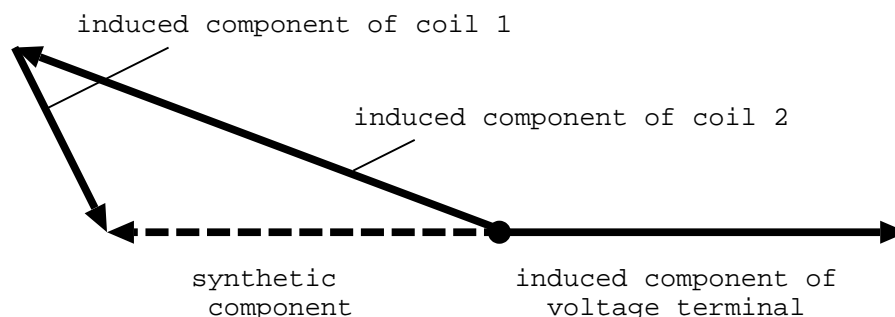


図 2.4. キャンセル

2.7 同期検波

ロックインアンプの最大の特徴は位相情報を有するという点であり、二相ロックインアンプでは参照信号の位相を利用して入力信号の実部と虚部を分離して同時に測定することが可能である。いま、試料を流れる電流が $I \cos \omega t$ のとき、BPF を用いて測定する電圧信号が $V \cos(\omega t + \alpha)$ となったとする。これをロックインアンプ内で抵抗成分 $V \cos \alpha$ を測定する (誘導成分は $V \sin \alpha$)。このような装置を同期検出器 (PSD:Phase Sensitive Detector) と言う。具体的には図 2.3 の検出コイルにより検出した二次側電流を参照信号としてロックインアンプに入力するわけであるが、信号が微小なため、ロックインアンプで正しく検知できない。そこで、図 2.3 のように発信器からの出力信号を借りてきて、検出コイルによる二次側電流の位相と合わせてこれを参照信号とする。よって参照信号と同位相の抵抗成分を測定することが可能となる。ここでは必ずしもキャンセルを行う必要はないが、測定精度の面から誘導成分を抵抗成分と同レベル程度になるまでキャンセルすることが望ましい。

2.8 実験

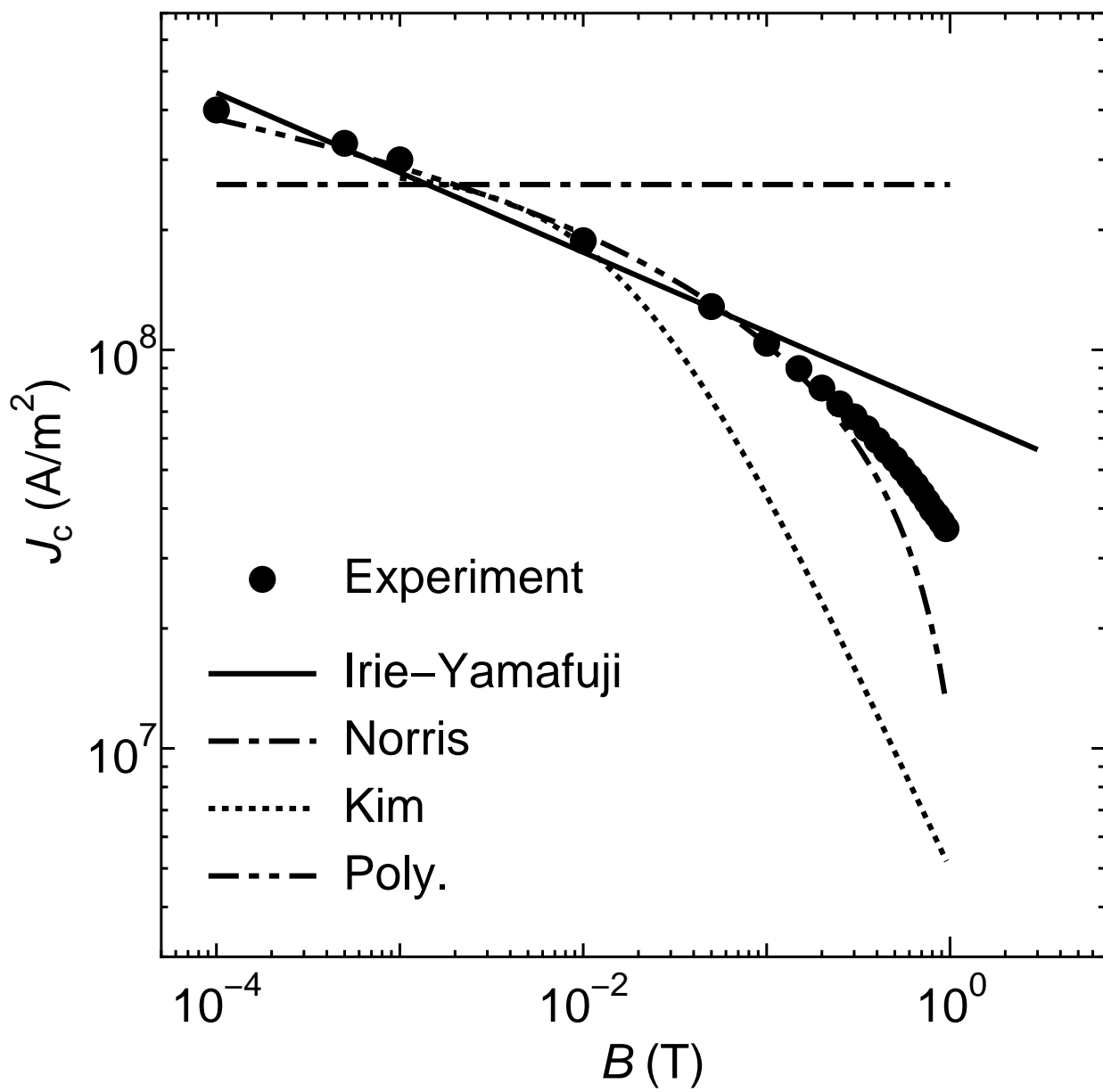
超伝導トランスを用いた測定より得られた電流 - 電圧特性から交流損失を算出する。一周期あたりの交流損失密度 W は

$$W = \frac{IV}{fS} \quad (2.8)$$

で与えられる。ここで I は交流電流の振幅、 V は試料に生じる電圧の抵抗成分の振幅、 f は周波数、 S は試料の電圧端子間の体積である。実験は液体窒素下 (77K) で行い、35 Hz から 100 Hz の間で測定を行った。

2.9 J_c - B 特性

解析に用いる J_c - B 特性を、SQUID 磁力計を用いて測定した (2.2参照)。試料は交流損失測定で用いたものと同様 QMG 法で作成された Y-123 バルク超伝導体を用いた。測定した J_c - B 特性の結果と FEM に用いる J_c - B 特性を図 2.5 に示す。シンボルが SQUID 磁力計の結果より算出した Y-123 の磁界依存性、実線が Irie-Yamafuji モデル ($J_c = 7.0 \times 10^7 B^{-0.2}$)、Bean モデル ($J_c = 2.6 \times 10^8$)、破線が Kim モデル ($J_c = 2.85 \times 10^8 / (1 + |B| / 1.78 \times 10^{-2})$)、二点鎖線が多項式による近似式となっている。



8cm

图 2.5. 磁界依存性

第 3 章 シミュレーション

3.1 ハードウェアおよびソフトウェア環境

今回、FEM によるシミュレーションを行うハードウェアは富士通 FMV-PRO Dual-P3-730MHz を用い、またソフトウェアは日本総合研究所 JMAG-Studio Ver.6 を使用した。また今回用いたソフトウェアは市販のものを用いているため、超伝導ルーチンが正常に機能しているかどうか、コーディングのチェックもかねている。

3.2 シミュレーションモデル

シミュレーションを行う超伝導体のモデルは、 z 軸方向に無限に長い半径 11mm の円柱状超伝導体とした。電流は軸方向に通電し、このときの磁界は周方向に発生し、表面から侵入していく形となる。

つぎに、FEM による計算量を軽減するためにつぎの処置をとった。

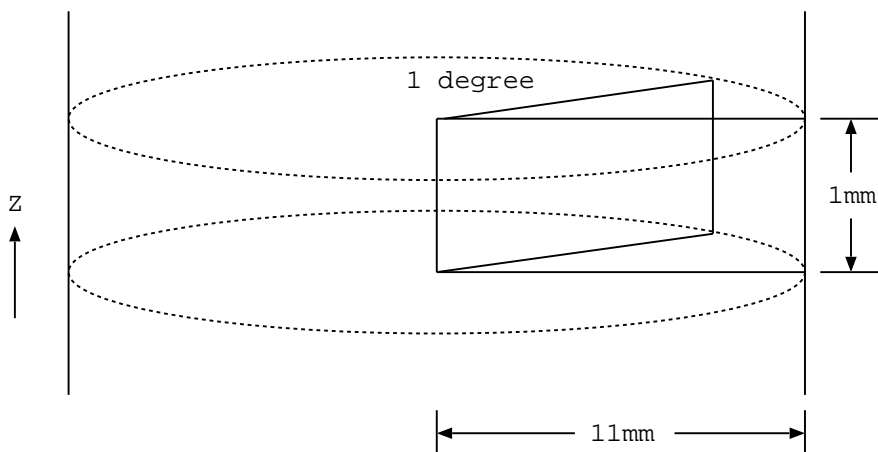


図 3.1. z 軸の対称性から円盤型のモデルにする

(1) 対称性から z 軸方向は 1 mm のみを定義し、図 3.1 のような円盤状のモデルを考えた。(2) さらに方位角 (θ) 方向の対称性より、 θ 方向は $1/360$ 、

つまり 1 度のみを切り出し、扇形のモデルとした。(3) 通電電流値を表面から 1 mm 程度しか侵入しない値をとるように設定するため、半径 10 mm 以下の領域を定義しない。(4) これらの対称性を維持するために、空気相と接する面に自然境界面、 z 軸に垂直な面に対称境界面を設定した。これらの

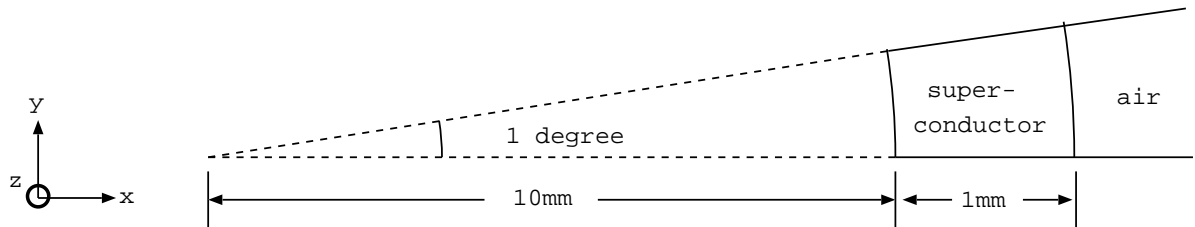


図 3.2. θ 方向の対称性より扇形にし、さらに表面 1 mm のみを定義する

処置により実際にシミュレーションを行うモデルは図 2.2 の実線内の超伝導体部分となる。これを半径 r 方向に関して、 r は 10 mm から 11 mm までを 20 分割し、それぞれ厚さ d を 50 μm の要素として、それぞれの要素に対して計算を行った。

ここで σ を導電率、 f を交流電流の周波数として、

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 \sigma}} \quad (3.1)$$

は表皮の深さと呼ばれ、導体を流れる電流は表面近傍の深さ δ の範囲に集中することが分かっている。これより計算の精度を維持するためには、要素の厚さ d は表皮の深さ δ 以下でなければならない。したがって f は、

$$f < \frac{1}{\pi \sigma \mu_0 d^2} \quad (3.2)$$

を満たさなければならない。Y 系の一般的な値として σ を $1.0 \times 10^{13} (\Omega\text{m})^{-1}$ 、また要素の厚さ $d (= 50 \mu\text{m})$ を用いて、周波数 (f) は 10 Hz 以下でなければならない。今回はその上限の 10 Hz とした。

今回、シミュレーションするにあたって、磁界依存性が交流損失にどのように影響するのかを見るために、まずは磁界依存性の全くない Bean モデル、磁界依存性があり、比較的計算のしやすい Kim モデルを用いた。通電電流値は最大で表面から 1 mm しか侵入しないように設定した。Bean モデルにおいては 1 度あたり 6 A から 180 A まで、つまり 360 度円周全体で 2,160 A から 64,800 A を通電する。同様にして Kim モデルでは 1 度あたり 1 A から 70 A、360 度で 360 A から 25,200 A を通電する。

それぞれのモデルの J_c - B 特性はそれぞれつぎのように設定した。Bean モデルでは $\alpha_c = 1.0 \times 10^9$ として

$$J_c = 1.0 \times 10^9 [\text{A/m}^2] \quad (3.3)$$

Kim モデルでは $\alpha_0 = 1.5 \times 10^9$, $\beta = 0.1$ として

$$J_c = \frac{1.5 \times 10^9}{1 + \widehat{B}/0.1} [\text{A/m}^2] \quad (3.4)$$

これらはグラフで表すと図 3.3 のようになる。

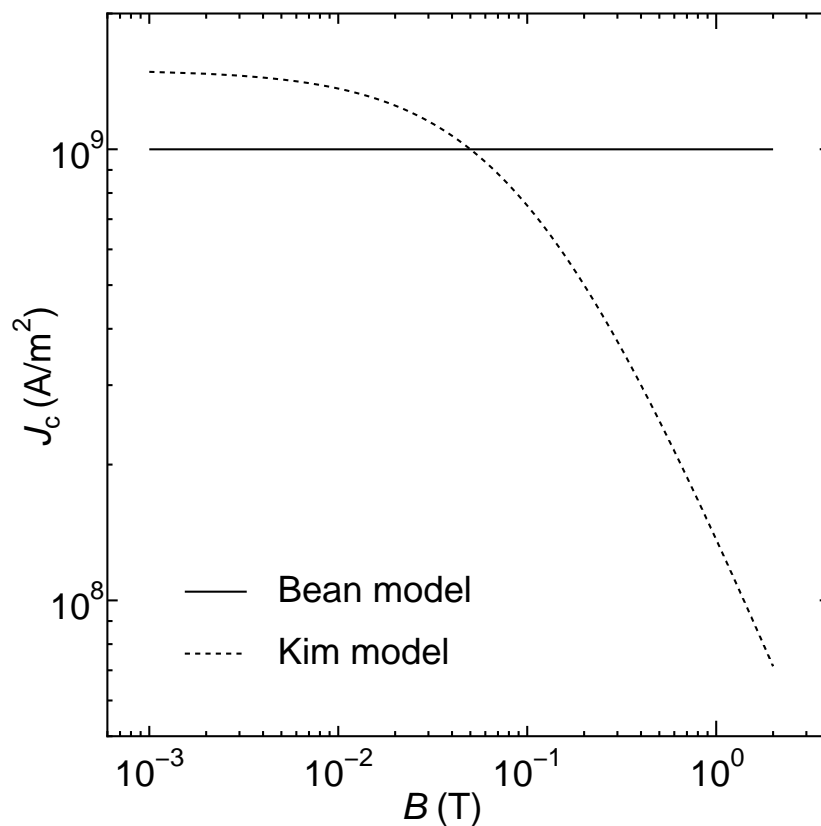


図 3.3. Bean モデル及び Kim モデルの磁界依存性

図の実線が Bean モデルの磁界依存性、波線が Kim モデルの磁界依存性となっている。

また、時間分解能は 1 周期を 40 分割する。今回周波数は 10 Hz であることから $\Delta t = 2.5$ ms とした。

第 4 章 シミュレーション結果と理論値との比較

4.1 FEM の結果と理論値との比較

4.1.1 交流損失の理論値

超伝導体へ交流通電した場合の超伝導体内の磁束分布及びエネルギー損失を Bean モデル及び Kim モデルを用いて理論的に求める。今回用いたモデルと同様、半径 R の円柱状超伝導体に長さ方向に $\sin \omega t$ に比例する交流電流を通電するとする。方位角方向の磁束密度を B とし、その絶対値を \hat{B} で表す。すると静的過程における力の釣り合いの式は、

$$-\frac{\hat{B}}{\mu_0 r} \cdot \frac{d}{dr}(r\hat{B}) = \delta F_p(\hat{B}) \quad (4.1)$$

と書ける。ここで $\delta = 1$ は半径方向に磁束線が移動する場合を表す。

まず Bean モデルの場合は (1.1) 式において $J_c = \alpha_c$ (定数) を代入して微分方程式を解くと、

$$r\hat{B} = \mu_0 H_I R + \frac{1}{2} \delta \mu_0 \alpha_c (\delta_R R^2 - \delta r^2) \quad (4.2)$$

となり、これより、超伝導体内の磁束分布を導くことができる。ただし、

$$H_I = I \sin(\omega t) / 2\pi R \quad (4.3)$$

は電流による自己磁界、 δ_R は表面における符号因子 δ の値である。さらに、この理論値の時間変化と空間変化から得られる電界と電流密度より超伝導体の損失パワーを算出することができ、

$$P(R, t) = \left| \frac{\mu_0 J_c \omega t \cos \omega t}{4\pi} \left\{ 2 \log \frac{r}{r_d} - 1 + \left(\frac{r_d}{r} \right)^2 \right\} \right| \quad (4.4)$$

となる。ここで r_d は超伝導体内における磁束分布の折れ曲がり点である。また、これをさらに時間で積分し、体積で割ることによって超伝導体の単位体積当りの損失エネルギーを求めることができ、 $i = I/I_c$ として、

$$W = \frac{\mu_0 I_c^2}{\pi S} \left\{ i \left(1 - \frac{i}{2} \right) + (1 - i) \log(1 - i) \right\} \quad (4.5)$$

となる。ここで、 S は円柱の表面積である。なお、楕円断面の超伝導体に通電した場合の Norris の式はこの円断面の場合の (4.5) 式に一致している。

また (1.4) 式を仮定する Kim モデルの場合、以上のように解析的に解くことが不可能であることから、数値的に損失を算出した。

4.1.2 磁束分布

Bean モデル及び Kim モデルを用いて求めたシミュレーション結果と理論値の方位角方向における一周分分の磁束分布を図 4.1、4.2 に示す。図においてシンボルが FEM での結果、実線がそれぞれ Bean モデル、Kim モデルでの理論値を示している。これより両モデル共に FEM の結果と理論値がよく一致しており、よくシミュレーション出来ているといえる。

4.1.3 消費電力の瞬時値

Bean モデル、Kim モデルによる消費電力の瞬時値をそれぞれ図 4.3、4.4 に示す。横軸が時間、縦軸が消費電力の瞬時値を表している。シンボルが FEM での結果、実線が理論値を表す。図は磁束の侵入していない初期状態からシミュレートを行っているために、大きさの異なる二つの山が出来ているが、実際には右側の大きな山が周期ごとに現れる形となる。FEM の結果と理論値がよく一致しており、消費電力についてよく説明出来ている。

4.1.4 交流損失の電流依存

図 4.5 に交流損失の電流依存を示す。横軸が通電電流のピーク値、縦軸が損失を表す。黒丸、実線が Bean モデルによる FEM の結果と理論値、同様に白丸、鎖線が Kim モデルによる FEM の結果と理論値となっている。これも FEM 結果と理論値がよく一致しており、磁界依存性をもつ場合、またない場合、それぞれにおいてよくシミュレーションされていると言える。

4.2 交流損失の形状依存

つぎに、超伝導体モデルを円柱状だけでなく断面が正方形、長方形となっているモデルを Bean モデルでシミュレーションし、交流損失の形状依存を確かめた。結果を図 4.6 に示す。横軸は通電電流値を各モデルにおける臨界電流 I_c で規格化したもので、縦軸は損失を表す。断面の形状はそれぞれ白丸が半径 1.2 mm の円、黒丸が 2 mm×2 mm の正方形、白四角が 1 mm×4 mm の長方形となっており、断面積はほぼ等しくなるように設定した。図から断面の形状が円形および正方形のように対称性が高い超伝導体よりも、断面が長方形のものの方が、損失が若干高くなっていることが分かる。断面が長方形になっている方は、低電流領域において、エッジの部分で磁束線が密になることにより磁束の侵入量が大きくなり、損失が増加するので、傾きが 3 より小さくなる。一方高電流領域では、等価的な反磁界係数が小さくなり、エッジの影響が相対的に小さくなる。このために傾きが 3 に近づく。これらにより、損失は全体的に大きくなる。この対称性が崩れることにより交流損失が大きくなるという傾向は実際の実験報告の結果と一致しており、形状に関してもうまくシミュレーションされていることが分かる。

4.3 実験結果の比較

FEM による解析結果と超伝導トランスによる交流通電損失の結果を図 4.7 に示す。白黒の丸・四角のシンボルが各周波数の実験値、同面積の楕円断面を仮定した Norris の式 (Bean モデル) を用いた理論値 (破線)、円断面で Irie-Yamafuji モデルを用いた理論値 (実線)、試料と同じ形状で FEM により解析した結果で J_c - B 特性に Kim モデルを用いたもの (∇)、多項式による近似式のテーブルを用いたもの (Δ) となっている。図から分かるように磁界依存性を考慮した FEM の結果が実験結果とよく一致しており、このことから Norris の式は、磁界依存による損失の通電電流に対する傾きの増加と、形状依存による低電流領域での損失の傾きの現象が互いに補いあって実験値と一致しているに過ぎないと考えられる。

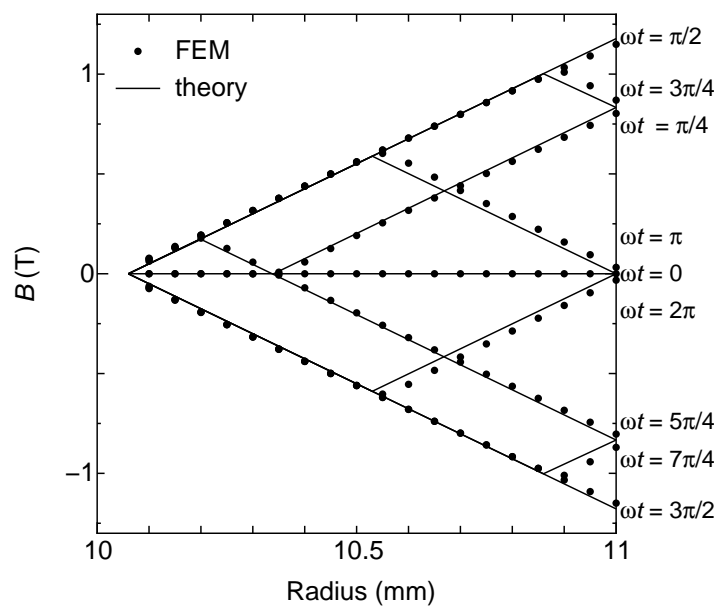


図 4.1. Bean モデルにおける磁束分布の FEM による結果と理論値

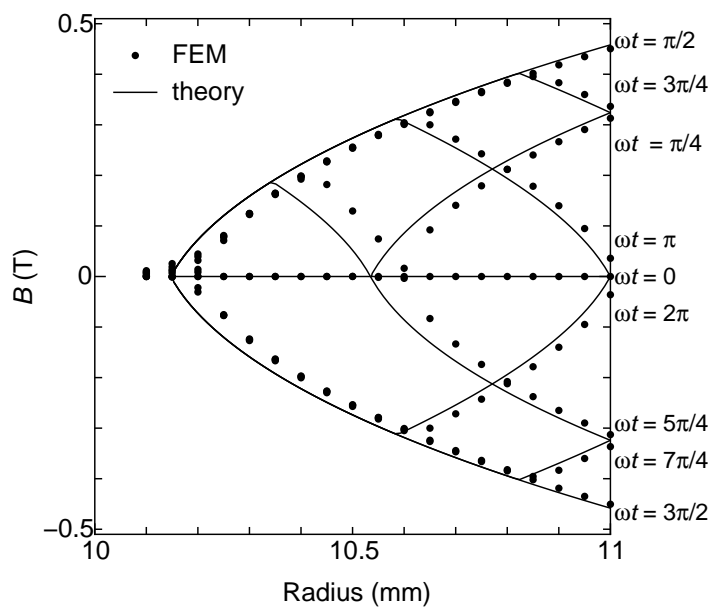


図 4.2. Kim モデルにおける磁束分布の FEM による結果と理論値

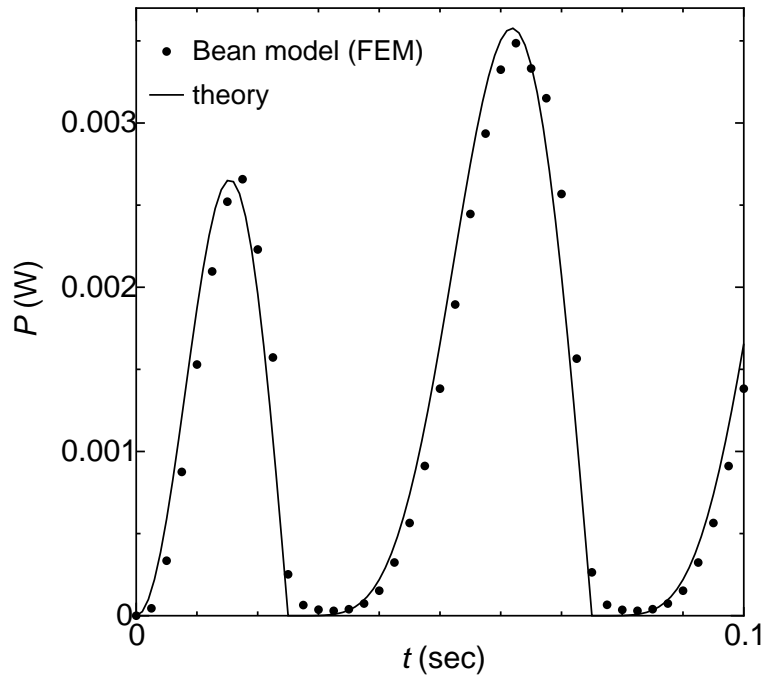


図 4.3. Bean モデルにおける消費電力の瞬時値

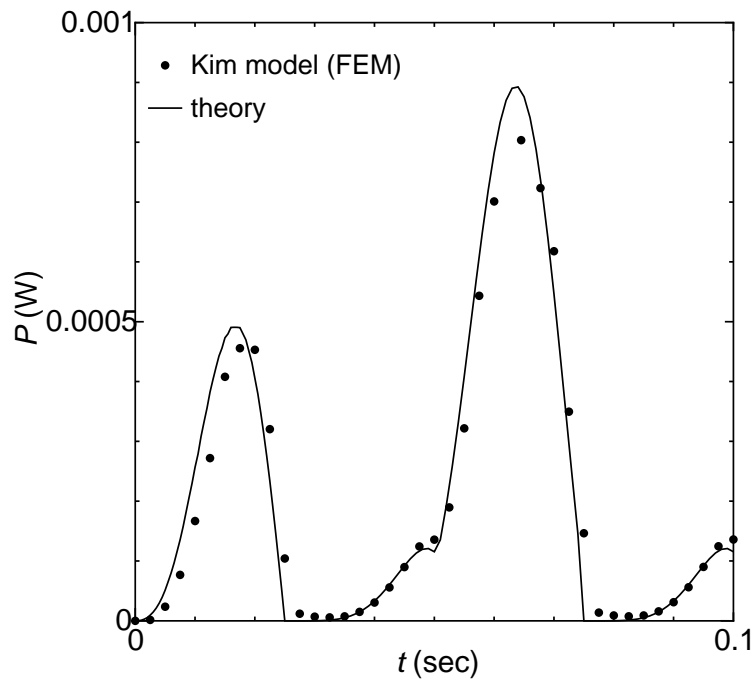


図 4.4. Kim モデルにおける消費電力の瞬時値

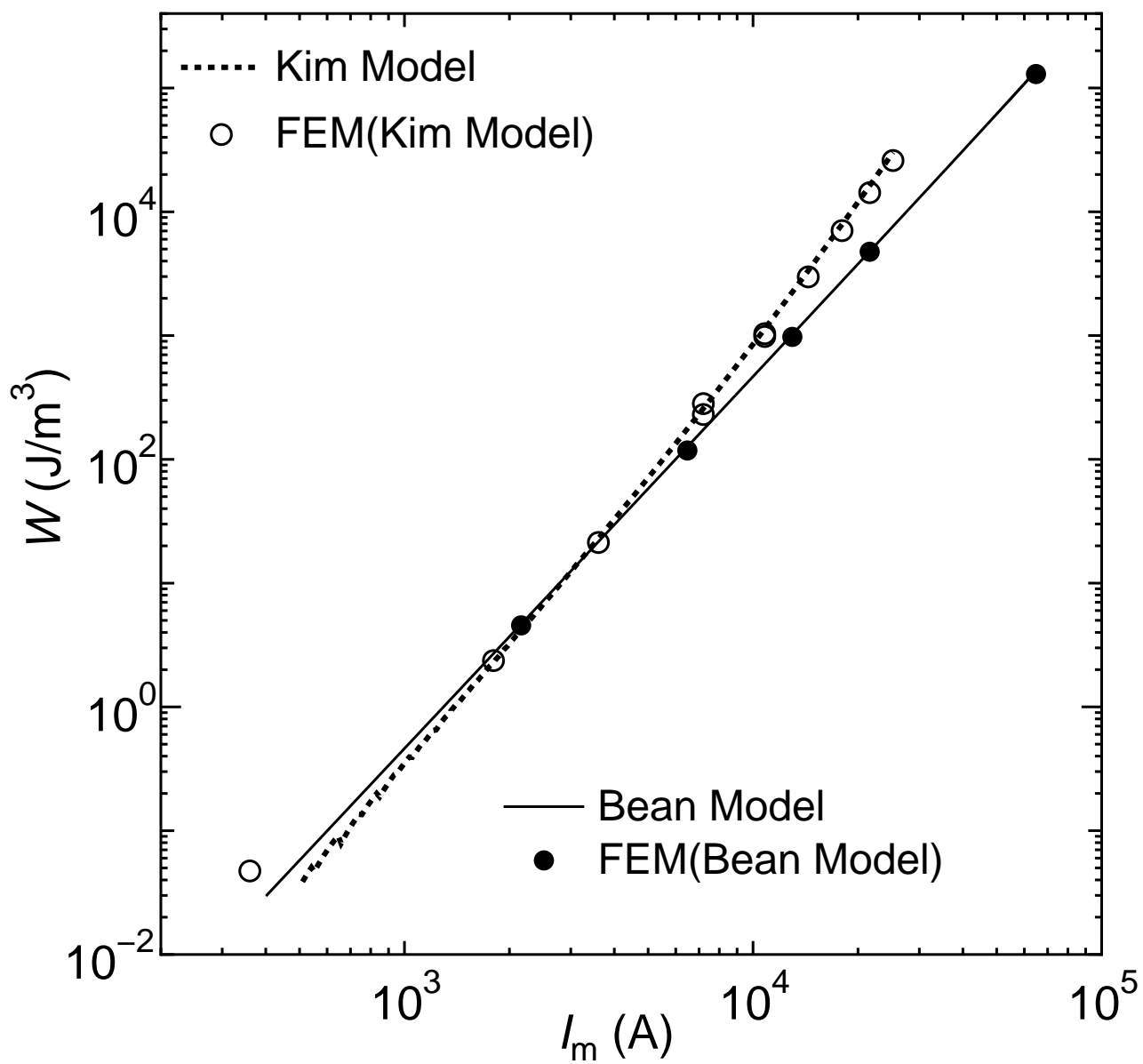


図 4.5. 損失の電流依存

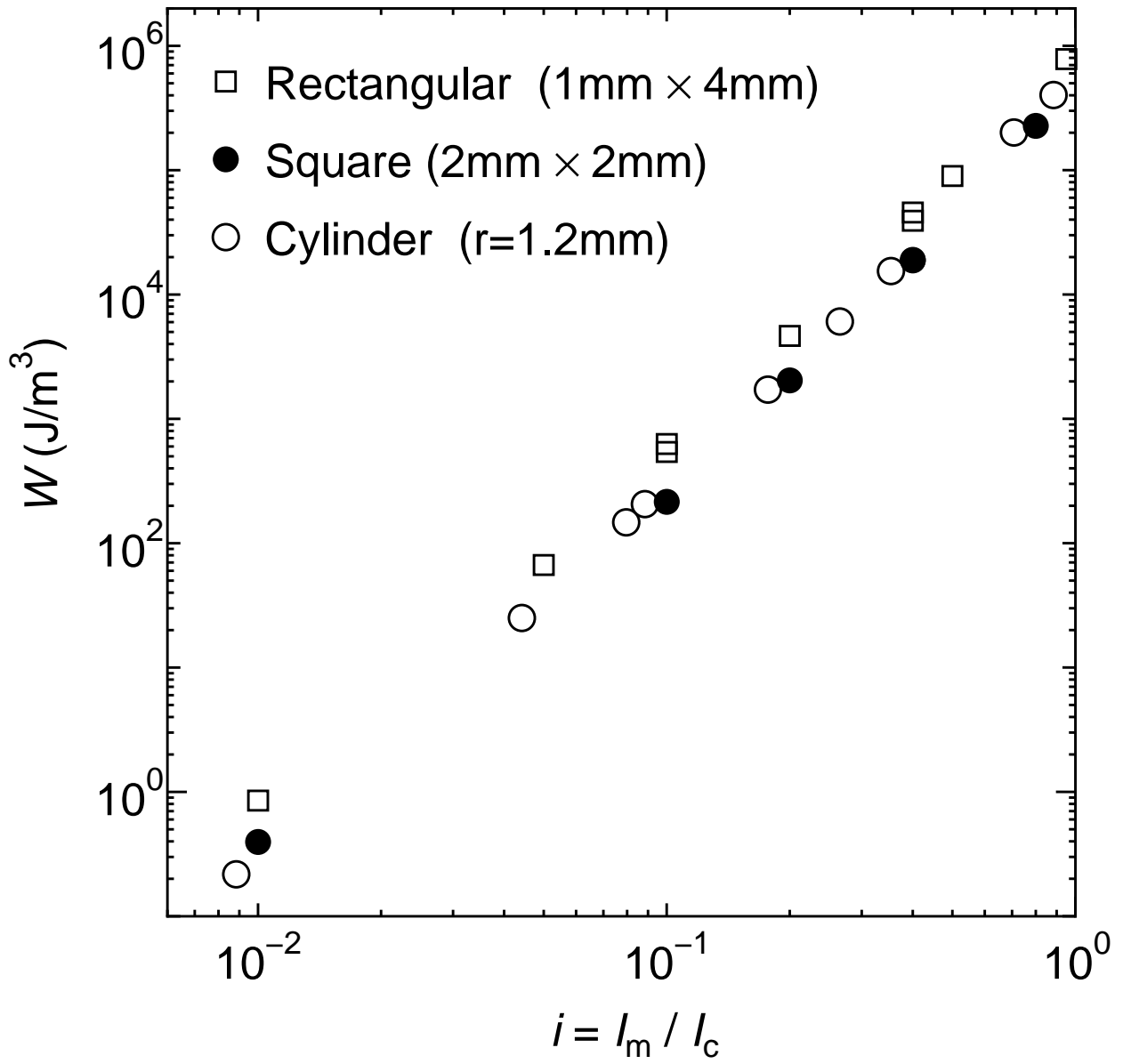


図 4.6. 損失の形状依存

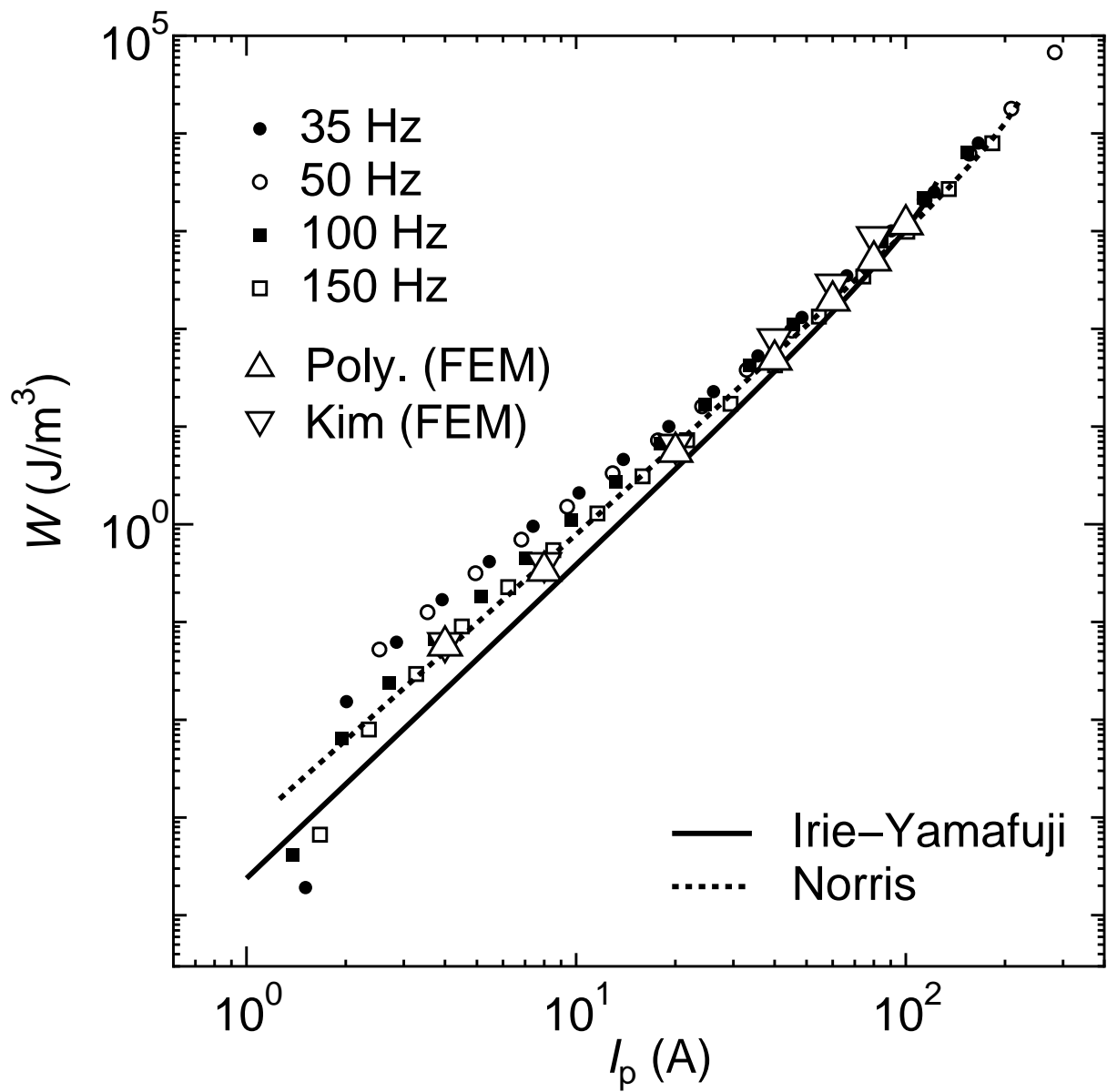


図 4.7. 交流損失の電流依存性

第 5 章 まとめ

この研究では有限要素法 (FEM) により、円柱状超伝導体内部の現象をコンピュータを用いてシミュレートしてその有用性を検討した。また、実際に超伝導トランスを用いて通電交流損失を測定し、FEM による臨界電流密度を考慮した通電交流損失の解析値と、臨界電流密度を考慮しない Norris の式とを比較した。

1. 円柱状超伝導体の FEM による交流通電時のシミュレートにおいて、内部の磁束分布および交流通電損失が、Bean モデル、Kim モデルの理論値とそれぞれよく一致し、FEM が正しくシミュレートされていることが確認できた。
2. 断面が円、正方形、長方形となっている超伝導体の交流通電損失を解析し、比較した。断面が長方形のものは、低電流領域では、エッジの部分で磁束線が密になることにより磁束の侵入量が円柱や正方形よりも大きくなり、損失が増加するので、傾きが 3 より小さくなる。一方高電流領域では、等価的な反磁界係数が小さくなり、エッジの影響が相対的に小さくなる。このために傾きが 3 に近づく。これにより、全体的に断面が円や正方形のものよりも長方形のものの方が損失が高くなる。この結果は実際の実験報告と一致しており、形状に関しても正しくシミュレートされていることが分かった。
3. 超伝導トランスによる交流通電損失の測定結果が FEM による解析結果とよく一致した。また、磁界依存性を考慮していない Norris の式の理論値と、磁界依存性を考慮した FEM の結果もよく一致しており、このことから Norris の式は、磁界依存による損失の通電電流に対する傾きの増加と、形状依存による低電流領域での損失の傾きの減少が互いに補いあって実験値と一致しているに過ぎないと考えられる。

今後の課題

FEMが実験値とよく一致することが確認できたので、次は実際の超伝導線材のような複雑な形状や、これとは異なった磁界依存性を持つ超伝導試料について検証したい。

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,1994)
- 2) 村上雅人:「高温超伝導の材料科学」(内田老鶴圃,1999)
- 3) 「超電導工学」(電気学会,1996)
- 4) E.S.Otobe,T.Matsushita;*PhysicaC*357 – 360(2001)878 – 881

謝辞

本研究を行うにあたり多大な御指導・助言を頂いた松下照男教授に深く感謝します。また、実験環境及び論文作成に協力していただいた他、いろいろと助言や指導をしていただいた小田部荘司助手、共同研究者の右田稔氏に感謝します。また、試料を提供して下さった新日本製鐵の森田充氏に感謝いたします。そして、本研究を行うにあたって、色々と支援を頂いた松下研究室の方々に対し、ここにお礼を申し上げます。