HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	超高磁場生成を指向した無絶縁高温超電導磁石の熱的安定性評価・向上に関する研究
Author(s)	間藤, 昂允
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第16024号
Issue Date	2024-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k16024
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/92410
Type	doctoral thesis
File Information	Takanobu_Mato.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

SSI-DT46225022

博士論文

超高磁場生成を指向した無絶縁高温超電導磁石の熱的安定性評価・向上に関する研究

間藤　昂允

2024 年 1 月

北海道大学 大学院情報科学院
システム情報科学コース

本論文は北海道大学大学院情報科学院に
博士 (情報科学) 授与の要件として提出した博士論文である。

間藤　昂允

審査委員：　主査　野口　聡　教授
副査　五十嵐　一　教授
副査　北　裕幸　教授

Copyright © 2024 Takanobu Mato.

超高磁場生成を指向した無絶縁高温超電導磁石の熱的安定性評価・向上に関する研究*

間藤　昂允

概要

超電導磁石は単に磁場を生成する電気機器であるにもかかわらず，その応用先は非常に多岐にわたる．医療，創薬，高エネルギー物理学，エネルギーシステムなど枚挙にいとまがない．超電導磁石をさらに高磁場化することで応用機器性能が向上する．測定分解能の向上による創薬開発の加速や機器サイズの低減，核融合反応に必要なプラズマの高密度化など従来の常電導磁石ではできないことが実現できるようになる．超電導磁石のさらなる高磁場化が社会的に求められている．

そのような中，1987 年に発見された REBCO(Rare-Earth Barium Copper Oxide) 超電導体が期待を集めてきた．REBCO 線材は非常に高い臨界温度，臨界磁場，機械的強度を有する．さらに製造技術の向上に伴い，REBCO 線材の特性は上がり続けている．現状，超高磁場応用を見据えた時に他の候補はない．理化学研究所や米国の Massachusetts Institute of Technology (MIT)，National High Magnetic Field Laboratory (NHMFL)，フランスの Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI)，中国の High Magnetic Field Laboratory (HMFL) など各国の研究所が，30 T 以上の高磁場生成用途に REBCO 超電導線材を採用している．超高磁場生成に有利な REBCO コイルであるが局所劣化に対する脆弱性が問題であった．局所的な線材特性の劣化が生じた際，当該の常電導部で非常に大きな発熱を生じてしまう．REBCO 線材の高い比熱に起因して，異常の検知も容易ではない．最悪，コイルが燃えてしまう．そこで，無絶縁 (No-Insulation: NI) 巻き方式が開発された．REBCO 線材を無絶縁で巻くことにより，コイルに高い熱的安定性が付与されて保護される．局所的な線材特性劣化部に対しては，電流がターン間接触面を通って隣接ターンに迂回するためである．実際，NI REBCO パンケーキ・コイルで世界最高の直流磁場 (45.5 T) が達成されている．無絶縁技術の有効性がこれにより認知されることとなった．多くの研究により NI REBCO コイルの現象理解が進み，熱的安定性特性が明らかにされてきているが，いくつかの課題・問題点がある．

まず，いくつか異なる種類の無絶縁コイルが提案されてきた．個別の研究では電流迂回挙動に由来する高い熱的安定性が確認されたものの，超高磁場生成に向けて最も熱的安定なコイル

* 北海道大学 大学院情報科学院 システム情報科学コース 博士論文, SSI-DT46225022, 2024 年 1 月 26 日.

がどれかは未だ不明瞭である．体系的な熱的安定性比較が求められている．

また，これまでに，NI REBCO コイルの特性がターン間接触抵抗に大きく支配されることがわかってきている．ターン間接触抵抗を測定することはコイルの熱的安定性を評価することにつながる．特に高磁場では電磁力により接触抵抗が変化すると考えられている．従来手法では電流依存性を測定することができないが，原理的にこれを測定できる LFAC (Low-Frequency AC current) 法の研究が進んでいる．これまで未知であった超高磁場磁石の接触抵抗推移を明らかにしうる手法である．いくつかのケースで有用性が示されてきたが高磁場磁石で適用することを見据えて測定精度の向上や現象理解，段階的なスケールアップなどが達成されなければならない．

最後に，高磁場環境では NI REBCO 磁石に作用する軸方向圧縮力が非常に大きい．局所的なホットスポットの出現や力の平衡が崩れることによりコイルの一部が機械的に移動する場合がある．結果，外挿磁石による磁場との相互作用で NI REBCO パンケーキコイルに電流が誘導されるがその影響は未知である．超電導磁石のさらなる高磁場化を目指し，高磁場における機械的挙動の熱的安定性に与える影響が調べられなければならない．

本論文はこれら課題を明らかにするものである．まず各種無絶縁コイルの熱的安定性に対してはこれまで提案されてきた無絶縁コイルを等価回路構造に基づき，2 通りに分類した．その上でそれら回路構造に由来する電磁・熱的現象を調査し，体系的に 2 種の無絶縁コイル分類の熱的安定性を調査した．現状，従来型の無絶縁 REBCO コイルが最も熱的に安定であるが，もう 1 種類の補助導体を使用した無絶縁巻き手法は将来的に有望であることを示した．二律背反であった高熱的安定性と短い励磁遅れ時間を両立できる可能性がある．

2 点目の LFAC 法による接触抵抗測定手法の改良について，運転電流とコイル電圧の位相差を利用した測定精度向上手法を提案した．これを用いることでこれまで限定的だった使用可能周波数領域を大きく拡大させることに成功した．より頑健かつ高信頼性な手法として使用することが可能である．LFAC 法のスケールアップへの第一歩としてダブルパンケーキ (DP: double pancake) コイルへ適用して調査を行った．異なる接触抵抗値を有する DP コイルの接触抵抗値を同定可能であることが実験・数値的に示された．これは磁場を測定する遮断法では難しい．一方で，高周波領域及び遮断法での数値計算が実験結果と不良好な一致を示す．今後の課題である．

最後に，外部磁場中に置かれた NI REBCO 磁石を簡単に移動させ，その際の電磁現象を調べることで熱的安定性への影響を調査した．いくつかのケーススタディを行った結果，外部磁石による影響は非常に少ないことが明らかとなった．一方，NI REBCO コイル間の磁束結合が非常に強く，移動速度に正相関して大きな電流がコイル外周に流れる．一般に外周の負荷率は内周より低いため熱的安定性劣化の大きな恐れは少ない．しかし，外周に特性不良部を含んだ場合はその限りではない．

キーワード: REBCO，無絶縁巻き，超高磁場磁石，熱的安定性，体系的比較，接触抵抗値測定，軸方向移動

A Study on Thermal Stability Evaluation and Improvement of No-Insulation High-Temperature Superconducting Coils towards Ultra-High Field Generation[†]

Takanobu Mato

Abstract

Although a superconducting magnet is an electrical machine that simply generates a magnetic field, its applications are extremely diverse. Medical treatment, drug discovery, high-energy physics, and energy systems are just a few examples. The performance of applied systems can be improved by increasing the magnetic field of superconducting magnets. This enables the acceleration of drug development by improving the measurement resolution, the reduction of equipment size, and the further densification of the plasma required for nuclear fusion reactions, all of which cannot be achieved with conventional normal (copper) magnets. There is a social demand for the development of superconducting magnets with even higher magnetic fields.

REBCO (rare-earth barium copper oxide) superconductor, which was discovered in 1987, has attracted much attention because of its very high critical temperature, critical magnetic field, and mechanical strength. Furthermore, the properties of REBCO wire keep increasing as manufacturing technology improves. Currently, there are no other candidates for ultra-high magnetic field applications. RIKEN, Massachusetts Institute of Technology (MIT) in the United States, National High Magnetic Field Laboratory (NHMFL), Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) in France, and the High Magnetic Field Laboratory (HMFL) in China have adopted REBCO superconducting wire for applications requiring high magnetic fields of 30 T or higher. Although REBCO coils are advantageous for generating ultra-high magnetic fields, their vulnerability to local degradation has been a problem. The high specific heat of REBCO wire makes it difficult to detect anomalies. In the worst case, superconducting coils are going to be burnt out. The No-Insulation (NI) winding method was developed to provide high thermal stability and protection to the coils by winding the REBCO wire without insulation. Against the

[†] Doctoral Dissertation, Course of Systems Science and Informatics, Graduate School of Information Science and Technology, Hokkaido University, SSI-DT46225022, January 26, 2024.

localized areas of wire degradation, the current is diverted to adjacent turns through the turn-to-turn contact surface. In fact, the world-record highest DC field (45.5 T) has been achieved with NI REBCO pancake coils. The effectiveness of the NI technology has thus been recognized. Although the understanding of the phenomena in NI REBCO coils has been well progressing and its thermal stability characteristics have been clarified, there are still some issues and problems to be solved.

First, several different types of uninsulated coils have been proposed. Individual studies have confirmed high thermal stability due to current bypassing behavior, however, it is still unclear which coil is the most thermally stable for ultra-high field generation. A systematic comparison of thermal stability is required.

It has been found that the properties of NI REBCO coils are largely governed by turn-to-turn contact resistances. Measuring the turn-to-turn contact resistance leads to an evaluation of the thermal stability of the coil. Especially under a high magnetic field, the contact resistance is considered to change due to electromagnetic forces. Conventional methods cannot measure the current dependence of contact resistance, whereas, the LFAC (low-frequency AC current) method can measure it in principle and the LFAC method has been studied. The LFAC (Low-Frequency AC current) method is well validated as of today as phenomena that were previously unknown have been clarified. Although the usefulness of this method has been demonstrated in several cases, it is necessary to improve the measurement accuracy, understand the phenomena, and achieve a stepwise scale-up of the method with a view to applying it to high-field magnets.

Finally, axial compressive forces exerted on NI REBCO magnets in high magnetic field environments are significantly large. The onset of localized hot spots and the disruption of the force equilibrium may cause mechanical movement of a part of the coil. As a result, currents are induced in the NI REBCO pancake coils by the interaction with the magnetic field due to outsert magnets, but the effect is unknown. The effect of the mechanical behavior on the thermal stability at high magnetic fields should be investigated in order to further increase the magnetic field of superconducting magnets.

This paper clarifies these problems. First, the thermal stability of various types of NI REBCO coils is examined, and the NI coils proposed previously were categorized into two groups based on their electrically equivalent circuit structures. Then, electromagnetic and thermal phenomena originating from these circuit structures were investigated, and the thermal stability of the two categorized NI coils was systematically studied. The conventional NI REBCO coil is currently the most thermally stable, but the other NI winding method using a supplementary conductor shows promise for the future. This method has the potential to develop superconducting coils with high thermal stability and low charging delay, which have been the trade-off.

For the second problem, the improvement of the contact resistance measurement method using the LFAC method was proposed to increase the measurement accuracy by using the phase difference between the operating current and the coil voltage. The proposed method has succeeded in greatly expanding the usable frequency range, which had previously been limited. It can be used as a more robust and reliable method. As a first step toward scaling up the LFAC method, an application to double pancake (DP) coils was investigated. It was shown experimentally and numerically that the contact resistance of DP coils with different contact resistance values can be identified. This is difficult to achieve with the sudden discharge method that measures only the axial field decay. Whereas, the numerical simulation in the high-frequency range and in the discharge method show poor agreement with the experimental results. This is a subject for future work.

Finally, the effect on thermal stability was investigated by simply moving an NI REBCO magnet placed in an external magnetic field, and the electromagnetic phenomena during the movement were investigated. Several case studies were performed, and it was found that the effect of the external magnet was very small. On the other hand, the magnetic coupling between the NI REBCO coils is very strong, and a large current flows around the outermost turn of the coil in direct correlation with the travel speed. In general, the loading factor of the outermost turn is lower than that of the innermost turn, so there is little potential of significant degradation of thermal stability. However, this is not the case when the outermost turn contains a defective region.

Keywords: REBCO, no-insulation winding, ultra-high field magnet, thermal stability, systematical comparison, contact resistance measurement, axial-directional movement

目 次

第 1 章 序論 1

1.1 高温超電導 . . . 2
1.2 REBCO 超電導線材 . . . 7
1.3 超電導磁石 . . . 9
1.4 超電導磁石の保護 . . . 11
1.5 無絶縁巻き手法 . . . 15
1.6 超高磁場化に向けた課題 . . . 18
1.6.1 電気的課題 . . . 18
1.6.2 熱的課題 . . . 20
1.6.3 機械的課題 . . . 21
1.7 研究目的 . . . 22
1.8 本論文の構成 . . . 22

第 2 章 各種 NI REBCO コイルの
熱的安定性の系統的比較 25

2.1 モデリング・分類 . . . 25
2.1.1 CNI REBCO コイル . . . 25
2.1.2 SNI REBCO コイル . . . 29
2.2 各種 NI コイルの電磁・熱的現象 . . . 31
2.2.1 CNI REBCO コイルの電磁・熱的現象 . . . 33
2.2.2 SNI REBCO コイルの電磁・熱的現象 . . . 34
2.3 熱的安定性比較 . . . 35
2.4 各発熱源でのエネルギー消費割合 . . . 38
2.5 励磁遅れ比較 . . . 41

第 3 章 LFAC 測定の精度向上および
スケールアップへの検討 43

3.1 LFAC 法の原理 . . . 44
3.1.1 SP コイルに対する理論式 . . . 44

3.1.2 位相差を考慮した計算式 . . . 45
3.1.3 DP コイルに対する理論式 . . . 45
3.2 コイルモデリング . . . 47
3.2.1 $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデル . . . 47
3.2.2 3 次元 PEEC モデル . . . 47
3.3 LFAC 法の精度向上とその検討 . . . 49
3.3.1 修正 LFAC 法による高精度推定 . . . 49
3.3.2 無絶縁構造に由来する低精度推定 . . . 51
3.3.3 接触抵抗と接触抵抗率の関係 . . . 54
3.4 LFAC 法の大規模コイル適用に向けた調査 . . . 55
3.4.1 LFAC 法の DP 適用 -実験結果- . . . 57
3.4.2 LFAC 法の DP 適用 -理論解との比較- . . . 60
3.4.3 LFAC 法の DP 適用 -シミュレーション結果- . . . 60
3.4.4 電流遮断法との比較 . . . 63
3.4.5 電流遮断法適用時の安定性 . . . 64

第 4 章 軸方向移動による
熱的安定性に対する影響 67
4.1 超電導磁石に作用する応力 . . . 67
4.2 軸方向移動による誘導電圧およびそのモデリング . . . 70
4.3 内挿 NI REBCO コイルの軸方向移動による電磁現象解析 . . . 72
4.3.1 非導通 SP コイル . . . 74
4.3.2 非導通 12 積層 NI REBCO SP コイル . . . 76
4.3.3 導通 12 積層 NI REBCO SP コイル . . . 79

第 5 章 総括 83
5.1 各種 NI REBCO コイルの熱的安定性の系統的比較 . . . 83
5.2 LFAC 測定の精度向上およびスケールアップへの検討 . . . 84
5.3 軸方向移動による熱的安定性に対する影響 . . . 84

参考文献 87

謝辞 101

研究業績 103

付録 109

図 目 次

1.1 超電導体の臨界面. 2
1.2 第一種超電導体と第二種超電導体. 3
1.3 第二種超電導体の電界-電流密度特性. 4
1.4 超電導転移温度の変遷 [8]. 6
1.5 (a)REBCO テープ線の写真および (b)REBCO テープ線の層構造. 7
1.6 REBCO 線材における臨界電流の角度依存性 [28]. 8
1.7 超電導磁石によって達成された磁束密度の変遷 [58]. 10
1.8 超電導磁石の保護回路. 11
1.9 REBCO 磁石の常電導転移試験中に生じた焼損を示唆する G10 シート上の変色 [72]. 13
1.10 バランス回路による超電導磁石のクエンチ検出. 14
1.11 NHMFL の 32 T 全超電導磁石で使用されているクエンチ保護ヒーター [83]. . 14
1.12 INS REBCO パンケーキコイルと NI REBCO パンケーキコイル. 15
1.13 熱暴走発生・抑制のメカニズム. 15
1.14 NI REBCO コイルの電気等価回路. 17
1.15 NI REBCO 超電導磁石の超高磁場化に向けた課題. 18
1.16 REBCO コイルにおける遮蔽電流発生の模式図. 19
1.17 REBCO コイルの励減磁中に生じる遮蔽電流 [121]. 19
1.18 高磁場生成実験後，REBCO テープに生じた剥離の SEM 画像 [142]. 21
1.19 本論文の構成. 23

2.1 CNI REBCO コイルの例．上は最初に提案された (FP: first-proposed) NI REBCO コイル，下は metal-as-insulation (MI) REBCO コイル. 27
2.2 CNI REBCO コイルの等価回路 27
2.3 コイル形状の定義. 28
2.4 SNI REBCO コイルの例．上は conductive-epoxy-resin-covered (CERC) REBCO コイル，下は intra-layer NI (LNI) REBCO コイル. 30
2.5 SNI REBCO コイルの等価回路 31

2.6 CNI REBCO コイルのターン間接触抵抗率 ρ_{ttcn} が 70 μΩ · cm^2 の場合 (ケース A) における周方向電流と迂回電流，上昇温度. 33
2.7 SNI (CERC) REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率 ρ_{tscn} が 1.0 μΩ · cm^2，補助導体抵抗率 ρ_{sp} が 9.6 μΩ · m の場合 (ケース B) における周方向電流と迂回電流，上昇温度. 34
2.8 SNI (CERC) REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率 ρ_{tscn} が 100 μΩ · cm^2，補助導体抵抗率 ρ_{sp} が 9.6 μΩ · m の場合 (ケース C) における周方向電流と迂回電流，上昇温度. 35
2.9 CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルのコイルパラメータに対する最大上昇温度 37
2.10 CNI REBCO コイルの場合における発熱割合. 39
2.11 SNI REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 0.42 μΩ の場合における発熱割合. 40
2.12 SNI REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 42 μΩ の場合における発熱割合. 40
2.13 CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルのコイルパラメータに対する時定数 42

3.1 簡略化された NI REBCO SP コイルの等価回路図. 44
3.2 簡略化された NI REBCO DP コイルの等価回路図. 46
3.3 2 次元 ($R-\theta$ 平面) 上での PEEC モデル. 48
3.4 3 次元 PEEC モデル. 48
3.5 NI REBCO SP コイルに LFAC 法を適用した場合の電圧および電流：(a) 実測結果と (b) シミュレーション結果．シミュレーションでは実測結果と一致するように接触抵抗率 102 μΩ · cm^2 が使用された. 50
3.6 周波数に対するインピーダンスの大きさ，修正 LFAC による接触抵抗とインダクタンス，電圧と電流の位相差. 51
3.7 電流遮断法を NI REBCO SP コイルに適用した際の中心磁場減衰．時定数は 85 ms である. 52
3.8 NI REBCO SP コイルに交流を印加した時の 3 次元周方向電流分布：運転電流の位相が (a)90 度，(b)180 度，(c)270 度，(d)360 度. 53
3.9 図 3.8 断面 A における周方向電流分布：運転電流の位相が (a)90 度，(b)180 度，(c)270 度，(d)360 度. 53
3.10 図 3.8 断面 B における径方向電流分布：運転電流の位相が (a)90 度，(b)180 度，(c)270 度，(d)360 度. 54
3.11 LFAC 法の DP 適用実験の概略図. 55
3.12 実験に使用した NI REBCO DP コイルと電圧タップ・ホールセンサーの配置. 56

3.13 NI REBCO DP コイルの臨界電流測定. 57
3.14 運転電流の周波数に対するコイル電圧の実部．実験および理論式 (3.12), (3.13) による結果がプロットされている. 58
3.15 運転電流の周波数に対するコイル電圧の虚部．実験および理論式 (3.12), (3.13) による結果がプロットされている. 58
3.16 運転電流の周波数に対するコイル電圧と運転電流の位相差．実験および理論式 (3.12), (3.13) による結果がプロットされている. 59
3.17 運転電流の周波数に対するコイル電圧の実部．実験および $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルによるシミュレーション結果がプロットされている. 61
3.18 運転電流の周波数に対するコイル電圧の虚部．実験および $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルによるシミュレーション結果がプロットされている. 61
3.19 運転電流の周波数に対するコイル電圧と運転電流の位相差．実験および $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルによるシミュレーション結果がプロットされている. 62
3.20 NI REBCO DP コイルに交流電流印加した時の電流分布．周波数 1 Hz，振幅 10 A の運転電流が印加されている．運転電流が正にピークである時刻の電流分布が示されている. 62
3.21 NI REBCO DP コイルに対して電流遮断を行った際に得られた中心磁場減衰. 63
3.22 電流遮断後の電流分布．上図は電流遮断直後 (0.1 s)，下図は磁場減衰途中 (1.5 s) の電流分布を示す. 65
3.23 電流遮断後のエネルギー消費推移. 66

4.1 超電導コイルに作用する力．(a) フープ応力と (b) 圧縮力. 68
4.2 Insert NI REBCO コイルが常電導転移 (クエンチ) 中に経験する圧縮力の遷移．常電導転移中には非平衡な圧縮力が超電導磁石に働く. 69
4.3 コイルの非対称な圧縮力による変位とそれに伴い生じる誘導電圧. 70
4.4 内挿 NI REBCO コイルと外挿コイルの等価回路図．外挿コイルは絶縁されており電流が変化しないとする．全てのインダクタンスは相互インダクタンスで結合されている．相互インダクタンスを各時刻ステップで更新し，位置変化による鎖交磁束量変化を表現する. 71
4.5 外挿磁石の中に配置された SP. 74
4.6 SP コイル移動中の電圧推移. 75
4.7 SP コイル移動終了直後の電圧・電流分布. 75
4.8 外挿磁石の中に配置された 12 積層 SP. 76
4.9 内挿コイルの通電電流が 0 A の場合におけるコイル電圧．(a) 推移および (b) 移動後の分布．SP9 が 0.5 mm を 100 mm/s で移動する. 77
4.10 図 4.9 の 5 ms(移動終了時) での各コイルにおける電圧・電流分布. 78

4.11 内挿コイルの通電電流が 240 A の場合におけるコイル電圧．(a) 推移および (b) 移動後の分布．SP9 が 0.5 mm を 100 mm/s で移動する．. 79
4.12 図 4.11 の 5 ms(移動終了時) での各コイルにおける電圧・電流分布. 80
4.13 コイル移動による電圧変化の速度依存性．ここに示された電圧は移動終了後のコイル電圧である. 82
4.14 コイル移動による増加電流の速度依存性. 82

B1 NI REBCO コイルの数値解析フロー． 111

表 目 次

1.1 LTS と HTS のエネルギーマージンの比較. 12

2.1 REBCO テープと FP NI/CERC コイルの諸元. 32
2.2 NI FP コイル/CERC コイルの運転・解析条件. 32
2.3 これまでに達成された接触抵抗および補助導体抵抗. 38

3.1 修正 LFAC 法を適用する NI REBCO SP コイルの諸元および動作条件. . . . 49
3.2 LFAC 法の DP 適用実験に使用した NI REBCO DP コイルの諸元 56
3.3 LFAC 法による DP コイルの接触抵抗測定結果 59
3.4 電流遮断法による DP コイルの接触抵抗測定結果 63

4.1 軸方向移動による電磁現象解析で対象となる超電導磁石の諸元と運転条件. . . 73
4.2 運転電流が 0 A の場合における誘導電圧の内訳 78
4.3 運転電流が 240 A の場合における誘導電圧の内訳 81

第 1 章

序論

超電導体は，一定温度 (一般に 100 K 以下) まで冷却すると電気抵抗が消失する．超電導線材をコイル形状に巻線したものは超電導磁石として動作する．発熱が極めて小さいため，銅線を利用した常電導磁石 (resistive magnet) では達成できない特性を享受できる．小型化，高経済性，超高磁場化などである．これら特性，主に経済性を活かし，超電導磁石は MRI (magnetic resonance imaging) や NMR (nuclear magnetic resonance)，加速器などに使用されている．超電導線材特性と磁石化技術が同時に進歩することで超電導磁石の高磁場化が達成されてきた．実際，超電導現象が発見されてから十数年間は生成できる磁場が数 T と小さかった．超電導化技術が比較的成熟した時代になっても超電導では 20 T 程度が生成できる磁場の限界であった．従来から使われている低温超電導体の低い臨界磁場が原因である．

1980 年代に非常に高い磁場中特性を有する銅酸化物高温超電導体が発見された．銅酸化物超電導体の発見により，超電導磁石の高磁場化が減速することなく進んできた．特に希土類元素 (Y や Gd など) を含んだ銅酸化物 (REBCO: rare-earch barium copper oxide) 超電導が発見されてから，超高磁場磁石には REBCO 線材を使用することが主流である．REBCO 線材を絶縁しながら巻きつけた絶縁 REBCO マグネットによって 20 T を超える高い磁場を生成することが可能になってきている．磁石の保護技術や補強構造が進歩してきた証拠である．

しかし，それ以上の磁場を生成する際には REBCO 磁石の保有する大きな磁場エネルギーをどのように散逸・回収させるかが課題となってきた．REBCO 磁石の異常検知は非常に難しく，局所的にエネルギーが消費されて焼損してしまう場合もある．そこで開発された技術が無絶縁技術である．超電導線材を絶縁なしで巻く手法である．常電導の芽が生じた際，電流が自然と当該部を避けるように流れる．多くの実験により有効性が示されてきている．30 T を超える高磁場磁石ではほとんどが無絶縁技術ないしは派生形の技術を使用している．一方で無絶縁技術による自己保護機能は高い熱的安定性と同時に複雑な電流現象をもたらす．現象の解明は進んできているがわからないことも多い．熱的安定性に関する特性も全てが明らかにされているわけではなく，40 T を超えるような超高磁場に向けた調査が必要である．

本論文は超高磁場を目指した NI REBCO 磁石における熱的安定性特性に関する研究をまとめたものである．本章では，本論文で対象となる超電導 (特に REBCO) 線材に関する背景と

特性，無絶縁技術を含んだ超電導コイル化技術について述べる．さらに超高磁場下における諸問題にも言及し，本論文の目的と構成を説明する．

1.1　高温超電導

超電導は 1911 年にオランダの物理学者である K. Onnes により発見された [1]．水銀を使用した電気抵抗測定中に 4.2 K 付近で抵抗値が消失し，この現象を超電導 (superconductivity) と名付けた．日本では超電導または超伝導の表記が用いられるが，分野ごとの慣習的なものであり同じ現象を指す．本論文では統一して超電導の表記を採用する．超電導体が超電導状態に転移する条件は温度の他にも電流と磁場がある．図 1.1 に超電導体の臨界面を示す．灰色で示された臨界面内部に超電導体の動作点があれば超電導状態を維持する．図中の各軸上で定義される臨界温度 T_{c}，臨界磁場 B_{c}，臨界電流密度 J_{c}(または臨界電流 I_{c}) は超電導体を特徴づけるパラメータである．基本的に，これら数値が大きいほど超電導として良い特性を示す．臨界温度および臨界磁場はおおよそ物質に固有な物性値である一方，超電導線材の臨界電流は不純物の添加などによって比較的容易に向上させることが可能である [2], [3]．本研究対象である REBCO の臨界電流は実際に向上しており，77 K の自己磁場中での臨界電流密度は 2 年おきに倍増してきた [4]

高磁場生成の観点から考えると，超電導線材は所望の磁場よりも高い臨界磁場を有している必要がある．また，より高い電流密度を有していればより高電流密度で動作させることができる．つまり機器サイズが低減される．使用線材長が短くなり，経済性が増すことも考えられる．臨界温度はもちろんのこと，高臨界電流かつ高臨界磁場である超電導体が高磁場応用では求められている．

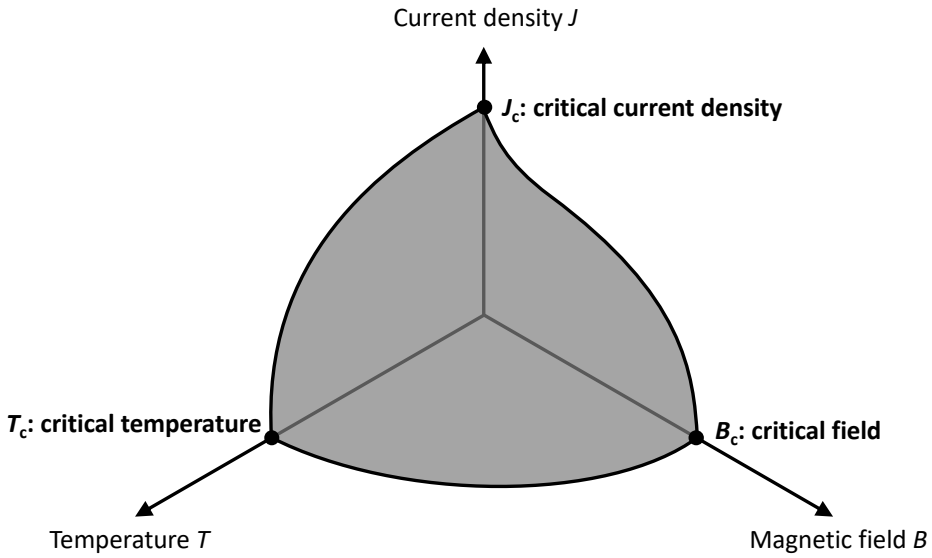

図 1.1: 超電導体の臨界面．

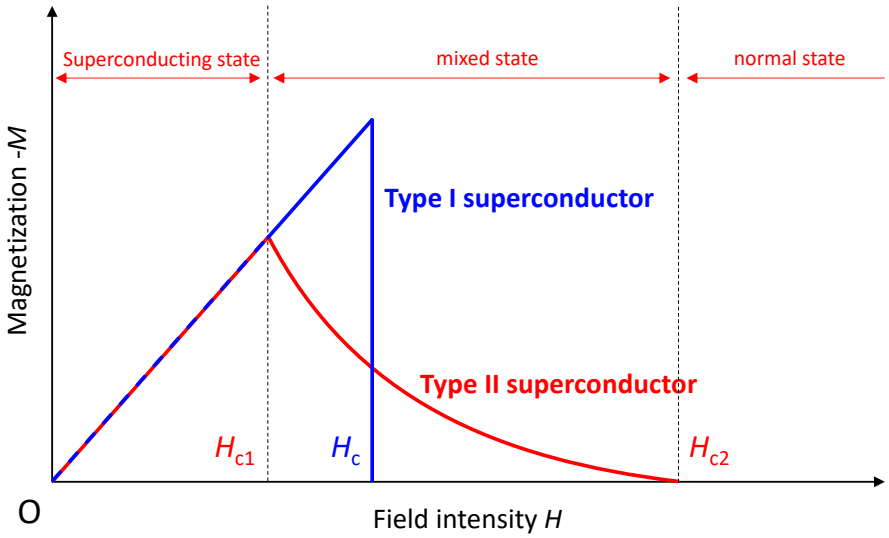

図 1.2: 第一種超電導体と第二種超電導体.

今日では超電導体と認められる条件として完全導電性と完全反磁性 (マイスナー効果) を有する必要がある [5]．完全導電性は前述した通り電気抵抗がゼロになる性質である．また，完全反磁性は冷却と磁場印加の順番に関係なく，超電導体内部の磁束を排除する性質である．実際には超電導体表面に電流が流れることで超電導体内部の磁束を排除する．臨界磁場を超える磁場が印加された場合には超電導が破れる．以上は第一種超電導と呼ばれる振舞いである．これは磁化の振舞いからも説明することができる．図 1.2 は磁界 H を増加させた時の超電導体の磁化 $-M$ である．第一種超電導の場合 (青線)，超電導体内部の磁束密度を打ち消すように磁化が生じる．各点での大きさは磁界 H に真空の透磁率をかけたものと等しい．臨界磁界 H_c を超えると直ちに磁化が消滅，つまり超電導が消失する．

一方，第二種超電導体と呼ばれる超電導体も存在し，異なる振舞いを見せる．現在まで発見されている超電導体のほとんどがこの第二種超電導体である．第二種超電導体の磁化 (図 1.2 の赤線) は下部臨界磁界 H_{c1} を超えると磁化の大きさが減少しはじめる．この時，超電導体内の不純物が存在する箇所 (ピン止め中心) に磁束が侵入している．加える磁界が大きくなるほど侵入磁束の総量が増える．超電導が少しずつ破れて始めていると言える．磁界をさらに増加させて，磁化がゼロになる点が上部臨界磁場 H_{c2} と呼ばれる．少しずつ侵入する磁束を許すため，第一種超電導体の H_c よりもはるかに大きい．REBCO は第二種超電導体であり，高い上部臨界磁場を有する．そのため高磁場応用に使用されることが多い [6].

印加磁界が H_{c1} よりも小さい領域では完全な超電導状態である．磁界を大きくした H_{c1} から H_{c2} の間では磁束が超電導体内部に侵入しており，混合状態と呼ばれる．超電導体内部に侵入した磁束はピン止め中心に留まろうとするが，侵入する磁束が多くなるとさらに超電導体内部に侵入する．磁束が移動するため，ファラデーの法則より電界が超電導に発生する．よって混合状態では超電導線に抵抗成分が出始める．図 1.3 は第二種超電導体に加えた電流密度 J

とその時の電界 E を模式的に示したものである．電流が低い場合は抵抗値がゼロもしくは極めて低い．混合状態に突入すると抵抗値が少しずつ増加し始め，ある値で急激に電界が増加する．さらに電流を増加させると常電導状態となる．

このような E-J 特性，特に混合状態での急激な変化はべき関数がよくフィットすることが知られており，n 値モデルと呼ばれる [7]．今，ある基準電界 E_c (1 μV/cm が一般的に使用される) での電流値を臨界電流密度 J_c として定義する．臨界電流は様々な定義が存在するがこの定義が広く一般的である．この時，超電導体の電界は次の n 値モデルで表現される．

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \tag{1.1}$$

ただし，n はフィッティングパラメータである．REBCO 超電導線材であれば 25 付近の値が多い．n 値が低ければ線材が劣化していると言える．

抵抗率は電界の傾きとして定義されるため，抵抗 R は REBCO 線材の長さを l_{cd} として

$$R = E_c l_{cd} \frac{J^{n-1}}{J_c^n} \tag{1.2}$$

で計算することができる．このように抵抗値は負荷率 J/J_c の $n-1$ 乗に比例するため，臨界電流密度 J_c 付近で急峻に変化する．よって超電導磁石を臨界電流付近で動作させると擾乱による小さな電流変化に対して抵抗値が急激に出現する．臨界電流に対する運転電流の余裕を意味する負荷率は超電導機器を設計する上で重要である．高負荷率な設計を行い機器性能を極限に引き出すことが望ましいが，実際は保護が難しくなるため低負荷側に設計する必要が生じる．

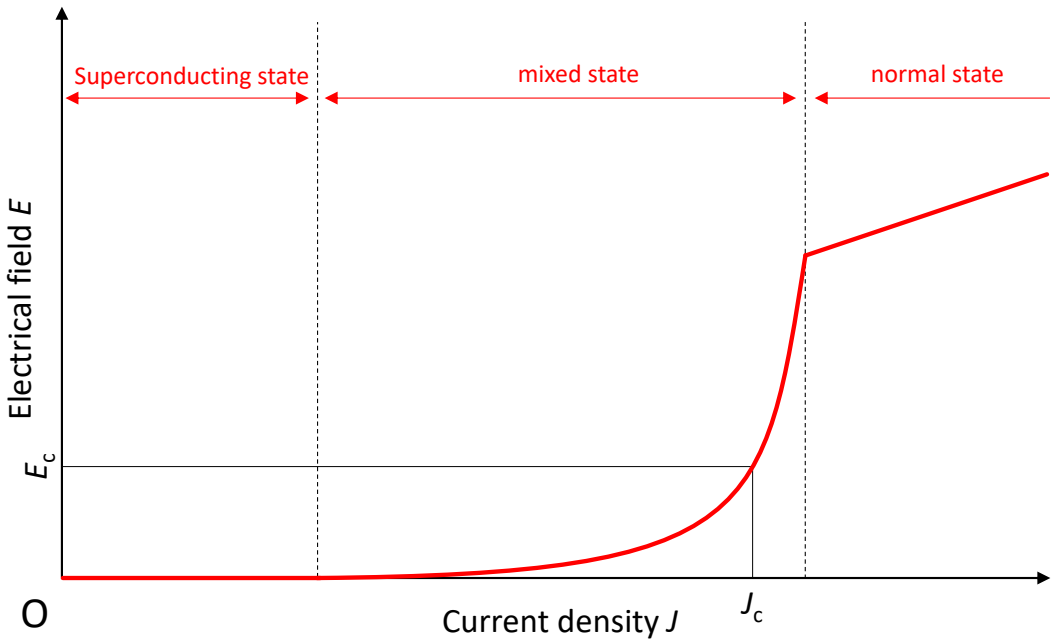

図 1.3: 第二種超電導体の電界-電流密度特性.

図 1.4 はこれまでに発見されてきた超電導体の超電導転移温度の変遷である [8]．金属系超電導 (青点) や銅酸化物超電導体 (赤点)，鉄系超電導 (緑点) などがこれまでに発見されてきている．それぞれの分類で超電導物質の臨界温度が時間とともに向上している．最初に発見された超電導体である水銀の発見からは金属系超電導の探索が続いてきた．臨界温度は 20 K 程度を超えないものが多く，現在では低温超電導体 (LTS: low-temperature supuerconductor) と呼ばれている．これら LTS は沸点が 4.2 K である液体ヘリウムによって冷却されることが多い．LTS の中でも Nb_3Sn や NbTi は非常に成功した超電導体である．優れた製造性や低い線材価格，細線化加工による優れた線材特性，取扱性の良さなどから多くの機器に使用されている．実際，多くの超電導機器は LTS 線材を用いて設計・実用化されてきており，LTS 技術として確立されている．国際的協力プロジェクトである ITER の大型核融合炉磁石に採用されていることからもその成熟度が計り知れる [9]．高エネルギー物理分野で使用される LHC (Large Hadron Collider) も NbTi を使用している．未だ LTS または LTS 機器の研究は続いており，LHC 計画では現在，NbTi 線材を Nb_3Sn 線材に変更する計画が進行している [10]．今後も根強い需要があると考えられる．その一方，これまで LTS 線材で設計されてきた応用機器を後述する高温超電導線材でアップグレードする計画が現在の主流である [11]-[13]．

一方，1980 年代に $La_2Ba_2CuO_4$ が超電導を示すことが発見されてから [14]，次々と銅酸化物超電導の探索が行われてきた．液体窒素の沸点である 77 K 以上の臨界温度を有する高温超電導体 (HTS: high-temperature superconductor) が多く見つかり始めた．所謂，高温超電導フィーバーである．$YBa_2Cu_3O_y$ (YBCO)[15] や $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$ (Bi-2223)[16]，$Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ (Bi-2212) などは実用超電導材料として線材化および商用化されている．ここで，YBCO を含む $REBa_2Cu_3O_y$ (REBCO, RE は Gd や Eu など希土類元素) は非常に高い臨界磁場および臨界電流を有する．高磁場応用に向けて研究が盛んな超電導物質である．本研究では REBCO 線材が研究対象である．

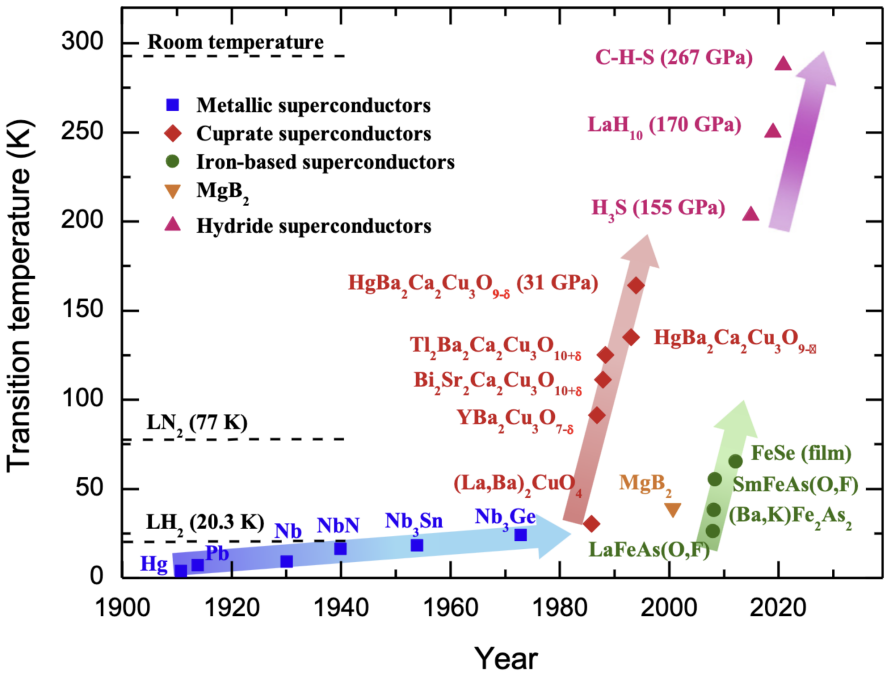

図 1.4: 超電導転移温度の変遷 [8].

1.2　REBCO 超電導線材

いかなる超電導物質も線材化されなければ超電導機器を作製することはできない．REBCO も例外ではない．超電導材料が異なれば線材化手法も異なるが，本論文では REBCO 線材のみについて取り扱う．図 1.5(a) に REBCO 超電導線材の写真を示す．REBCO 超電導線材は幅が 4 mm，薄さが 0.1 mm 程度と非常にアスペクト比が高い線材である．そのため，REBCO テープ線とも呼ばれる．第 2 世代高温超電導線材，CC (coated conductor) などの名称もある．日本の Fujikura [17] やアメリカの Super Power [18]，ドイツの THEVA [19] など 10 社近くの線材会社が商用販売しており，各社それぞれ異なる手法によって製造を行う．そのため電気・熱・機械的に異なる特性が顕現する．また，線材長手方向位置や製造時期によっても特性は異なる．REBCO 線材の不均質な特性は度々問題になるため，線材特性の検査が実応用上は必要である [20], [21].

図 1.5(b) は REBCO テープ線の層構造である．製造会社によって各層の厚さや使用する元素に違いはあるが基本的に構造は同じである．REBCO 線材の中核をなすのが Hastelloy である [22]．Ni，Cr，Mo を主体とした合金であり，強大な電磁力に耐えうるための REBCO 線材の強度メンバ (基板) として機能する．Hastelloy の破断強度は非常に高く，800 MPa を超える強度を REBCO 線材に付与する [23]．実用超電導線材として機能するうえで非常に重要な役割を果たす．Hastelloy の代わりにステンレスなどが使用される場合もある．隣接層には数 µm 程度の中間層が設けられる．酸化物などから複数層で構成され，REBCO を蒸着するために結晶配向をそろえる役割がある．一般的に中間層の面法線方向の結合力が弱く，超電導磁石の高磁場化で問題となっている剥離現象が中間層で起きやすい [24]-[27]．中間層に対して REBCO を蒸着させるなどして結晶成長させていく．層の厚さは 1-5 µm と非常に薄い．酸化物であり脆性破壊されやすいが，このような層構造にすることで可撓性を担保している．REBCO 層を含むここまでできた構造に蓋をするよう Ag が蒸着される．さらに，その周囲に Cu が電気蒸着される．この層は銅基盤層，または銅安定化層と呼ばれる．局所的な線材特性劣化に対して

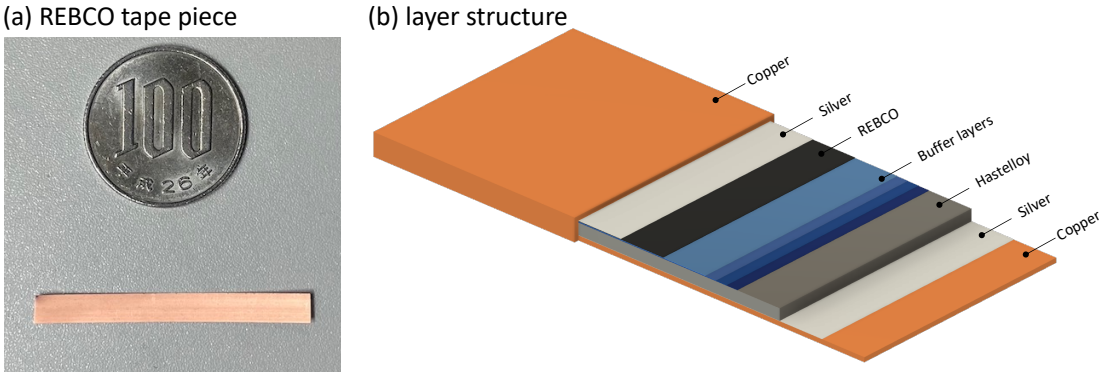

図 1.5: (a)REBCO テープ線の写真および (b)REBCO テープ線の層構造.

電流を分流させ，発熱を低減させる効果がある．熱伝達係数を向上させ，冷却を安定化させる役割も果たす．

前述したとおり REBCO は第二種超電導体であり，非常に大きな臨界磁場を有する．しかし，その高アスペクト比構造に起因して臨界電流の異方性が存在する．図 1.6 は REBCO テープ線における臨界電流の角度依存性 ($J_c - B - \theta$ 特性) である [28]．ここで横軸の角度はテープ面と磁場間の角度である．磁場が REBCO テープへ平行に加わるとき，臨界電流が最大である．しかし，少しでも磁場印加角が増加すると急激に臨界電流が低下する．一般に磁場印加方向がテープ面垂直になるほど臨界電流は低下する．臨界電流を決定する因子は磁場の大きさだけではなく，磁場の印可角にも大きく依存することがわかる．また製作方法によって REBCO の結晶配向方向が線材の幾何形状に対して傾いていることがある．結果的に角度依存性のピークがシフトしてしまい，この現象は a-b plane tilt と呼ばれる [29]．高磁場では磁場印加角が 1° 異なることで臨界電流が数 % 変化することもあるため，超高磁場磁石では重要な特性である．また THEVA の線材は 30 ° もの傾きがあるため [30]，線材が変われば設計も変更されなければならない．

数値計算では臨界電流の角度依存性を考慮した計算式を取り入れている．臨界電流を表現するため様々な理論式やフィッティング式が提案されているが，本論文では文献 [31] で提案されたフィッティング式を主に用いる．

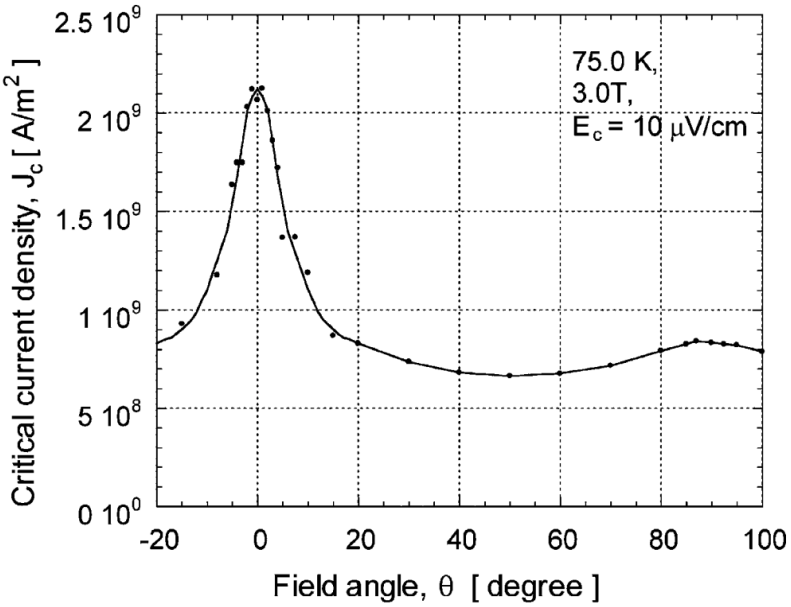

図 1.6: REBCO 線材における臨界電流の角度依存性 [28].

1.3　超電導磁石

超電導磁石は，超電導線材をコイル状に巻きつけた磁場を生成する電気機器のことを指す．超電導体の完全導電性により発熱が極めて小さいため，銅磁石では実現できない小型で低損失，高磁場強度な磁石の設計が可能となる．コイル形状としてはパンケーキ型やソレノイド型，D 型，鞍型など多岐にわたる．機器に求められている磁場形状や磁場精度，製作性などを考慮して，使用線材とともに決定される．

これまでに様々な機器に超電導磁石が使用されてきた．医療現場における患者の撮像に使用される MRI (magnetic resonance imaging) [32], [33] や物質組成の同定に使用される NMR (nuclear magnetic resonance) [34], [35]，高エネルギー物理実験やがん治療を目的とした粒子加速器 [36]-[40] などが挙げられる．加速器は中性子やイオンの動きを磁場によって制御する．したがって非常に多様な超電導磁石を利用する必要がある [41]．他にも船舶や電動航空機に搭載を目指した超電導モータ [42], [43]，回転時の振動を低減し軸ズレによる影響を減らすことができる超電導軸受 [44] などもある．回転機に関して，回転子のみまたは全てを超電導化するなど様々な方式が提案されており，16 kW/kg 以上の高出力密度化を達成することが求められている [45]．モビリティに関連して，反発力を利用した磁気浮上式鉄道 (maglev) も実用化されてきている．LTS 線材を使用したリニアモーターカーが技術的に完成しており日本で 2027 年に開業予定である [46], [47]．対流を抑制してシリコン結晶を成長させるシリコン単結晶引上げ装置も昔から存在する超電導応用の一つである [48]．大口径かつ比較的低磁場の超電導磁石が用いられる．

超電導磁石はエネルギー分野でも多く使用される．超電導エネルギー貯蔵装置 (SMES: superconducting magnet energy system) は超電導磁石に磁場エネルギーの形でエネルギーを貯蓄させる装置であり，電力系統の負荷変動補償から瞬停補償まで対応可能である [49], [50]．近年，最も注目を集めている応用が磁場閉じ込め型核融合炉 [51] である．半永久的かつ環境汚染の恐れが少ない夢のエネルギーと呼ばれている．1992 年から，LTS 線材によって核融合炉が設計された ITER 計画の国際的枠組みによりプラズマ核融合の実証が進められている [52]．一方，イギリスやアメリカのベンチャーが HTS 線材を使用した核融合炉を設計し，より早い段階での発電実現を目指している [53], [54]．こちらも加速器と同様，プラズマを直接磁場で制御するため，複数の超電導磁石を組み合わせた設計が用いられる [55]．以上，非常に多くの超電導磁石応用を列挙した．

これらの中でも最も代表的な応用先は MRI と NMR であり，さらなる高磁場化を目指した研究が活発に進められている．どちらも核磁気共鳴を利用した電気機器であり，均一度の高い磁場が必要とされることからパンケーキ型コイルまたはソレノイドコイルが使用される．MRI は 0.5 m 程度の口径かつ中心磁場 3 T 程度の磁場が一般的に使用される．MRI の高磁場化は少しずつ進んでおり，NbTi を用いて製造された 11.7 T の Iseult MRI (フランス) が 2019 年に目的の磁場に達した [56]．高磁場化させることで分解能が向上するだけではなく，これまで

撮像が難しかった高元素量の元素も撮像できるようになる．神経変性疾患や精神病といった病気の経過観察に役立つ [57]．NMR は 50 mm 前後の小さな口径に非常に強い磁場を生成する．利用する磁場が強磁場であるほど感度と分解能が向上する．図 1.7 はこれまで達成されてきた磁束密度である [58]．青点が超電導磁石，赤点が NMR に使用された超電導磁石，緑点が超電導磁石と常電導磁石によって生成された磁場である．1950 年代初期から磁石開発が始まり，磁場強度が止まることなく向上している．図中の点線は 23.5 T に引かれているが，これは LTS によって生成できるおおよその限界である．臨界磁場が低いためである．その後は実験・実証用として常電導磁石と HTS 磁石を組み合わせた磁石が多数登場し，記録を次々に更新してきた．NMR に使用される磁場は，システムとして完成させる必要があることから，これら記録を追いかけるような変遷になっている．NMR としては 1.3 GHz をターゲットに理研 [59] や Bruker [60]，MIT [61] が高磁場化を目指し，開発競走を繰り広げている．他にも米国の National High Magnetic Field Laboratory (NHMFL) [62] や日本の東北大学金属材料研究所 [63]，フランスの Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) [64]，中国の High Magnetic Field Laboratory (HMFL) [65] が様々な高磁場磁石開発に向けて研究を進めている．

高磁場化が進むに連れて動作環境が非常に厳しくなる．様々な問題が浮上してきているが，超電導磁石の保護はその 1 つである．

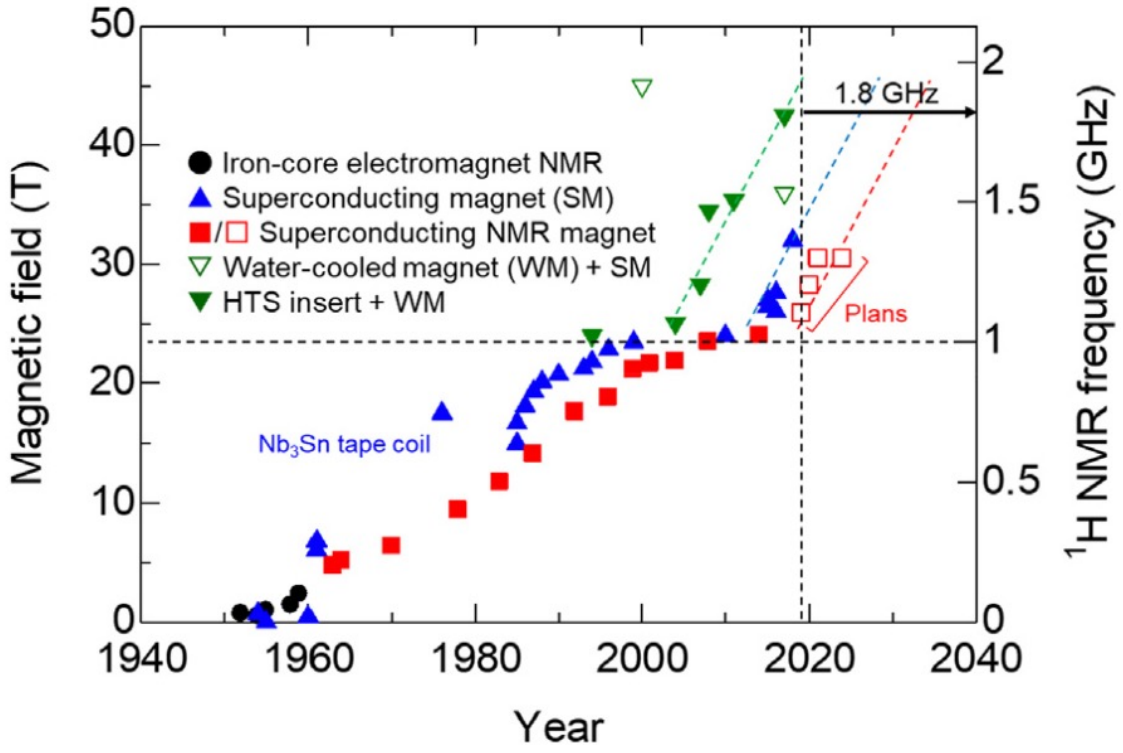

図 1.7: 超電導磁石によって達成された磁束密度の変遷 [58].

1.4　超電導磁石の保護

超電導磁石は大きな磁場エネルギーを有している．運転中に外乱や予期せぬ線材の特性劣化が生じると超電導磁石内部に常電導部が発生し，大きな発熱を伴う熱暴走が生じることがある．そうすると常電導部が磁石全体へと拡大し，超電導磁石システムとして機能しなくなる．これをクエンチと呼ぶ．結果として冷媒の急激な沸騰や偏ったエネルギー散逸によるコイルの焼損，不均一な応力分布による機械的破損に至ることがある．クエンチから超電導磁石を保護しなければならない．超電導磁石システムは能動的な手法の一つである detect-and-dump 法によって保護されることが多い．図 1.8 に超電導磁石保護回路を示す．クエンチ検出システムによって超電導磁石が監視される．クエンチが検出されるとスイッチを開き，超電導磁石 L の有するエネルギーを速やかに外部抵抗 R_{sh} で速やかに消費させるものである．外部抵抗 R_{sh} がコイル抵抗 R_{coil} より十分に大きければ，超電導磁石のエネルギーのほぼ全てが外部磁石で消費される．ただし外部抵抗が大きすぎると素早く減磁されるが電圧が大きくなりすぎる．最大電圧と減磁速度，最大上昇温度を考慮して抵抗値が決定される．

技術体系として比較的確立されている LTS 磁石とは対照的に，HTS 磁石のクエンチ検出は難しいと言われている．これを説明する．クエンチに対する余裕を評価する時に有用な概念としてエネルギーマージンと呼ばれる指標がある [66]．これはある運転状態においてクエンチを発生させるために必要なエネルギーとして定義される．エネルギーマージンを e_{q} とすると次式で表される．

$$e_{\mathrm{q}} = \int_{T_{\mathrm{op}}}^{T_{\mathrm{cs}}} C_{\mathrm{cd}}\,\mathrm{d}T \tag{1.3}$$

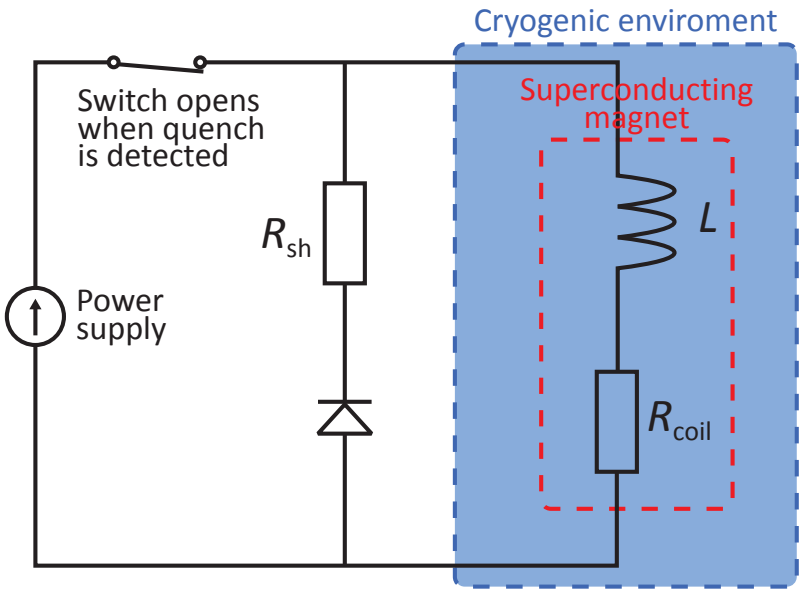

図 1.8: 超電導磁石の保護回路．

ここで T_{op}，C_{cd}，T はそれぞれ運転温度，導体比熱，導体温度である．また，分流温度 T_{cs} はある運転電流において臨界電流がゼロとなる温度，つまり，超電導に流れていた電流が銅安定化層に流れ始める温度である．

e_q よりクエンチに対する安定性を比較することができる．表 1.1 は LTS と HTS のエネルギーマージンを比較した表である．どちらの場合も動作温度は 4.2 K である．LTS では分流開始温度が HTS のものに対して低い．したがって，エネルギーマージンも低い．HTS の場合，温度マージン (T_{cs} - T_{op}) が高く，LTS に比べてエネルギーマージンが 2 桁ほど高くなる．

表 1.1: LTS と HTS のエネルギーマージンの比較．

	LTS (Nb_3Sn 線材)	HTS (REBCO 線材)
T_{op} [K]	4.2	4.2
T_{cs} [K]	8.4	30
e_q [J/cm^3]	0.026	2.6

エネルギーマージンが低い LTS は常電導部の伝播速度 (NZPV: normal zone propagation velocity) が速い．一般に m/s 程度の速度で拡大する [67]．つまりコイル電圧が短時間で立ち上がる．電圧を測定することで比較的容易に LTS コイルの異常検知が可能である．エネルギーマージンが低いことは，外乱によって容易にコイル全体を常電導化させることができることを意味する．したがって，異常を検知した後，意図的に外乱を投入することで磁石全体にわたりエネルギーを散逸させることもできる．一方で HTS は NZPV が mm/s や cm/s などのオーダーであり遅い [68]-[70]．そのため電圧上昇速度も遅く，クエンチの検出が困難である．高い温度マージンのおかげで外乱がクエンチの引き金になることは少なくなったが，クエンチ検出の遅れによりコイル保護が難しくなった．高磁場生成実験による高温超電導磁石の焼損事例が報告されてきている [71]．図 1.9 は NHMFL の絶縁 REBCO 磁石のクエンチテスト中に生じた G10 シート上の変色である [72]．さらに温度変化による歪みも確認できる．テストでは厳しい条件で超電導磁石が動作していたが，このように物理的損傷を引き起こすほど熱的保護が難しい場合もある．

ちなみに，常電導部の拡大抑制を目的として，導体に取り付ける銅層面積を増やして安定化させる方策もある．超電導層に流れる電流を銅層に流して発熱を十分に小さくするものである．しかし超高磁場応用で電流密度が大きくなる．発熱は電流の 2 乗に比例するため，同じ発熱量を達成するためには銅層の面積を電流の 2 乗で増加させなければならない．磁石体積が増大してしまう．有効な手法ではないと広く思われていたが，10 T 級の比較的大口径磁石に使用されるなどの例も出てきた [73]．さらなる高磁場下応用に向けた調査が期待される．

高温超電導磁石のクエンチ検出・保護はこれまで様々な手法が提案されてきている．まず，

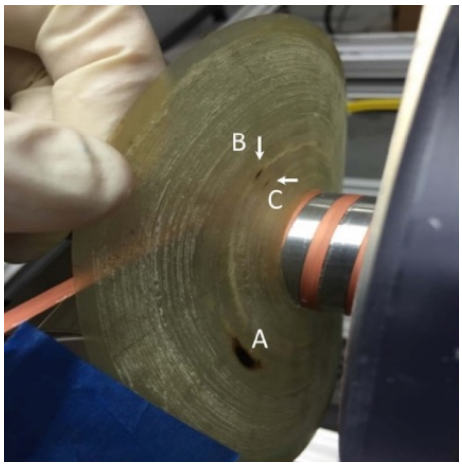

図 1.9: REBCO 磁石の常電導転移試験中に生じた焼損を示唆する G10 シート上の変色 [72].

検出方法は電圧から光の信号を監視するものまで非常に多岐にわたる．バランス電圧法 [74]，磁束変化を利用したピックアップコイル法 [75], [76]，音響信号を用いる方法 [77]-[79]，光ファイバ内の信号位相を監視する方法 [80]，LTS 線材を共巻きする方法 [81], [82]，冷媒の蒸発量を監視する方法などが挙げられる．

現状，これらの中でも特にバランス電圧法が最も実績を残している．NHMFL の 32 T および 40 T 全超電導磁石，東北大学金属材料研究所の 25 T 無冷媒磁石などでバランス電圧法が使用されている [83], [84]．バランス電圧法を利用すると，コイルの誘導成分より数桁小さい常電導抵抗を精度よく測定することができる．図 1.10 にバランス電圧法を用いた超電導磁石システムを示す．超電導磁石が電気的中性点でそれぞれインダクタンス L_1 と L_2 に分割されている．電気的中性点は可変抵抗 R_1，R_2 に接続される．コイル抵抗 R_{coil} は常電導部の抵抗である．今，相互インダクタンスを無視するとブリッジ電圧 V_{bridge} が次で表される．

$$V_{\mathrm{bridge}} = \frac{R_2}{R_1+R_2}L_1\frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{coil}}}{\mathrm{d}t} - \frac{R_1}{R_1+R_2}L_2\frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{coil}}}{\mathrm{d}t} + \frac{R_2}{R_1+R_2}R_{\mathrm{coil}}I_{\mathrm{coil}} \tag{1.4}$$

ただし，I_{coil} はコイル電流である．誘導成分を打ち消すため $R_1L_2 = R_2L_1$ のように可変抵抗を設定すれば，ブリッジ電圧は次のように誘導成分が打ち消される形となる．

$$V_{\mathrm{bridge}} = \frac{R_2}{R_1+R_2}R_{\mathrm{coil}}I_{\mathrm{coil}} \tag{1.5}$$

ブリッジ電圧を監視し，一定電圧が一定時間超えた場合にクエンチが生じ始めていると認められる．クエンチの検出後にクエンチ保護回路スイッチが解放され，超電導磁石が保護される．

超電導磁石の焼損は，磁石の保有するエネルギーが局所的に消費されるため生じる．クエンチ検出後，外部抵抗でエネルギーを回収するだけでなく，超電導コイル全体で消費し，エネルギー散逸の局所集中を分散させることでコイルを保護する考え方である．図 1.11 は NHMFL の 32 T 超電導磁石で使用されているクエンチ保護ヒーターである [83]．無誘導性のステンレス箔を絶縁材および補強用の G-10 シートで挟み込んだ構造を有する．これを超電導コイル

(REBCO ダブルパンケーキコイル) 間に挟み込む．ヒーターにパルス電圧を印加するとジュール発熱が生じ，コイルに十分な熱が伝達されることで常電導転移する．この保護方式バランス法によるクエンチ検出と共に現在設計中の 40 T 超電導磁石にも採用される [62]．また LTS を使用した加速器や核融合炉にも使用されている [85], [86].

これまで説明したような電圧を監視して異常検知後に保護回路を動作させる方法は，実績も多く最も利用しやすい保護方式である．クエンチ検出同様，保護方式は他にも多種提案されてきている．交流を印加してコイル抵抗を増加させる CLIQ (coupling loss induced quench) [87] や磁気的に結合した 2 次巻線を使用する方法 [88]-[90] など多く存在する．

しかし，超電導磁石がさらなる超高磁場化や高電流密度化，また可能性として今後新たな超電導体がより高い温度マージンで動作することを考えるとこれら手法による保護は殊更厳しくなる．以上，説明してきたように従来保護手法は超高磁場に適していない．2011 年に開発された革新的保護手法である無絶縁巻き法が極めて多くの期待を集めている．

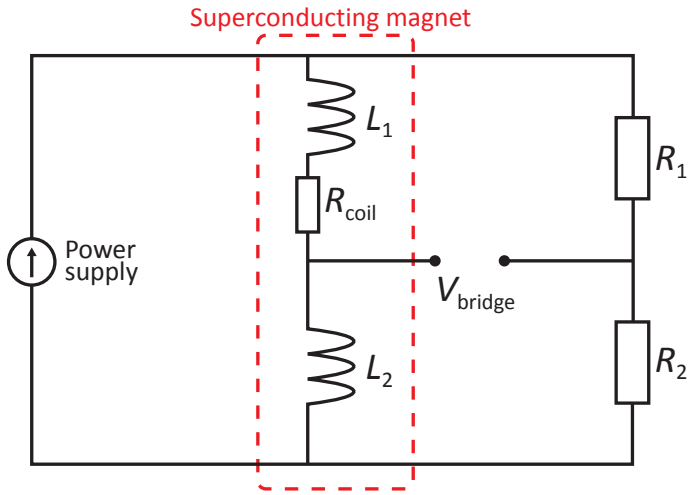

図 1.10: バランス回路による超電導磁石のクエンチ検出.

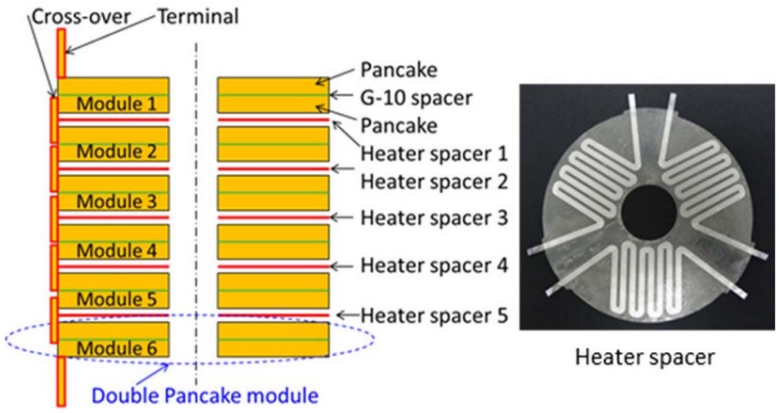

図 1.11: NHMFL の 32 T 全超電導磁石で使用されているクエンチ保護ヒーター [83].

1.5　無絶縁巻き手法

無絶縁 (NI: no-insulation) 巻き法が 2011 年，マサチューセッツ工科大の S. Hahn らによって開発された [91]．これまで熱的な保護が難しかった絶縁 (INS: insulated) REBCO パンケーキコイルと異なり，熱暴走中に生じる熱的損傷を NI コイルの自己保護機能によって回避することができるようになった [92]-[94]．図 1.12 に INS および NI REBCO パンケーキコイルを模式図を示す．図 1.13 はそれぞれのコイルで熱暴走が生じるまたは抑制されるメカニズムを説明したフロー図である．まず INS REBCO パンケーキコイルに常電導の芽が生じた場合を考える．高温超電導磁石における常電導部発生の引き金は不明なことも多いが，冷却不足や機械ひずみによる局所特性劣化，線材が元々有する低臨界電流部など発生原因は多岐にわたる [71], [95]-[99]．ちなみに低温超電導磁石の場合，常電導転移の芽はフラックスジャンプや線材の機械的移動，エポキシのクラックなどである [100], [101]．ホットスポットはすでに比較的高温に達しており，常電導になっている．高抵抗な常電導部に電流が流れると非常に大きいジュール

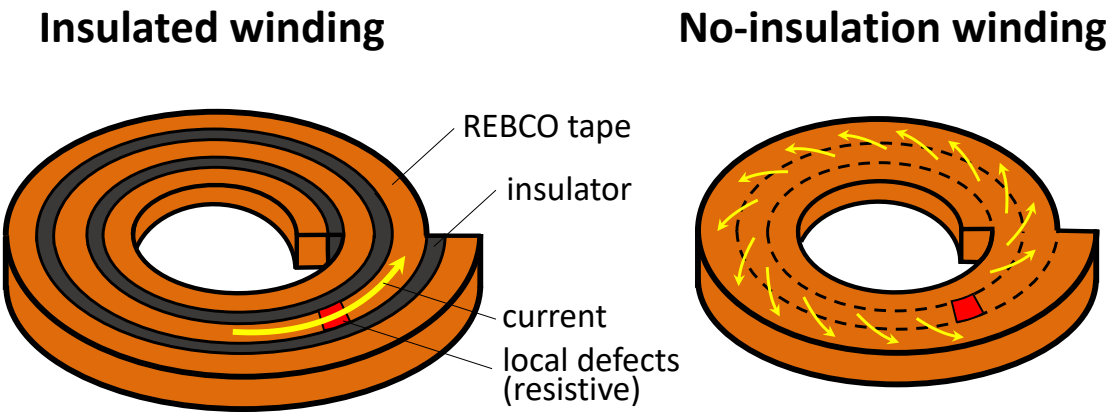

図 1.12: INS REBCO パンケーキコイルと NI REBCO パンケーキコイル．

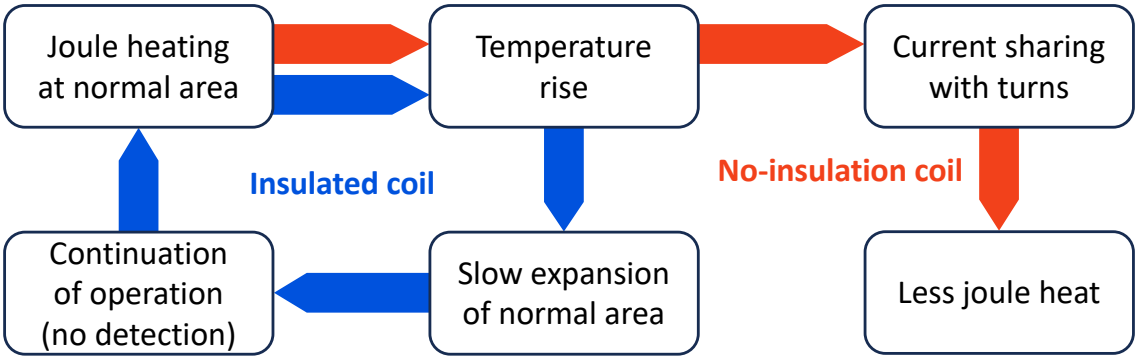

図 1.13: 熱暴走発生・抑制のメカニズム．

発熱が生じる．ターン間絶縁によって電流は銅基盤層に流れることしかできない．常電導部の温度がさらに上昇する．しかし REBCO の高温度マージンと低い熱伝導率から常電導部の拡大が遅い．そのため常電導部に由来する抵抗成分電圧が小さく，検出が困難である．そのまま運転が継続されてしまう．このループを繰り返し，検知できる電圧が生じた時には初期特性劣化部近辺で焼損が生じている．

一方，NI REBCO コイルの場合には温度上昇が生じると，図 1.12 に示されるように常電導部へ電流が流れ込まない．常電導部が生じたターンで一様に径方向電流が流れる．電流による発熱が一周に分散され，発熱が集中しない．非常に低いジュール損失となる．これが NI REBCO コイルの高熱的安定性のメカニズムである．自動的なターン間分流が NI 巻法における熱的安定性の本質的な特徴である．

絶縁材を取り払ったことによる高電流密度化も利点として存在する．柔らかい絶縁材が取り除かれたことによる機械的剛性向上も恩恵の 1 つである．欠点としては励磁中の径方向電流による磁場遅れ (励磁遅れ) が代表的である [102], [103]．励磁遅れが極めて致命的な問題となる核融合炉の CS (center solenoid) コイルや PF (poloidal field coil) コイルなどの応用には無絶縁巻き手法の適用は難しい [104]．その他応用を対象として励磁遅れを低減させる研究も行われている．バンドル巻きによる低インダクタンス化や電源の PI 制御による対処法が考案されてきた [105]-[107]．

無絶縁 REBCO コイルはターン間接触面を通した電流共有から様々な特徴が発現する．そのため，ターン間接触抵抗が NI REBCO コイルの主要な動作・振舞いを決定する．特性抵抗 (characteristic resistance) とも呼ばれる．接触抵抗 R_{cn} は次式によって計算される [109]．

$$R_{\mathrm{ct}} = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{\rho_{\mathrm{ct}}}{S_{\mathrm{i}}} \tag{1.6}$$

ただし，N はターン数，S_i は i 番目ターンと $i+1$ 番目ターン間の接触面積である．ρ_{cn} は接触抵抗率であり，単位面積あたりの抵抗値である．一般的には数から数百 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ 程度のオーダーであり，線間の接触状態によって左右される．例えば，REBCO テープ線の微細な表面形状は凸凹している [110], [111]．そのため，巻線時の圧力を高くするほど実際の接触面積が増え，低い接触抵抗率が得られる [112]．また，テープ表面を酸化処理させることや金属テープを共巻きすることで抵抗値を向上させる試みも行われている [113], [114]．しかし，狙った接触抵抗値が得られないことや繰り返し負荷が加わることなどでもテープ間接触状態が変わってしまう [115]．初期電流や温度によっても変化するなど接触抵抗値の制御は難しい [116]．ちなみに，迂回電流は銅層を通過する．しかし，ターン間電流分流時の電流経路における銅の抵抗値は接触抵抗よりも小さいことが報告された [117]．ターン間分流動作においてはターン間界面抵抗が支配的である．これを利用して，金属をターン間に複数枚挿入することで迂回時の抵抗を向上させることができる [118]．

接触抵抗は電流遮断法によって測定することができる．NI REBCO コイルの電気的等価回路は図 1.14 に示されるように抵抗とインダクタンスから構成される [109]．周方向要素はコイ

ルのインダクタンス L，REBCO 層抵抗 R_{re}，銅基盤層抵抗からなる．ここで，Hastelloy の抵抗は銅層に比べて高いため，無視することができる．迂回電流は接触抵抗が周方向要素と並列に接続される形で表現される．電流遮断試験中は REBCO 層が抵抗成分を持たないとすると，インダクタンスと接触抵抗の RL 並列回路となる．したがって，電流源に接続された RL 並列回路で循環する電流 I_{coil} は次のように指数関数的に減少する．

$$I_{\mathrm{coil}} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{1.7}$$

ここで I_0 は初期運転電流，τ は減衰時定数である．減衰時定数は L/R_{cn} で計算される．コイル軸上中心の磁場がコイル電流に比例するこため，磁場減衰を測定すれば時定数がわかる．よって，インダクタンスと時定数から接触抵抗が求めることができる．時定数は NI REBCO コイルの励磁遅れを表す重要なパラメータの一つである．

一般に，NI REBCO コイルの熱的安定性と励磁遅れはトレードオフの関係にあり，高熱的安定性と低励磁遅れを同時に達成することは難しい [119]．接触抵抗が低いほどターン間分流の際に生じる発熱が小さい．一方で超電導磁石の減励磁時に多くの電流が径方向へ流出してしまうため，長い励磁遅れに繋がる．接触抵抗が高い場合，電流が径方向へ流れにくいため発熱量が大きい．しかし磁場が運転電流によく追従する．各種応用においては励磁遅れ・熱的安定性に対する異なる要求が存在する．どちらの特性も応用・実用上，重要である．しかし高磁場化を指向している現状，蓄積エネルギー密度の増大は免れない．熱的安定性の向上・評価がより重要な課題となる．

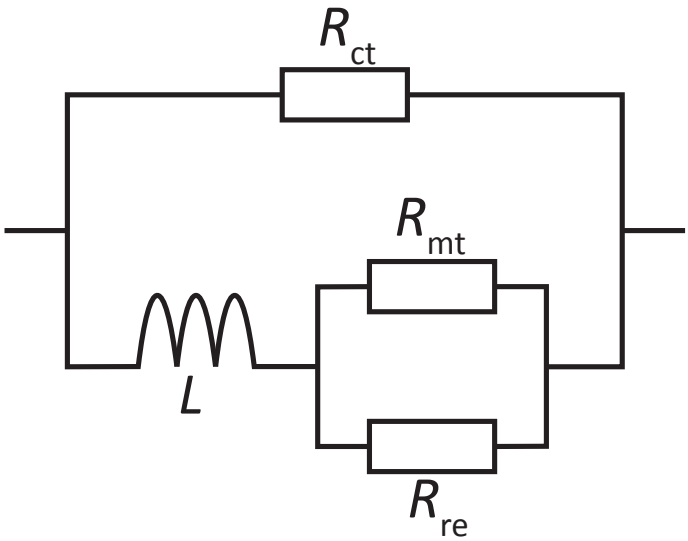

図 1.14: NI REBCO コイルの電気等価回路．

1.6　超高磁場化に向けた課題

NI 巻き技術の果たす役割に大きな期待が注がれている．S. Hahn らによる世界最高磁場である 45.5 T 生成実験により NI REBCO 超電導磁石の有用性が大きく印象付けられた [120]．このような超高磁場生成実験が世界各国で行われてきており，超高磁場化を妨げる NI REBCO 磁石の課題が複数個顕現してきている．大きく分けて図 1.15 のように電気・熱・機械的課題に分けられる．

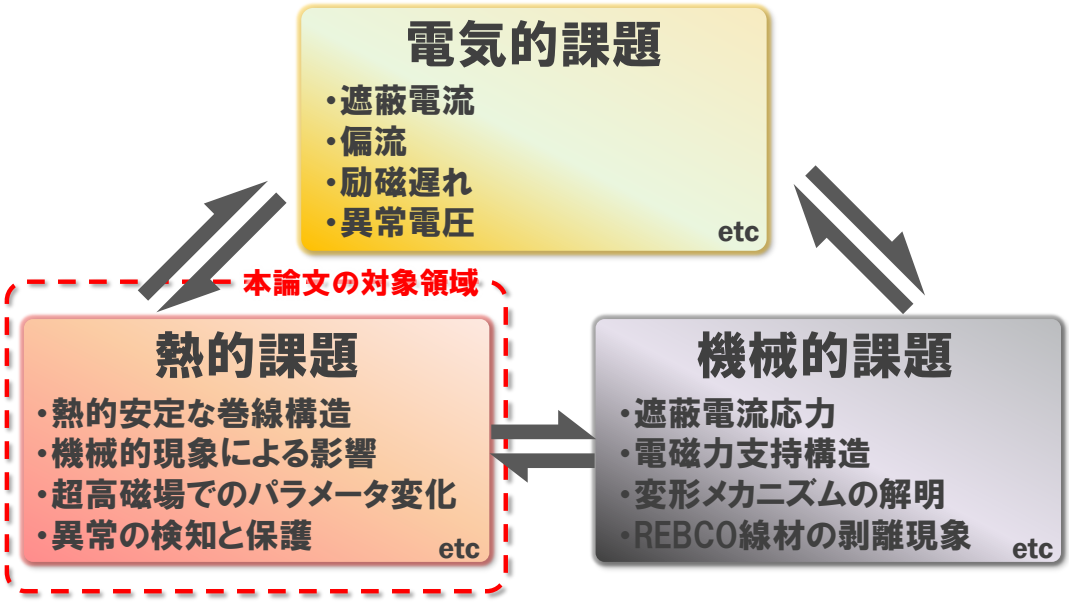

図 1.15: NI REBCO 超電導磁石の超高磁場化に向けた課題．

1.6.1　電気的課題

REBCO 超電導線材は幅 4-12 mm，厚さ 0.1 mm であり，非常にアスペクト比が高い形状を有する．また細線化処理などが施されていない．そのため，遮蔽電流 (screening current) による問題が顕現してきている．図 1.16 は REBCO テープ線に磁場が鎖交する結果生じる遮蔽電流を模式的に表した図である．REBCO テープ線の幅広面に外層磁石ないしは自身によって生成された磁場が鎖交することでこのような磁場が誘導される．遮蔽電流が生じることで設計磁場と異なる磁場が得られてしまう．図 1.17 は REBCO コイルを励磁・減磁した際に測定された遮蔽電流磁場 (測定磁場と設計磁場の差) である．通電電流が大きくなるほど大きな遮蔽電流が REBCO テープ線に流れ，目標磁場に到達するのを妨げる．運転電流がゼロになったとき，遮蔽電流が残留磁化として現れている．磁場設計の観点から，遮蔽電流は磁場均一度を劣化させるため，可能な限り小さいことが望まれる．遮蔽電流を低減する手法として，温度を調

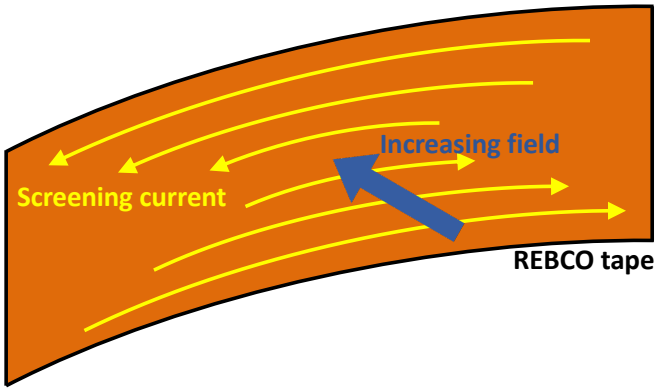

図 1.16: REBCO コイルにおける遮蔽電流発生の模式図.

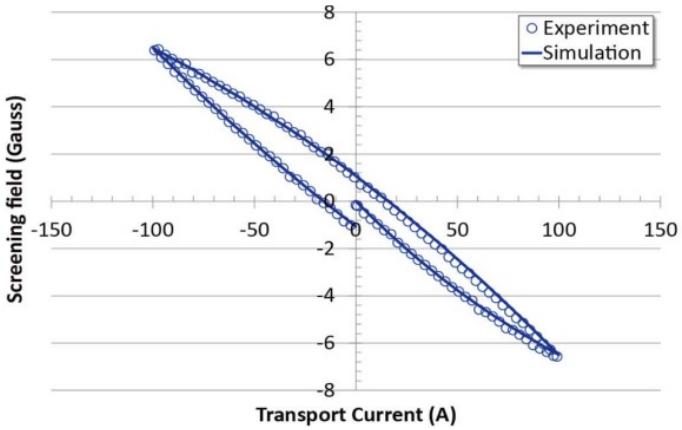

図 1.17: REBCO コイルの励減磁中に生じる遮蔽電流 [121].

節する手法 [122] や運転電流のオーバーシュート法 [123]，シェイキング磁石 [124]，線材の細線化 [125] がこれまで提案されてきている．一般的には有限要素法により遮蔽電流が解析されることが多いが [126], [127]，遮蔽電流をインダクタンスによる誘導としてモデル化して高速に見積もる手法 [128] やコイルをインダクタンスと抵抗の回路網として表現する手法 [129] も提案されてきている．遮蔽電流は後述するように，不均一な電磁応力分布も引き起こす．これがより深刻な問題として知られている．

1.5 節で説明したように無絶縁巻きコイルに固有な励磁遅れも問題である．遮蔽電流と励磁遅れは高磁場における電気的問題である．

また，機械的変形による電磁現象への影響も調査され始めた．S. Noguchi らによってコイルの機械的変形によるコイルの鎖交磁束変化に関する調査が行われた [130], [131]．REBCO コイルを径方向に広げるような電磁力がコイル径を拡大させ，コイルに誘導電圧が生じる現象を調査したものである．このようなコイルの機械的変形と電磁・熱的な関係の調査は進んでおらず，関係性が不明瞭である．また，熱的安定性への影響評価もまだ行われていない．

1.6.2　熱的課題

熱的安定性に関する課題は NI REBCO 磁石の登場により解決してきていると考えられている．図 1.9 のように厳しい条件下で超電導磁石を動作させても焼損することはおおよそなくなってきた．そのような中，多くの研究機関が NI 巻きに類似した技術を開発し始めた．MI (metal-as-insulation) REBCO コイル [132] や SI (smart-insulation) REBCO コイル [133]，CERC (conductive-epoxy-resin-covered) REBCO コイル [134] などが例である．CFS (Commonwelth Fusion System) によって開発された核融合を目的とする D 型 REBCO コイル [53] も NI 構造を有する．これらは NI 巻き技術における高熱的安定性の本質であるターン間分流が可能であるコイル構造を有する．各種 NI 派生技術は機械的強度の向上や熱伝導率の向上など，それぞれの応用に向けた特性を持つ．しかし熱的安定性の観点から超高磁場に向けた体系的な安定性比較は行われていない．これが不明瞭である以上，どのコイルを開発・利用していけば良いのか明らかではない．

また，NI REBCO コイルの特性を大きく左右する接触抵抗率が実用上，非常に重要なパラメータとなる．接触抵抗を測定・制御することは熱的安定性を設計することと等価である言える．接触抵抗の振舞いを調べることが非常に大切である．接触抵抗は遮断法によって測定される．これまでの調査の結果，接触抵抗の振舞いに関して様々な知見が集まってきている．まず，接触抵抗は昇温・冷却を繰り返すことで変化する [135], [136]．遮断法の初期電流によっても変化するし [137]，REBCO コイルの運転温度によっても変化する [138]．また，接触抵抗率がコイル内で不均一に分布するとの考えも広がってきた [139], [140]．そこで，接触抵抗を精度良く求め，かつ，運転状況に応じて接触抵抗値を追跡することができれば非常に望ましい．しかし，遮断法は運転電流を急激にゼロとする測定方法であるため，原理上，接触抵抗の電流依存性を調べることが困難である．

遮蔽電流や機械的事象との関連性も不明瞭なままである．遮蔽電流が応力集中を引き起こし，機械的破損によってクエンチが引き起こされるなどのシナリオは考えられる．しかし，常電導転移中にどれほど影響があるかなどはわかっていない．常電導転移中の非対称な軸方向力によるコイル移動が熱的安定性にどの程度影響を及ぼすかもわからない．NMR など実用化を目指したコイルであれば強固な補強構造が存在するが，それでもその圧縮力は非常に大きく動く恐れはある．他にも巻線構造のよる影響も調査されることが望ましい．通常であれば軸対象問題か平面問題として REBCO コイルの熱・電磁現象が解かれる．巻線構造が考慮されると，接触抵抗が不均一に分布することが解析によって示唆されている [141]．このような機械的事象がコイルにどのような影響を与えるか，特に熱的安定性を劣化させないかが研究者の注目の的である．

1.6.3　機械的課題

超高磁場では強大な電磁力が作用する．高磁場生成実験後，応力によって破損が生じた事例が多数報告されてきている [71], [96], [142]-[144]．例えば，図 1.18 は REBCO テープ線に生じた剥離である [142]．NHMFL での 45.5 T 実験後に存在が報告された．REBCO 層が中間層から浮き上がり，空隙が生じている．このような剥離現象はエポキシ含浸された wet なコイルで生じることが広く知られていたが [145]，高磁場下では非含浸 (dry な) コイルでもこのような現象が再び現れるようになってきた．

同様に高磁場生成実験後，REBCO テープ線が波打つように変形するなどの現象も確認されてきている．周期的に REBCO テープ線が波打つように塑性変形してしまった．原因はいまだ明確に分かってはいない．ただし，遮蔽電流がテープ幅方向に不均一な電流として誘導された結果としてこのような変形が観測されたと指摘されている [146]．コイル上面は膨らみ，下面が縮まるように変形することでコイルに圧縮力が加わる．よって，座屈に近い現象が生じ，変形が起こってしまった可能性がある．また，逆向きの電流が流れることで逆向きの応力が働き，剪断力がテープに加わったことや [147]，常電導伝播の途中で生じる非常に大きな誘導電力による応力が原因とする説も存在する [148]．また，クロスオーバーターンが動いたことによる特性劣化も報告されている [149]．いずれにせよ，大きな応力が REBCO テープ線に加わると，塑性変形と同時に永久的な臨界電流特性劣化が生じる．超電導磁石を機械的に安定化する必要性が増している．

様々な変形シナリオによって超電導磁石が損傷を受ける時代に突入してきている．特に遮蔽電流応力を考慮した複雑な設計の重要性が増してきている [150], [151]．また剥離現象 [152] や塑性変形の原因究明および対策が求められている．

現在まで，補強構造を導入して REBCO 磁石を機械的応力から保護する設計が主流になってきている．基本的にはステンレスなどの比較的高強度な金属を強度メンバとして機能させる方策をとることが多い．金属を外周に取り付けるまたは巻きつけるオーバーバンド [153]，金属テープを REBCO テープ線と一緒に巻く共巻き [154]，それらのハイブリッド，コイル上

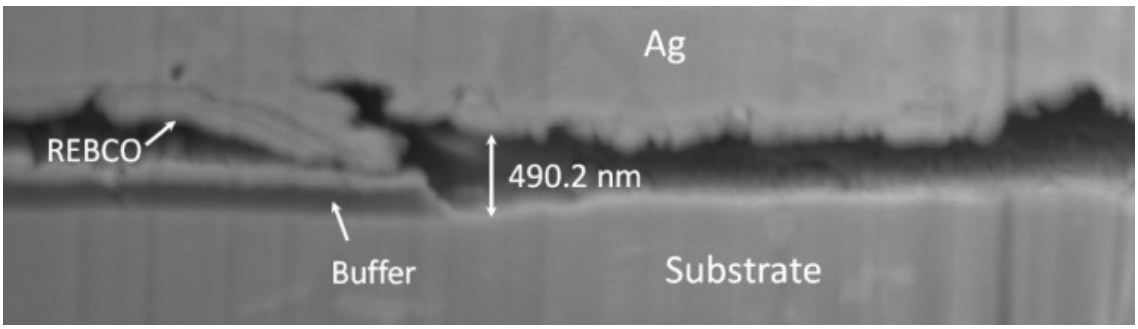

図 1.18: 高磁場生成実験後，REBCO テープに生じた剥離の SEM 画像 [142].

下面のみ含浸 [155]，YOROI (Yttrium-based oxide superconductor and reinforcing outer integrated) 構造などが使用されている．常電導伝播中の過渡的な応力を低減させるマグネティックダム [88], [89] なども提案されてきた．機械的応力に対する対策法の確立は超高磁場化を目指すうえでは避けて通れない．そのためにも変形メカニズムが体系的に明らかにされなければならない．それを基にした機械的安定な超電導磁石の設計手法の確立が求められている．

1.7　研究目的

以上，超高磁場生成に向けた課題を述べてきた．今回は電気・熱・機械に課題を分けたが，互いに関連し合っているものも多い．これら課題は NI REBCO 磁石の複雑な物理現象に起因するが，超高磁場を目指す上では事実上，NI REBCO 磁石は必至の選択肢である．各課題を克服し，さらなる高磁場応用に向けた超電導磁石技術を目指していかなければならない．

本論文では，特に熱的安定性に着目した研究を報告する．NI 技術は REBCO 磁石の超高磁場化における重要な技術の一つである．NI 巻きコイルの熱的安定性に関する特性を明らかにすることは超電導磁石のさらなる高磁場生成の基礎となる．そこで下記項目を目的とする．

(i) 各種 NI 巻き方式の熱的安定性比較およびそれら手法における最適な接触抵抗の検討
(ii) 接触抵抗測定手法の一つである LFAC 法の精度向上および DP (Double Pancake) コイルを使用した高磁場生成コイルへの適用可能性調査
(iii) 超高磁場下の電磁力による移動が熱的安定性にもたらす影響の調査・検討

1.8　本論文の構成

第 1 章は序論である．本研究の背景と動機について説明した後，REBCO 超電導体や超電導磁石の保護・熱的安定性，NI 巻線技術について述べる．また，超高磁場における NI REBCO 磁石の課題を説明し，本論文の目的・構成について述べる．

第 2-4 章は図 1.19 のような立ち位置となっている．第 2 章は各種 NI REBCO コイルの熱的安定性の系統的比較についてである．超電導磁石の熱的安定化の嚆矢となる超電導磁石の安定な NI 巻線構造について調査を行う．まず，NI REBCO コイルの派生手法を紹介する．これら NI REBCO コイルは電流共有経路，つまり等価回路に基づいて分類される．それぞれのコイルのモデリングおよび解析手法を述べる．励磁遅れおよび熱的安定性が接触抵抗や補助導体抵抗，REBCO テープ線-補助導体接触抵抗に対してどのように変化するか調査される．各発熱源での発熱割合を調査し，異なる熱的安定性の特性を明らかにする．さらに，これまで達成されている抵抗率から抵抗値を計算し，現状のコイル動作条件と将来的に目指すべき動作域について議論する．現状では従来型の NI 巻き手法が有効であるが，将来的には補助導体型の NI 技術が熱的安定性の観点から有望であることを示す．

第 3 章の LFAC 測定の精度向上およびスケールアップへの検討では，NI REBCO 超電導磁

石の熱的安定性測定手法である LFAC 法の精度向上およびスケールアップへの検討を行う．はじめに NI SP コイルの場合における LFAC 法の原理および理論式を述べる．測定精度向上を目的とした修正 LFAC 法を提案する．シミュレーションモデルを説明し，修正 LFAC 法の適用結果を示す．電磁現象もさらに議論される．特に，不均一に流れる周方向電流に着目し，測定精度が悪くなる条件を議論・検討する．スケールアップへの第一検討として，LFAC 法を NI DP コイルに適用した結果も述べる．原理および理論式を DP の場合についても説明する．シミュレーションに使用した等価回路モデルを説明し，実験と計算の比較を行う．従来から用いられてきた遮断法との比較も行われる．結果として，修正 LFAC 法によって頑健で使用しやすい手法に改良されたこと，DP 法に適用することで接触抵抗がそれぞれのパンケーキにおいて異なる場合でも精度良く測定ができることを報告する．

第 4 章では超高磁場を目指した上で熱的安定性を低下させる恐れがある電磁力による軸方向移動について調査を行う．コイル移動をシミュレーションするための回路・熱モデルおよび計算について述べる．結果をいくつかのケースについて説明する．具体的に，まず外挿磁石中で SP コイルが移動した場合を調査する．さらに通電・非通電 12-stacked SP のうち 1 つが動く場合も調査される．外挿磁石による影響は少なく，隣接した NI REBCO コイル同士の相互作用による影響が大きいことを述べる．また，電磁気的挙動についても調査し，どのような場合に熱的安定性に影響が出るかを議論する．

最終章である第 5 章では本研究で得られた結果，結論，そして今後の課題について述べる．

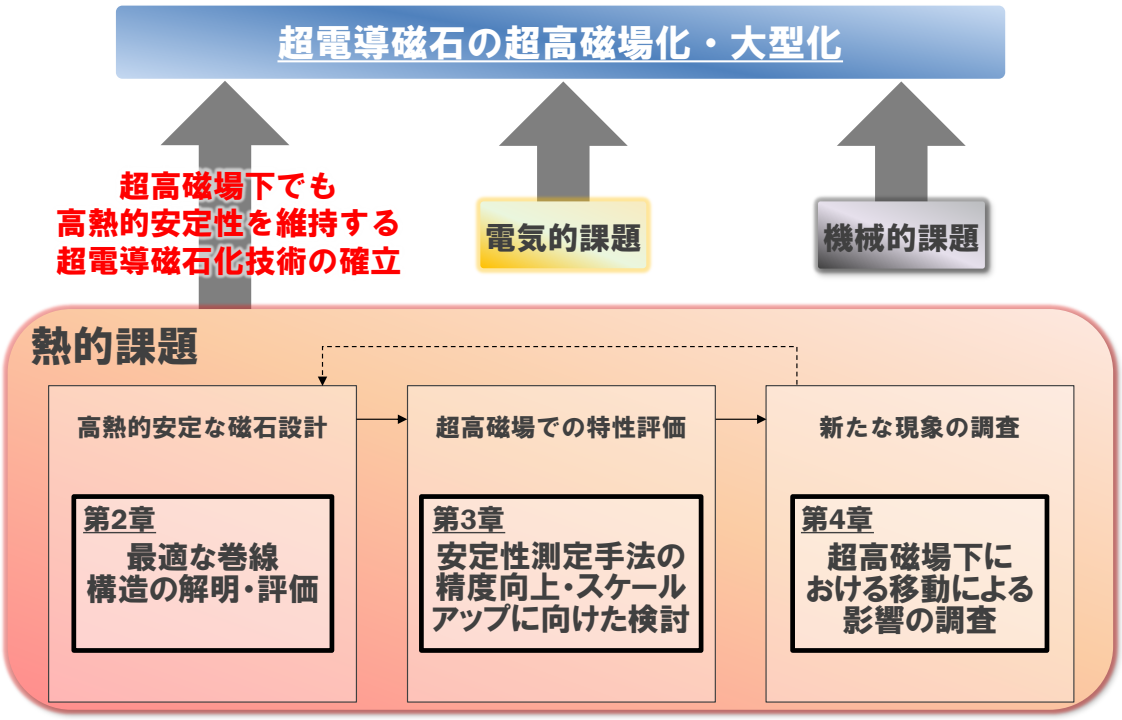

図 1.19: 本論文の構成.

第 2 章

各種 NI REBCO コイルの熱的安定性の系統的比較

NI REBCO コイルが登場してきてから，NI 技術による高い熱的安定性が超高磁場生成に必要であるとの認識が広まってきている．これを受け，様々な企業や研究機関が NI 技術の本質的特性であるターン間分流機能を有する派生形コイルを登場させてきた．これまで 5 種類を超える派生形が提案されてきており，それぞれのコイルが高い熱的安定性を示すことが実験的に示されてきた．しかし，どのコイルが最も熱的に安定であるのか，超高磁場に適しているのかは全くの不明である．そもそも，体系的な比較を行うことが難しいと思われてきた．そこで，各コイルが電気的等価回路に基づくと 2 種類に分類できることから，それぞれの分類の特性を調べることで各種 NI REBCO コイルの熱的安定性を体系的に明らかにする．励磁特性も解析・比較され，電気・熱的観点から特性を議論する．

本章ではまず 2 種類の分類について述べる．従来の NI コイルと同型である conventional-based NI (CNI) REBCO コイルと補助導体を基にした supplementary-based NI (SNI) REBCO コイルである．その後，各コイルのモデリングを説明する．各分類コイルの電気・熱的振る舞いを示し，コイルパラメータによってどのように振る舞いが変化するか調査・比較を行う．

2.1　モデリング・分類

2.1.1　CNI REBCO コイル

CNI REBCO コイルの例を紹介・説明する．図 2.1 に最初に提案された (FP: first-proposed) NI REBCO コイル [91] および metal-as-insulator (MI) REBCO コイル [132] を示す．図上の FP NI REBCO コイルは最も最初に提案されたコイルであり，最も単純な巻線構造を有する．REBCO テープ線を単純にパンケーキ巻きした構造である．そのため，電流がターン間接触面を通して迂回することができる．電流が臨界電流に達するないしは近づいた時，当該箇所

に電流が流れ込むことなく低抵抗な接触面を通って迂回する．実際の電流迂回経路は REBCO 層，銅基盤，テープ間接触面，銅基盤，REBCO 層である．一方で報告によるとテープ間接触面の抵抗が支配的であり，銅基盤内を通過する際の抵抗値は無視できる [117]．このような電流迂回現象に起因して高熱的安定性を示すことが多くの論文で実証されてきた．図 2.1 図下に示されるコイルは MI REBCO コイルである．ステンレスなどの金属が共巻きされる．FP NI REBCO コイルと同様，低臨界電流部に電流が流れ込まず，REBCO テープ線-金属接触面を介して電流が隣接ターンに迂回する．FP NI REBCO コイルに比べて，接触面の数が多い．したがって，FP NI REBCO コイルよりも径方向へ電流が迂回しづらい．励磁遅れが改善される．また，高強度金属が強度メンバとして作用するため，機械剛性が増加する利点もある [156]．MI REBCO コイルの場合も同様に REBCO テープ線-金属接触面の抵抗が支配的である [132]．

図 2.2 にこれら CNI REBCO コイルの等価回路を示す．このモデルでは各ターンないし数ターンが小要素として表される．各小要素は周方向素子と径方向素子が並列に接続された回路として表される．周方向素子はインダクタンス L_i，REBCO 層抵抗 $R_{\mathrm{re},i}$，銅基盤抵抗 $R_{\mathrm{mt},i}$ から成る．以下，FP NI REBCO コイルを例として回路パラメータの計算方法を説明する．

図 2.3 のように円筒座標系で k 番目および l 番目要素 (コイル) が定義されているとする．それぞれ巻き数は N_1，N_2，コイル断面積は S_1，S_2 である．周方向自己または相互インダクタンス L_{kl} はコイル断面に均一に電流が流れると仮定して計算される．磁場エネルギの等式より自己・相互インダクタンスを求めると以下の 5 重積分の表式が得られる [157]．

$$L_{kl} = \frac{\mu_0 N_1 N_2}{S_1 S_2} \int_0^{\pi} \int_{R_1}^{R_2} \int_{R_3}^{R_4} \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{Z_3}^{Z_4} \frac{rr' \cos\theta}{R} \mathrm{d}z \mathrm{d}z' \mathrm{d}r \mathrm{d}r' \mathrm{d}\theta \tag{2.1}$$

ただし，μ_0 は真空中の透磁率である．また R は以下の通りである．

$$R = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta + (z' - z)^2} \tag{2.2}$$

詳細な導出は付録に載せた．

REBCO 層抵抗は以下の式により計算される．

$$R_{\mathrm{re},i} = E_{\mathrm{c}} l_i \frac{I_{\mathrm{re},i}^{n-1}}{I_{\mathrm{c},i}^{n}} \tag{2.3}$$

ただし，E_{c}，l_i，$I_{\mathrm{re},i}$，$I_{\mathrm{c},i}$，n はそれぞれ基準電圧，要素 i の長さ，REBCO 層を流れる電流，臨界電流，n 値である．臨界電流は磁場角度依存性を考慮したフィッティング式により計算される [158]．銅基盤抵抗は次の通り与えられる．

$$R_{\mathrm{mt},i} = \frac{\rho_{\mathrm{cu},i} l_i}{S_{\mathrm{cu}}} \tag{2.4}$$

ここで $\rho_{\mathrm{cu},i}$ は銅の抵抗率，S_{cu} は銅基盤層の断面積である．銅と Hastelloy の電気抵抗率や熱解析に使う物性値は参考文献 [159], [160] を参照した．

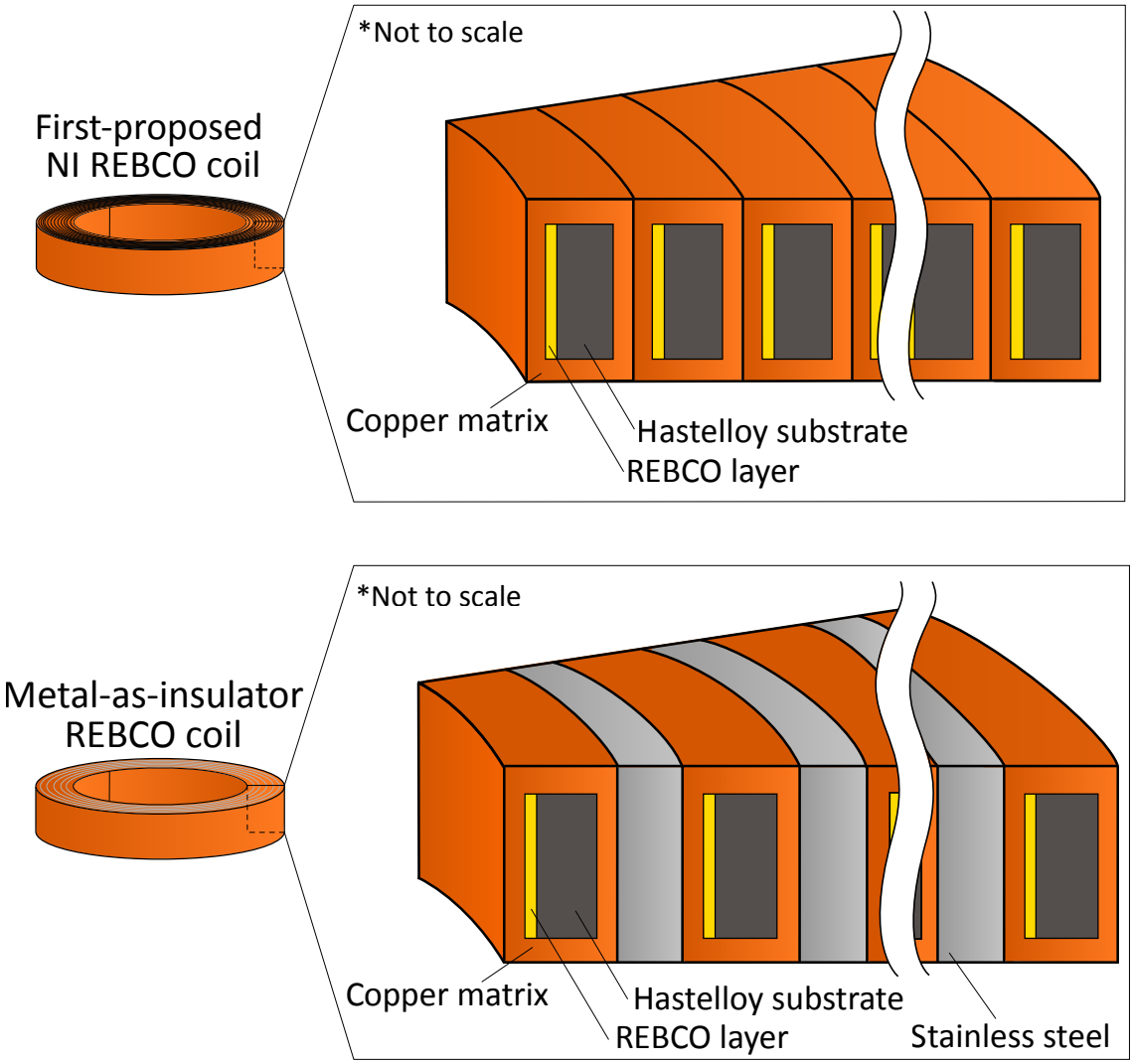

図 2.1: CNI REBCO コイルの例．上は最初に提案された (FP: first-proposed) NI REBCO コイル，下は metal-as-insulation (MI) REBCO コイル．

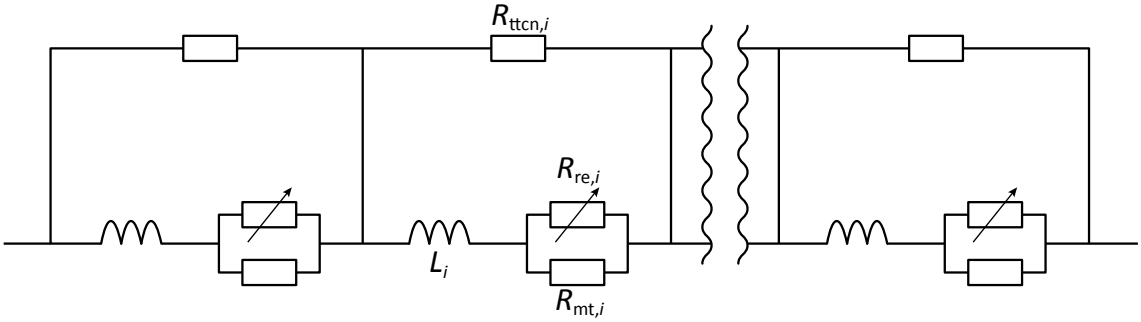

図 2.2: CNI REBCO コイルの等価回路

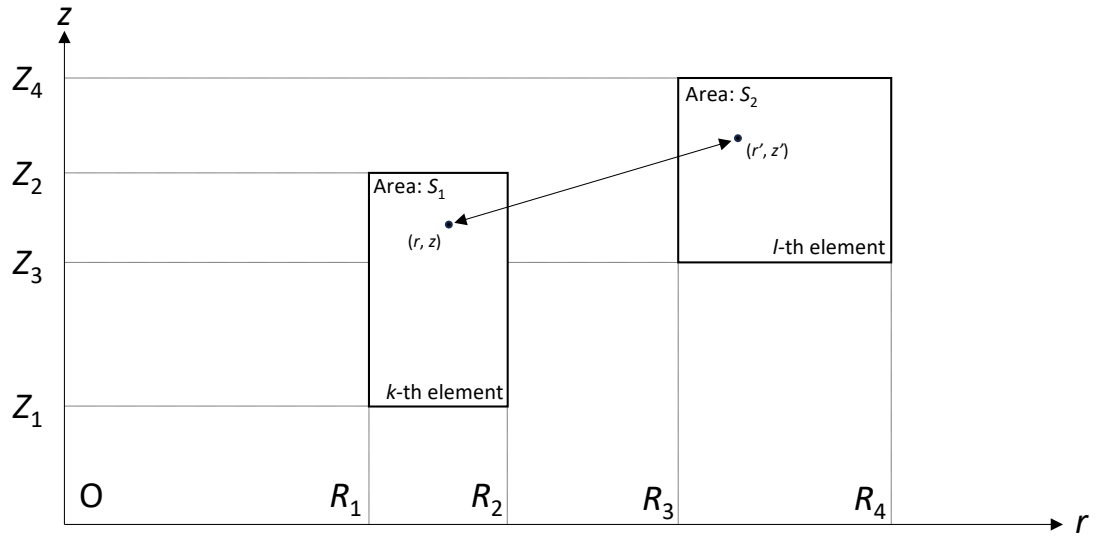

図 2.3: コイル形状の定義.

径方向要素であるターン間接触抵 $R_{\mathrm{ttcn},i}$ は接触面を介した径方向迂回電流を表現する．計算式は以下に与えられる．

$$R_{\mathrm{ttcn},i} = \sum_{j=1}^{N_i} \beta_j \frac{\rho_{\mathrm{ttcn},j}}{S_{\mathrm{ttcn},j}} \tag{2.5}$$

ここで N_i，$\rho_{\mathrm{ttcn},j}$，$S_{\mathrm{ttcn},j}$ はそれぞれ要素 i のターン数，接触抵抗率，ターン間接触面積である．接触抵抗率は単位が $\Omega \cdot \mathrm{m}^2$ であることを注記する．また，ターン数の整合性を保つ目的で導入される β_j は以下の式で定義される．

$$\beta_j = \begin{cases} 2\ (j = innermost\ or\ outermost\ turn) \\ 1\ (j = others) \end{cases} \tag{2.6}$$

等価回路から Kirchhoff の電圧・電流則を用いて回路方程式が立式される．パンケーキコイルが m 分割されている時，任意の小要素 $i \in \{1, 2, \cdots m\}$ を支配する回路方程式は以下の通りである．

$$R_{\mathrm{mt},i} I_{\mathrm{mt},i} - R_{\mathrm{re},i} I_{\mathrm{re},i} = 0 \tag{2.7}$$

$$R_{\mathrm{mt},i} I_{\mathrm{mt},i} + \sum_{j=1}^{m} L_{ij} \frac{\mathrm{d}\left(I_{\mathrm{mt},j} + I_{\mathrm{re},j}\right)}{\mathrm{d}t} - R_{\mathrm{ttcn},i} I_{\mathrm{ttcn},i} = 0 \tag{2.8}$$

$$I_{\mathrm{mt},i} + I_{\mathrm{re},i} + I_{\mathrm{ttcn},i} - I_{\mathrm{op}} = 0 \tag{2.9}$$

ただし，I_{op} は運転電流である．これを時間方向に離散化したものをニュートンラフソン法を用いて解き，電流分布が得られる．得られた電流分布より計算されたジュール発熱を用いて熱解析を行う．電流解析と熱解析を交互に行うことで，CNI REBCO コイルの電流・熱現象をシミュレーションする．解析プログラムの詳細は付録に付した．

2.1.2　SNI REBCO コイル

SNI REBCO コイルの例として conductive-epoxy-resin-covered (CERC) REBCO コイル [134] および intra-layer NI (LNI) REBCO コイル [59] を図 2.4 に示す．まず CERC REBCO コイルでは REBCO テープが Kapton テープなどの絶縁材と共に巻かれる．出来上がった絶縁 REBCO コイルの上面に導電性樹脂が塗布付された構造を有する．導電性樹脂は銀粉末などの導電性を有する粒子 (フィラー) をエポキシなどの樹脂に混ぜたものである．硬化させることでフィラー同士が導電経路を形成し，導電性を発揮する．塗布された導電性樹脂を介して電流が転流可能であり，CNI コイルのような高い熱的安定性を示す．この構造の利点として，エポキシ含浸による熱伝導率の向上や機械的一体性の向上，コイルパラメータ (導電性樹脂抵抗) の比較的良好な制御性などが挙げられる [161]．特性劣化部を迂回する際，電流が比較的高抵抗な REBCO テープ-導電性樹脂界面を通過し，導電性樹脂に流れ込む．そして導電性樹脂内部を通り，隣接ターンなどに電流が戻る．図 2.4 に示すのは LNI コイルである．LNI コイルは REBCO テープをソレノイド巻きして，層間に銅シートと絶縁材を挿入した構造である．電流転流時，挿入された銅シートを介して電流は低臨界電流部を迂回する．このようにしてソレノイド巻きでも無絶縁コイル特有の電流迂回特性を発揮することとなる．超電導接続数が少ないソレノイド巻きの特性を活かし，永久電流モードで運転される NMR を対象として研究が進んでいる．実際に 17.2 T の背景磁場下で 14.2 T の高磁場 (合計 31.4 T) 生成に成功しており，無絶縁コイル特有の電流迂回現象および高熱的安定が実証されてきた．

これら SNI コイルでは導電性樹脂や銅シートなどの補助導体に電流が流れ込む．したがって主なジュール発熱を補助導体で生じさせることができれば CNI REBCO コイルに比べて熱的安定性を高めることができる．

図 2.5 に SNI REBCO コイルの等価回路を示す．基本的な回路構造が CNI REBCO コイル (図 2.2) と類似している．周方向は同様にインダクタンス，REBCO 層抵抗，銅基盤抵抗から構成される．補助導体内部を流れる電流は補助導体抵抗 $R_{\mathrm{sp},i}$ によって表現される．補助導体に流入する電流は REBCO テープ-補助導体間接触面を通過する．この界面抵抗が $R_{\mathrm{tscn},i}$ である．以下，CERC コイルを例として実際のパラメータ計算を説明する．

補助導体抵抗は補助導体内部の径方向電流が均一に流れた場合を仮定して導出される．高さ h_{sp}，内径 r，肉厚 $\mathrm{d}r$ である円筒状の補助導体を考える．この円筒状の微小要素の径方向抵抗は

$$\mathrm{d}R_{\mathrm{sp}} = \frac{\rho_{\mathrm{sp}}}{2\pi r}\mathrm{d}r \tag{2.10}$$

ここで ρ_{sp} は補助導体の抵抗率である．これを i 番目要素の内径 $r_{\mathrm{in},i}$ から外径 $r_{\mathrm{out},i}$ まで積分することで補助導体抵抗が求まる．

$$R_{\mathrm{sp},i} = \frac{\rho_{\mathrm{sp},i}}{2\pi h_{\mathrm{sp}}} \ln \frac{r_{\mathrm{out},i}}{r_{\mathrm{in},i}} \tag{2.11}$$

REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 $R_{\mathrm{tscn},i}$ は CNI コイルの時と同様，面接触抵抗率 $\rho_{\mathrm{tscn},i}$

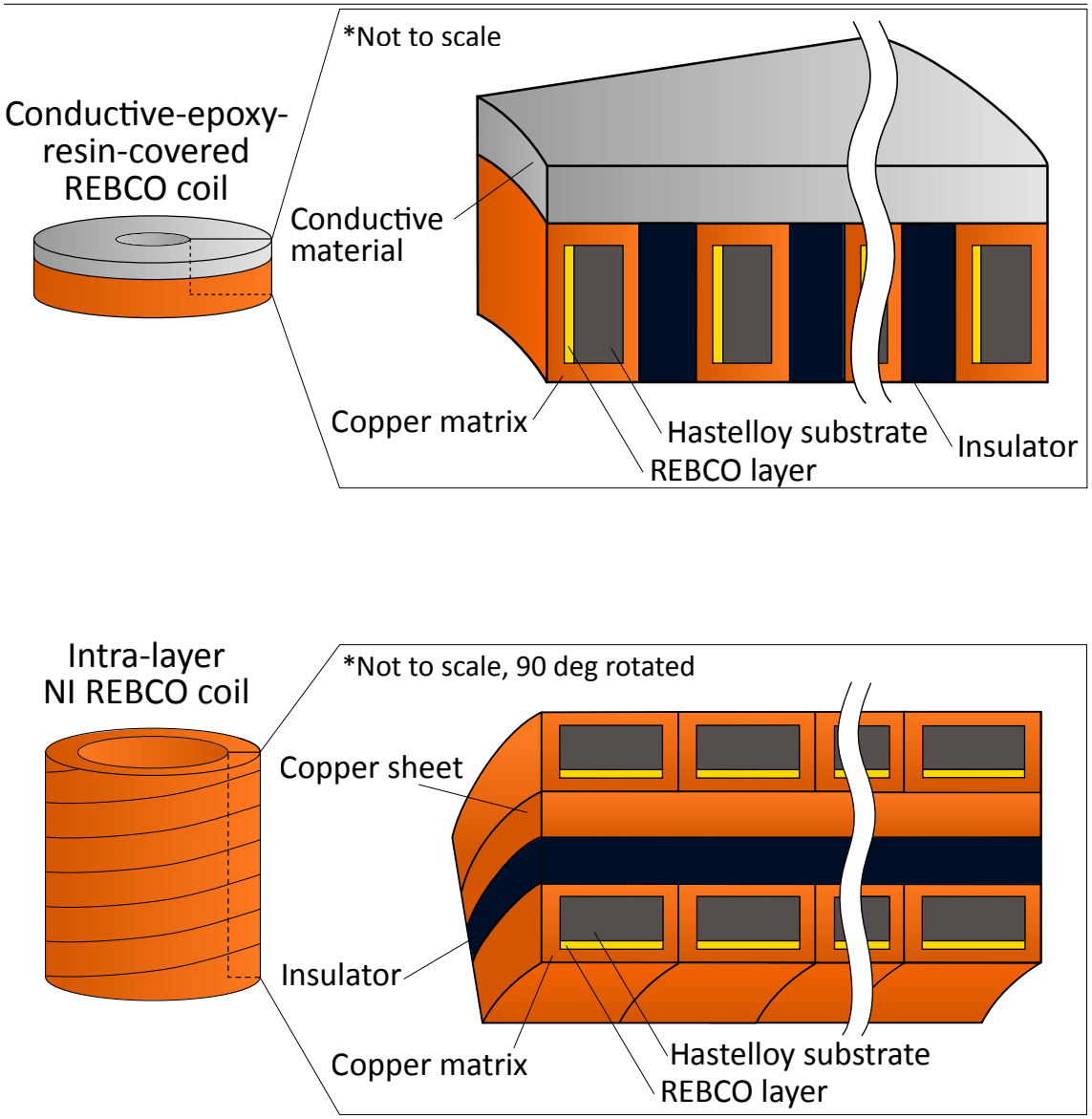

図 2.4: SNI REBCO コイルの例．上は conductive-epoxy-resin-covered (CERC) REBCO コイル，下は intra-layer NI (LNI) REBCO コイル．

を定義して計算される．

$$R_{\mathrm{tscn},i} = \frac{\rho_{\mathrm{tscn},i}}{S_{\mathrm{tscn},i}} \tag{2.12}$$

ここで，$S_{\mathrm{tscn},i}$ は REBCO テープ-補助導体間接触面積である．

CERC コイルと LNI コイルではパラメータの計算方法が異なるが，同じ回路構造を有する．特筆すべきは REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} がゼロの場合，CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルの回路構造が一致することである．回路パラメータに応じて類似の電磁現象が発現されると考えられる．したがって，各種 NI コイルを CNI コイルと SNI コイルに分類して，それぞれの回路の特徴や振舞いを調べることで各種 NI コイルを体系的に調査・

比較することが可能である．

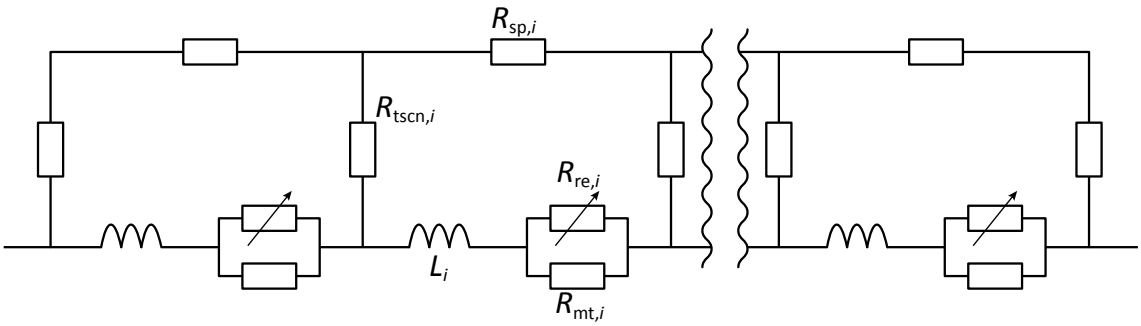

図 2.5: SNI REBCO コイルの等価回路

2.2　各種 NI コイルの電磁・熱的現象

CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルの電磁・熱的現象を調査する．CNI REBCO コイルの例として FP NI REBCO コイルを使用し，SNI REBCO コイルの例として CERC REBCO コイルを解析する．表 2.1 に解析するコイルと使用する REBCO テープ線の諸元を記した．同じ寸法の REBCO テープ線を利用してそれぞれ内径 500 mm のコイルが巻かれる．今回，3 ケース (ケース A, B, C) が調査される．ケース A は FP NI REBCO コイルが対象であり，ターン間接触抵抗率が標準的な 70 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ の場合である [109]．他の 2 ケースは SNI REBCO コイルが対象となる．ケース B は REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率が 1.0 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$，ケース C は 100 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ である．補助導体抵抗率はターン間接触抵抗と一致するように 9.6 $\mu\Omega \cdot \mathrm{m}$ とする．実験で報告されている導電性樹脂の抵抗率は 10 100 $\mu\Omega \cdot \mathrm{m}$ 程度である [162]．

解析条件および運転条件は表 2.2 を示す．連鎖的常電導転移が生じないように運転電流は 300 A とした．REBCO コイルの負荷率は 0.6 である．冷却は伝導冷却を想定する．そのため断熱条件を採用した．また，CERC REBCO コイルの熱解析条件として，REBCO テープ-補助導体界面における発熱が半分ずつ REBCO テープと補助導体 (導電性樹脂) に入力されるとした．時刻 t=0 s で中央 1 ターンが常電導転移する場合を解析する．2 秒間通電が続けられ，その間の電流・温度分布を調査する．

表 2.1: REBCO テープと FP NI/CERC コイルの諸元.

	Parameters	Values
REBCO Tape	REBCO tape width [mm]	4.1
	REBCO tape thickness [µm]	150
	Copper layer thickness (each side) [µm]	40
	REBCO layer thickness [µm]	2.0
	Hastelloy thickness [µm]	68
	n-value	25
FP NI coil	Inner diameter [mm]	500
	Outer diameter [mm]	530
	Height [mm]	4
	Number of turns	100
	Turn-to-turn contact resistivity [$\mu\Omega \cdot cm^2$]	70
CERC coil	Inner diameter [mm]	500
	Outer diameter [mm]	536
	Height [mm]	4
	Number of turns	100
	Insulator thickness [µm]	30
	Supplementary-conductor resistivity [$\mu\Omega \cdot m$]	9.6
	Tape-to-supplementary-conductor resistivity [$\mu\Omega \cdot cm^2$]	1.0, 100

表 2.2: NI FP コイル/CERC コイルの運転・解析条件.

Parameters	Values
Operating currrent [A]	300
Load factor @ 300 K	0.60
Operating temperature [K]	50
Normal-state transition turn	50th

2.2.1　CNI REBCO コイルの電磁・熱的現象

FP NI REBCO コイル (ケース A) の解析結果を図 2.6 に示す．ターン間接触抵抗率 ρ_{ttcn} はコイル全体で一様に 70 μΩ · cm^2 であり，1 ターン当たりのターン間接触抵抗としては 1.1 μΩ である．図 2.6 の上から順に周方向電流，迂回電流 (径方向電流)，増加温度のコイル内分布である．常電導転移が起きた直後 (t=0.1 s)，50 ターン目近傍の狭い領域に誘導電流が流れる．誘導電流は最大で運転電流よりも 50 A ほど大きい．その後 (t=0.5 s 以降)，誘導成分が減少して定常状態に落ち着く．50 ターン目以外はほぼ運転電流が流れている状態である．迂回電流を見てもこれは明らかである．常電導である中央ターンのみで電流が迂回する．ターン間接触抵抗が小さく，周方向電流が局所的に転流しやすいためである．上昇温度分布を図図 2.6 下部に示す．常電導部である 50 ターン目をピークとする分布が見られる．発熱源となる迂回電流は局所的に生じるが熱の伝播により末広がりな分布になる．また時間経過に伴ってコイル内部中央の温度が上昇する．2 秒経過時点で 23 mK 程度の上昇である．最大上昇温度が非常に小さく，これまで示されてきた通り，高熱的安定性を示す．

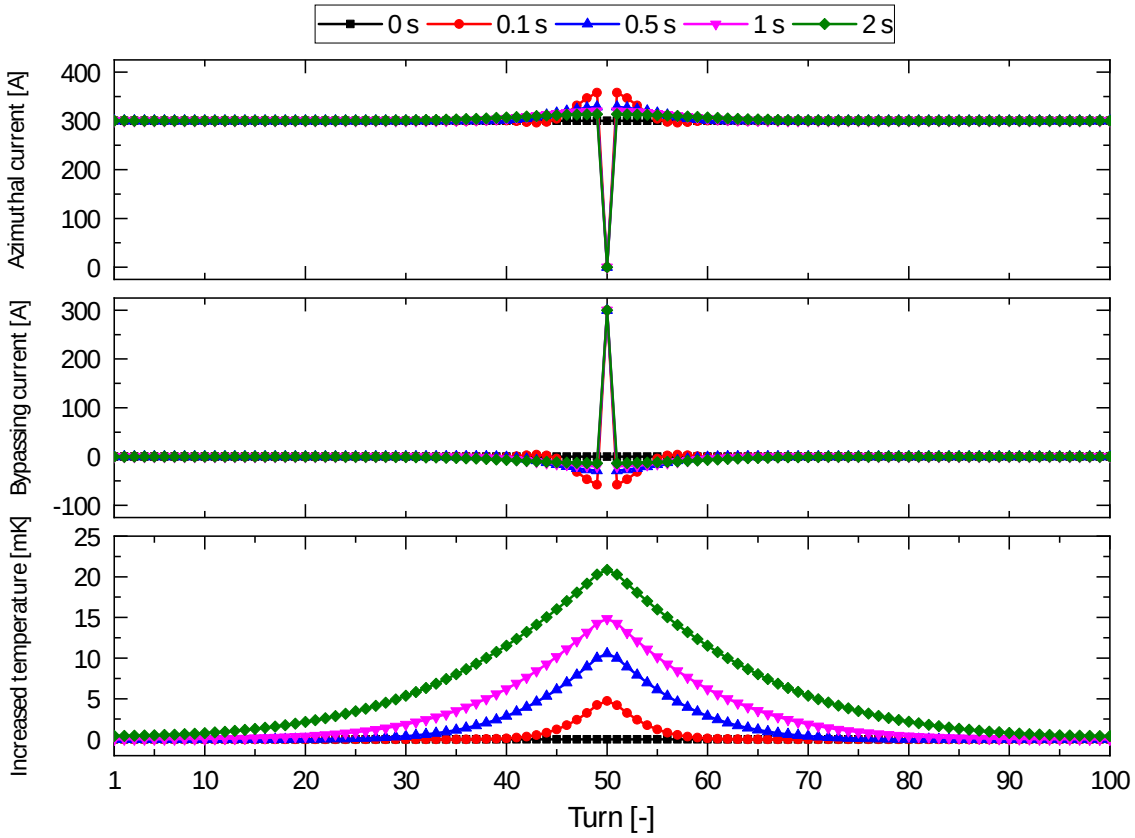

図 2.6: CNI REBCO コイルのターン間接触抵抗率 ρ_{ttcn} が 70 μΩ · cm^2 の場合 (ケース A) における周方向電流と迂回電流，上昇温度．

2.2.2　SNI REBCO コイルの電磁・熱的現象

続いて，SNI REBCO コイルの代表として CERC REBCO コイルの電磁・熱的現象を調査する．まず，補助導体抵抗率 ρ_{sp} が 9.6 μΩ · m，REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 ρ_{tscn} が 1 μΩ · cm^2 の場合 (ケース B) を調査する．ターンあたりの抵抗値としては R_{sp}=1.1 μΩ，R_{tscn}=0.42 μΩ である．図 2.7 に結果を示す．図の上から周方向電流，補助導体内電流 (径方向電流)，上昇温度である．FP NI REBCO コイルの場合 (図 2.6) と比べた場合，ほとんど同じ電流現象が確認される．一方，最大上昇温度は 3.5 mK 程度と FP NI コイルの 23 mK より小さい結果となった．これは発熱の多くが補助導体で生じており，REBCO テープ自体の温度上昇に寄与する発熱が少ないためである．後の章で詳細に調査される．

図 2.8 は REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 ρ_{tscn} が 2 桁大きい場合 (ケース C) である．つまりターン当たりの抵抗値が R_{sp}=1.1 μΩ，R_{tscn}=42 μΩ である．転流領域が非常に広い．まず，常電導転移直後，誘導電流がコイル内部中央の約 30 ターン以内に誘導される．その後，

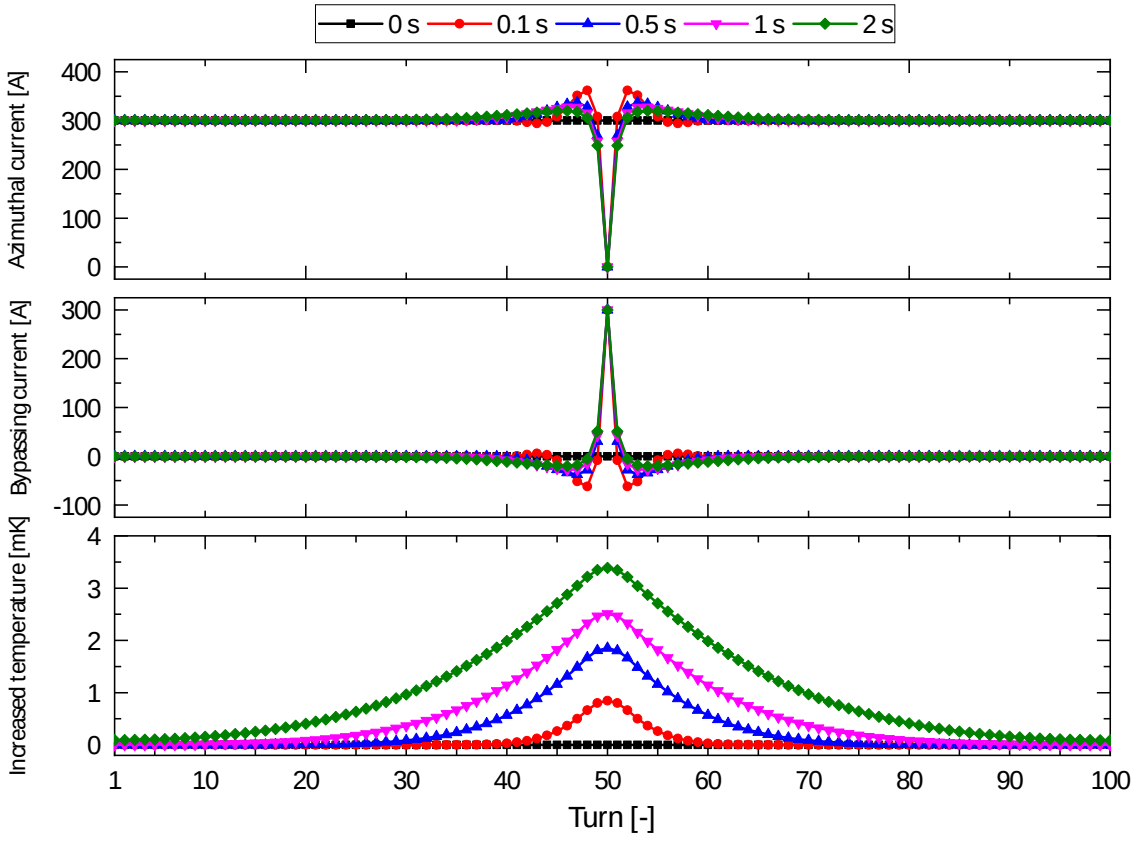

図 2.7: SNI (CERC) REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率 ρ_{tscn} が 1.0 μΩ · cm^2，補助導体抵抗率 ρ_{sp} が 9.6 μΩ · m の場合 (ケース B) における周方向電流と迂回電流，上昇温度．

転流領域が増加して，時刻 2 秒時点では転流領域が巻き線の 7 割程度を占める．これはテープ-補助導体界面の抵抗 R_{tscn} が高く，局所的に転流できないためである．電流が補助導体内部へ転流すると補助導体内部を流れ続けようとする．高界面抵抗が電流の REBCO テープ線への帰還を阻害すると解釈できる．広い転流領域に対応してコイル温度も全体的に上昇する．また最大値も 163 mK と他の 2 ケースに比べて高い．一部の発熱が寄与しないにも関わらず，補助導体と REBCO テープの界面抵抗が高すぎるためその優位性を活かせていない．

2.3　熱的安定性比較

CNI REBCO コイルはこれまで報告されてきたように高い熱的安定性が確認された．一方，SNI コイルは補助導体抵抗と REBCO テープ-補助導体間接触抵抗の組み合わせによっては CNI REBCO コイルより熱的安定性が高くとも低くともなった．そこで，これら抵抗値に対してパラメータサーベイを行い，抵抗値と熱的安定性の関係性を調べる．

図 2.9 に CNI および SNI REBCO コイルのコイルパラメータに対する熱的安定性の関

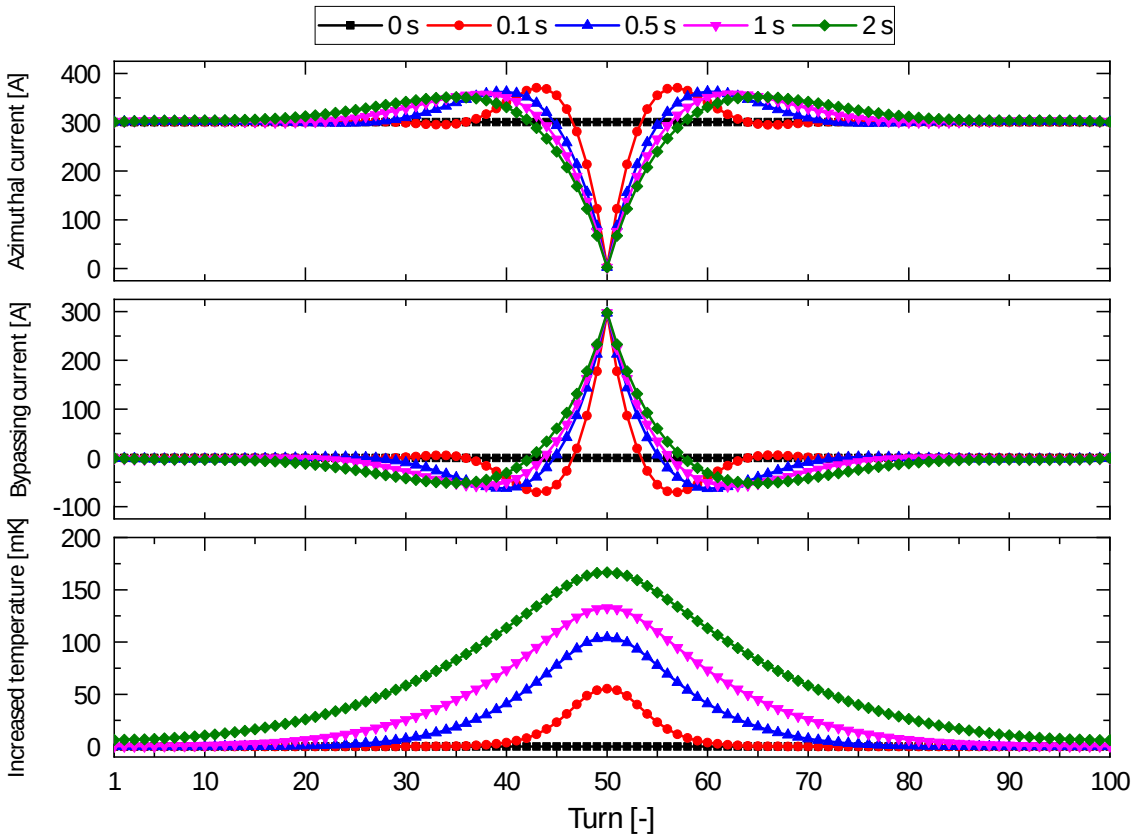

図 2.8: SNI (CERC) REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率 ρ_{tscn} が 100 μΩ · cm^2，補助導体抵抗率 ρ_{sp} が 9.6 μΩ · m の場合 (ケース C) における周方向電流と迂回電流，上昇温度．

係を示す．横軸が巻線数で平均化したターン間接触抵抗 R_{ttcn} または補助導体抵抗 R_{sp} である．前節と同様に t=0 s で中央ターンが常電導転移するが，縦軸が 2 秒後の最大上昇温度である．図中黒線が CNI REBCO コイルの場合である．ここではターン間接触抵抗率が 6.3×10^{-4} μΩ · cm^2 から 6.3×10^{4} μΩ · cm^2 の範囲で変更される．ターン間接触抵抗に対しておおよそ線形に増加することが確認できる．先行研究に対して定性的に良い一致を示す [119]．R_{ttcn} = 2.4 mΩ 以上の領域で最大上昇温度が急激に増加しているのはコイルが全て常電導転移したことを意味する．また，ターン間接触抵抗率 ρ_{ttcn}=70 μΩ · m^2 が使用されたケース A の動作点を図中に示している．

SNI コイルに対しては補助導体抵抗率 ρ_{sp} が 1.0×10^{-2} μΩ · m から 1.0×10^{4} μΩ · m の範囲で変更される．REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率 ρ_{tscn} が 10000 μΩ · cm^2 (青線)，100 μΩ · cm^2 (緑線)，1.0 μΩ · cm^2 (赤線) の場合が図中にプロットされている．それぞれ抵抗値にして 4200，42，0.42 μΩ である．どの場合も補助導体抵抗 R_{sp} の変化に対して非線形に増加する．まず ρ_{tscn}=10000 μΩ · cm^2 (R_{tscn}=4200 μΩ) の場合では一定量の上昇温度 (5.4 K) が広い領域で確認できる．R_{sp}=10 μΩ を超えた付近から上昇していき，CNI コイルと同様にコイル全体が常電導化する．広い範囲で REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が支配的である．

REBCO テープ-補助導体間接触抵抗が 2 桁小さい場合 (緑) も同様の振舞いを見せるが全体的に熱的安定性が高い．ケース C の動作点が図中に指し示されている．ケース C の動作点はテープ-補助導体間抵抗 R_{tscn} が支配的な領域で動作していたことがわかる．これまで見てきたように CNI REBCO コイルの場合であるケース A よりも上昇温度が高い．しかし，動作点が補助導体抵抗の高い領域に移動すると CNI コイルと SNI コイルの熱的安定性が逆転する．R_{sp}=18 μΩ 付近が転換点である．補助導体抵抗が大きくなることで転流動作時に消費されるエネルギの割合が変化し，多くのエネルギが補助導体で消費されるためこのような現象が発生する．同じような抵抗値を有する CNI コイルでは全ての発熱が直接温度上昇に寄与するため，熱的に不利である．次節でこれが示される．

図の赤線 (R_{tscn}=0.42 μΩ) ではこの傾向がさらに際立って現れる．前節での動作点 B を含む広い領域で CNI REBCO コイルよりも SNI REBCO コイルの方が熱的に安定である．R_{sp}=0.19 μΩ 付近から SNI REBCO コイルの方が熱的に有利になる．

ここで，現在までに達成された抵抗値を用いて議論する．表 2.3 にこれまで作製されてきたコイルの接触抵抗率および補助導体抵抗率から計算した抵抗値をまとめた．FP NI REBCO コイルと MI REBCO コイルを含む CNI REBCO コイルの接触抵抗率はおおよそ数十 μΩ · cm^2 から数 mΩ · cm^2 程度のオーダーである．一方，LNI REBCO コイルと CERC REBCO コイルを含む SNI コイルでは数 mΩ · cm^2 から数十 mΩ · cm^2 程度となり，CNI REBCO コイルの接触抵抗率よりもやや高い．CNI REBCO コイルは巻線時に圧力をかけやすく良い接触面を生み出しやすいが，SNI REBCO コイルは REBCO テープ線と補助導体間で良好な接触状態を作りにくいためであると思われる．補助導体抵抗率に関して，銅を使用する LNI REBCO コイルは低く，導電性樹脂を使用する CERC REBCO コイルは高い．これに起因して抵抗値

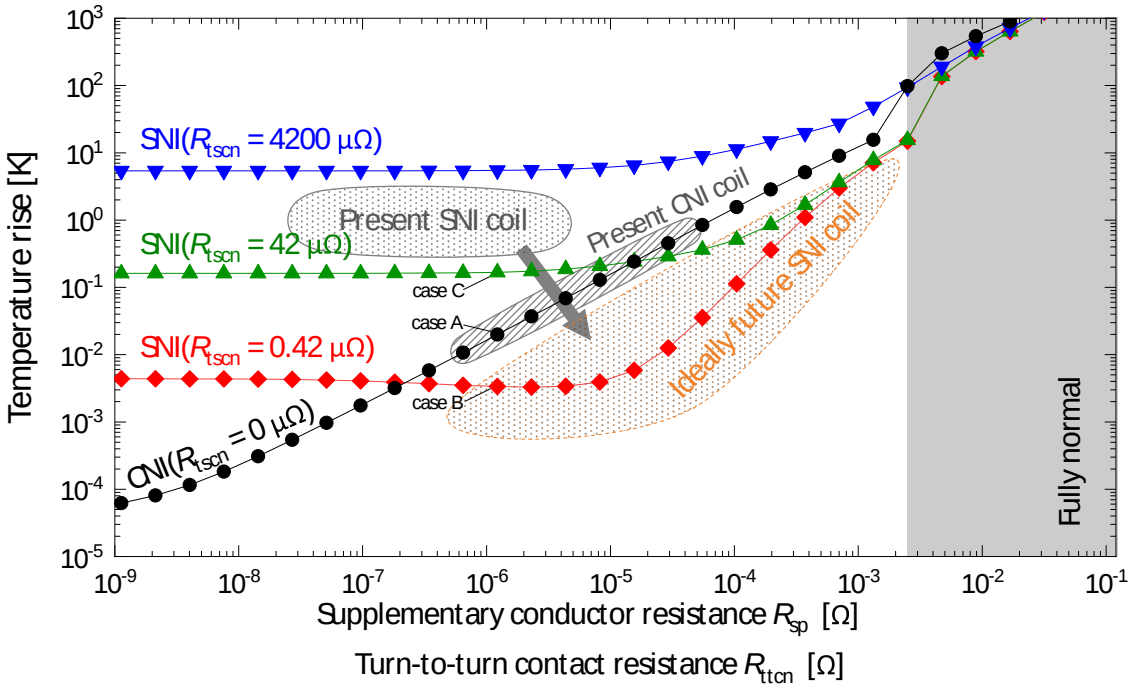

図 2.9: CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルのコイルパラメータに対する最大上昇温度

として見ても LNI REBCO コイルより CERC REBCO コイルの方が高い抵抗値を有する傾向にある．

これら抵抗値を基に，現在の CNI および SNI REBCO コイルの動作域を図 2.9 にプロットした．現状では SNI REBCO コイルの方が CNI REBCO コイルに比べて 1-2 桁ほど熱的不安定である．一方，図中オレンジの領域は CNI コイルよりも熱的に安定な領域であり，将来的にこのような領域で SNI REBCO コイルを動作させることができれば望ましい．補助導体抵抗率を高くするのは容易であるが，REBCO テープ-補助導体間抵抗率を低減する技術の開発が望まれる．

現状の熱的安定性を考えると CNI REBCO コイル，特に小さな接触抵抗率を達成できる FP NI コイルが超高磁場生成の観点から有利である．接触抵抗率を低減する半田含浸技術なども登場してきており，極めて高い熱的安定性を確保することが現在でも可能である [164]．一方，時定数も極めて長くなるため，SNI REBCO コイルのような技術を用いて高熱的安定性・低励磁遅れを達成できる巻線技術を確立することが必要である．

表 2.3: これまでに達成された接触抵抗および補助導体抵抗.

winding method		FP NI [91]	MI [132]	LNI [59]	CERC [163]
contact resistivity	[μΩ · cm^2]	70	1196	25000	280-1300
contact resistance	[μΩ]	1.1	18.8	194	118-546
suppl. cond. resistivity	[μΩ · m]	-	-	3.56	1000-15000
suppl. cond. resistance	[μΩ]	-	-	0.032	0.11-1.72

2.4　各発熱源でのエネルギー消費割合

CNI および SNI REBCO コイルがこのような上昇温度を示す理由を詳細に調査する．今，各発熱源での発熱割合 (エネルギ消費割合) を定義する．つまり，常電導転移が生じてから 2 秒間のコイル内部における総発熱量 Q_{all} に対するテープでの発熱量 Q_{tape}，ターン間接触抵抗での発熱量 Q_{ttcn}，補助導体での発熱量 Q_{sp}，REBCO テープ-補助導体間接触抵抗での発熱量 Q_{tscn} を以下のように計算する．

$$r_{\mathrm{tape}} = \frac{Q_{\mathrm{tape}}}{Q_{\mathrm{all}}} \tag{2.13}$$

$$r_{\mathrm{ttcn}} = \frac{Q_{\mathrm{ttcn}}}{Q_{\mathrm{all}}} \tag{2.14}$$

$$r_{\mathrm{sp}} = \frac{Q_{\mathrm{sp}}}{Q_{\mathrm{all}}} \tag{2.15}$$

$$r_{\mathrm{tscn}} = \frac{Q_{\mathrm{tscn}}}{Q_{\mathrm{all}}} \tag{2.16}$$

これらを同様にコイルパラメータに対してプロットすることで，発熱割合がどのように変化するかを調べる．

図 2.10 に CNI REBCO コイルの結果を示す．各発熱源 (ターン間接触抵抗) でのエネルギ消費割合と上昇温度がプロットされている．ターン間接触抵抗が低い領域では REBCO テープでの発熱量 r_{tape} とターン間接触抵抗での発熱量 r_{ttcn} がほぼ等しい．接触抵抗が増加すると電流が常電導ターンの迂回時に生じる発熱量が大きくなる．そのため中程度の接触抵抗の領域 (0.01 μΩ-100 μΩ) ではほぼ全ての消費エネルギがターン間接触抵抗で生じる．そして，これらエネルギが温度上昇に直接寄与する．ほぼ全ての発熱がターン間接触抵抗で生じるため，上昇温度が接触抵抗に対して線形に増加する．この領域より接触抵抗が高くなると接触抵抗での発熱量割合が小さくなる．ターン間接触抵抗よりも REBCO テープ線材の抵抗値が小さくなるためである．さらに接触抵抗値が高くなる (>1.6 mΩ) と，コイル全てが常電導化してしまう．

図 2.12 は SNI REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 0.42 μΩ の場合である．CNI REBCO コイルよりもパラメータが 1 つ多いため，テープ-補助導体接触面

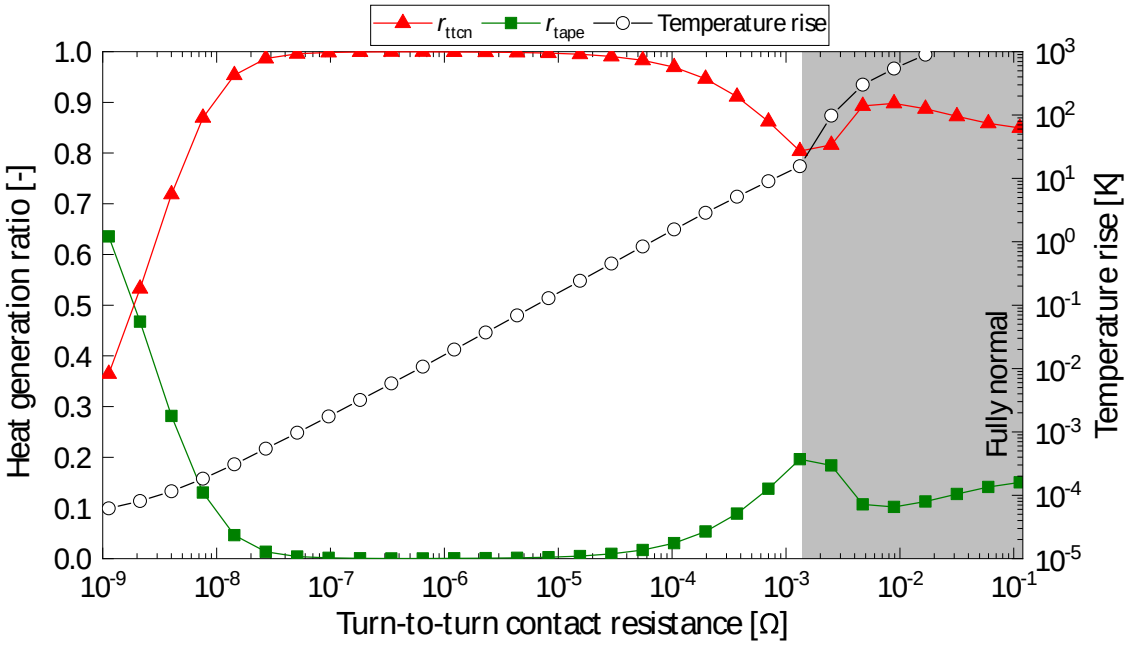

図 2.10: CNI REBCO コイルの場合における発熱割合.

での発熱割合 (青線) が追加されている．補助導体抵抗が小さい領域では r_{tscn} が支配的である．補助導体が増加するにつれて補助導体での発熱割合 r_{sp} が増加していき，0.21 μΩ から補助導体での発熱割合 r_{sp} が優勢となる．転流時に通る接触界面よりも補助導体の抵抗が大きいためである．この領域ではおおよそ接触抵抗を無視できるような抵抗値のバランスである．さらに上昇温度に着目すると，この領域は CNI REBCO コイルよりも熱的に安定である領域と一致する．REBCO テープ-補助導体間接触抵抗が補助導体に対して十分小さければ，転流時の発熱を REBCO コイルの「外」に逃すことができる．補助導体がシャント抵抗のように機能する．これが SNI REBCO コイルが熱的に CNI REBCO コイルより優れている理由である．

REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 42 μΩ である SNI REBCO コイルの解析結果が図 2.12 である．同様に補助導体抵抗が小さい領域では接触抵抗での発熱が支配的である．補助導体に流入する時に発熱が多く生じ，補助導体内部では発熱がほとんど生じない．また，図 2.11 よりもこの領域が大きい．今回のケースは REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 2 桁大きく，補助導体での発熱をより支配的にするためにはより大きな補助導体が必要であることを意味する．その一方でコイル全体の抵抗値が高いため，上昇温度も高いことをここに補足する．R_{sp} が 1.8 μΩ から 1220 μΩ では r_{sp} が支配的である．この領域は同様に CNI REBCO コイルよりも熱的安定な領域である．

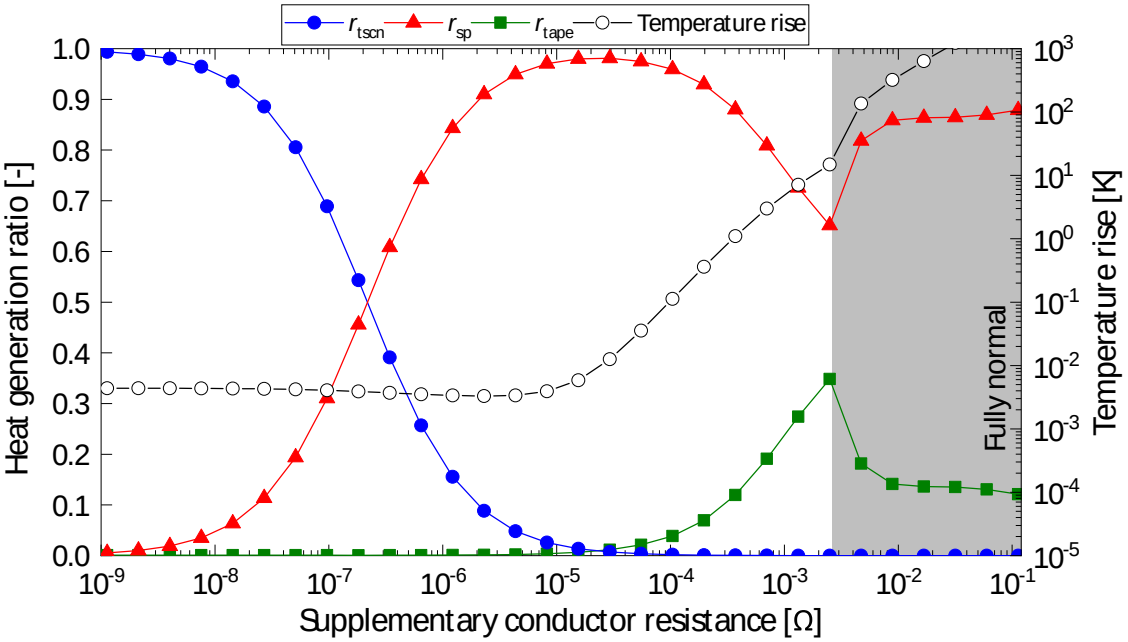

図 2.11: SNI REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 0.42 μΩ の場合における発熱割合.

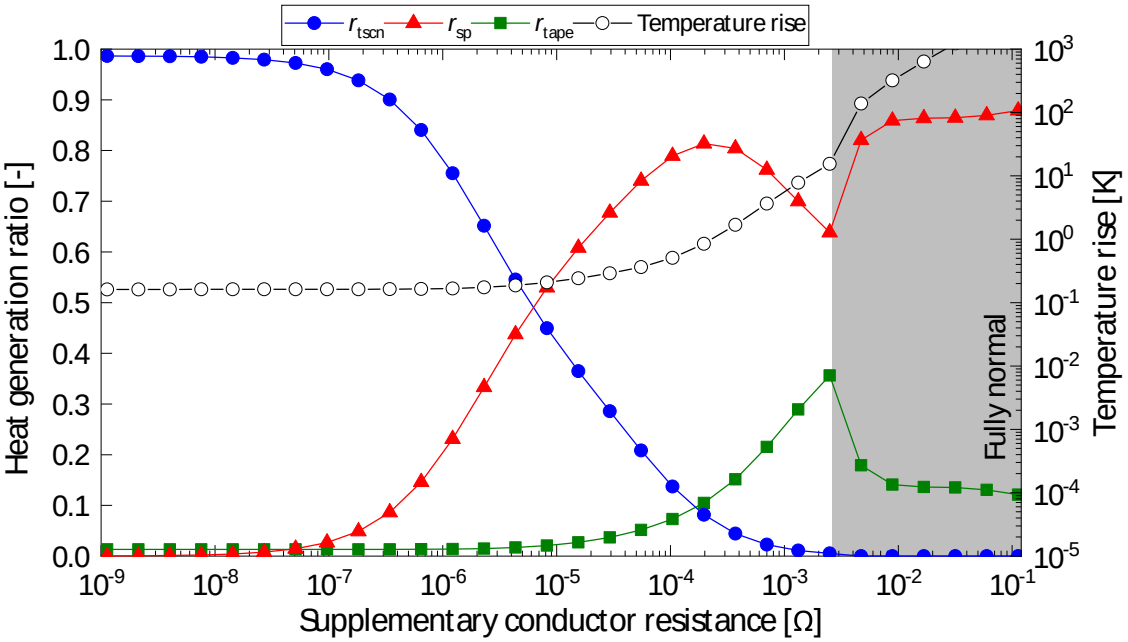

図 2.12: SNI REBCO コイルの REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} が 42 μΩ の場合における発熱割合.

2.5　励磁遅れ比較

これまで，コイルパラメータを適切に設定することで補助導体に発熱を集中させることができ，CNI REBCO コイルよりも熱的に安定なコイルを設計できることを示してきた．その一方でコイルの電気的性質，つまり時定数を調べることも超電導磁石設計に必要である．図 2.13 に CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルのコイルパラメータに対する時定数をプロットした．t=0 s で電流を遮断し，初期生成磁場の 36.8% に達した時間を時定数とした．まず CNI REBCO コイルの場合，ターン間接触抵抗の増加に対して時定数が線形に低下する．CNI REBCO コイルの時定数はコイルインダクタンスをコイル抵抗値で割ったものであるから，時定数がターン間接触抵抗に反比例する．よって，このような変化が見られる．また，CNI REBCO コイルの時定数はどの SNI REBCO コイルの場合よりも長い時定数を示す．

次に SNI REBCO コイルの R_{tscn}=0.42 μΩ の場合を確認する．同様にほとんど線形な依存性を示す．しかしその時定数は全領域において CNI REBCO コイルよりも 1,2 割程度短い．R_{tscn} が 42, 4200 μΩ の場合，補助導体抵抗の低い領域において時定数削減効果がさらに大きく現れる．補助導体抵抗 R_{sp} とターン間接触抵抗 R_{ttcn} が同じである両者コイルを比較した時に，REBCO テープ-補助導体間接触抵抗 R_{tscn} の分だけコイル抵抗が高い．そのため，コイルの蓄積エネルギーがより早く消費されるわけである．エネルギ消費の際，エネルギを補助導体でより多く消費できるような場合には，同じ時定数だとしても SNI REBCO コイルの方が CNI REBCO コイルよりも熱的に安定である．SNI REBCO コイルのパラメータを適切に設計することで，これまで二律背反の関係であった励磁遅れと熱的安定性を両立することができることがわかった．

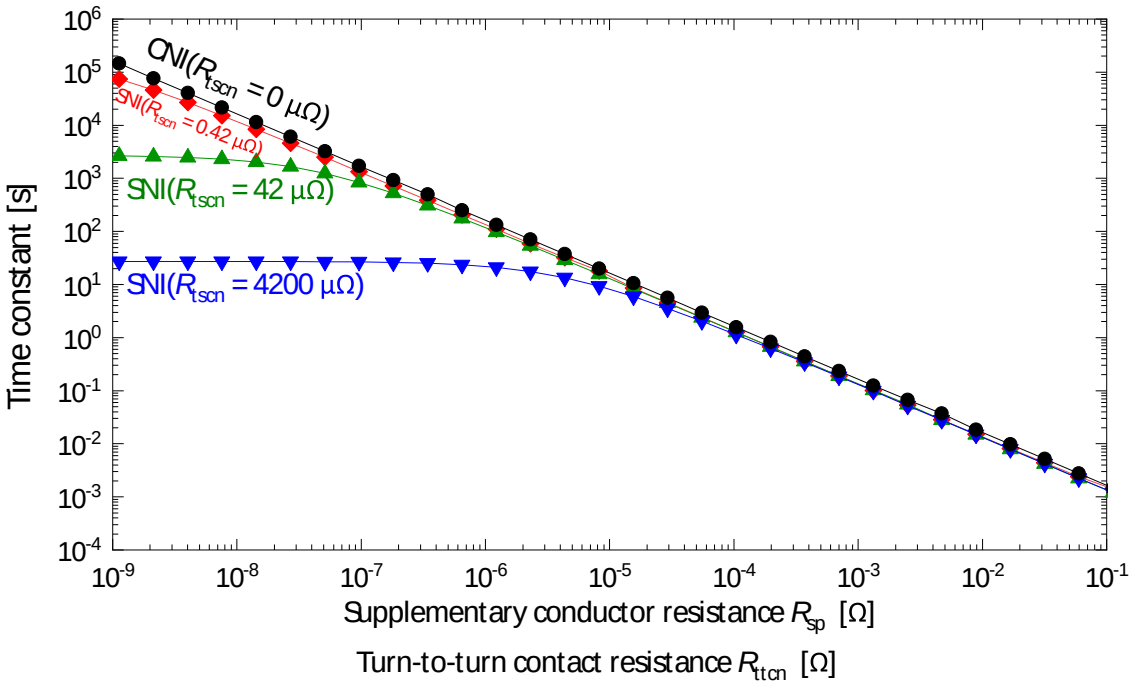

図 2.13: CNI REBCO コイルと SNI REBCO コイルのコイルパラメータに対する時定数

第 3 章

LFAC 測定の精度向上および スケールアップへの検討

前章で見てきたように，NI コイルの電気的特性や熱的特性はターン間接触抵抗によって支配される．ターン間接触抵抗を測定することが極めて重要である．運転条件やコイル作製条件，繰り返し負荷によって変化することがわかってきているが，その調査は十分ではない．これは従来測定手法の限界によるものである．従来から使用されてきた電流遮断法では，励磁されたコイルの運転電流を遮断し，コイルの中心磁場減衰時定数を測定することにより接触抵抗を測定する．つまり，接触抵抗の電流依存性を調べることができない．また，接触抵抗を時間的に追跡することが難しい．一方，これが可能である low-frequency AC (LAFC) 法が 2019 年に Noguchi らによって提案された．低周波交流をコイルに印可し，インピーダンスから接触抵抗を推定する手法である．これまでの調査として，NI REBCO SP コイルを対象にその有用性が示されてきた [165]．実験的に磁場・電流依存性を測定するものや [166], [167]，コイルに設置されたピックアップコイルによる不均一に分布した接触抵抗の調査 [135], [168] が報告されてきている．

今後，超高磁場での NI REBCO コイルの動作をより詳細に調べるためには LFAC 法が重要な手法となる．LFAC 法を超高磁場磁石に適用することを見据え，より高精度かつ頑健に運用可能であることが望ましい．そこで本章では，LFAC 法の測定精度を向上した修正 LFAC 法を提案する．これまでコイル電圧と運転電流の大きさのみから接触抵抗が推定されていたが，それら位相差を利用して推定式が定式化される．3 次元電流解析の結果から，測定精度を劣化させる原因についても考察する．さらに NI REBCO DP コイルに LFAC 法を適用した実験結果を報告する．数値解析結果とも比較を行い，接触抵抗がそれぞれのパンケーキで異なる DP コイルに適用可能であることを示す．これらの結果を電流遮断試験結果と比較して，妥当性を検証する．

3.1　LFAC 法の原理

3.1.1　SP コイルに対する理論式

LFAC 法の原理について説明を行う．図 3.1 は NI REBCO SP コイルの簡略化された等価回路である．周方向のインダクタンス L および接触抵抗 R_{cn} から成る．コイルに特性劣化部はなく完全に超電導であるとし，周方向の抵抗はないものとしている．つまり，NI REBCO SP コイルを最も簡易的なモデルで表している．このモデルは励磁試験や遮断試験を通じて十分な表現精度があることがこれまでに報告されている [109], [169], [170].

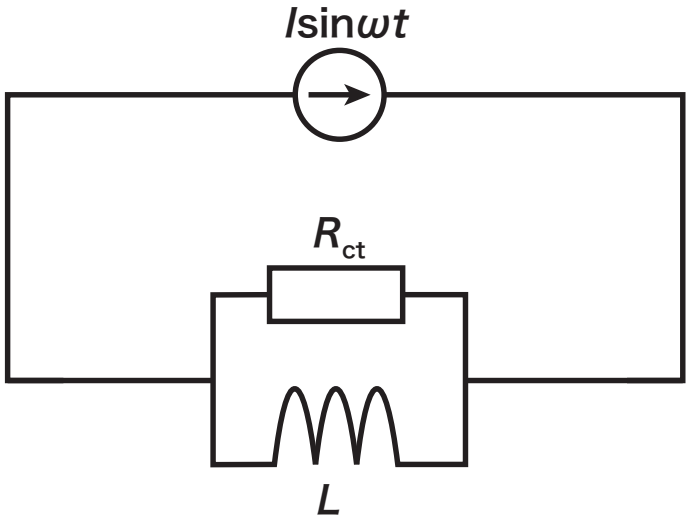

図 3.1: 簡略化された NI REBCO SP コイルの等価回路図.

LFAC 法では交流周波数を NI REBCO コイルに対して印加する．角周波数 ω の交流を印加した時のコイルインピーダンス $\dot{Z}_{\mathrm{SP}}$ は次の式で表される．

$$\dot{Z}_{\mathrm{SP}} = \frac{j\omega L R_{\mathrm{ct}}}{R_{\mathrm{ct}} + j\omega L} \tag{3.1}$$

角周波数が適切に設定されており，周方向インピーダンスが径方向抵抗より十分大きいとする．つまり，以下の不等式が成立するとする．

$$\left| \frac{R_{\mathrm{ct}}}{j\omega L} \right| \ll 1 \tag{3.2}$$

上記条件のもと，(3.1) は

$$\dot{Z}_{\mathrm{SP}} \approx R_{\mathrm{ct}} = \frac{V_{\mathrm{p}}}{I_{\mathrm{p}}} \tag{3.3}$$

となる．ただし，V_{p} と I_{p} はそれぞれ電圧と電流の振幅である．以上より，LFAC 法は適切な周波数を選ぶことにより，印加した電流とコイル電圧から簡単に接触抵抗を求めることができ

る手法である．印加する周波数は (3.2) より，十分に大きくなければならない．また，印可周波数が高いほど，交流周期が短くなるため測定時間が短くなり，追従性よく接触抵抗を測定・追跡することができる．しかし実際，周波数を高くすると電極間でショートするように電流が流れる．転流面積が実質的に小さくなることを意味する．よって，高周波数帯域では接触抵抗が過大推定されるため，適切な周波数の選択が重要である．

3.1.2　位相差を考慮した計算式

前節の簡単な計算手法でも接触抵抗を測定できることが報告されてきた．本節では電流と電圧の位相差を利用して推定精度を向上することを試みる．今，電圧と電流の間の位相差を θ と置く．インピーダンスはフェーザ表記で

$$\dot{Z}_{\mathrm{SP}} = Z_{\mathrm{p}} e^{j\theta} \tag{3.4}$$

ただし，$Z_{\mathrm{p}} = V_{\mathrm{p}}/I_{\mathrm{p}}$ とした．一方，(3.1) を次のように変形する．

$$\dot{Z}_{\mathrm{SP}} = \frac{\omega^2 L^2 R_{\mathrm{ct}} + j\omega L R_{\mathrm{ct}}^2}{\omega^2 L^2 + R_{\mathrm{ct}}^2} \tag{3.5}$$

(3.4) と (3.5) が等しいことから，接触抵抗とインダクタンスが次のように求まる．

$$R_{\mathrm{ct}} = \frac{Z_{\mathrm{p}}}{\cos\theta} \tag{3.6}$$

$$L = \frac{Z_{\mathrm{p}}}{\omega \sin\theta} \tag{3.7}$$

3.1.3　DP コイルに対する理論式

最後に，LFAC 法を DP に適用した場合を考える．NI REBCO DP コイルの等価回路を図 3.2 に示す．NI REBCO SP コイルが直列接続されており，運転電流 $\dot{I}_{\mathrm{op}}$ が印加されている．上パンケーキと下パンケーキの接触抵抗がそれぞれ $R_{\mathrm{cn,upper}}$ および $R_{\mathrm{cn,lower}}$ である．それぞれのパンケーキコイルの自己インダクタンスは L とし，上下パンケーキコイルが相互インダクタンス $M = \alpha L$ で結合されている．ここで，α は 0 から 1 の実数である．

今，誘導の影響を考慮したインピーダンスを求める．上下パンケーキの周方向電流をそれぞれ $\dot{I}_{\mathrm{upper}}$，$\dot{I}_{\mathrm{lower}}$ とすると，コイルの電流支配方程式は以下の通りである．

$$j\omega L\dot{I}_{\mathrm{upper}} + j\alpha\omega L\dot{I}_{\mathrm{lower}} - R_{\mathrm{cn,upper}}\left(\dot{I}_{\mathrm{op}} - \dot{I}_{\mathrm{upper}}\right) = 0 \tag{3.8}$$

$$j\alpha\omega L\dot{I}_{\mathrm{upper}} + j\omega L\dot{I}_{\mathrm{lower}} - R_{\mathrm{cn,lower}}\left(\dot{I}_{\mathrm{op}} - \dot{I}_{\mathrm{lower}}\right) = 0 \tag{3.9}$$

これを電流について解き，それぞれのコイルのインピーダンス $\dot{Z}_{\mathrm{upper}}$ および $\dot{Z}_{\mathrm{lower}}$ を得る．

$$\dot{Z}_{\mathrm{upper}} = R_{\mathrm{cn,upper}}\left(\dot{I}_{\mathrm{op}} - \dot{I}_{\mathrm{upper}}\right) \tag{3.10}$$

$$\dot{Z}_{\mathrm{lower}} = R_{\mathrm{cn,lower}}\left(\dot{I}_{\mathrm{op}} - \dot{I}_{\mathrm{lower}}\right) \tag{3.11}$$

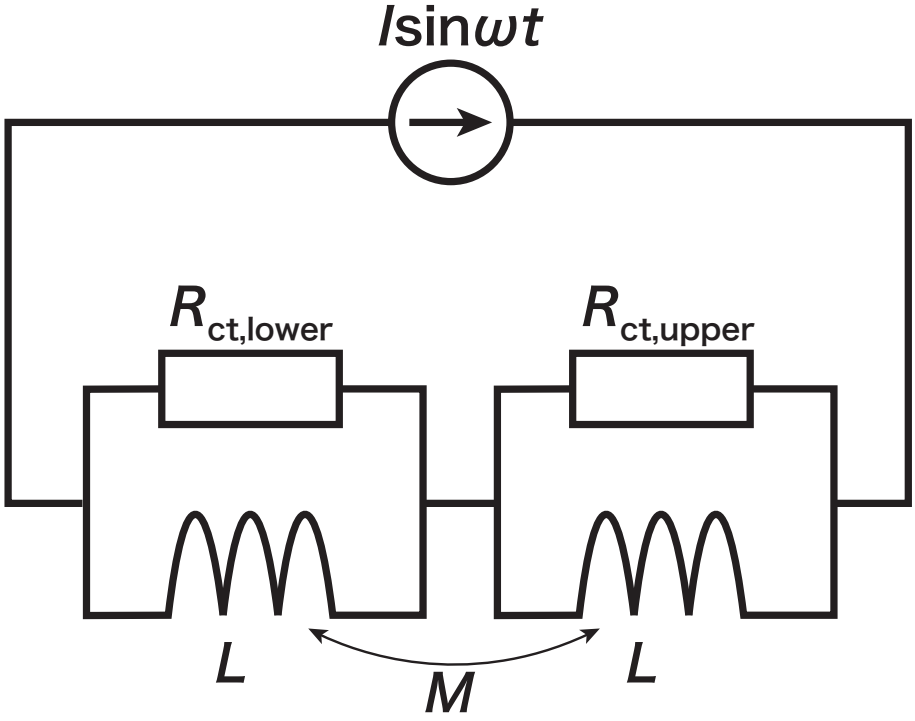

図 3.2: 簡略化された NI REBCO DP コイルの等価回路図.

実際に計算すると，以下の表式を得る.

$$\dot{Z}_{\mathrm{cn,upper}} = \frac{\omega^2 L^2 R_{\mathrm{cn,upper}}}{\lambda}\left((1+\alpha)R_{\mathrm{cn,lower}}(R_{\mathrm{cn,lower}}+\alpha R_{\mathrm{cn,upper}}) + \left(1-\alpha^2\right)^2\omega^2L^2\right) + j\frac{(1+\alpha)\omega L R_{\mathrm{cn,upper}}}{\lambda}\left(R_{\mathrm{cn,upper}}R_{\mathrm{cn,lower}}^2 + (1-\alpha)\omega^2L^2R_{\mathrm{cn,upper}} - \alpha(1-\alpha)\omega^2L^2R_{\mathrm{cn,lower}}\right) \tag{3.12}$$

$$\dot{Z}_{\mathrm{cn,lower}} = \frac{\omega^2 L^2 R_{\mathrm{cn,lower}}}{\lambda}\left((1+\alpha)R_{\mathrm{cn,upper}}(R_{\mathrm{cn,upper}}+\alpha R_{\mathrm{cn,lower}})\left(1-\alpha^2\right)^2\omega^2L^2\right) + j\frac{(1+\alpha)\omega L R_{\mathrm{cn,lower}}}{\lambda}\left(R_{\mathrm{cn,lower}}R_{\mathrm{cn,upper}}^2 + (1-\alpha)\omega^2L^2R_{\mathrm{cn,lower}} - \alpha(1-\alpha)\omega^2L^2R_{\mathrm{cn,upper}}\right) \tag{3.13}$$

$$\lambda = \left(R_{\mathrm{cn,upper}}R_{\mathrm{cn,lower}} - (1-\alpha^2)\omega^2L^2\right)^2 + \omega^2L^2\left(R_{\mathrm{cn,upper}}+R_{\mathrm{cn,lower}}\right)^2 \tag{3.14}$$

SP コイルにおける LFAC 法と同様に下記の条件

$$\omega L \gg R_{\mathrm{cn,upper}} \quad \text{and} \quad \omega L \gg R_{\mathrm{cn,lower}} \tag{3.15}$$

を用いるとそれぞれのインピーダンスが接触抵抗と一致する.

$$\dot{Z}_{\mathrm{cn,upper}} \approx R_{\mathrm{cn,upper}} = \left|\frac{\dot{V}_{\mathrm{upper}}}{\dot{I}_{\mathrm{op}}}\right| \tag{3.16}$$

$$\dot{Z}_{\mathrm{cn,lower}} \approx R_{\mathrm{cn,lower}} = \left| \frac{\dot{V}_{\mathrm{lower}}}{\dot{I}_{\mathrm{op}}} \right| \tag{3.17}$$

ただし，$\dot{V}_{\mathrm{upper}}$ および $\dot{V}_{\mathrm{lower}}$ はそれぞれ上下パンケーキコイルの電圧である．したがって，DP コイルの場合でも適切な周波数交流を印加することでそれぞれのパンケーキの接触抵抗を個別に測定することが可能である．

3.2　コイルモデリング

3.2.1　$R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデル

コイルの詳細なシミュレーションに PEEC 法を用いる [171]．動径方向と半径方向にわたって小要素に分割された NI REBCO コイルの PEEC モデルを図 3.3 に示す．図左に全体の回路，図右の赤枠内には小要素回路が示されている．小要素は周方向要素および径方向要素から成る．周方向要素として周方向インダクタンス L_i と銅基盤抵抗 $R_{\mathrm{mt},i}$，REBCO 層抵抗 $R_{\mathrm{re},i}$ から構成される．ターン間に流れる電流 (径方向電流) は径方向抵抗 ($R_{\mathrm{ct},i}$) により表現される．回路素子の計算は前章のものと類似する．

今，周方向電流を I_{L} とし，径方向電流を I_{r} と置く．ただし，周方向電流の向きは図中で時計回り，径方向電流はコイル中心から外側に向かう方向と定義する．コイルの周方向分割数とコイルのターン数はそれぞれ d，n である．外周から数えて i 番目の小要素について電流の支配方程式は以下の通りとなる．

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{L},i} I_{\mathrm{L},i} - R_{\mathrm{L},i+d} I_{\mathrm{L},i+d} + \sum_{j=0}^{nd-1} L_{i,j} \frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{L},i}}{\mathrm{d}t} - \sum_{j=0}^{nd-1} L_{i+d,j} \frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{L},i+d}}{\mathrm{d}t} \\ + R_{\mathrm{ct},i} I_{\mathrm{ct},i} - R_{\mathrm{ct},i+1} I_{\mathrm{ct},i+1} = 0 \qquad (0 \le i \le d(n-1)) \end{aligned} \tag{3.18}$$

$$I_{\mathrm{op}} + I_{\mathrm{ct},i} = I_{\mathrm{L},i} \qquad (i = 0) \tag{3.19}$$

$$I_{\mathrm{L},i-1} + I_{\mathrm{ct},i} = I_{\mathrm{L},i} \qquad (1 \le i < d) \tag{3.20}$$

$$I_{\mathrm{L},i-1} + I_{\mathrm{ct},i} = I_{\mathrm{L},i} + I_{\mathrm{ct},i-d} \qquad (d \le i < d(n-1)+1) \tag{3.21}$$

$$I_{\mathrm{L},i-1} = I_{\mathrm{L},i} + I_{\mathrm{ct},i-d} \qquad (d(n-1)+1 \le i < dn) \tag{3.22}$$

$$I_{\mathrm{L},i-1} = I_{\mathrm{ct},i-d} + I_{\mathrm{op}} \qquad (i = dn) \tag{3.23}$$

ただし，R_{L} は REBCO 層抵抗と銅基盤抵抗の合成抵抗である．上記の支配方程式を周方向電流と径方向電流について解くことで電流分布を得る．

3.2.2　3 次元 PEEC モデル

前説の 2 次元 PEEC モデルは REBCO テープ線幅方向を無視したモデルであった．テープ幅方向の偏流が表現されない．3 次元 PEEC モデルは遮蔽電流を比較的高速に計算できるモデルとして開発された [129]．有限要素法などに比べて比較的簡便に作成できることが利点の一

つである．また，電流現象をより詳細に知ることができる．大規模コイルでは要素数の増加により計算時間が増大することや悪い計算収束性など問題点はいくつか存在するが，詳細な電流解析を行いたい場合に使用することができる．また，熱解析や応力解析との連成も可能である[130]．

3 次元モデルを図 3.4 に示す．周方向と径方向，さらにテープ幅方向に分割して複数の小要素を形成する．i 番目小要素の周方向と幅方向要素は前節と同じくインダクタンス L_i と銅基盤抵抗 $R_{\mathrm{mt},i}$，REBCO 層抵抗 $R_{\mathrm{re},i}$ である．ここで添え字の l および t はそれぞれ周方向および幅方向を意味する．径方向要素は接触抵抗 R_{cn} のみである．同様に，各時刻で回路方程式を電流について解くことで電流分布が求まる．

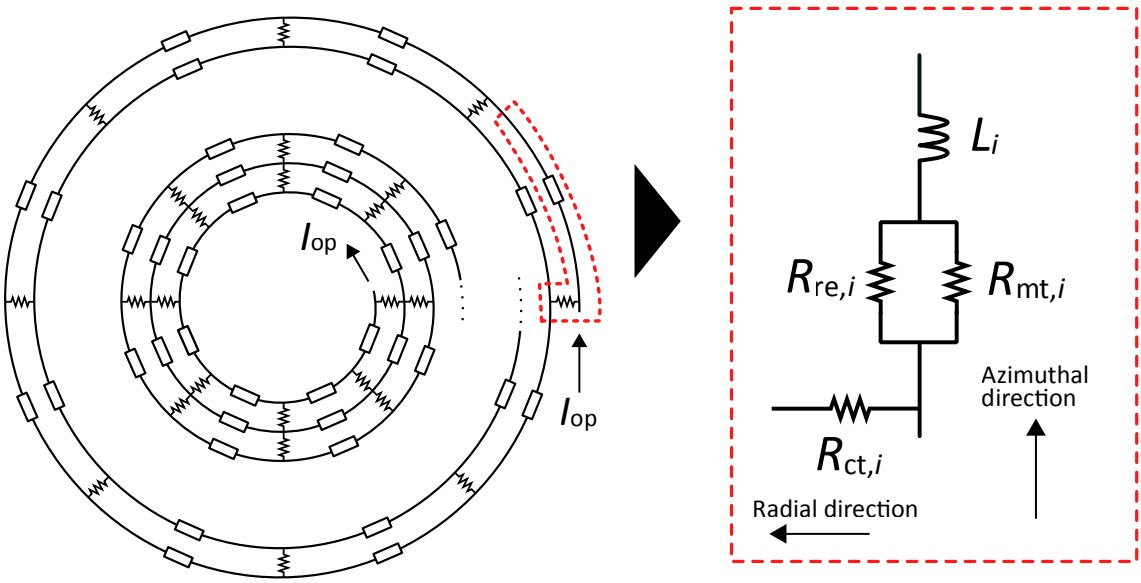

図 3.3: 2 次元 ($R-\theta$ 平面) 上での PEEC モデル．

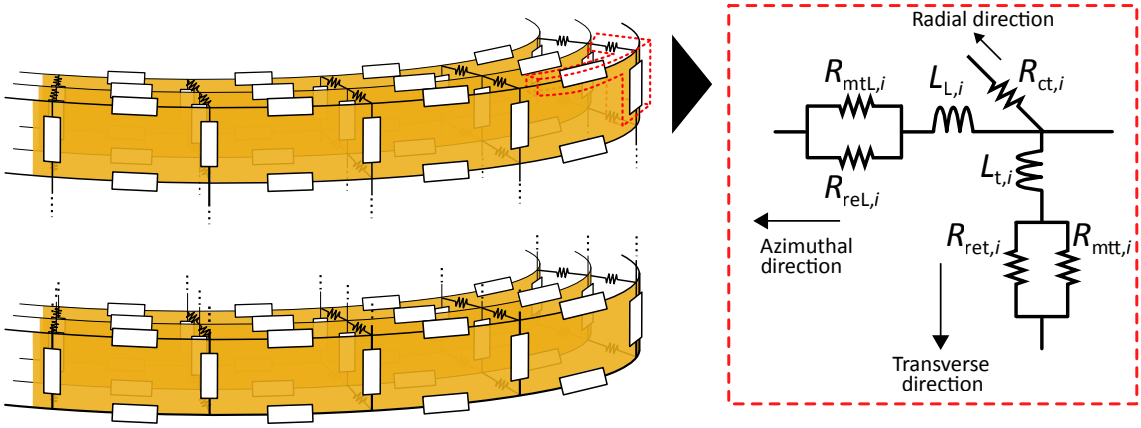

図 3.4: 3 次元 PEEC モデル．

3.3　LFAC 法の精度向上とその検討

3.3.1　修正 LFAC 法による高精度推定

表 3.1 に示される諸元のコイルに LFAC 法を適用する．コイル内径は 60 mm，ターン数が 10 であり，インダクタンスは計算値で 12.7 µH である．77 K で運転して振幅が 10 A，周波数が 10 hZ の正弦波がコイルに印加される．したがって，理論的に接触抵抗が 798 µΩ 以下であれば (3.2) が満たされる．

表 3.1: 修正 LFAC 法を適用する NI REBCO SP コイルの諸元および動作条件.

Parameters	Values
REBCO tape width [mm]	4.0
REBCO tape thickness [µm]	144
Inner diameter [mm]	60
Outer diameter [mm]	62.9
Number of turns	10
Coil inductance [µH]	12.7
Operating temperature [K]	77
Amplitude of operating current [A]	10
Frequency of operating current [Hz]	10

実測結果を図 3.5(a) に示す．電圧の振幅は 1.43 mV である．電流を基準とした NI REBCO コイル電圧の位相が少し進んでいることも確認できる．10.8 度の位相ずれである．従来通り LFAC 法の計算式 (3.3) を適用すると，接触抵抗として 143 µΩ を得る．従来の LFAC 法の式では位相差が十分に無いことを仮定しているため，ここで得られた接触抵抗は本来の接触抵抗より低く見積もられていると考えられる．そこで修正 LFAC 法 (3.6) を適用すると 145 µΩ が得られる．予想通り，従来の LFAC 法で求めた接触抵抗よりも高い値が算出される．また，3 次元 PEEC モデルを用いて接触抵抗率を同定する．実測値と波形を一致させることにより接触抵抗率が同定される．結果を図 3.5(b) に示す．波形が完全に一致しており，実験をよく再現できている．シミュレーションに使用した接触抵抗率，つまりシミュレーションにより同定された接触抵抗率は 102 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ である．

上記例では位相差が十分に小さいため，修正 LFAC 法で補正する必要性は低い．さらに位相差が大きくなる低周波での有効性も調査する．図 3.6 はシミュレーションによって計算された周波数に対するインピーダンスの大きさ Z_p (黒線)，修正された接触抵抗 $R_\mathrm{cn,cor}$ (赤線) とイ

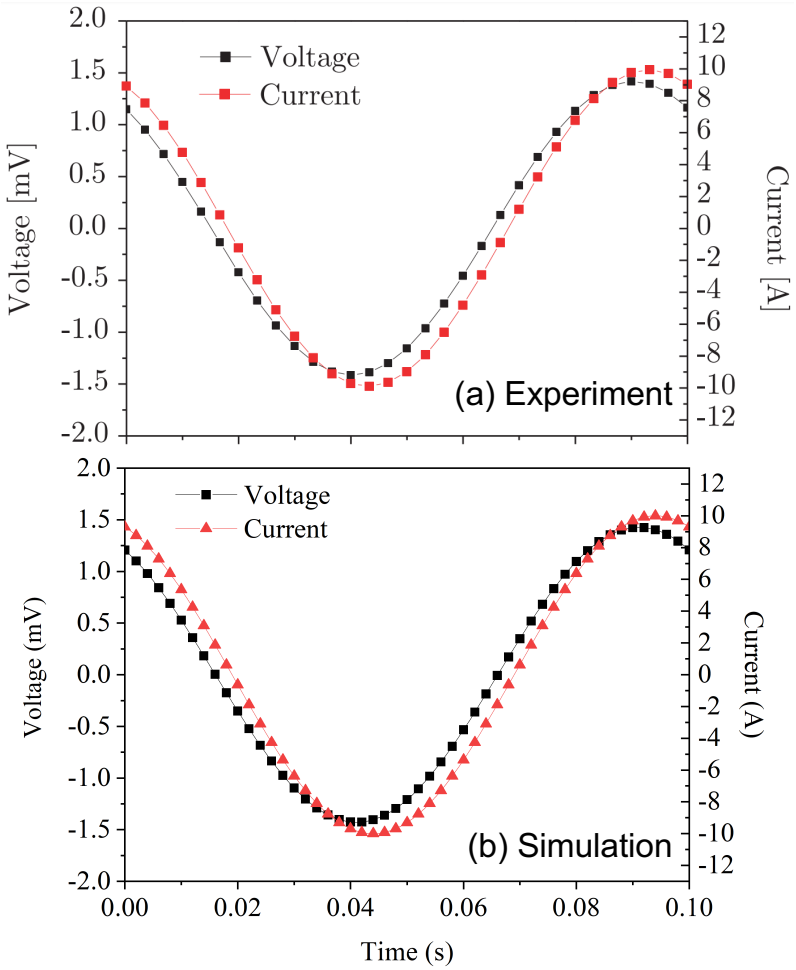

図 3.5: NI REBCO SP コイルに LFAC 法を適用した場合の電圧および電流：(a) 実測結果と (b) シミュレーション結果．シミュレーションでは実測結果と一致するように接触抵抗率 102 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ が使用された．

ンダクタンス L_{cor} (青線)，そして電流と電圧の位相差 θ (黒点線) である．この時，接触抵抗は前節で同定された 102 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ を使用した．インピーダンスの大きさ Z_{p} は従来の LFAC 法によって求まる接触抵抗と対応する．従来手法では適切な周波数帯域 (10 Hz - 100 Hz) において 145 $\mu\Omega$ 程度の接触抵抗が推定される．従来 LFAC 法でも適切な周波数を適用することで接触抵抗率を推定できることがわかる．低周波ではインピーダンスの大きさが非常に小さくなる．ほぼ全ての電流が周方向に流れるためである．低周波で位相差が大きいことからもこれがわかる．特に 0.1 Hz ではほぼ全ての電流が周方向に流れてしまい，位相差が 87 度，インピーダンスの大きさが 7.7 $\mu\Omega$ と接触抵抗が過小評価される．

一方，修正 LFAC 法を用いると全領域にわたって接触抵抗を精度よく推定できる．0.1 Hz から 100 Hz においておおよそ 145 $\mu\Omega$ と推定され，精度が向上している．換言すると，適切な周波数の範囲が拡大され，手法としての頑健性が増した．周波数を適切に選ぶ必要がなく，比

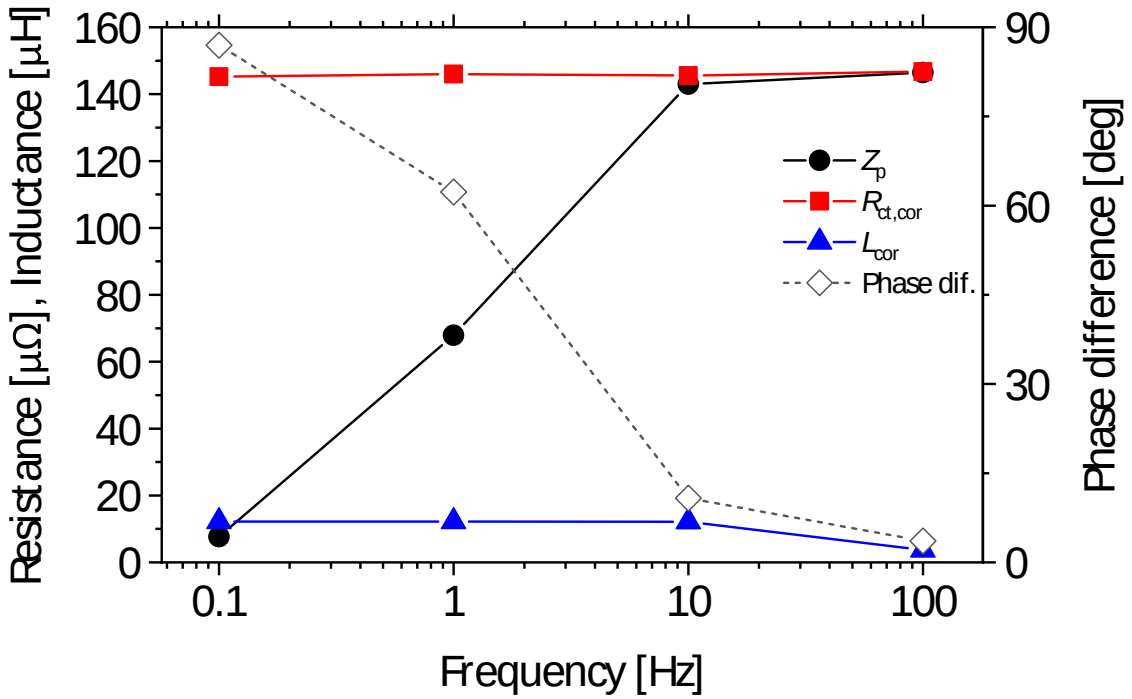

図 3.6: 周波数に対するインピーダンスの大きさ，修正 LFAC による接触抵抗とインダクタンス，電圧と電流の位相差.

較的低周波の交流を印加することで NI REBCO コイルの接触抵抗を同定することができる．コイルインダクタンスも精度良く測定することが可能であり，修正 LFAC 法によりインダクタンスが 12.2 μΩ と求まる．数値計算結果の 12.7 μΩ とよく一致する．ここで，周波数を上げすぎると電極間でショートするように電流が流れることを述べておく．インダクタンスが小さく，接触抵抗が大きく評価されてしまう．この傾向は 100 Hz で少し現れ始めている．したがって，修正 LFAC 法でも比較的低周波交流を使用しなければならないことに留意する．

続いて，得られた接触抵抗値が妥当であるか電流遮断法と比較し検討を行う．電流遮断をシミュレーションによって解析した結果を図 3.7 に示す．接触抵抗は前節と同じ 102 μΩ · cm^2 を使用した．中心磁場が指数関数的に減衰していることがわかる．この時，中心磁場の減衰時定数は 85 ms である．インダクタンスを時定数で割ることにより接触抵抗を計算すると 149 μΩ を得る．修正 LFAC 法によって得られた 145 μΩ とよく一致することから得られた接触抵抗は妥当である．一方，詳細な電流現象解析を次節で行い，現象論的にこれら接触抵抗の推定が正しく行われているか検討を行う．

3.3.2　無絶縁構造に由来する低精度推定

NI REBCO コイルは特定の現象下においてインダクタンスと接触抵抗でモデル化することができ，実験値と非常によく一致することが報告されてきた．LFAC 法と電流遮断法はこのモ

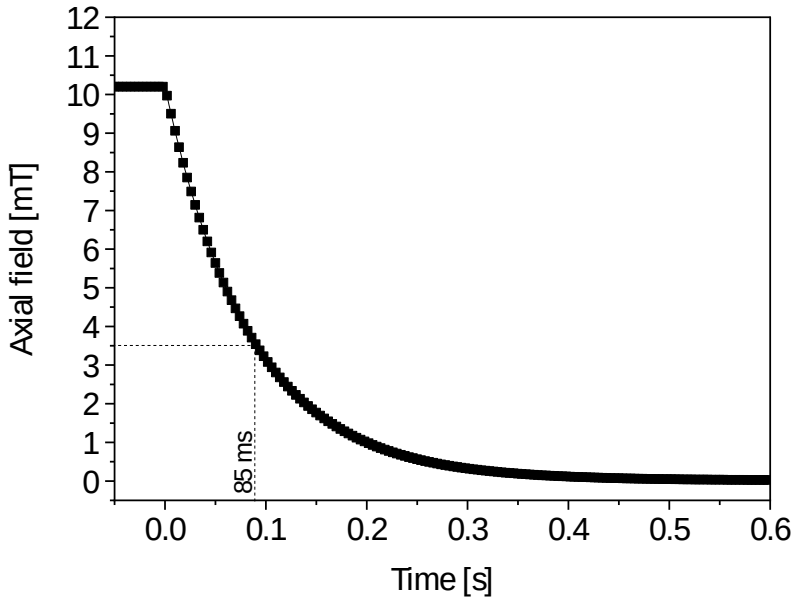

図 3.7: 電流遮断法を NI REBCO SP コイルに適用した際の中心磁場減衰．時定数は 85 ms である．

デルを使用して接触抵抗を推定する．しかしながら，NI REBCO コイルの実際の現象はより複雑であり，巻線構造に由来した測定精度劣化が起こりうる．実際，前章ではシミュレーションにより接触抵抗率が 102 μΩ であると推定した．一方，(1.6) により実験値の 145 μΩ を接触抵抗率に変換すると 124 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ を得る．シミュレーションと理論式で結果に乖離が生じている．本節では電流分布を解析して接触抵抗率が異なる理由の検討を行う．

LFAC 法適用時の周方向電流分布を図 3.8 に示す．電極はコイル右側に位置している．運転電流が正に最大の場合 [図 3.8(a)] を見ると周方向電流が不均一に流れていることがわかる．特に REBCO テープ線の幅方向に対して不均一である．コイル上下面に近い箇所で大電流が流れ，コイル中心面では小さい電流が流れる．また，最内・最外ターンの電極に近い箇所でもっとも電流が大きい．巻線長さで考えて電極から離れるほど径方向への迂回電流の総量が大きくなるため周方向電流が小さくなる．運転電流が負に最大の場合も同じ現象が起きている．運転電流が 0 A の場合 [図 3.8(b)]，径方向の分布は比較的一様であるが，コイル軸方向には不均一に分布する．コイル上下面に電流が集中する．このように NI REBCO SP コイルに交流電流を印加した場合，周方向電流が不均一に流れる．特に最内・最外ターンでこれが顕著である．

図 3.9 は図 3.8 中の断面 A における周方向電流分布である．運転電流がピークの時，電極に近い最内ターンの電流が大きいことが明確に示されている．また最内ターン内でもコイル上下面に近い箇所に電流が集中する．このような現象が最外ターンでも生じている．運転電流が 0 A である場合の図 3.9(b) ではコイル上下面に偏流している様子が確認できる．つまり，1 周期を通じてコイル内部に流れる電流はわずかである．

また，図 3.10 は図 3.8 中の断面 B における径方向電流分布である．(a) は運転電流が最大で

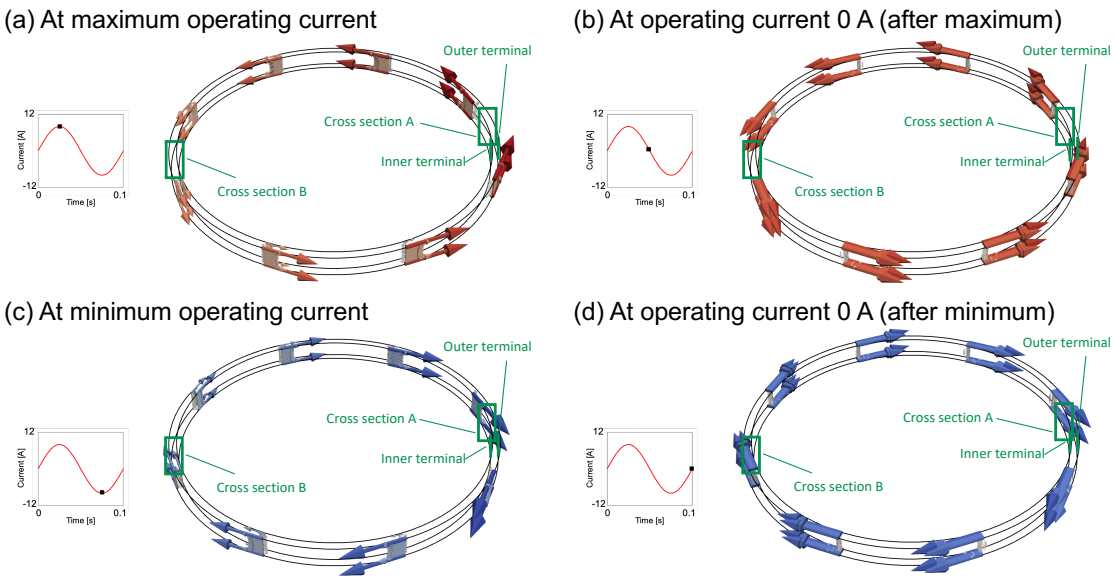

図 3.8: NI REBCO SP コイルに交流を印加した時の 3 次元周方向電流分布：運転電流の位相が (a)90 度，(b)180 度，(c)270 度，(d)360 度.

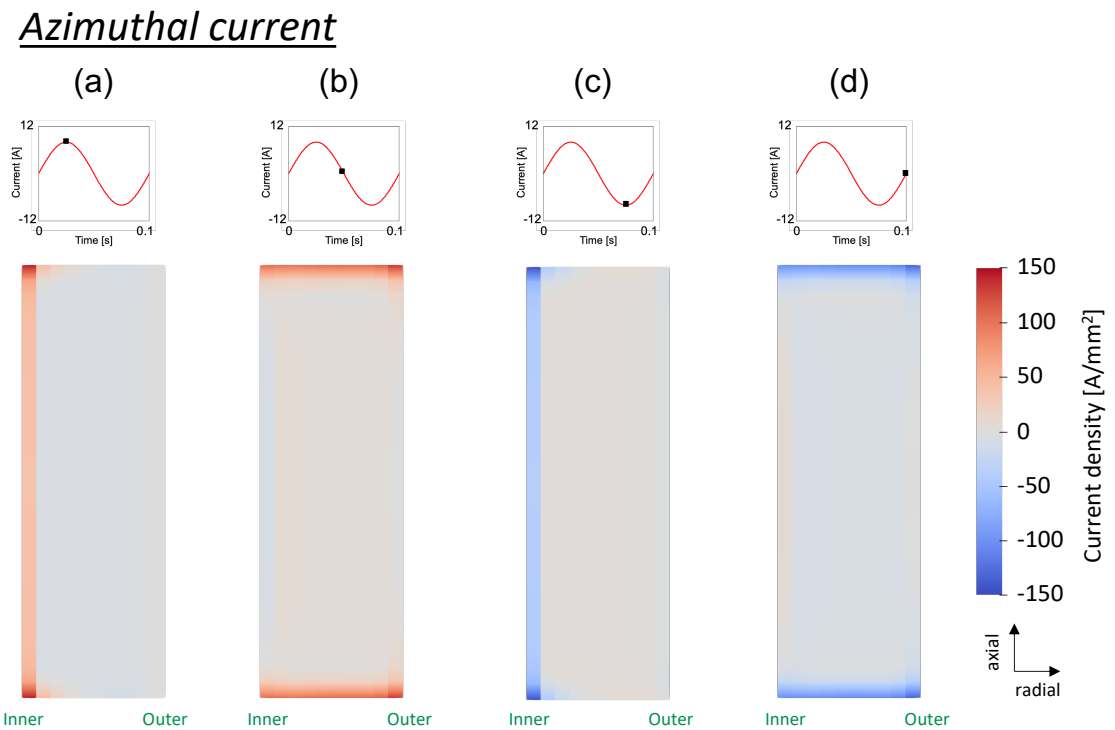

図 3.9: 図 3.8 断面 A における周方向電流分布：運転電流の位相が (a)90 度，(b)180 度，(c)270 度，(d)360 度.

ある場合の径方向電流である．最内・最外ターンのターン間接触面では 25 A/mm2 の電流が幅方向に均一に転流する．それら以外のターン間接触面では 14 A/mm^2 である．周方向電流と同様に最内・最外ターンとそれら以外で電流分布が異なる．これが測定精度を劣化させる原因の 1 つであると考えられる．

今回は 10 ターン巻きコイルを対象に解析を行った．総ターン数が少なく最内・最外ターンの影響が比較的大きい．したがって，実験値を (1.6) によって変換して得られた接触抵抗率とシミュレーションによって同定された接触抵抗率が大きく異なっていると考察される．精度よく接触抵抗率を求める必要がある場合はシミュレーションによって同定する必要がある．

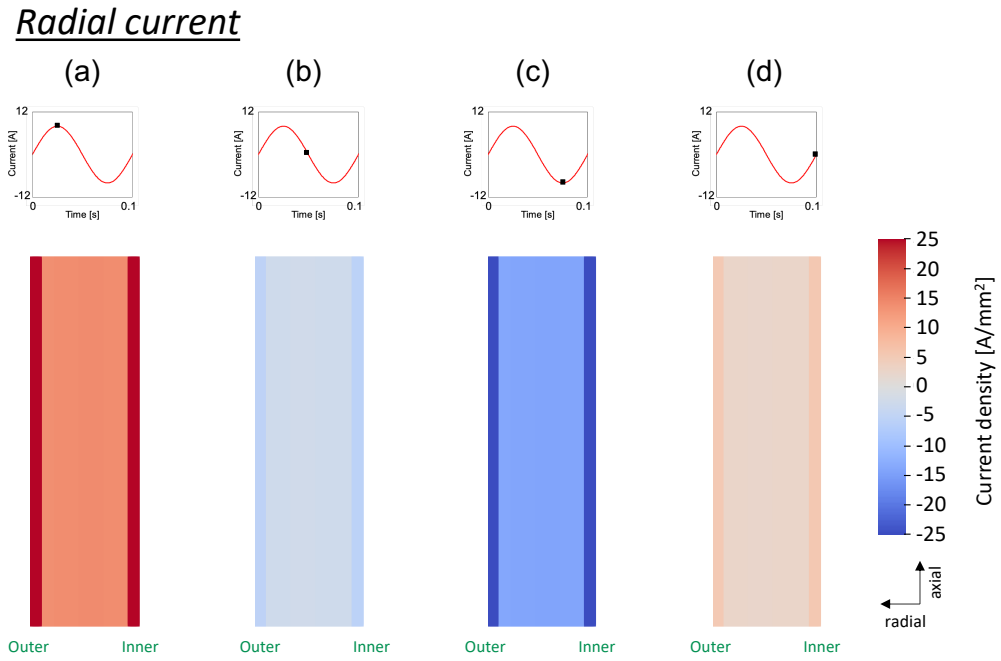

図 3.10: 図 3.8 断面 B における径方向電流分布：運転電流の位相が (a)90 度，(b)180 度，(c)270 度，(d)360 度．

3.3.3　接触抵抗と接触抵抗率の関係

精度に影響する要素として理論式 (1.6) が正しい電流現象を反映できていないことを考える．REBCO コイルはスパイラル構造のコイルであり，前節で示したような電流分布を示す．最内・最外ターンとそれ以外では異なる位相で周方向電流が流れる．径方向電流分布も全てのターン間接触面で一様ではない．一方，(1.6) の導出では径方向電流は同心円状に重なったテープ間接触面を通ると仮定している．よって各接触面の抵抗値の総和が接触抵抗であるとするものである．最内・最外ターンがそれら以外のターンと異なる位相の電流現象を示すため，コイルの巻き数が少ない時の推定精度は悪い．今後の研究として接触抵抗と接触抵抗率の変換式 (1.6) の精度向上が期待される．

3.4　LFAC 法の大規模コイル適用に向けた調査

LFAC をより大規模な NI REBCO コイルに適用することを見据え，本節では NI REBCO DP コイルに適用した結果を述べる．LFAC 法を DP コイルに適用し，実験と解析解，シミュレーション結果と比較を行う．また，遮断法との比較も行う．

図 3.11 は DP 適用実験に使用した装置の概略図である．基本構成として NI REBCO DP コイルがバイポーラ電源に接続されている．バイポーラ電源はファンクションジェネレータの信号により制御され，同じ信号が位相検出用信号としてロックインアンプに送られる．ロックインアンプには Rogowski コイルと NI REBCO DP コイルの電圧が入力される．これにより NI REBCO DP コイルに印加される電流と電圧およびそれら位相差が測定される．NI REBCO DP コイルは液体窒素で浸漬冷却される．

表 3.2 に今回使用した NI REBCO DP コイルの諸元を示す．DP コイルの内・外径はそれぞれ 100 mm，120 mm である．コイルの巻き数は上下パンケーキコイルそれぞれ 60 ターンである．巻き数が十分に多いため，前章で見たような低巻き数による測定精度劣化による影響は十分に無視できるほど小さい．それぞれのパンケーキコイルは巻線張力 1 kgf で巻かれるはずであった．しかし，コイルのハンドリング中に上パンケーキコイルの巻線が若干緩んでしまった．よって正確な巻線張力はわからないが上パンケーキコイルの接触抵抗は下パンケーキコイルに比べて低いと推測される．図 3.12 は NI REBCO DP コイルの写真および構成の概略図である．それぞれのパンケーキコイルがクロスオーバーターンを通じて直列接続されている．電

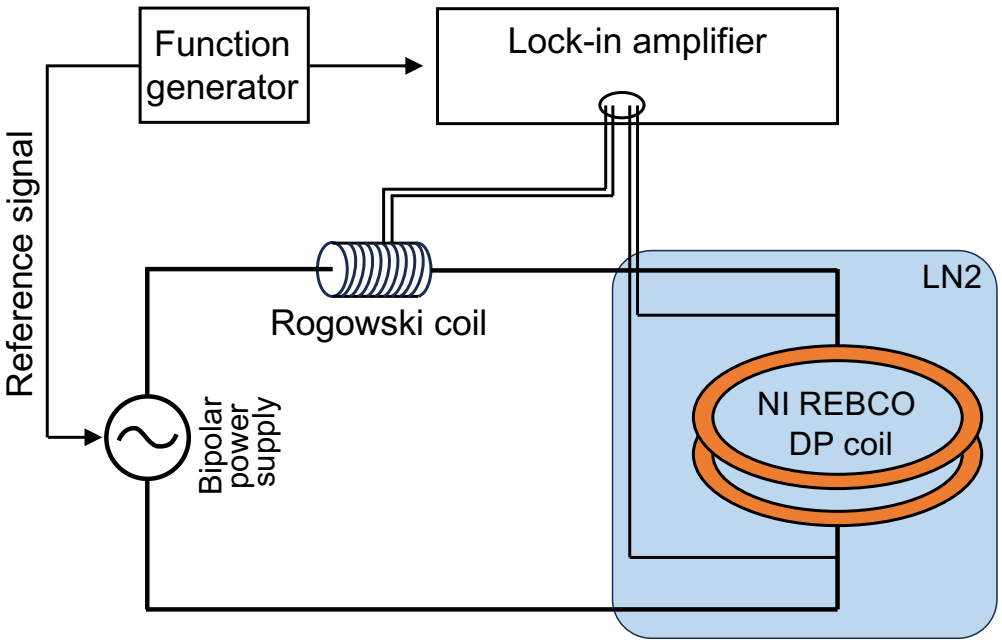

図 3.11: LFAC 法の DP 適用実験の概略図.

圧タップは電極とクロスオーバーターン付近に計 4 つ接続されており，それぞれのパンケーキコイルの電圧が測定される．

作製したコイルの健全性確認として臨界電流を測定した．結果を図 3.13 に示す．上下パンケーキそれぞれの臨界電流は 65.5 A と 65.3 A，n 値は 17 と 19 である．コイルは劣化しておらず健全である．

表 3.2: LFAC 法の DP 適用実験に使用した NI REBCO DP コイルの諸元

Parameters	Values
REBCO tape width [mm]	4.0
REBCO tape thickness [mm]	0.1
Manufacture	Shanghai Superconductor
I.D,: O.D.; Height [mm]	100, 120, 9.0
Number of turns	60
Winding force (upper and lower pancake) [kgf]	1.0; < 1.0
Critical current (upper and lower pancake) [A]	65.5; 65.3
Coil inductance [mH]	2.70

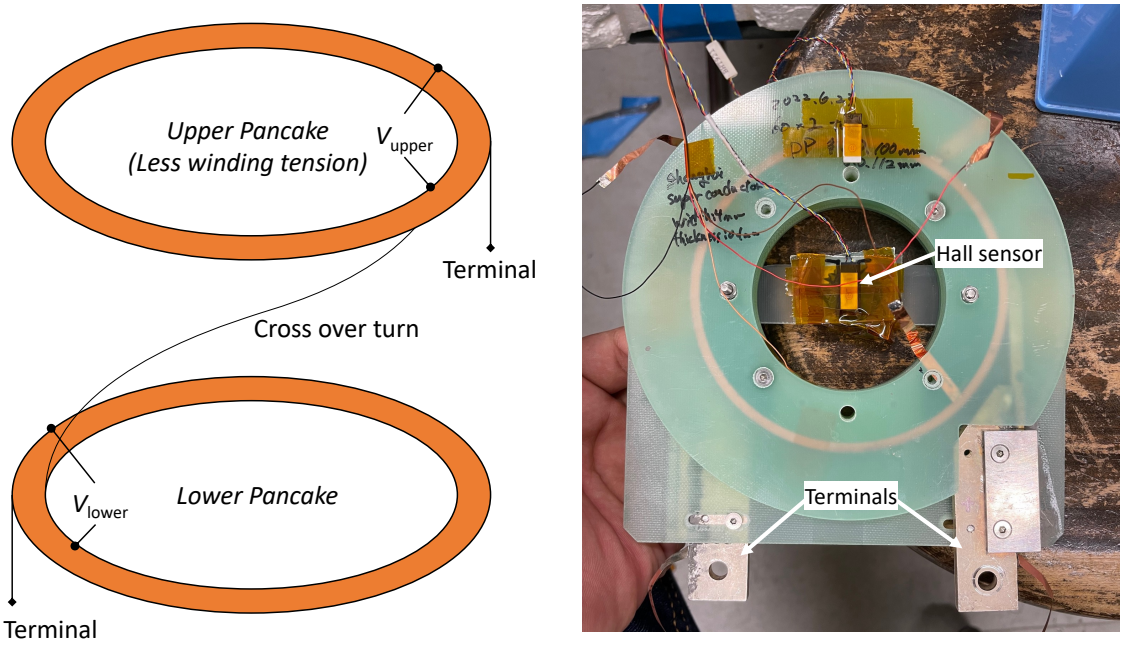

図 3.12: 実験に使用した NI REBCO DP コイルと電圧タップ・ホールセンサーの配置．

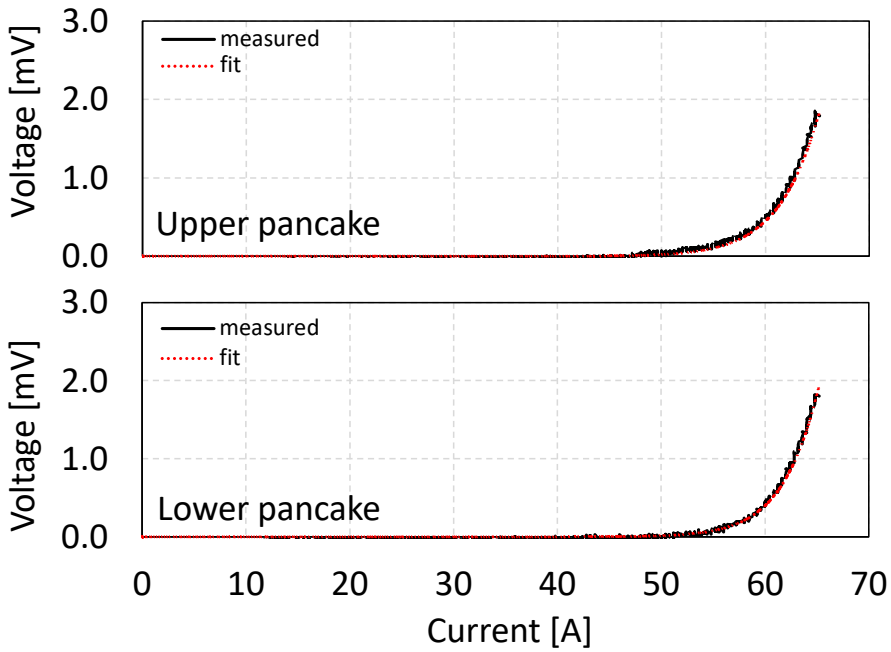

図 3.13: NI REBCO DP コイルの臨界電流測定.

3.4.1　LFAC 法の DP 適用 -実験結果-

LFAC 法を NI REBCO DP コイルに適用した場合の結果を述べる．実験により 10 A の振幅の交流電流を 0.05 Hz から 1000 Hz の範囲で DP コイルに印加した．図 3.17, 3.18, 3.19 はそれぞれコイル電圧の実部と虚部，および電流と電圧の位相差を示す．低周波 (0.05 Hz から 1 Hz) では測定された実部が小さく，虚部が大きい．これはほぼ全ての電流が周方向に流れていることを意味する．径方向には電流が分流しておらず，結果として実部が小さくなる．ほぼ全ての電流が周方向に流れているため大きな位相差が生じている．図 3.17 の 0.2 Hz 付近に見られる下パンケーキコイルのピークは誘導電圧によるものである．上パンケーキコイルの高い接触抵抗が電流を素早く減衰させ，接触抵抗が小さい下パンケーキコイルに電流を誘導する．よって低周波にもかかわらず比較的大きな実部のピークが現れる．

中程度の周波数帯域 (1-10 Hz) では実部が一定値となる．また，虚部も比較的小さい．この周波数帯域では，上下パンケーキコイルの両方においてほぼ全ての運転電流が径方向に流れていると考えられる．詳細な電流解析は後ほど示される．この時，1-10 Hz で実部の平均値を計算すると全電圧が 9.37 mV，上パンケーキコイルが 6.31 mV，下パンケーキコイルが 2.39 mV となる．10 A の振幅の運転電流が印加されており，(3.16)，(3.17) にしたがって接触抵抗を計算すると DP コイル全体が 937 μΩ，上パンケーキコイルが 631 μΩ，下パンケーキコイルが 239 μΩ と算出される．

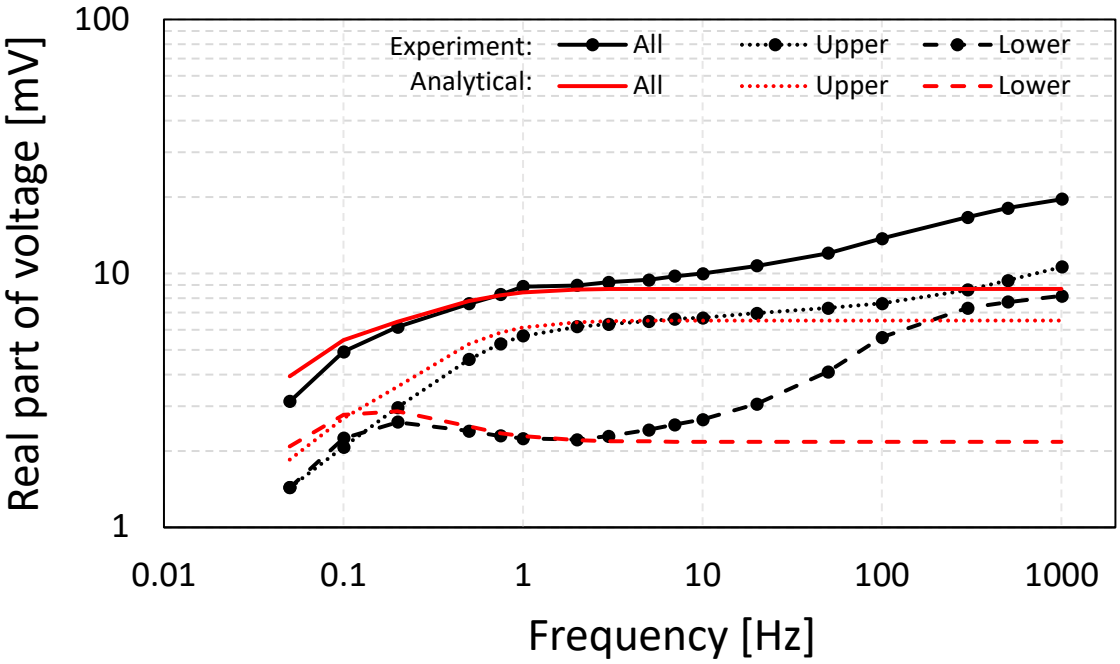

図 3.14: 運転電流の周波数に対するコイル電圧の実部．実験および理論式 (3.12)，(3.13) による結果がプロットされている．

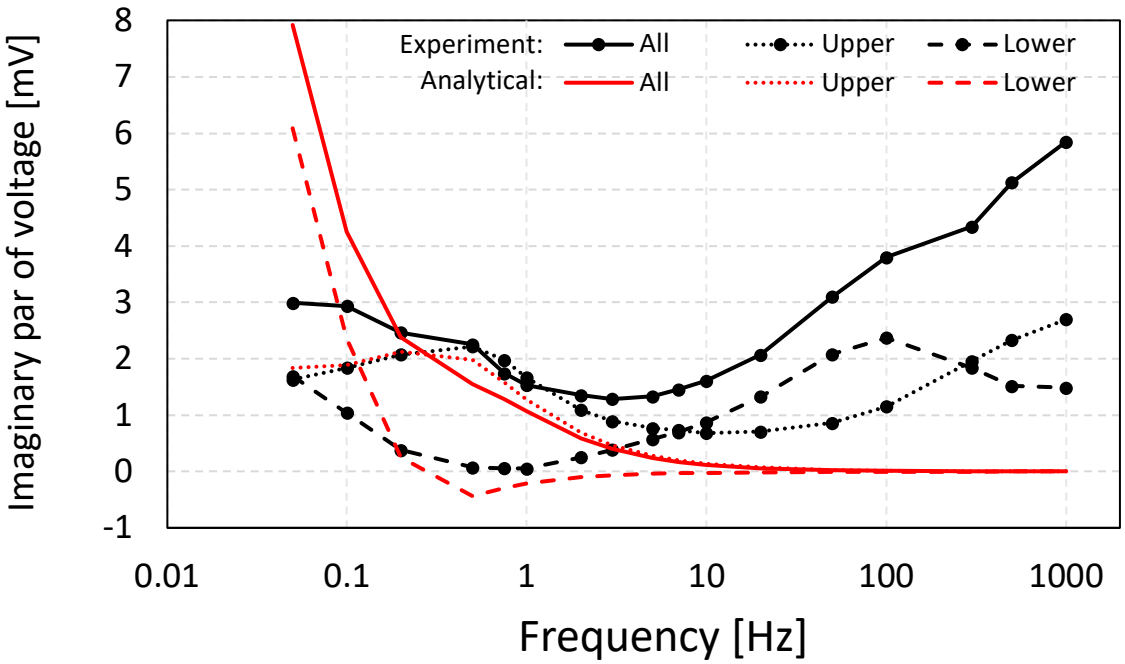

図 3.15: 運転電流の周波数に対するコイル電圧の虚部．実験および理論式 (3.12)，(3.13) による結果がプロットされている．

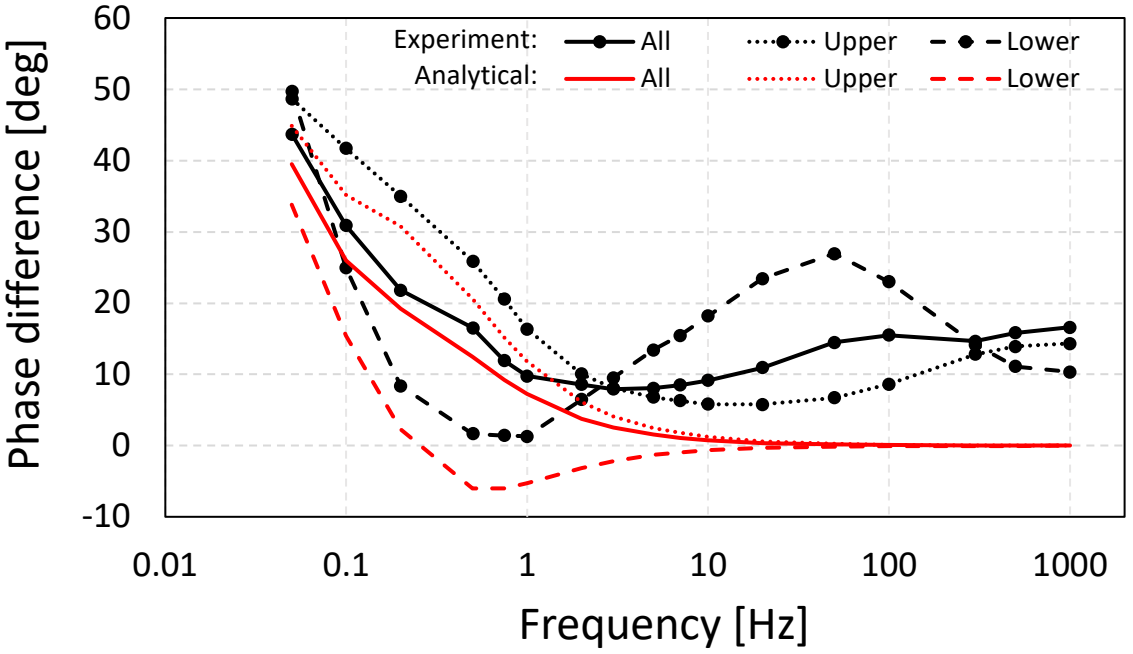

図 3.16: 運転電流の周波数に対するコイル電圧と運転電流の位相差．実験および理論式 (3.12), (3.13) による結果がプロットされている．

得られた接触抵抗を表 3.3 にまとめた．上パンケーキコイルの接触抵抗が下パンケーキコイルのおよそ 3 倍となる結果が得られた．上パンケーキコイルの巻線張力が下パンケーキコイルよりも小さいことから，定性的に妥当な結果である．解析解とシミュレーションとの比較をこの後の節で行い，さらに妥当性を確認する．

10 Hz より高周波数の領域では実部と虚部が同時に上昇する．高周波が印加されることで周方向インピーダンスが増加し虚部が増加する．よって多くの電流が径方向に流れ始める．1000 Hz 以上の高周波では電極間が短絡されたような挙動を示す．このように径方向への転流面積が実効的に減少することで実部が大きくなると考えられる．

表 3.3: LFAC 法による DP コイルの接触抵抗測定結果

	Experiment	Analytical	Simulation
DP (all) [μΩ]	937	862	832
Upper pancake [μΩ]	631	642	620
Lower pancake [μΩ]	239	220	212

3.4.2　LFAC 法の DP 適用 -理論解との比較-

次に実験結果を解析解と比較する．理論式 (3.12)，(3.13) によってコイルの実部，虚部，位相を計算し，周波数に対してプロットする．接触抵抗を変化させ実部が最もよく一致した結果が図 3.14 に赤線で示されている．この時の 虚部および位相も同様に赤線で図 3.15, 図 3.16 に示される．計算時のパラメータとして上下パンケーキの接触抵抗 $R_{\mathrm{upper}} = 652\ \mu\Omega$, $R_{\mathrm{upper}} = 217\ \mu\Omega$，それぞれの自己インダクタンス $L = 0.78$ mH，相互インダクタンス $M = 0.57$ mH を使用した．

低・中周波数領域で結果がよく一致する．下パンケーキの虚部が実験とやや乖離しているが全体的な傾向がよく再現されている．今回も同様，1-10 Hz の実部を平均し，接触抵抗を求める．実部を平均した結果が全電圧，上下パンケーキコイルそれぞれで 8.62 mV，6.42 mV，2.20 mV となる．接触抵抗として，それぞれ 862 μΩ，642 μΩ，220 μΩ が得られる．実験結果とよく一致しており理論式によるモデル化が妥当であることを意味する．また周波数が 10 Hz より高くなると実部が設定した接触抵抗に落ち着く．虚部はゼロに漸近する．RL 並列回路では電極間の短絡モードを表現することができず，全運転電流が全て接触抵抗に流れるためである．

3.4.3　LFAC 法の DP 適用 -シミュレーション結果-

続いて実験結果をシミュレーションと比較する．$R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルにより LFAC 法の解析を行う．設定する接触抵抗率を変えることにより実験結果へのフィッティングを行った．結果は図 3.17, 3.18, 3.19 に赤線で示されている．この時，接触抵抗率として上パンケーキに 45.8 $\mu\Omega\cdot\mathrm{cm}^2$，下パンケーキに 138 $\mu\Omega\cdot\mathrm{cm}^2$ を設定した．

シミュレーションでも低・中周波領域で良い一致を示す．理論式では考慮できなかった巻線構造に由来する高周波領域 (> 100 Hz) での短絡モードもやや表現されている．実験との乖離の原因として電磁力の共振や複雑に作用する機械的変形によるテープ接触状態の悪化などが考えられる．今後の課題の課題としたい．

これまでと同様に接触抵抗を求めると DP コイル全体が 832 μΩ，上パンケーキコイルが 620 μΩ，下パンケーキコイルが 212 μΩ となる．得られた接触抵抗を表 3.3 にまとめる．実験で得られた接触抵抗が理論とシミュレーションの両者で一貫して一致しており，LFAC 法が NI REBCO DP コイルにも適用できることが示された．ここで，位相差を利用した接触抵抗の精度補正は 4 次方程式を解くことに帰着するため困難であることを注記しておく．

図 3.20 に 1 Hz，10 A の交流印加時，運転電流が最大である時刻の電流分布を示す．周方向分布 (図左) を見ると電流は周方向へほぼ流れていない．最内・最外ターンに周方向電流が残っているがこれによる影響は小さいため無視できる．径方向電流分布 (図右) より径方向へ電流が均一に転流することがわかる．したがって，1 Hz 付近では周方向インダクタンスよりも接触抵抗の影響が大きく LFAC 法によって適切に抵抗値を測定できることができる．

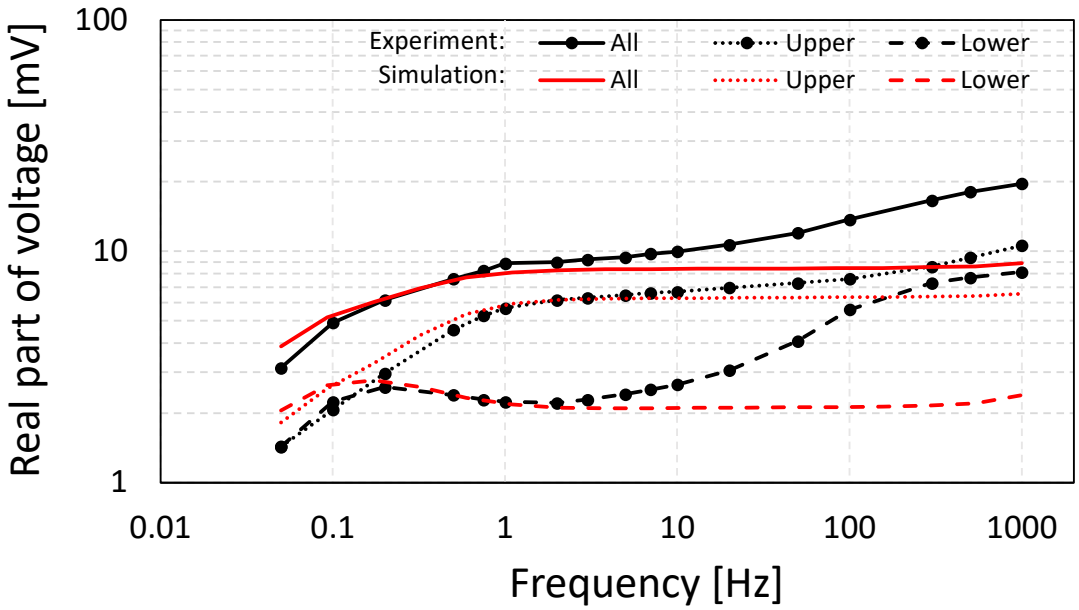

図 3.17: 運転電流の周波数に対するコイル電圧の実部．実験および $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルによるシミュレーション結果がプロットされている．

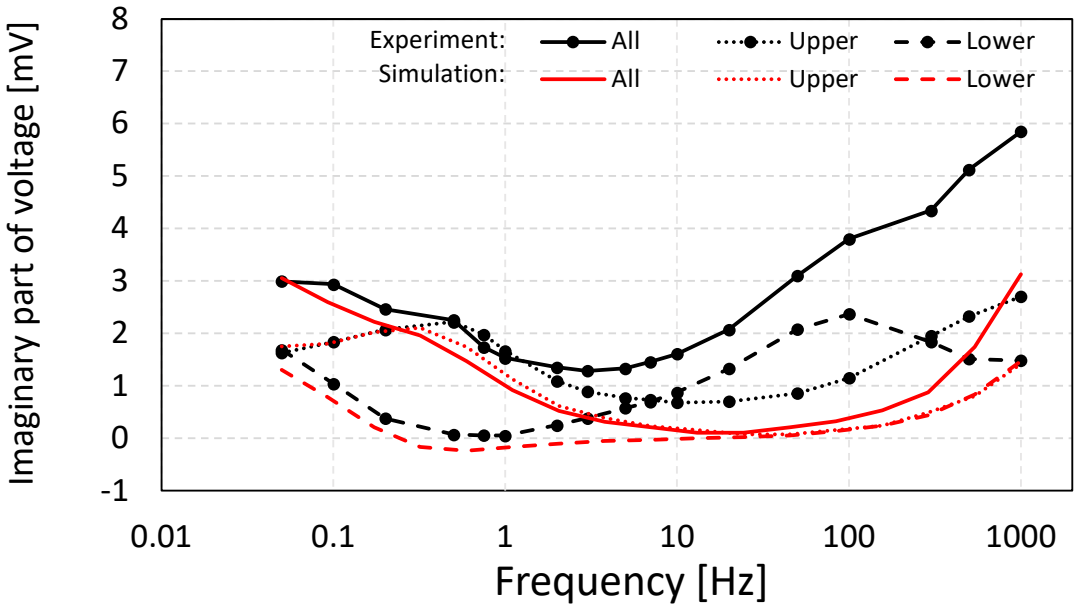

図 3.18: 運転電流の周波数に対するコイル電圧の虚部．実験および $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルによるシミュレーション結果がプロットされている．

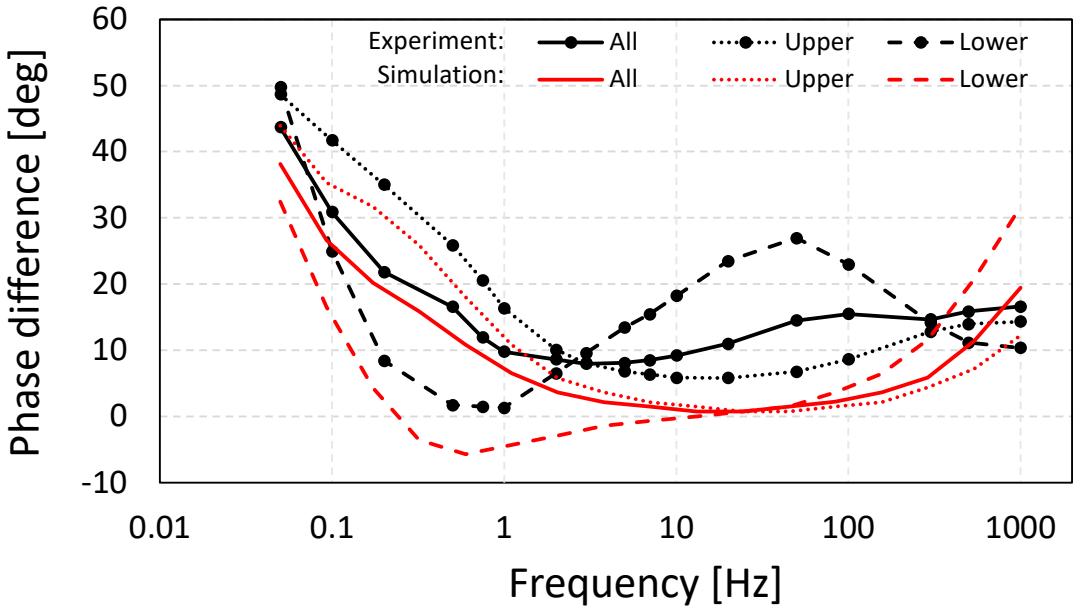

図 3.19: 運転電流の周波数に対するコイル電圧と運転電流の位相差．実験および $R-\theta$ 平面 2 次元 PEEC モデルによるシミュレーション結果がプロットされている．

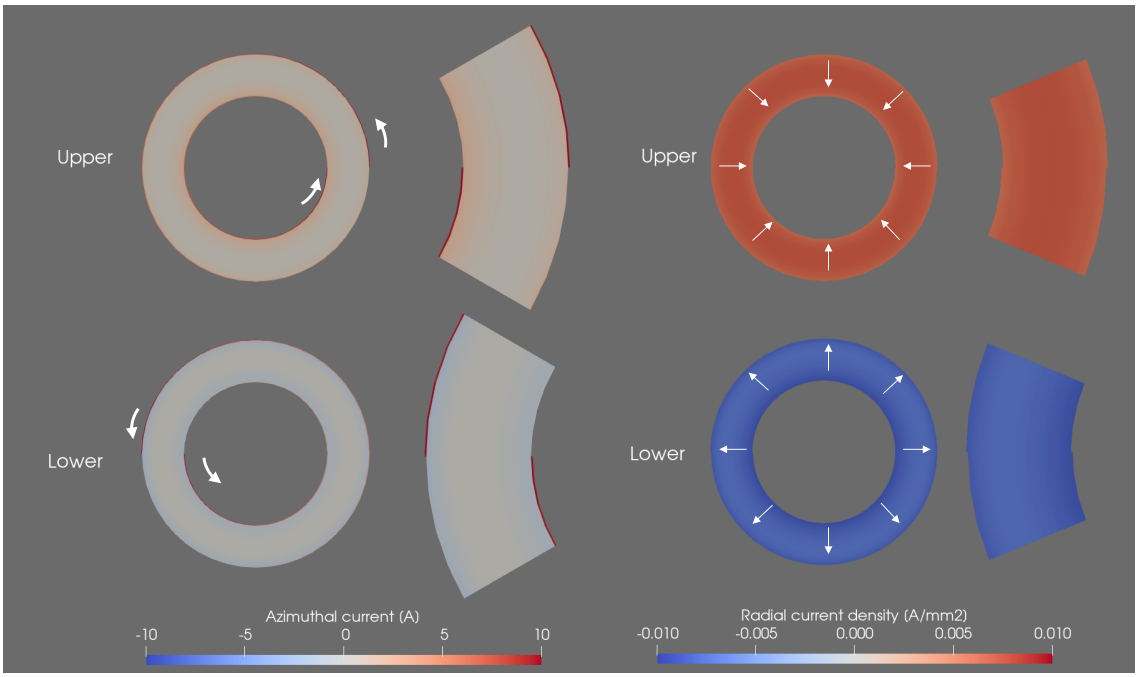

図 3.20: NI REBCO DP コイルに交流電流印加した時の電流分布．周波数 1 Hz，振幅 10 A の運転電流が印加されている．運転電流が正にピークである時刻の電流分布が示されている．

3.4.4　電流遮断法との比較

従来手法として広く使用されている電流遮断法によって接触抵抗率を測定した．結果を図 3.21 に示す．初期運転電流は 50 A である．実験結果 (黒線) より時定数を算出すると 2.78 s である．時定数から NI REBCO DP コイル全体の接触抵抗を求めると 971 μΩ となる．シミュレーション結果を同図に赤点線で示す．時定数が 4.26 s であることから接触抵抗が 633 μΩ と求まる．表 3.4 に電流遮断法によって得られた接触抵抗を示す．実験値は LFAC 法の結果 (表 3.3) と概ね一致する一方，シミュレーションでは実験結果と大きく異なる抵抗値が得られた．シミュレーションでは磁場減衰がより長く表現されており，接触抵抗値が過小評価された．

LFAC 法と電流遮断法では異なる電流現象の下，接触抵抗が測定される．この観点から考察する．LFAC 法では低・中周波数領域でシミュレーション結果をフィッティングし，実験値とよく一致する接触抵抗を得ることができた．一方，高周波領域では波形が一致しない．これは電流現象としての変化速度が遅い領域では良い一致を示すが高周波領域ではいくつかの重要な現象が表現されていないことを示唆する．また，電流遮断法は電流の変化が早く電磁誘導による影響が大きい現象である．LFAC 法の高周波領域での測定に対応すると考えるべきである．実際，電流遮断法は実験値と良い一致を示さない．解析モデルを再考する余地があると思われる．今後の課題としたい．

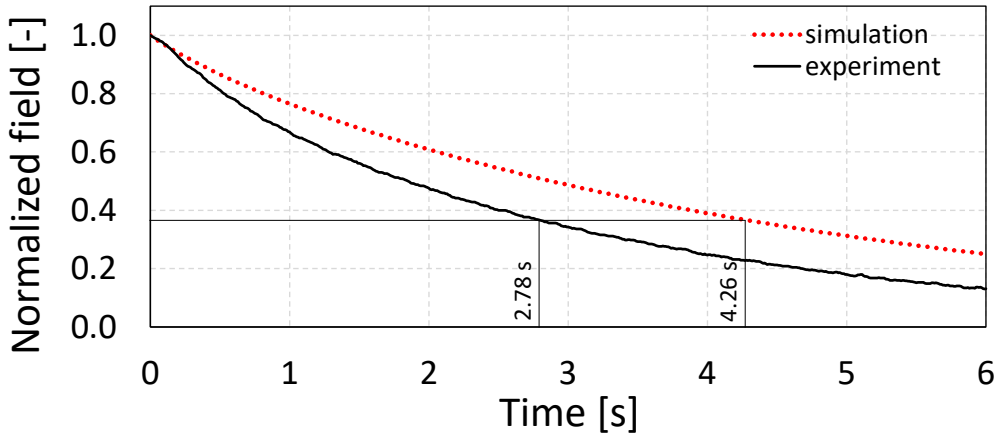

図 3.21: NI REBCO DP コイルに対して電流遮断を行った際に得られた中心磁場減衰．

表 3.4: 電流遮断法による DP コイルの接触抵抗測定結果

	Experiment	Simulation
DP(all) [μΩ]	971	633

3.4.5　電流遮断法適用時の安定性

また，電流遮断法適用時の安定性についても調査を行う．図 3.22 は電流遮断後における NI REBCO DP コイルの電流分布である．電流遮断直後 (0.1 a)，上パンケーキコイルは大きな接触抵抗によって電流が素早く減衰する．上パンケーキコイルの素早い減衰によって下パンケーキコイルに電流が誘導される．下パンケーキの周方向に初期運転電流を超える 60 A の電流が流れている．これは運転電流以上であり，条件によって潜在的にコイルをクエンチさせる恐れがある．径方向へは均等に電流が流れており，パンケーキコイル全体でエネルギが消費される．電流遮断後 1.5 s 経過時，上パンケーキコイルの電流はほとんど減衰し終わっている．一方，下パンケーキコイルに依然として大きな電流が流れている．接触抵抗が小さいため，上パンケーキコイルから誘導された電流が長い時間をかけて減衰する．

図 3.23 は電流遮断後，各パンケーキコイルにおけるジュール発熱の推移である．初期運転時，DP コイルは全体で 3.4 J の時期エネルギーを保有する．遮断後初期は上パンケーキコイルで大きく発熱する．電流の減衰と共に上パンケーキコイルの発熱量も減少する．最終的に 1.1 J が上パンケーキコイルで消費される．下パンケーキコイルでは接触抵抗が小さいため，最初期の発熱は小さい．しかし，上パンケーキコイルから電流が誘導され，つまりエネルギーが上パンケーキコイルより譲渡されて発熱量が増加する．0.6 s で発熱量がピークに達し，その後は減少に転換する．下パンケーキコイルで消費された総エネルギー量は 2.3 J である．上パンケーキコイルでの消費エネルギーに対して 2 倍以上である．アンバランスな消費エネルギによって一方のコイル温度が上昇する．

まとめると，上下パンケーキコイルで異なる接触抵抗を有する場合，接触抵抗の低いパンケーキコイルが熱暴走の危険に晒される．なぜなら，電流遮断直後に運転電流を超える電流が誘導されるからである．さらにエネルギーもより多く消費される．超電導磁石の規模が大きくなるほど，蓄積エネルギーは増加し，運転電流も増加するため，電流遮断試験を実施する際はこれら事象を考慮しなければならない．さらに DP コイルそれぞれの接触抵抗を測定することは原理的に難しい．ホールセンサを必要数置くなどして測定することは可能であるが，実用上現実的ではない．一方，LFAC 法では交流を流すだけであり簡便，かつ接触抵抗測定中に熱的不安定になる要因は少ない．なお，大規模化に向けてさらに交流損失の調査が必要である．

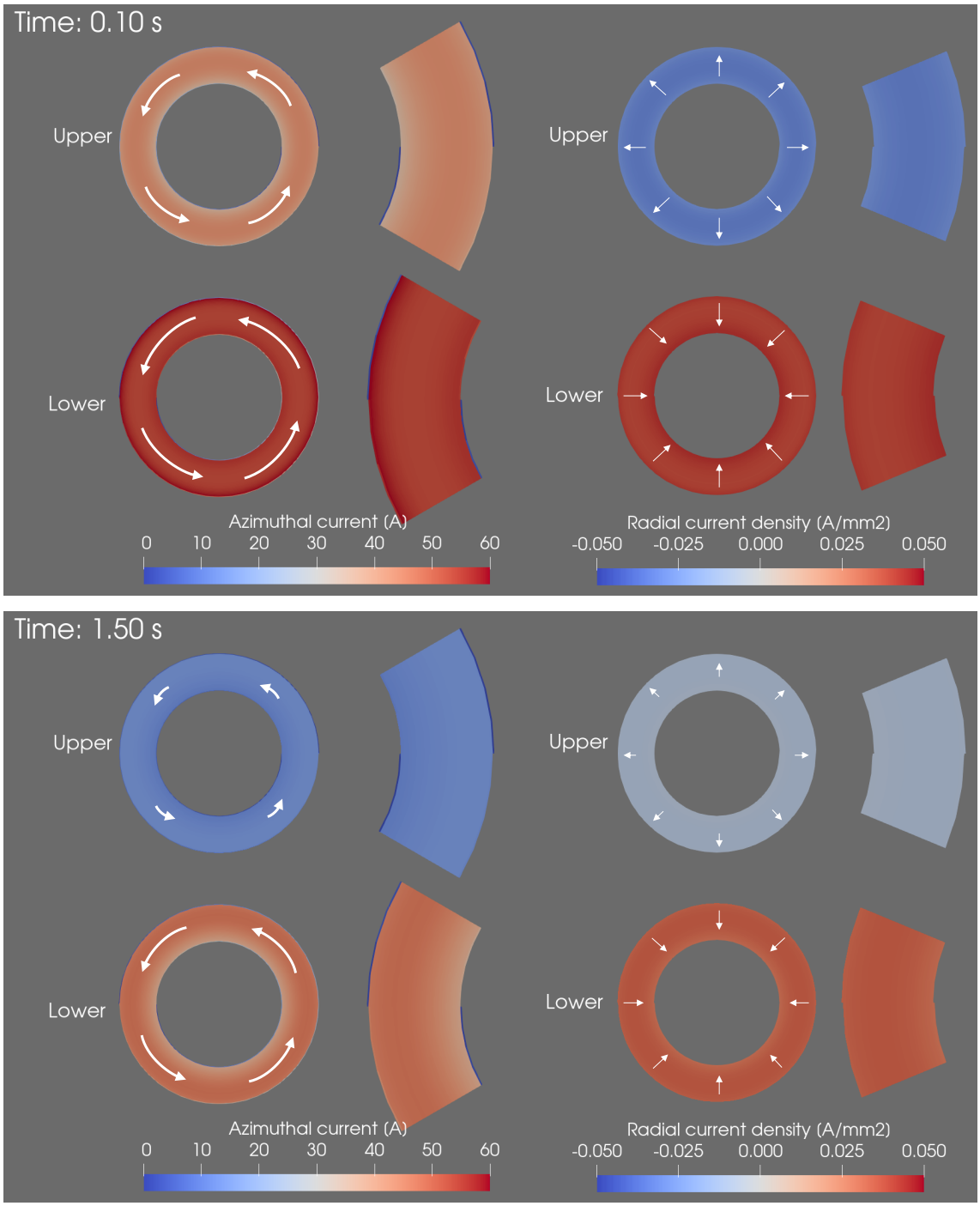

図 3.22: 電流遮断後の電流分布．上図は電流遮断直後 (0.1 s)，下図は磁場減衰途中 (1.5 s) の電流分布を示す．

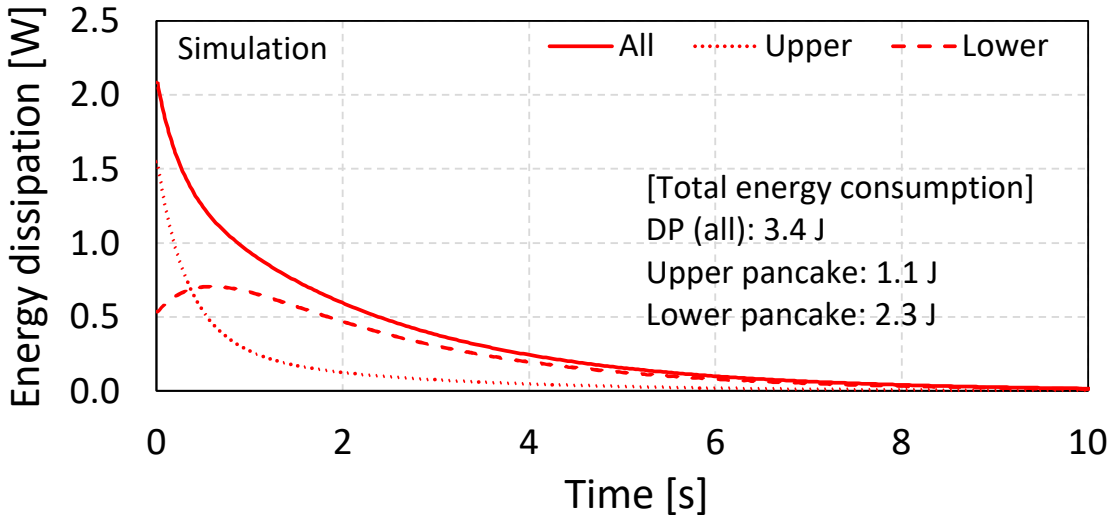

図 3.23: 電流遮断後のエネルギー消費推移.

第 4 章

軸方向移動による
熱的安定性に対する影響

希土類系銅酸化物高温超電導体と NI 巻線技術の組み合わせは，45 T を超える超高磁場発生を可能にした．2017 年，外挿磁石による 31.1T の背景磁場下で 12 積層 NI REBCO SP コイルが 14.4T を生成し，世界最高となる 45.5 T の直流磁場が生成された．この実験後，いくつかの機械的損傷が見つかっている．例えば，ある周期を持って REBCO テープ線材に生じたうねりや REBCO 層のひび割れ，キンク (kink: 折られたような跡) などがある．超高磁場では機械的な問題が顕現してきたと言える．さらなる高磁場を達成するため，これら機械的損傷や機械的現象の究明が急がれている．これまで，遮蔽電流による応力集中やフープ応力変形による電流分布変化，クエンチ時のフープ応力解析が報告されてきており，機械的現象に関する知見は溜まりつつある．一方，超高磁場における内挿 NI REBCO コイルの機械的移動に焦点を当てた研究はこれまでなく，これまで未知の電圧挙動や熱的安定性の劣化を説明できる可能性がある．本章では外挿磁石中に置かれた内挿 NI REBCO 磁石が移動することによって，電磁現象および熱的安定性に及ぼす影響について解析・議論する．まず，機械的現象や超電導磁石に加わる応力についてまとめた後，移動による誘導電圧のモデリングを説明する．その後，実際に 45.5 T 生成実験を模擬した磁石で解析を行う．外挿磁石は電流が変化しないとし，内挿磁石が SP 単体の場合，12 積層 SP コイルの場合を解析する．12 積層コイルの場合は通電電流が 0 A または 240 A について数値解析を実施し，電磁現象がどのように変化するか議論する．

4.1　超電導磁石に作用する応力

超電導磁石には様々な電磁力が作用する．代表的なものはフープ応力と圧縮力である．フープ応力は超電導線材を引き延ばすように作用する力であり，圧縮力は磁石を磁石中心に向けて圧縮するように作用する力である．フープ応力は簡便に計算することができる．今，図 4.1 (a) のように肉厚 t，高さ w のコイルに電流密度 J の電流が流れており，磁場 B_{z} が発生している

状況を考える．この時，コイルを外側に広げるような電磁力 F_{r} がコイルに作用する．

$$F_{\mathrm{r}} = 2\pi r t w J B_{\mathrm{z}} \tag{4.1}$$

コイルを円筒と見なし，圧力 P が円筒の中央面に一様に加わっているとすると円筒断面に加わるフープ応力 σ_{θ} が次式で計算される．

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta} &= \frac{Pr}{t} \\ &= \frac{F_{\mathrm{r}}}{2\pi r w}\frac{r}{t} \end{aligned} \tag{4.2}$$

(4.2) に (4.1) を代入することによりフープ応力の計算式を得る．

$$\sigma_{\theta} = B_{\mathrm{z}} J r \tag{4.3}$$

上式を用いてコイルの各巻線に加わるフープ応力分布を計算することができるが，ターン間の相互作用は考慮されておらず，簡便な計算法である．

電磁石では一般に，磁場の径方向成分によって磁石中心に磁石を圧縮するような力が作用する．これが圧縮力と呼ばれる．図 4.1 (b) のようにコイルが複数積層されている場合，磁場の径方向成分に由来する電磁力は次のように計算される．

$$F_{\mathrm{z}} = 2\pi r t w J B_{\mathrm{r}} \tag{4.4}$$

磁場の径方向成分は磁石下部と上部では逆向きであるため圧縮力として作用する．上方から見たコイルの面積を $2\pi r t$ と近似すると，コイルに作用する圧縮応力は次式で表される．

$$\sigma_{\theta} = B_{\mathrm{r}} J w \tag{4.5}$$

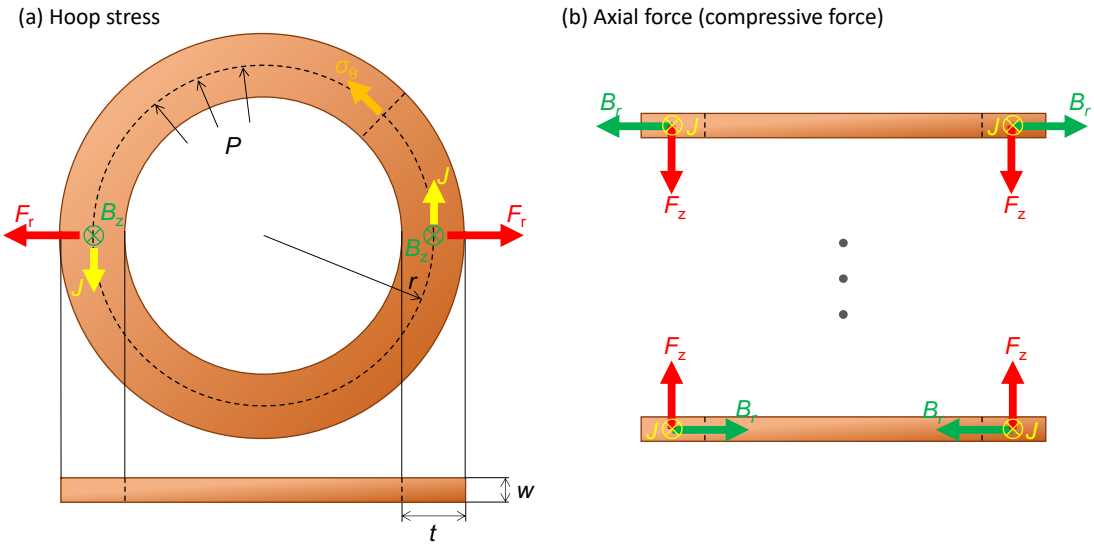

図 4.1: 超電導コイルに作用する力．(a) フープ応力と (b) 圧縮力．

磁石中心から離れるほど B_r が大きくなるため，圧縮力も大きくなる．通常運転時は圧縮力が平衡しているが，常電導転移中は非平衡な圧縮力が作用する．図 4.2 は，本章で解析する内挿 NI REBCO コイルの最下部コイルが常電導を起こし，連鎖的常電導転移が発生する場合の軸方向力を計算したものである．定常状態では平衡しているが，時事刻々と電流が変化するため軸方向力も変化する．例えば，図 4.2 (c) は常電導転移途中での軸方向力分布である．他のコイルに比べて 9 番目コイルに作用する軸方向力は非常に大きい．コイルは移動しないように補強構造が導入されることも多いが，このような状況下ではコイルが微小に移動することも考えられる．よって，コイル移動による影響を調べる必要がある．

これら電磁力は LTS 磁石でも生じる．一方，NI REBCO コイルでは径方向に流れる電流によってコイルにトルクが生じる [172]．また，コイルを積層した場合，径方向インダクタンスがコイル上下面で異なることから，非平衡なトルクが生じるとする研究も行われた [173]．

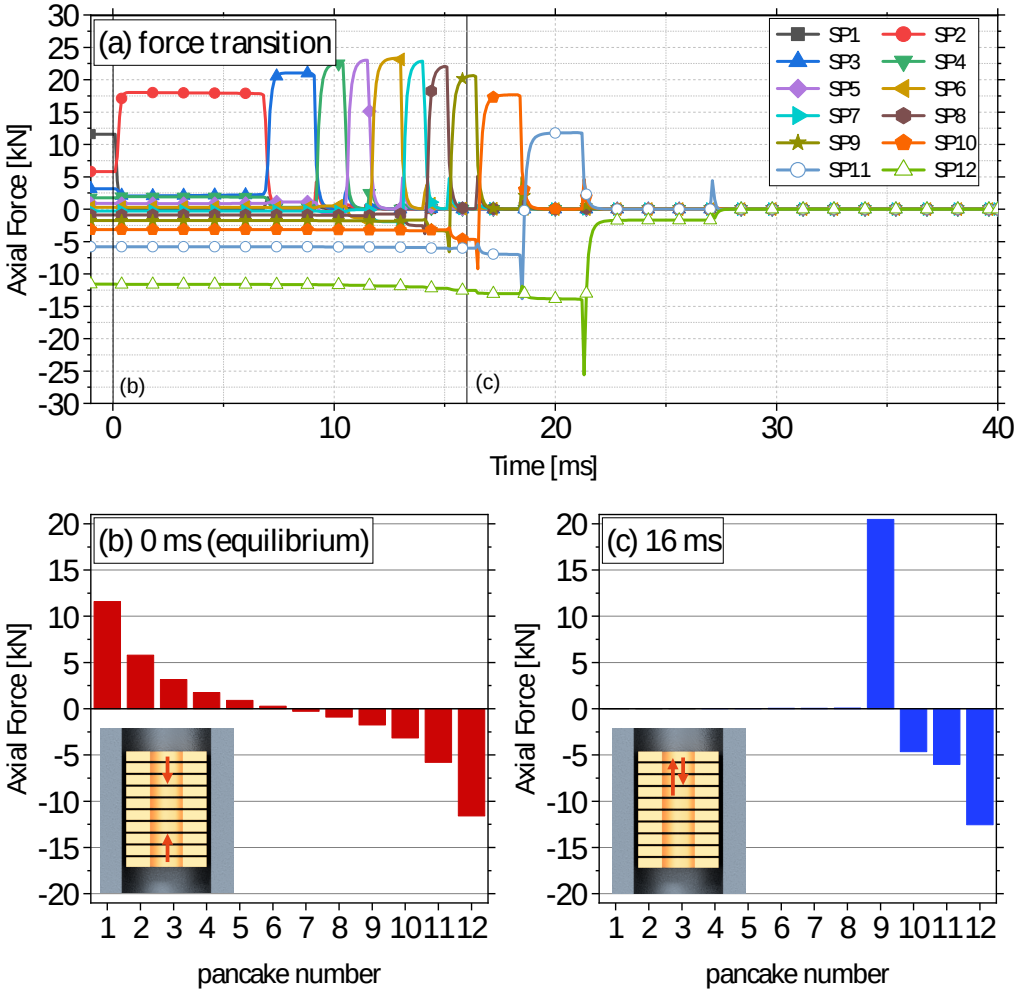

図 4.2: Insert NI REBCO コイルが常電導転移 (クエンチ) 中に経験する圧縮力の遷移．常電導転移中には非平衡な圧縮力が超電導磁石に働く．

4.2　軸方向移動による誘導電圧およびそのモデリング

超電導磁石は常電導転移 (クエンチ) 中に軸方向力が変化するため，移動していると考えられる．コイルの移動によって電圧および電流がコイル内部に誘起される．これを概念的に説明したものを図 4.3 に示す．これは 45.5 T 生成実験の磁石と同じ構成である．超高磁場磁石で一般的な外挿磁石の内部に内挿磁石が挿入された入れ子構造が採用されている．内挿 NI REBCO 磁石のクエンチが誘発されるとパンケーキコイルが次々とクエンチし，コイル位置が変化する．よって各パンケーキコイルに鎖交する磁束が電流変化および位置変化によって増減する．磁束変化により電圧が誘導されコイル内部の電磁現象に影響をもたらす．

本現象は図 4.4 に示される等価回路を用いてシミュレーションされる．第 2 章と同様，内挿 NI REBCO コイルは径方向に分割された PEEC モデルである．1 つの小要素が 1 ターンないしは複数ターンを表現する．内挿コイルの周方向インダクタンス $L_{\mathrm{ins},i}$ と銅基盤抵抗 $R_{\mathrm{mt},i}$，REBCO 層抵抗 $R_{\mathrm{re},i}$，接触抵抗 $R_{\mathrm{cn},i}$ から構成される．外挿磁石は絶縁銅 Bitter 磁石を想定し，電流変化はないと仮定する．外挿磁石はそれぞれ直列接続され運転電流 $I_{\mathrm{op,outsert}}$ で動作する．図 4.3 に示されるように 4 つの Bitter 磁石が外挿されている場合を解析するため，それぞれの磁石のインダクタンスは $L_{\mathrm{outsert},j}$ と表現される．すべてのインダクタンスが相互インダクタンス M_{kl} で結合される．

コイルの位置変化によって小要素 k に誘導される電圧 V_k は相互インダクタンスを各時間ステップで更新することにより表現する．以下にこれを示す．

$$V_k = \frac{\mathrm{d}\Phi_k}{\mathrm{d}t} = \sum_{l=1}^{N} \left(M_{kl} \frac{\mathrm{d}I_l}{\mathrm{d}t} + I_l \frac{\mathrm{d}M_{kl}}{\mathrm{d}t} \right) \tag{4.6}$$

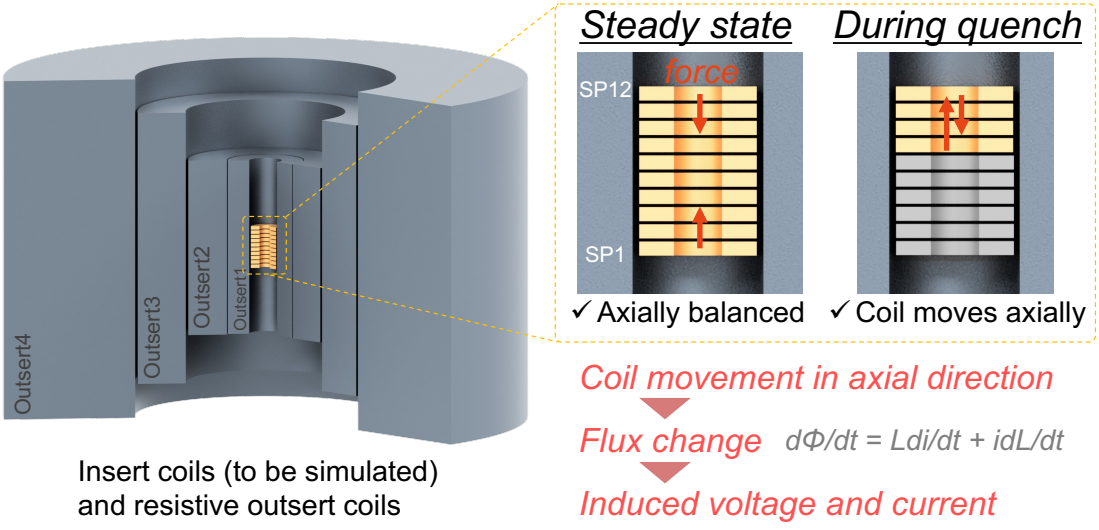

図 4.3: コイルの非対称な圧縮力による変位とそれに伴い生じる誘導電圧．

ただし，Φ，I，N はそれぞれ，インダクタに鎖交する磁束，小要素もしくは外挿コイルに流れる周方向電流，外挿コイルを含めた全ての要素数である．最右辺第 1 項が電流変化による磁束変化，最右辺第 2 項が位置変化による磁束変化を表す．インダクタンスの計算法は付録を参照されたい．ただし，インダクタンスはガウスの数値積分法により算出されるが，積分点数は十分多い必要があることを付記する．上記誘導電圧を考慮し，回路方程式および熱支配方程式を解くことで電流現象が解析される．

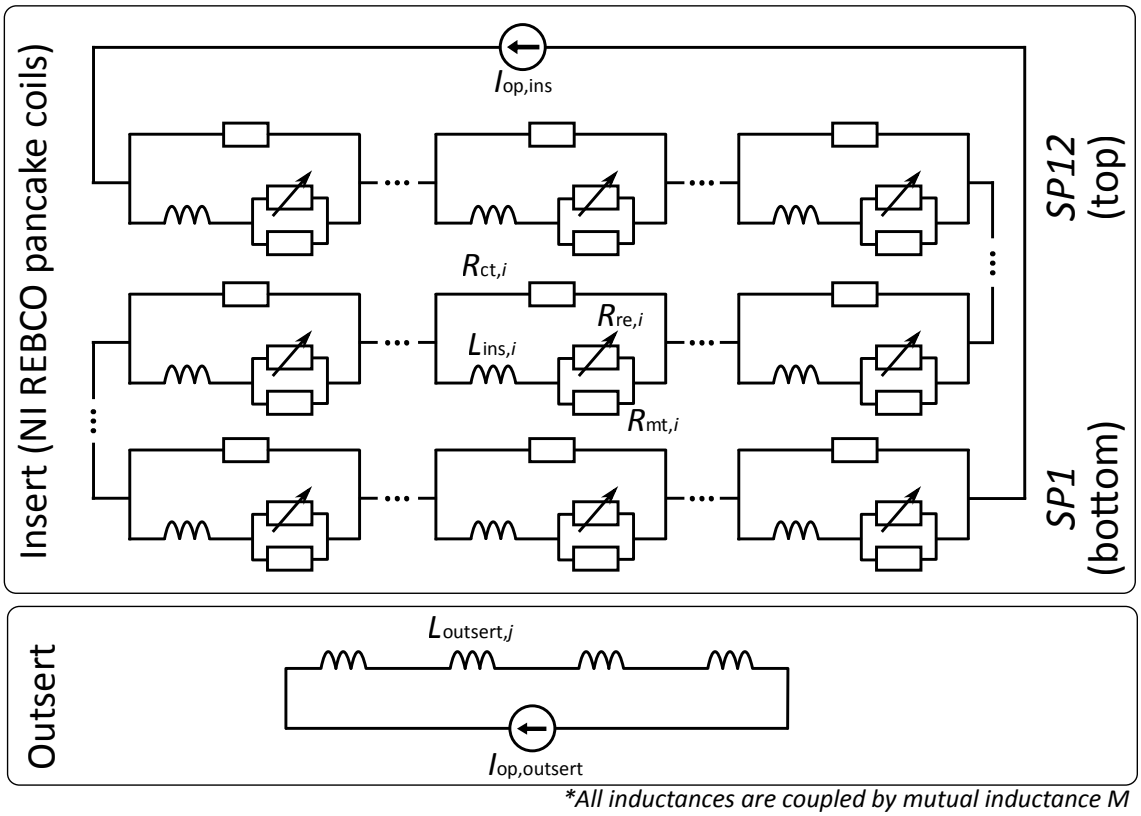

図 4.4: 内挿 NI REBCO コイルと外挿コイルの等価回路図．外挿コイルは絶縁されており電流が変化しないとする．全てのインダクタンスは相互インダクタンスで結合されている．相互インダクタンスを各時刻ステップで更新し，位置変化による鎖交磁束量変化を表現する．

4.3　内挿 NI REBCO コイルの軸方向移動による電磁現象解析

今回対象とする内挿 NI REBCO コイルと外挿磁石の諸元，およびそれら磁石の運転条件を表 4.1 に示す．内挿 NI REBCO SP コイルは 220 ターンとし，SP 単体または 12 積層 SP コイルの場合を解析する．NI REBCO コイルの接触抵抗は 70 $\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$ とした．内挿 REBCO コイルは液体ヘリウムで浸漬冷却され，4.2 K で動作する．解析では断熱条件のもと，温度解析が実施される．コイルの移動距離は製作ズレなどによって生じたわずかな隙間であるとし 0.5 mm とする．外挿磁石の諸元は米国国立強磁場研究所の 31.1 T を生成するユーザ磁石を参照した [174].

NI REBCO コイルのクエンチ中にどのように動くか解析・調査することは難しい．そこで簡単な状況を仮定してシミュレーションを行う．今回は 3 ケースについて解析を行う．外挿磁石内部に非導通 SP コイルが配置されてこれが動く場合，非導通または導通された 12 積層 SP コイルのうち 1 つが移動する場合である．

表 4.1: 軸方向移動による電磁現象解析で対象となる超電導磁石の諸元と運転条件.

	Parameters	Values
REBCO Tape	REBCO tape width [mm]	4.0
	REBCO tape thickness [µm]	44
	Copper layer thickness (each side) [µm]	10
	REBCO layer thickness [µm]	1.0
	Hastelloy thickness [µm]	23
	n-value	25
Insert NI REBCO Coil	Inner diameter [mm]	14
	Outer diameter [mm]	33.4
	Height (single stack) [mm]	4
	Height (12-stacked) [mm]	59
	Number of turns (each SP)	220
	Self-inductance (single stack) [mH]	1.1
	Self-inductance (12-stacked) [mH]	41.4
	Turn-to-turn contact resistivity [$\mu\Omega \cdot \mathrm{cm}^2$]	70
	Movement distance [mm]	0.5
	Operating temperature [K]	4.2
Outsert Magnets	Outsert1 I.D; O.D.; height [mm]	38; 88; 203
	Outsert2 I.D; O.D.; height [mm]	90; 180; 205
	Outsert3 I.D; O.D.; height [mm]	186; 298; 318
	Outsert4 I.D; O.D.; height [mm]	304; 610; 398
	Number of turns (outsert1 to outsert4)	41; 48; 50; 96
	Self-inductance (total) [mH]	4.3
	Mutual-inductance (with single stack) [mH]	0.087
	Mutual-inductance (with 12-stacked) [mH]	1.01
	Operating current [kA]	36.8
	Field generated by outserts	31.1

4.3.1　非導通 SP コイル

まず最も簡単な場合である非通電の SP コイル単体が外部磁場中で動く場合を調査する．内挿コイルおよび外挿磁石の配置を図 4.5 に示す．外挿磁石 (Outsert1-4) 中に NI REBCO SP コイルが配置されている．NI REBCO SP コイルはコイル軸上方へ 12.5 mm 離れたところに配置される．軸方向移動による磁束変化が大きい場所である．今回のケースでは外挿磁石との相互作用を確認する目的の下，運転電流はゼロとした．移動速度を 1, 10, 100, 1000 mm/s と変え，まず移動速度による影響を調査する．

解析結果を図 4.6 に示す．時間に対するコイル電圧がプロットされている．1 mm/s の場合を除き，コイルの位置変化に伴いコイル電圧が線形に誘起される．外挿磁石の作る磁場が SP コイル付近で線形に減少するためである．1, 10, 100, 1000 mm/s の場合において移動し終えた時点での電圧がそれぞれ-1.2, -2.3, -2.5, -2.5 mV である．移動速度が上昇するに従いコイル電圧が-2.5 mV に近づくことが確認できる．1 mm/s の場合は顕著に電圧が低いが，これは移動の最中に接触抵抗で電流が消費されて減衰したものである．移動速度が速い場合には移動時間が短いのでこの影響が際立って現れない．

図 4.7 は移動を終えた直後の電圧・電流分布である NI REBCO SP コイルの最外ターンに大きな誘導電圧が生じる．最外ターンが最も大きい磁束変化を経験するためである．速度が大きいほど最外ターンに誘導される電圧・電流が大きい．100 mm/s の場合，最外ターンに 6.7 A，-0.10 mV が印加される．1000 mm/s の場合は 12 A，-0.18 mV である．また分布に関して，速度が大きいほど最外ターンで急峻に変化する．100 mm/s と 1000 mm/s は移動直後のコイル電圧が同じであるがこれらを比べたとき，1000 mm/s の場合の方がより局所的に電圧・電流が分布する．したがって，速度が速いほど発熱も最外ターン側で局所的に発生する．

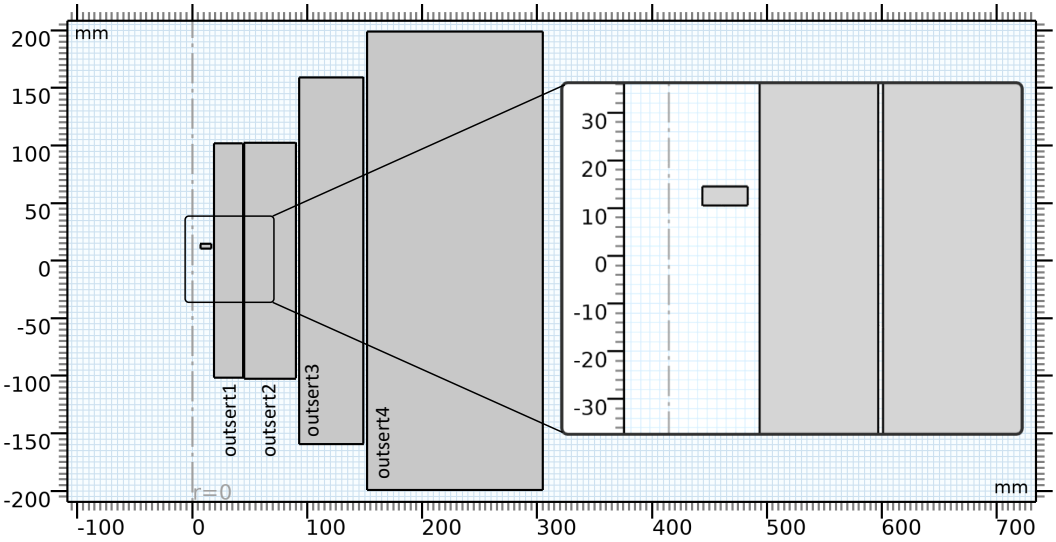

図 4.5: 外挿磁石の中に配置された SP.

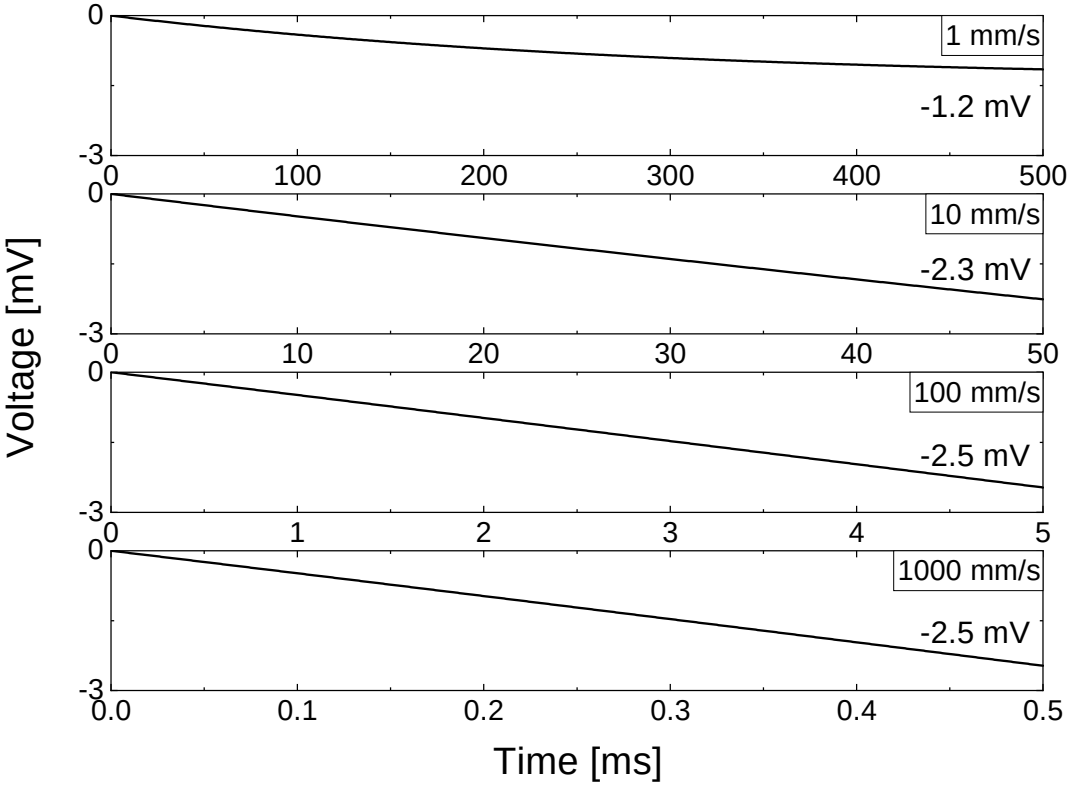

図 4.6: SP コイル移動中の電圧推移.

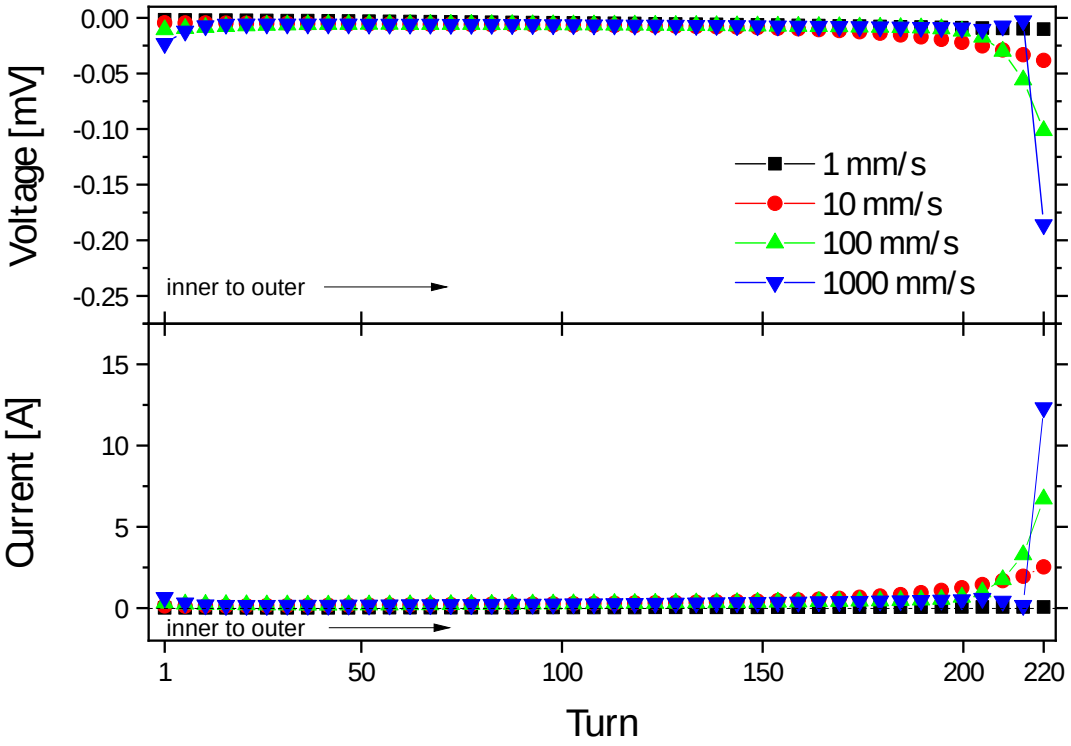

図 4.7: SP コイル移動終了直後の電圧・電流分布.

4.3.2　非導通 12 積層 NI REBCO SP コイル

次に 12 積層 NI REBCO SP コイルの解析を行う．図 4.8 に外挿磁石と内挿 12 積層 NI REBCO SP コイルの配置を示す．SP を下部から上部に向かって SP1 から SP9 と呼ぶことにする．各 SP は G10 シートなどの SP 間絶縁フォーマーを想定して 1 mm の間隔で初期配置される．本ケースでは SP9 が磁石軸方向に 0.5 mm 移動する場合を考える．SP9 が配置される場所は前節で解析された SP と同じ場所である．SP9 の移動速度は 100 mm/s とする．また SP9 以外のパンケーキコイルおよび外挿磁石は移動しない．

前節での解析は SP9 のみが存在し，これが移動する解析であった．今回は SP9 の周りに他の SP が存在して周囲のインダクタンスが変化するわけであるから，電圧分布ないしはコイル電圧が異なる結果になると考えられる．そこでまず内挿 NI REBCO コイルの運転電流を 0 A とした場合を解析する．

各 SP コイル電圧の推移を図 4.9(a) に示す．すべての SP コイル電圧が線形に上昇もしくは減少する．特に，SP9 は外挿磁石による磁束をより少なく経験する方向に動くため負に大きい電圧が印加される．一方，SP8 と SP10 は正の電圧が印加される．

図 4.9(b) は移動終了時の各 SP コイルの電圧である．SP9 の電圧は-6.4 mV に達する．これは SP 単体で移動した時よりも負に大きい電圧である (図 4.6)．後に説明を行う．SP8 および SP10 にはそれぞれ 2.9 mV，3.7 mV が印加される．さらに 1 つ隣の SP7 と SP11 には小さな負の電圧が現れる．

図 4.10 に SP8-10 の電圧・電流分布を示す．今回のケースも同様，最外ターンで最も大きな電圧が加わるが，分布は比較的なだらかである．SP9 は最外ターンで-0.15 mV の電圧が加わ

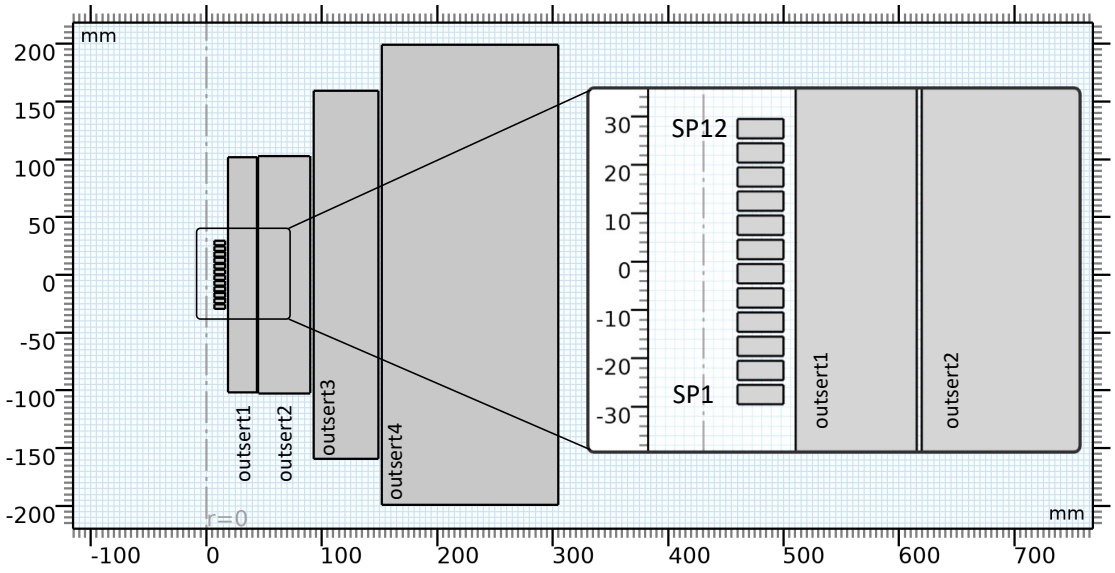

図 4.8: 外挿磁石の中に配置された 12 積層 SP.

る．最内ターンでもやや負に大きい電圧が確認される．電流に関して，SP9 は減少した磁束を補償しようと正に電流が流れる．最大で 10 A の電流が流れる．図 4.6 の場合より多い電流がコイル内を環流することが確認された．SP8 と SP10 では負方向に 3 A 程度である．

移動終了時点で SP9 に印加される電圧は SP 単体で移動した時と比べ，より負に大きい (図 4.6)．今，コイル電圧を各誘導成分に分解して考察する．各コイルに誘導される電圧 V_{coil} を以下のように自己誘導電圧 V_{self}，他の SP コイルの電流変化による誘導電圧 $V_{\mathrm{sp,cr}}$，他の SP コイルとの位置変化による誘導電圧 $V_{\mathrm{sp,mv}}$，そして外挿磁石との位置変化による誘導電圧の和として定義する．

$$\begin{aligned} V_{\mathrm{coil}} &= V_{\mathrm{self}} + V_{\mathrm{sp,cr}} + V_{\mathrm{sp,mv}} + V_{\mathrm{os}} \\ &= \sum L_{\mathrm{self}} \frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{self}}}{\mathrm{d}t} + \sum M_{\mathrm{sp}} \frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{sp}}}{\mathrm{d}t} + \sum I_{\mathrm{sp}} \frac{\mathrm{d}M_{\mathrm{sp}}}{\mathrm{d}t} + \sum I_{\mathrm{os}} \frac{\mathrm{d}M_{\mathrm{os}}}{\mathrm{d}t} \end{aligned} \tag{4.7}$$

ただし，L_{self}，I_{self}，M_{sp}，I_{sp}，M_{os}，I_{os} はそれぞれ SP コイルの自己インダクタンス，SP コイル自身に流れる電流，他の SP コイルとの相互インダクタンス，他の SP コイルに流れる電流，外挿磁石との相互インダクタンス，外挿磁石の電流である．

(4.7) を用いて移動が終了する時刻 5 ms での誘導電圧を各成分に分解する．誘導電圧の内訳を表 4.2 に示す．まず SP9 では外挿磁石との相互作用による電圧 V_{os} および他の SP コイル

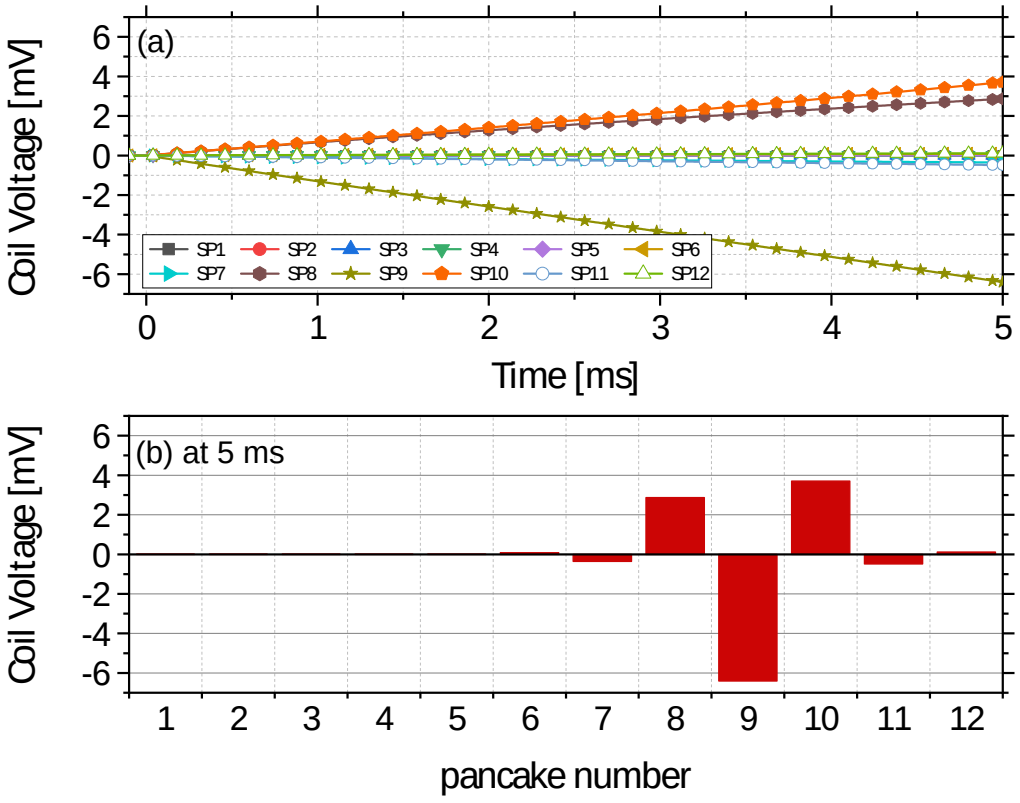

図 4.9: 内挿コイルの通電電流が 0 A の場合におけるコイル電圧．(a) 推移および (b) 移動後の分布．SP9 が 0.5 mm を 100 mm/s で移動する．

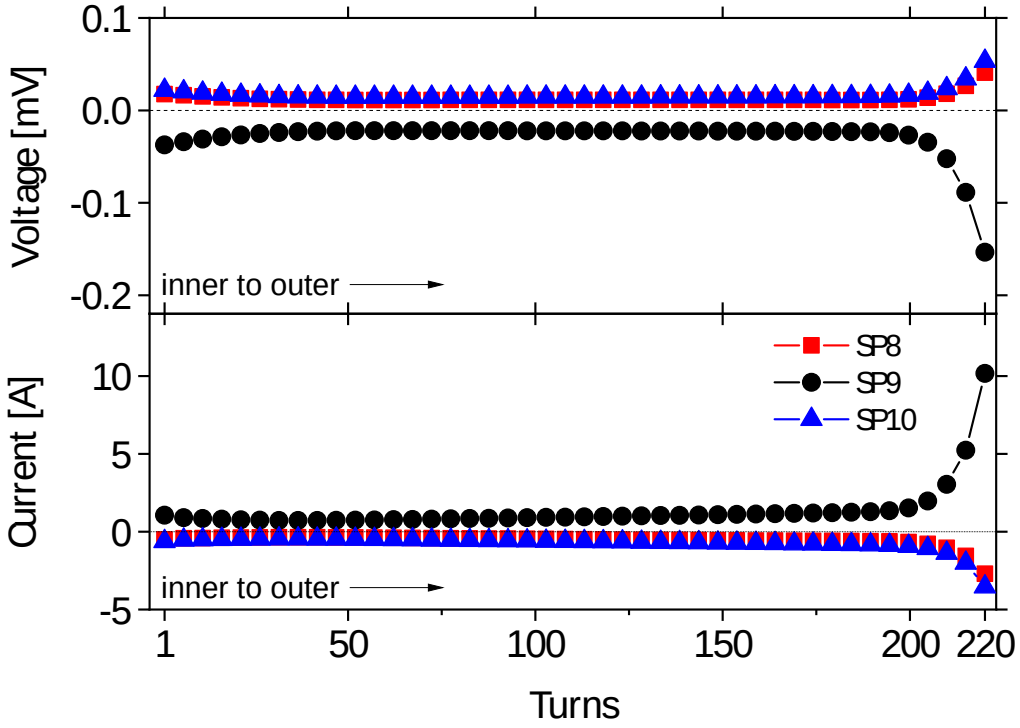

図 4.10: 図 4.9 の 5 ms(移動終了時) での各コイルにおける電圧・電流分布.

の電流変化による電圧 $V_{\mathrm{sp,cr}}$ が負に大きい．移動による影響 ($V_{\mathrm{sp,mv}}$) は見られない．SP8 と SP10 では $V_{\mathrm{sp,cr}}$ が正に大きく，SP9 の生成する電流変化を妨げる方向に磁束を作ることを意味する．一方で移動によって生じる誘導成分 $V_{\mathrm{sp,mv}}$ は小さい．まとめると以下のように説明される．SP9 の移動すると外挿磁石との磁束変化を補償する電圧 V_{os} が SP9 に誘導される．この磁束変化，つまりは電流変化を打ち消すように，隣接した SP8 および SP10 に誘導電圧 $V_{\mathrm{sp,cr}}$ が印加される．さらに，この電流変化を打ち消すように $V_{\mathrm{sp,cr}}$ が SP9 に印加される．結果として，SP9 に印加される電圧は SP コイルが単体で移動する時より大きい．この時，SP コイルの移動による電圧 $V_{\mathrm{sp,mv}}$ の影響は無視できるほど小さい．

内挿 NI REBCO コイルの運転電流が小さい場合，軸方向へ移動することは考えにくい．しかし，後述する通電時と異なる誘導電圧の内訳となることは興味深い．

表 4.2: 運転電流が 0 A の場合における誘導電圧の内訳

	V_{self}	$V_{\mathrm{sp,cr}}$	$V_{\mathrm{sp,mv}}$	V_{os}
SP8 [V]	-0.11	0.12	-0.01	0.00
SP9 [V]	0.30	-0.17	-0.00	-0.14
SP10 [V]	-0.19	0.18	0.01	0.00

4.3.3　導通 12 積層 NI REBCO SP コイル

12 積層 NI REBCO SP コイルが通電されている場合を考える．コイル電圧の推移を図 4.11(a) に示す．0 A の場合と同様，各 SP コイルの電圧は線形に増加する．SP9 ではなく SP10 に最も大きな電圧が印加される．図 4.11(b) は移動終了時 (5 ms)，各 SP コイルの電圧である．0 A の場合 [図 4.9(b)] と異なる分布が見て取れる．SP9 で-43 mV の電圧が確認される．前節のケースよりも大きな電圧である．また，SP10 に最も大きな正の電圧が加わる．その大きさは 113 mV である．大きな磁場を生成する SP9 が SP10 に近づいたことから電圧が誘起された結果である．これは後に誘導電圧の内訳から確認される．SP8 に印加される電圧は-66 mV である．今回は極性が異なる．また移動する SP9 よりも SP8 の電圧が負方向に大きい．つまり，移動したコイルではなく隣接したコイルに大きな電圧が誘導される結果となった．これまで，移動するコイルもしくは線材に誘導成分が大きく印加されると信じられてきたが，これを否定する結果となった．

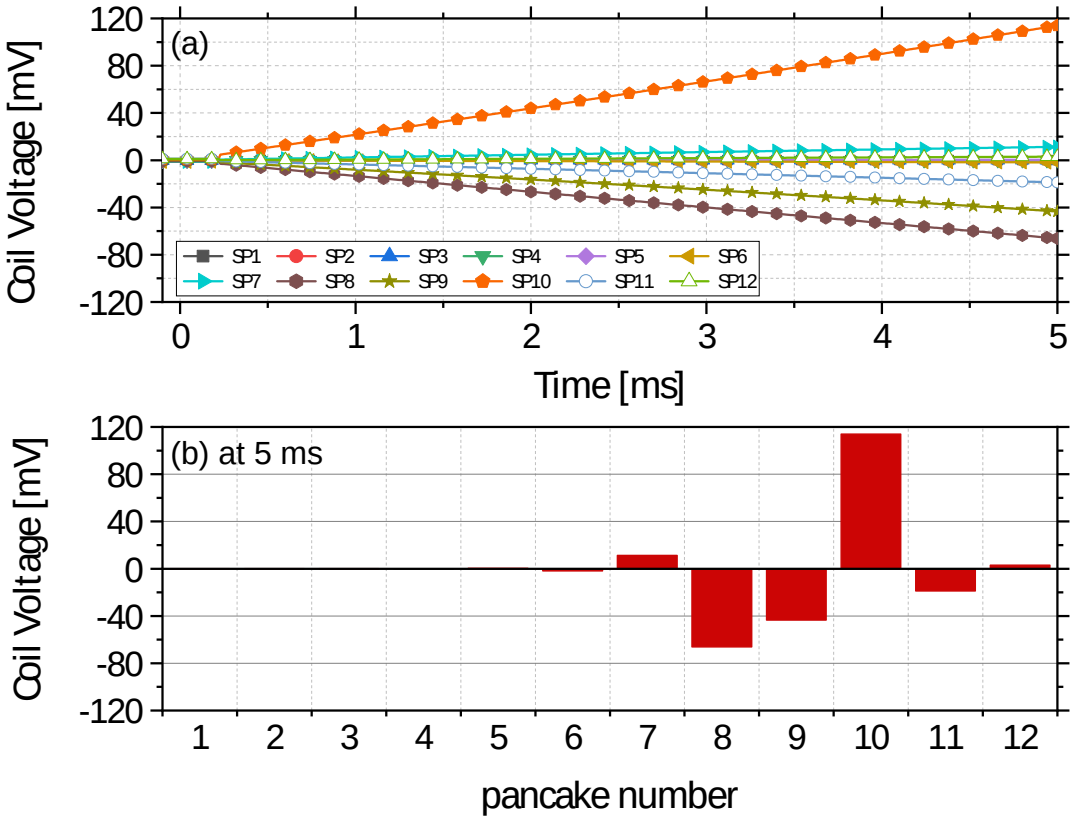

図 4.11: 内挿コイルの通電電流が 240 A の場合におけるコイル電圧．(a) 推移および (b) 移動後の分布．SP9 が 0.5 mm を 100 mm/s で移動する．

本筋から少し離れるが，NHMFL で 45.5 T 生成実験が実施された．解析の結果，クエンチ過程のコイル電圧が実験とシミュレーションで一致しないことがわかっている．最大でシミュレーションの 2 倍 (数 V 程度) の電圧が実験で測定された．コイルの機械的挙動や REBCO 線材特性の変化によりこれを説明しようとする試みが為されている [175]．強大な電磁力 (フープ力) によるコイル径拡大の影響を解析した結果，20 % 程度の増加が見られたが，実験値との乖離を説明するには不十分である [131]．今回の移動による電圧変化も，高磁場中のクエンチ過程における解析と実験の乖離を説明するには不十分である．

さて，より詳細にコイル内の電圧・電流分布を確認して安定性について議論する．図 4.12 に示す．まず移動する SP9 でこれまでと同様の電圧・電流分布が確認できる．最外ターンで 289 A の電流が流れており，運転電流より 49 A 多い．同じ負の電圧が発生する SP8 ではコイル全体に 15 A 程度の増加が見られるが，SP9 のような最外ターンにおける著しい変化は生じない．SP9 が SP8 に対して離れる方向に移動するため，SP8 はコイル全体で磁束の減少を経験し，コイル全体で電流が上昇すると考えられる．他方，SP10 の電圧分布は最内ターンで最大となる 0.66 mV が印加されており，最外ターンで 0.59 mV となる．SP9 が作る磁場は SP10 の最内ターン付近で強いため，SP10 の内側で大電圧が印加される結果となった．他方，電流は最外ターンで最も減少しており，電圧分布の大小関係とは異なる．接触抵抗とインダクタンスのバランスからこのような結果になったと考えられる．

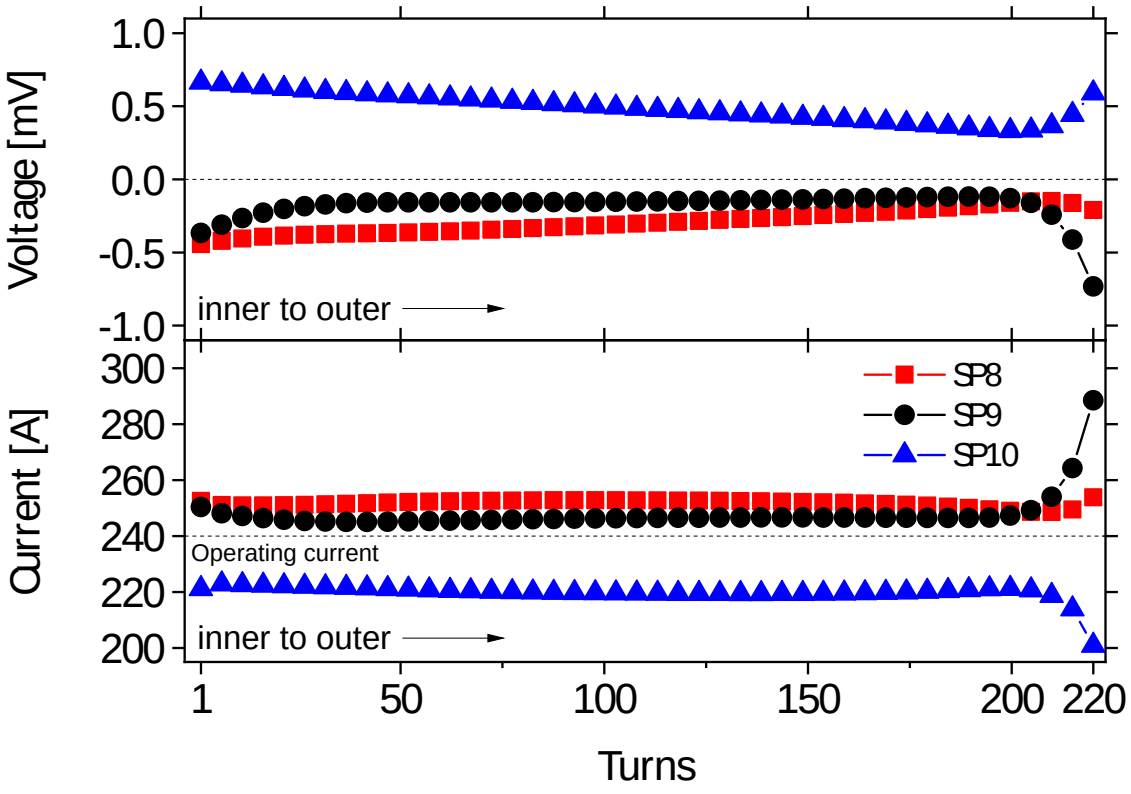

図 4.12: 図 4.11 の 5 ms(移動終了時) での各コイルにおける電圧・電流分布．

表 4.3 に誘導電圧を各成分に分解した結果を示す．表 4.2 の場合に比べて移動による影響 $V_{\mathrm{sp,mv}}$ が大きい．外挿磁石との相互作用は小さく，無視できるほど小さい．SP コイルの間の相互作用が非常に大きいといえる．このような誘導電圧の内訳になる理由は次のように説明される．まず初期状態において SP9 が周囲に大きな磁場を生成する．SP9 が SP10 に近づく．SP10 の経験する磁束が急激に増え，これを打ち消すように電圧 $V_{\mathrm{sp,mv}}$ が SP10 に誘導される．同時に，SP10 の電流変化を打ち消すような電圧 $V_{\mathrm{sp,cr}}$ が SP9 に誘導される．逆に SP9 の移動により，SP8 は経験磁場がより少なくなり，負に大きな $V_{\mathrm{sp,mv}}$ となる．

表 4.3: 運転電流が 240 A の場合における誘導電圧の内訳

	V_{self}	$V_{\mathrm{sp,cr}}$	$V_{\mathrm{sp,mv}}$	V_{os}
SP8 [V]	2.43	-0.49	-2.01	0.00
SP9 [V]	1.81	-1.44	-0.28	-0.14
SP10 [V]	-4.51	2.23	-2.38	0.00

最後に，電流速度依存性を調査する．図 4.13 は SP9 の移動終了時のコイル電圧を移動速度に対してプロットしたものである．内挿 NI REBCO コイルの通電電流が 240 A の場合である．速度速度が速いほど各コイル電圧の大きさが増加する．増加率としては低速度領域の方が大きい．速度が早くなると増加率が少なくなり，例えば SP8 は 100 mm/s で電圧が飽和する．SP9 と SP10 の場合でも飽和し始める様子が現れ始めている．図 4.14 は SP9 の増加電流の移動速度依存性である．1 mm/s ではほとんど電流が増加しない．一方で 1000 mm/s の場合には 87 A も増加する．

移動コイルでは最外ターンで電流が増加する．臨界電流を超える場合にクエンチ発生の恐れがある．ここで，臨界電流は最内ターンで最大であり最外ターンでは臨界電流が大きい．コイル外周側の線材特性が劣化していれば常電導転移の芽になると考えられる．逆に言えば，移動によって熱的安定性を劣化させないため，コイル製作においてコイル最外ターンの処理に気をつける必要がある．また，最大のコイル電圧は移動するコイルに隣接したコイルで確認される．コイル電圧が最も大きいからそのコイルが移動しているわけではない．その一方，電流上昇値は移動するコイルで最大である．コイル電圧だけを見て電流値を推定することは困難である．

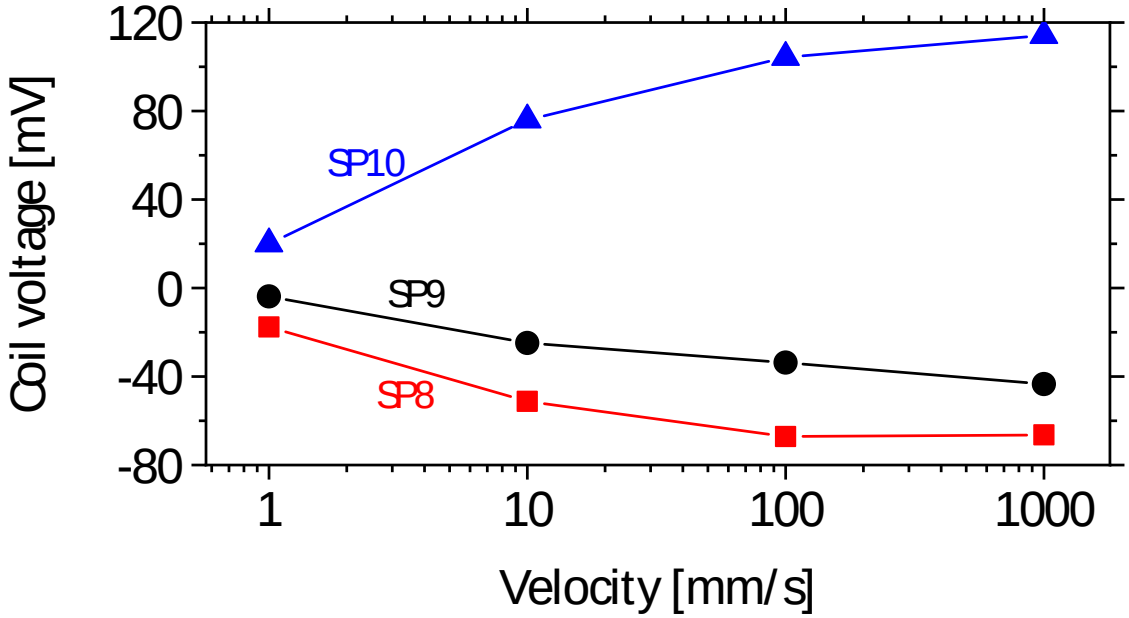

図 4.13: コイル移動による電圧変化の速度依存性．ここに示された電圧は移動終了後のコイル電圧である．

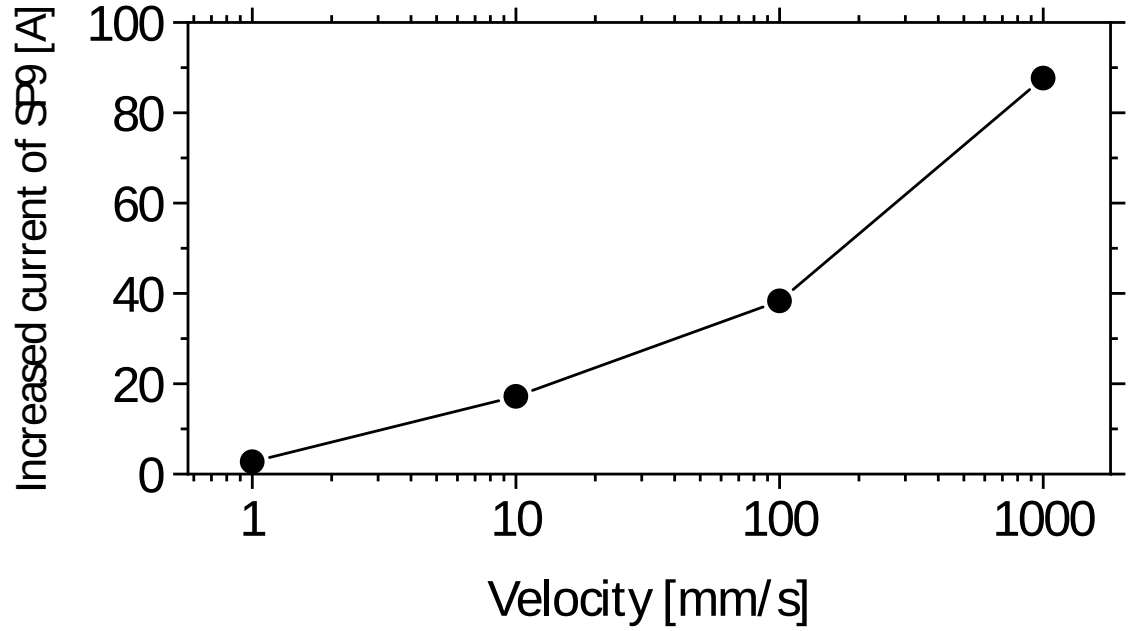

図 4.14: コイル移動による増加電流の速度依存性.

第 5 章

総括

本研究では，超電導マグネットの超高磁場化を目指す上で必要である NI 技術の熱的安定性に関する研究を行なった．以下，2-4 章で得られた結果をまとめる．

5.1　各種 NI REBCO コイルの熱的安定性の系統的比較

2 章ではこれまでに提案されてきた各種 NI REBCO コイルを電気等価回路の観点から従来型 (CNI: conventional-base NI) と補助導体型 (SNI: supplementary-base NI) に分類し，各分類である CNI コイルと SNI コイルを解析することにより体系的に熱的安定性を明らかにした．まず例として特定のパラメータを持つ NI コイルを解析し，電磁・熱的現象を確認した．CNI コイルは低接触抵抗を持つ場合に局所的な転流現象を示す．一方，SNI コイルでは REBCO テープ-補助導体間接触抵抗が低い場合は CNI コイルと同様な振舞いを示すが，高い場合に転流面積が広くなる結果となった．補助導体抵抗が導体間接触抵抗に比べて小さい時は，転流した電流が補助導体に流れ続けた方がエネルギー的に安定であるためである．

次に熱的安定性のみに着目して熱的安定性の抵抗値依存性を明らかにし，現在達成できる抵抗値から議論を行なった．現状では CNI REBCO コイル，特に最初に提案された (FP: first-proposed) NI コイルが SNI REBCO コイルに比べて安定であることがわかった．一方，SNI REBCO コイルがより高い補助導体抵抗，そして低い導体間接触抵抗を有する場合，同じような時定数を持つ CNI REBCO コイルに比べてより高熱的安定に動作することを明らかにした．コイル全体の抵抗値が同じであったとしても転流に伴う発熱が補助導体で支配的に生じることから，このような結果となった．換言すれば補助導体がコイル外部に取り付けられたシャント抵抗のように機能するためである．なお，課題として REBCO テープ-補助導体間接触抵抗率を低減する技術の開発が必要である．また近年，複数テープ線を共巻きするバンドル巻きがその高い熱的安定性から注目を集め始めており，このような巻線手法に関しても体系的な調査が求められている．

5.2　LFAC 測定の精度向上およびスケールアップへの検討

現状達成できる抵抗率では FP NI REBCO コイルの安定性が最も高く，超高磁場生成に向いていることを明らかにしてきた．一方，超高磁場では接触抵抗率がどのように変化するか不明である．従来手法の遮断法では電流値依存性を測定することができないため，LFAC (low-frequency AC) 法による接触抵抗測定手法の確立が必要不可欠である．そこで 2 章では LFAC 法の精度向上および頑健性向上を目指して，電流と電圧の位相差を利用した修正 LFAC 法を提案した．修正 LFAC 法を用いることで従来 LFAC 法よりも広い範囲の周波数，特に低周波交流を使用して接触抵抗が測定可能であることを明らかにした．また，3 次元数値解析を用いた現象解析を通して，測定精度が低下する条件について議論を行った．3 つの原因にまとめることができる．1）交流印加時，最内・最外ターンにおいてその他ターンと位相の異なった電流が流れる．したがって，周方向インダクタンスの影響が現れてしまい，幾分かの精度低下につながる．これはターン数が少ない時，顕著に現れる．2）コイル内部の電流分布を見るとREBCO テープ線幅方向にも不均一に電流が流れる．電流が均一に流れると仮定したインダクタンスと実行的なインダクタンスが異なっている可能性があり，抵抗算出時に誤差を生み出していると考えられる．遮断試験時にも同じことが言える．3）接触抵抗率と接触抵抗の換算式が正しい現象を表現できていない．最初の 2 つの精度劣化の原因と関連しているが，最内・最外ターンは異なる位相で電流が流れる．接触抵抗換算式は，本来スパイラル構造のコイルが同心円状に重なったコイルとしてモデリングされ，径方向に均一に電流が流れるとして定式化される．したがって，多くの場合でよい近似であるが，小ターン数コイルでは表現精度が悪い．著者が確認している限り，数十ターン程度のコイルであれば問題なく解析と計算が一致する．

LFAC 法を大型磁石へ適用することを考えると遮蔽電流やパンケーキごとに異なる抵抗値の影響で測定ができない可能性がある．遮断法では磁場を測定する必要があることからも LFAC 法を利用する方が有利である．そこで大型積層コイルに適用することを見据え，NI REBCO DP コイルに LFAC 法を実験的に適用した．上下パンケーキコイルで異なる接触抵抗を有する NI REBCO DP コイルを対象とした．上下パンケーキコイルの誘導を考慮した理論式，数値解析結果ともに良好な一致を示し，実際に LFAC 法を用いて各パンケーキコイルの接触抵抗を同定することができた．遮断法と比較も行い，妥当性を確認している．

5.3　軸方向移動による熱的安定性に対する影響

超高磁場では非常に強力な電磁力が作用し，その影響が無視できなくなってきている．これまで，遮蔽電流応力による臨界電流低下現象や径方向応力による変形が電磁現象にもたらす影響など，機械的現象と超電導磁石の安定性の関係性が少しずつ明らかになってきている．変形による作用が注目を集めているが，超電導磁石に働く軸方向応力がどのように安定性を劣化させるのかについて全く議論されていない．そこで，5 章では，米国国立強磁場研究所が実施し

た 45.5 T 実験に使用されたコイルを模擬して，NI REBCO コイルの移動が熱的安定性にもたらす影響を数値解析により調査した．外挿磁石内に配置された 12 積層 NI REBCO SP コイルの 1 つが 100 m/s で移動した場合を解析した結果，動いたパンケーキコイルに 50 A を上回る電流が最外ターンに誘導された．この電流では臨界電流に達することはなく，致命的に熱的安定性を低下させることはない．一般的に最外ターンの臨界電流は最内ターンに比べて高いことから，軸方向移動による熱的安定性劣化の恐れは少ない．ただし，最外ターンを巻線作業中に劣化させることがあってはならないと言える．また，コイルの電圧に関しても調査した．移動するコイルに近づかれる隣接パンケーキコイルが最も高い電圧を示す結果となった．114 mV の電圧上昇である．移動するパンケーキコイルの生成磁束が隣接コイルの磁束を多く増加させ，大きな誘導電圧が生じるためである．移動するパンケーキコイルにも 43 mV の減少が見られたが，これは隣接コイルの電流変化による磁束変化を打ち消す誘導電圧であることが明らかとなった．なお，外挿磁石の生成する磁束は比較的均一であり，内挿コイルが移動した場合に経験する鎖交変化が小さいことを付け加えておく．そのため，超高磁場磁石では機械的移動による外挿磁石との相互作用は小さい．今後は，巻線が個別に移動する場合やクエンチ時の挙動への影響を調べる必要がある．

参考文献

[1] D. van Delft and P. Kes, “The Discovery of Superconductivity,” *Phys. Today*, vol. 63, no. 9, pp. 38 – 43, 2010.

[2] D. C. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann, and A. Polyanskii, “High-Tc Superconducting Materials for Electric Power Applications,” *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 368-377, 2001.

[3] M. Kaname and P. Mele, “Artificial Pinning Center Technology to Enhance Vortex Pinning in YBCO Coated Conductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 1, 2009, Art. no. 014001.

[4] J. van Nugteren, G. Kirby, J. Murtomäki, G. DeRijk, L. Rossi, and A. Stenvall, “Toward REBCO 20 T+ Dipoles for Accelerators,” IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 28, no. 4, 2018, Art. no. 4008509.

[5] 山村 晶ら,「電気学会大学講座 超電導工学 (改正版)」, 電気学会, chap. 1, pp. 6, 2005.

[6] Y. H. Zhou, D. Park, and Y. Iwasa, “Review of Progress and Challenges of Key Mechanical Issues in High-field Superconducting Magnets,” *Natl. Sci. Rev.*, vol. 10, no. 3, 2023, Art. no. nwad001.

[7] F. Trillaud, G. Dos Santos, and G. Gonçalves Sotelo, “Essential Material Knowledge and Recent Model Developments for REBCO-Coated Conductors in Electric Power Systems,” *Materials*, vol. 14, no. 8, 2021, Art. no. 1892.

[8] C. Yao and Y. Ma, “Superconducting Materials: Challenges And Opportunities For Large-Scale Applications,” *iScience*, vol. 24, no. 6, 2021, Art. no. 102541.

[9] Y. Shimomura, R. Aymar, V. Chuyanov, M. Huguet, and R. Parker, “ITER overview,” *Nucl. Fusion*, vol. 39, no. 9Y, pp. 1295-1308, 1999.

[10] E. Todesco et al., “The High Luminosity LHC Interaction Region Magnets towards Series Production,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 34, no. 5, 2021, Art. no. 053001.

[11] L. Rossi et al., “The EuCARD2 Future Magnets Program for Particle Accelerator High-Field Dipoles: Review of Results and Next Steps,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 3, 2018, Art. no. 4001810.

[12] M. Ogata, Y. Miyazaki, H. Hasegawa, T. Sasakawa, and K. Nagashima, “Preliminary Study of HTS Magnet Using 2G Wires for Maglev Train,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol.

234, no. 3, 2010, Art. no. 032042.

[13] N. Yanagi et al., “Feasibility of HTS Magnet Option for Fusion Reactors,” *Plasma Fusion Res.*, vol. 9, 2014, Art. no. 1405013.

[14] J. G. Bednorz and K. A. Müller, “Possible HighTc Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System,” *Z. Phys. B: Condens. Matter*, vol. 64, no. 2, pp. 189-193, 1986.

[15] M. K. Wu et al., “Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Yb-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 9, pp. 908-910, 1987.

[16] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, “A New High-Tc Oxide Superconductor without a Rare Earth Element,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, no. 2, pp. L209-L210, 1988.

[17] Fujikura, ”Superconductor,” https://www.fujikura.com/solutions/superconducting-wire/, Accessed Nov. 9, 2023.

[18] Superpower, ”2G HTS Wire Specification,” https://www.superpower-inc.com/specification.aspx, Accessed Nov. 9, 2023.

[19] THEVA, ”THEVA Pro-Line,” https://www.theva.com/products/#pro-line, Accessed Nov. 9, 2023.

[20] G. Grimaldi, M. Bauer, and H. Kinder, “Continuous Reel-to-Reel Measurement of Critical Currents of Coated Conductors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 26, pp. 4390-4392, 2001.

[21] A. Stangl, “In Situ Comparison Between Direct and Magnetization Critical Current Measurements in REBCO Coated Conductors,” Master’s thesis, Technische Universität Wien, 2013.

[22] Haynes International, ”Trademarks,” https://www.haynesintl.com/company-information/trademarks, Accessed Nov. 9, 2023.

[23] C. Barth, G. Mondonico, and C. Senatore, “Electro-Mechanical Properties of REBCO Coated Conductors from Various Industrial Manufacturers at 77 K, Self-Field And 4.2 K, 19 T,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 4, 2015, Art. no. 045011.

[24] P. Gao, Y. Zhang, X. Wang, and Y. Zhou, “Interface Properties and Failures of REBCO Coated Conductor Tapes: Research Progress and Challenges,” *Superconductivity*, 2023, Art. no. 100068.

[25] A. Gorospe, A. Nisay, and H. S. Shin, “Delamination Behaviour in Differently Copper Laminated REBCO Coated Conductor Tapes under Transverse Loading,” *Phys. C*, vol. 504, pp. 47 – 52, 2014.

[26] L. Liu, Y. Zhu, X. Yang, T. Qiu, and Y. Zhao, “Delamination Properties of YBCO Tapes Under Shear Stress Along the Width Direction,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 6, 2016. Art. no. 6603406.

[27] J. Wang, C. Sun, L. Cong, X. Zhang, and Y. Zhou, “Delamination Strength of HTS Tape Under Transverse Tensile Stress and its Enhancement by Using Different Ag Layer Depositing Temperatures,” *Theor. App. Mech. Lett.*, vol. 9, no. 3, pp. 147 – 151, 2019.

[28] T. Kiss et al., “Angular Dependence of Critical Current Properties in YBCO Coated Tape under High Magnetic Field up to 18 T,” *Physica C Supercond.*, vol. 378 – 381, pp. 1113 – 1117, 2002.

[29] J. Lu, Y. Xin, Y. Zhang, and H. Bai, “ab-Plane Tilt Angles in REBCO Conductors,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 6600504.

[30] THEVA, ”THEVA PRO-LINE HTS WIRE,” https://www.theva.de/wp-content/uploads/2019/04/190426_THEVA_General-Properties_EN_kl.pdf, Accessed Nov. 9, 2023.

[31] H. Ueda et al., “Numerical Simulation on Magnetic Field Generated by Screening Current in 10-T-Class REBCO Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4701205.

[32] Y. Iwasa, “HTS and NMR/MRI Magnets: Unique Features, Opportunities, and Challenges,” *Phys. C*, vol. 445 – 448, pp. 1088 – 1094, Oct. 2006.

[33] J. Bascuñán, S. Hahn, M. Ahn, and Y. Iwasa, “Construction and Test of a 500 MHz/200 mm RT Bore Solid Cryogen Cooled Nb3Sn MRI Magnet,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 1218, no. 1, pp. 523 – 530, 2010.

[34] Y. Iwasa, R. Wheatley, J. Bascunan, B. Haid, and H. Lee, “A Solid-Nitrogen Cooled Nb_3Sn NMR Magnet Operating in the Range 8-10 K,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 1636 – 1639, 2003.

[35] T. Kiyoshi et al., “Development and Operation of Superconducting NMR Magnet beyond 900 MHz,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, no. 1, pp. 2347 – 2350, 2001.

[36] O. Brüning and P. Collier, “Building a behemoth,” *Nature*, vol. 448, no. 7151, pp. 285 – 289, 2007.

[37] A. Abada et al., “FCC-ee: The Lepton Collider,” *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 228, no. 2, pp. 261 – 623, 2019.

[38] S. Michizono, “The International Linear Collider,” *Nature Reviews Physics*, vol. 1, no. 4, pp. 244 – 245, 2019.

[39] H. Ueda et al., “Conceptual Design of Next Generation HTS Cyclotron,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, 2013, Art. no. 4100205.

[40] E. Felcini, L. Bottura, J. van Nugteren, G. de Rijk, G. Kirby, and B. Dutoit, “Magnetic Design of a Superconducting Toroidal Gantry for Hadron Therapy,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, 2020, Art. no. 4400405.

[41] M. Barone, L. Biron, L. Hesla, J. Pinson, and K. Riesselmann, ”Fermilab presents: March Magnets,” https://news.fnal.gov/2020/03/fermilab-presents-march-magnets/, Accessed Nov. 9, 2023.

[42] K. Nishijima, M. Asada, A. Izumi, R. Takahashi, H. Sato, and S. Maeda, “A New Project for Superconducting Generator (SCG),” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 2124 – 2127, 2003.

[43] 寺尾 悠, 大崎 博之,「電動推進航空機用超電導回転機の技術動向」, 低温工学, vol. 57, no. 2, pp. 71 – 78, 2022.

[44] D. K. Supreeth, S. I. Bekinal, S. R. Chandranna, and M. Doddamani, “A Review of Superconducting Magnetic Bearings and Their Application,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 3, 2022, Art. no. 3800215.

[45] 寺尾 悠,「カーボンニュートラル社会における超電導回転機の貢献の可能性」, in 応用物理学会 超伝導分科会 第 66 回研究会, オンライン, Dec. 21, 2022.

[46] K. Sawada, M. Murai, and M. Tanaka, “Magnetic Levitation (Maglev) Technologies,” *Japan Railway & Transport Review*, vol. 25, pp. 58 – 67, 2000.

[47] 大阪府,「リニア中央新幹線 早期全線開業実現協議会」, https://linear-osaka.jp/, Accessed Nov. 9, 2023.

[48] 小野 通隆, 前田 秀明,「半導体単結晶引き上げ装置」, 電気学会誌, vol. 120, no. 4, p. 208-210, 2000.

[49] C. A. Luongo, “Superconducting Storage Systems: an Overview,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 32, no. 4, pp. 2214 – 2223, 1996.

[50] P. Tixador, “Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) Systems,” in *Electricity Transmission, Distribution and Storage Systems*, Z. Melhem, Ed., Woodhead Publishing, ch. 13, sec. 6, pp. 442 – 477.

[51] J. Ongena, R. Koch, R. Wolf, and H. Zohm, “Magnetic-Confinement Fusion,” *Nat. Phys.*, vol. 12, no. 5, pp. 398 – 410, 2016.

[52] N. Holtkamp, “An Overview of the ITER Project,” *Fusion Eng. Des.*, vol. 82, no. 5, pp. 427 – 434, 2007.

[53] Z. Hartwig et al., “The SPARC Toroidal Field Model Coil Program,” arXiv: 2308.12301 [physics.plasm-ph], 2023, Available: http://arxiv.org/abs/2308.12301.

[54] A. Sykes et al., “Compact Fusion Energy Based on the Spherical Tokamak,” *Nucl. Fusion*, vol. 58, no. 1, 2017, Art. no. 016039.

[55] R. Aymar, P. Barabaschi, and Y. Shimomura, “The ITER Design,” *Plasma Phys. Controlled Fusion*, vol. 44, no. 5, p. 519, 2002.

[56] N. Boulant, L. Quettier, and Iseult Consortium, “Commissioning of the Iseult CEA 11.7 T Whole-Body MRI: Current Status, Gradient-Magnet Interaction Tests and First Imaging Experience,” *MAGMA*, vol. 36, no. 2, pp. 175 – 189, 2023.

[57] M. E. Ladd et al., “Pros and Cons of Ultra-High-Field MRI/MRS for Human Application,” *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.*, vol. 109, pp. 1 – 50, 2018.

[58] H. Maeda and Y. Yanagisawa, “Future Prospects for NMR Magnets: A Perspective,” *J. Magn. Reson.*, vol. 306, pp. 80 – 85, 2019.

[59] Y. Suetomi, S. Takahashi, T. Takao, H. Maeda, and Y. Yanagisawa, “A Novel Winding Method For a No-Insulation Layer-Wound REBCO Coil to Provide a Short Magnetic Field Delay And Self-Protect Characteristics,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 4, 2019, Art. no. 045003.

[60] P. Wikus, W. Frantz, R. Kümmerle, and P. Vonlanthen, “Commercial gigahertz-class NMR magnets,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 3, 2022, Art. no. 033001.

[61] J. Bascunan, S. Hahn, D. K. Park, and Y. Iwasa, “A 1.3-GHz LTS/HTS NMR Magnet – A Progress Report,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 2092 – 2095, 2011.

[62] H. Bai et al., “The 40 T Superconducting Magnet Project at the National High Magnetic Field Laboratory,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, 2020, Art. no. 4300405.

[63] S. Awaji et al., “Robust REBCO Insert Coil for Upgrade of 25 T Cryogen-Free Superconducting Magnet,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4300105.

[64] P. Fazilleau, X. Chaud, F. Debray, T. Lécrevisse, and J.-B. Song, “38 mm Diameter Cold Bore Metal-as-Insulation HTS Insert Reached 32.5 T in A Background Magnetic Field Generated by Resistive Magnet,” *Cryogenics*, vol. 106, 2020, Art. no. 103053.

[65] W. G. Chen et al., “Construction of Cryostat Components for the CHMFL Hybrid Magnet Superconducting Outsert,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 0605904.

[66] Y. Iwasa, “Stability,” in *Superconducting Magnets: Design and Operational Issues*, 2nd ed. NY, USA: Springer Science+Business Media, 2009, ch. 6, sec. 2, pp. 357.

[67] H. ten Kate, H. Boschman, and L. Van de Klundert, “Longitudinal Propagation Velocity of the Normal Zone in Superconducting Wires,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 23, no. 2, pp. 1557 – 1560, 1987.

[68] F. Trillaud, H. Palanki, U. P. Trociewitz, S. H. Thompson, H. W. Weijers, and J. Schwartz, “Normal Zone Propagation Eperiments on HTS Composite Conductors,” *Cryogenics*, vol. 43, no. 3, pp. 271 – 279, 2003.

[69] J. van Nugteren, M. Dhallé, S. Wessel, E. Krooshoop, A. Nijhuis, and H. ten Kate, “Measurement and Analysis of Normal Zone Propagation in a ReBCO Coated Conductor at Temperatures Below 50K,” Phys. Procedia, vol. 67, pp. 945 – 951, Jan. 2015.

[70] W. S. Kim, F. Trillaud, M. C. Ahn, Y. Iwasa, X. Peng, and M. Tomsic, “Normal Zone Propagation in 2-Dimensional YBCO Winding Pack Models,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 18, no. 2, pp. 1249 – 1252, 2008.

[71] K. Yanagisawa et al., “A Long Charging Delay for a No-Insulation REBCO Layer-Wound Coil and Its Influence on Operation With Outer LTS Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4602304.

[72] X. Hu et al., “Analysis of Local Burnout in a Sub-Scale Test Coil for the 32 T Magnet After Spontaneous Quenches during Fast Ramping,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 7, 2022, Art. no. 075009.

[73] S. Muto et al., “Quench Protection Study of a Large Scale REBCO Magnet With Additional Copper Tapes,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 4701605.

[74] T. Ariyama et al., “Quench Protection of YBCO Coils: Co-Winding Detection Method and Limits to Hot-Spot Temperature,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, 2016, Art. no. 4702205.

[75] T. Wang, K. Katsumata, A. Ishiyama, and S. Noguchi, “Detection Method for a Local Normal-State Transition in a No-Insulation REBCO Pancake Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, 2017, Art. no. 0601206.

[76] H. Hiwatashi, R. Mizoue, A. Kawagoe, and T. Eguchi, “Detection of Local Abnormalities in Windings of High-Temperature Superconducting Transformers by Using Pick-Up Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, no. 3, 2014, Art. no. 9001104.

[77] H. Lee, H. M. Kim, J. Jankowski, and Y. Iwasa, “Detection of ‘Hot Spots’ in HTS Coils and Test Samples with Acoustic Emission Signals,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 14, no. 2, pp. 1298 – 1301, 2004.

[78] F. Trillaud, I. C. Ang, W.-S. Kim, H. G. Lee, Y. Iwasa, and J. P. Voccio, “Protection and Quench Detection of YBCO Coils Results With Small Test Coil Assemblies,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 2450 – 2453, 2007.

[79] M. Yoneda, N. Nanato, D. Aoki, T. Kato, and S. Murase, “Quench DetectionProtection of an HTS Coil by AE Signals,” *Phys. C* , vol. 471, no. 21, pp. 1432 – 1435, 2011.

[80] F. Scurti, S. Ishmael, G. Flanagan, and J. Schwartz, “Quench Detection for High Temperature Superconductor Magnets: a Novel Technique Based on Rayleigh-Backscattering Interrogated Optical Fibers,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 3, 2016, Art. 03LT01.

[81] S. Hasegawa, S. Ito, G. Nishijima, and H. Hashizume, “Fundamental Evaluations of Applicability of LTS Quench Detectors to REBCO Pancake Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 9001305.

[82] R. Kang, J. Wang, and Q. Xu, "Detecting Quench in HTS Magnets With LTS Wires - A Theoretical and Numerical Analysis," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, p. 2022, Art. no. 4701905.

[83] H. W. Weijers et al., "Progress in the Development and Construction of a 32-T Superconducting Magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4300807.

[84] S. Awaji et al., "First Performance Test of a 25 T Cryogen-Free Superconducting Magnet," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 6, 2017, Art. no. 065001.

[85] R. H. Carcagno et al., "An FPGA-Based Quench Detection and Protection System for Superconducting Accelerator Magnets," *Proc of the 2005 Particle Accelerator Conference*, pp. 3502 – 3504, 2005.

[86] M. Coatanea-Gouachet, D. Carrillo, S. Lee, and F. Rodríguez-Mateos, "Electromagnetic Quench Detection in ITER Superconducting Magnet Systems," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, 2015, Art. no. 4202507.

[87] E. Ravaioli, "CLIQ. A New Quench Protection Technology for Superconducting Magnets," Doctoral Thetis, University of Twente, 2015.

[88] S. An et al., "A Feasibility Study on 'Magnetic Dam' to Absorb Magnetic Energy in NI HTS Magnet During Quench," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, 2020, Art. no. 4701705.

[89] T. Mato, S. Hahn, and S. Noguchi, "Mechanical Damage Protection Method by Reducing Induced Current in NI REBCO Pancake Coils During Quench Propagation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art, no. 4602405.

[90] Y. Onodera, T. Mito, K. Takahata, and N. Hirano, "Novel HTS coil Protection Method Using Secondary Windings as a Quench Heater," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1559, no. 1, 2020, Art. no. 012118.

[91] S. Hahn, D. K. Park, J. Bascunan, and Y. Iwasa, "HTS *Pancake* Coils Without Turn-to-Turn Insulation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1592-1595, 2011.

[92] Y. Wang, W. K. Chan, and J. Schwartz, "Self-Protection Mechanisms in No-Insulation (RE)Ba2Cu3Ox High Temperature Superconductor Pancake Coils," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 4, 2016, Art. no. 045007.

[93] K. R. Bhattarai et al., "Understanding Quench in No-Insulation (NI) REBCO Magnets Through Experiments And Simulations," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 3, 2020, Art. no. 035002.

[94] J. B. Song, S. Hahn, T. Lécrevisse, J. Voccio, J. Bascuñán, and Y. Iwasa, "Over-Current Quench Test And Self-Protecting Behavior of a 7 T/78 mm Multi-Width No-Insulation REBCO Magnet at 4.2 K," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 11,

2015, Art. no. 114001.

[95] D. Park, J. Bascuñán, Y. Li, W. Lee, Y. Choi, and Y. Iwasa, “Design Overview of the MIT 1.3-GHz LTS/HTS NMR Magnet with a New REBCO Insert,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4300206.

[96] P. C. Michael et al., “Assembly and Test of a 3-Nested-Coil 800-MHz REBCO Insert (H800) for the MIT 1.3 GHz LTS/HTS NMR Magnet,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4300706.

[97] W. Lee, D. Park, J. Bascuñán, and Y. Iwasa, “Construction and test result of an all-REBCO conduction-cooled 23.5 T magnet prototype towards a benchtop 1 GHz NMR spectroscopy,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 10, 2022, Art. no. 105007.

[98] T. Shen et al., “Stable, Predictable and Training-Free Operation of Superconducting Bi-2212 Rutherford Cable Racetrack Coils at the Wire Current Density of 1000 A/mm^2,” *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, 2019, Art. no. 10170.

[99] M. A. Green, “Various Quench Protection Methods for HTS Magnets,” *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, vol. 755, no. 1, 2020, Art. no. 012134.

[100] M. Green, “Quench protection and Design of Large High Current Density Superconducting Magnets,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 17, no. 5, pp. 1793 – 1798, 1981.

[101] P. Pugnat and A. Siemko, “Review of Quench Performance of LHC Main Superconducting Magnets,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, no. 2, pp. 1091 – 1096, 2007.

[102] X. Wang, T. Wang, E. Nakada, A. Ishiyama, R. Itoh, and S. Noguchi, “Charging Behavior in No-Insulation REBCO Pancake Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, 2015, Art. no. 4601805.

[103] Y. Wang and H. Song, “Influence of Turn-to-Turn Resistivity and Coil Geometrical Size on Charging Characteristics of No-Electrical-Insulation REBCO Pancake Coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 7, 2016, Art. no. 075006.

[104] A. Zappatore et al., “Performance Analysis of the NbTi PF Coils for the EU DEMO Fusion Reactor,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 4, 2018, Art. no. 4901005.

[105] Y. Miyamoto, A. Ishiyama, W. Tomonori, and N. Shigeo, “Evaluation of Operating Characteristics of Coils Wound With No-Insulation REBCO Bundle Conductor for SMES,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 5700605.

[106] K. Kodaka and S. Noguchi, “Current Behaviors of NI REBCO Pancake Coil Wound With Multi-Bundled Conductors During Charging and Against Local Normal-State Transition,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 4603105.

[107] S. Kim, S. Hahn, K. Kim, and D. Larbalestier, “Method For Generating Linear Current-Field Characteristics and Eliminating Charging Delay in No-Insulation Superconducting Magnets,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 3, 2017, Art. no.

035020.

[108] Y. Q. Li, M. Yin, J. W. Zhang, Z. Y. Li, Z. Hong, and Z. Jin, "Study on Reducing the Charge Delay of the No-Insulation HTS Coil after Solder Impregnation," *Phys. C*, vol. 552, pp. 42 – 47, 2018.

[109] X. Wang et al., "Turn-to-Turn Contact Characteristics for An Equivalent Circuit Model of No-Insulation ReBCO Pancake Coil," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 3, 2013, Art. no. 035012.

[110] V. Phifer, M. Small, G. Bradford, J. Weiss, D. van der Laan, and L. Cooley, "Investigations in The Tape-to-Tape Contact Resistance and Contact Composition in Superconducting CORC® Wires," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 6, 2022, Art. no. 065003.

[111] J. Lee, J. Mun, J. Kim, and S. Kim, "Investigation on the Electrical Contact Resistance of Soldered Metal Insulation REBCO Coil," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4601205.

[112] K. L. Kim et al., "Effect of Winding Tension on Electrical Behaviors of a No-Insulation ReBCO Pancake Coil," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, no. 3, 2014, Art. no. 4600605.

[113] M. Sohn, K. Sim, B. Eom, H. Ha, H. Kim, and K. Seong, "Controllability of the Contact Resistance of 2G HTS Coil With Metal Insulation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 3, 2018, Art. no. 4602705.

[114] Y. S. Chae et al., "Electromagnetic Characteristics of NI-REBCO Coils According to Contact Surface Conditions Controlled by the Oxidation State and Roughness of The REBCO Conductor," *Phys. C* , vol. 613, 2023, Art. no. 1354333.

[115] J. Lu, J. Levitan, D. McRae, and R. Walsh, "Contact Resistance Between Two REBCO Tapes: The Effects of Cyclic Loading and Surface Coating," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 31, no. 8, 2018, Art. no. 085006.

[116] T. Yoshida et al., "Performance of Epoxy-Impregnated intra-Layer No-Insulation (LNI) REBCO Coils at 77 K," IEEE Trans. Appl. Supercond., 2021, Art. no. 4602706.

[117] S. Noguchi, K. Monma, H. Igarashi, and A. Ishiyama, "Investigation of Current Flow Between Turns of NI REBCO Pancake Coil by 2-D Finite-Element Method," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, 2016, Art. no. 4901205.

[118] S. Noguchi, R. Miyao, K. Monma, H. Igarashi, and A. Ishiyama, "Numerical Investigation of Metal Insulation Technique on Turn-to-Turn Contact Resistance of REBCO Pancake Coils," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, 2017, Art. no. 7700505.

[119] S. Noguchi, S. Hahn, A. Ishiyama, and Y. Iwasa, "A Simple Protection Evaluation Method for No-Insulation REBCO Pancake Coils during Local Normal-State Transition," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 4, 2019, Art. no. 045001.

[120] S. Hahn et al., “45.5-Tesla Direct-Current Magnetic Field Generated with A High-Temperature Superconducting Magnet,” Nature, vol. 570, no. 7762, pp. 496 – 499, 2019.

[121] H. Ueda et al., “Measurement and Simulation of Magnetic Field Generated by Screening Currents in HTS Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, no. 3, 2014, Art. no. 4701505.

[122] J. Bang et al., “A Customized Electric Heater to Mitigate Screening Current by Optimal Control on Temperature Distribution in a High-Temperature Superconductor Coil,” *J. Appl. Phys.*, vol. 132, no. 18, 2022, Art. no. 183911.

[123] Y. Yanagisawa et al., “Effect of Coil Current Sweep Cycle and Temperature Change Cycle on The Screening Current-Induced Magnetic Field for Ybco-Coated Conductor Coils,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 1434, no. 1, pp. 1373 – 1380, 2012.

[124] K. Kajikawa and K. Funaki, “Reduction of Magnetization in Windings Composed of HTS Tapes,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 22, no. 3, 2012, Art. no. 4400404.

[125] W. J. Carr and C. E. Oberly, “Filamentary YBCO conductors for AC applications,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 9, no. 2, pp. 1475 – 1478, 1999.

[126] H. Ueda, M. Fukuda, K. Hatanaka, T. Wang, A. Ishiyama, and S. Noguchi, “Spatial and Temporal Behavior of Magnetic Field Distribution Due to Shielding Current in HTS Coil for Cyclotron Application,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3, 2013, Art. no. 4100805.

[127] S. Noguchi, S. Hahn, H. Ueda, S. Kim, and A. Ishiyama, “An Extended Thin Approximation Method to Simulate Screening Current Induced in REBCO Coils,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 3, 2018, Art. no. 7201904.

[128] S. Noguchi, T. Imai, D. Park, S. Hahn, and Y. Iwasa, “A Simple Screening Current Simulation Method Using Equivalent Circuit Model for REBCO Pancake Coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 11, 2020, Art. no. 115005.

[129] S. Noguchi and S. Hahn, “A Newly Developed Screening Current Simulation Method for REBCO Pancake Coils Based on Extension of PEEC Model,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 35, no. 4, 2022, Art. no. 044005.

[130] S. Noguchi, T. Mato, K. Kim, and S. Hahn, “Electromagnetic Behavior Simulation of REBCO Pancake Coils Considering REBCO Tape Rotation Under High Magnetic Field,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4300405.

[131] S. Noguchi, T. Mato, and S. Hahn, “Inductive Voltage of Insert HTS Coils Due to Coil Deformation for Ultra-High Magnetic Field Generation,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4300905.

[132] T. Lécrevisse and Y. Iwasa, “A (RE)BCO Pancake Winding With Metal-as-Insulation,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 3, 2016, Art. no. 4700405.

[133] Y. S. Jo et al., “Electrical Characteristics of Smart Insulation 2G HTS Coils Based on Three Fabrication Methods,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4601505.

[134] H. Miyazaki et al., “Over-Current Test of REBCO Pancake Coils Impregnated With Electrically Conductive Epoxy Resin Under Conduction-Cooled Conditions,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4602805.

[135] S. Kim, K. Miyamoto, H. Kobayashi, R. Inoue, H. Ueda, and S. Noguchi, “Experimental Study on the Accuracy of the Proposed Method for Measuring the Contact Resistance of NI HTS Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 9001705.

[136] Y. Suetomi et al., “Quench and Self-protecting Behaviour of an Intra-Layer No-Insulation (LNI) REBCO Coil at 31.4 T,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 34, no. 6, 2021, Art. no. 064003.

[137] S. Noguchi et al., “Experiment and Simulation of Impregnated No-Insulation REBCO Pancake Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4601305.

[138] J. Bang et al., “Experiment and Analysis on Temperature-Dependent Electric Contact Resistivity of an NI HTS Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.,* vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 6602105.

[139] W. Wu, L. Lu, Z. Zhong, K. Li, and Z. Jin, “A Non-Destructive Method for Detecting Turn-to-Turn Resistivity Distribution in NI REBCO Coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 36, no. 10, 2023, Art. no. 105004.

[140] D. G. Yang et al., “Characteristic Resistance of No-Insulation and Partial-Insulation Coils With Nonuniform Current Distribution,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, no. 3, 2014, Art. no. 7700405.

[141] K. Kodaka and S. Noguchi, “Stress and Deformation Analysis of REBCO Pancake Coils With Individual Turn Movement,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4600305.

[142] X. Hu et al., “Analyses of The Plastic Deformation of Coated Conductors Deconstructed from Ultra-High Field Test Coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, 2020, Art. no. 095012.

[143] D. X. Ma et al., “Degradation analysis of REBCO coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, no. 8, 2014, Art. no. 085014

[144] K. Kajita et al., “Degradation of a REBCO Coil Due to Cleavage and Peeling Originating From an Electromagnetic Force,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4301106.

[145] T. Takematsu et al., “Degradation of The Performance of a YBCO-Coated Conduc-

tor Double Pancake Coil Due to Epoxy Impregnation," *Phys. C*, vol. 470, no. 17, pp. 674 – 677, 2010.

[146] S. Takahashi et al., "Hoop Stress Modification, Stress Hysteresis and Degradation of a REBCO Coil Due to the Screening Current Under External Magnetic Field Cycling," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, 2020, Art. no. 4602607.

[147] T. Mato and S. Noguchi, "Plastic Deformation Simulation of REBCO Tapes Using Particle Methods," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 8400705.

[148] S. Noguchi, "Electromagnetic, Thermal, and Mechanical Quench Simulation of NI REBCO Pancake Coils for High Magnetic Field Generation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4602607.

[149] D. K. Park et al., "MIT 1.3-GHz LTS/HTS NMR Magnet: Post Quench Analysis and New 800-MHz Insert Design," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4300804.

[150] D. Kolb-Bond et al., "Screening Current Rotation Effects: SCIF and Strain in REBCO Magnets," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 34, no. 9, 2021, Art. no. 095004.

[151] S. Ueda, A. Ishiyama, H. Ueda, and S. Noguchi, "Numerical Evaluation of Screening Current-Induced Magnetic Field in No-Insulation REBCO Coil Systems," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4601405.

[152] Y. Yanagisawa and H. Maeda, "Degradation in the REBCO coil performance for mechanical reasons," *TEION KOGAKU*, vol. 48, no. 4, pp. 151 – 156, 2013.

[153] M. Guan et al., "A Parametric Study on Overband Radial Build for a REBCO 800-MHz Insert of a 1.3-GHz LTS/HTS NMR Magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4301205.

[154] T. S. Lee et al., "The Effects of Co-Wound Kapton, Stainless Steel and Copper, in Comparison with No Insulation, on The Time Constant and Stability of GdBCO Pancake Coils," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, no. 6, 2014, Art. no. 065018.

[155] K. Takahashi et al., "Mechanical Properties of Four-Stacked Two Tape Bundled REBCO Pancake Coils," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 8400305.

[156] H. Ueda, Y. Awazu, K. Tokunaga, and S. Kim, "Numerical Evaluation of The Deformation of REBCO Pancake Coil, Considering Winding Tension, Thermal Stress, and Screening-Current-Induced Stress," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 34, no. 2, 2021, Art. no. 024003.

[157] S. I. Babic and C. Akyel, "New Analytic-Numerical Solutions for The Mutual Inductance of Two Coaxial Circular Coils with Rectangular Cross Section in Air," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 6, pp. 1661 – 1669, 2006.

[158] H. Ueda et al., “Numerical Simulation on Magnetic Field Generated by Screening Current in 10-T-Class REBCO Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, 2016, Art. no. 4701205.

[159] Cryogenics and Superconductivity Society of Japan, “Handbook of superconductivity and cryogenics,” [Online]. Available: https://csj.or.jp/handbook/index.html, Accessed: Nov. 30, 2023.

[160] J. Lu, E.S. Choi, and H.D. Zhou, “Physical Properties of Hastelloy C-276™ at Cryogenic Temperatures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 6, 2008, Art. no. 064908.

[161] K. Takahashi, Y. Suetomi, T. Takao, H. Maeda, and Y. Yanagisawa, “Basic Behavior of the Contact Resistivity of an Intra-Layer No-Insulation (LNI) REBCO Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 4604107.

[162] H. Miyazaki et al., “Study on a Stacked REBCO Coil Composed of Six Single Pancakes with Electrically Conductive Epoxy Resin,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, 2020, Art. no. 4704105.

[163] T. Mato and S. Noguchi, “Sudden Discharging and Overcurrent Simulations of REBCO Coils Coated with Conductive Epoxy Resin,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4600705.

[164] Y. Li et al., “Feasibility Study of the Impregnation of a No-Insulation HTS Coil Using Solder,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 1, 2018, Art. no. 5200505.

[165] S. Noguchi, R. Miyao, H. Okusa, T. Tatsuta, H. Ueda, and S. Kim, “Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement of No-Insulation REBCO Pancake Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4601605.

[166] S. Noguchi, T. Tatsuta, D. Nishikawa, H. Ueda, and S. Kim, “Turn-to-turn Contact Resistance Measurement of No-Insulation REBCO Pancake Coil at DC Current Operation,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 4, 2020, Art. no. 9000305.

[167] S. Noguchi et al., “Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement of No-Insulation REBCO Pancake Coil: External Field Dependence,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4602105.

[168] S. Kim et al., “Contact Resistance and Current Characteristics of NI HTS Coils in Low Frequency AC Method,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4601705.

[169] X. Wang, T. Wang, E. Nakada, A. Ishiyama, R. Itoh, and S. Noguchi, “Charging Behavior in No-Insulation REBCO Pancake Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, 2015, Art. no. 4601805.

[170] T. Wang et al., “Analyses of Transient Behaviors of No-Insulation REBCO Pancake Coils During Sudden Discharging and Overcurrent,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, 2015, Art. no. 4603409.

[171] R. Miyao, H. Igarashi, A. Ishiyama, and S. Noguchi, “Thermal and Electromagnetic Simulation of Multistacked No-Insulation REBCO Pancake Coils on Normal-State Transition by PEEC Method,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 3, 2018, Art. no. 4601405.

[172] S. Noguchi et al., “Quench Analyses of the MIT 1.3-GHz LTS/HTS NMR Magnet,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, 2019, Art. no. 4301005.

[173] T. Kurauchi and S. Noguchi, “Unbalanced Radial Current flow simulation of No-Insulation REBCO Pancake Coils during Normal State transition,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 10, 2020, Art. no. 104003.

[174] National High Magnetic Field Laboratory, “31 Tesla, 50 mm Bore Magnet (Cell 7),” Available: https://nationalmaglab.org/user-facilities/dc-field/magnets-instruments/resistive-magnets/31-tesla-cell-7/, Accessed: Dec. 3, 2023.

[175] S. Hahn, ”Towards Controlled Insulation Techniques for Large Scale Applications of Superconducting Device,” presented at EUCAS2023, Bologna, Italy, Sep. 2023.

謝辞

本研究は日本学術振興会 特別研究員制度 研究課題番号 22J20306 の支援を受けて実施しました．ここに謝意を表明します．また，本研究をまとめるにあたって多くの方のご協力・ご助言をいただきました．すべての関係者の皆様に感謝申し上げます．

はじめに，学部から博士課程までご指導いただきました北海道大学大学院 情報科学研究院 電気エネルギー変換研究室の野口聡教授に格別の御礼申し上げます．野口先生の粘り強い指導のおかげで研究の面白さを知ることができ，今日の私まで成長することができたと存じます．着眼点の鋭さと思考力には非常に驚かされてばかりでして，先生の指導の下で研究できたことを光栄に思います．研究のみならず，日々の雑談からは世界の広さを知ることができました．重ねて御礼申し上げます．また，同大学院 電磁工学研究室の五十嵐一教授に感謝申し上げます．先生の人柄や研究室運営の様子から多くを学ばせていただきました．電磁工学研究室で学生生活の多くを過ごせたことは非常に幸運でした．同様に，研究室の環境整備を行っていただいた今井適技術職員，学会出張費などの会計でサポートいただいた斉藤尚代秘書に深くお礼申し上げます．明るく風通しのよい研究室にしてくださった研究室の学生の皆様，良い刺激と心地よさを与えてくださった同期の方々には心から感謝しております．また，同大学院 システム制御理論研究室の小林孝一教授には公私ともにサポートしていただきました．心よりお礼申し上げます．研究者としての心意気や大学の仕組みなど非常に多くを学ばせていただきました．

早稲田大学の石山敦士教授，岡山大学の金錫範教授，植田浩史准教授，井上良太助教には 3 章を執筆するにあたり，実験環境の提供と助言をいただきました．深く御礼申し上げます．

米国国立強磁場研究所に滞在することを許していただきました David Larbalestier 教授には厚く御礼申し上げます．研究所では超電導磁石開発の最先端を間近で体験し，研究者として飛躍的に成長できたと感じております．同研究所の Griffin Bradford と Jonathan Lee，Emma Martin には滞在中に多くのサポートをしていただきました．ここに感謝の意を表します．

本博士論文の審査において，貴重なご意見をくださいました北裕幸教授に感謝申し上げます．

最後に，常に心地良い帰る場所を与えてくださり，私の支えであり続けた両親，身近な研究者として多くを学ばせてくれた兄の芳允に深く格別の感謝を申し上げます．

2024 年 1 月

間藤 昂允

研究業績

学術論文

1. **T. Mato**, T. Kurauchi, and S. Noguchi, "Effectiveness of Filter Inductor of Rectifier Transformer Flux Pump in Energizing Multi-Stacked No-Insulation REBCO Pancake Coils," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1590, no. 1, 2020, Art. no. 012047.
2. **T. Mato** and S. Noguchi, "Sudden Discharging and Overcurrent Simulations of REBCO Coils Coated with Conductive Epoxy Resin," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4600705.
3. **T. Mato**, S. Hahn, and S. Noguchi, "Mechanical Damage Protection Method by Reducing Induced Current in NI REBCO Pancake Coils During Quench Propagation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4602405.
4. S. Noguchi, S. Mori, **T. Mato**, T. Tatsuta, D. Nishikawa, K. Miyamoto, R. Inoue, H. Ueda, and S. B. Kim, "Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement of No-Insulation REBCO Pancake Coil: External Field Dependence," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 31, no. 5, 2021, Art. no. 4602105.
5. **T. Mato**, S. Mori, and S. Noguchi, "Progress of No-Insulation HTS Magnet Development Towards Ultra-High Field Generation," *Proc. of International Conference ETIMA 2021*, pp. 319-325, 2021.
6. **T. Mato** and S. Noguchi, "Microplastic Collection with Ultra-High Magnetic Field Magnet by Magnetic Separation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 4, 2022, Art. no. 3700105.
7. **T. Mato** and S. Noguchi, "Plastic Deformation Simulation of REBCO Tapes Using Particle Methods," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, 2022, Art. no. 8400705.
8. **T. Mato**, R. Inoue, H. Ueda, S. B. Kim, and S. Noguchi, "Investigation into Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement Accuracy of Low-Frequency AC Method by 3D Numerical Simulation," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 36, no. 1, 2022, Art. no. 014005.
9. S. B. Kim, H. Kobayashi, D. Sato, R. Inoue, H. Ueda, and **T. Mato**, and S. Noguchi,

"Contact Resistance and Current Characteristics of NI HTS Coils in Low Frequency AC method," *IEEE Trans. Appl. Supercond*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4601705.

10. S. Noguchi, **T. Mato**, K. Kim, and S. Hahn, "Electromagnetic Behavior Simulation of REBCO Pancake Coils Considering REBCO Tape Rotation Under High Magnetic Field," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4300405.
11. S. Noguchi, **T. Mato**, "Inductive Voltage of Insert HTS Coils Due to Coil Deformation for Ultra-High Magnetic Field Generation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4300905.
12. **T. Mato**, S. Noguchi, "Axial Movement Effect on Voltage and Current Behaviors of Insert No-Insulation REBCO Pancake Coil," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 33, no. 5, 2023, Art. no. 4602805.
13. **T. Mato** and S. Noguchi, "Electromagnetic and Thermal Characteristics of Supplementary-Conductor-Based No-Insulation REBCO Pancake Coils with Comparison to Conventional-Based Ones," *Cryogenics*, vol. 131, 2023, Art. no. 103669.
14. **T. Mato**, S. Noguchi, " Simple and Versatile Evaluation Method of Thermal Stability of NI HTS Magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 34, no. 5, 2024, Art. no. 4700805.
15. **T. Mato** and S. Noguchi, "Effect Comparison of Different Conductor Widths in Magnetic Dam for Protection of NI REBCO Pancake Coils," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 34, no. 3, 2024, Art. no. 4701705.
16. J. Bang, K. Kim, G. Bradford, J. Lee, D. Abraimov, **T. Mato**, S. Noguchi, S. Hahn, D. Larbalestier, "The Effect of Field-Dependent n-Value on Screening Current, Voltage, and Magnetic Field of REBCO Coil," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, early access, DOI: 10.1109/TASC.2024.3357472, 2024.

講演 (国際会議)

1. **T. Mato**, T. Kurauchi, and S. Noguchi, "Effectiveness of Filter Inductor of Rectifier Transformer Flux Pump in Energizing Multi-Stacked No-Insulation REBCO Pancake Coils," The 32nd International Symposium on Superconductivity (ISS), APP3-1, Kyoto, Japan, Dec. 2019.
2. **T. Mato**, T. Kurauchi, and S. Noguchi, "Investigation of Filter Inductor and Switch Timing of Rectifier Transformer Flux Pump to Energize Multi-Stacked No-Insulation REBCO Pancake Coils," 10th ACASC/2nd Asian ICMC/CSSJ Joint Conference, 9P-61, Ginowan, Japan, Jan. 2020.

3. **T. Mato**, S. Noguchi, and S. Hahn, “Mechanical Damage Protection Method by Reducing Induced Current in NI REBCO Pancake Coils during Normal-State Transition,” Applied Superconductivity Conference (ASC) 2020, Wk2LPo3D-04, Tampa, USA, Oct. 2020.
4. **T. Mato** and S. Noguchi, “Normal-Transition Simulation of REBCO Pancake Coils Impregnated with Electrically Conductive Epoxy Resin,” Applied Superconductivity Conference (ASC) 2020, Wk2LPo1H-02, Tampa, USA, Oct. 2020.
5. S. Noguchi, S. Mori, **T. Mato**, et al., “Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement of No-Insulation REBCO Pancake Coil: External Field Dependence,” Applied Superconductivity Conference (ASC) 2020, Wk2LPo1H-01, Tampa, USA, Oct. 2020.
6. **T. Mato** and S. Noguchi, “Stability Analysis for REBCO Pancake Coils with Current Bypass to Escape from Local Normal Zone,” The 33rd International Symposium on Superconductivity (ISS), AP6-2, Tsukuba, Japan, Dec. 2020.
7. **T. Mato**, S. Noguchi, and A. Ishiyama, “Microplastic Collection using Ultra-High Magnetic Field Magnet by Magnetic Separation,” 15th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS) 2021, 205, Moscow, Russia, Sep. 2021.
8. **T. Mato**, S. Mori, and S. Noguchi, “Progress of No-Insulation HTS Magnet Development towards Ultra-High Field Generation,” International Conference ETIMA, Session 5-7, Shtip, North Macedonia, Oct. 2021.
9. **T. Mato**, Y. Nakai, and S. Noguchi, “Mechanical Stress Simulation of REBCO Tapes Using Particle Methods,” 27th International Conference on Magnet Technology (MT), THU-PO3-717-05, Fukuoka, Japan, Nov. 2021.
10. T. Kurauchi, **T. Mato**, and S. Noguchi, “Screening Current Simulation of REBCO Pancake Coils Considering Coil Deformation,” 27th International Conference on Magnet Technology (MT), WED-PO2-718-10, Fukuoka, Japan, Nov. 2021.
11. **T. Mato** and S. Noguchi, “Microplastic Separation Simulation from Seawater by Strong Magnetic Force Based on Magnetic and Fluid Analysis,” COMPUMAG 2021, PC-A2, Cancun, Mexico, Jan. 2022.
12. S. Noguchi and **T. Mato** “Screening Current Simulation for High Magnetic Field REBCO Magnet Considering Deformation,” COMPUMAG 2021, PB-P1, Cancun, Mexico, Jan. 2022.
13. **T. Mato** and S. Noguchi, “Conceptual Design for Microplastic Collection Device from Seawater with High Field HTS Magnet,” The 15th Joint MMM-INTERMAG Conference, IPF-01, New Orleans, USA, Jan. 2022.
14. S. Noguchi and **T. Mato**, “Current Distribution Simulation for REBCO Pancake Coils Applying Low-Frequency-AC Current Method,” 8th International Workshop

on Numerical Modelling of High Temperature Superconductors, OS-A3-AM, Nancy, France, June. 2022.

15. **T. Mato** and S. Noguchi, "Unbalanced Axial Force Behavior of No-Insulation REBCO Insert Pancake Coils During Quench Event," Applied Superconductivity Conference (ASC) 2022, 2LPo1C-01, Hawaii, USA, Oct. 2022.
16. **T. Mato**, R. Inoue, H. Ueda, S. B. Kim and S. Noguchi, "Accuracy Compensation of Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement of No-Insulation REBCO Coils by Low-Frequency-AC-Current (LFAC) method," Applied Superconductivity Conference (ASC) 2022, 2LPo1C-02, Hawaii, USA, Oct. 2022.
17. S. Noguchi, and **T. Mato**, "Electromagnetic behavior simulation of REBCO pancake coils considering REBCO tape rotation under high magnetic field," Applied Superconductivity Conference (ASC) 2022, 3LPo2A-05, Hawaii, USA, Oct. 2022.
18. S. Noguchi, and **T. Mato**, "Inductive voltage rise of insert HTS magnet for ultra-high magnetic field generation," Applied Superconductivity Conference (ASC) 2022, 3LPo2B-07, Hawaii, USA, Oct. 2022.
19. S. B. Kim, H. Kobayashi, D. Sato, R. Inoue, H. Ueda, **T. Mato**, and S. Noguchi, "Contact resistance and current characteristics of NI HTS coil in low frequency AC current method," Applied Superconductivity Conference (ASC) 2022, 2LPo1B-10, Hawaii, USA, Oct. 2022.
20. **T. Mato**, G. Bradford, R. Walsh, J. Bang, and D. Larbalestier, "Measurement of Transverse REBCO Delamination Strength of Conductors from Multiple Sources," Coated Conductors for Applications workshop (CCA) 2023, 5P01, Houston, USA, Apr. 2022.
21. S. Noguchi, **T. Mato**, and H. Ueda, A. Ishiyama, "Accuracy Comparison of Screening Current Modelings of REBCO Pancake Coils," Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference (CEC/ICMC) 2023, M3Or4P-03, Hawaii, USA, Jul. 2023.
22. S. Noguchi, K. Daiho, and **T. Mato**, "Screening Current and AC Loss Simulation of Racetrack NI REBCO Coils for Motors," 16th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS) 2023, 2-LP-MG1-10S, Bologna, Italy, Sep. 2023.
23. **T. Mato**, R. Inoue, H. Ueda, S. B. Kim, and S. Noguchi "Turn-to-Turn Contact Resistance Measurement of NI REBCO Double Pancake Coils," 16th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS) 2023, 1-LP-HF1-12S, Bologna, Italy, Sep. 2023.
24. **T. Mato** and S. Noguchi "Potential Improvements of Magnetic Dam to Protect NI REBCO Pancake Coils," 16th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS) 2023, 1-LP-HF1-13S, Bologna, Italy, Sep. 2023.

25. **T. Mato** and S. Noguchi “Simple and Versatile Evaluation Method of Thermal Stability of NI HTS Magnets during Quench Event,” 28th International Conference on Magnet Technology (MT), 2PoA11-03, Aix-en-Provance, France, Sep. 2023.
26. J. Bang, K. Kim, G. Bradford, J. Lee, **T. Mato**, S. Noguchi, S. Hahn, and David Larbalestier, “Little Big Coil’ Evaluations of The Slit Edge Orientation on Mechanical Damage of REBCO-Coated Conductor in Small and High-Stress Coils” 28th International Conference on Magnet Technology (MT), 3PoA06-02, Aix-en-Provance, France, Sep. 2023.
27. S. B. Kim, D. Sato, R. Inoue, H. Ueda, **T. Mato**, and S. Noguchi, “Experimental and Analytical Study on Contact Resistance and Current Distribution of NI HTS Coils in Low-Frequency AC Method” 28th International Conference on Magnet Technology (MT), 3PoM03-03, Aix-en-Provance, France, Sep. 2023.
28. **T. Mato** and S. Noguchi “Easy and Fast Estimation of Thermal Stability of HTS Magnets under Simple Situation,” International Conference ETIMA, session3-1 Shtip&Online, North Macedonia, Sep. 2023.

講演 (国内会議)

1. **間藤 昂允**，野口 聡，HAHN Seungyong,「クエンチ時の無絶縁 REBCO パンケーキコイル内の誘導電流低減に関する検討」，第 99 回 春季低温工学・超電導学会，2P-p24，オンライン，2020 年 7 月.
2. **間藤 昂允**，野口 聡，石山 敦士,「導電性樹脂による保護技術を施した REBCO コイル内の電流現象の数値解析」，第 99 回 春季低温工学・超電導学会，2P-p25，オンライン，2020 年 7 月.
3. **間藤 昂允**，野口 聡，石山 敦士,「さまざまな種類の無絶縁巻線技術を用いた REBCO マグネットの熱安定性比較」，第 101 回 春季低温工学・超電導学会，3A-p05，オンライン，2021 年 5 月.
4. **間藤 昂允**，野口 聡,「様々な無絶縁巻線技術の分類および REBCO マグネットに適用した場合の熱的安定性比較」，第 23 回 低温工学・超電導学会 東北・北海道支部 若手セミナー，セッション 2，オンライン，2021 年 8 月.
5. **間藤 昂允**，野口 聡,「粒子法による REBCCO テープ線の塑性変形シミュレーション」，第 102 回 秋季低温工学・超電導学会，2A-a03，オンライン，2021 年 12 月.
6. **間藤 昂允**，井上 良太，植田 浩史，金 錫範，野口 聡,「交流通電による無絶縁 REBCO コイルのターン間接触抵抗測定時の電流現象解析」，第 103 回 春季低温工学・超電導学会，3A-a02，東京，2022 年 6 月.
7. 野口 聡，**間藤 昂允**，HAHN Seungyong,「超高磁場発生用 REBCO 内挿コイルの電圧

挙動に関する検討」, 第 103 回 春季低温工学・超電導学会, 3A-a07, 東京, 2022 年 6 月.

8. **間藤 昂允**,「超高磁場化に向けた REBCO マグネットの保護技術」, 第 6 回 低温工学・超電導学会 若手の会, 2, 東京, 2022 年 7 月.
9. **間藤 昂允**, 野口 聡,「簡単な解析式による NI HTS マグネットの熱的安定性評価」, 第 105 回 春季低温工学・超電導学会, 1P-p06, 東京, 2023 年 5 月.
10. 佐藤 晴, **間藤 昂允**, 野口 聡,「NI HTS テープ巻線による電流遮断時の安定性に関する検討」, 低温工学・超電導学会 第 5 回超電導応用研究会, 一般講演 (1)-1, 神奈川, 2024 年 1 月.

受賞

1. **間藤 昂允**, 2021 年度 低温工学・超電導学会 優良発表賞, 2021 年 4 月
2. **T. Mato**, Student Poster Award at Coated Conductor for Application International Workshop 2023, Apr. 2023.

競争的資金の獲得

1. 日本学術振興会特別研究員 DC1
   研究課題：海中マイクロプラスチック高効率回収装置開発のための超高磁場発生と設計技術の確立
   研究課題番号：22KJ0104
   採択年：2022-2024 年度
   総額：2500 千円

付録

A. 矩形断面を有する導体の自己・相互インダクタンス計算

インダクタンスの計算式を導出する．コイルが矩形断面を有し，1 A が一様に流れている状況を考える．コイル i の自己インダクタンスを L_i とすると，コイルが保有する磁場エネルギに関する等式から自己インダクタンスの計算式を以下のように表現できる．

$$L_i = \int_{V_i} \boldsymbol{A}_i(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_i(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \tag{A1}$$

ただし，V，A，J はコイルの体積領域，ベクトルポテンシャル，電流密度である．ベクトルポテンシャルの計算は次式の通りである．

$$\boldsymbol{A}_i(\boldsymbol{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V_i} \frac{\boldsymbol{J}_i(\boldsymbol{x})}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|} dV' \tag{A2}$$

今，コイル j を考え，コイル i とコイル j の相互インダクタンス M を求める．エネルギの等式から

$$\frac{1}{2}\left(L_i + L_j + 2M\right) = \frac{1}{2} \int_{V_i+V_j} \boldsymbol{A}(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V$$

$$\begin{aligned} L_i + L_j + 2M = &\int_{V_i} \boldsymbol{A}_i(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_i(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \\ &+ \int_{V_i} \boldsymbol{A}_j(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_i(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \\ &+ \int_{V_j} \boldsymbol{A}_i(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_j(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \\ &+ \int_{V_j} \boldsymbol{A}_j(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_j(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \end{aligned}$$

$$2M = \int_{V_i} \boldsymbol{A}_j(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_i(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V + \int_{V_j} \boldsymbol{A}_i(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_j(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \tag{A3}$$

(A3) に (A2) を代入すると (A3) の第 1 項と第 2 項が等しいことがわかり，相互インダクタンスの計算式を得る．

$$M = \int_{V_i} \boldsymbol{A}_j(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{J}_i(\boldsymbol{x}) \mathrm{d}V \tag{A4}$$

ただし，$i = j$ の場合は自己インダクタンスを計算しているのと等しい．

実際の表式を求める．図 2.3 で定義される形状に対して積分を行う．それぞれのコイルの巻線数を N_1 と N_2 とすれば円筒コイルのある動径部分のインダクタンスは

$$M = \frac{\mu_0 N_1 N_2}{4\pi S_1 S_2} \int_{R_1}^{R_2} \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{R_3}^{R_4} \int_{Z_3}^{Z_4} \int_{\theta_3}^{\theta_4} \frac{rr' \cos(\theta - \theta')}{R} \mathrm{d}r\mathrm{d}z\mathrm{d}\theta\mathrm{d}r'\mathrm{d}z'\mathrm{d}\theta' \tag{A5}$$

ただし

$$R = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2} \tag{A6}$$

上記計算式は 2 次元 PEEC や 3 次元 PEEC コイルの要素インダクタンスの計算に用いることができる．REBCO テープ線のように幅が極めて薄い場合は $R_1 = R_2 = R_{12}$，$R_3 = R_4 = R_{34}$ として，次の式を使用することができる．

$$M = \frac{\mu_0 N_1 N_2 R_{12} R_{34}}{4\pi (Z_2 - Z_1)(Z_4 - Z_3)} \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{Z_3}^{Z_4} \int_{\theta_3}^{\theta_4} \frac{\cos(\theta - \theta')}{R_{\mathrm{thin}}} \mathrm{d}z\mathrm{d}\theta\mathrm{d}z'\mathrm{d}\theta' \tag{A7}$$

この時は

$$R_{\mathrm{thin}} = \sqrt{R_{12}^2 + R_{34}^2 - 2R_{12}R_{32} \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2} \tag{A6}$$

完全な円筒コイルの場合に積分範囲は 0-2π である．この時，ベクトルポテンシャルは動径成分のみであり，動径方向に一定である．また，電流密度も同様に動径成分のみであることから (A4) を積分するときに

$$\begin{aligned} M &= \int_{V_i} \boldsymbol{A}_j(r, \theta, z) \cdot \boldsymbol{J}_i(r', \theta', z') \mathrm{d}V \\ &= 2\pi \int_{V_i} \boldsymbol{A}_j(r, 0, z) \cdot \boldsymbol{J}_i(r', \theta', z') \mathrm{d}V \end{aligned}$$

となり，θ' に関しても積分範囲を 0-π とすれば，結局 (2.1) の表式が得られる．

B. NI REBCO コイルの数値解析

NI REBCO コイルのフォローチャートを図 B1 に示す．大きく電流解析と熱解析に分かれる．ある時刻に対して電流解析を行われ，得られた電流分布が熱解析プログラムに渡される．次に電流分布からジュール発熱が計算され，有限要素法によって熱拡散方程式が解かれる．これを任意の時刻まで繰り返すことで，NI REBCO コイルの電磁・熱に関する過渡現象が数値的に求まる．

B.1. 電気回路計算

NI REBCO コイルの支配方程式は (2.7)-(2.9) に示した通りである．電流を以下のように縦ベクトルとして定義する．

$$\boldsymbol{I} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{I}_{\mathrm{mt}} \\ \boldsymbol{I}_{\mathrm{re}} \\ \boldsymbol{I}_{\mathrm{ttcn}} \end{bmatrix} \tag{B1}$$

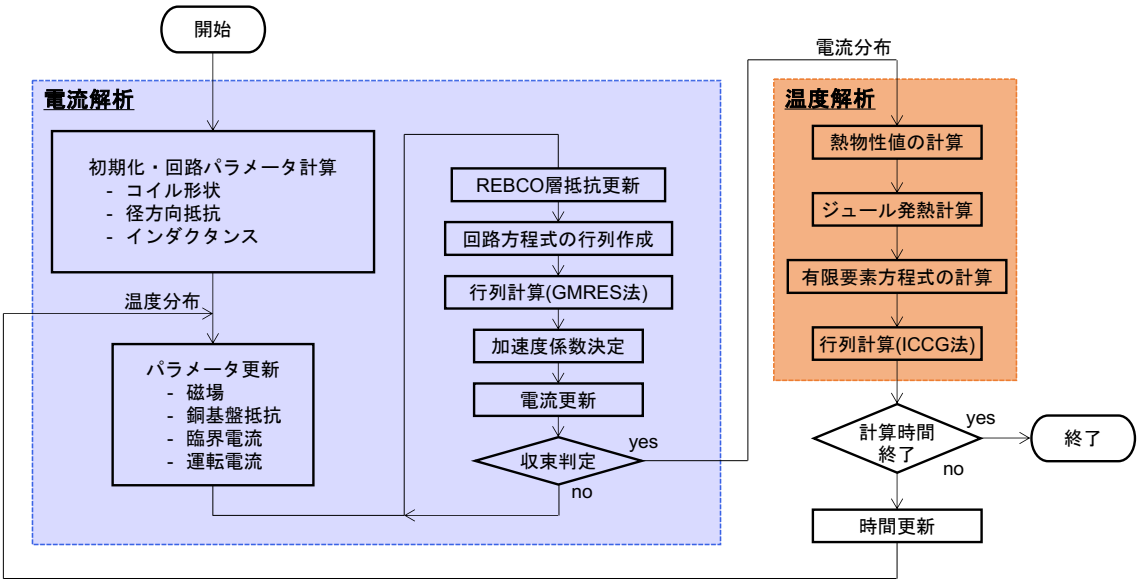

図 B1: NI REBCO コイルの数値解析フロー.

電流ベクトルを用いて回路方程式を以下のように表す.

$$K\boldsymbol{I} = \boldsymbol{f} \tag{B2}$$

ただしこの時，時間微分の項は後退差分により離散化される．非線形性がない場合は上記方程式をただ解けば良い．しかし，クエンチ解析では REBCO 層の非線形性な抵抗成分を無視できないため，ニュートンラフソン法で解く必要がある．まず，上記方程式の代わりに次の方程式を $\delta\boldsymbol{I}$ について解く．

$$\frac{\partial\{K\boldsymbol{I}\}}{\partial\boldsymbol{I}}\delta\boldsymbol{I} = \boldsymbol{f} \tag{B3}$$

上記方程式は一般化最小残差法 (generalized minimal residual method: GMRES method) によって求解される．求められた $\delta\boldsymbol{I}$ を用いて，電流ベクトルを更新する．

$$\boldsymbol{I} \leftarrow \boldsymbol{I} + \alpha\,\delta\boldsymbol{I} \tag{B4}$$

ただし，α は加速係数であり，ラインサーチを用いて最適な加速係数を決定することができる．これら手順，つまり (B3) と (B4) の計算を $|K\boldsymbol{I} - \boldsymbol{f}|$ が一定値を下回るまで繰り返す．

B.2. 熱拡散計算

電流解析によって得られた電流分布より，ジュール発熱が計算される．発熱分布を熱解析の入力として計算を行い，コイルの上昇温度をシミュレーションする．通常，パンケーキコイル間には比熱が高く熱伝導率が低い絶縁材が挟み込まれている．したがって，熱拡散方程式は径方向のみの一次元として表現できる．以下に一次元熱拡散法方程式を示す．

$$\rho c\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \lambda\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}r^2} + q \tag{B5}$$

ただし ρ，c，T，λ，Q はそれぞれ質量密度 [kg/m^3]，比熱 [J/(K·kg)]，温度 [K]，熱伝導率 [W/(m·K)]，発熱量 [W/m^3] である．この式はある物体に着目した時の熱量に関する等式を表すが，左辺第 1 項は物体が持つ熱量を，右辺第 1 項は流入する熱量と流出する熱量を，右辺第 2 項は物体内部で発生または消失する熱量を表している．この方程式を弱形式（微分可能な回数を減らした形式）化し有限要素法に適応できる形に変形する．

微分可能な重み関数 w を式 (B5) に乗じて，コイル体積 V で積分する．

$$\iiint_V w\left(\lambda\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}r^2}+q-\rho c\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}\right)\mathrm{d}V=0 \tag{B6}$$

コイルは z 軸に対象であるので径方向のみの積分で表すことができる．これを整理して

$$\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}\lambda wr\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}r^2}\mathrm{d}r+\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}qwr\mathrm{d}r-\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}\rho cwr\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}r=0 \tag{B7}$$

ここで左辺第 1 項に対して部分積分を適用する．

$$\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}\lambda wr\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}r^2}\mathrm{d}r=\left[\lambda wr\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right]_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}-\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}\lambda\left(\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}r}r+w\right)\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\mathrm{d}r$$

断熱条件を仮定して外部からの熱流がないものとすると，右辺第 1 項は 0 となる．(B7) は次のように表される．

$$\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}\lambda\left(\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}r}r+w\right)\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\mathrm{d}r-\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}qwr\mathrm{d}x+\int_{r_\mathrm{in}}^{r_\mathrm{out}}\rho cwr\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}r=0 \tag{B8}$$

以上，弱形式が得られた．

今，コイル分割数を m とする．ここで要素 i 内での温度 T_e は距離 r の一次関数で表せるとすると適当なパラメータ α_1，α_2 を用いて次のように表せる．

$$T_\mathrm{e}=\alpha_1+\alpha_2 r \tag{B9}$$

節点 i，$i+1$ に注目した時，(B9) の表現を用いて次式が成立しなくてはならない．

$$\alpha_1+\alpha_2 r_i=T_i,\quad \alpha_1+\alpha_2 r_{i+1}=T_{i+1}$$

上式より α_1 および α_2 を求め，(B9) に代入・整理すると次式を得る．

$$T_\mathrm{e}=N_1T_i+N_2T_{i+1} \tag{B10}$$

ここで

$$N_1=\frac{r_{i+1}-r}{L_\mathrm{e}}$$

$$N_2=\frac{r-r_i}{L_\mathrm{e}}$$

ただし L_e は要素の長さである．N_1，N_2 を節点補間関数 (試行関数) と呼び，添え字の 1，2 は局所節点番号を表す．式 (B6) の重み関数に節点補間関数を適用する手法はガラーキン法 (Galerkin method) と呼ばれる．

弱形式の式にガラーキン法を適用し，弱形式を離散化する．(B8) を要素 i 内で見ると

$$\int_{r_i}^{r_{i+1}} \lambda \left(\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}r} r + w \right) \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} \mathrm{d}r - \int_{r_i}^{r_{i+1}} qwr \mathrm{d}x + \int_{r_i}^{r_{i+1}} \rho c w r \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} \mathrm{d}r = 0 \tag{B11}$$

重み関数として節点補間関数を選ぶ．重み関数は節点補間関数の線形結合で表せるので

$$w = N_1 w_i + N_2 w_{i+1} \tag{B12}$$

(B10) と (B12) から (B11) は次のように変形できる．

$$\lambda \boldsymbol{w}_i^{\mathrm{T}} A_i \boldsymbol{T}_i - q \boldsymbol{w}_i^{\mathrm{T}} \boldsymbol{f}_i + \rho c \boldsymbol{w}_i^{\mathrm{T}} B_i \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{T}_i}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{B13}$$

ただし

$$\begin{aligned} A_i &= \int_{r_i}^{r_{i+1}} r \begin{bmatrix} \frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}r}\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}r} & \frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}r}\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}r} \\ \frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}r}\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}r} & \frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}r}\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}r} \end{bmatrix} \mathrm{d}r + \int_{r_i}^{r_{i+1}} \begin{bmatrix} N_1\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}r} & N_1\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}r} \\ N_2\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}r} & N_2\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}r} \end{bmatrix} \mathrm{d}r \\ &= \frac{r_{i+1}+r_i}{2L_{\mathrm{e}}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{B14}$$

$$B_i = \int_{r_i}^{r_{i+1}} r \begin{bmatrix} N_1^2 & N_1N_2 \\ N_1N_2 & N_1^2 \end{bmatrix} \mathrm{d}r = \frac{L_{\mathrm{e}}}{12} \begin{bmatrix} 3r_i + r_{i+1} & r_i + r_{i+1} \\ r_i + r_{i+1} & r_i + 3r_{i+1} \end{bmatrix} \tag{B15}$$

$$\boldsymbol{f}_i = \int_{x_i}^{x_{i+1}} r \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \end{bmatrix} \mathrm{d}r = \frac{L_{\mathrm{e}}}{6} \begin{bmatrix} 2r_i + r_{i+1} \\ r_i + 2r_{i+1} \end{bmatrix} \tag{B16}$$

$$\boldsymbol{w}_i^{\mathrm{T}} = \begin{bmatrix} w_i & w_{i+1} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}}, \ \boldsymbol{T}_i^{\mathrm{T}} = \begin{bmatrix} T_i & T_{i+1} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}} \tag{B17}$$

式 (B13) において重みは任意であると考えると，次式を得る．

$$\lambda A_i \boldsymbol{T}_i - q \boldsymbol{f}_i + \rho c B_i \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{T}_i}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{B18}$$

最後に，時間微分の項を離散化する．後退差分によって離散化を行うと

$$\rho c B_i \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{T}_i}{\mathrm{d}t} = \rho c B_i \frac{\boldsymbol{T}_i^n - \boldsymbol{T}_i^{n-1}}{\Delta t}$$

ただし，$\boldsymbol{T}_i^n$，$\boldsymbol{T}_i^{n-1}$ はそれぞれ n ステップ目，$n-1$ ステップ目における節点 i の温度である．これを用いて式 (B18) は次のように変形できる．

$$\left(\lambda A_i + \frac{\rho c B_i}{\Delta t} \right) \boldsymbol{T}_i^n = \frac{\rho c B_i}{\Delta t} \boldsymbol{T}_i^{n-1} + q \boldsymbol{f}_i \tag{B19}$$

続いて，要素マトリックスを作成する．上式は要素 i による寄与分を表す式であるが，系全体の関係を表す全体係数マトリックス，全体自由項ベクトルを作成する．それぞれの項を系全体に拡大して以下の行列 A, B を定義する．ただし $*$ は行列を拡大することを意味する．

$$A = \sum_{i=1}^{m} \lambda A_i^* = \sum_{i=1}^{m} \lambda \left(A_{i,\mathrm{a}}^* + A_{i,\mathrm{b}}^* \right) \tag{B20}$$

$$B = \sum_{i=1}^{m} \frac{\rho c}{\Delta t} B_i^* = \sum_{i=1}^{m} \frac{\rho c L_i}{12\Delta} \begin{array}{c} \begin{matrix} 1 & & i & i{+}1 & & m{+}1 \end{matrix} \\ \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & 3r_i + r_{i+1} & r_i + r_{i+1} & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & r_i + r_{i+1} & r_i + 3r_{i+1} & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \end{array} \begin{matrix} 1 \\ \\ i \\ i{+}1 \\ \\ m{+}1 \end{matrix} \tag{B21}$$

ここで

$$A_{i,\mathrm{a}}^* = \frac{r_i + r_{i+1}}{2L_i} \begin{array}{c} \begin{matrix} 1 & & i & i{+}1 & & m{+}1 \end{matrix} \\ \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & 1 & -1 & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & -1 & 1 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \end{array} \begin{matrix} 1 \\ \\ i \\ i{+}1 \\ \\ m{+}1 \end{matrix}$$

$$A_{i,\mathrm{b}}^* = \frac{1}{2} \begin{array}{c} \begin{matrix} 1 & & i & i{+}1 & & m{+}1 \end{matrix} \\ \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & -1 & 1 & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & -1 & 1 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \end{array} \begin{matrix} 1 \\ \\ i \\ i{+}1 \\ \\ m{+}1 \end{matrix}$$

ただし，L_i は i 番目の要素の長さである．同様に $\boldsymbol{f}_i$ を拡大したベクトル $\boldsymbol{F}$ は

$$\boldsymbol{F} = \sum_{i=1}^{m} (\boldsymbol{F}_{i,\mathrm{a}} + \boldsymbol{F}_{i,\mathrm{b}}) \tag{B22}$$

$$\boldsymbol{F}_{i,\mathrm{a}} = \frac{\rho c}{\Delta t} \left(B_i \boldsymbol{T}_i^{n-1} \right)^* = \sum_{i=1}^{m} \frac{\rho c L_i}{12\Delta t} \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ (3r_i + r_{i+1})T_i^{n-1} + (r_i + r_{i+1})T_{i+1}^{n-1} \\ (r_i + r_{i+1})T_i^{n-1} + (r_i + 3r_{i+1})T_{i+1}^{n-1} \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \begin{matrix} 1 \\ \\ i \\ i{+}1 \\ \\ m{+}1 \end{matrix}$$

$$\boldsymbol{F}_{i,\mathrm{b}} = q\boldsymbol{f}_i^* = \frac{qL_i}{6}\begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 2r_i + r_{i+1} \\ r_i + 2r_{i+1} \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \begin{matrix} 1 \\ \\ i \\ i{+}1 \\ \\ m{+}1 \end{matrix}$$

これらの行列，ベクトルを用いて構成される下記連立方程式を解くことで熱拡散現象がシミュレーションされる．

$$(A + B)\boldsymbol{T}^n = \boldsymbol{F} \tag{B23}$$

連立方程式を解く際，回路計算と同様に GMRES を使用することができるが，対称行列であることから不完全コレスキー分解付共約勾配法 (incomplete Cholesky conjugate gradient method: ICCG method) を利用した方が高速である．