

強磁場中クエンチへの熱的・機械的耐性を持つ  
高温超伝導磁石巻線手法の開発

2021年2月

千葉大学大学院融合理工学府  
地球環境科学専攻都市環境システムコース

末富 佑



(千葉大学審査学位論文)

強磁場中クエンチへの熱的・機械的耐性を持つ

高温超伝導磁石巻線手法の開発

2021年2月

千葉大学大学院融合理工学府  
地球環境科学専攻都市環境システムコース

末富 佑



# 目次

---

第1章 序論 .....	1
1.1 高温超伝導物質 .....	1
1.2 低温超伝導線材と高温超伝導線材 .....	5
1.3 超伝導磁石と応用機器 .....	7
1.4 ソレノイド型高温超伝導磁石のコイル巻線方式 .....	9
1.5 代表的な超伝導磁石応用機器：NMR 装置 .....	10
1.6 超伝導磁石と NMR 装置の強磁場化 .....	11
1.7 REBCO コイルの技術課題 .....	14
1.7.1 電磁氣的課題 .....	14
1.7.2 機械的課題 .....	15
1.7.3 熱的課題 .....	18
1.7.3.1 クエンチの原因 .....	18
1.7.3.2 クエンチに対する保護技術 .....	20
1.8 REBCO コイルの保護手法：No-insulation (NI) 法 .....	28
1.9 1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置の開発 .....	31
1.10 本研究の目的・構成 .....	32
第1章参考文献 .....	34
第2章 提案手法：intra-Layer No-Insulation (LNI) 法 .....	39
2.1 No-Insulation (NI) レイヤー巻 REBCO コイルの課題：長い磁場遅れ .....	39
2.1.1 NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数測定結果 .....	39
2.1.2 NI レイヤー巻 REBCO コイルにおける長い磁場遅れのメカニズム .....	41
2.1.3 NMR 装置に適用した際の NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れの推定 .....	45
2.2 提案手法：intra-Layer No-Insulation (LNI) 法 .....	46
2.3 LNI 法 原理実証試験 .....	47
2.3.1 試験準備 .....	47
2.3.2 試験結果 .....	50
2.3.2.1 液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下 電源遮断試験結果 .....	50
2.3.2.2 液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下 過電流試験結果 .....	50
2.3.2.3 液体ヘリウム冷却 (4.2 K)・自己磁場下 電源遮断試験結果 .....	53
2.3.2.4 ガスヘリウム冷却・自己磁場下 過電流試験結果 .....	53
2.4 考察：電気等価回路モデルによる LNI-REBCO コイルの巻線内接触抵抗率の推定 .....	56
2.5 考察：1.3 GHz NMR 装置に適用した際の LNI-REBCO コイルの磁場遅れの推定 .....	57
2.6 考察：LNI-REBCO コイルと NI パンケーキ巻 REBCO コイルの比較 .....	58
2.7 小括 .....	59
第2章参考文献 .....	60

第3章 LNI-REBCO コイルの強磁場中クエンチ試験 .....	61
3.1 背景：NI パンケーキ巻 REBCO コイルの強磁場中クエンチによる機械的損傷 .....	61
3.2 20 T 級クエンチ試験 方法 .....	64
3.2.1 試験用小口径 LNI-REBCO コイル .....	64
3.2.2 液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下 通電特性 .....	65
3.2.3 20 T 級クエンチ試験構成 .....	68
3.3 20 T 級クエンチ試験 結果 .....	71
3.4 30 T 級クエンチ試験 方法 .....	75
3.5 30 T 級クエンチ試験 結果 .....	79
3.5.1 試験結果 (1 回目)：30 T 発生 .....	79
3.5.2 試験結果 (2 回目)：31.4 T クエンチ .....	81
3.5.3 LNI-REBCO コイルで消費したエネルギー .....	86
3.6 数値解析モデル構築に向けた検討 .....	91
3.6.1 LNI-REBCO コイル巻き戻し検査 .....	91
3.6.2 巻線内接触抵抗率の変遷 .....	93
3.7 小括 .....	94
第3章参考文献 .....	94
第4章 LNI-REBCO コイルのクエンチ解析モデルの構築 .....	96
4.1 電気等価回路モデル .....	96
4.2 熱伝導モデル .....	99
4.3 解析フロー .....	102
4.4 実験結果に対するパラメータフィッティング .....	104
第4章参考文献 .....	106
第5章 LNI-REBCO コイルの 31.4 T クエンチ解析 .....	107
5.1 31.4 T クエンチにおける LNI-REBCO コイルの電流・電圧・温度・電磁力の挙動 .....	107
5.2 低い接触抵抗率を有する LNI-REBCO コイルのクエンチ時の挙動 .....	111
5.3 クエンチに伴う常伝導領域伝播のメカニズム .....	114
5.4 31.4 T クエンチから LNI-REBCO コイルを保護できる接触抵抗率の範囲 .....	116
5.5 小括 .....	117
第5章参考文献 .....	117
第6章 総括 .....	118
6.1 各章で得られた成果のまとめ .....	118
6.2 1.3 GHz NMR 装置の保護に向けた LNI 法の課題 .....	121
Appendix .....	124
A. ソレノイドコイルが発生する磁場分布の計算方法 .....	124
B. インダクタンスの計算方法 .....	125
C. NI レイヤー巻コイルの回路方程式 .....	126
D. LNI コイルの回路方程式 .....	128
E. 31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部の応力解析 .....	130
F. 31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部の遮蔽電流応力に関する検討 .....	134



# 第1章 序論

超伝導は、極低温に冷やすことで電気抵抗がゼロになる性質を有する。このため、超伝導の線材（超伝導線材）は従来の銅線よりも高密度の電流を流すことができ、超伝導線材をコイル形状に巻線した超伝導磁石（コイル）は、従来の電磁石よりもはるかに強い磁場をコンパクトなサイズで発生できる。特に、分子構造を分析できる核磁気共鳴（Nuclear Magnetic Resonance: NMR）装置を強磁場化することで測定分解能を飛躍的に向上でき、創薬・材料開発の分野における躍進が期待される。一方で、従来の超伝導物質（低温超伝導）では、発生可能な磁場の最大値が材料の特性によって 24 T 程度に制限され、機器の強磁場化は頭打ちとなっていた。これに対し、従来の低温超伝導物質を大きく上回る性能を有する「高温超伝導物質」が発見され、状況は一変した。高温超伝導物質の線材（高温超伝導線材）を利用することで、24 T 以上の強磁場をコンパクトなサイズで発生できる。現在、世界中で高温超伝導線材を利用した強磁場磁石の開発が進められており、30 T を超える磁場を発生可能な超伝導磁石も開発されつつある。本論文は、1.3 GHz (30.5 T の磁場強度に相当) NMR 装置に向けた強磁場高温超伝導磁石の開発、特に高温超伝導コイルの熱的な課題の対策技術に関する研究成果をまとめたものである。本章では、まず超伝導の基礎的な特性、応用機器に適用するための超伝導線材およびコイル化技術と、高温超伝導コイルの熱的課題、および従来の対策技術について説明し、研究目的を提示する。

## 1.1 高温超伝導物質

超伝導は、極低温において電気抵抗がゼロ（完全導電性）という性質をもち、1911 年にオランダの物理学者 Heike Kamerlingh Onnes によって発見された物理現象である[1.1]。厳密には、完全導電性に加え、磁場を超伝導体内部から排除する完全反磁性（マイスナー効果）を有する物質を超伝導物質と呼ぶ。これらの特徴的な性質は、長きに渡って科学者を魅了し、物理学、材料工学、応用工学と数多くの研究がされてきた。物理学分野では「超伝導」、工学分野では「超電導」と記載されることが多いが、本論文では統一して「超伝導」と記載する。

超伝導物質は下記に示す 3 種類の臨界値（超伝導状態が壊れてしまう値）をもつ。

- ・ 臨界温度： $T_c$  (Critical temperature)
  - ・ 臨界磁場： $B_c$  (Critical magnetic field)
  - ・ 臨界電流： $I_c$  (Critical current)
- (臨界電流密度： $J_c$  (Critical current density))

物質の温度、物質に印加される磁場、物質中を流れる電流のいずれかが臨界値を超えると、超伝導状態が壊れてしまう。臨界電流密度  $J_c$  [A/mm<sup>2</sup>] は臨界電流  $I_c$  [A] を超伝導体の断面積で割った値である。さらに、温度、磁場、電流とこれら 3 種類の臨界値は、定性的には図 1.1 に示される相関があり、図中の青い網掛け部の内側の範囲において超伝導状態を維持することができる。実用化を考えると、 $T_c$  が高く高温で使用できても、 $I_c$  が低くは使いものにならない。また高い  $I_c$  をもつと大きな電流を通電できるが、その電流によって強い磁場が発生するため、 $B_c$  も高くする必要がある。したがって、超伝導技術を有効に利用するためには、3 種類の臨界値を全て高くすることが望ましい。

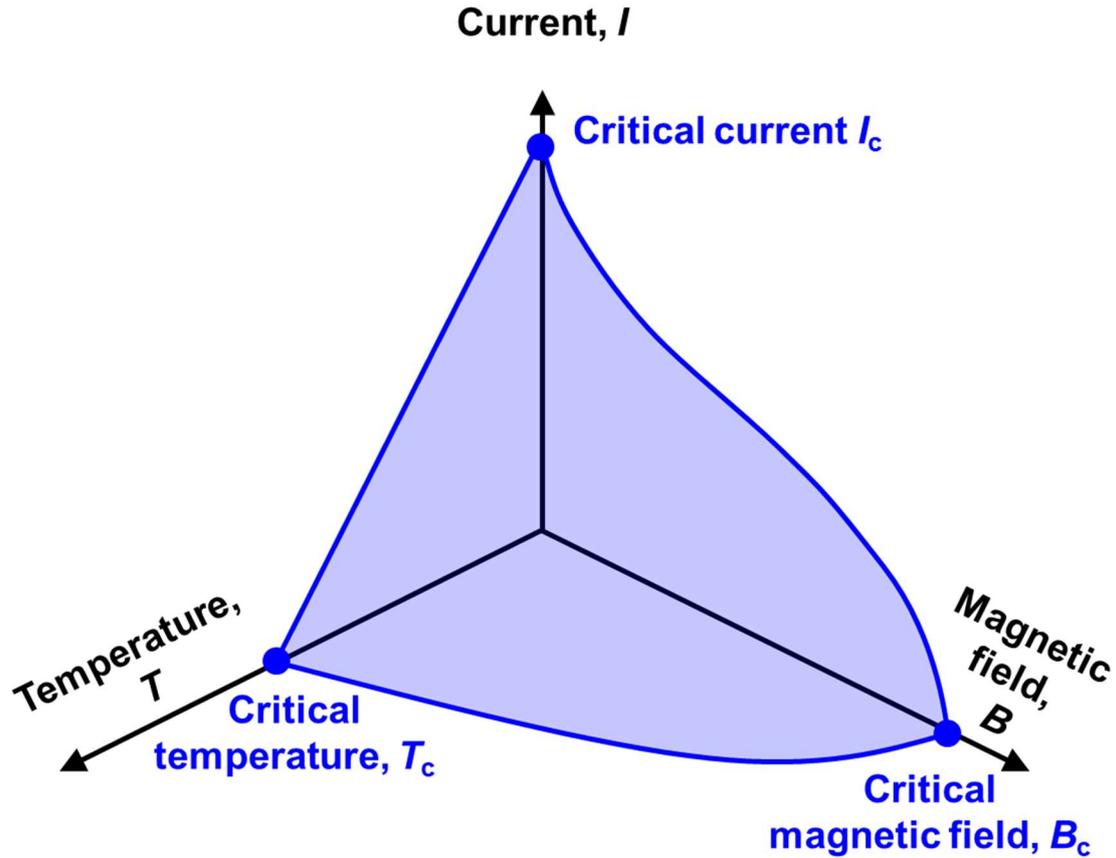


図1.1 超伝導物質の3種類の臨界値

超伝導現象が発見された当初の超伝導物質は  $B_c$  が低く、自身が発する小さな磁場で超伝導状態が壊れていた。物質内部から磁場を完全に排除するために大きなエネルギーを必要とするのが原因である。これに対し、あえて物質内部に超伝導状態にならない不純物を添加し、磁場の侵入を許すことで  $B_c$  の向上を狙った物質が提案された。従来の超伝導物質を第 I 種超伝導体と呼ぶのに対し、このような物質を第 II 種超伝導体と呼び、ほとんどが化合物である。磁束が量子化されて物質内に留まる「ピン留め効果」をもち、超伝導物質の実演実験で頻繁に見られる、バルク状の超伝導体が空中で静止する現象は、実はこの効果によって出現する。第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導体では、外部磁場に対して超伝導体内部に磁場が侵入する様子が大きく異なる。それぞれ定性的に図 1.2(a), (b) に示す。横軸は超伝導体外部の磁場、縦軸は内部の磁場を表している。(a) 第 I 種超伝導体は、印加磁場が  $B_c$  に達すると常伝導に遷移し、磁場が物質内部に侵入するが、(b) 第 II 種超伝導体では、完全反磁性を示す超伝導状態と、磁場が侵入する常伝導状態の間の混合状態を有する。混合状態では、不純物であるピン留め点にだけ磁場が侵入した状態になる。完全反磁性と混合状態の境となる磁場値を下部臨界磁場  $B_{c1}$ 、混合状態と常伝導状態の境となる磁場値を上部臨界磁場  $B_{c2}$  と呼ぶ。下部臨界磁場を超えると完全反磁性は消失するが、完全導電性は依然として残っているため、実質的に  $B_{c2}$  まで超伝導状態として使用できる。

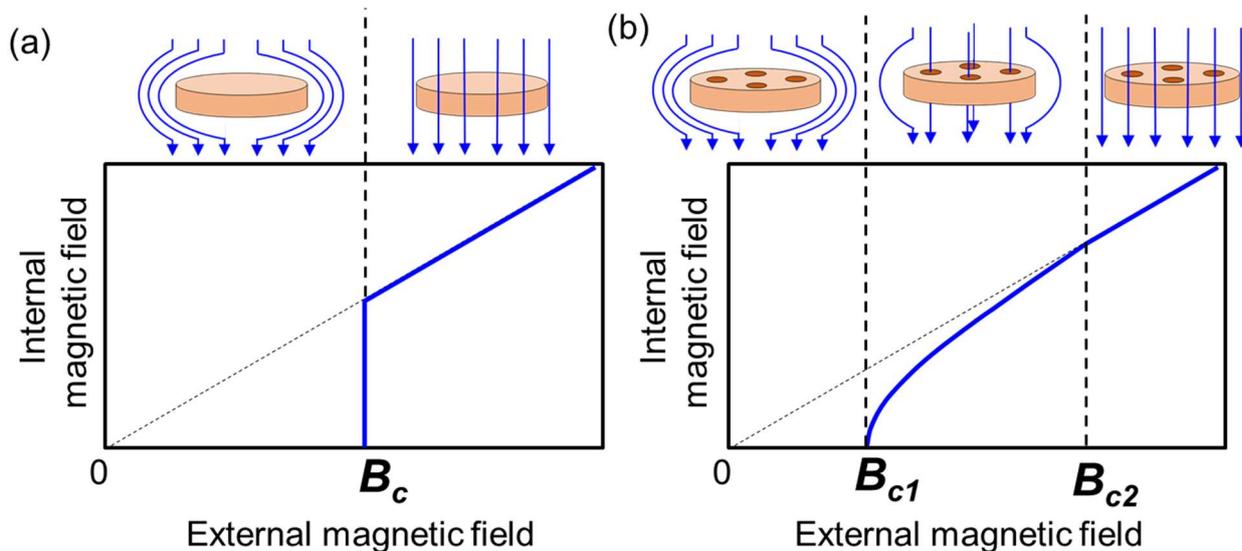


図1.2 外部磁場に対する超伝導体内部への磁場の侵入 (a) 第I種超伝導体 (b) 第II種超伝導体

次に、超伝導体の通電特性について説明する。金属等の一般的な常伝導体の電流( $I$ )-電圧( $V$ )特性は、物質の電気抵抗( $R$ )を用いて、オームの法則  $V = RI$  で表される。一方で、超伝導体の  $I$ - $V$  特性に対しては臨界状態モデル[1.2], 磁束フローモデル[1.2]などが提案されているが、実際の現象は次式で表す  $n$  値モデル[1.2]で良く近似できる。

$$V = V_c \left( \frac{I}{I_c} \right)^n \quad (1.1)$$

ここで、 $V_c$  は基準電圧であり任意に設定できるが、一般的に超伝導体の単位長さ当たり  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ , もしくは  $0.1 \mu\text{V}/\text{cm}$  の電界基準を用いて定める。 $n$  はスケールパラメータであり、 $n$  値と呼ぶ。式(1.1)を用いて描画した、 $n = 5, 10, 25, 50$  の時の超伝導体の  $I$ - $V$  特性を図 1.3 に示す。電流値に比例して線形に電圧が上昇するオームの法則とは異なり、 $I_c$  付近の電流値で非線形に電圧が上昇する。また、 $n$  値が大きいと電圧の立ち上がりが急峻になる。ただし、物理現象から導出したモデルではないため、厳密な議論、および低電界における振る舞いについては、山藤・木須らが提案したパーコレーション遷移モデル[1.3]などを用いることが望ましい。

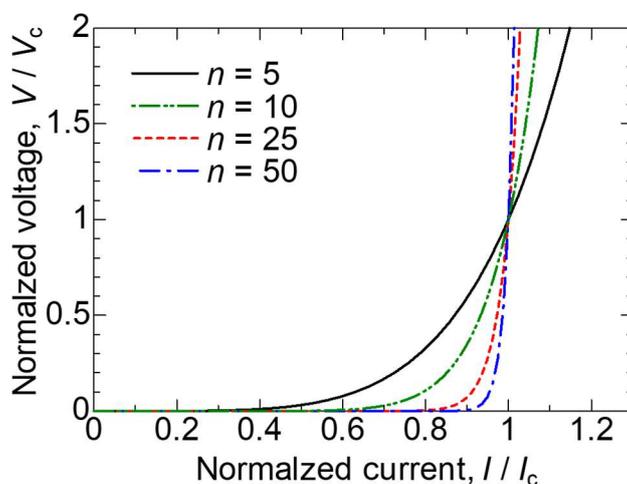


図1.3  $n$  値モデルによる超伝導体の電流-電圧特性

材料研究の進展により、3種類の臨界値は年々上昇していった。発見された超伝導物質の  $T_c$  の変遷を図 1.4 に示す。1973 年までは、発見された物質の  $T_c$  は緩やかに上昇していった。これらの超伝導体は 30 K 未満の極低温環境下でだけ使用可能であるため低温超伝導体 (Low temperature superconductors : LTS) と呼ばれている。また、合金や金属間化合物であるため、金属系超伝導体とも呼ばれている。

1973 年に Gavalier によって発見された  $Nb_3Ge$  の  $T_c=23$  K 以降、新材料探索は難航し、 $T_c$  の向上も飽和していたが、1986 年に高温超伝導体 (High temperature superconductors : HTS) が発見され、高  $T_c$  への扉が勢いよく開かれた。Johannes Georg Bednorz と Karl Alexander Muller によって、30 K の  $T_c$  を示し、LTS とは分子構造が大きく異なる  $La_2Ba_2CuO_4$  が発見された[1.4]。これを皮切りに、いわゆる高温超伝導フィーバーが始まり、1987 年に Ching-wu Chu らにより 93 K の  $T_c$  を示す  $YBa_2Cu_3O_y$  (YBCO) [1.5], 1988 年に前田弘らにより 110 K の  $T_c$  を示す  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$  (Bi-2223) [1.6] などが続々と発見され、 $T_c$  は急上昇した。これらの物質は銅酸化物であるため、酸化物系超伝導体とも呼ばれている。HTS は、液体ヘリウムよりもはるかに安価な液体窒素の冷却温度 (77 K), また強磁場中でも超伝導として使用できるため、図 1.1 に示す超伝導が使用できる領域を大幅に拡大できる。

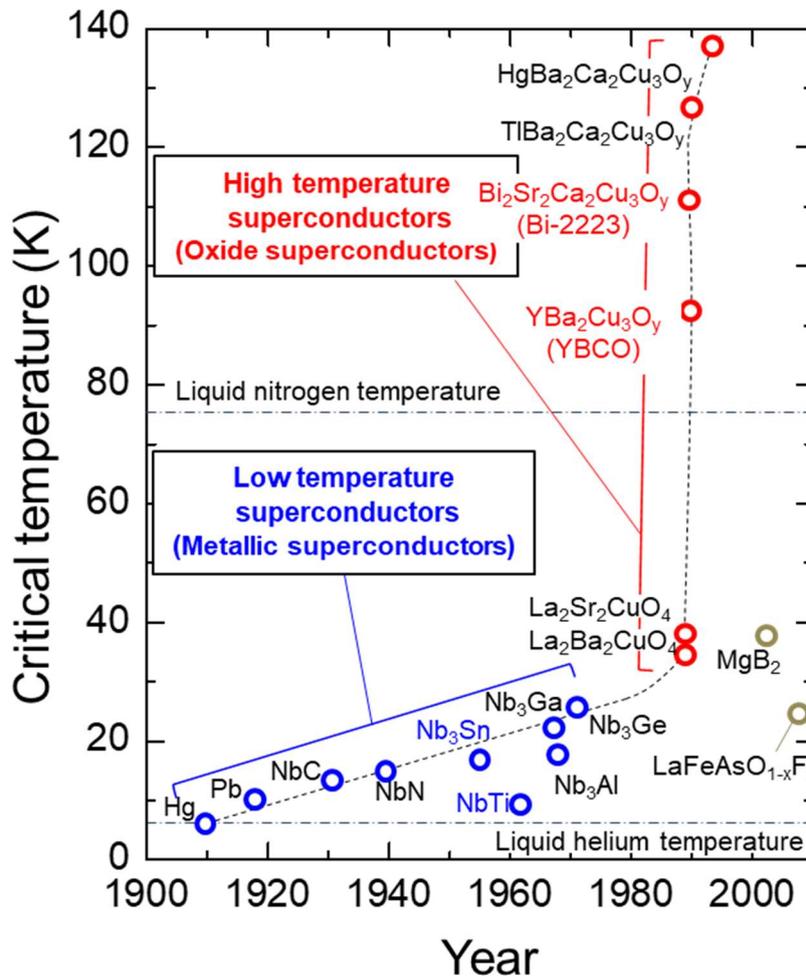


図1.4 発見された超伝導物質の臨界温度  $T_c$  の変遷

## 1.2 低温超伝導線材と高温超伝導線材

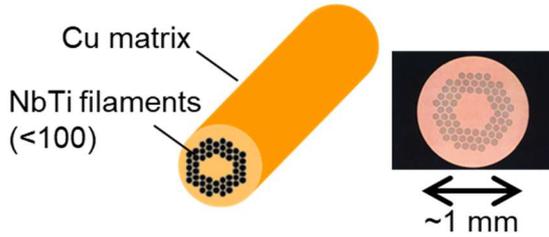
超伝導を応用機器へ実装する際に、線材化技術が重要となる。超伝導線材は、前述した超伝導体の種類によって、低温超伝導線材 (LTS 線材)、高温超伝導線材 (HTS 線材) に大別される。現在、実用化および商用化されている応用機器のほとんどは、LTS 線材が使用されている。LTS 線材は、素材価格と製造の安定性から、 $T_c=10\text{ K}$  の NbTi (図 1.5(a)[1.7]) と  $T_c=18\text{ K}$  の Nb<sub>3</sub>Sn (図 1.5(b)[1.7]) が世界的に使用されている。どちらも、丸線や平角線形状の線材が製作、販売されている。安定化材としての銅母材に多芯化された超伝導フィラメントがツイストされながら埋め込まれた構造をもち、超伝導状態では、電流は全て超伝導フィラメント部分を通れるが、温度上昇等によって超伝導状態が壊れた際には超伝導フィラメントで大きな抵抗が発生するため銅母材に電流が分流する。また、この銅母材は一部に溜まった熱を熱伝導によって抜熱する役割ももつ。

HTS 線材は、 $92\text{ K}$  の  $T_c$  をもつ希土類 (Rare earth) 系の (RE)Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> (REBCO) と、 $110\text{ K}$  の  $T_c$  をもつ Bi 系の Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> (Bi-2223) が現在商用化されている。どちらも LTS 線材とは異なり、テープ形状をしている。REBCO 線材は、図 1.5(c)[1.8] に示す様に層構造をもち、ハステロイ基板層上に、中間層 (Buffer 層) および超伝導層 (REBCO 層) が形成され、銀層を介して安定化材の役割をもつ銅メッキが施されている。超伝導を担う REBCO 物質は、組成式中の RE 部分を希土類元素に置換した、YBCO, GdBCO, EuBCO, SmBCO, ErBCO と数種類存在する。基板上、または中間層上に RABiTS (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate) 法もしくは IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) 法などを用いて結晶粒配向を制御した層に PLD (Pulsed Laser Deposition) 法, CVD (Chemical Vapor Deposition) 法などによって超伝導層を蒸着する、というプロセスを経て線材化されるため、テープ形状となる [1.9]。強度の高いハステロイ基板をもつため、長手方向の引張強度が  $700\text{ MPa}$  以上という、非常に高い値を有している [1.10]。強磁場を発生させるような応用機器の場合、線材に強い電磁力が負荷されるため、強磁場応用に有用な特性だといえる。しかし、薄膜の超伝導層をもつ性質上、多芯フィラメント状の超伝導体に比べて、磁場が印加された際に、線材内で磁場を打ち消す方向に大きな渦電流 (遮蔽電流, 詳細は 1.7.1 項) が誘起される欠点を有している。

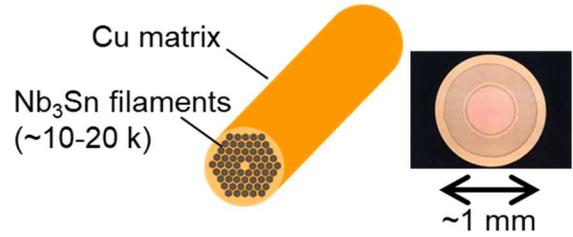
Bi-2223 線材もテープ形状をもつが、層構造をもつ REBCO 線材とは異なり、図 1.7(d)[1.11] に示す様に安定化材の役割をもつ銀母材に超伝導 (Bi-2223) フィラメントが埋め込まれた構造をもっている。NbTi 線材と類似した PIT (Powder In Tube) 法により、母材中に Bi-2223 フィラメントを埋め込み、その後結晶配向のために圧延加工・焼結といったプロセスで製造するためこのような構造をもつ。多芯フィラメント構造であるため、REBCO 線材に比べて 1 桁程度遮蔽電流が小さくなる特性を有する [1.12], [1.13]。ただし、液体ヘリウム冷却下・低磁場中では REBCO 線材級に遮蔽電流が大きくなるのが近年明らかになっている [1.14]。これは、超伝導フィラメント間が弱く結合している箇所があり、液体ヘリウム冷却下・低磁場中ではそれが超伝導パスとして機能し、REBCO 線材同様大きな閉ループが線材内に形成されるためだと考えられている。また、従来の Bi-2223 線材 (住友電工社製 Type H 線材) は長手方向の引張強度が  $200\text{--}300\text{ MPa}$  程度という大きな欠点をもっていた。これに対して、プレ圧縮技術を用いながら強度の高い Ni 合金を線材にラミネートすることで長手方向の引張強度が  $400\text{--}500\text{ MPa}$  に向上した新しい Bi-2223 線材 (住友電工社製 Type HT-NX 線材) が開発され、2015 年に商用化された [1.15]。

## Low Temperature Superconductor (LTS)

(a) NbTi

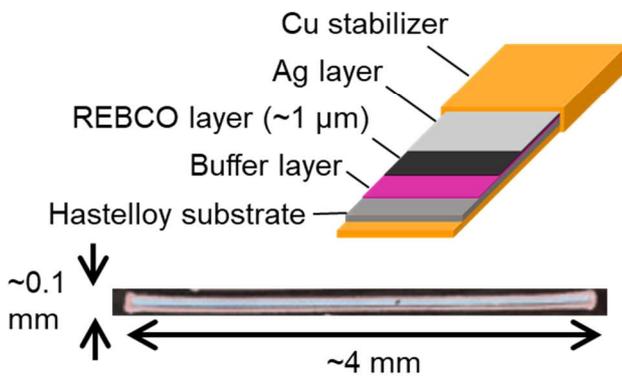


(b) Nb<sub>3</sub>Sn



## High Temperature Superconductor (HTS)

(c) REBCO



(d) Bi-2223

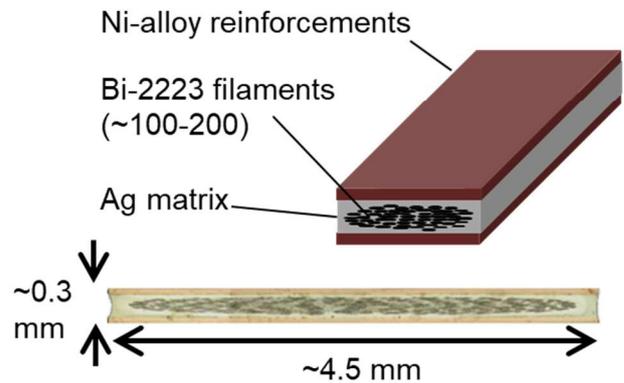


図1.5 低温超伝導線材 (a) NbTi 線材[1.7], (b) Nb<sub>3</sub>Sn 線材[1.7] ;  
高温超伝導線材 (c) REBCO 線材[1.8], (d) Bi-2223 線材[1.11]

HTS 線材は、液体窒素温度 (77 K) で使用できることの他に、あえて液体ヘリウム冷却温度 (4.2 K) で使用することで強磁場環境でも高密度の電流を流せることが大きな利点として挙げられる。4.2 K における線材ごとの工学的臨界電流密度  $J_c$  と線材に印加される磁場の関係を図 1.6 に示す[1.16]。ここで、 $J_c$  とは、臨界電流値  $I_c$  を線材断面積で割った値である ( $J_c$  は臨界電流値を超伝導体の断面積で割った値)。なお、HTS 線材はテープ形状であるため、磁場に対する異方性が存在し、ここではより  $J_c$  が大きく低下するテープ面に対して垂直な磁場  $B_{\text{perp}}$  におけるデータを示している。一般的な電気機器内で使用される銅線の許容電流密度 (液体ヘリウム冷却中) は約 20 A/mm<sup>2</sup> であるため、超伝導線材は遥かに高密度の電流を流せることが分かる。印加磁場が増加すると LTS 線材の  $J_c$  が著しく減少するのに対して、HTS 線材は 24 T 以上の強磁場においても 100 A/mm<sup>2</sup> 以上の高密度電流を流せるため、LTS 線材では理論的に到達しえなかった強磁場の発生が可能になる。また、HTS 線材の中でも、REBCO 線材は Bi-2223 線材よりも高密度の電流を流すことができる。図 1.6 には HTS 線材の液体窒素冷却温度 (77 K) の  $J_c$ - $B$  データ[1.17], [1.18] もあわせて載せている。4.2 K 冷却時よりも  $J_c$  が低く、はるかに低磁場で超伝導が失われてしまうことが分かる。このため、HTS 線材を 77 K で使用する際は、送電ケーブル等の負荷磁場が小さい環境が適している。また、77 K において、Bi-2223 線材は REBCO 線材よりも磁場によって大きく  $J_c$  が減少する特徴をもっている[1.19]。

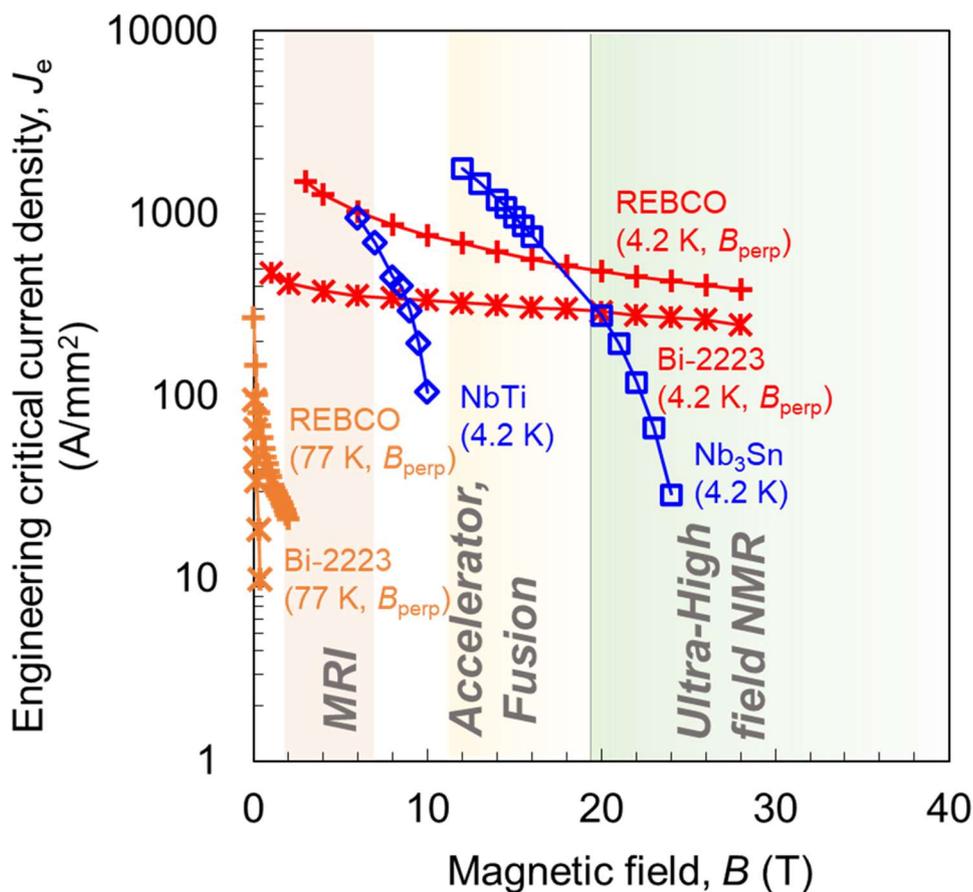


図1.6 超伝導線材の  $J_e$ - $B$  曲線[1.16]–[1.18]

### 1.3 超伝導磁石と応用機器

超伝導線材は、電気抵抗ゼロで高密度の電流を流せるため、コイル状に巻線して電磁石（超伝導磁石、または超伝導コイル）とすることで、従来の常伝導電磁石をはるかに凌駕する強磁場をコンパクトに発生できる。このため、多岐に渡る分野において超伝導磁石を用いた応用機器が開発されている。磁力による浮上・推進力によって高速輸送を可能にするリニア鉄道[1.20], [1.21], 核磁気共鳴反応を利用して体内の内部画像を撮影できる MRI (Magnetic Resonance Imaging) [1.22], [1.23], MRI と同様の原理で分子構造を非破壊で分析できる NMR (Nuclear Magnetic Resonance) 装置 (1.5 節参照), 電力を貯蔵する SMES (Superconducting Magnetic Energy Storage) [1.24], [1.25], ガン治療などの医療用加速器[1.26], 高エネルギー物理学実験用加速器[1.27], [1.28], 強磁場で高温のプラズマを閉じ込め核融合反応を用いて発電する核融合炉[1.29], [1.30]などが挙げられる。コイルの内径と磁場強度を軸にとると、応用機器はおおよそ図 1.7 のように分類される。図 1.6 の超伝導線材の  $J_e$ - $B$  曲線でも磁場に対応した応用機器の一部を記載している。応用機器によって求められるコイルの大きさと磁場強度が異なるため、適した線材の選択が重要である。また、応用機器というより超伝導磁石そのものであるが、超伝導磁石が発生する強磁場を用いて磁場中の物性などを測定するための物理実験用磁石[1.31]–[1.33]としても世界中で使用されている。超伝導コイルを用いることで小型かつ高出力を実現できる超伝導モーター・発電機も提案され、船舶用[1.34], 風力発電用[1.35], 電気飛行機用[1.36]等の応用機器が開発されている。超伝導磁石ではないが、超伝導線材を用いた送電ケーブル[1.37]–[1.39]にも応用されている。他にも、アクシオンダークマター検出装置[1.40],

国際宇宙ステーションに搭載されるアルファ磁気分光器[1.41]などの最先端科学への用途から、水素社会に向けた、水素を液化するための磁気冷凍装置[1.42]なども提案されており、応用分野は現在も拡大している。超伝導技術は、エネルギー・医療・研究開発に応用され、人々の生活基盤を支え、高効率かつ持続可能な次世代の社会を構築するためのキーテクノロジーだと言える。

一方で、応用機器の中で、実用化し、産業として成立しているのは、MRI、NMR だけである（リニア鉄道は2027年開通予定であり、今後の産業としての成長が期待される。また、粒子加速器も実用化されているが、一点物の高機能機器であり産業としては成立していない）。これは、LTSの温度・磁場の臨界値によって機器の性能が制約されていたことに起因していたが、HTSの登場によってこの制約を解決でき、現在HTS物質を用いた応用機器の開発が急速に進展している。HTSによって、超伝導産業の拡大が期待される。

応用機器に使用される超伝導コイルは、円筒形状のソレノイド型が最も一般的であるが、応用機器に必要な磁場分布や装置形状に制約され、その形を崩した、レーストラック型、三角型、D型、3次元曲げ形状なども存在する。

本研究は、ソレノイド型の超伝導コイルで20 T以上の強い磁場の発生が求められるNMR装置の応用に向けた超伝導コイル技術の開発を対象としている。

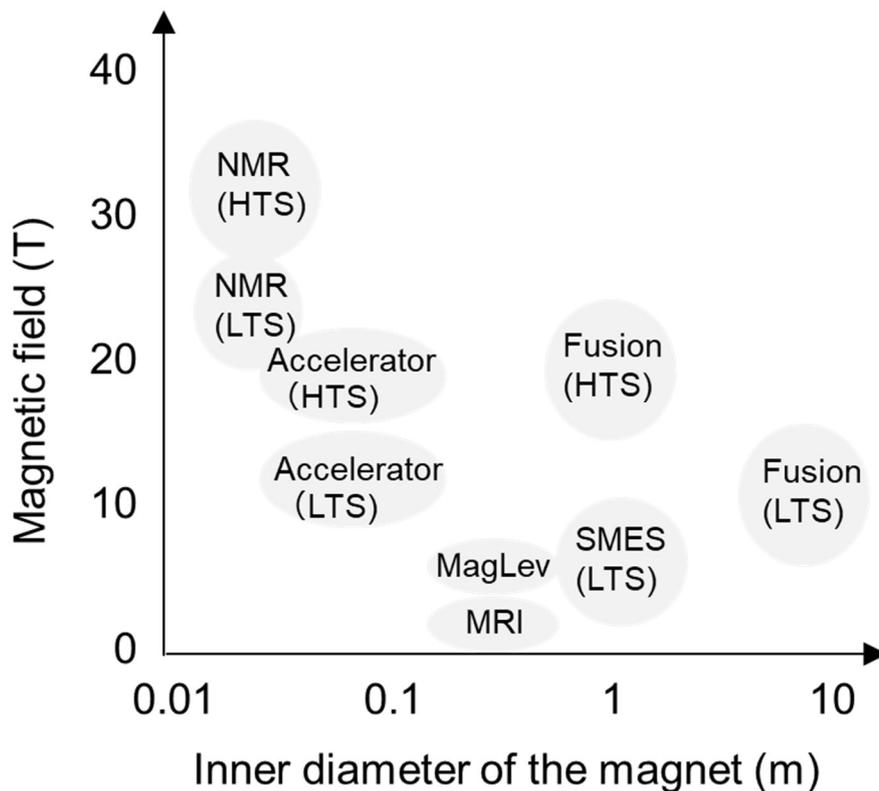


図1.7 超伝導磁石応用機器に必要な磁場空間の大きさ と 磁場強度

## 1.4 ソレノイド型高温超伝導磁石のコイル巻線方式

HTS 線材は図 1.5 に示す通りテープ形状をしているため、ソレノイド型にコイル巻線する際、「レイヤー巻」と「パンケーキ巻」の 2 種類の巻線方式が存在する。レイヤー巻は、一般的な LTS コイルにも適用されてきた巻線方式で、糸巻き状に整列巻線して層（レイヤー）を重ねて巻線する（図 1.8(a)）。パンケーキ巻は、円盤状のコイルを複数製作し、それを積層・接続して円筒形状とする巻線方式である（図 1.8(b)）。これらの巻線方式に対して、「HTS 線材の巻線歪」と「永久電流運転への適用可能性」の、2 つの観点からの優劣を述べる。

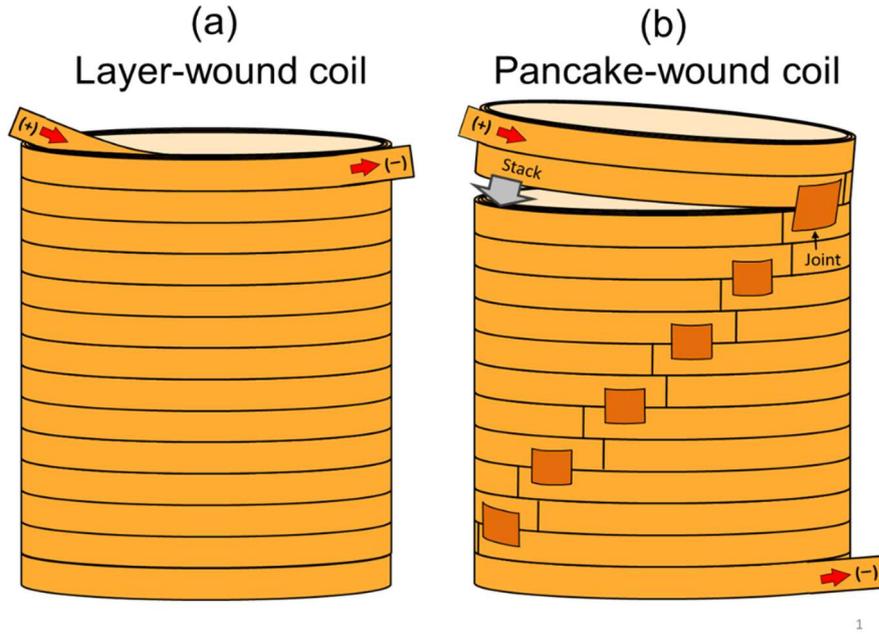


図1.8 ソレノイド型 HTS コイルの巻線方式： (a) レイヤー巻, (b) パンケーキ巻

コイルを巻線する際、線材には曲げ歪が印加される。テープ線材に加わる曲げ歪は図 1.9 に示すように、「フラットワイズ曲げ歪」と「エッジワイズ曲げ歪」の 2 種類存在し、パンケーキ巻の場合はフラットワイズ曲げ歪だけが印加される。一方でレイヤー巻の場合は、フラットワイズ曲げ歪に加えて、コイル上下端部において次レイヤーに移るためターンを折り返す時にエッジワイズ曲げ歪も印加される。超伝導線材には、不可逆的に線材の  $I_c$  が低下してしまう不可逆歪  $\varepsilon_{ir}$  が存在するため、レイヤー折り返し部において 2 種類の曲げ歪が印加される REBCO 線材は、潜在的にその箇所劣化が生じやすいと言える。この観点から、テープ形状である HTS 線材を巻線するには、パンケーキ巻が有利である。

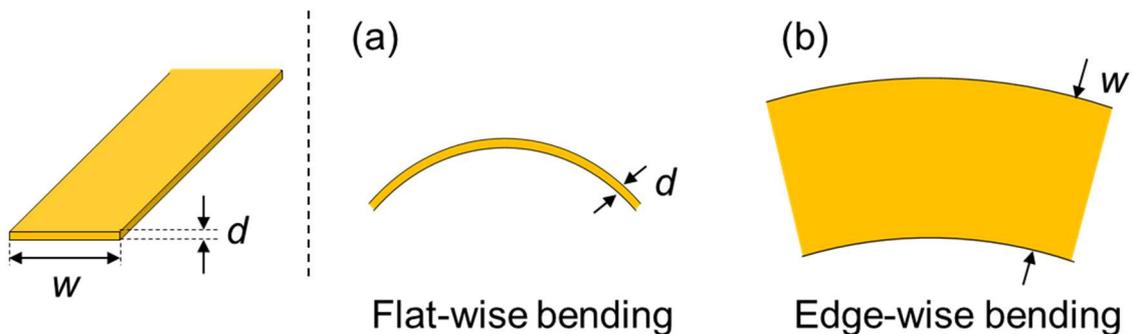


図1.9 テープ線材に加わる曲げ歪 (a) フラットワイズ曲げ, (b) エッジワイズ曲げ

次に、各巻線方式の永久電流運転への適用可能性について比較する。永久電流運転とは、コイルの両端の線材同士を超伝導（電気抵抗ゼロ）で接続（超伝導接続）し、一度通電したら半永久的に減衰しない永久電流状態とする通電方法である。超伝導接続技術がキーテクノロジーとなり、金属系の LTS 線材では既に成熟した技術である。酸化物である HTS 線材を超伝導接続することは原理的に困難であったが、近年、実用的な超伝導接続技術が REBCO 線材[1.44], Bi-2223 線材[1.45], [1.46]において報告され、HTS コイルの永久電流運転が可能になった。一方で、超伝導接続部は機械的に脆弱であるため、僅かな電磁力で壊れてしまい、この点が強磁場応用で問題となる。電磁力を抑えるために磁場が弱い場所に配置する必要がある。パンケーキ巻は、図 1.8(b)に示す様に、コイル端部に加えて、磁場が強く印加される巻線部にパンケーキ間の接続部が複数存在するため、永久電流運転の適用は困難である。一方で、レイヤー巻コイルの場合は、線材の単長が長ければ、接続部は一か所で済み（現状は市場から入手できる線材の単調が 300 m–1 km 程度であるため複数の接続部が必要）、さらに線材をコイル上部に引き出すことで、磁場が弱い箇所への超伝導接続部の配置が可能であるため、永久電流運転を適用できる。永久電流運転の観点から、レイヤー巻が有利である。

以上、2つの巻線方式には各々の優れた点があり、使用する用途に合わせて適切な巻線方式を選択する必要がある。

## 1.5 代表的な超伝導磁石応用機器：NMR 装置

NMR 装置は、物質の分子構造を分析する装置であり、測定対象に静磁場をかけた状態で電磁波を照射し、核磁気共鳴現象によって発生する共鳴周波数を取得して分子構造を明らかにする[1.47]。NMR 装置の性能は、水素の原子核が起こす共鳴周波数 (Hz) で表し、100 MHz が 2.35 T の中心磁場強度に相当する。静磁場の磁場強度を強くすると、測定分解能が飛躍的に向上、および測定時間を大幅に短縮できるため、強い磁場の発生が求められている。異なる磁場強度で測定した NMR スペクトルの例を図 1.10 [1.48]に示す。強い磁場強度程、シャープなスペクトルが得られる。特に、アルツハイマー病やパーキンソン病などの神経変性疾患の原因とされているアミロイド  $\beta$  タンパク質の構造を NMR で分析するためには 1.3 GHz (30.5 T の磁場強度に相当) 級の NMR が必要と考えられている[1.49]。

また、強磁場に加えて、高い磁場精度も同時に要求される。ここでいう磁場精度とは、「空間的磁場均一度」と「時間的磁場均一度」を指す。空間的磁場均一度に関しては、10 cmDSV に 1ppm の均一度が要求され（つまり半径 10 cm の球内の磁場の誤差が  $10^{-6}$  以下）、時間的磁場均一度は 0.01ppm/h の均一度が要求される（つまり 1 時間の磁場変動率が  $10^{-8}$  以下）。空間的磁場均一度を保つために、シムコイル・鉄シムによる補正技術が成熟している。一方で、時間的磁場均一度を保つためには、コイルを永久電流運転することが望ましい。超伝導接続によって得られる超伝導ループ内で電流が減衰しないため、コイルを冷やし続けるだけで時間的に均一な磁場を保つことができる。電源駆動運転においても、電源の高精度化によって 0.01ppm/h の磁場均一度を得ることは可能であるが[1.50], [1.51], 電源が高価であることに加え、装置の運転・維持・メンテナンスにもコストが発生するため避けたい。このため、永久電流運転を適用するために、NMR 装置用の超伝導コイルはレイヤー巻方式で製作することが望ましい。

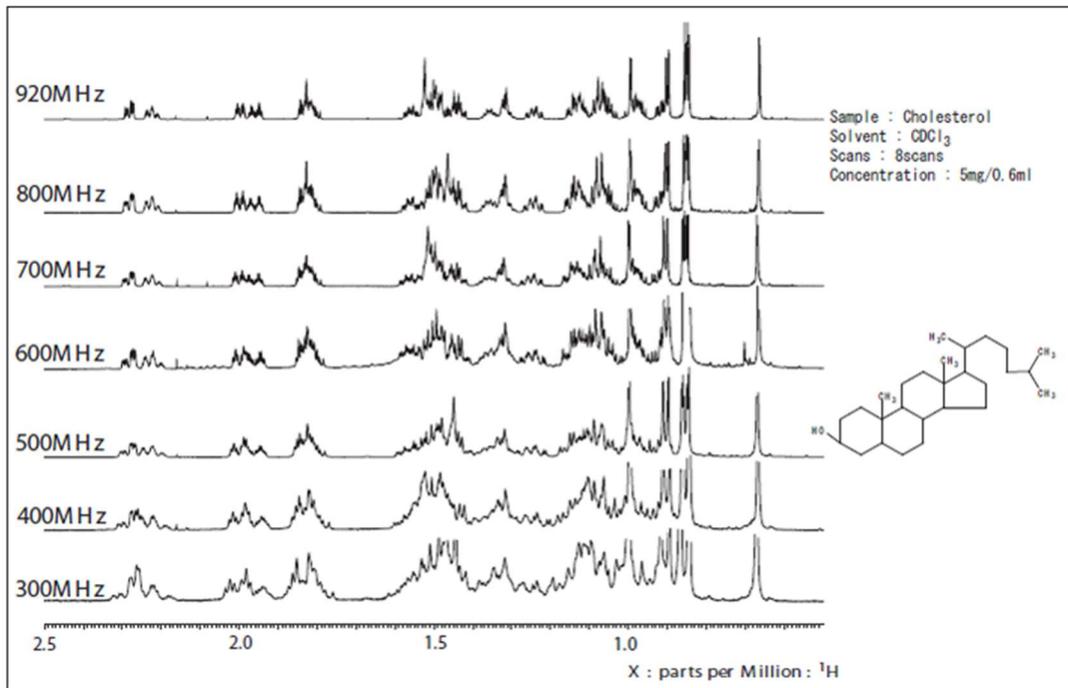


図1.10 異なる磁場強度で測定した NMR スペクトル[1.48]

## 1.6 超伝導磁石と NMR 装置の強磁場化

図 1.7 に示した通り、25 T 以上の強磁場での応用は、現状、NMR 装置、または物理実験用磁石に限られ、これらの機器の開発に伴って超伝導磁石の発生する磁場が強磁場化していった。静磁場の世界記録の経年変化を図 1.11(a) に表す[1.52] (2019 年作成図)。鉄芯電磁石、超伝導磁石、NMR 用超伝導磁石、水冷銅磁石+超伝導磁石に分けてプロットされている。おおよそ、経過年月に比例して強磁場化しており、超伝導磁石の強磁場化に伴って NMR 装置も強磁場化している。超伝導磁石を使用せずとも、水冷銅磁石を使うことで強磁場の発生は可能であり、2019 年には HTS コイルを水冷銅磁石の内層に挿入して静磁場の現状世界最高記録である 45.5 T の発生に成功している[1.53](図 1.11(a)にはプロットされていないが、水冷銅磁石を用いると、装置の大型化、高コスト化、磁場精度が悪い、といった欠点がある。

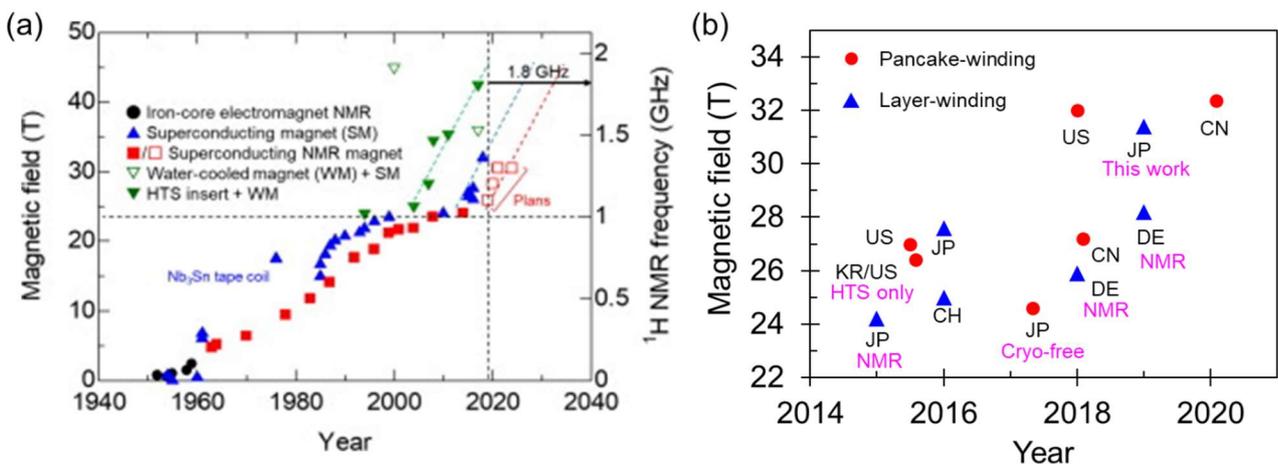


図1.11 (a) 超伝導磁石の強磁場化の歴史[1.52] (b) HTS コイルを用いた超伝導磁石の発生磁場

表 1.1 HTS コイルを用いた超伝導磁石の発生磁場

Year/ Month	Institution (Country)	Winding type of HTS coil	$B_{cen}$ (T)	$B_{cen}$ by HTS coil (T)	Insulation	Comment	Survive?	Ref.
2011 / 9	NIMS (JP)	LW-RE	24	6.8	Insulated	Demo	Burnout	[1.54]
2015 / 4	NIMS (JP)	LW-Bi	24.2	3.66	Insulated	1.02 GHz NMR	No quench	[1.50]
2015 / 6	MagLab (US)	PW-RE	27.0	12	Insulated	Demo	No quench in 27 T	[1.55]
2015 / 6	SuNAM / MagLab / MIT (KR / US)	PW-RE	26.4	26.4	NI	Demo	Protected	[1.56] [1.57]
2016 / 3	Geneva Univ. (CH)	LW-RE	25.0	4.0	Insulated	Demo	?	[1.58]
2016 / 4	RIKEN (JP)	LW-Bi + LW-RE	27.6	4.5(Bi) / 6 (RE)	Insulated	Demo	Burnout	[1.59]
2017 / ?	Tohoku Univ. (JP)	PW-RE	24.0	10.0	Insulated	User magnet	Burnout	[1.60]
2017 / 4	Tohoku Univ. (JP)	PW-Bi	24.6	10.6	Insulated	User magnet	No quench	[1.60]
2017 / 12	MagLab (US)	PW-RE	32	17	Insulated	User magnet	Protected from low field quench	[1.61] [1.62]
2018 / 1	CAS (CN)	PW-RE	27.2	12.2	NI	Demo	Quench, Protected?	[1.63]
2018 / 12	Bruker (DE)	LW-RE	25.9	?	?	1.1 GHz NMR	?	[1.64]
2019 / 7	RIKEN / Chiba Univ. (JP)	LW-Bi+ LNI-RE	31.4	4.4 (Bi) 10 (RE)	Bi: insulated RE: LNI	Demo	Protected	This work
2019 / 8	Bruker (DE)	LW-RE	28.2	?	?	1.2 GHz NMR	?	[1.65]
2020 / 1	CAS (CN)	PW-RE	32.35	17.35	NI	User magnet	No quench	[1.66]

\*LW : Layer-wound, PW : Pancake-wound, RE : REBCO, Bi : Bi-2223, NI : No-insulation

ここで、HTS コイルを用いた超伝導磁石の発生磁場に着目し、2020 年 12 月現在までに開発された磁石を表 1.1, 図 1.11(b)に示す。図 1.11(b)では、HTS コイルの巻線方式をレイヤー巻とパンケーキ巻の場合で区別してプロットしている。前述の通り、HTS コイルによって、LTS コイルの物理的限界値であった 24 T を超える磁場の発生、NMR 装置では 1 GHz を超える装置の開発が可能になった。図 1.11(b)で示した磁石のほとんどは、LTS コイルと HTS コイルを組み合わせた磁石となっており。例として、2016 年に 27.6 T を発生した、理化学研究所の研究グループにより開発された超伝導磁石[1.59]の断面図を図 1.12 示す。NbTi と Nb<sub>3</sub>Sn のレイヤー巻 LTS コイルの内側にレイヤー巻 Bi-2223 コイル、およびレイヤー巻 REBCO コイルを挿入した構成となっている。現在の磁場強度の世界記録は中国科学院 (CAS) の研究グループが発生した 32.35 T[1.66], 次いで米国国立強磁場研究所 (MagLab) の研究グループが記録した 32 T[1.61]である。どちらも、LTS コイルとパンケーキ巻 REBCO コイルを組み合わせたコイル構成となっている。レイヤー巻方式を用いて発生した磁場は、Bruker 社が開発した 1.2 GHz NMR[1.65]が発生する 28.2 T が最高であったが、本研究の成果によって 31.4 T に塗り返られた。詳細は第三章で詳しく述べる。NMR 装置としては、前述した 1.2 GHz NMR[1.65]が現在の世界最高性能の装置である。

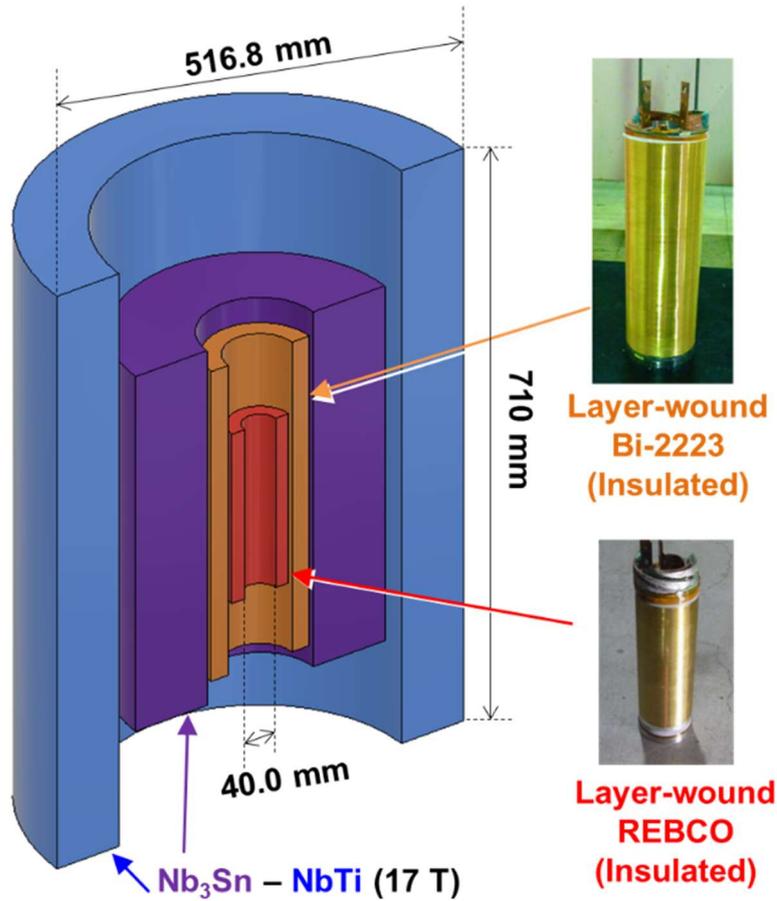


図1.12 27.6 T を発生させた超伝導磁石の断面図[1.59]

コンパクトな強磁場磁石を設計するにあたり、「磁場中で高い  $J_c$  を有すること」、「強い電磁力に耐えられること」の2つを同時に満たす必要がある。磁場中で高い  $J_c$  をもったとしても、線材の引っ張り強度が弱い場合、電磁力によってコイルに流せる電流値が制限される。このため強磁場磁石の開発には、高い磁場中  $J_c$  特性（図 1.6 参照）と高い引っ張り強度を有する REBCO 線材が適している。一方で、REBCO 線材をコイル化する際に、電磁氣的・機械的・熱的な技術課題が発生し、これらを解決する必要がある。特に熱的課題であるクエンチ現象に対するコイルの保護は、REBCO コイルの長年の課題である。次節では、REBCO コイルの技術課題について述べる。

## 1.7 REBCO コイルの技術課題

### 1.7.1 電磁氣的課題

REBCO 線材はテープ形状の線材であるため、遮蔽電流磁場の発生が問題となる。コイルに電流を流すと、図 1.13 のように磁場が発生し、コイル自身にも磁場が印加される。磁場は、軸方向（すなわち縦向き）、径方向（すなわち横向き）の成分に分けることができ、径方向磁場成分はテープ面に対して垂直に印加される。テープ形状の超伝導体に、このような磁場が印加されると、磁場を打ち消す様に渦電流が発生する。これが遮蔽電流である。銅や銀などの常伝導金属においても同様の渦電流が流れるが、導体内に電気抵抗が存在するため、このような渦電流はすぐに消失する。一方で、超伝導体の場合は電気抵抗がゼロであるため渦電流が残り続けるのである。1.2 節で説明した様に、REBCO 線材は薄膜の超伝導層をもつため大きな遮蔽電流が発生する。

遮蔽電流は、中心磁場を打ち消す遮蔽電流磁場を発生し、通電電流に対してヒステリシスをもって変化する。また、フラックスクリープ（ピン止めされた磁束が動く現象）によって、遮蔽電流磁場は時間的にも僅かに変化する。このような遮蔽電流、および遮蔽電流磁場によって (1) 中心磁場強度が減少、(2) 中心磁場が時間的に変動（すなわち時間的磁場均一度が悪化）、(3) 磁場分布が歪む（すなわち空間的磁場均一度が悪化）などの影響が生じる。MRI や NMR 装置など、精密な磁場精度を必要とする機器では、遮蔽電流磁場を正確に予測して制御する必要がある。また、コイルの通電電流を変化させて使用する機器では、ヒステリシス損失によって、超伝導であるにも関わらず定常的な損失が発生してしまう。

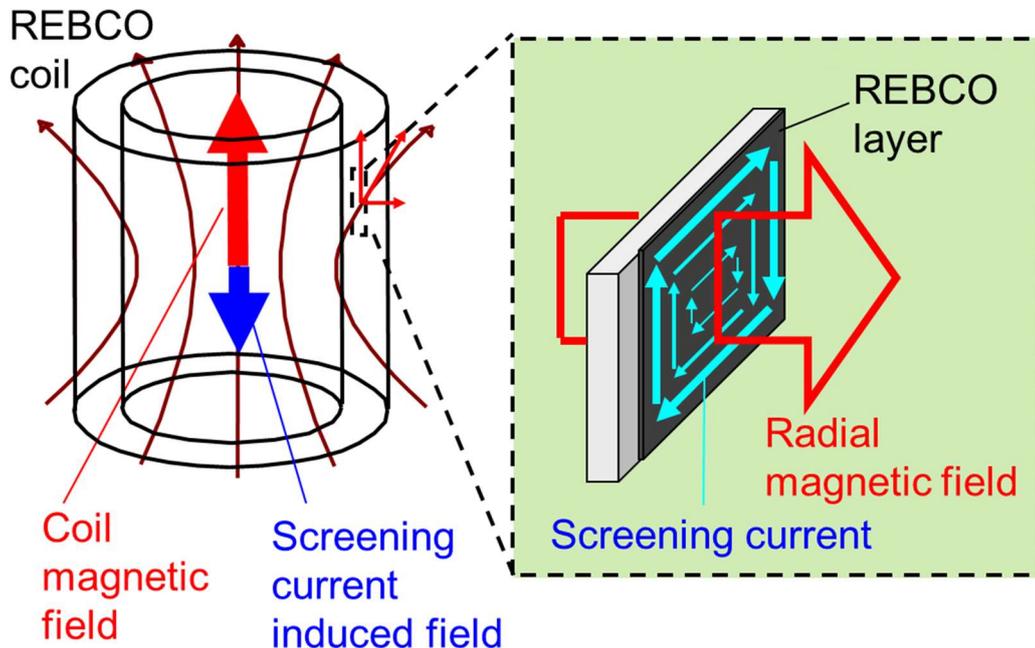


図1.13 REBCO コイルに発生する遮蔽電流磁場

現在、NMR 装置等の定常磁場を必要とする機器では、オーバershoot 通電による(2)の時間的変動の抑制[1.67]、数値解析[1.12], [1.68]–[1.70]による(3)遮蔽電流による磁場分の予測などが成熟し、遮蔽電流が発生しても応用機器を開発することが可能であるが、将来的には、LTS 線材の様に遮蔽電流を低減した

REBCO 線材を開発することが望ましい。これに向けて、機械加工、レーザー加工、ケミカルエッチングによる多芯 REBCO 線材[1.71], [1.72], 線材の幅を小さくした細線 REBCO 線材[1.73]等が提案されている。

### 1.7.2 機械的課題

ソレノイド型のコイルには、図 1.14 で示すように、線材を周方向に引っ張るように働くフープ応力、コイルを中心に向かって軸方向に潰すように働く軸圧縮応力が電磁力として印加される。コイル内部、1 ターンごとに働くフープ応力  $\sigma_\theta$  [MPa]と軸方向応力  $\sigma_z$  [MPa]は、ターンの半径  $R$ , ターンが経験する軸方向磁場  $B_z$ , 径方向磁場  $B_r$ , 線材電流密度  $J$ , 線材の幅  $w$  を用いて、次式により簡易的に計算できる。

$$\sigma_\theta = B_z JR \quad (1.2)$$

$$\sigma_z = B_r Jw \quad (1.3)$$

ただし、この値は 1 ターンごとに計算した値であり、ターン間に働く応力の作用反作用は考慮していないことに注意されたい。(1.2)式で示した  $\sigma_\theta$  は、式のままに  $B_z JR$  と呼ばれる。 $\sigma_z$  は、コイル中心線より上側では下方向、下側では上方向に働き、各ターンに印加される  $\sigma_z$  がコイル中心で積算され、軸圧縮応力となる。コイルを設計するにはこれらの電磁力と線材の応力耐性を考慮する必要がある。

REBCO 線材は、フープ応力によって発生する、線材長手方向の引張力に対して高い応力耐性を有することが利点であったが、コイルで発生する電磁力と線材の応力耐性を考慮して設計された REBCO コイルであるにもかかわらず、機械的な劣化が生じるケースが多数報告された[1.60], [1.74]–[1.78]。これは、線材に不均一に力が加わり局所的な応力集中が生じることが原因だと考えられている。図 1.15[1.79]に示すような(a)剥離、(b)クラックが超伝導層に生じ、 $I_c$  が低下してしまう。このような応力集中は「冷却収縮由来」と「電磁力由来」に大別される。

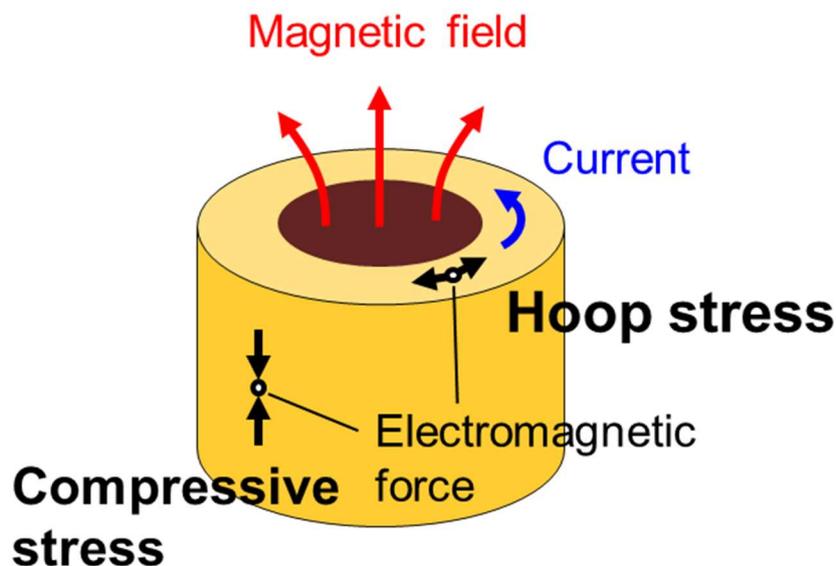


図1.14 コイルに発生する電磁力

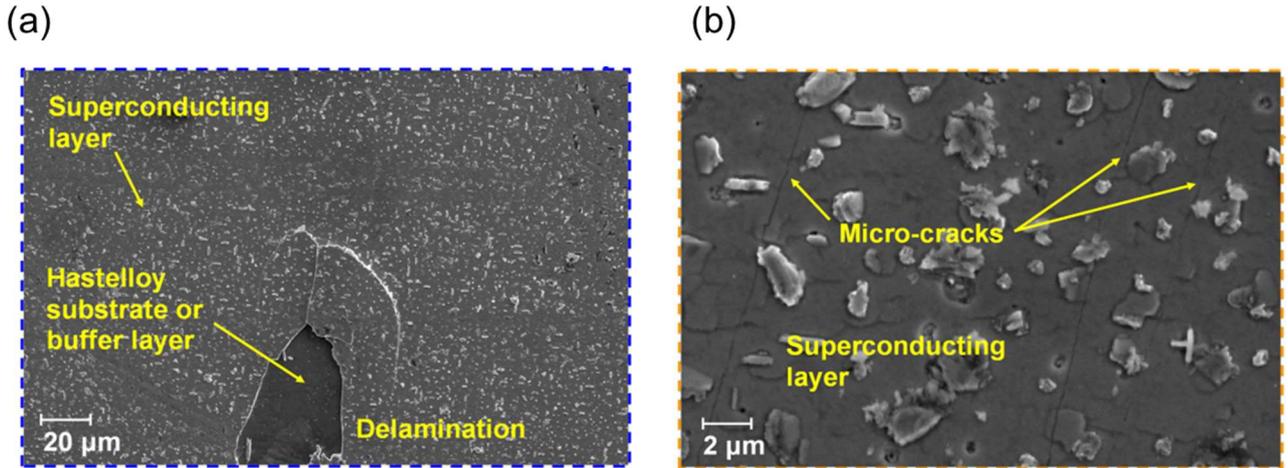


図1.15 応力集中により劣化した REBCO 線材の SEM 画像[1.79]。

(a) 超伝導層の剥離 (b) 超伝導層上のクラック

冷却収縮による劣化は、主にエポキシ樹脂で含浸したコイルで生じる。LTS コイルでは、機械強度を高めるためにエポキシ樹脂でコイル全体を含浸して剛体化することが一般的であるが、同様の処置を REBCO コイルに施すと、冷却した際に線材と接着したエポキシ樹脂が大きく収縮し、層構造の REBCO 線材を引き剥がす方向に力が加わり超伝導層が剥離してしまう[1.80]。REBCO 線材は、このような引き剥がす方向の力に弱いことが実験的に示されている[1.81]。機械強度を高めるための処置が逆にコイルを破壊してしまう。これに対して、ポリイミド電着法[1.82] や、フッ素コートテープを用いて樹脂と線材を分離する方法[1.83]、または樹脂の熱収縮率の調整[1.84],[1.85]によって劣化の発生を防げることが実証されているが、未だ製作技術が成熟しておらず、表 1.1 に示したような強磁場 REBCO コイルのほとんどはエポキシ樹脂を用いず製作されている。

電磁力による劣化は未だ全体像は明らかになっていないが、線材の応力耐性を考慮して設計したコイルが、設計値以下の電流値でコイルに劣化が生じたとの報告が相次いでいる。1つの事例として、巻線内部に線材間を半田接続した部分があると、その部分で応力集中して剥離力が働き、劣化に至ることが報告されている[1.74]。これに対しては、接続部を巻線外部に設けることで劣化の発生を回避できることが示されている[1.59]。また、図 1.16 に示すような線材の座屈が生じて劣化する事例[1.75]–[1.77]も報告されている。巻線内部に空隙があり、局所的に線材の動く余地があると、フープ応力のバランスが崩れて局所的に応力が集中し、このような座屈に至ると考えられている。また、図 1.17 のように線材が電磁力によって移動し、隣接ターンに乗り上げて応力が集中し、劣化する事例も報告されている[1.74]。これらに対しては、巻線内部の線材占有率を高め、線材が移動する余地を無くすることが重要である。

また、電磁力による局所的な劣化の原因として現在注目されているのが、前節で説明した遮蔽電流起因の不均一な電磁力による応力集中である。図 1.18 に遮蔽電流を考慮した 5 ターン 1 パンケーキ巻 REBCO コイルにおけるフープ応力の有限要素法解析結果を示す[1.79]。線材の上端部は外周方向に大きく膨らみ、逆に下端部は内周側に圧縮力が働いていることが分かる。この時発生する最大フープ応力は、(1.2)式で計算される値の約 3.9 倍であり、局所的に応力集中が発生している。米国高磁場研が実施した試験では、このような遮蔽電流応力によって 1.4 GPa 級の応力が線材にかかり、塑性変形したと報告されている[1.87]。また、圧縮力によっても劣化が生じることが報告されており、図 1.15 はその際の劣化の様子である[1.79]。

このような応力集中現象が報告されているが、表 1.1 で示した様に、劣化なく強磁場 REBCO コイルを開発した事例も存在している。これらの現象を体系的に明らかにし、劣化の発生を抑制できる設計指針を確立することが望ましい。

以上、強磁場 REBCO コイルにおけ、電磁氣的課題、機械的課題について説明した。どちらの課題も、現在進行形で対策技術の開発が進められている。次項では、本論文が対象とする熱的な課題について詳細に説明する。

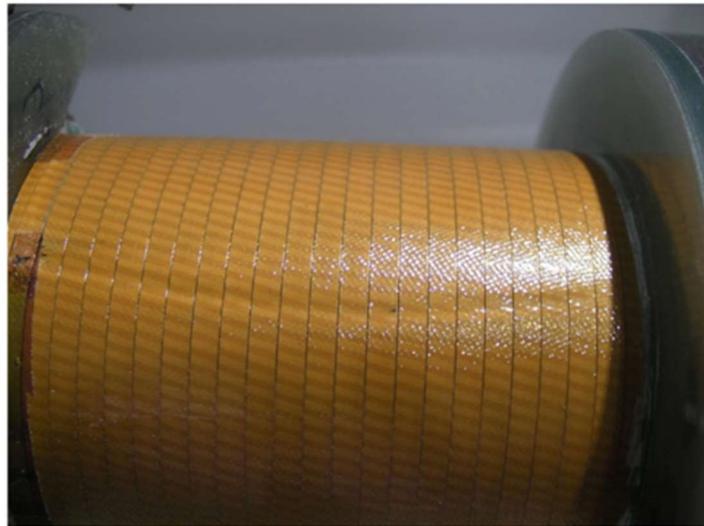


図1.16 REBCO コイルにおける電磁力による座屈[1.75]

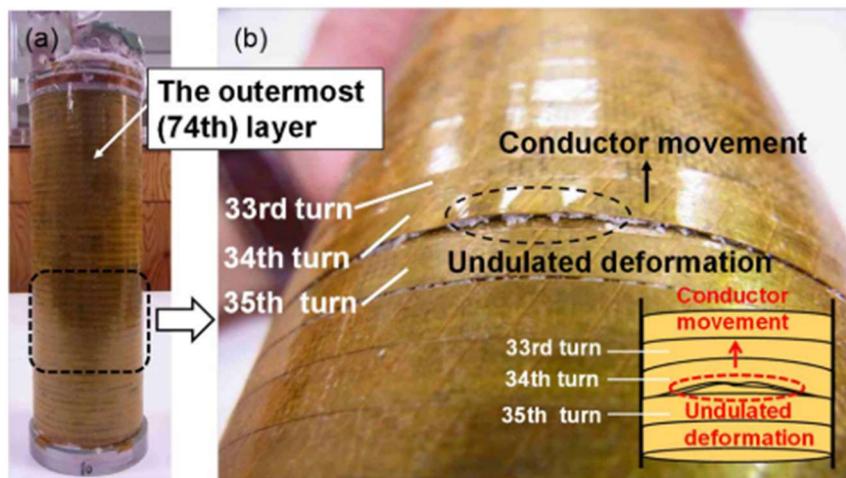


図1.17 REBCO コイルにおける電磁力による線材の移動[1.74]

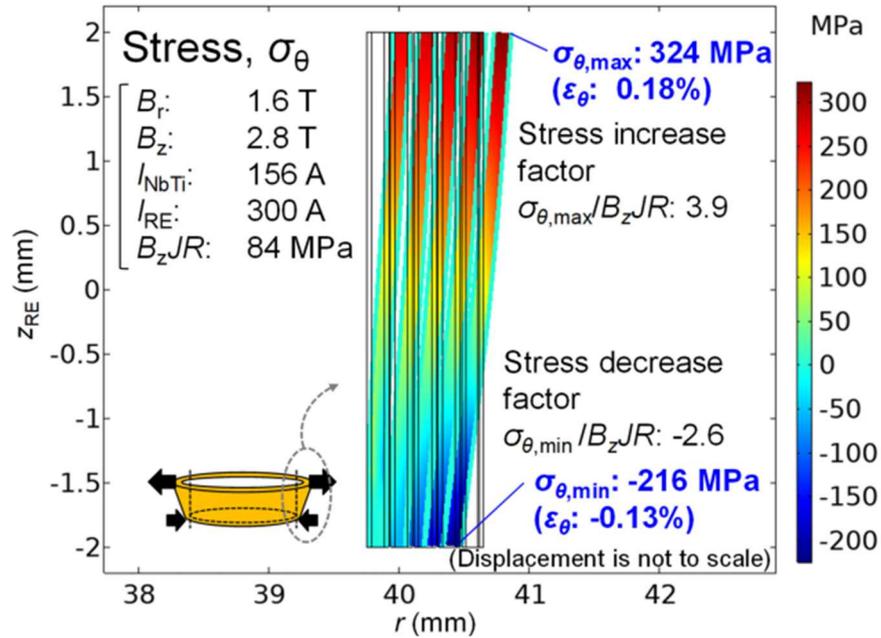


図1.18 5ターン1パンケーキ巻REBCOコイルにおける遮蔽電流応力の解析結果[1.79]

### 1.7.3 熱的課題

ここでは、強磁場REBCOコイルにおける熱的課題であるクエンチ現象と、クエンチに対する保護技術について述べる。なお、この課題はREBCOコイルに限らず、Bi-2223コイル、LTSコイルでも発生する、超伝導コイル共通の課題である。LTSコイルにおけるクエンチ現象と保護技術についても説明する。

クエンチとは、超伝導線材の通電中に、何らかの要因で線材の一部が常伝導状態に転移して電気抵抗が発生し、その部分で発生するジュール発熱によって急激な電圧上昇・温度上昇に至ってしまう現象である。最悪の場合、超伝導コイルはこれによって焼損してしまう。このようなクエンチ現象は、1.1節中、図1.3で示した、超伝導線材の非線形なI-V特性に起因する。まず、クエンチの原因について述べる。

#### 1.7.3.1 クエンチの原因

クエンチの原因は、コイルの内的要因か外的要因、更に過渡的か定常的かで分類され、図1.19のように挙げられる。磁石の内的要因として、電磁力によって線材が動くワイヤーモーション、含浸剤であるエポキシ樹脂のクラック発生、超伝導体にピン留めされていた磁束が瞬間的に移動してしまうフラックスジャンプといった過渡的熱入力、交流損失や超伝導特性劣化に起因した発熱といった定常熱入力が存在する。外的要因としては、外部コイルの磁場変動（外部LTSコイルクエンチなど）、停電による冷却機構の停止といった、超伝導磁石においては比較的普遍的なものから、MRIの緊急停止、リニア鉄道における走行中の振動、加速器におけるビーム入熱、核融合炉における発熱など、応用機器固有のものまで存在する。これらのクエンチの原因は、可能な限り取り除くべきであるが、完全に無くすことは事実上不可能である。

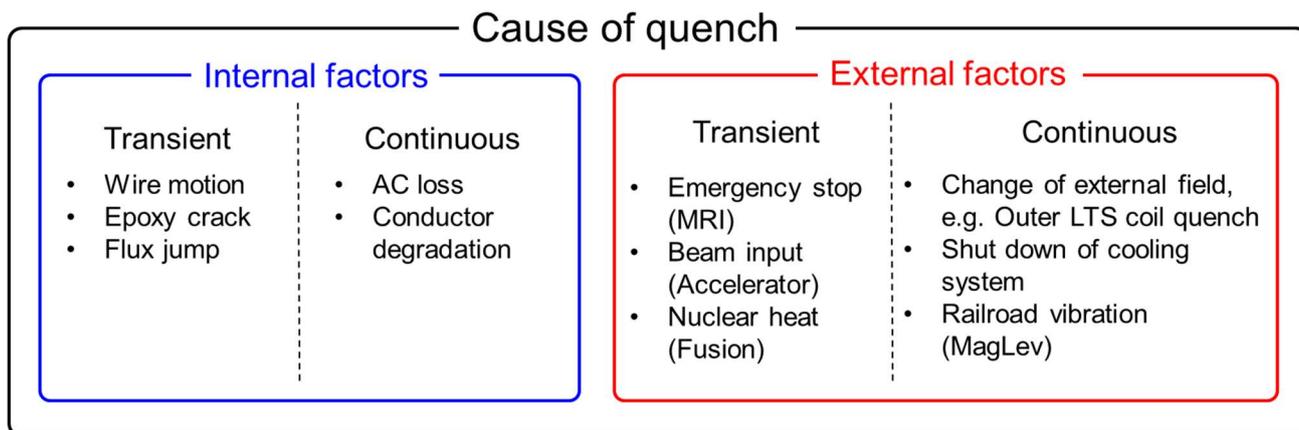


図1.19 クエンチの原因の分類

LTS コイルの場合、LTS 線材の  $T_c$  が、NbTi で 10 K、Nb<sub>3</sub>Sn で 18 K と低く、またこの温度領域では線材の熱容量が小さいため、液体ヘリウム冷却下において小さなエネルギーが発熱に変わるだけで線材が温度上昇して  $T_c$  に至り、超伝導が破れてクエンチに至ってしまう。一方で、HTS コイルの場合は、HTS 線材の  $T_c$  が REBCO 線材で 92 K、Bi-2223 線材で 110 K と高く、この温度領域では線材の熱容量が大きくなる（10 K における Cu の比熱は 1.14 Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>、90 K における Cu の比熱は 248 Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>）ため、液体ヘリウム冷却温度から  $T_c$  に至るには大きなエネルギーを要し、クエンチに至りにくい。現状、HTS コイルにおけるクエンチの発生報告のほとんどは、REBCO コイルにおける応力集中による超伝導特性劣化に起因した定常的なジュール発熱である。これは、対策技術が成熟することで取り除ける課題だといえる。では、将来的に HTS コイルではクエンチは発生しないかという点、そうとはいえないと筆者は考えている。強磁場中かつ高電流密度で HTS コイルを運転する場合は、熱的マージンが小さくなるため、LTS コイル同様クエンチが発生しやすくなると考えられる。以下、詳しく説明する。

超伝導線材の  $I_c$  は磁場・温度が高くなると減少する。 $I_c$  の磁場依存性は図 1.6 で示されている。REBCO 線材の  $I_c$  の温度依存性は[1.89], [1.90]で示されており、例を図 1.20 に示す。なお、4.2 K での  $I_c$  で正規化している。この関係は Ginzburg-Landau モデル[1.91]をもとにして次式で定式化される[1.89], [1.90]。

$$I_c(T) = \frac{I_c(4.2)}{\exp(-4.2/T^*)} \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) \quad (1.4)$$

ここで、 $T^*$  はスケーリングパラメータであり、物理的には磁束のピン止めエネルギーを表す。磁場の強度と角度により変化するが、REBCO 線材では凡そ 15–25 K の領域にある[1.89]。なお、図 1.20 は  $T^* = 20$  K で描画している。運転温度 4.2 K における  $I_c$  に対する負荷率 0.7 の運転電流値  $I_{op}$  の場合、 $I_{op} = I_c$  となるのは図 1.20 より約 11 K となる。すなわち、11 K まで温度上昇した場合、超伝導が破れて電気抵抗が発生する。このように、電気抵抗が発生し始める温度を電流分流温度  $T_{cs}$  と言い、コイル運転中の温度マージンの指標となる。強磁場中・高電流密度運転時は、 $I_c$  に対する負荷率が高く、 $T_{cs}$  が低くなるため、LTS コイルと同程度の発熱でクエンチに至るケースが生じるはずである。現状は、そのような高負荷率状態での運転経験が少ないため、この問題は顕在化していないが、HTS コイル化技術が成熟するにつれて注意が必要になるといえる。

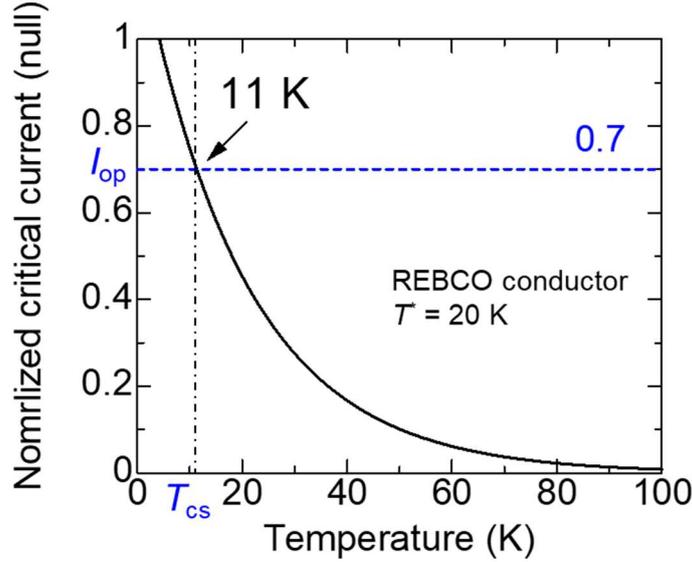


図1.20 REBCO 線材の  $I_c$  の温度依存性

以上より，HTS 線材の性能を最大限引き出して高電流密度運転する場合は，依然としてクエンチの可能性に備える必要がある。このため，クエンチからコイルを保護する技術はHTS コイルにおいても必須である。

### 1.7.3.2 クエンチに対する保護技術

クエンチに対する超伝導コイルの保護を考えるにあたり，インダクタンス  $L$  と電気抵抗  $R$  から成る  $LR$  電気等価回路の過渡的挙動，およびコイルに蓄積されるエネルギーを理解している必要がある。図 1.21 のような，最も単純なコイルの  $LR$  等価回路において，キルヒホッフの法則を用いると以下の回路方程式が立てられる。

$$-L \frac{dI(t)}{dt} - RI(t) = 0 \quad (1.5)$$

$I(0) = I_0$  として上式を解くと，コイルに流れる電流  $I(t)$  の過渡応答は以下の式で表される。

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (1.6)$$

ここで， $\tau = L/R$  で定義され，回路の時定数と呼ばれる。この時，コイルに発生する抵抗成分由来の電圧  $V_{\text{norm}}(t)$  は単純に

$$V_{\text{norm}}(t) = RI_0 \exp(-t/\tau) \quad (1.7)$$

で表される。 $I_0 = 200 \text{ A}$ ， $L = 1 \text{ H}$  で一定として， $R = 1, 0.2, 0.1 \ \Omega$ （すなわち， $\tau = 1, 5, 10 \text{ s}$ ）の  $I(t)$  の波形はそれぞれ図 1.22 の通りになる。このとき，回路で消費されるエネルギー  $E_j$  は次式で表される。

$$E_j = \int_0^\infty I(t) V_{\text{norm}}(t) dt \quad (1.8)$$

上式に(1.6)，(1.7)式を代入して解くと，

$$E_j = \frac{1}{2} LI_0^2 \quad (1.9)$$

となる。 $E_j$  は  $R$  に関わらず一定であり，(1.9)式はコイルの蓄積エネルギー  $U$  を表している。

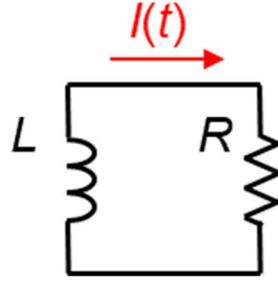


図1.21 コイルのLR等価回路

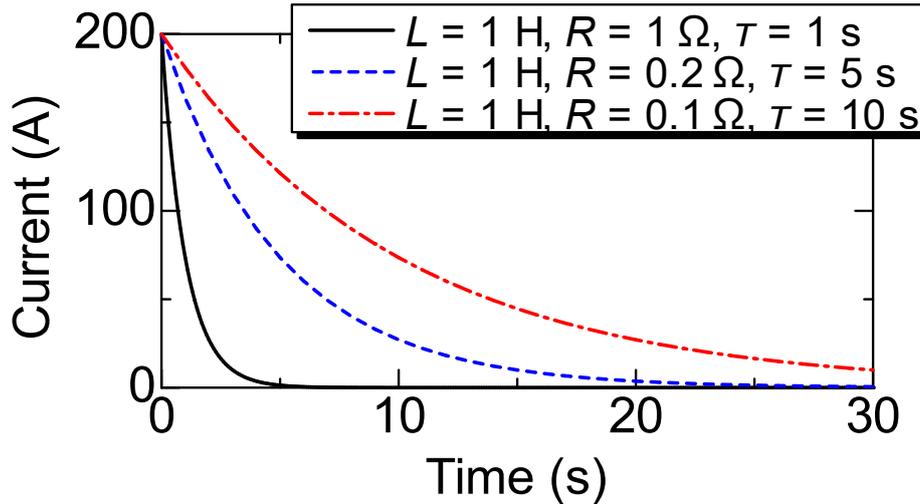


図1.22 LR回路における電流の過渡応答

(1.9)式で示されるコイルの蓄積エネルギー $U$ は、誘導電圧（インダクティブ電圧） $-LdI/dt$ に逆らい、時間 $t=0-t$ の間に電流 $I=0-I_0$ に増加させる時の仕事を考えて、

$$U = \int_0^t I(L \frac{dI}{dt}) dt = \int_0^{I_0} ILdI = \frac{1}{2}LI_0^2 \quad (1.10)$$

とも導出できる。また、コイルを鎖交する磁束 $\phi$ を用いて、 $\phi=LI$ で表されるため、

$$U = \frac{1}{2}\phi I_0 \quad (1.11)$$

とも表される。

次に、局所的に超伝導が破れて常伝導転移した時の温度上昇を考える。コイル内の熱伝導と冷媒による冷却を無視した断熱条件モデルによって、単位体積当たりの熱バランス方程式は簡易的に次式で表せる[1.88]。

$$A_{cd}C_{cd}(T) \frac{dT}{dt} = \frac{\rho_{cd}(T)}{A_{cd}} I^2(t) \quad (1.12)$$

ここで、 $A_{cd}$ は線材断面積、 $C_{cd}$ は線材の熱容量、 $\rho_{cd}$ は線材の電気抵抗率である。超伝導物質の熱容量を安定化材の熱容量と同等と仮定し、更に式(1.1)の $n$ 値モデルで表す $I$ - $V$ 特性を $n=\infty$ （すなわち臨界状態モデル）とすると、常伝導転移後に電流は全て安定化材に流れるため(1.12)式は次式に近似できる。

$$A_{cd}C_m(T) \frac{dT}{dt} = \frac{\rho_m(T)}{A_m} I^2(t) \quad (1.13)$$

ここで、 $C_m$ は安定化材の熱容量、 $\rho_m$ は安定化材の熱容量、 $A_m$ は安定化材の断面積である。式変形して、 $I(t)$ に(1.6)式を代入し、 $t=0$ における $T=T_i$ から $t=\infty$ における $T=T_f$ まで積分すると、

$$\begin{aligned} \int_{T_i}^{T_f} \frac{C_m(T)}{\rho_m(T)} dT &= \frac{1}{A_m A_{cd}} \int_0^{\infty} I_0^2 \exp\left(-\frac{2t}{\tau}\right) dt \\ &= \frac{\tau}{2A_m A_{cd}} I_0^2 \end{aligned} \quad (1.14)$$

となる。 $T_i$ はコイルの初期温度、 $T_f$ はコイルの到達温度と見なせる。ここで、左辺を $Z(T_f, T_i)$ と定義する。 $Z(T_f, T_i)$ は超伝導線材の安定化材の物性値より定まる。更に式変形すると、

$$\tau = \frac{2A_m A_{cd} Z(T_f, T_i)}{I_0^2} \quad (1.15)$$

となる。(1.15)式より、運転温度 $T_i$ 、運転電流 $I_0$ でコイルを運転している際にクエンチが発生した時、温度上昇を $T_f$ に抑えるために必要なコイル電流減衰時定数 $\tau$ を見積もることが可能である。超伝導コイルを設計する際は、一般的に到達温度を300 K以下に抑えることが望ましいとされている[1.88]。(1.15)式を用いると、4.2 Kでコイルを通電する際にクエンチ時の到達温度を300 Kに抑えるために必要なコイル電流減衰時定数 $\tau$ と通電電流 $I_0$ の関係は、図1.23の様に描画される。なお、代表的なREBCO線材(SuperPower, SCS4050)の断面形状のパラメータを用いており、 $A_m = 0.16 \text{ mm}^{-2}$ 、 $A_{cd} = 0.4 \text{ mm}^{-2}$ 、安定化材の銅において $T_i = 4.2 \text{ K}$ 、 $T_f = 300 \text{ K}$ とした時の $Z(T_f, T_i)$ は $13.04 \times 10^{16} \text{ A}^2\text{s/m}^4$ である。

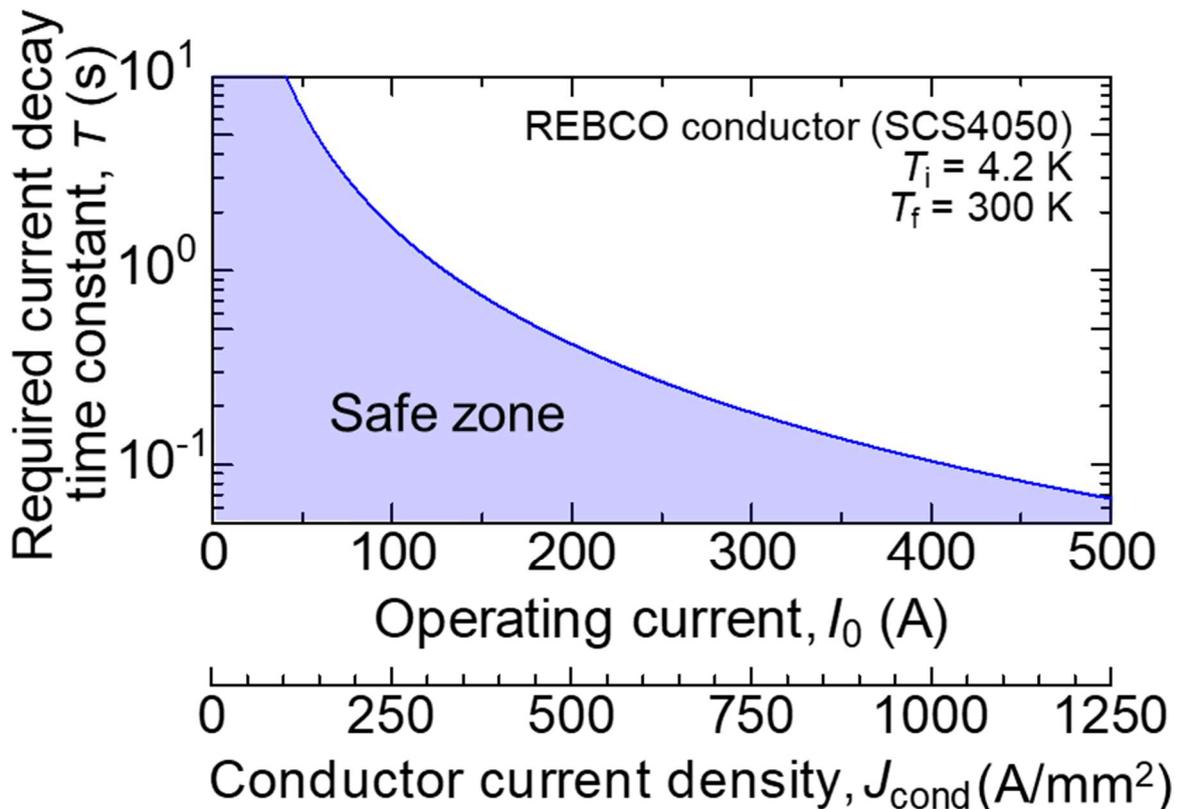


図1.23 REBCO線材においてクエンチ時の到達温度を300 Kに抑えるために要求される電流減衰時定数と通電電流の関係

例えば、100 A 通電時にクエンチが発生した際は 1.67 s の時定数、300 A 通電時にクエンチが発生した際は、より短い 0.19 s の時定数で通電電流を減衰させる必要があることが分かる。HTS コイルは高電流密度通電が可能だが、その分、温度上昇を抑えるために短い時定数で電流を減衰させる必要があり、クエンチからコイルを保護することが困難だと言える。

温度上昇を抑えるために、電流減衰時定数  $\tau$  を短くする必要があるが、 $\tau=L/R$  であるため、 $L$  が大きいコイル（すなわち、径が大きい、もしくは巻数が多いコイル）では、所望の  $\tau$  を満たすためには、大きな回路内の電気抵抗  $R$  が必要となる。外部抵抗を接続しない、超伝導コイルだけの回路の場合、回路内の  $R$  は超伝導コイルの内部抵抗  $R_{\text{coil}}$  に等しい。クエンチ時、超伝導線材の非線形な  $I$ - $V$  特性（図 1.3）によって、電流・温度・磁場に依存して  $R_{\text{coil}}$  が変化する。超伝導状態では  $R_{\text{coil}}=0 \Omega$  だが、超伝導が破れて常伝導転移すると  $R_{\text{coil}}$  が増加する。一部で常伝導部分が発生すると、ジュール発熱によって隣接する超伝導部分も次々と常伝導となり、常伝導領域が急速に伝播する。この常伝導伝播速度（Normal Zone Propagation Velocity：NZPV）が、コイルの内部抵抗の上昇速度を表す指標となる。クエンチから超伝導磁石を保護する場合、短い時間で大きな  $R_{\text{coil}}$  を得るために、速い NZPV を有することが重要である。この、NZPV が、LTS コイルと HTS コイルで大きく異なるため、クエンチ時の様子が、両者で大きく異なる。クエンチ時における、LTS コイルと HTS コイルの振る舞いを、表 1.2 にまとめる。それぞれ説明する。

LTS コイルの場合、前節で説明した様に線材の温度マージンが小さいため、一部で常伝導領域が発生すると、隣接部に速やかに常伝導領域が広がっていく。LTS コイルの NZPV は、コイル周方向に数 m/s、径方向に  $\sim 0.1 \text{ m/s}$ [1.88] と速い。コイルの内部抵抗が速やかに上昇し、短い時定数で電流を減衰し、コイル内の到達温度を低く抑えることができる。これは、コイル全体で蓄積エネルギーを消費し、局所的な温度上昇を抑えている、ともいえる。

HTS コイルでは、温度マージンが大きいいため、常伝導領域が発生しても隣接部に伝播しにくい。NZPV は周方向に  $\sim 10 \text{ mm/s}$ [1.88]、径方向に  $< 1 \text{ mm/s}$ [1.92], [1.93] と遅い。つまり、 $R_{\text{coil}}$  が緩やかに上昇する。このため、電流減衰時定数  $\tau$  が長くなり、コイルの到達温度が高くなる。言い換えると、局所的にエネルギーを消費し局所的に温度が上昇する、といえる。実際に HTS コイルを高密度通電している時にクエンチが生じ、温度上昇によって線材が焼損（溶断）にまで至ってしまう事例が多数報告されている（図 1.24 参照[1.59]）。このような焼損にまで至るクエンチ現象を熱暴走とも呼ぶ[1.93]。

表 1.2 クエンチ時における LTS コイルと HTS コイルの振る舞いの比較

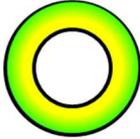
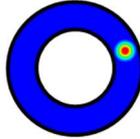
	<b>LTS coil</b>	<b>HTS coil</b>
NZPV	<b>Fast</b> For $\theta$ direction : $\sim$ m/s For $r$ direction : $\sim$ 0.1 m/s	<b>Slow</b> For $\theta$ direction : $\sim$ 10 mm/s For $r$ direction : $\sim$ 1 mm/s
Energy dissipation	Entire 	Local 
Peak temperature	Relatively low	High (Burnout)



図1.24 焼損したレイヤー巻 REBCO コイル[1.59]

以上より、高電流密度通電した HTS コイルをクエンチから保護することは非常に困難だと言える。また、LTS コイルにおいても、インダクタンスが大きい場合はクエンチからコイルを保護することは困難である。このようなコイルに対しては、何らかの保護手法が必要であり、多様な手法が提案されている。これらの保護手法は、コイルのエネルギーを消費する場所がコイル内部/外部、保護動作が受動的/能動的かで、図 1.25 に示すように 4 種類に分類できる[1.94]。それぞれ説明する。

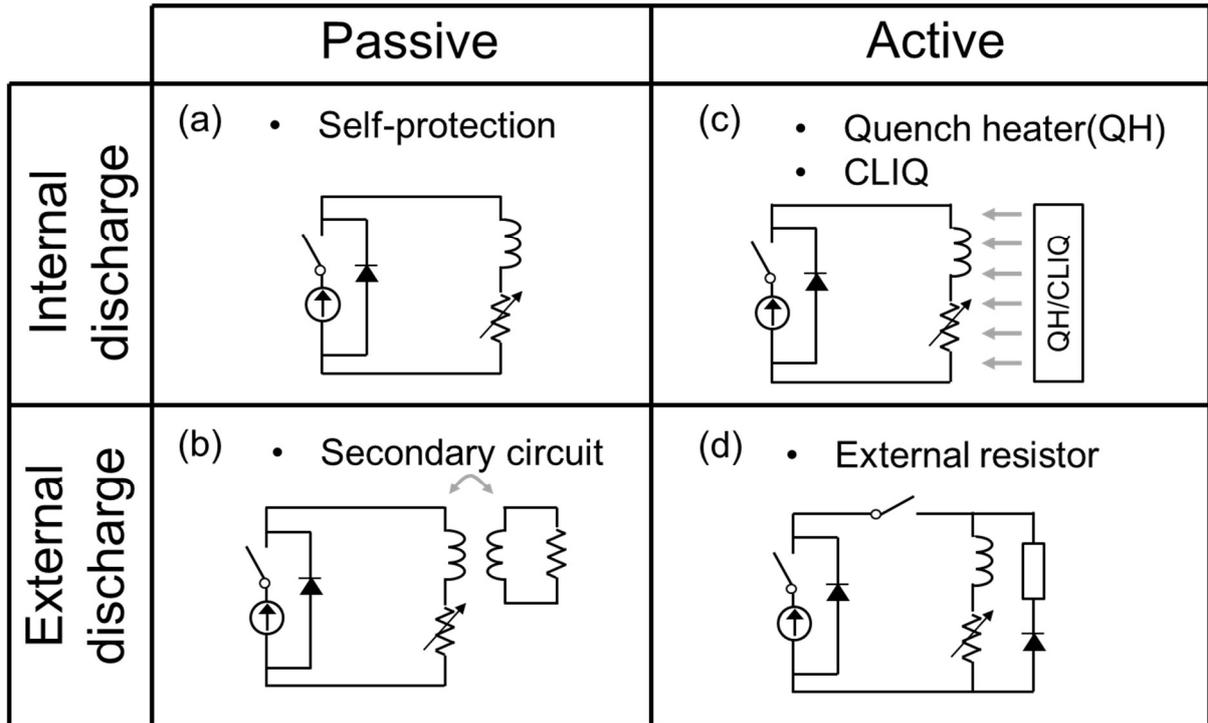


図1.25 クエンチに対する保護手法の分類

(a) 内部 / 受動 (Self-protection)

追加のモジュールなどは必要とせず、クエンチが発生した時に電源の出力を停止し、ダイオードなどでコイルの両端をショートするだけの手法である。コイルの内部抵抗だけでエネルギーを消費する。自身のコイルだけで保護できるため、ここでは自己保護 (self-protection) と呼ぶ。前述の通り、LTS コイルは NZPV が速いため、インダクタンスが小さいコイルであれば、自身の熱容量だけで安全にエネルギーを消費できる。なお、複数コイルで構成される NMR 磁石等では、コイルセクションごとに外部抵抗を並列に接続する回路構成をとることがある [1.88], [1.95]。回路図を図 1.26 に示す。この回路では、(i) クエンチしたコイルでは内部抵抗が増加するため、並列に接続した抵抗に電流が迂回する。(ii) 磁束が変化するため、隣接するコイルでは誘導電流が発生し、コイル電流が増加する。(iii) 誘導電流によってコイル電流が  $I_c$  を上回ると、隣接コイルでもクエンチが生じる。以上、(i)–(iii)を繰り返すことで、クエンチが隣接コイルにも伝播する。すなわち、コイル間の磁氣的結合によって、NZPV を向上させているといえる。外部抵抗を接続しているが、自己保護手法の一種だといえる。一方で、HTS コイルは前述の通り自己保護することが基本的に不可能である。

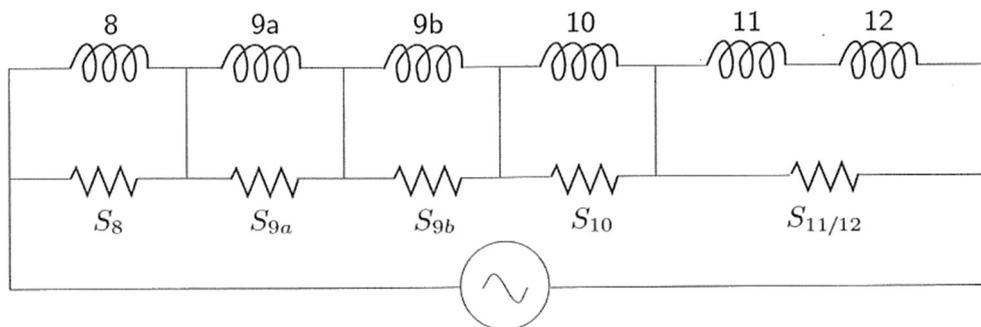


図1.26 NMR 装置における複数コイル系の保護回路[1.88]

**(b) 外部 / 受動 (Coupled secondary coil)**

クエンチが発生した時に、受動的に外部にエネルギーの一部を取り出して消費する手法である。代表的な手法として、磁気結合二次コイル (Coupled secondary coil) が挙げられる[1.96]。主コイルと磁気的に結合した二次コイル (電流を供給しない) を設置すると、クエンチが生じて主コイルの電流が減衰した時に、二次コイルに誘導電流が発生する。すなわち、磁気的にエネルギーが移動し、主コイルのエネルギーの一部を二次コイルが受け取って消費する。効率良くエネルギーを受け取るためには、コイル間の磁気的な結合を強くし、二次コイルの内部抵抗を小さくすることが求められる。近年、HTS コイルに対しても応用され始めている[1.97], [1.98]。磁気的な結合を強くするために、低温空間中に二次コイルを配置する必要があること、励磁中に二次コイルに誘導電流が流れ、励磁時の損失の原因となることなどの欠点がある。

**(c) 内部 / 能動 (Quench heater / CLIQ)**

クエンチを検出し、外部からコイルに擾乱を与えて NZPV を加速させ、コイル全体でエネルギーを消費させる手法である。代表的な手法として、クエンチヒーター[1.100]–[1.102], CLIQ[1.94], [1.103]が挙げられる。クエンチヒーターは、コイル巻線内部にヒーターを設置し、ヒーター発熱によってさせ擾乱を与える手法である。ヒーターの設置によって、巻線内部の導体占有率が低くなるのが欠点である。CLIQ (Coupled-Loss Induced Quench) は、クエンチを検出したら交流電流をコイルに付加的に流し、交流損失を擾乱として与える手法である。回路の例を図 1.27 に示す[1.103]。コイル全体に渡って交流損失を印加できるため、ヒーターに比べてコイル全体に擾乱を与えることができる。一方で、ヒーター発熱に比べて、交流損失による擾乱は小さいため、熱的なマージンが大きな HTS コイルへの適用は困難である。クエンチヒーターも CLIQ も、キャパシターバンク等の追加モジュールが必要になり、システムが複雑になる欠点を有する。

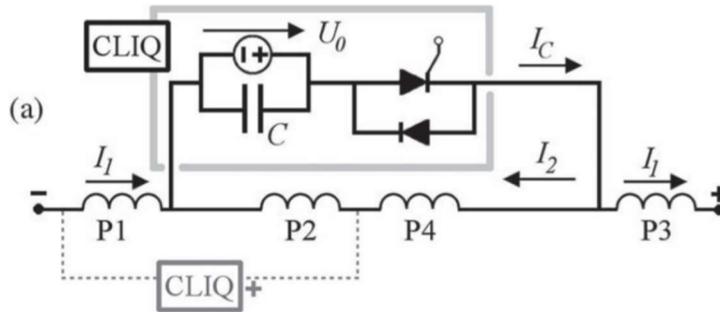


図1.27 CLIQ 回路図[1.103]

**(d) 外部 / 能動 (External-resistor)**

クエンチを検出し、コイル外部にエネルギーの一部を取り出して消費する手法である。代表的な例として、外部抵抗をコイルに接続する手法が挙げられる[1.88], [1.96]。クエンチを検出し、電源回路から切断し、コイルと外部抵抗からなる LR 回路でエネルギーを消費する、単純な手法である。すなわち、回路内の抵抗は、コイルの内部抵抗  $R_{coil}$  に加えて、外部抵抗値  $R_{ex}$  が含まれる。このため、電流減衰時定数は  $\tau = L / (R_{coil} + R_{ex})$  となるため、 $R_{ex}$  分だけ短い時定数で電源を減衰させることができる。一方で、この手法では高電圧の発生に注意する必要がある。例えば、時定数を短くするために  $100 \Omega$  の抵抗を接続し、 $200 \text{ A}$  の電流値でクエンチした場合、過渡的に  $20 \text{ kV}$  の高電圧が発生し、コイル内の絶縁破壊、またはアーク放

電を引き起こす可能性がある。アーク放電を引き起こす電圧  $V_{mn}$  は、温度と雰囲気圧力  $P$  が高く、電圧が印加される箇所の距離  $d$  が短い程小さくなる。例えば、室温のガスヘリウム雰囲気下で  $Pd=40$  torr mm の時、 $V_{mn}=156$  V である[1.88]。液体ヘリウム中で運転する場合、温度も圧力も低くなるため、 $V_{mn}$  はこの値より大きくなるが、クエンチ時には液体ヘリウムが蒸発して温度上昇し、圧力も高くなるため注意が必要になる。この観点で外部抵抗の抵抗値は制限され、一般的に対地電圧が 1 kV を下回る様に設計される[1.88]。

本分類に位置する、E<sup>3</sup>SPreSSO (External Energy Extraction Symbiotic Protection System for Series Operation) という手法も提案されている[1.104]。E<sup>3</sup>SPreSSO の回路図を図 1.28 に示す。超伝導スイッチ (超伝導と常伝導の相転移を利用して回路の接続を切り替えるスイッチ) と抵抗体が並列に接続された、「E<sup>3</sup>SPreSSO モジュール」がコイルに対して直列に接続されている。超伝導スイッチは、無誘導巻き (すなわちインダクタンスがゼロ) された超伝導線材に対して上述した CLIQ ユニットが接続された構成である。通常運転時は、無誘導巻きされた超伝導線材に電流が流れる。クエンチを検出し CLIQ ユニットの起動することで、無誘導巻きされた超伝導線材を常伝導転移させる (すなわち、スイッチ OFF)。電流は抵抗体に流れはじめ、そこでジュール発熱としてエネルギーが消費される。超伝導スイッチの特性を利用した保護手法だといえる。一方で、多数の接続部が必要、システムが複雑になるなどの欠点がある。

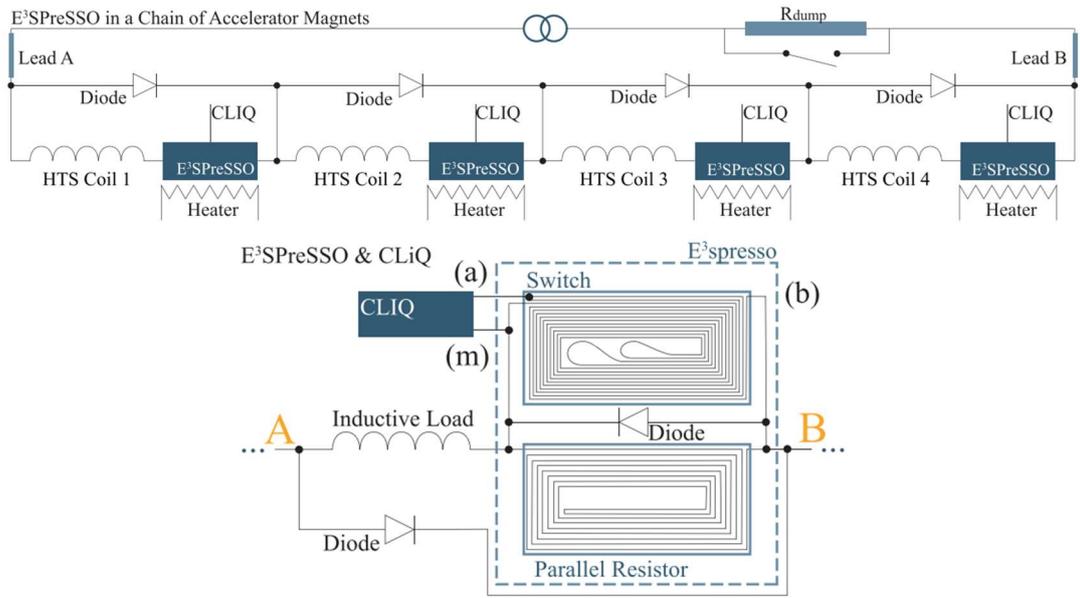


図1.28 E<sup>3</sup>SPreSSO 回路図[1.104]

上述した能動的保護手法は、クエンチの検出が鍵となる。現在、バランス電圧、ピックアップコイル [1.96]、音響センサー[1.88]、光ファイバー[1.99]、LTS 線材利用[1.105]など、様々な手法が提案されている。

以上、本節ではクエンチの原因と保護技術の必要性、現在提案されている保護手法について説明した。多種多様な手法が提案され、現在も技術開発が進められている。現在、実用的な REBCO コイルにおいて有効性が確かめられているのは、(b)で紹介したクエンチヒーターだけであり、パンケーキ巻 REBCO コイルに適用して保護が実証されている[1.62]。一方で、パンケーキ巻コイルの場合はパンケーキ間にヒーターを挿入できるため適用が比較的容易であるが、レイヤー巻コイルの場合は巻線内部にヒーターを設

置ることが難しく、適用が困難である。

以上、HTS コイルに対する決定的な保護手法が存在しなかったが、2011年に Hahn らによって革新的な保護手法である No-insulation (NI) 法[1.106]が提案された。次節で説明する。

### 1.8 REBCO コイルの保護手法：No-insulation (NI) 法

No-insulation (NI) 法は図 1.29 に示すように、ターン間を電氣的に絶縁せずに巻線する手法である。銅などの常伝導体の線材の場合、ターン間を絶縁しないと巻数に応じたコイルとして機能しない。一方、超伝導線材の場合、周方向には電気抵抗がゼロであるのに対し、コイルのターン間の接触部は有限の抵抗値、すなわち超伝導部に対して十分大きい抵抗値を有するため、定常的には電流は周方向に流れ、ターン数に応じたコイルとして振る舞うことができる。すなわち NI 法は超伝導コイルならではの技術だと言える。

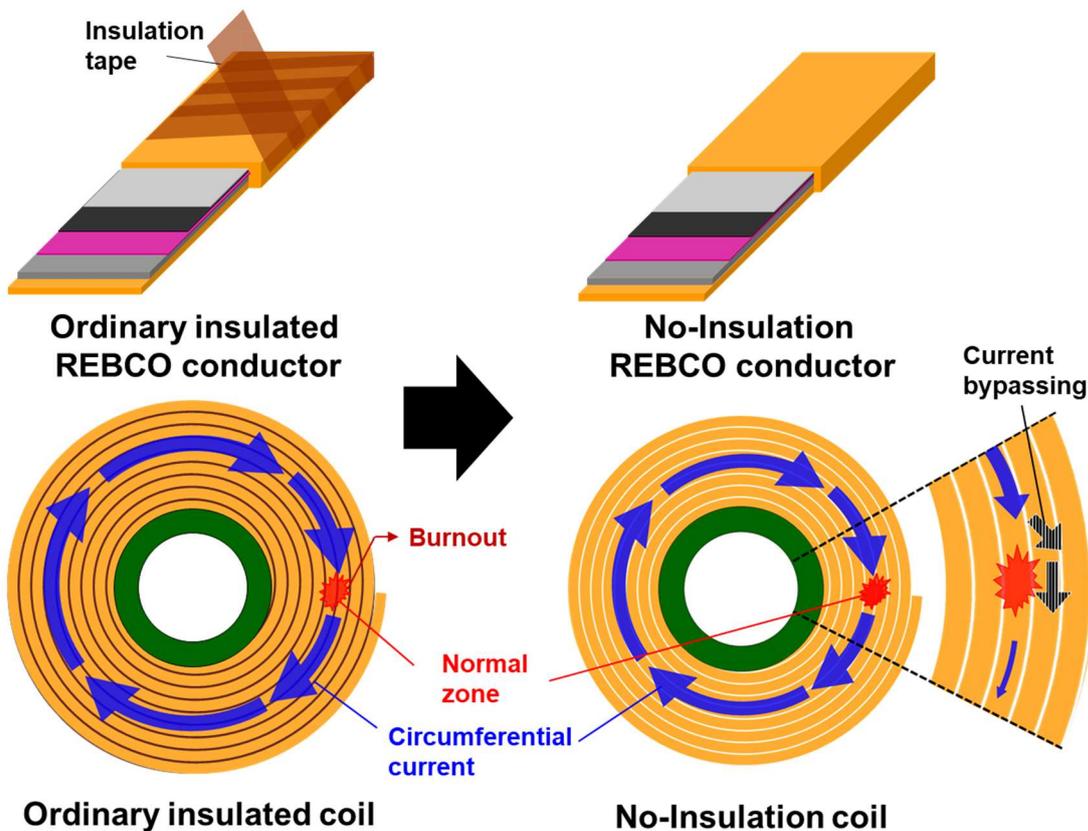


図1.29 No-insulation (NI) 法

Hahn ら[1.106]が実施した、NI 法で巻線したパンケーキ巻 REBCO コイルを用いた液体窒素冷却中での過電流クエンチ試験の結果を図 1.30 に示す。黒色の実線が通電電流、赤色がコイル電圧、青色が中心磁場を表す。 $I_c$ 以上の電流（過電流）を流して強制的にクエンチを発生させると、コイル電圧が急上昇するが、その後電圧の上昇は抑制され、クエンチが収束している。同時に中心磁場が急速に減衰している。

クエンチ後の電流分布は、Yanagisawa ら[1.107]が実施した定常数値解析より明らかになっており、図 1.31 に示す。図は、コイル内の温度分布をカラーマップで示し、周方向電流値を白抜き矢印で示している。 $I_c$ 以下で抵抗が発生しない場合は、ターンごとに均一に周方向電流が流れるが、 $I_c$ を越えてクエ

ンチが発生した後、常伝導電圧が発生した箇所を避けるために電流が径方向に分流し、周方向電流が減衰していることが分かる。このため、中心磁場が減衰する。このようなクエンチ時の分流特性によって、線材電流密度  $J_{\text{cond}}$  が減少し、電圧の急激な上昇を抑えクエンチを収束できる。

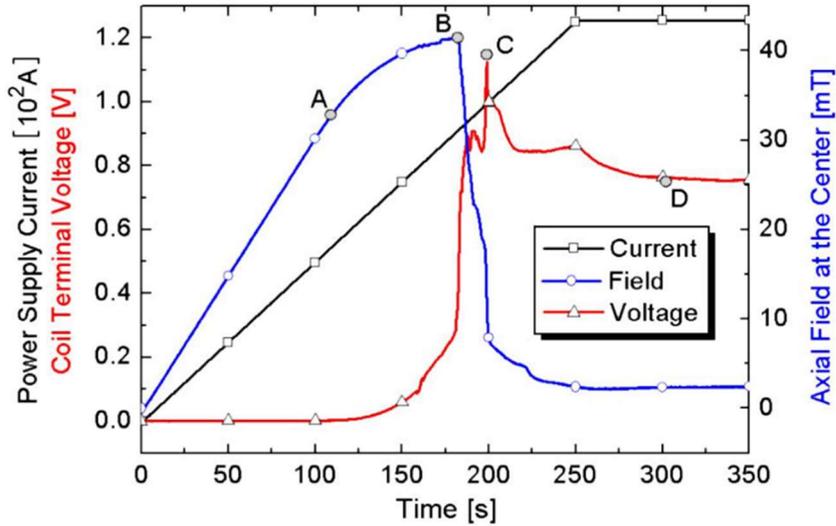


図1.30 NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおける過電流クエンチ試験結果[1.106]

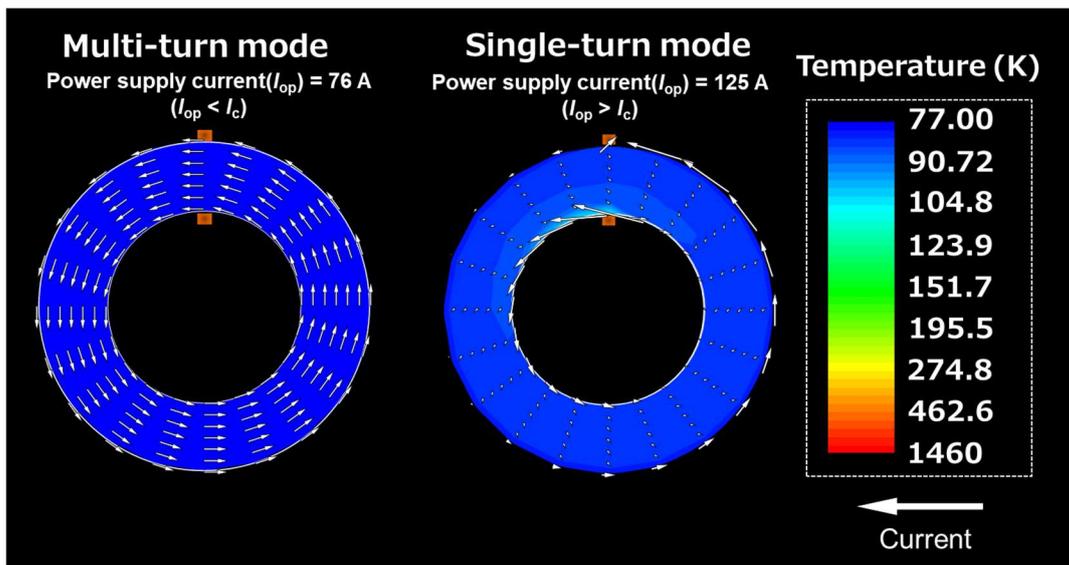


図1.31 NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおけるクエンチ時の電流分布の定常解析結果[1.107]

クエンチ時の過渡的な現象は、Markiewicz ら[1.108]が実施した非定常数値解析によって明らかになっている。解析に用いている NI パンケーキ巻コイルの電気等価回路モデルを図 1.32(a)に示す。NI パンケーキ巻コイルを、1 ターンごとのインダクタンスと超伝導線材内部抵抗に、ターン間の接触抵抗が並列に接続した電気等価回路と見なしている。この回路図は、図 1.26 に示した、複数コイル系における保護回路と良く似ている。クエンチ時のターンごとの周方向電流値の解析結果を図 1.32(b)に示す。周方向電流の急峻な変化がターンごとに伝播している様子が分かる。これは、複数 LTS コイル系における保護回路と同じ原理でクエンチが伝播している。すなわち、(i) あるターンで電気抵抗が生じるとそのターンに流れる周方向電流が径方向へ分流する。(ii) 磁束に変化が生じるため隣接ターンに誘導電流が流れて周方向電流が上昇する。(iii) 周方向電流がターンの  $I_c$  を上回るとその部分でも抵抗が生じ、周方向電流が減少

する。この(i)-(iii)の繰り返しによって、常伝導領域が次々とコイル全体に広がって、コイル全体の温度上昇によって蓄積エネルギーを消費する。コイル内部に、インダクタンスと電気抵抗から成る閉回路が複数形成されることで、ターン間の磁気的な結合によって、NZPVを加速させていると言える。HTSコイルでありながらLTSコイル同様の速いNZPVを得ることができる。

以上の、クエンチ時の分流特性による線材電流密度の減少、およびターン間の磁気的な結合によるNZPVの加速により、HTSコイルでありながら自己保護を可能にする。NI法は図1.19の分類では(a)に分類される。また、クエンチの発生そのものを抑制できる効果も近年報告されている[1.109]。他にも、絶縁を施さないため巻線電流密度が増加する、巻線内部に柔らかい絶縁素材が無くなるためコイルが機械的に堅牢になる、という利点ももつ。

一方で、NIコイルの代表的な欠点は、磁場遅れ現象である。定常的な電流を通電している時は、電流は超伝導層を通して周方向に流れるが、インダクタンスが存在するため、コイルを励消磁している際にはインダクティブ電圧が発生し、電流の一部がターン間接触部を通して径方向に流れてしまう。これによって、通電電流に対して磁場の発生が遅れる。また、電流がターン間接触部分に流れることによって、励磁中のエネルギー損失が増大してしまうことも欠点である。

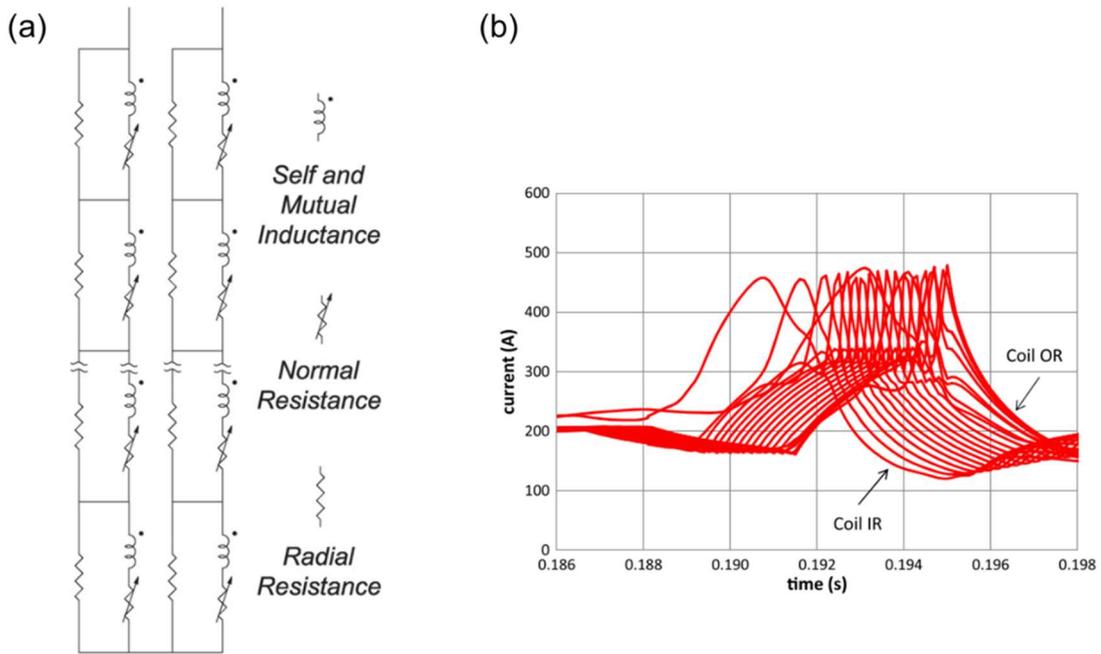


図1.32 (a) NI パンケーキ巻コイルの電気等価回路  
(b) クエンチ時のターンごとの周方向電流の変化[1.108]

NI法は、REBCOコイルの新たな巻線手法・保護手法として非常に有望だと言え、主にパンケーキ巻コイルにおいてその有効性が確かめられてきた。一方で、NMR装置に適したレイヤー巻コイルへNI法を適用すると、NI法の欠点あった磁場遅れが顕著に長くなることが、筆者を含む研究グループの先行研究によって明らかになった[1.110]。NI法をレイヤー巻REBCOコイルに適用し、NMR装置に向けた強磁場磁石を製作するためには、この長い磁場遅れ現象のメカニズムを明らかにし、対策技術を構築する必要がある。

## 1.9 1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置の開発

現在、筆者を含む研究グループは世界最高性能である 1.3 GHz (30.5 T に相当) NMR 装置の開発を進めている[1.49]。本装置は永久電流で運用することを予定している。本装置の設計磁石構成を図 1.33 に示す[1.111]。LTS である NbTi 線材, Nb<sub>3</sub>Sn 線材, HTS である Bi-2223 線材, REBCO 線材を用いる設計であり, 各コイルを図 1.33 のように組込む。これらのコイルは, 永久電流運転を適用するためにレイヤー巻方式で製作する必要がある。最内層部は最も磁場が強くなるため, 強磁場環境でも高い I<sub>c</sub> を有する REBCO コイルを配置している。コイルは全て直列に接続し, 231A 通電した際に, 中心磁場に対して REBCO コイルで 8.7 T, Bi-2223 コイルで 7.0 T, 外層 LTS コイルで 15.1 T, 合計 30.8 T 発生できる。この時の蓄積エネルギーは 28.7 MJ である。コイルは全て液体ヘリウムで冷却することを想定している。

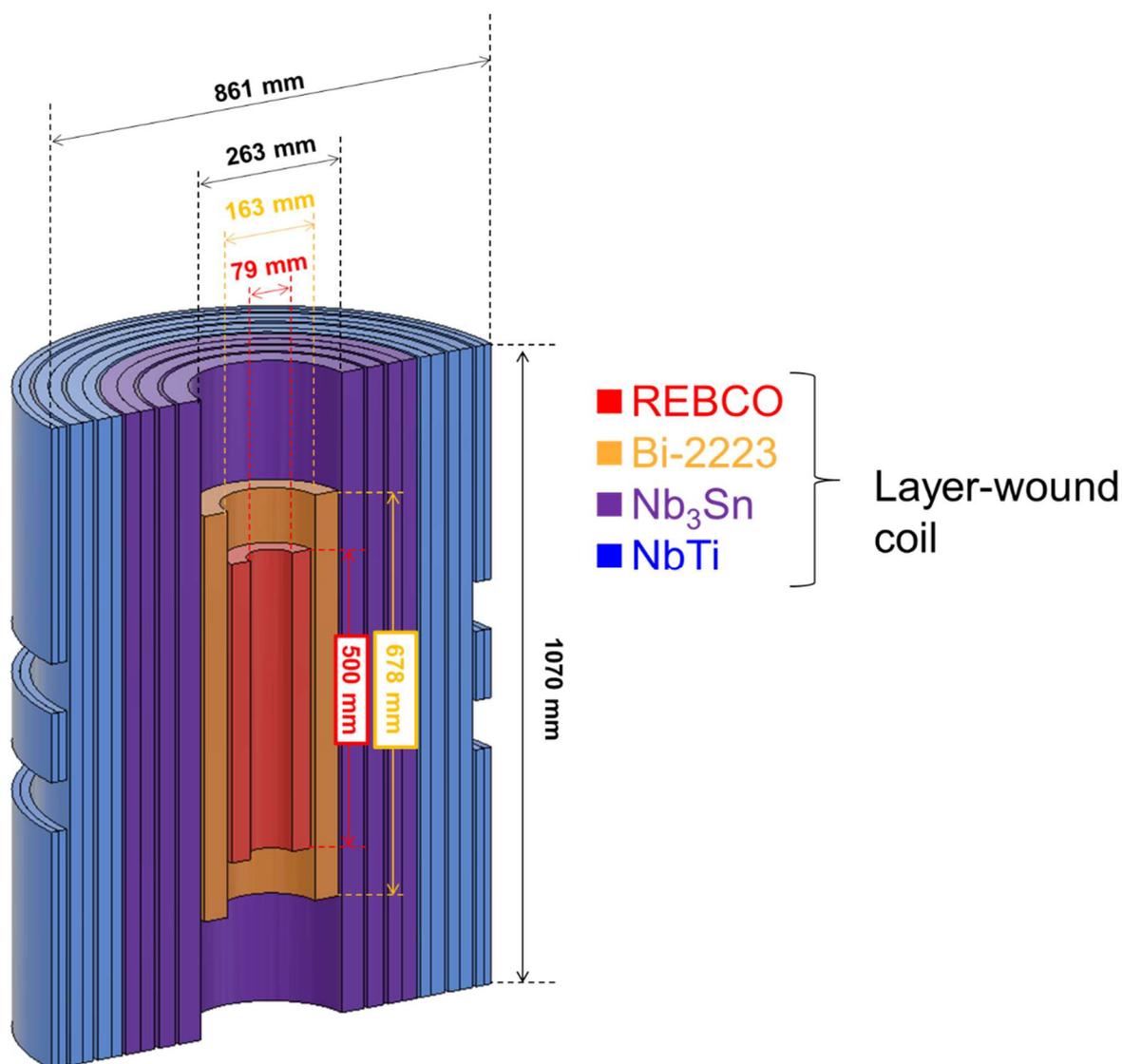


図1.33 1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置用超伝導磁石 設計案[1.111]

本装置を開発するにあたり、1.7 節で説明した内層レイヤー巻 REBCO コイルにおける技術課題を解決する必要がある。特に、REBCO 線材の高い磁場中  $J_c$  特性を活かした高電流密度運転のためには、熱的な課題であるクエンチから内層レイヤー巻 REBCO コイルを保護する技術が必要となるが、未だ保護手法は確立されておらず、新しい手法の考案が求められる。この時、1.3 GHz NMR 装置のような強磁場では、クエンチ時に、熱的現象のみならず、強い電磁力に対して機械的にも磁石を保護する技術が必要である（詳細は 3.1 節で述べる）。また、複数のコイルで磁石が構成されているため図 1.26 のような保護回路を構成する必要があるが、クエンチの際に磁氣的な結合によって複雑な電磁現象が生じるため、このような現象を正確に予測し、保護回路、および内層レイヤー巻 REBCO コイルの保護技術を構築する必要がある。すなわち、1.3 GHz NMR 装置の内層レイヤー巻 REBCO コイルの保護技術構築に向けて、「1. 新しい保護手法の考案・原理実証」、「2. 強磁場中のクエンチに対する保護の実証」、「3. 複数コイル系のクエンチに対する保護の実証」を達成する必要がある。

## 1.10 本研究の目的・構成

HTS 線材、中でも高い磁場中通電特性を有する REBCO 線材を巻線した超伝導磁石（コイル）は、コンパクトに強い磁場を発生でき、これを NMR 装置に適用することで装置の分解能を飛躍的に向上することができる。現在、世界最高性能である 1.3 GHz NMR 装置の開発を進めており、永久電流運転の適用可能性からレイヤー巻方式で超伝導コイルを製作することを予定している。一方で、REBCO コイルはクエンチ時の焼損が課題となっており、この現象から磁石を保護する技術が必須と言える。これに対して、HTS コイルでありながら自己保護特性を有し、クエンチに対する高い熱的耐性をもつ No-insulation (NI) 法が有望である。一方で、NI 法はパンケーキ巻コイルにおいて有効性が確かめられてきたが、レイヤー巻コイルに適用すると、NI 法の副作用であった磁場遅れが顕著に長くなり実用的でないことが明らかになった。NMR 装置に適したレイヤー巻 REBCO コイルをクエンチから熱的に保護するためには、NI 法の利点である自己保護特性を残しつつ NI レイヤー巻方式の長い磁場遅れの課題を解決しうる、新しい手法の考案・原理実証が必要である。また、30.5 T の強磁場を必要とする 1.3 GHz NMR 装置においては、強い電磁力が発生しているため、クエンチに対して、熱的のみならず機械的にも保護することが必須であり、強磁場中のクエンチに対する保護の実証も求められる。

本論文では、1.3 GHz NMR 装置の保護技術実装に向けて達成が必要な要件である、「1. 新しい保護手法の考案・原理実証」、「2. 強磁場中のクエンチに対する保護の実証」、「3. 複数コイル系のクエンチに対する保護の実証」の内、「1. 新しい保護手法の考案・原理実証」、「2. 強磁場中のクエンチに対する保護の実証」の達成を目指す（図 1.34 参照）。これらの要件を達成し得る、強磁場中クエンチへの熱的・機械的耐性を有する、レイヤー巻 REBCO コイルの新しい巻線手法を構築することが本論文の研究目的である。

以下に本論文の構成を示す。

第 2 章では、NI レイヤー巻 REBCO コイルの長い磁場遅れ現象とそのメカニズムについて実験と電気等価回路計算を用いて明らかにし、このメカニズムをもとに対策手法として考案した intra-Layer No-Insulation (LNI) 法という新しい巻線手法を提案する。また、LNI 法の原理実証試験結果についても述べる。

第 3 章では、LNI 法の高電流密度・強磁場中におけるクエンチに対する保護特性を明らかにするために実施した、強磁場クエンチ試験の結果について述べる。

第 4 章では、LNI 法を用いたコイルのクエンチにおける、熱的・電磁氣的振る舞いを詳細に分析するた

めに構築した数値解析モデルについて説明する。

第5章では、第3章で実施した強磁場クエンチ試験について、第4章で構築した数値解析モデルを用いて分析し、LNI法を用いたコイルにおける保護のメカニズム、および保護性能を支配する要因を明らかにする。

第6章では、第3-5章の結果をまとめ、1.3 GHz NMR装置への実装に向けたLNI法の課題について述べる。

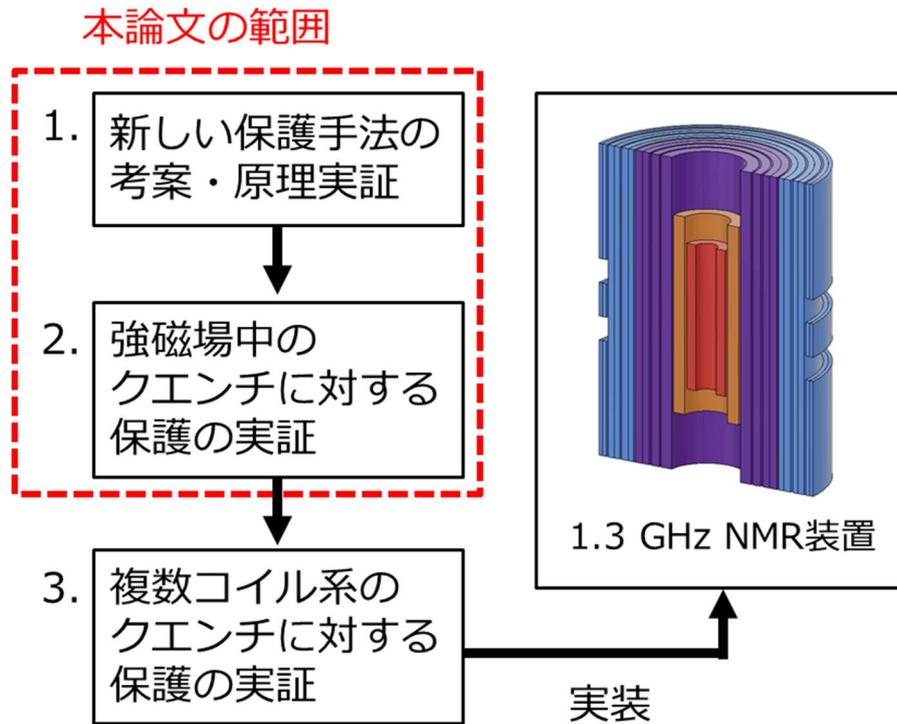


図1.34 1.3 GHz NMR装置への保護技術実装に向けた達成要件

## 第 1 章参考文献

- [1.1] H. K. Onnes, “Further experiments with Liquid Helium. D. On the change of Electrical Resistance of Pure Metals at very low Temperatures, etc. V. The Disappearance of the resistance of mercury”, Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Amsterdam, Proceedings of the Section of Sciences, vol. 14, pp. 113-115 (1911).
- [1.2] 山村 昌他, 「超電導工学 (改定版)」, 電気学会, 1988
- [1.3] T. Kiss, M. Inoue, T. Kuga, M. Ishimaru, S. Egashira, S. Irie, T. Ohta, K. Imamura, M. Yasunaga, M. Takeo, T. Matsushita, Y. Iijima, K. Kakimoto, T. Saitoh, S. Awaji, K. Watanabe, and Y. Shiohara, “Critical current properties in HTS tapes,” *Physica C*, Vol. 392–396, p. 1053–1062 (2003).
- [1.4] J. G. Bednorz and K. A. Muller, “Possible highTc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system”, *Zeitschrift fur Physik B Condensed matter*, vol. 64, no. 189, pp. 189-193 (1986).
- [1.5] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, “Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 908 (1987).
- [1.6] 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, L209 (1988).
- [1.7] ジャパンスーパーコンダクタテクノロジー株式会社, HP, [https://www.jastec-inc.com/products\\_wire/list.html](https://www.jastec-inc.com/products_wire/list.html)
- [1.8] D. C. Larbalestier *et al.*, “Isotropic round-wire multifilament cuprate superconductor for generation of magnetic fields above 30 T,” *Nat. Mater.*, vol. 13, no. 4, pp. 375–381 (2014).
- [1.9] Y. Shiohara, K. Nakaoka, T. Izumi and T. Kato, “Development of REBCO Coated Conductors -Relationship between Microstructure and Critical Current Characteristics-”, *J. Japan Inst. Met. Mater.*, vol. 80, no. 7, pp. 406-419 (2016).
- [1.10] C. Barth, G. Mondonico and C. Senatore, “Electro-mechanical properties of REBCOcoated conductors from various industrial manufacturers at 77K, self-field and 4.2K, 19T”, *Supercond. Sci. Technol.*, 28, 045011 (2015).
- [1.11] 住友電気工業株式会社, HP, [https://sei.co.jp/super/hts/type\\_ht.html](https://sei.co.jp/super/hts/type_ht.html)
- [1.12] Y. Koyama, T. Takao, Y. Yanagisawa, H. Nakagome, M. Hamada, T. Kiyoshi, M. Takahashi and H. Maeda, “Towards beyond 1 GHz NMR: Mechanism of the long-term drift of screening current-induced magnetic field in a Bi-2223 coil” *Physica C*, 469, 13, 694701 (2009).
- [1.13] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, K. Tennmei, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Otsuka, M. Hosono, T. Kiyoshi, M. Takahashi, T. Yamazaki and H. Maeda, “Operation of a 500 MHz high temperature superconducting NMR: Towards an NMR spectrometer operating beyond 1 GHz” *Physica C*, 203, pp. 274-282 (2010).
- [1.14] Y. Yanagisawa *et al.*, “Combination of high hoop stress tolerance and a small screening current-induced field for an advanced Bi-2223 conductor coil at 4.2 K in an external field,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 12, (2015).
- [1.15] G. Osabe, K. Yamazaki, T. Nakashima, T. Kadoya, S. Kobayashi and T. Kato, “Ni Alloy Laminated High Strength Bi-2223 Wire”, *SEI Technical Review*, no. 84, (2017).
- [1.16] G. Nishijima, S. Matsumoto, K. Hashi, S. Ohki, A. Goto, T. Noguchi, S. Iguchi, Y. Yanagisawa, M. Takahashi, H. Maeda, T. Miki, K. Saito, R. Tanaka and T. Shimizu, “Successful upgrade of 920 MHz NMR superconducting magnet to 1020 MHz using Bi-2223 innermost coil”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 26, 3 4303007-1 (2016).
- [1.17] 木吉 司, 「戦略的イノベーション創出推進事業 平成 2 1 事業年度 研究成果報告書」, private communication (2010).
- [1.18] N. Ayai, S. Kobayashi, M. Kikuchi, T. Ishida, J. Fujikami, K. Yamazaki, S. Yamade, K. Tatamidani, K. Hayashi, K. Sato, H. Kitaguchi, H. Kumakura, K. Osamura, J. Shimoyama, H. Kamijyo and Y. Fukumoto, “Progress in performance of DI-BSCCO family,” *Phys. C*, vol. 468, pp. 1747–1752 (2008).
- [1.19] D. C. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann and A. Polyanskii, “High-Tc superconducting materials for electric power applications,” *Nat. Mat.*, vol. 414, (2001).
- [1.20] 長嶋 賢, 超電導 Web21, <http://www.istec.or.jp/web21/series/series2011-2.pdf>
- [1.21] 土島 秀雄, 寺井 元 昭「550km/hを達成した山梨リニア実験線車両の超電導磁石システム」低温

工学, 33, 10 (1998)

- [1.22] 堀上 徹, 超電導 Web21, <http://www.istec.or.jp/web21/series/2009-horigami.pdf>
- [1.23] 横山 彰一他, 「高安定磁場コイルシステム基盤技術の研究開発—MRI 用 REBCO 高温超電導モデルマグネター—」低温工学, 54, 2 (2017).
- [1.24] H.Ohsaki, S.Taniguchi, S.Nagayac, S.Akita, S.Koso, M.Tatsuta, “Development of SMES for power system control: present status and perspective”, *Physica C: Superconductivity*, 412–414, 2 (2004).
- [1.25] K. Higashikawa *et al.*, “Conceptual Design of HTS Coil for SMES Using YBCO Coated Conductor”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 17, 2 (2007).
- [1.26] H. Ueda *et al.*, "Conceptual Design of Compact HTS Cyclotron for RI Production," in *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1-5, (2019).
- [1.27] 新富 考和, 超電導 Web21, <http://www.istec.or.jp/web21/series/2008-shintomi.pdf>
- [1.28] G. A. Kirby *et al.*, "Accelerator-Quality HTS Dipole Magnet Demonstrator Designs for the EuCARD-2 5-T 40-mm Clear Aperture Magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, pp. 1-5, (2015).
- [1.29] 島本 進他, 「国際核融合実験炉‘ITER’の工学設計活動から建設へ」, 低温工学, 41, 12 (2006).
- [1.30] Commonwealth Fusion Systems, HP, <https://cfs.energy/>
- [1.31] S. Awaji, *et al.*, “Field Stability Analysis of 25 T Cryogen-Free Superconducting Magnet and Upgrade Plans for 30 T System at HFLSM, IMR, Tohoku University”. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 29,5, (2019).
- [1.32] H. W. Weijers *et al.*, “Progress in the Development of a Superconducting 32 T Magnet With REBCO High Field Coils”. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 24, 3 (2014).
- [1.33] P. Fazilleau *et al.*, “38 mm diameter cold bore metal-as-insulation HTS insert reached 32.5 T in a background magnetic field generated by resistive magnet”, *Cryogenics* 106 103053 (2020).
- [1.34] K. Umemoto and T. Yanamoto, “Current Status of Research & Development of High-temperature Superconducting Motor for Ship Propulsion,” *TEION KOGAKU (Journal Cryog. Supercond. Soc. Japan)*, vol. 47, no. 6, pp. 377–383, (2012)
- [1.35] A. Bergen *et al.*, “Design and in-field testing of the world’s first ReBCO rotor for a 3.6 MW wind generator,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 12, (2019)
- [1.36] D. Dezhin, N. Ivanov, K. Kovalev, I. Kobzeva, and V. Semenihih, “System Approach of Usability of HTS Electrical Machines in Future Electric Aircraft,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 4, pp. 13–17, (2018).
- [1.37] 住友電気工業株式会社, HP, <https://sei.co.jp/super/cable/>
- [1.38] 林 和彦, 増田 考人, 「石狩超電導・直流送電プロジェクトの概要」, *J. IEIE Jpn*, 36, 11 (2016)
- [1.39] 富田優, 福本祐介, 鈴木賢次, 石原篤, ミリアラムラリダ「鉄道用超電導き電ケーブル」*RRR*, Vol.69, No.5, pp.20-23(2012)
- [1.40] R. Gupta *et al.*, "Status of the 25 T, 100 mm Bore HTS Solenoid for an Axion Dark Matter Search Experiment," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1-5, (2019).
- [1.41] S. Schael *et al.*, “AMS-100: The next generation magnetic spectrometer in space – An international science platform for physics and astrophysics at Lagrange point 2”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 944, 162561 (2019).
- [1.42] 沼澤健則, 「水素エネルギー社会における磁気冷凍の可能性」 31, 2 (2006)
- [1.43] C. Barth *et al.*, “A Size-Constrained 3-T REBCO Insert Coil for a 21-T LTS Magnet: Mechanical Investigations, Conductor Selection, Coil Design, and First Coil Tests”. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 26(4), 1–9 (2016).
- [1.44] K. Ohki *et al.*, “Fabrication, microstructure and persistent current measurement of an intermediate grown superconducting (iGS) joint between REBCO-coated conductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 11, (2017).
- [1.45] Y. Takeda *et al.*, “High  $i_c$  superconducting joint between Bi2223 tapes,” *Appl. Phys. Express*, vol. 12, no. 2, (2019).
- [1.46] X. Jin *et al.*, “Superconducting joint between multi-filamentary Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>10+δ</sub> tapes based on incongruent melting for NMR and MRI applications,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 3, p. 35011, (2019).
- [1.47] 竹腰清乃理, 「磁気共鳴-NMR —核スピンの分光学—」サイエンス社 (2011)

- [1.48] 日本電子株式会社, アプリケーションノート, 磁場強度別 NMR データ集 (2004 年度版)  
<https://www.jeol.co.jp/applications/detail/1369.html>
- [1.49] H. Maeda, J. Shimoyama, Y. Yanagisawa, Y. Ishii and M. Tomita, "The MIRAI Program and the New Super-High Field NMR Initiative and Its Relevance to the Development of Superconducting Joints in Japan," in *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1-9, Art no. 4602409, (2019).
- [1.50] K. Hashi, S. Ohki, S. Matsumoto, G. Nishijima, A. Goto, K. Deguchi, K. Yamada, T. Noguchi, S. Sakai, M. Takahashi, Y. Yanagisawa, S. Iguchi, T. Yamazaki, H. Maeda, R. Tanaka, T. Nemoto, H. Suematsu, T. Miki, K. Saito, T. Shimizu, "Achievement of 1020 MHz NMR", *J. Mag. Res.* 256, 30–33 (2015).
- [1.51] Y. Yanagisawa, H. Nakagome, K. Tennmei, M. Hamada, M. Yoshikawa, A. Otsuka, M. Hosono, T. Kiyoshi, M. Takahashi, T. Yamazaki, H. Maeda, "Operation of a 500 MHz high temperature superconducting NMR: towards an NMR spectrometer operating beyond 1 GHz", *J. Mag. Res.* 203, 274–282 (2010).
- [1.52] H. Maeda and Y. Yanagisawa, "Future prospects for NMR magnets: A perspective," *J. Mag. Res.*, vol. 306, pp. 80–85, (2019).
- [1.53] 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).
- [1.54] S. Matsumoto *et al.*, "Generation of 24T at 4.2K using a layer-wound GdBCO insert coil with Nb3Sn and Nb-Ti external magnetic field coils," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 2, (2012).
- [1.55] 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, p. 4300807, (2016).
- [1.56] S. Yoon, J. Kim, H. Lee, S. Hahn, and S. H. Moon, "26 T 35 mm all-GdBa2Cu3O7-x multi-width no-insulation superconducting magnet," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 4, pp. 1–6, (2016).
- [1.57] K. Bhattarai, "Understanding multi-physics of quench in "no-insulation" rare earth barium copper oxide superconducting magnets.", Ph.D thesis in Florida state univ., (2019).
- [1.58] C. Barth *et al.*, "Generation of 25 T with an all-superconducting magnet system: Field profile and field quality measurements of a layer-wound 4 T REBCO insert coil for a 21 T LTS magnet," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 7, (2019).
- [1.59] Y. Yanagisawa *et al.*, "27.6 T Generation Using Bi-2223/REBCO Superconducting Coils," *IEEE/CSC ESAS Supercond. NEWS FORUM (global edition)*, vol. 21, no. 6, pp. 3599–3603, (2016).
- [1.60] S. Awaji *et al.*, "First performance test of a 25 T cryogen-free superconducting magnet," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 6, (2017).
- [1.61] National high magnetic field laboratory, press release, <https://nationalmaglab.org/magnet-development/magnet-science-technology/magnet-projects/32-tesla-scm>
- [1.62] H.W. Weijers *et al.* presented at *EUCA2017*, [https://indico.cern.ch/event/659554/contributions/2708372/attachments/1525993/2386079/3P1-01\\_Huub\\_Weijers\\_Room\\_1.pdf](https://indico.cern.ch/event/659554/contributions/2708372/attachments/1525993/2386079/3P1-01_Huub_Weijers_Room_1.pdf)
- [1.63] J. Ying *et al.*, "Chinese Scientists Develop 27.2 T All-superconducting Magnet" *IEEE/CSC ESAS Supercond. NEWS FORUM (global edition)*, February, (2018).
- [1.64] Bruker, press release, <https://www.biospace.com/article/releases/bruker-announces-world-s-first-superconducting-1-1-gigahertz-magnet-for-high-resolution-nmr-in-structural-biology/>
- [1.65] Bruker, press release, <https://ir.bruker.com/press-releases/press-release-details/2019/Bruker-Announces-Worlds-First-12-GHz-High-Resolution-Protein-NMR-Data/default.aspx>
- [1.66] J. Liu *et al.*, "World record 32.35tesla direct-current magnetic field generated with an all-superconducting magnet," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, pp. 1–6, (2020).
- [1.67] Y. Yanagisawa *et al.*, "Effect of current sweep reversal on the magnetic field stability for a Bi-2223 superconducting solenoid," *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 469, no. 22, pp. 1996–1999, (2009).
- [1.68] 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).
- [1.69] N. Amemiya and K. Akachi, "Magnetic field generated by shielding current in high Tc superconducting coils for NMR magnets," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 9, (2008).
- [1.70] E. Berrospe-Juarez, V. M. R. Zermeño, F. Trillaud, and F. Grilli, "Real-time simulation of large-scale HTS systems: Multi-scale and homogeneous models using the T-A formulation," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 6, (2019).
- [1.71] T. Machi, K. Nakao, T. Kato, T. Hirayama, and K. Tanabe, "Trend in Scrubbing Technologies for RE-based High-Tc Superconducting Coated conductors", *TEION KOGAKU (J. Cryo. Super. Soc. Jpn.)* Vol. 50 No. 10 p. 476-482 (2015).
- [1.72] X. Jin *et al.*, "Fabrication of 16-Main-Core RE123 Split Wire Using Inner Split Method," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1-4, Aug. (2019).

- [1.73] M. Wang *et al.*, “A novel REBCO conductor design to reduce screening-current field in REBCO magnets,” *Phys. Scr.*, vol. 94, no. 10, pp. 0–7, (2019).
- [1.74] 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).
- [1.75] D. X. Ma *et al.*, “Degradation analysis of REBCO coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, no. 8, (2014).
- [1.76] T. Matsuda, M. Hamada, S. Matsumoto, H. Suematsu, Y. Yanagisawa and H. Maeda, “Degradation caused by an electromagnetic force-induced stress concentration (1) Buckling of a conductor due to inhomogeneity of the winding”, *CSSJ conf.*, 92, 1B-a04 (2015).
- [1.77] 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, pp. 4–7, (2016).
- [1.78] T. Matsuda *et al.*, “Degradation of the performance of an epoxy-impregnated REBCO solenoid due to electromagnetic forces”, *Cryogenics*, vol. 90, pp. 47–51, (2018).
- [1.79] 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, pp. 1–7, (2020).
- [1.80] T. Takematsu *et al.*, “Degradation of the performance of a YBCO-coated conductor double pancake coil due to epoxy impregnation”, *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 470, no. 17–18, pp. 674–677, (2010).
- [1.81] Y. Yanagisawa *et al.*, “Remarkable weakness against cleavage stress for YBCO-coated conductors and its effect on the YBCO coil performance”, *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 471, no. 15–16, pp. 480–485, (2011).
- [1.82] Y. Yanagisawa *et al.*, “Removal of degradation of the performance of an epoxy impregnated YBCO-coated conductor double pancake coil by using a polyimide-electrodeposited YBCO-coated conductor”, *Phys. C.*, vol. 476, pp. 19–22, (2012).
- [1.83] H. Miyazaki, S. Iwai, T. Tosaka, K. Tasaki, and Y. Ishii, “Delamination Strengths of Different Types of REBCO-Coated Conductors and Method for Reducing Radial Thermal Stresses of Impregnated REBCO Pancake Coils,” vol. 25, no. 3, pp. 3–7, (2015).
- [1.84] X. Jin *et al.*, “Study on the mechanism of preventing degradation in the performance of REBCO Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 24, no. 3, pp. 3–6, (2014).
- [1.85] K. Bouloukakis *et al.*, “Development of quench tolerant epoxy impregnated ReBCO coils for an HTS MRI magnet”, presented at *MT26*, Tue-Mo-Or9-03, (2019).
- [1.86] 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).
- [1.87] X. Hu *et al.*, “Analyses of the plastic deformation of coated conductors deconstructed from ultra-high field test coils,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 33, no. 9, p. 095012, (2020).
- [1.88] Y. Iwasa, "Case Studies in Superconducting Magnets Design and Operational Issues Second Edition", *Springer*, (2009).
- [1.89] C. Senatore, C. Barth, M. Bonura, M. Kulich, and G. Mondonico, “Field and temperature scaling of the critical current density in commercial REBCO coated conductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 1, p. 14002, (2016).
- [1.90] A. Francis, D. Abraimov, Y. Viouchkov, Y. Su, F. Kametani, and D. C. Larbalestier, “Development of General Expressions for the Temperature and Magnetic Field Dependence of the Critical Current Density in Coated Conductors with Variable Properties”, *Supercond. Sci. Technol.*, 33 (2020).
- [1.91] D. I. Khomskii and A. Freimuth, “Charged vortices in high temperature superconductors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 7, pp. 1384–1386, (1995).
- [1.92] H. Mochida, Y. Suetomi, T. Takao, H. Maeda, and Y. Yanagisawa, “Continuous Heating Criteria to Avoid Thermal Runaway of Insulated HTS Coils in High Fields,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, (2019).
- [1.93] Y. Yanagisawa *et al.*, “The mechanism of thermal runaway due to continuous local disturbances in the YBCO-coated conductor coil winding,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 7, (2012).
- [1.94] E. Ravaioli, “CLIQ: A new quench protection technology for superconducting magnets,” Ph.D. thesis, Twente university (2015).
- [1.95] R. Piao *et al.*, “Design and Development of a Compact 1 GHz (23.5 T)-Class NMR Magnet with Bi-2223 Inner Coils,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1–7, (2019).
- [1.96] M. Wilson, “Superconducting Magnets”. *Oxford*, U.K.: Clarendon Press, (1983).
- [1.97] J. S. Murtomäki, J. Van Nugteren, G. Kirby, G. De Rijk, L. Rossi, and A. Stenvall, “ICED - Inductively Coupled Energy Dissipater for Future High-Field Accelerator Magnets,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 8, (2018).
- [1.98] 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).
- [1.99] B. Chen *et al.*, "Quench Detection of Bi2223/Ag Insulated Double-Pancake Coil Using Distributed Optic Fiber Sensor," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 30, no. 3, pp. 1–5, (2020).
- [1.100] L. Coull, D. Hagedorn, V. Remondino and F. Rodriguez-Mateos, "LHC magnet quench protection system," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 30, no. 4, pp. 1742-1745, (1994).
- [1.101] M. Breschi, L. Cavallucci, P. L. Ribani, A. V. Gavrilin, and H. W. Weijers, "Analysis of quench in the NHMFL REBCO prototype coils for the 32 T Magnet Project," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 5, (2016).
- [1.102] L. Cavallucci, M. Breschi, P. L. Ribani, A. V. Gavrilin, H. W. Weijers, and P. D. Noyes, "A Numerical Study of Quench in the NHMFL 32 T Magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1–5, (2019).
- [1.103] E. Ravaioli *et al.*, "Protecting a Full-Scale Nb<sub>3</sub>Sn Magnet With CLIQ, the New Coupling-Loss-Induced Quench System," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, pp. 1-5, June (2015).
- [1.104] J. Van Nugteren *et al.*, "A fast quench protection system for high temperature superconducting magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 1, (2019).
- [1.105] S. Hasegawa, S. Ito and H. Hashizume, "Numerical and Experimental Evaluations of the Quench Detection Performance of an YBCO/Nb–Ti d Tape," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 3, pp. 1-5, April (2018).
- [1.106] S. Hahn, D. K. Park, J. Bascuñán, and Y. Iwasa, "HTS Pancake Coils Without Turn-to-Turn Insulation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1592–1595, (2011).
- [1.107] Y. Yanagisawa *et al.*, "Basic mechanism of self-healing from thermal runaway for uninsulated REBCO pancake coils," *Phys. C Supercond. its Appl.*, vol. 499, pp. 40–44, (2014).
- [1.108] W. D. Markiewicz, J. J. Jaroszynski, D. V. Abraimov, R. E. Joyner, and A. Khan, "Quench analysis of pancake wound REBCO coils with low resistance between turns," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 2, p. 25001, (2015).
- [1.109] S. Hahn *et al.*, "'Defect-irrelevant' behavior of a no-insulation pancake coil wound with REBCO tapes containing multiple defects," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 10, (2016).
- [1.110] 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, pp. 4–7, (2016).
- [1.111] Y. Yanagisawa *et al.*, "Present status of development of a persistent-mode 1.3 GHz (30.5 T) NMR magnet in the JST-Mirai Program" presented at *ASC2020*, Wk2Lor3A-03, (2020).

## 第 2 章 提案手法：intra-Layer No-Insulation (LNI) 法

### 2.1 No-Insulation (NI) レイヤー巻 REBCO コイルの課題：長い磁場遅れ

本節では，NI 法をレイヤー巻方式に適用した際に生じる長い磁場遅れ現象について，実験と数値解析を用いてそのメカニズムを明らかにした。

#### 2.1.1 NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数測定結果

NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れを定量化するために，内径 80 mm，1 レイヤー当たり 20 ターン×8 レイヤーの NI レイヤー巻 REBCO コイルを製作し，電源遮断試験を実施した。電源遮断時の磁場減衰時定数を計測することで，磁場遅れを定量化できる。試験に使用したコイルの外観を図 2.1(a)に，諸元を表 2.1(a)に示す。なお比較用に，同様の構成の NI パンケーキ巻 REBCO コイルを製作し（図 2.1(b)，表 2.1(b)参照），併せて電源遮断試験を実施した。この時，ホール素子をコイルの中心に設置し，コイルの中心磁場  $B_{cen}$  を測定した。電源遮断試験は，液体窒素中（77 K）で 10 A まで通電し，しばらく電流をホールドした後，電源によって電流供給を遮断することで実施した。なお，10 A は REBCO コイルの  $I_c$  より十分小さい値である。

NI レイヤー巻 REBCO コイルを用いた電源遮断試験の結果を図 2.2 に示す。黒い点線が供給電流  $I_{supply}$  の信号，青い点線がコイル中心磁場  $B_{cen}$  の信号を示している。 $I_{supply}$  に対して，遅れて  $B_{cen}$  が変化しており，磁場遅れが発生していることが分かる。電源遮断後から， $B_{cen}$  が電源遮断前の値の  $1/e = 0.37$  にまで減衰するまでの時間を磁場遅れ時定数  $\tau_{lw}$  として定量化すると， $\tau_{lw} = 500$  s であった。同様にして実施した NI パンケーキ巻 REBCO コイルの電源遮断試験結果を図 2.3 に示す。磁場遅れ時定数  $\tau_{dp}$  は， $\tau_{dp} = 0.25$  s であった。すなわち，NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れは，NI パンケーキ巻 REBCO コイルよりも 3 桁長い。

表 2.1 試験コイル諸元

	(a) Layer-wound coil	(b) Pancake-wound coil
REBCO conductor	Fujikura, FYSC-SCH05	Fujikura, FYSC-SCH05
Copper stabilizer	20 $\mu$ m-thick electroplating	20 $\mu$ m-thick electroplating
Conductor width (mm)	5	5
Conductor thickness (mm)	0.12	0.12
Inner diameter (mm)	79.1	79.1
Outer diameter (mm)	81.2	80.7
Thickness of the winding (mm)	1.05	0.8
Coil height (mm)	100.7	103.0
Number of turns	152 (19 turns × 8 layers)	144 (8 turns × 2 × 9 double pancakes)
Total conductor length (m)	38.3	36.3
Self-inductance (mH)	1.1	0.93

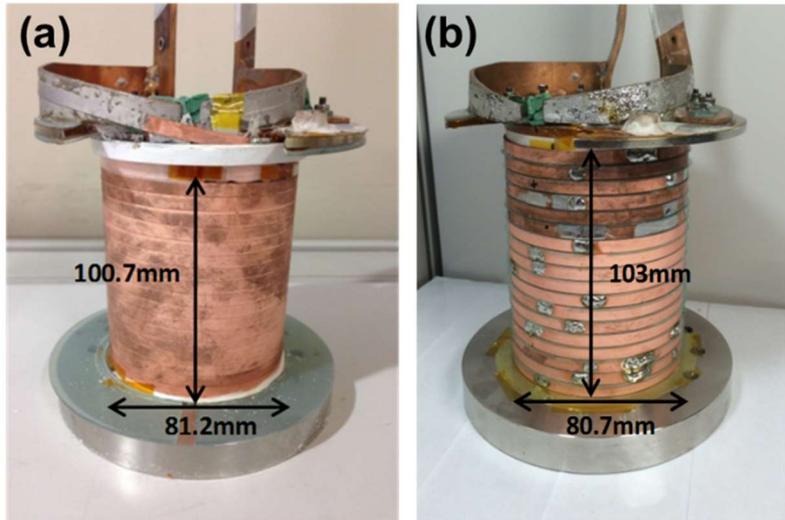


図2.1 試験コイル: (a) NI レイヤー巻 REBCO コイル, (b) NI パンケーキ巻 REBCO コイル

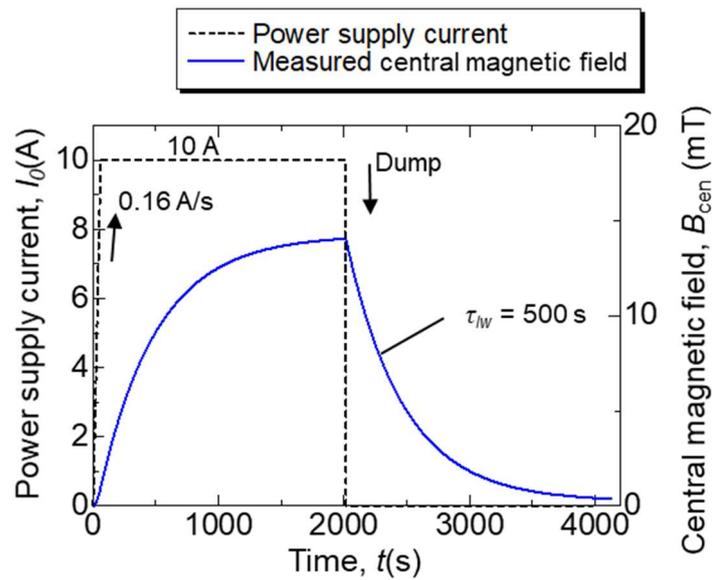


図2.2 NI レイヤー巻 REBCO コイル電源遮断試験時の中心磁場の時間変動の様子

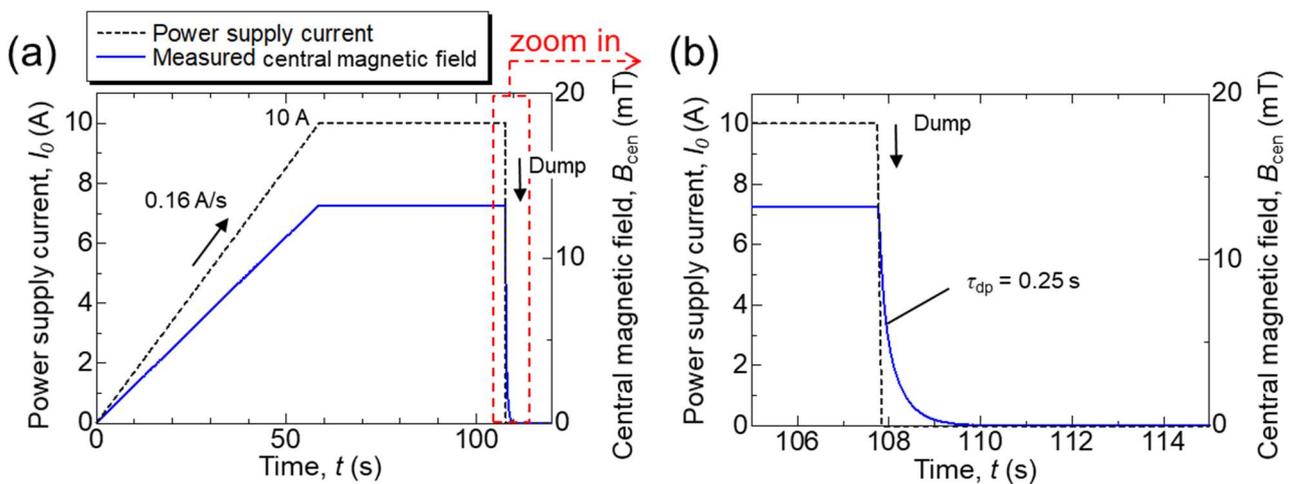


図2.3 NI パンケーキ巻 REBCO コイル電源遮断試験時の中心磁場の時間変動の様子

### 2.1.2 NI レイヤー巻 REBCO コイルにおける長い磁場遅れのメカニズム

NI レイヤー巻 REBCO コイル通電時の巻線内部の電流分布、また、長い磁場遅れの発生メカニズムを明らかにするために、電気等価回路モデルを用いた数値解析を実施した、図 2.4 に NI レイヤー巻 REBCO コイルの(a) 断面模式図、(b) 電気等価回路を示す。この回路は、1 ターンごとの自己/相互インダクタンス  $L$  と、ターン間の接触抵抗  $R_c$  で構成される。超伝導状態における通電時の挙動だけ対象とするため、超伝導線材の電気抵抗はゼロと見なせる。絶縁コイルの場合は、電流は周方向にしか流れないため、巻線内部の電流は均一に分布するが、NI コイルの場合はターン間の電氣的接続によって不均一に電流が分布するため、1 ターンごとにインダクタンスを考慮し、更に全ターン間の相互インダクタンスによる磁氣的結合を考慮する必要がある[2.1],[2.2]。また、比較として図 2.5 に NI パンケーキ巻 REBCO コイルの (a) 断面模式図 (b) 電気等価回路を示す。NI パンケーキ巻コイルの場合は、1 ターンに対して接触抵抗  $R_c$  が並列に接続される単純な構造になるが、NI レイヤー巻コイルの場合は、幾何的形狀上、図 2.4(b) のような梯子状の複雑な回路構造になる。

全ターンの自己/相互インダクタンスは、1 ターンを 1 つのリングコイルと見なし、電流が流れた際の各リングコイルに対する鎖交磁束を計算して求めた。計算手法の詳細は Appendix A, B で示す。接触抵抗  $R_c$  は次式で表せる。

$$R_c = \frac{\rho_{ct}}{lw} \quad (2.1)$$

ここで、 $\rho_{ct}$  は接触抵抗率、 $l$  はターンの周長、 $w$  は線材幅を表す。 $\rho_{ct}$  は実験結果にフィッティングして定める。

図 2.4(b)の回路に対してキルヒホッフの法則を用いて立式し、時間  $t$  に対して後退差分をとることで、NI レイヤー巻 REBCO コイルの回路方程式は単純に以下の行列式で表される。詳細な立式は Appendix C で示す。

$$[C_{lw,1}]\{I_\theta(t)\} = [C_{lw,2}]\{I_\theta(t-dt)\} \quad (2.2)$$

ベクトル  $\{I_\theta(t)\}$  は未知数であり、時間ステップ  $t$  におけるターンごとの周方向電流  $I_\theta(t)$  である。行列  $[C_{lw,1}]$ ,  $[C_{lw,2}]$  は、ターンごとの  $R_c$ 、自己/相互インダクタンスで構成される定数行列である。ベクトル  $\{I_\theta(t-dt)\}$  は、前時間ステップ  $t-dt$  におけるターンごとの周方向電流  $I_\theta(t-dt)$ 、コイルに供給される電流  $I_{supply}$  で構成される。なお、 $I_{supply}$  は任意に定める。

(2.2)式は、結局連立一次方程式であり、 $t=0$  における初期電流分布を与えてこれを解くことで時間ステップ  $t$  におけるコイル内の  $I_\theta$  分布を求めることができる。本解析ではガウスの消去法を用いて直接的に連立一次方程式を解いた。得られた電流分布より、ビオ・サバルの法則を用いてコイルの中心磁場を計算できる。

上記の電気等価回路モデルを用いて図 2.2 の試験を模擬して実施した解析結果を図 2.6 に示す。比較用の試験結果 (図 2.2 のデータと同じ物) を実線、解析結果を点線で示す。なお、 $R_c$  に含まれる接触抵抗率  $\rho_{ct}$  は、実験結果にフィッティングして  $100 \mu\Omega\text{cm}^2$  を用いている。この値は、他グループより報告されている値  $70 \mu\Omega\text{cm}^2$ [2.3] と近い。10 A 通電時の到達磁場の値が、実験結果は解析結果よりも 10% 程度小さい値となっているが、これは遮蔽電流の影響だと考えられる。本解析では遮蔽電流の効果を考慮していない。一方で、実験結果と解析結果の磁場減衰時定数が良く一致しており、構築した電気等価回路モデルが、NI レイヤー巻 REBCO コイルにおける磁場遅れの現象を再現できていると言える。

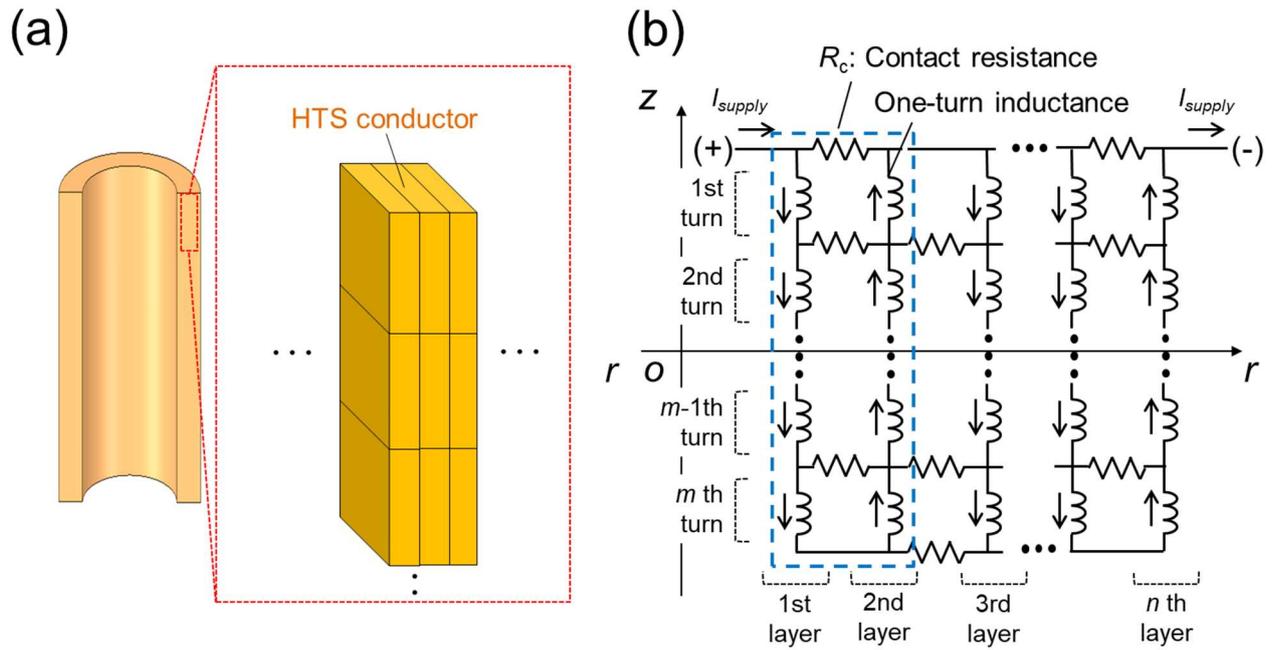


図2.4 NI レイヤー巻コイルの (a) 断面模式図 (b) 電気等価回路図

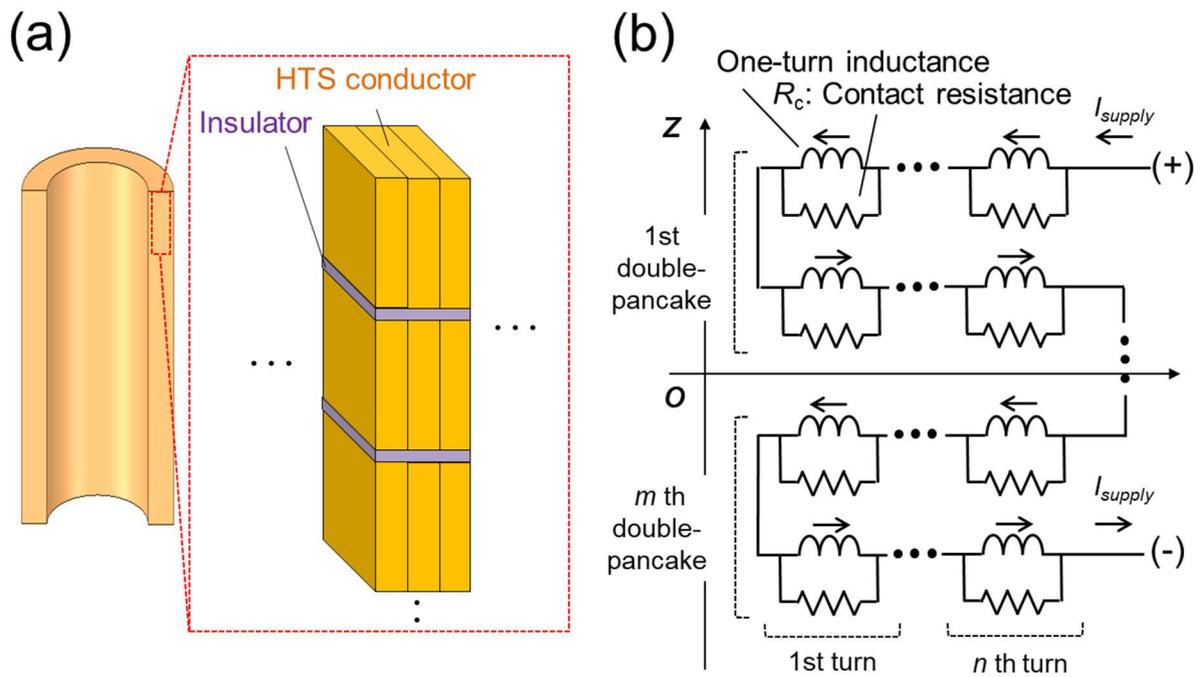


図2.5 NI パンケーキ巻コイルの (a) 断面模式図 (b) 電気等価回路図

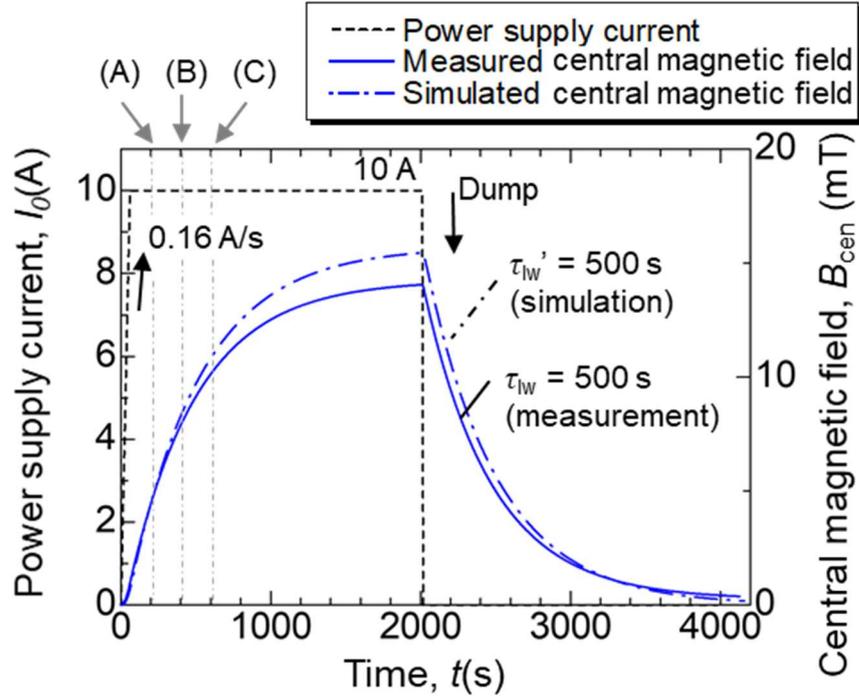


図2.6 NI レイヤー巻コイル電源遮断試験の解析結果と実験結果の比較

図 2.6 中の(A)  $t = 200$  s, (B)  $t = 400$  s, (C)  $t = 600$  s の時点における, NI レイヤー巻コイル巻線内部の  $I_0$  分布を図 2.7(a)に, ターン間接触部を流れる径方向電流  $I_r$  分布を図 2.7(b)に示す。 $I_0$  の大きさはクロスサークルの大きさで,  $I_r$  の大きさは矢印の大きさで表している。図 2.7(a)の(A)を見ると,  $I_0$  はコイル表面部, すなわち最内層レイヤー, 最外層レイヤー, 上端部, 下端部に多く流れていることが分かる。これは, 銅などの線材に交流電流を流した際に見られる表皮効果とよく似ている。 $I_0$  は, 時間経過と共にコイル中心部にも流れはじめ,  $t = 600$  s で巻線内部の  $I_0$  分布はほぼ均一になっている (図 2.7(a)の(C))。図 2.7(b)の(A)を見ると, 1-2 レイヤー間 (レイヤー折り返しがコイル下部) に流れる  $I_r$  はコイル上部で多く流れ, コイル下部に行くにつれて小さくなっている。一方で, 2-3 レイヤー間 (レイヤー折り返しがコイル上部) に流れる  $I_r$  はコイル下部で多く流れ, コイル上部に行くにつれて小さくなっている。このような  $I_r$  分布がレイヤーごとに交互に分布している。

図 2.7(a), (b)で示した  $I_0$ ,  $I_r$  分布は, 2つのレイヤー間に形成される, 軸方向に長い閉回路 (図 2.4(a)中の青い枠線部参照) の回路時定数で説明できる。この閉回路は2レイヤー分のインダクタンスと, レイヤー間の接触抵抗の並列合成抵抗で構成されているため時定数 ( $\tau=L/R$ ) が長くなり, 電流を流そうとしても, 径方向に電流が多く分流してしまう。NIパンケーキ巻コイルの場合は, 巻線内部に形成される閉回路が, 1ターンのインダクタンスとターン間の接触抵抗だけで構成されるため, 回路の時定数が短い。よって, NI レイヤー巻コイルは, NIパンケーキ巻コイルに比べて大幅に長い磁場遅れ時間となる。NI レイヤー巻コイル内部に, 2レイヤー分のインダクタンスとレイヤー間の接触抵抗の並列合成抵抗で構成される閉回路が形成されてしまうことが, 長い磁場遅れの本質的原因である。

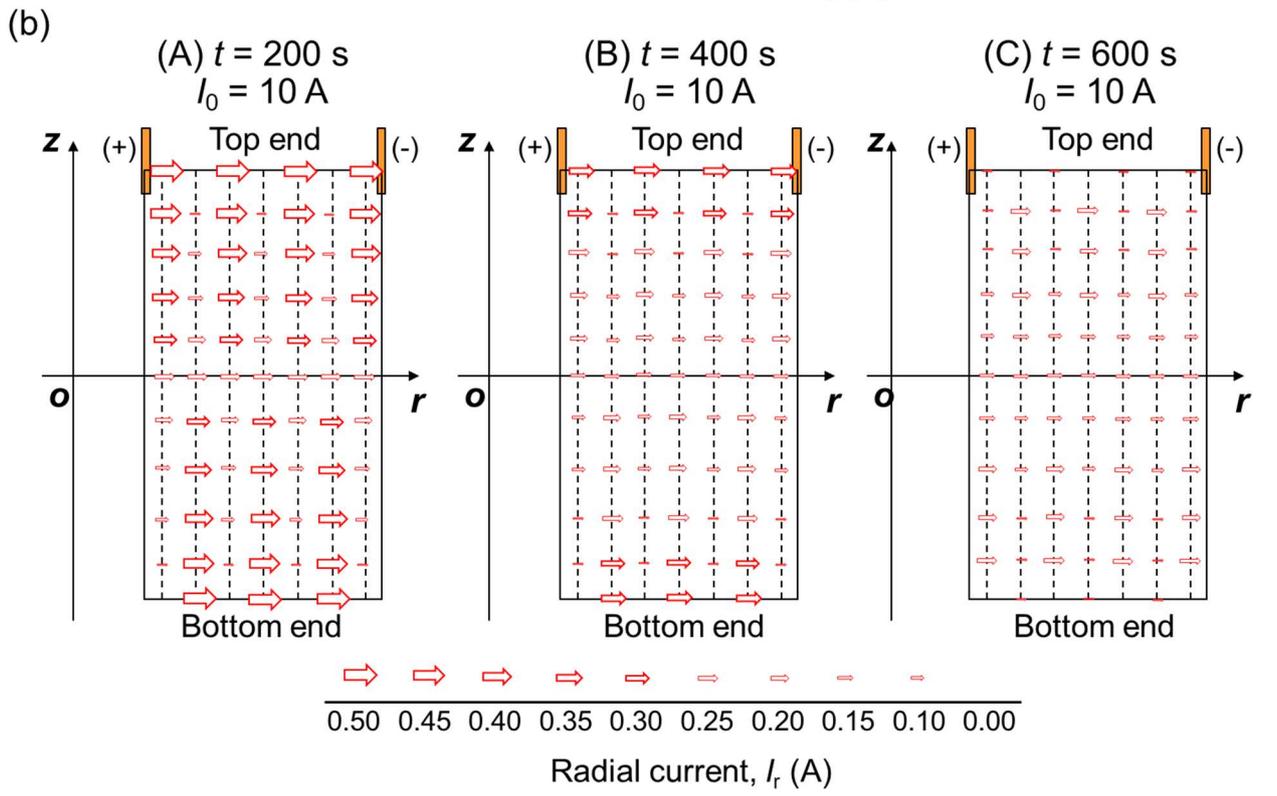
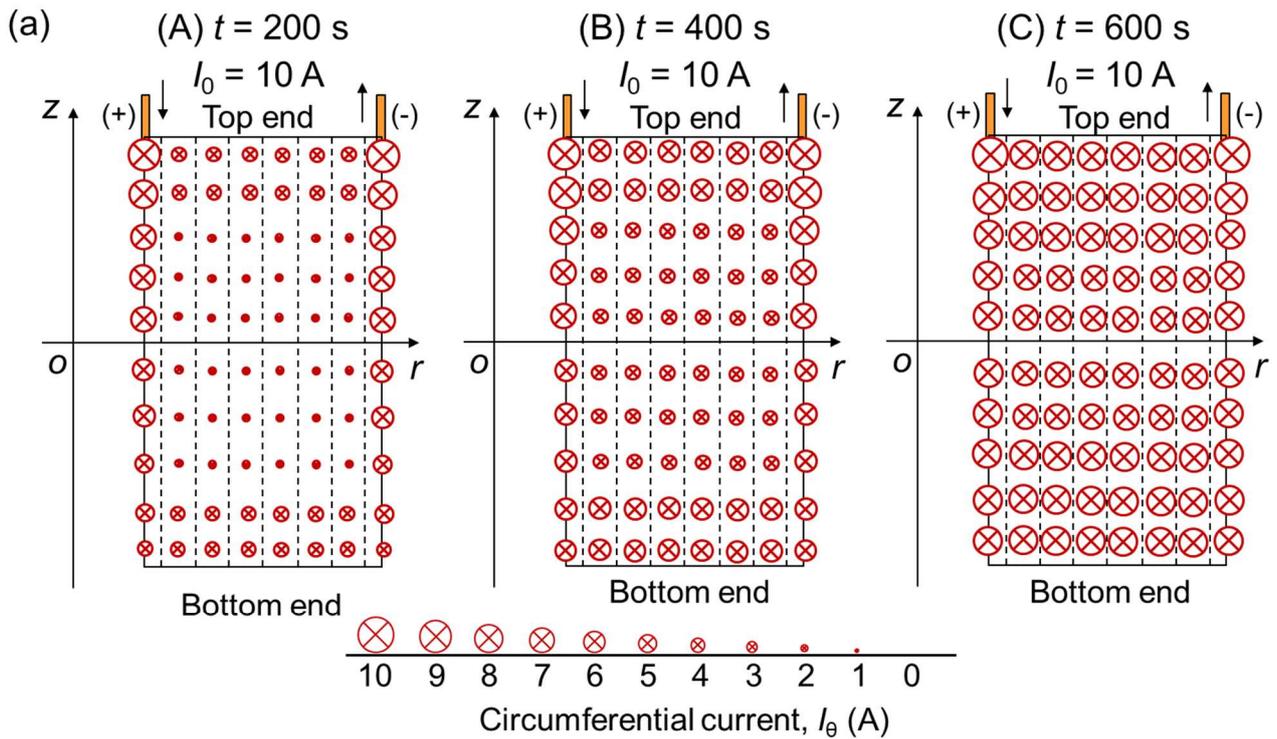


図2.7 NI レイヤー巻 REBCO コイルにおける励磁時の電流分布の解析結果  
 (a) 周方向電流分布 (b) 径方向電流分布

### 2.1.3 NMR 装置に適用した際の NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れの推定

ここでは、NI レイヤー巻 REBCO コイルを NMR 装置に実装した場合、磁場遅れがどの程度長くなるか推定する。まず、構築した電気等価回路モデルを用いて磁場遅れ時定数のスケール則を明らかにした。図 2.8(a)に軸方向のターン数と磁場遅れ時定数の関係、(b)に径方向のレイヤー数と磁場遅れ時定数の関係を示す。NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数は、径方向のターン数および軸方向のターン数の二乗に比例するスケール則を有することが分かる。

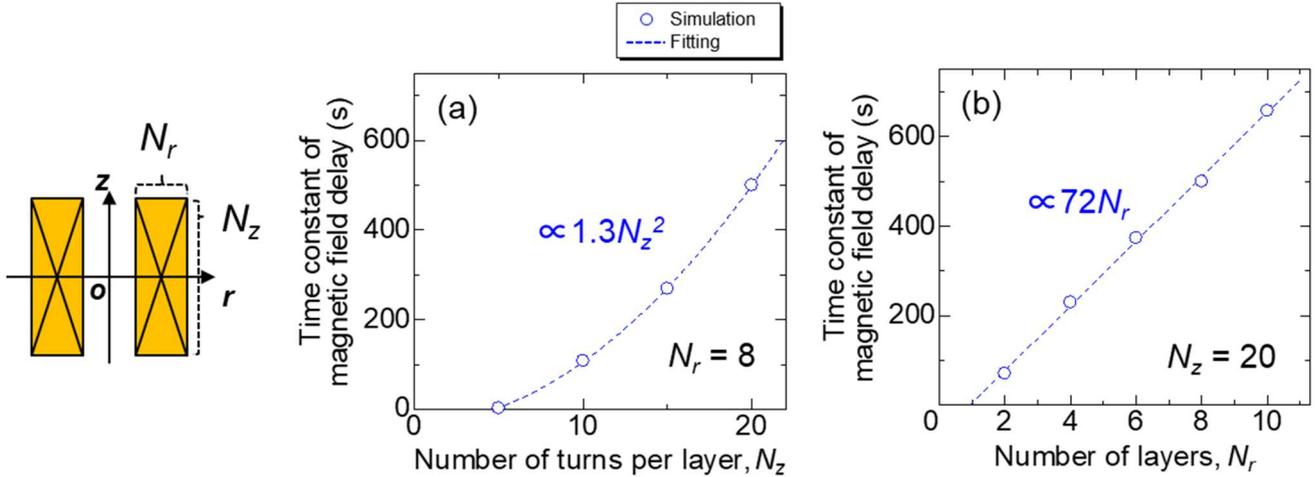


図2.8 NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数のスケール則。

(a) 軸方向のターン数と時定数の関係、(b) 径方向のレイヤー数と時定数の関係。

このスケール則と、試験 NI レイヤー巻 REBCO コイル（1 レイヤー当たり 20 ターン×8 レイヤー）の磁場遅れ時定数 500 s を用いて、図 1.33 に示した 1.3 GHz NMR 装置の内層 REBCO コイル（1 レイヤー当たり 120 ターン×128 レイヤー）に NI レイヤー巻方式を適用した際の磁場遅れ時定数を推定すると、 $500 \times (120/20)^2 \times (128/8) / 3600 = 80$  h となる。更に、1.3 GHz NMR 装置の運転温度である 4.2 K においては、磁場遅れ時定数が 77 K の磁場遅れ時定数の約 2 倍となることが分かっており[2.4]、4.2 K における時定数は 160 h と推定される。この時定数から、中心磁場  $B_{\text{cen}}$  の時間変化は次式で表される。

$$B_{\text{cen}}(t) = B_{\text{cen-op}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{160}\right) \right] \quad (2.3)$$

ここで、 $B_{\text{cen-op}}$  は目標とするオペレーション磁場値である。なお、 $t$  の単位は hour とする。NMR 装置は  $0.01 \text{ ppm/h} = 1 \times 10^{-8} / \text{h}$  の磁場の時間安定度が必要となるため、次式を満たす必要がある。

$$\frac{dB_{\text{cen}}(t)}{dt} \leq B_{\text{cen-op}} \times 10^{-8} \quad (2.4)$$

(2.3)式に対して、 $t$  について微分すると次式になる。

$$\frac{dB_{\text{cen}}(t)}{dt} = \frac{B_{\text{cen-op}}}{37} \exp\left(-\frac{t}{160}\right) \quad (2.5)$$

(2.4)式と(2.5)式を連立して解くと、

$$t \leq 2,135 \text{ h} \approx 89 \text{ days} \quad (2.6)$$

となる。すなわち、NI レイヤー巻 REBCO コイルを用いて 1.3 GHz NMR 装置を開発した場合、NMR 測定するためには、励磁開始から約 89 日間待つ必要がある。更に、永久電流運転を適用する場合、励磁中

は低温空間中で約 5 W [2.5]のヒーターを焚く必要があり、液体ヘリウムの蒸発潜熱を考えると 1 W あたり液体ヘリウムは 1.38 L/h で蒸発するため、89 日間において液体ヘリウムの総蒸発量は約 14,733 L になる。近年の液体ヘリウムの輸入価格約¥800/L[2.6]（市場購入価格はより高価）を考慮すると、この量の液体ヘリウムを供給するだけで約 1100 万円のコストがかかる。このような長い磁場遅れの磁石は非実用的である。

磁場遅れは回路内の抵抗値，すなわち NI レイヤー巻 REBCO コイルの場合はターン間接触抵抗に反比例するため，磁場遅れの短縮は，単純にこの接触抵抗を増加させれば可能である。この観点から，NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおいて，ステンレススチール等の高抵抗金属をターン間に挿入する手法[2.7]が提案されており，隣接ターンへ迂回する際の短絡抵抗値を約 1 桁増加できることが示されている[2.8]。一方で，NI レイヤー巻 REBCO コイルの長い磁場遅れを短縮するには十分ではない。本質的な解決のためには，前述のメカニズムより，レイヤー間の長い閉回路を取り除くことが必要である。加えて，NI 法の利点である，クエンチ時の電流分流特性を保つために電流の迂回経路は残しておく必要がある，これらを同時に満たす必要がある。

## 2.2 提案手法：intra-Layer No-Insulation (LNI) 法

NI レイヤー巻 REBCO コイルに対して，保護特性を保ちつつ磁場遅れを劇的に短縮するために，「intra-Layer No-Insulation (LNI) 法」というコイルの新しい巻線手法を考案した。具体的には NI レイヤー巻コイルを製作する際に，レイヤー間に絶縁シートと銅シートを挿入しながら巻線する手法である。図 2.9(a)に，LNI 法を用いた REBCO コイルの断面模式図を，(b)に電気等価回路を示す。絶縁シートを挿入することでレイヤー間の電氣的接続を全て断ち切って長い閉回路を取り除きつつ，同時に銅シートも挿入することで各レイヤー内のターン間を電氣的に接続し電流の迂回経路を残すことができる。「レイヤーの内部だけ No-insulation 状態にする」という考え方から intra-Layer No-Insulation 法と命名した。LNI 法によって，レイヤー巻形状でありながら，NI 法の利点であるクエンチ時の電流分流特性を保ちつつ，磁場遅れを劇的に短縮することが期待できる。

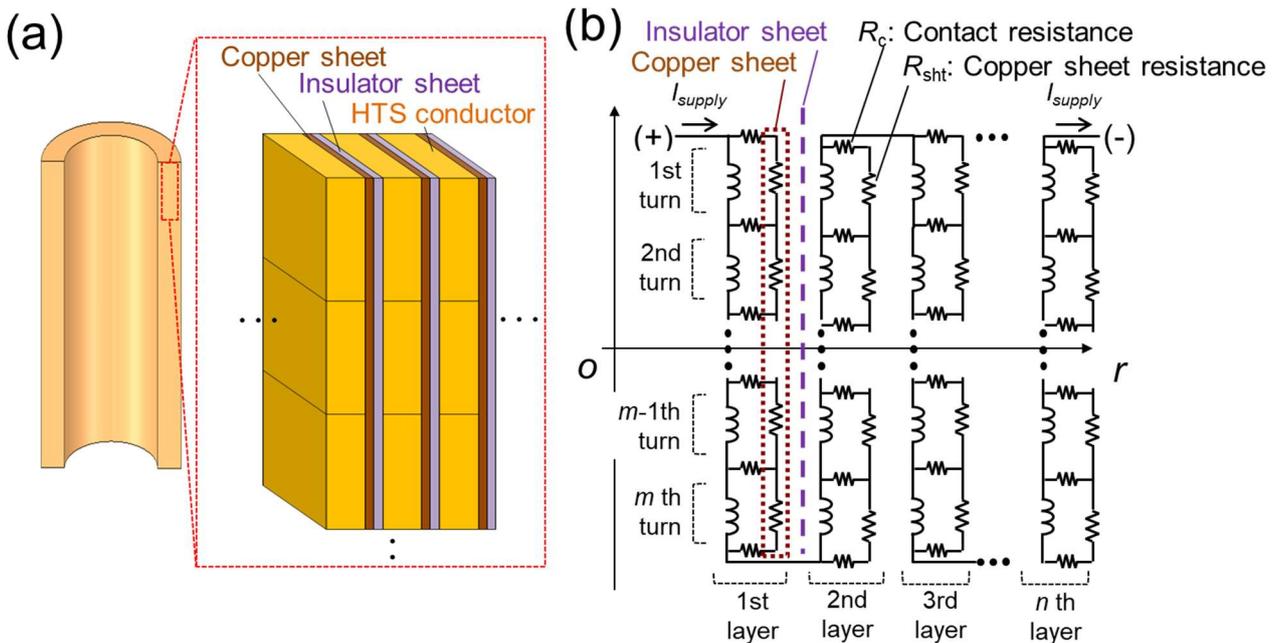


図2.9 intra-Layer No-Insulation (LNI)法の(a)断面模式図 (b)電気等価回路図

## 2.3 LNI 法 原理実証試験

### 2.3.1 試験準備

磁場遅れの短縮とクエンチ時の電流分流通特性の両立を確認するために、LNI 法を用いて、内径 80 mm、1 レイヤー当たり 16 ターン×8 レイヤーの REBCO コイル (LNI-REBCO コイル) を製作した。図 2.10(a) に製作した LNI-REBCO コイル、表 2.2 に諸元を示す。このコイルは、図 2.1(a)、表 2.1(a)に示した NI レイヤー巻 REBCO コイルとほぼ同形状である。また、層間に挿入した絶縁 (ポリイミド) シートと銅シートを図 2.10 (b)に示す。LNI-REBCO コイルの製作手順として、(i)ポリイミドシート巻き付け、(ii)銅シート巻き付け、(iii)1 レイヤー(16 ターン)巻線、を繰り返しながら 8 レイヤー巻線した。この時、REBCO 線材の超伝導層を外側にして巻線しており、すなわち線材の Hastelloy 側と銅シートが接触している。

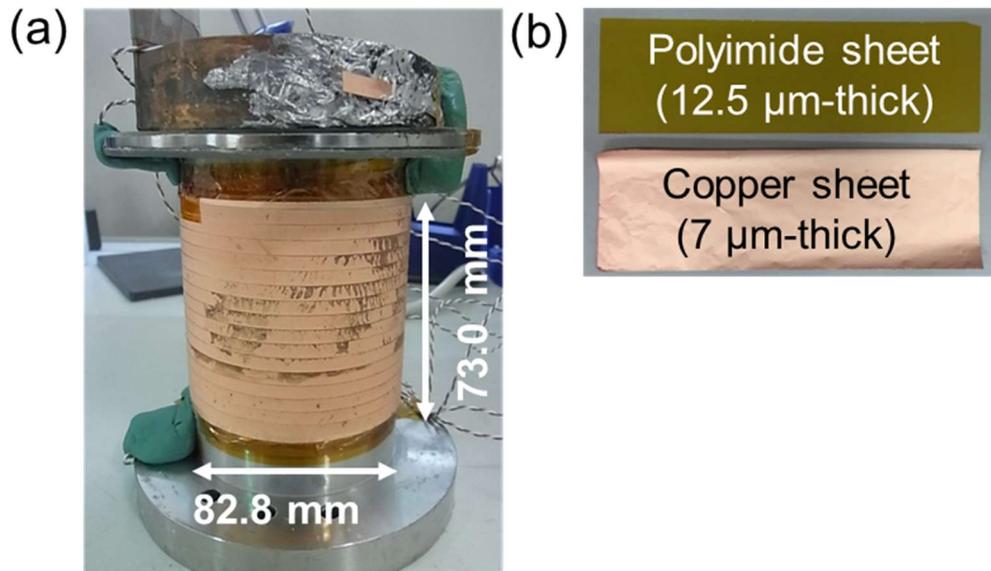


図2.10(a) 製作した LNI-REBCO コイル, (b) 層間挿入物質

表 2.2 試験用 LNI-REBCO コイル諸元

	Unit	LNI coil
REBCO conductor	-	Fujikura, FYSC-SCH04
Copper stabilizer	-	20 μm-thick electroplating
Conductor width	mm	4.05
Conductor thickness	mm	0.13
Conductor critical current in self-field at 77 K	A	238
Inner diameter	mm	78.5
Outer diameter	mm	82.8
Thickness of the winding	mm	2.15
Inserted materials between layers	-	Polyimide sheet (12.5 μm-thick) / copper sheet (7 μm-thick)
Coil height	mm	73.0
Number of turns	-	128 (16 turns × 8 layers)
Total conductor length	m	32.2
Self-inductance	mH	0.94
Coil critical current ( $I_{c-coil}$ ) in self-field at 77 K estimated from a coil load line	A	119
Coil critical current ( $I_{c-coil}$ ) in self-field at 4.2 K estimated from a coil load line	A	1214

自己インダクタンスは、Appendix B に示した手法を用いて 0.94 mH と計算される。コイル巻線内部の REBCO 線材の  $I_c$  は経験磁場の強度と角度によって変化する。線材のテープ面に対して垂直な磁場 ( $B_r$  成分) が印加される時に最も  $I_c$  が減少するため、巻線内部で  $B_r$  が最も強く印加される場所が最も  $I_c$  が小さい場所となる。製造元であるフジクラ社が公表している、77 K における垂直磁場に対する  $I_c$ - $B$  曲線[2.9] に対して本コイルで使用した線材の  $I_c=238$  A で正規化すると、図 2.11 のプロットの通りになる。図 2.11 の黒い点線は、Appendix A で示した磁場計算により求めたコイル巻線内部の最大  $B_r$  のロードラインを示しており、このロードラインと  $I_c$ - $B$  曲線が交わる電流値において、常伝導電圧が発生すると考えられる。このような電流値をコイル臨界電流値  $I_{c-coil}$  とする。77 K 自己磁場下では、 $I_{c-coil}$  は 119 A と推定される。実際に、液体窒素冷却 (77 K) でコイルに通電して測定したコイル電圧  $V_{coil}$  の  $I$ - $V$  特性を図 2.12 に示す。なお、コイル励磁時に発生するインダクティブ電圧は除去してプロットしている。図中の拡大図より、推定値通り約 119 A から電圧が立ち上がり始めているのが分かる。超伝導特性の劣化無く、コイルを製作できたと言える。

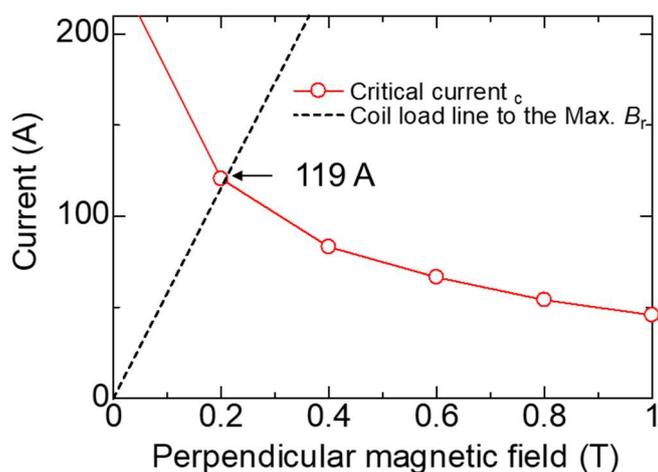


図2.11 フジクラ社製 REBCO 線材の垂直磁場に対する  $I_c$ - $B$  曲線と巻線最大  $B_r$  のロードラインより推定されるコイル臨界電流値  $I_{c-coil}$

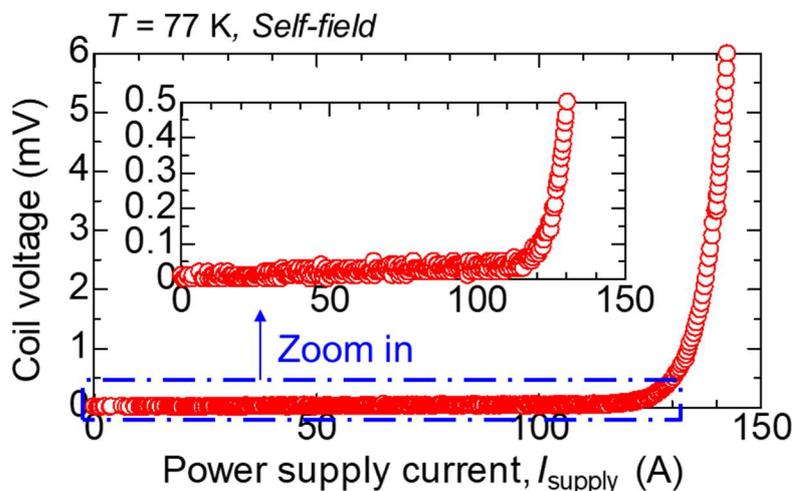


図2.12 製作した LNI-REBCO コイルの液体窒素冷却(77 K)・自己磁場下通電試験結果

製作した LNI-REBCO コイルを用いて、LNI 法の原理実証試験として、液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下で電源遮断試験と過電流試験を、液体ヘリウム冷却 (4.2 K)・自己磁場下で電源遮断試験を、ガスヘリウム冷却下で過電流試験を実施した。試験時の回路図を図 2.13 に示す。遮断抵抗  $R_d$  をコイルに対して並列に接続し、室温空間に設置した。なお、液体窒素における試験では  $R_d = 10 \Omega$ 、液体・ガスヘリウム中における試験では、 $R_d = 60 \text{ m}\Omega$  とした。供給電流  $I_{\text{supply}}$  はコイルに対して直列に接続したシャント抵抗で測定した。巻線部レイヤーごとに電圧タップを接続し、コイル電圧  $V_{\text{coil}}$  とレイヤーごとの電圧  $V_{L1} - V_{L8}$  (最内層-最外層) を測定した。また、軸方向磁場を測定するために、3 つのホール素子を、コイルの中心軸上、上端部 ( $B_{\text{up}}$ )、中央部 ( $B_{\text{cen}}$ )、下端部 ( $B_{\text{low}}$ ) に設置した。コイル周辺の温度を測定するために、コイル上端部より 200 mm 高い位置 ( $T_1$ )、およびコイル底部 ( $T_2$ ) にそれぞれセルノックス温度センサーを設置した。

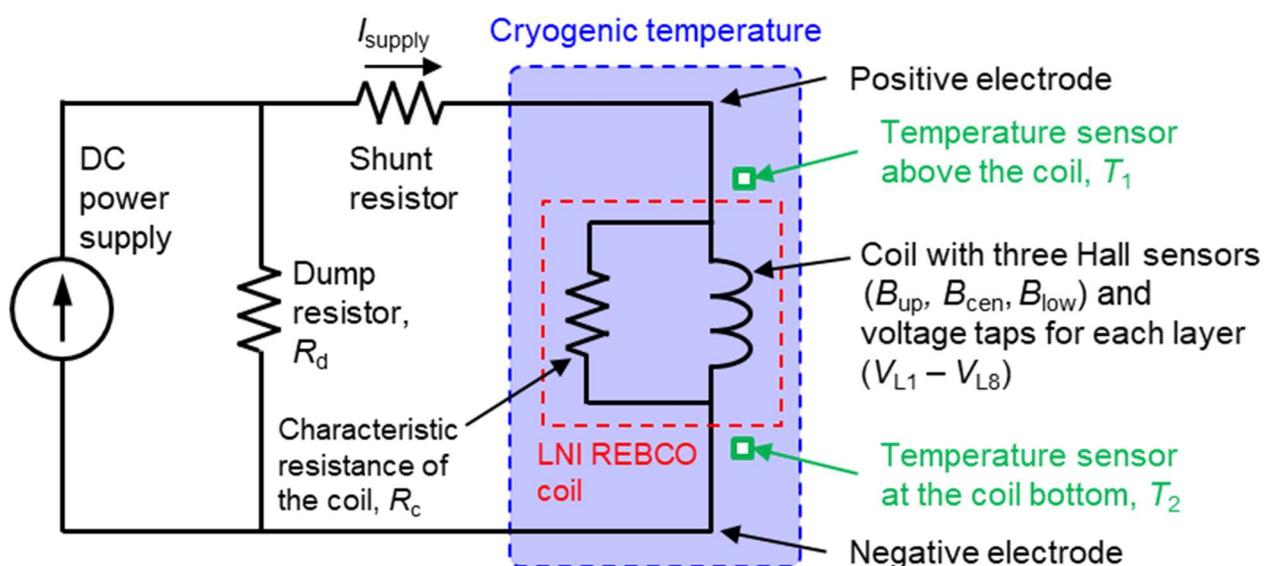


図2.13 LNI-REBCO コイル実証試験回路図

### 2.3.2 試験結果

#### 2.3.2.1 液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下 電源遮断試験結果

液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下における電源遮断試験を実施した。電源遮断時のコイルの中心磁場  $B_{cen}$ 、電源電流  $I_{supply}$  を図 2.14 に示す。磁場遅れ時定数は 0.1 s であり、同形状の NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数である 500 s よりも 3 桁小さい値となった。LNI 法を適用することによって磁場遅れが劇的に短縮されることを実証した。

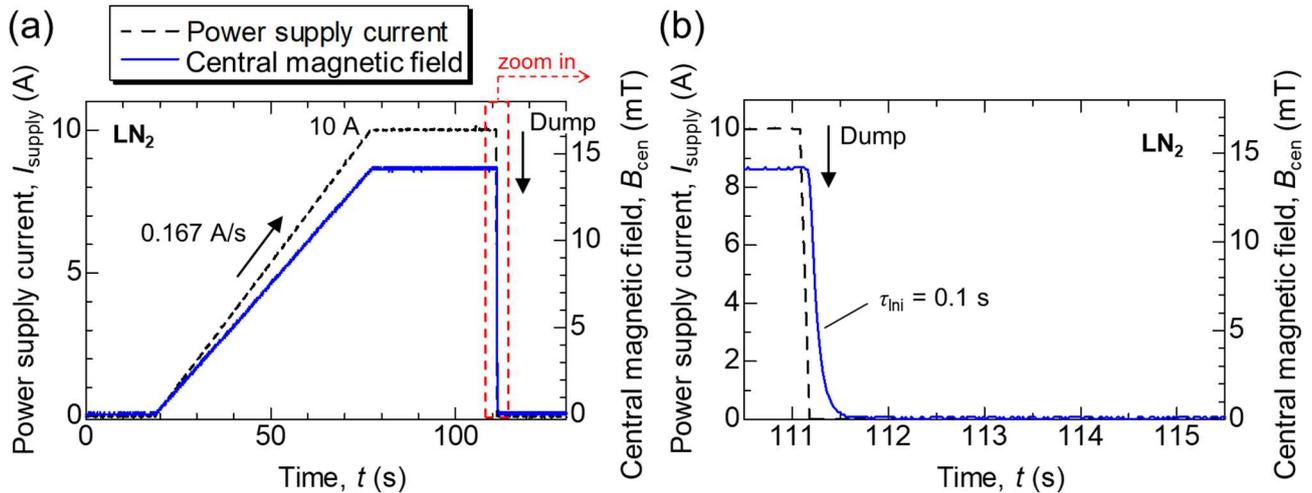


図2.14 液体窒素冷却 LNI-REBCO コイル電源遮断試験時の中心磁場の時間変動の様子

#### 2.3.2.2 液体窒素冷却 (77 K)・自己磁場下 過電流試験結果

LNI-REBCO コイルの保護特性を確認するために、液体窒素冷却下 (77 K) で、 $I_{c-coil}$  以上の電流を通电して強制的にクエンチを発生させる過電流試験を実施した。図 2.15 に試験の概要を示す。黒い点線が電源による供給電流  $I_{supply}$ 、青い実線が中心磁場  $B_{cen}$ 、赤いプロットがコイル電圧  $V_{coil}$  である。 $I_{c-coil} = 119$  A を超える 150 A (線材電流密度  $285 \text{ Amm}^{-2}$ 、 $I_{c-coil}$  に対する負荷率 126%) まで通电し、この電流値でホールドしている時にクエンチが発生した。 $t = 507.9$  s において  $V_{coil}$  が 1.8 V のピーク値まで急峻に上昇しており、同時に  $B_{cen}$  は 232 mT から急激に減衰し、約 26 mT で定常状態となっている。これらの振る舞いは、周方向電流が銅シートに分流したことによって、クエンチが自律的に収束したことを示している。NI コイルの利点である、クエンチ時の電流分流特性を LNI-REBCO コイルでも確認できた。その後、 $t = 539.0$  s よりコイルを消磁し始め、その間に  $V_{coil}$  は徐々に減少し、 $t = 789.1$  s、 $I_{supply} = 27.4$  A ( $I_{c-coil}$  に対する負荷率 18%) において、0 V に収束した。すなわち、コイルが完全に超伝導状態に戻ったことを示す。

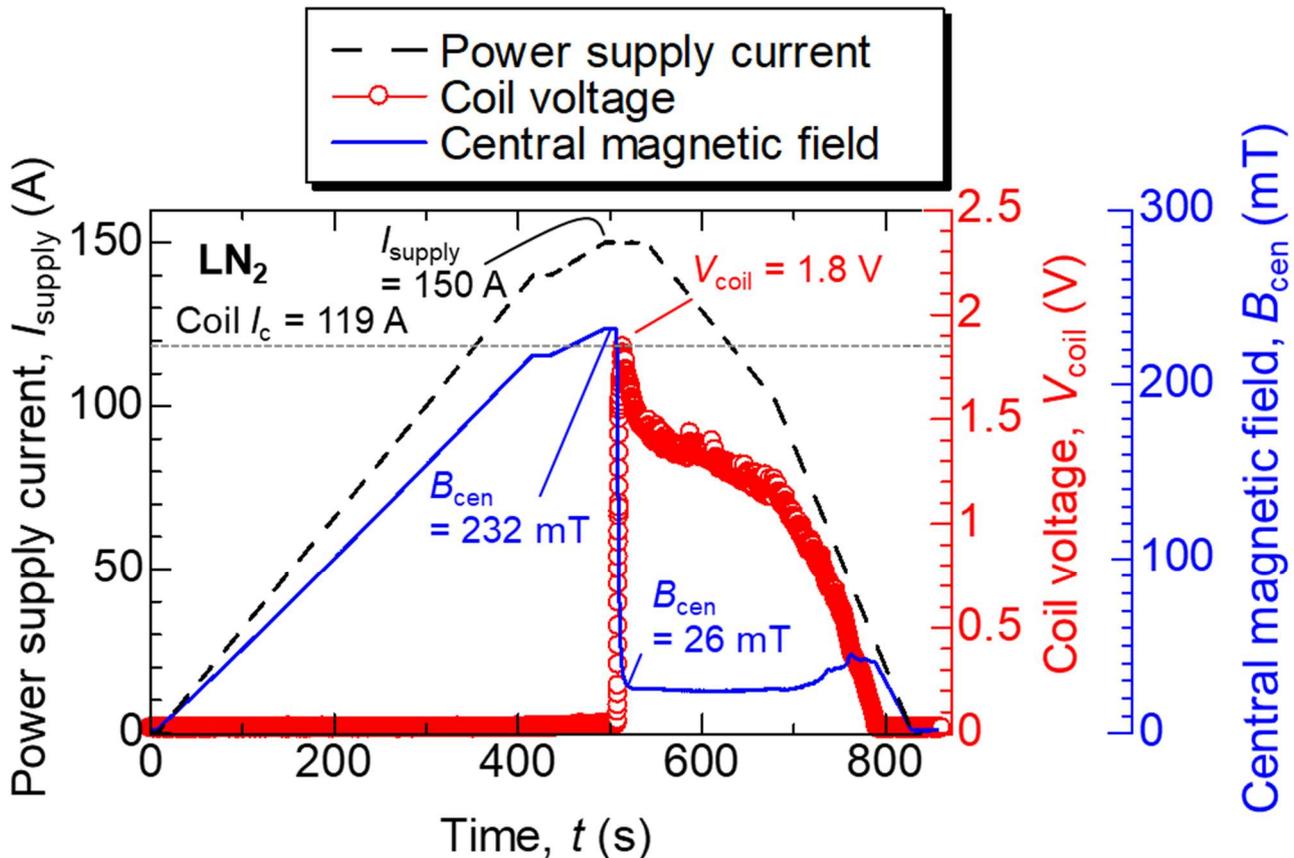


図2.15 液体窒素冷却下 LNI-REBCO コイルの過電流試験結果：概要

図 2.16(a)は、図 2.15 におけるクエンチ ( $507 \text{ s} < t < 516 \text{ s}$  の時間スケール) の間の  $I_{\text{supply}}$  およびレイヤーごとの電圧  $V_{L1}-V_{L8}$  を示している。図 2.16(b)は、図 2.16(a)のうち  $507.5 \text{ s} < t < 510 \text{ s}$  における低電圧範囲の  $V_{L1}-V_{L8}$  を、図 2.16(c)は、ホール素子により測定した軸方向磁場  $B_{\text{up}}, B_{\text{cen}}, B_{\text{low}}$  をクエンチ直前の値で正規化した  $\hat{B}_{\text{up}}, \hat{B}_{\text{cen}}, \hat{B}_{\text{low}}$  を示している。

図 2.16(a)より、クエンチは  $V_{L4}$  から始まっていることが分かる。 $I_c$  が最も低い層ではないが、巻線の中央部に位置しており冷却状態が悪いことから、この層からクエンチが始まったと考えられる。クエンチは内層と外層に伝播し、最終的には  $t = 513.2 \text{ s}$  で最外層である  $V_{L8}$  まで到達した。この間、図 2.16(b) に示すように、クエンチしていない層では電圧が立ち上がる前に負のインダクティブ電圧が観察されている。これは、巻線内部のターン同士が磁氣的に結合しており、熱伝導だけでなく磁氣的な結合によって径方向へのクエンチの伝播が加速されたことを示している。このようなターン間の磁氣的な結合によるクエンチの伝播は、1.8 節で説明した様に、NI コイルでも同様の現象が見られる。電圧増加後、各レイヤーは  $0.1-0.4 \text{ V}$  の範囲で定常状態となった。

図 2.16 (c)に示すように、 $t = 507.9 \text{ s}$  以降、クエンチの伝播に伴って  $\hat{B}_{\text{up}}, \hat{B}_{\text{cen}}, \hat{B}_{\text{low}}$  が連続的かつ均一に減衰している様子が見て取れる。 $V_{L8}$  が定常状態となった  $t = 515.0 \text{ s}$  後、 $\hat{B}_{\text{cen}}$  はクエンチ直前の 15%程度で減少が落ち着いている。 $\hat{B}_{\text{cen}}$  の平均減衰率は  $12\%/s (= (100\% - 15\%) / 7.2s)$  であった。

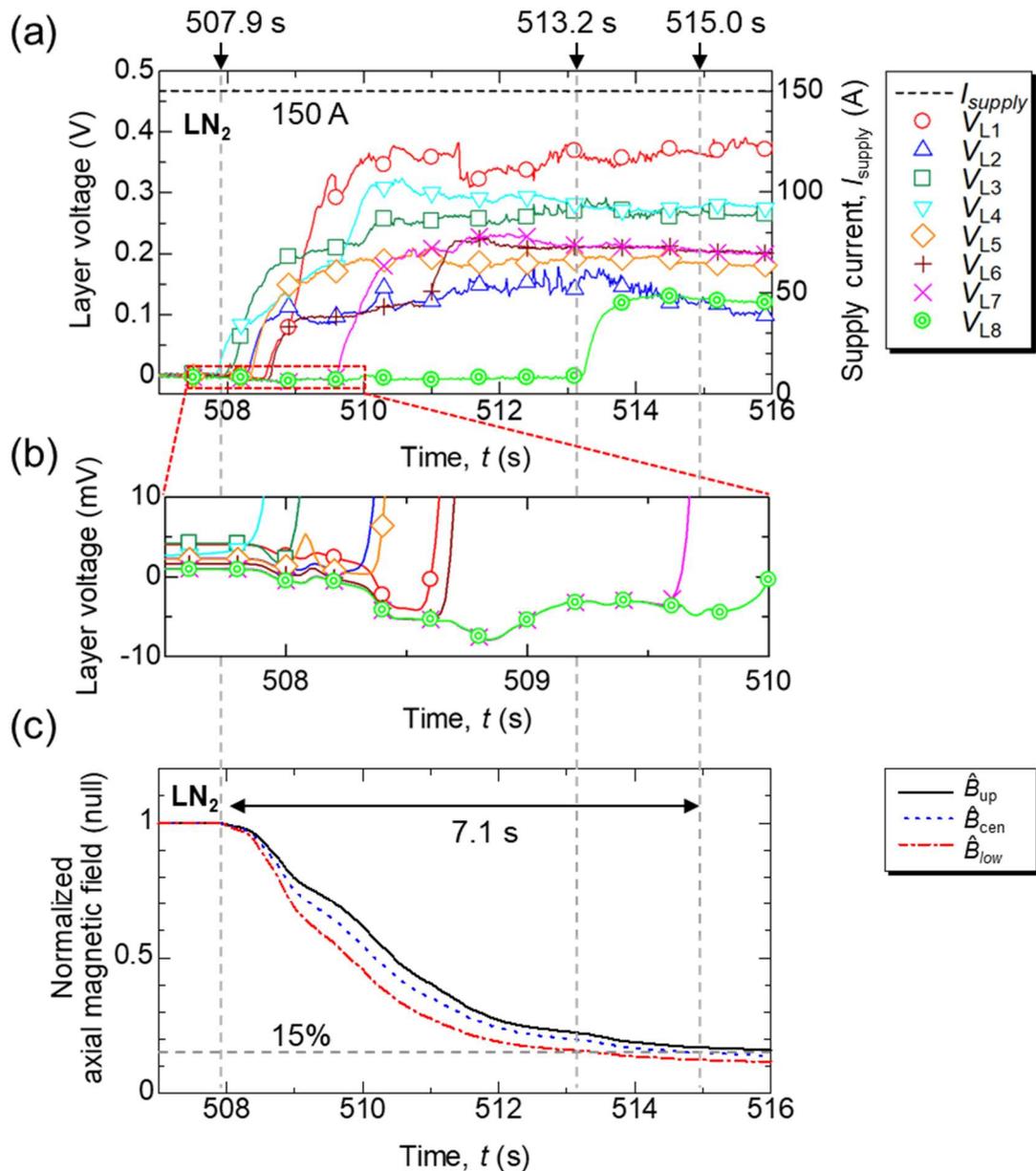


図2.16 液体窒素冷却下 LNI-REBCO コイルの過電流試験結果：(a) 電源電流，レイヤーごとの電圧，  
(b) (a)における低電圧領域拡大図，(c) 正規化した軸方向磁場

上記のような過電流試験後，コイルに再度通電して  $V_{coil}$  の  $I$ - $V$  特性を再度確認したところ，図 2.12 に示した試験前のデータと一致しており，コイルに劣化が生じていないことを確認した。すなわち，LNI-REBCO コイルのクエンチ時の電流分流特性によって，過電流試験におけるクエンチから保護されたと言える。これにより，LNI-REBCO コイルにおいて磁場遅れの短縮と，クエンチ時の電流分流特性が両立されることを確認できた。

次項からは，より実用的な温度帯（液体ヘリウム冷却 4.2 K）における磁場遅れ特性，また，より高電流密度通電時のクエンチ時の振る舞いについて観察する。

### 2.3.2.3 液体ヘリウム冷却 (4.2 K)・自己磁場下 電源遮断試験結果

液体ヘリウム冷却 (4.2 K)・自己磁場下で電源遮断試験を実施し、NMR 装置で使用される 4.2 K の極低温環境における磁場遅れ時定数を測定した。10 A 通電して電源遮断試験を実施した結果を図 2.17 に示す。なお、安定度が低い電源を使用したため、77 K 試験に比べて信号のノイズが大きく、 $R_d = 60 \text{ m}\Omega$  の小さな遮断抵抗を接続したため  $I_{\text{supply}}$  も僅かな時定数を伴って減衰しているが、 $B_{\text{cen}}$  よりも速く減衰しているため、測定した  $B_{\text{cen}}$  の減衰挙動には影響を与えないと考えられる。磁場遅れ時定数は 0.19 s であり、77 K における磁場遅れ時定数よりも約 2 倍に長くなっている。要因について、2.4 節で考察する。

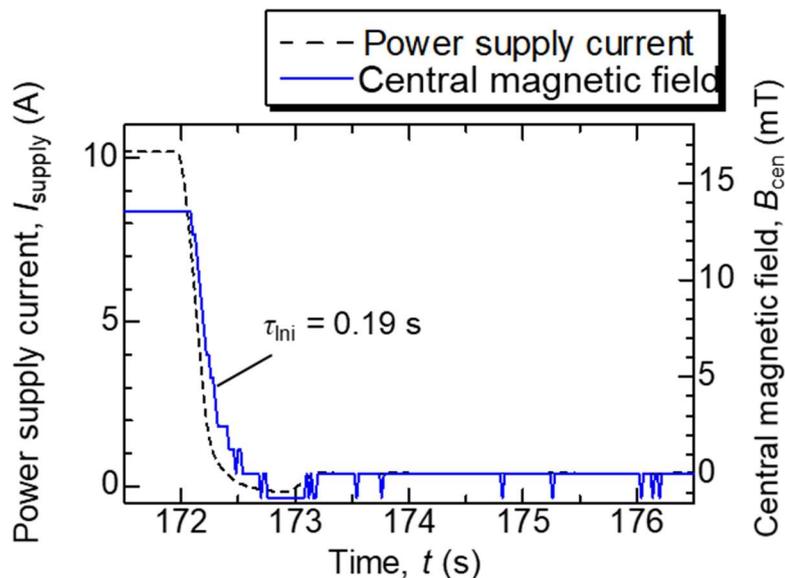


図2.17 液体ヘリウム冷却下 LNI-REBCO コイル電源遮断試験時の中心磁場の時間変動の様子

### 2.3.2.4 ガスヘリウム冷却・自己磁場下 過電流試験結果

より高電流密度における保護特性を確認するために、液体窒素よりも低温にし、コイルの  $I_c$  を増加させて高密度の電流を通電できる状態にし、過電流試験を実施した。液体ヘリウム冷却下における  $I_{c\text{-coil}}$  は表 2.2 に示す様に 1214 A であり、電源の通電限界である 1000 A を上回るため、次のようにして過電流試験を実施した。まず、LNI-REBCO コイルを液体ヘリウム中で 385 A (線材電流密度  $731 \text{ Amm}^{-2}$ ) まで通電してホールドした後、液体ヘリウムがクライオスタット内で自然蒸発してコイル温度が 4.2 K から上昇するのを待つ。クライオスタット内が温度上昇すると LNI-REBCO コイルの  $I_{c\text{-coil}}$  が減少し、 $I_{c\text{-coil}}$  が通電電流である 385 A を下回ったところで過電流によるクエンチが発生する。以上のようにしてクエンチを発生させた。

クエンチ時の信号を図 2.18 に示す。図 2.18 (a) は  $T_1$  (1 点鎖線) と  $T_2$  (2 点鎖線) の温度を示し、図 2.18 (b) は  $I_{\text{supply}}$  (破線),  $V_{\text{coil}}$  (○), 銅電極を含むコイル端子電圧  $V_{\text{ter}}$  (△) を示している。図 2.18 (c) はレイヤーごとの電圧  $V_{L1-L2}(=V_{L1}+V_{L2})$ ,  $V_{L3}-V_{L8}$ , 図 2.18 (d) は軸方向磁場をクエンチ前の値で正規化した  $\hat{B}_{\text{up}}, \hat{B}_{\text{cen}}, \hat{B}_{\text{low}}$  を示している。なお、試験前に  $V_{L1}$  および  $V_{L2}$  に何らかの異常が発生し、測定不能となったため、 $V_{L1-L2}$  の様に電圧測定範囲を変更した。 $t=2708.6 \text{ s}$  で、図 2.18 (c) に示すように  $V_{L1-L2}$  からクエンチし、電圧が発生している。図 2.18 (a) はコイルの温度  $T_{\text{coil}}$  が 56 K–68 K であったことを示しており、この温度帯まで上昇したところで  $I_{c\text{-coil}}$  が  $I_{\text{supply}}$  を下回り、クエンチが発生した。また、最内層である  $V_{L1-L2}$  が

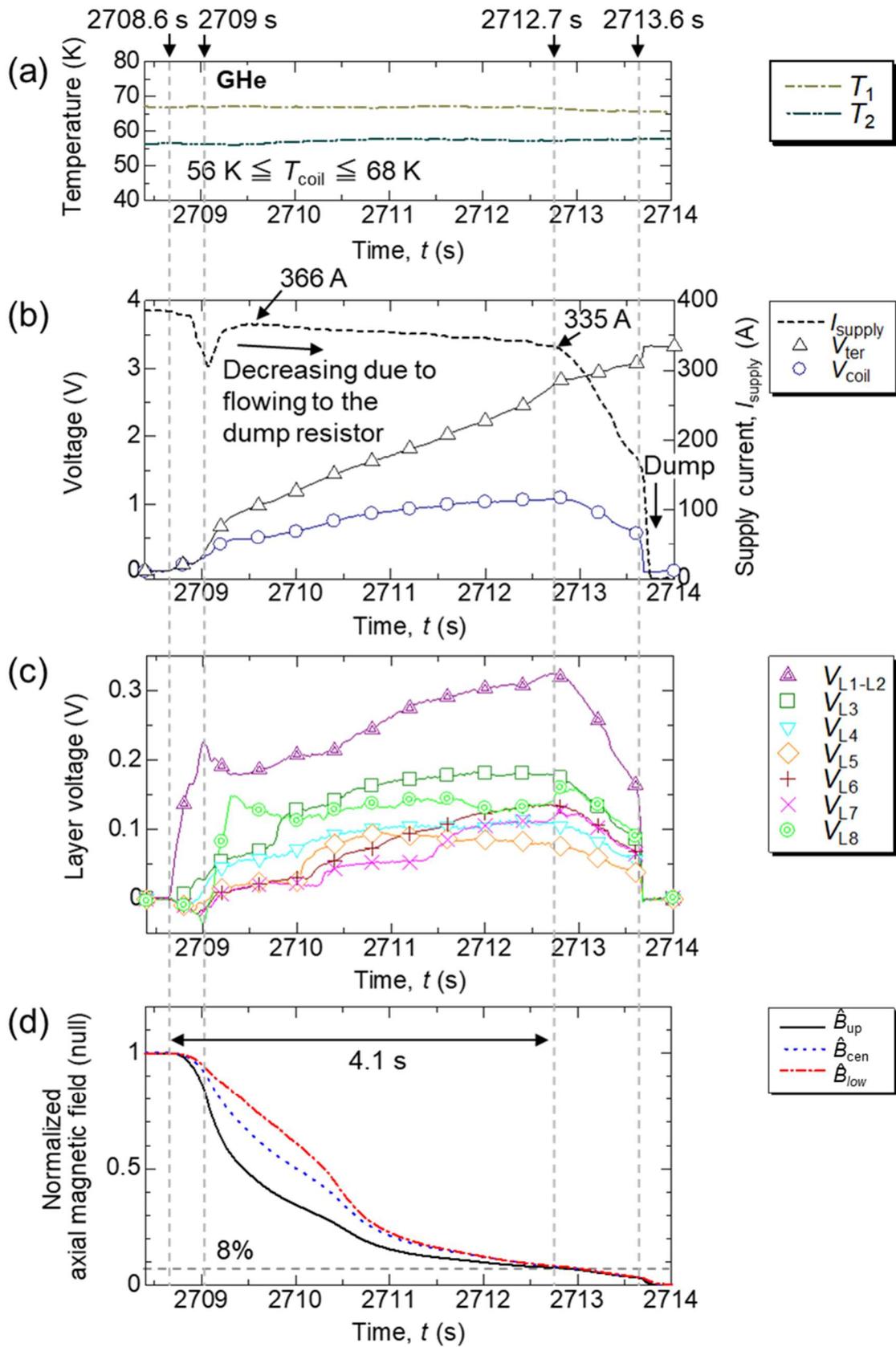


図2.18 ガスヘリウム冷却下 LNI-REBCO コイルの過電流試験結果：(a) 雰囲気温度，  
(b) 電源電流，電極間電圧，コイル電圧，(c) レイヤーごとの電圧，(d) 正規化した軸方向磁場

らクエンチしたのは、内層が内側電極におけるジュール発熱によって加熱されたためだと考えられる。図 2.18 (b)に見られる様に、 $I_{\text{supply}}$  が瞬間的に減少し、その後緩やかに減少しているが、これは電源から供給された電流の一部が常温に設置した  $60 \text{ m}\Omega$  の遮断抵抗に分流したことを示している。 $V_{L1-L2}$  のクエンチ後、クエンチは外層に伝播し、最終的には  $t = 2709 \text{ s}$  で  $V_{L8}$  に到達している。電圧の上昇に応じて、 $t = 2708.6 \text{ s}$  から磁場が減衰し始めた。コイル巻線内部で電流が銅シートに分流したと考えられる。 $\hat{B}_{\text{cen}}$  は  $4.1 \text{ s}$  で  $8\%$  まで減衰した。平均減衰率は  $22\%/s = (100\% - 8\%) / 4.1 \text{ s}$  であり、 $77 \text{ K}$  の時と比べて  $1.8$  倍速く減衰している。これは、電流密度が高いためだと考えられる。 $77 \text{ K}$  の時と比べて、減衰時の  $\hat{B}_{\text{up}}$  と  $\hat{B}_{\text{low}}$  の差が大きく、磁場減衰時の軸方向の不均一性が増加しているが、これはコイル内の温度分布が一様でないことが原因だと考えられる。自然常温していたためコイル上部の温度が高くなっており、その分  $I_c$  も低下することでコイル上部で先に電流が迂回し、 $\hat{B}_{\text{low}}$  よりも  $\hat{B}_{\text{up}}$  が大きく減衰する。図 2.18(b)に示すように、 $V_{\text{coil}}$  が常状態となった後も  $V_{\text{ter}}$  は増加し続け、最終的に  $t = 2713.6 \text{ s}$  で  $V_{\text{ter}}$  が急激に上昇し、過電圧が発生して電源が遮断された。

実験後コイルを取り出して観察すると、図 2.19 に示すように、最内層の線材と電極の間のブリッジ部が焼損していることが判明した。これは NI レイヤー巻コイルでも同様の現象が確認されており[2.10]、電極との接続部は電流の迂回経路が無いため、この箇所がクエンチした時に焼損に至ってしまう。

焼損部分を、新しい REBCO 線材を用いて半田接続して修復した後、液体窒素冷却・自己磁場下で再度通電して  $V_{\text{coil}}$  の  $I$ - $V$  特性を再度確認した。図 2.20 に示すように、試験前の特性と一致し、コイルに劣化が生じていないことを確認した。すなわち、 $731 \text{ Amm}^{-2}$  の高電流密度通電時にクエンチが生じてても、コイルがクエンチから保護されることを実証した。一方で、コイルの接続部においても焼損しないように、接続部分の電流容量を増やす、もしくは電流の迂回経路を用意するなどの対策が必要である。

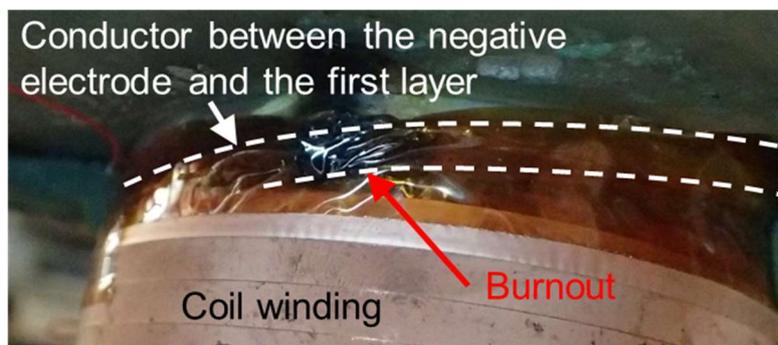


図2.19 ガスヘリウム冷却下過電流試験におけるクエンチによって生じた最内層と電極の間のブリッジ部における焼損

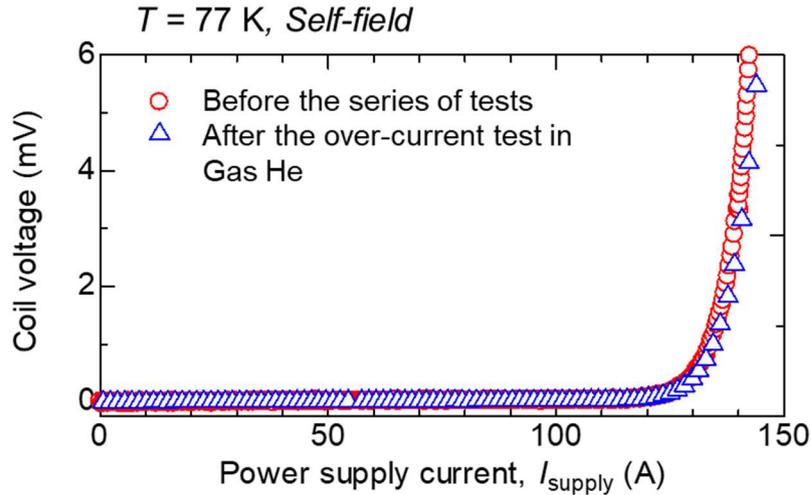


図2.20 一連の試験前後の液体窒素冷却・自己磁場下におけるコイル  $I$ - $V$  特性の比較

## 2.4 考察：電気等価回路モデルによる LNI-REBCO コイルの巻線内接触抵抗率の推定

LNI-REBCO コイルにおいても、巻線内部の線材と銅シート間に接触抵抗  $R_c$ 、および接触抵抗率  $\rho_{ct}$  が存在する。 $R_c$  と  $\rho_{ct}$  の関係は、NI レイヤー巻コイル同様 (2.1)式で表せる。ここでは、図 2.9(b)で示した電気等価回路図をもとに数値解析モデルを構築し、 $\rho_{ct}$  を推定した。

LNI コイルにおいては、 $R_c$  に加えて銅シートの抵抗  $R_{sht}$  が付随する。 $R_{sht}$  は次式で表される。

$$R_{sht} = \rho_{cu} \frac{w}{ld_{sht}} \quad (2.7)$$

ここで、 $d_{sht}$  は銅シートの厚さである。銅シートの抵抗率  $\rho_{cu}$  は、77 K の試験に対しては実際に使用した銅シートを用いて液体窒素中 4 端子法で測定した実測値 3.56 n $\Omega$ m を、4.2 K の試験に対しては[1.88]より 0.16 n $\Omega$ m を使用した。

図 2.9(b)の回路に対してキルヒホッフの法則を用いて立式し、時間  $t$  に対して後退差分をとることで、LNI コイルの回路方程式は、NI レイヤー巻コイル同様に以下の行列式で表される。詳細な立式は Appendix D で示す。

$$[C_{lmi,1}]\{I_\theta(t)\} = [C_{lmi}] \{I_\theta(t - dt)\} \quad (2.8)$$

以上のような電気等価回路モデルを用いて解析した結果と、図 2.14 の 77 K における電源遮断時の磁場減衰波形が一致する様に、線材と銅シート間の接触抵抗率  $\rho_{ct}$  をフィッティングした。図 2.21 に示す様に、77 K においては  $\rho_{ct} = 25,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  で解析結果と実験結果が良く一致している。この値は、NI コイルのターン間接触抵抗率の代表的な値 70  $\mu\Omega\text{cm}^2$  や 2.1.2 節で推定した NI レイヤー巻 REBCO コイルの接触抵抗率 100  $\mu\Omega\text{cm}^2$  よりもかなり大きな値である。なお、構築した電気等価回路モデル上で  $\rho_{ct} = 100 \mu\Omega\text{cm}^2$  とし、数値解析を実施したところ、磁場遅れ時定数は 0.87 s となった。同じ接触抵抗率でも、NI レイヤー巻 REBCO コイルに比べて 3 桁短縮されている。よって、LNI 法の回路構造によって磁場遅れが大幅に短縮し、接触抵抗が増加したことで磁場遅れがさらに短縮されたと言える。接触抵抗率が大きくなった原因は未だ明らかになっておらず、現在調査中である。また、図 2.17 の 4.2 K における電源遮断試験結果に対して  $\rho_{ct}$  をフィッティングしたところ、 $\rho_{ct} = 11,500 \mu\Omega\text{cm}^2$  と推定された。この値は 77 K における接触抵抗率の約 1/2 である。これは、線材と銅シート間の接触を構成する銅の金属抵抗が極低温下で小さ

くなるためだと考えられる。一方で、4.2 Kにおける銅の抵抗は、77 Kにおける抵抗値よりも1桁小さくなるが、 $\rho_{ct}$ は1/2程度にしか小さくなっていない。これは、接触抵抗が銅の金属抵抗以外の要因にも支配されていることを示唆している。

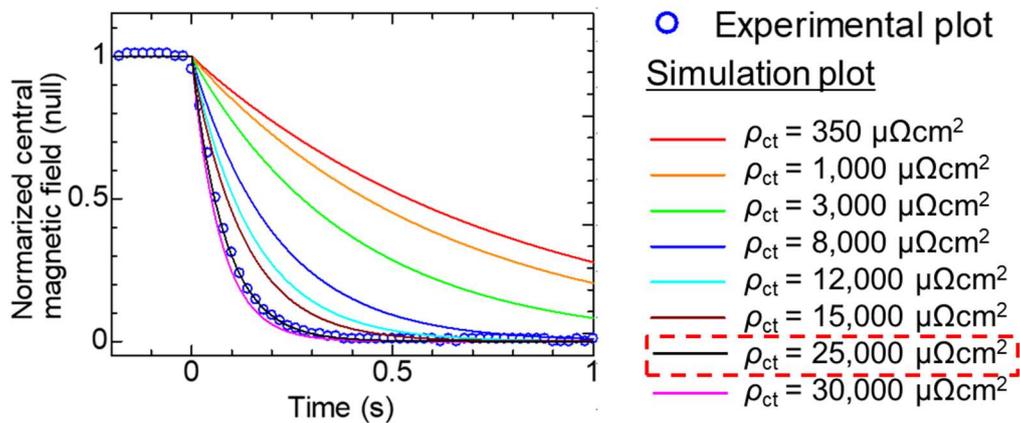


図2.21 電源遮断試験の実験結果と解析結果との比較、および  $\rho_{ct}$  のフィッティング

## 2.5 考察：1.3 GHz NMR 装置に適用した際の LNI-REBCO コイルの磁場遅れの推定

構築した電気等価回路モデルを用いて、LNI-REBCO コイルの磁場遅れ時定数のスケール則を明らかにした。図 2.22(a)に軸方向のターン数と磁場遅れ時定数の関係を、図 2.22(b)に径方向のレイヤー数と磁場遅れ時定数の関係を示す。LNI-REBCO コイルの磁場遅れは径方向のレイヤー数と軸方向のターン数にそれぞれ比例することが分かる。このスケール則と、試験コイル（1 レイヤー当たり 16 ターン×8 レイヤー）の 4.2 K における時定数 0.19 s から、1.3 GHz NMR 装置内層 REBCO コイル（1 レイヤー当たり 120 ターン×128 レイヤー）に LNI 法を適用した際の磁場遅れ時定数を推定すると、 $0.19 \times (120/16) \times (128/8) = 22.8$  s となる。NMR 測定ができる 0.01ppm/h となるまでの時間は、2.1.3 項で説明した NI レイヤー巻 REBCO コイルの場合と同等の計算より、約 9 min と推定され、実用的な時間だと言える。NI レイヤー巻 REBCO コイルから、LNI-REBCO コイルにすることで、1.3 GHz NMR 装置内層 REBCO コイルの磁場変動が 0.01ppm/h となるまでの時間を 5 桁短縮できたと言える。

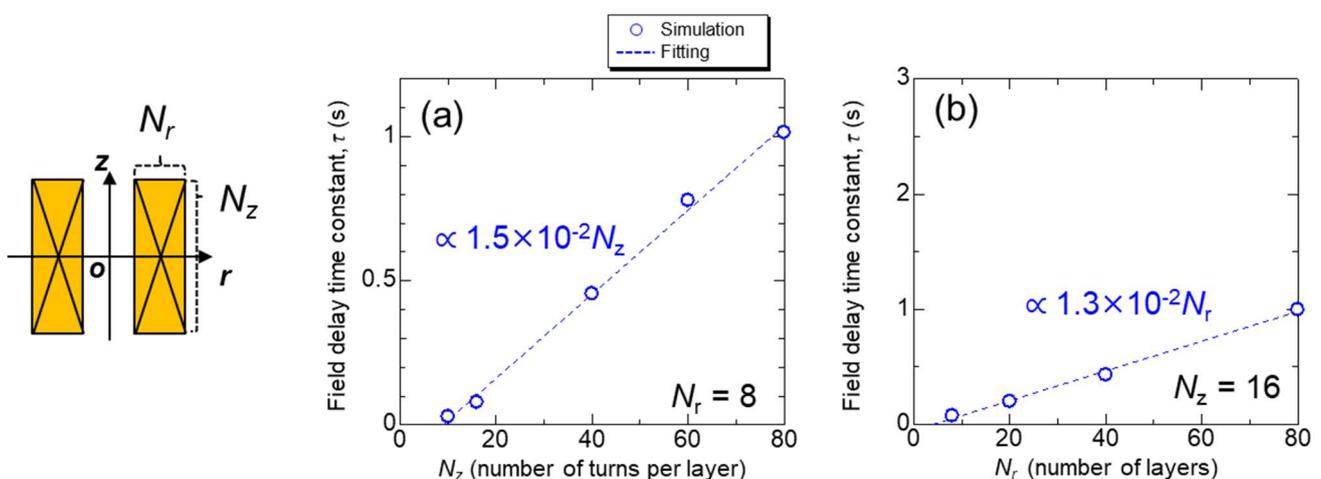


図2.22 LNI-REBCO コイルの磁場遅れ時定数のスケール則。

(a) 軸方向のターン数と時定数の関係、(b) 径方向のレイヤー数と時定数の関係。

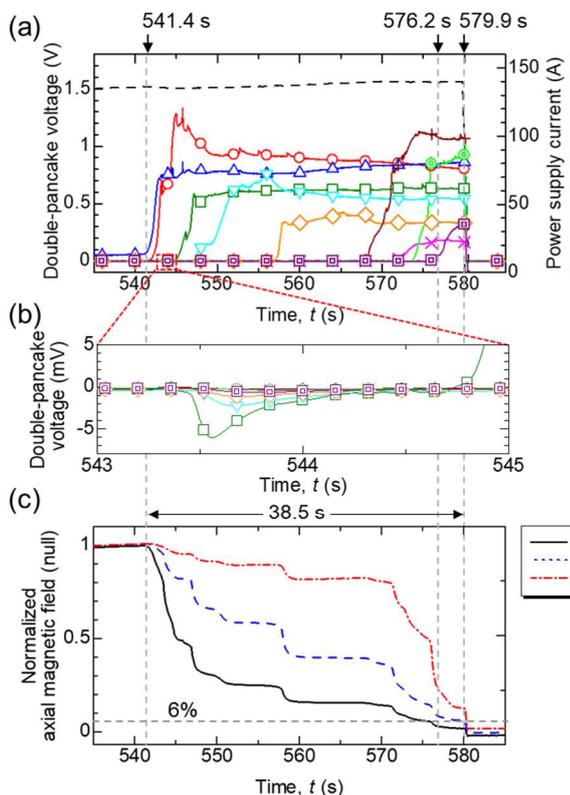
## 2.6 考察：LNI-REBCO コイルと NI パンケーキ巻 REBCO コイルの比較

2.3.2.2 項で液体窒素冷却・自己磁場下における、LNI-REBCO コイルのクエンチ時の挙動を観察したが、これを NI パンケーキ巻 REBCO コイルのクエンチ時の挙動と比較することで、LNI-REBCO コイルの特徴的な振る舞いを明らかにする。図 2.1(b), 表 2.1(b)に示した NI パンケーキ巻 REBCO コイルを用いて、液体窒素冷却・自己磁場下において過電流試験を実施した。なお、このコイルは 2.3 節で使用した LNI-REBCO コイルとほぼ同じ形状である。

図 2.23(a)はクエンチ時の  $I_{\text{supply}}$  と円盤状のパンケーキコイルごとの電圧  $V_{\text{DP1}}-V_{\text{DP9}}$ (コイル上部-下部), (b)は  $543 \text{ s} < t < 545 \text{ s}$  における低電界領域の  $V_{\text{DP1}}-V_{\text{DP9}}$ , (c)は軸方向磁場をクエンチ前の値で正規化した  $\widehat{B}_{\text{up}}, \widehat{B}_{\text{cen}}, \widehat{B}_{\text{low}}$  を示す。クエンチは、 $0.26 \text{ A/s}$  の速度で  $140 \text{ A}$  まで励磁している際、 $t=541.4 \text{ s}$  ( $I_{\text{supply}}=136.5 \text{ A}$ ) において発生した。 $V_{\text{DP2}}$  が急激に上昇して  $0.75 \text{ V}$  でピークに至り、その後クエンチは上部・下部のパンケーキコイルに伝播し、 $t=576.2 \text{ s}$  で  $V_{\text{DP9}}$  まで到達した。なお、この間も  $I_{\text{supply}}$  は  $0.26 \text{ A/s}$  の速度で上昇しており、 $t=570.0 \text{ s}$  で  $140 \text{ A}$  に達し、ホールドしている。パンケーキコイルごとの電圧が立ち上がるにつれて、他のパンケーキコイルにおいて負のインダクティブ電圧が生じている様子が分かる (図 2.23 (b) 参照)。特に、電圧が立ち上がったパンケーキコイル接したパンケーキコイルにおいて大きなインダクティブ電圧が生じている。一方で、インダクティブ電圧が発生した後、しばらくしてから隣接したパンケーキコイルがクエンチしているため、パンケーキコイル間は磁気的な結合によってクエンチが伝播しているというよりは、熱的にクエンチが伝播していると言える。[2.11]では、NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおいて、磁気的な結合によってクエンチがパンケーキコイル間を伝播している様子が報告されており、本コイルは異なる振る舞いを示している。これは本コイル試験の運転温度が  $77 \text{ K}$  と高く、通電電流値も比較的低いことが影響していると考えられる。図 2.23 (c)が示す様に、クエンチの間、磁場は軸方向に不均一に減少している様子が分かる。最終的に、 $\widehat{B}_{\text{cen}}$  は  $t=579.9 \text{ s}$  で 6%まで減衰し、電源の過電圧保護機能によって電流供給が遮断された。

比較のために、LNI-REBCO コイルのクエンチ時の振る舞い (図 2.16(a)-(c)) を、スケールを合わせて再度図 2.23(d)-(f)に示す。同形状のコイルであり、通電電流値も同等の値であるが、クエンチ時のコイルの振る舞いは大きく異なることが分かる。NI パンケーキ巻 REBCO コイルでは、パンケーキコイル間でクエンチが伝播し辛く、 $38.5 \text{ s}$  かけて  $\widehat{B}_{\text{cen}}$  が 6%まで減衰するが、LNI-REBCO コイルの場合はレイヤー間をクエンチが素早く伝播し、 $7.1 \text{ s}$  で  $\widehat{B}_{\text{cen}}$  が 15%まで減衰している。図 2.23(a)は、 $z$  軸方向パンケーキ間の一次元的伝播の様子、図 2.23(d)は  $r$  軸方向レイヤー間の一次元的伝播の様子を表しているため、両グラフを明確に比較することはできないが、軸方向の磁場分布を示す図 2.23(c), 図 2.23(f)を比較すると、LNI-REBCO コイルでは、軸方向に比較的均一に磁場が減衰しており、常伝導電圧が発生して電流が分流した領域 (電流分流領域) が  $z$  軸方向に素早く広がっていることを示している。NI パンケーキ巻 REBCO コイルは、 $z$  軸方向に不均一に磁場が減衰している。NI パンケーキ巻コイルのクエンチの伝播 (すなわち電流分流領域の伝播) は、1.8 節で説明した通り、ターン間の磁気的な結合によって加速される。 $z$  軸方向に隣接するターンよりも、 $r$  軸方向に隣接するターンの方が、物理的距離が近く磁気的結合が強くなるため、 $r$  軸方向に電流分流領域は伝播しやすい。一方で、磁気的結合の関係は幾何形状で定まるため、LNI-REBCO コイルにも同様のことが言える。 $z$  軸方向に速く伝播しているということは、磁気的結合以外に、電流分流領域領域の伝播を加速させる要因が存在することを示唆している。このような軸方向に速い伝播は、電流分布の軸方向の不均一性を抑えることができるため、有利な特性である。

## NI REBCO pancake-wound coil (LN<sub>2</sub>)



## LNI-REBCO coil (LN<sub>2</sub>)

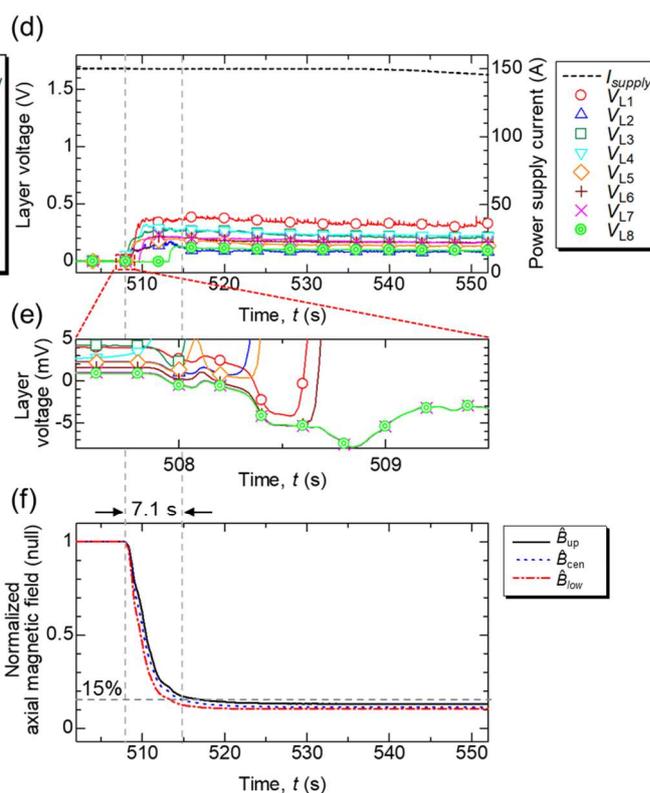


図2.23 過電流クエンチ時のコイル信号の比較。(a)–(c) NI パンケーキ巻 REBCO コイル，  
(d)–(f) LNI-REBCO コイル

## 2.7 小括

本章では、No-Insulation (NI) 法をレイヤー巻 REBCO コイルに適用するために、NI レイヤー巻 REBCO コイルの欠点である長い磁場遅れのメカニズムを明らかにし、対策手法として intra-Layer No-Insulation (LNI) 法という新たな巻線手法を考案した。また、試験サイズの LNI-REBCO コイルを製作して通電試験を実施し、LNI 法の有効性を実証した。具体的には以下の通りである。

- NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れは、同形状の NI パンケーキ巻 REBCO コイルと比較して 3 桁長くなることを実験的に明らかにした。
- 数値解析を用いて、NI レイヤー巻 REBCO コイルの励磁中の電流分布を詳細に分析し、レイヤー間に形成される軸方向に長い閉回路が長い磁場遅れの原因であることを明らかにした。
- 数値解析を用いて NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数に対するスケール則を明らかにし、1.3 GHz NMR 装置の内層コイルに NI レイヤー巻 REBCO コイルを適用した場合、磁場変動が NMR 測定するために必要な精度である 0.01 ppm/h 以下になるためには、磁場遅れによって 89 日待つ必要があることを明らかにした。非実用的な値であり、NI レイヤー巻 REBCO コイルは 1.3 GHz NMR 装置には適用できない。

- ・ 対策手法として、LNI法を考案した。絶縁を施していない線材をレイヤー巻線する際に、毎レイヤー間に絶縁シートを挿入してレイヤー間の電氣的接続を断ち切り、同時に銅シートを挿入することでレイヤー内ターン同士を電氣的に接続し、短い磁場遅れとクエンチ時の電流分流特性を両立することができる。実際に、LNI-REBCOコイルを製作し、NIレイヤー巻REBCOコイルに比べて磁場遅れが3桁短縮されること、700 A/mm<sup>2</sup>級の高電流密度でクエンチが発生しても、電流が銅シートに分流し、コイルが保護されることを実験的に明らかにした。
- ・ 電気等価回路モデルによる数値解析を用いて、LNI-REBCOコイルを1.3 GHz NMR装置の内層コイルに適用した場合、磁場変動がNMR測定するために必要な精度である0.01 ppm/h以下になるために必要な時間は9 min程度であることを明らかにした。NMR装置として十分実用的な時間である。
- ・ 同形状のLNI-REBCOコイルとNIパンケーキ巻REBCOコイルのクエンチ時の振る舞いを実験によって比較し、LNI-REBCOコイルはクエンチ時に、磁場が素早くかつz軸方向に均一に減衰することを明らかにした。これは、電流分流領域がNIパンケーキよりも素早くz軸方向に伝播することを示し、ターン間の磁氣的結合以外の要因で伝播が加速していることを示唆している。

## 第2章参考文献

- 
- [2.1] W.D. Markiewicz *et al.*, "Quench analysis of pancake wound REBCO coils with low resistance between turns." *Supercond. Sci. Technol.*, 29(2), 25001 (2015).
- [2.2] S. Noguchi, "Electromagnetic, Thermal, and Mechanical Quench Simulation of NI REBCO Pancake Coils for High Magnetic Field Generation." *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 29(5), 1–7 (2019).
- [2.3] 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. 035012, (2013).
- [2.4] 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, pp. 4–7, (2016)
- [2.5] K. Yamagishi *et al.*, "Current transport characteristics of intermediate-grown superconducting (iGS) joint between REBCO coated-conductors in external magnetic fields at 77 K, 50 K and 4.2 K" presented at *ASC2018*, 4LPo1G-05, (2018).
- [2.6] 貿易統計
- [2.7] T. Sung 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).
- [2.8] M. Bonura, C. Barth, A. Joudrier, J. F. Troitino, A. Fête and C. Senatore, "Systematic Study of the Contact Resistance Between REBCO Tapes: Pressure Dependence in the Case of No-Insulation, Metal Co-Winding and Metal-Insulation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, pp. 1-5, Aug. (2019).
- [2.9] 株式会社フジクラ, 公表資料  
<https://www.fujikura.co.jp/products/newbusiness/superconductors/01/superconductor.pdf>
- [2.10] 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, pp. 4–7, (2016).
- [2.11] J. Bin Song, S. Hahn, T. Lécrevisse, J. Voccio, J. Bascuán, 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, p. 114001, (2015).

## 第3章 LNI-REBCO コイルの強磁場中クエンチ試験

### 3.1 背景：NI パンケーキ巻 REBCO コイルの強磁場中クエンチによる機械的損傷

1.8 節で述べたように、NI パンケーキ巻 REBCO コイルはクエンチからコイルを熱的に保護する特性を有しており、第2章では、LNI-REBCO コイルもクエンチから熱的に保護されることを示した。一方で、1.3 GHz NMR 装置に実装するためには、高電流密度・強磁場中におけるクエンチからコイルが保護されることを実証する必要がある。近年、実用スケールの NI パンケーキ巻 REBCO コイルが開発される中で、強磁場中におけるクエンチによって、コイルが機械的に損傷する事例が報告された。実用スケールの NI パンケーキ巻 REBCO コイルのクエンチ事例[3.1]-[3.8]を表 3.1 に示す。現在、NI パンケーキ巻 REBCO コイルのクエンチ時の機械的損傷の事例は2件報告されている。米国高磁場研 (MagLab) の研究グループより報告されている事例[3.6]によると、外層 LTS コイルで 6 T、内層 NI パンケーキ巻 REBCO コイルで 13 T の中心磁場を発生している際に外層 LTS コイルがクエンチしたところ、図 3.1 のようなコイルの損傷が報告されている。MIT の研究グループより報告されている事例[3.7], [3.8]では、図 3.2 のような 3 層構造となっている NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおいて、17.9 T の中心磁場を発生している際にクエンチが生じ、損傷したことが報告されている。

表 3.1 実用スケール NI パンケーキ巻 REBCO コイルクエンチ事例

Institution (Country)	Type	I.D./O.D./Height (mm)	$I_{op}$ (A)	Energy (kJ)	$B_{ex}$ (T)	$B_{cen}$ (T)	Survive?	Ref.
MIT (US)	NI DP	78 / 102 / 158	312	25.4	0	9	✓	[3.1]
MIT/SuNA/MagLab (US/KR)	NI DP	35 / 172 / 298	235	353	0	25.6	✓	[3.2], [3.3]
LNCMI (FR)	MI DP	50 / 109 / 255	322	44.3	18 (Resi.)	32.5	✓	[3.4]
MagLab (US)	NI DP	14 / 34 / 53	245.3	1.5	31 (Resi.)	45.5	?	[3.5]
MagLab (US)	NI DP	58 / 114 / 233	216	231 (w/ LTS)	6 (LTS)	19 (LTS que.)	×	[3.6]
MIT (US)	NI DP	91 / 211 / 466	251.3	656	0	17.93	×	[3.7], [3.8]



図3.1 13 T NI パンケーキ巻 REBCO コイルと外層 6 T LTS コイルクエンチ後のコイルの損傷[3.6]



図3.2 18 T NI パンケーキ巻 REBCO コイル[3.8]と 17.9 T クエンチ後のコイルの損傷[3.7]

このような機械的損傷は、クエンチ時の不均一な電流分布に起因する電磁力が原因だと考えられている[3.6],[3.7]。通常の健全なコイルに印加される電磁力は、1.7節、図 1.14 に示した通り、フープ応力と軸圧縮応力であるが、NI コイルがクエンチした際には、図 3.3 に示す 3 種類の電磁力が発生すると考えられている。詳細はそれぞれ以下の通りである。

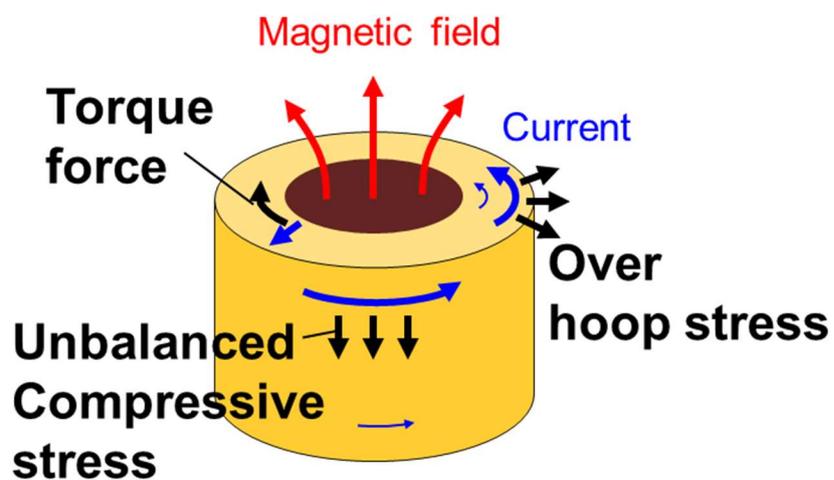


図3.3 NI コイルがクエンチした際に発生する電磁力

- ・ 過剰フープ応力

NI コイルの場合、クエンチしたターンでは周方向電流が減衰するため、隣接する健全ターンに誘導電流が発生し、運転電流よりも大きな周方向電流が流れる。これによって設計値以上の過剰なフープ応力が発生し、線材の不可逆フープ歪 (0.47–0.72%[3.9]) 以上の歪が加わった場合は線材が塑性変形して劣化してしまう。Noguchi[3.10]による数値解析によると、20 T の外部磁場中で NI パンケーキ巻 REBCO コイル (内径 60 mm, 6 T) がクエンチすると、最大約 1.2% のフープ歪歪が線材に印加されることが示されている。MIT の研究グループのクエンチ事例では、図 3.2 中に示した用に線材に波打ちのような塑性変形が見られ、この種の過剰なフープ応力がクエンチ時に発生した結果このような劣化に至ったと考えられている[3.7]。

- ・ 不均一な軸圧縮応力

健全なコイルの場合、コイルにかかる軸圧縮応力は  $z=0$  の中立面 (ミッドプレーン) を対称につり合うが、例えば NI コイル下部でクエンチが生じてコイル下部の周方向電流だけ減衰した場合、軸圧縮応力のつり合いのバランスが崩れてコイルを軸方向に移動させる向きに力が働く。特に、複数コイルを挿入した系であると、電磁力のソースとなる  $z$  軸方向の磁場が外層コイルによって維持されるため、これが顕著になる。MagLab の研究グループのクエンチ事例では、この種の力が発生してコイルが移動し、図 3.1 に示す様にコイルと電極との接続部が破壊、またコイルか端部に設置した黄銅の支持材が変形したと考えられている[3.5]。また、同グループの Kabindra ら[3.3]による数値解析によると、クエンチ時に最大 119 kN ( $\approx 12$  tf) の軸方向の力がコイル全体に印加されたと報告されている。MIT のクエンチ事例においても、図 3.2 右列に示す様に、コイルが軸方向に移動し、支持材との固定用のボルトが切断されたと考えられている[3.7]。

- ・ トルク

NI コイルでは、クエンチ時に  $r$  軸方向に電流  $I_r$  が流れる。具体的には、Noguchi ら[3.11]の数値解析によって REBCO 線材エッジの銅メッキ部を電流が流れると考えられている。この  $I_r$  と軸方向磁場  $B_z$  が作用し、コイル周方向に回転力 (トルク) が発生する[3.12]。MIT のクエンチ事例において、この種のトルク力が発生したため、図 3.2 に示す様に、コイルの位相がずれたと考えられる[3.7]。コイルの径が大きくなるとトルクも増加し、内半径 1000 mm の NI パンケーキ巻 REBCO コイルが 10 T の外部磁場下で 500 A の電流通電時にクエンチが生じると、最大で 50 Nm 程度のトルクがコイルに負荷されることが、Noguchi ら[3.12]による数値解析で明らかになっている。

NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおける、クエンチによる機械的な損傷と、クエンチ時の電磁力について紹介した。この種の電磁力は LNI-REBCO コイルでも発生すると考えられ、1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置に LNI-REBCO コイルを適用するためには、強磁場下における保護特性を実験的に検証することが必須だと言える。以上より、LNI-REBCO コイルを用いて外部磁場中におけるクエンチ試験を実施した。試験は、20 T 級の磁場環境下と、30 T 級の磁場環境下で実施した。それぞれ説明する。

## 3.2 20 T 級クエンチ試験 方法

### 3.2.1 試験用小口径 LNI-REBCO コイル

本試験では、低コストに強磁場試験を実施するために、巻線内径を  $\phi 18\text{ mm}$  に絞った小口径 LNI-REBCO コイルを製作した。製作したコイルを図 3.4(a) に示す。巻線内径が小さいコイル程、少ない巻数・短い線材長で強磁場を発生することができる。コイルの諸元を表 3.2 に示す。REBCO 線材 (SuperPower, SCS4050-AP) を  $0.5\text{ kgf}$  の巻線張力で超伝導層を内側にしてレイヤー巻線している。総ターン数は  $1603.86$  ターン (1 レイヤー当たり  $\sim 9$  ターン  $\times 180$  レイヤー) である。総線材長  $212.9\text{ m}$  の 1 本の線材で巻線しているため、巻線内部に接続部は無い。巻線部の断面模式図を図 3.4(b) に示す。LNI 法を適用するために、PET ( $18\text{ }\mu\text{m}$ ) と銅 ( $8\text{ }\mu\text{m}$ ) を接着した厚さ  $26\text{ }\mu\text{m}$  の複合シートを、銅面を内側に向けて全レイヤー間に挿入した。巻線後、機械補強の目的で、コイルをパラフィンワックスで含浸し、さらに Ni 合金テープ線 (幅  $4.0\text{ mm}$ , 厚さ  $25\text{ }\mu\text{m}$ ) を巻線張力  $0.5\text{ kgf}$  で最外層から 12 レイヤー巻線 (オーバーバンド) している。なお、2.3 節の試験で生じたような、電極とコイルの接続部における焼損を防ぐため、内側の電極 (陰極) は巻き枠の一部と一体化させ、外側の電極 (陽極) との接続部には同種の REBCO 線材を 3 枚半田で貼り合わせて、電流容量を増大させた。

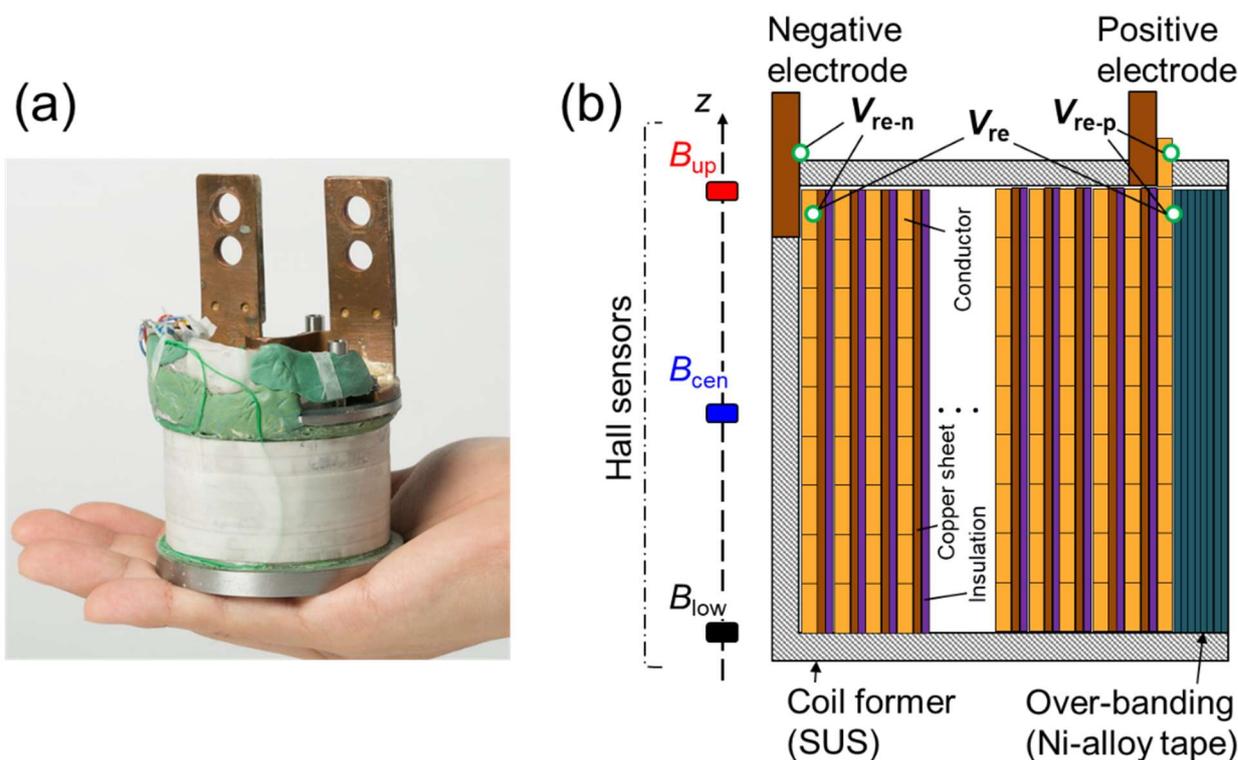


図3.4 (a) 製作した小口径 LNI-REBCO コイル, (b) コイルの断面模式図

表 3.2 製作した小口径 LNI-REBCO コイルの諸元

	Unit	LNI-REBCO coil
REBCO conductor	-	SuperPower, SCS4050-AP
Bare conductor width	mm	4.03
		0.097
Bare conductor thickness	mm	(50 $\mu\text{m}$ -thick Hastelloy / 20 $\mu\text{m}$ -thick copper electroplating)
Minimum conductor critical current in self-field at 77 K	A	178
Winding inner diameter	mm	17.6
Winding outer diameter	mm	67.0
Winding thickness	mm	24.7
Winding height	mm	40.1
Inter-layer material	-	Copper (8 $\mu\text{m}$ ) / PET (18 $\mu\text{m}$ ) laminated sheet
Number of turns	-	1603.86 (~9 turns $\times$ 180 layers)
Total conductor length	m	212.9
Impregnation material	-	Paraffin wax
Over-banding material	-	Ni-alloy tape
Over-banding thickness (total)	mm	2.1
Coil constant	mTA <sup>-1</sup>	35.10
Self-inductance	mH	47.95

### 3.2.2 液体窒素冷却 (77 K) ・ 自己磁場下 通電特性

小口径 LNI-REBCO コイルに使用した SuperPower 社製の REBCO 線材, SCS4050-AP は, 超伝導層に人工ピンを導入しており, 図 3.5(a)に示すように 77 K ・ 低磁場中において特異な  $I_c$  の磁場角度依存性を示す [3.13]。なお, テープ面に対して平行な方向を 0°としている。人工ピンが導入されていないフジクラ社製の REBCO 線材と異なり, 0°と 90°の角度で  $I_c$  のピークを有するダブルピーク構造となる。このため, コイルの 77 K における巻線内部の最低  $I_c$  (コイル臨界電流値  $I_{c\text{-coil}}$ ) を推定するためには, この磁場角度依存性と磁場分布を考慮して計算する必要がある。このようなダブルピークを有する磁場角度依存性は Hilton ら [3.14]により提案された次式で定式化できる。

$$I_c(B, \theta) = \frac{k_0}{(B + \beta_0)^{\alpha_0}} + \frac{k_1}{(B + \beta_1)^{\alpha_1}} \times [\omega_1^2(B) \cos^2(\theta - \varphi_1) + \sin^2(\theta - \varphi_1)]^{-1/2} \\ + \frac{k_2}{(B + \beta_2)^{\alpha_2}} \times [\omega_2^2(B) \cos^2(\theta - \varphi_2) + \sin^2(\theta - \varphi_2)]^{-1/2} \quad (3.1)$$

$$\omega_1(B) = c_1 \left[ B + \left( \frac{1}{c_1} \right)^{5/3} \right]^{3/5} \quad (3.2)$$

$$\omega_2(B) = c_2 \left[ B + \left( \frac{1}{c_2} \right)^{5/3} \right]^{3/5} \quad (3.3)$$

ここで,  $k_0, k_1, \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \beta_0, \beta_1, \beta_2, \varphi_1, \varphi_2, c_1, c_2$  はそれぞれフィッティングパラメータであり, 図 3.5(a)の SuperPower 社製 REBCO 線材のデータにフィッティングした結果を表 3.3 に示す。得られた式で  $I_c$  の磁場角度依存性を描画すると図 3.5(b)の様になる。なお, 測定したサンプルの 77 K ・ 自己磁場下での線材  $I_c = 164$  A で正規化している。正規化した図 3.5(a)の測定データをプロットで併せて示しているが, (3.1)式と表 3.3 のパラメータで良く再現できている。

Appendix A で説明する手法を用いて, REBCO コイル内部の磁場分布を計算し, (3.1)式と表 3.3 のパラメータ, 小型 LNI-REBCO コイルに使用した REBCO 線材の  $I_c = 178$  A を用いて  $I_{c\text{-coil}}$  を計算した結果, 通電電流  $I_{op}$  ごとの  $I_{c\text{-coil}}$  は図 3.6(a)の様になる。37 A 通電時に  $I_{op} = I_{c\text{-coil}}$  となるため, この電流値から常伝導

電圧が発生し始めると推定される。37 A 通電時の巻線内部の  $I_c$  分布を図 3.6(b) に示す。巻線の最内層で  $I_c$  が最低となる。

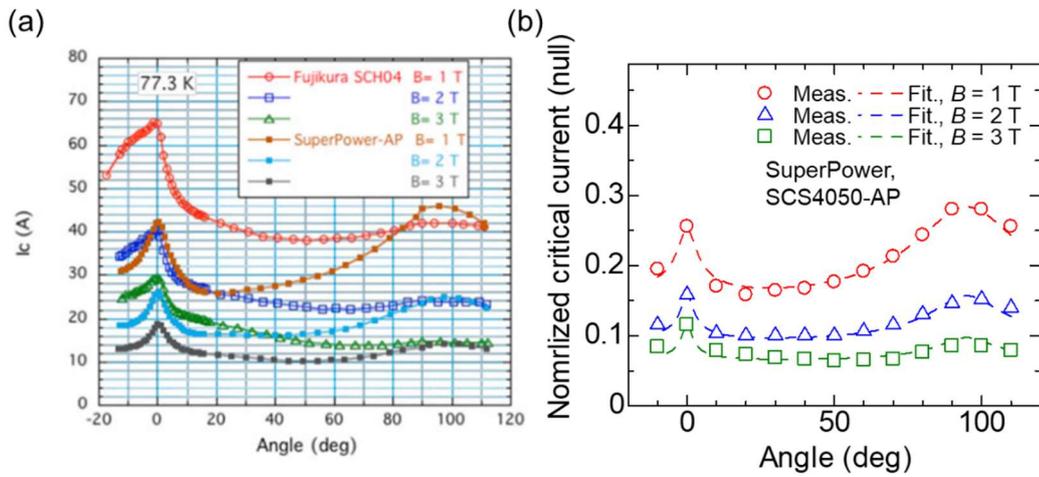


図3.5 (a) 77 K における REBCO 線材の  $I_c$  に対する磁場角度依存性[3.13], (b) フィッティングカーブ

表 3.3 図 3.5(a) に対する(3.1)式のフィッティングパラメータ

Fitting parameters	
$k_0$	4558600
$k_1$	17.46
$\alpha_0$	4.58
$\alpha_1$	0.593
$\beta_0$	14.47
$\beta_1$	0.099
$\varphi_1$	0
$c_1$	18.5
$k_2$	15676500
$\alpha_2$	6.494
$\beta_2$	6.607
$c_2$	3.05
$\varphi_2$	-95

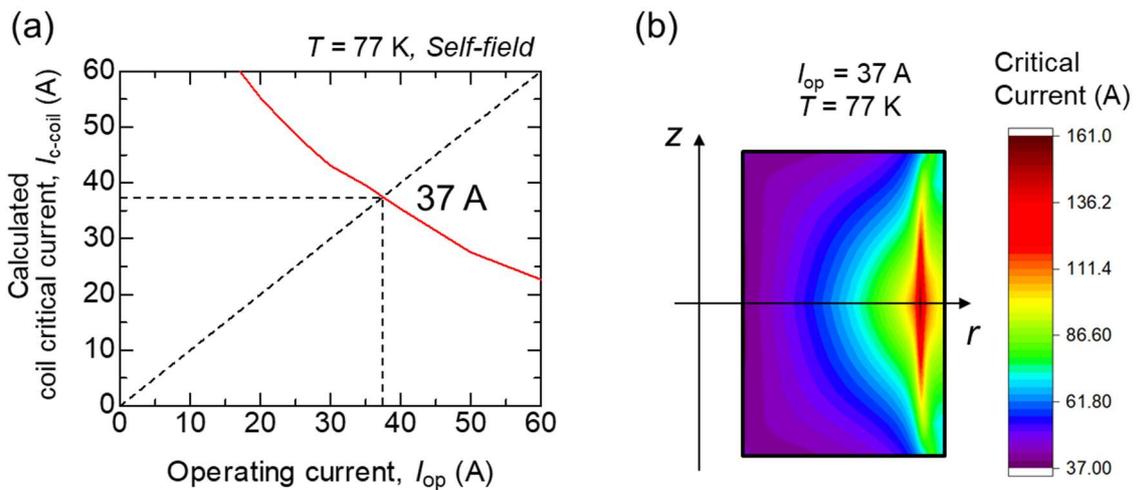


図3.6 (a) 77 K における LNI-REBCO コイル通電電流ごとの  $I_{c-coil}$  の計算値, (b) 77 K, 37 A 通電時の巻線内部  $I_c$  分布

コイルの健全性を確かめるために、液体窒素冷却・自己磁場下でコイルの  $I$ - $V$  特性を測定した。この時、遮蔽電流の緩和によって誘起される残留電圧[3.15]を除去するために、図 3.7 に示すように通電電流のオーバーシュートとホールドを繰り返して励磁した。図 3.8 にコイルの  $I$ - $V$  特性を示す。これらのプロットは、電流オーバーシュート後のホールド中のコイル電圧の平均をとったデータである。28 A 程度から電圧が発生しており、推定値である 37 A より 24%程度低い値となっている。巻線内部で  $I_c$  の低下が生じている可能性がある。Barth らによると、 $\phi 20$  mm の巻棒に SCS4050-AP 線材をレイヤー巻線した場合、1.4 節で説明したようなエッジワイズ歪によって、レイヤー折り返し部で 15%程度の可逆的な  $I_c$  の低下が発生したと報告されている[3.16]。本コイルは  $\phi 18$  mm の巻き棒に巻線しており、図 3.6(b)に示した巻線内部の  $I_c$  分布も最内層で最低となるため、この 24%程度の  $I_c$  の低下は最内層近くの曲げ半径が小さい領域のレイヤー折り返し部で発生したと考えられる。なお、図 3.8 の  $I$ - $V$  特性に対して、(1.1)式の  $n$  値モデルを用いて、 $0.01 \mu\text{V}/\text{cm}$  の電解基準で  $I_c$  と  $n$  値を fitting すると、それぞれ 31.3 A, 24 であった。

磁場遅れ時定数を測定するために電源遮断試験も実施した。磁場遅れ時定数は 1.15 s であり、十分小さい値だと言える。なお、本コイルは温度サイクルや通電試験を経験するごとに磁場遅れ時定数が変化する振る舞いが観測された。すなわち、巻線内部の接触抵抗が変化していると考えられる。詳細な接触抵抗率の変遷は 3.6 節で述べる。

巻線内部に  $I_c$  低下部が発生したと考えられるが、以降の試験もこのコイルを用いて実施した。

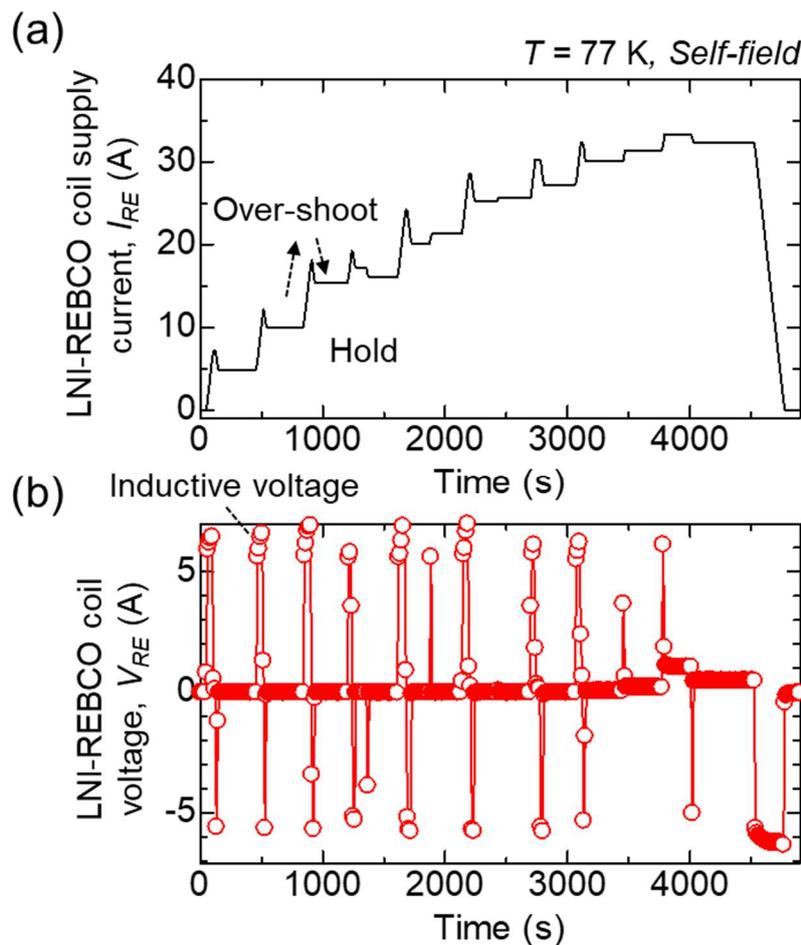


図3.7 液体窒素冷却・自己磁場下における LNI-REBCO コイルの  $I$ - $V$  特性測定試験結果。

(a) LNI-REBCO コイル電流, (b) LNI-REBCO コイル電圧

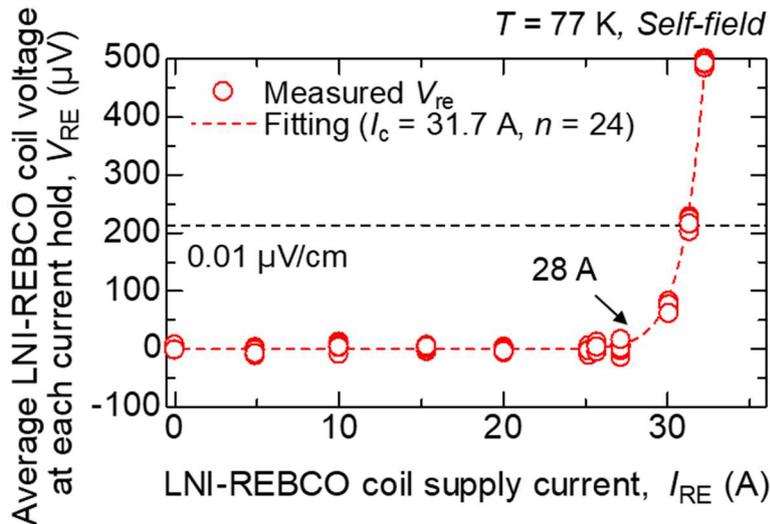


図3.8 液体窒素冷却・自己磁場下における LNI-REBCO コイルの  $I$ - $V$  特性

### 3.2.3 20 T 級クエンチ試験構成

20 T 級クエンチ試験は、物質材料研究機構 (NIMS) が所有する、 $\phi 133$  mm の内径をもち、136 A 通電時に 10 T の中心磁場を発生可能な LTS コイルを用いて実施した。コイル構成を図 3.9(a) に示す。LTS コイルの内層に製作した LNI-REBCO コイルを挿入した。試験回路図を図 3.9 (b) に示す。LTS コイルと LNI-REBCO コイルはそれぞれ別電源で励磁する。試験時、LNI-REBCO コイル電流  $I_{re}$ 、LTS コイル電流  $I_{lts}$ 、LNI-REBCO コイル電圧  $V_{re}$ 、LNI-REBCO コイル巻線部と外層側電極（陽極）との半田接続部における電圧  $V_{re-p}$ 、内層側電極（陰極）との半田接続部における電圧  $V_{re-n}$ 、LNI-REBCO コイル中心軸状の軸方向磁場 ( $B_{up}$ ,  $B_{cen}$ ,  $B_{low}$ ) を、それぞれ図 3.4(b), 図 3.9(b) に示すように測定した。また、LNI-REBCO コイルに接続した電源の設定として、電源両端に 0.24 V の電圧が印加された際に電流供給を遮断する様に設定した。

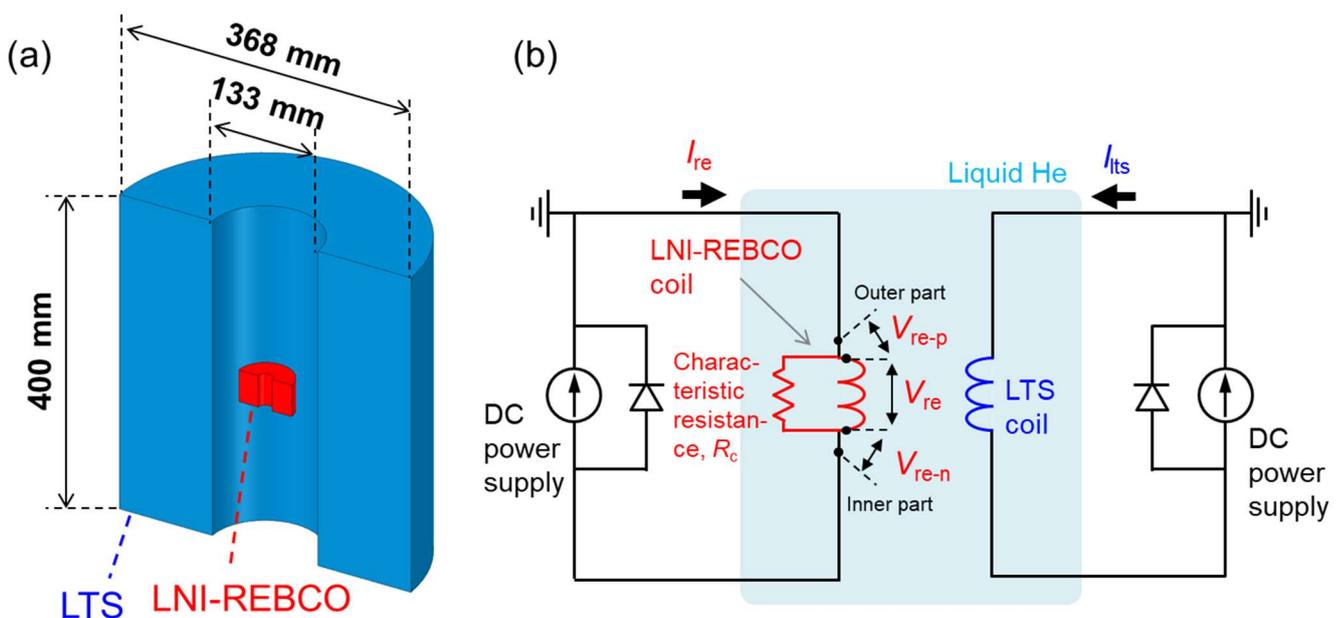


図3.9 (a) 20 T 級クエンチ試験コイル構成 (b) 試験回路図

液体ヘリウム冷却 (4.2 K) 中, LTS コイルによる 10 T の外部磁場 ( $B_{ex}$ ) 下で LNI-REBCO コイルに通電した際の,  $I_{re}$  および  $B_{cen}$  と, LNI-REBCO コイルのコイル臨界電流  $I_{c-coil}$  の関係を, 図 3.10(a) に示す。人口ピンが導入された REBCO 線材は, 3.2.1 項で説明した様に 77 K ・ 低磁場中ではダブルピーク構造を示すが, 4.2 K ・ 強磁場中では垂直磁場で  $I_c$  が最も低下するシングルピーク構造に戻る [3.14]。このような特性の場合, 自己磁場中では磁場の  $B_r$  成分で  $I_c$  が定まるが, 本試験のような強い外部磁場が存在する環境では, 正確に  $I_c$  を推定するために磁場強度と角度を考慮して巻線内部の  $I_c$  分布を計算することが望ましい。シングルピークの  $I_c$  の磁場角度依存性は, (3.1) 式の第二項までの式を用いて近似できる。SCS4050-AP 線材の 4.2 K における磁場角度依存性に対して, (3.1) 式を用いてフィッティングしたパラメータは [3.14] に記載されている。これを用いて,  $I_{c-coil}$  を計算した。図 3.10(a) を見ると,  $I_{re} = 508$  A,  $B_{cen} = 27.8$  T の時に  $I_{re} = I_{c-coil}$  となり, 健全なコイルであればこの電流値から常伝導電圧が立ち上がり始める。一方で, 前述の通りコイル内部に  $I_c$  低下部が存在するため,  $I_{re} < 508$  A で常伝導電圧が発生すると考えられる。 $I_{re} = 508$  A の時のコイル内部の臨界電流分布を図 3.10(b) に示す。自身による径方向磁場が強く当たるコイル上下端部において臨界電流が低下する分布となった。また,  $I_{re} = 508$  A 通電時の巻線内部の最大フープ応力  $B_z JR$  は, (1.2) 式で計算すると 478 MPa であり, 許容可能な値である。

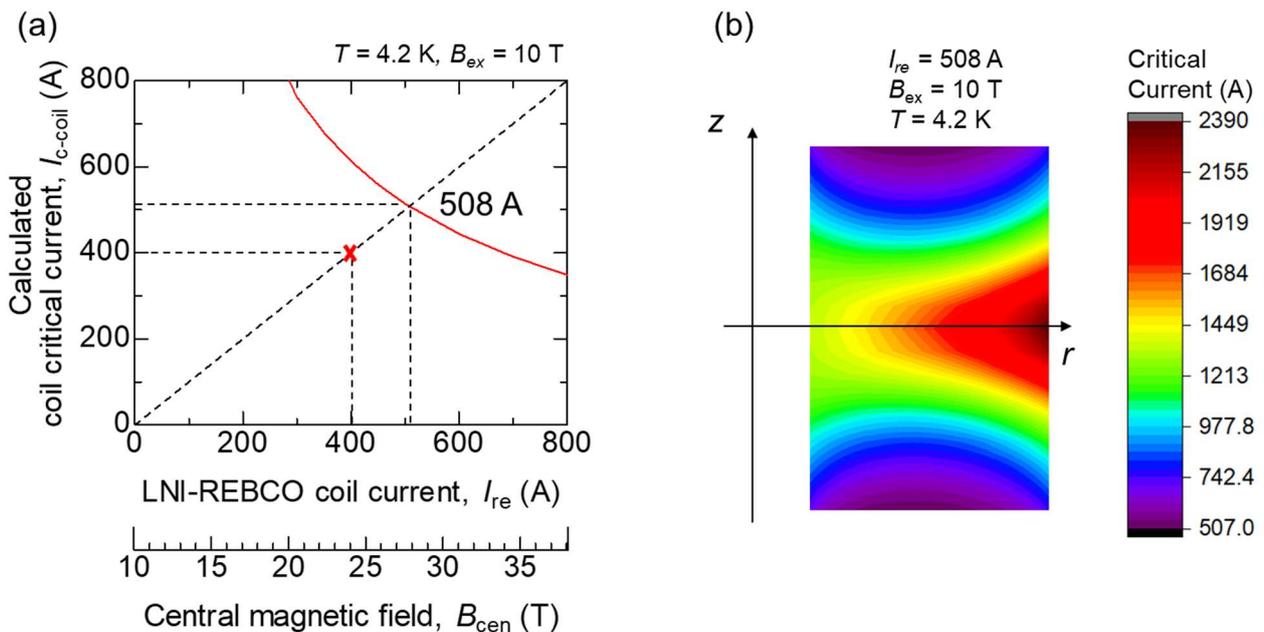


図3.10 (a) 4.2 K, 10 T 外部磁場下における LNI-REBCO コイルの, 通電電流ごとの  $I_{c-coil}$  の計算値, (b)  $I_{re} = 508$  A 通電時の LNI-REBCO コイル巻線内部の  $I_c$  分布

強磁場中における LNI-REBCO コイルの保護特性を観察することが本試験の目的であるため, LTS コイルはクエンチしないことが望ましい。LTS コイルがクエンチした場合, LTS コイルの大量なエネルギーが LNI-REBCO コイルに流入し, そのせいでコイルが熱的・機械的に劣化する可能性がある。LNI-REBCO コイルがクエンチした際, LTS コイルに誘導電流が流れ, クエンチを誘発する可能性があるため, これを予め検討する必要がある。図 3.9 中の回路図で, 抵抗成分を無視し, LTS コイルのインダクタンスでのみ形成される閉回路を仮定して回路方程式を立式すると, 次式の様になる。

$$-L_{lts} \frac{dI_{lts}}{dt} - M_{lts}, \frac{dI_{re}}{dt} = 0 \quad (3.4)$$

ここで、 $L_{\text{LTS}}$  は LTS コイルの自己インダクタンス、 $M_{\text{LTS,REBCO}}$  は LTS コイルと LNI-REBCO コイル間の相互インダクタンスである。上式を変形すると、LNI-REBCO コイルの電流が  $dI_{\text{re}}$  だけ変化した時の誘導電流による LTS コイル電流の変化量  $dI_{\text{LTS}}$  は次式で表せる。

$$dI_{\text{LTS}} = \frac{M_{\text{re,LTS}}}{L_{\text{LTS}}} dI_{\text{re}} \quad (3.5)$$

LTS コイルと LNI-REBCO コイルのインダクタンスマトリクスを表 3.4 に示す。これらのインダクタンスは、Appendix B に示した方法で計算した。インダクタンスと上式より、 $dI_{\text{re}} = 508 \text{ A}$  の時、 $dI_{\text{LTS}} = 1.4 \text{ A}$  と計算できる。実際は回路内に存在する抵抗成分によって誘導電流が消費されるため  $dI_{\text{LTS}}$  は(3.5)式で算出した値よりも小さくなり、本算出値はワーストケースの値だと言える。LNI-REBCO コイルに  $508 \text{ A}$  通電時にクエンチが発生した時、ワーストケースを考えても LTS コイルには  $1.4 \text{ A}$  しか誘導電流が発生せず、LTS コイルでは誘導クエンチが発生しないと考えられる。

このような構成で、コイルを液体ヘリウムで浸漬冷却し通電した。

表 3.4 20 T 級クエンチ試験のインダクタンスマトリクス

	REBCO	LTS
REBCO	0.048 H	0.185 H
LTS	0.185 H	66.7 H

### 3.3 20 T 級クエンチ試験 結果

図 3.11 に試験結果の概要を示す。中心磁場  $B_{\text{cen}}$  を黒い実線, LTS コイル電流  $I_{\text{LTS}}$  を青い一点鎖線, LNI-REBCO コイル電流  $I_{\text{re}}$  を赤い点線で示す。LTS コイルに 136 A 通電して 10 T の中心磁場を発生させた状態で, LNI-REBCO コイルを段階的に励磁した。この時, 遮蔽電流の緩和による残留電圧を消すためにオーバーシュートとホールドを繰り返しながら通電した。最終的に, LNI-REBCO コイルを 400 A (線材電流密度  $1,000 \text{ Amm}^{-2}$ ) まで励磁した際に, ホール素子により測定した中心磁場 23 T で, LNI-REBCO コイルでクエンチが発生した。クエンチ発生直後, 電源は設定した過電圧検出機能によって電流の供給が遮断された。一方で, 推定通り LTS コイルではクエンチは発生せず, 継続して 10 T の磁場を発生し続けていた。

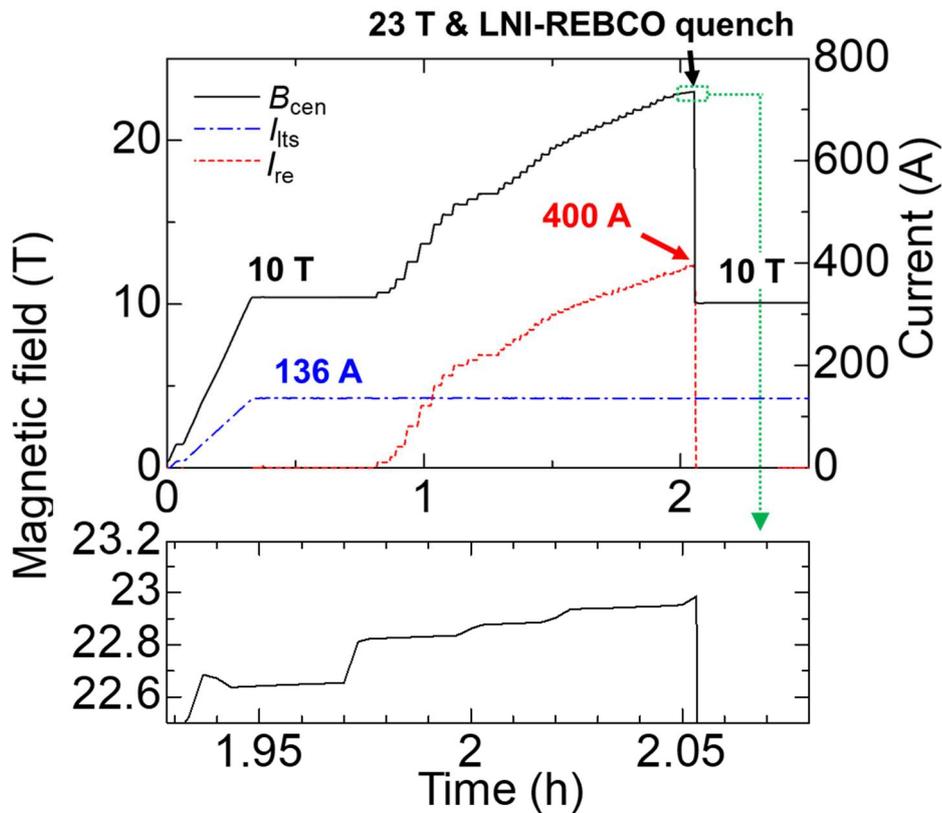


図3.11 20 T 級クエンチ試験結果：23 T クエンチ発生

図 3.11 における, LNI-REBCO コイル電圧  $V_{\text{re}}$  の  $I$ - $V$  特性を図 3.12(a),  $V_{\text{re-p}}$ ,  $V_{\text{re-n}}$  の  $I$ - $V$  特性を図 3.12(b), 中心磁場  $B_{\text{cen}}$  の電流-磁場特性を図 3.13 に示す。なお図 3.12(a)の電圧プロットは, 電流オーバーシュート後のホールド中の平均をとったデータである。電源の精度の影響で,  $V_{\text{re}}$  に Peak-to-peak で 1 mV のノイズが生じている。測定した分解能の範囲では, クエンチが発生した  $I_{\text{re}} = 400 \text{ A}$  まで有意な電圧の立ち上がりは見られなかった。コイルと電極接続部の電圧  $V_{\text{re-p}}$  (陽極/外側),  $V_{\text{re-n}}$  (陰極/内側) は,  $I_{\text{re}} \leq 200 \text{ A}$  ではそれぞれ  $0.23 \mu\Omega$ ,  $0.70 \mu\Omega$  であるが, その後  $V_{\text{re-n}}$  の抵抗値が上昇し,  $I_{\text{re}} = 400 \text{ A}$  では  $1.35 \mu\Omega$  となっている。これは, 内側電極との半田接続部が電磁力によって剥がれたためだと考えられる。中心磁場を見ると, 全体的に実測値が計算値を下回っているが, これは遮蔽電流磁場の影響だと考えられる。 $I_{\text{re}} \geq 384 \text{ A}$  では,  $B_{\text{cen}}$  の傾きが緩やかになり, 飽和している。図 3.13 のような磁場が飽和する振る舞いは, NI パン

ケーキ巻 REBCO コイルでも観測されており(図 1.30 参照), コイル巻線内部で一部常伝導電圧が発生し, 局所的に周方向電流が銅シートに分流していると考えられる。このため,  $V_{re}$  を精度良く測定した場合,  $I_{re} \geq 384$  A では微小な電圧が発生していたと考えられる。巻線時に発生した  $I_c$  の低下によって, 健全な場合の推定値である 508 A よりも 25%低い, 384 A で常伝導電圧が発生したと考えられる。巻線内部の  $I_c$  低下部において,  $I_{re} \geq I_c$  となり常伝導電圧が発生し, クエンチに至ったと考えられる。

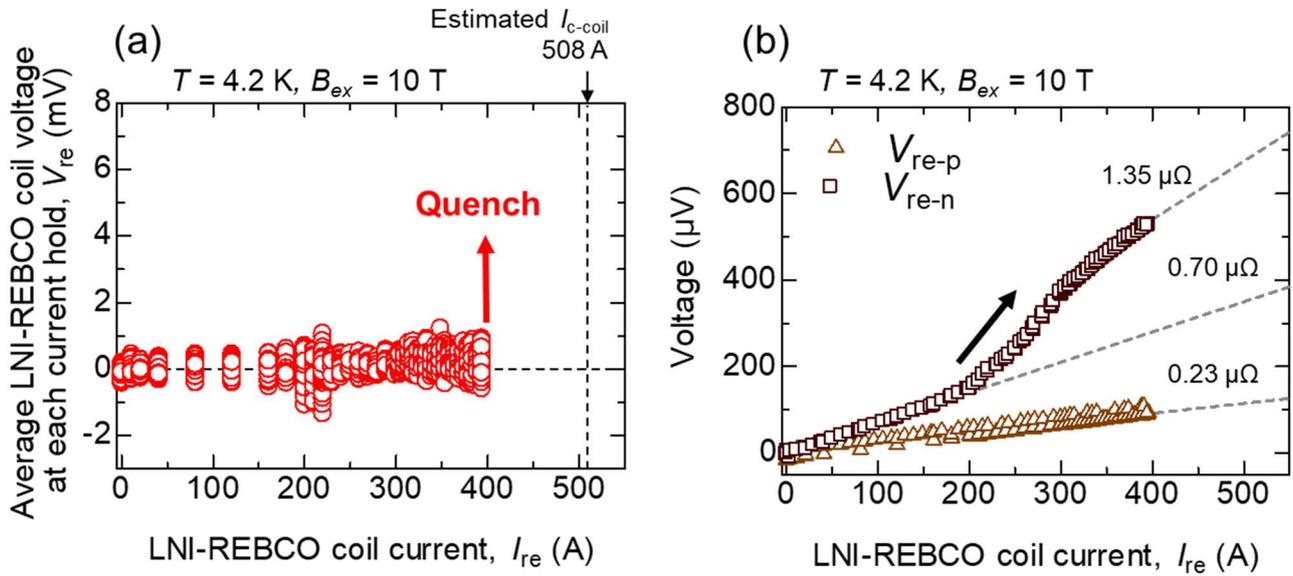


図3.12 20 T 級クエンチ試験結果:  $I$ - $V$ 特性, (a) LNI-REBCO コイル電圧, (b) LNI-REBCO コイル電極半田接続部電圧

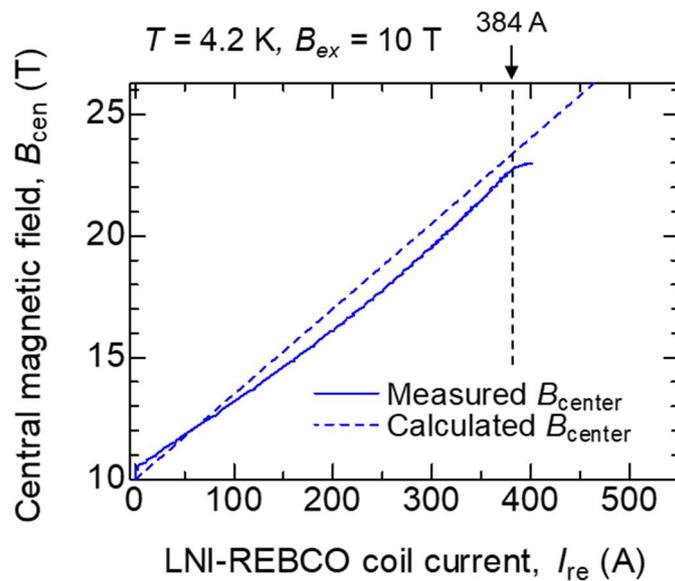


図3.13 20 T 級クエンチ試験結果: 中心磁場-電流特性

図 3.14 にクエンチ時の信号を示す。図 3.14(a)は  $I_{re}$ , (b)は  $V_{re}$  を表す。図 3.14(c)は、LNI-REBCO コイルが発生する軸方向磁場をクエンチ直前の値で正規化した値 ( $\hat{B}_{up-re}$ ,  $\hat{B}_{cen-re}$ ,  $\hat{B}_{low-re}$ ) を示しており、ホール素子により測定された  $B_{up}$ ,  $B_{cen}$ ,  $B_{low}$  から以下の式で算出される。

$$\hat{B}_{*-re}(t) = \frac{B_{*-re}(t)}{B_{*-re}(0)} \quad (3.6)$$

$$B_{*-re}(t) = B_*(t) - B_{*-ex}(t) \quad (3.7)$$

ここで、添え字「\*」は「up」、「cen」、「low」を表す。 $B_{*-re}$  は LNI-REBCO コイルが発生する磁場を表し、ホール素子により測定された磁場  $B_*$  から、外部磁場  $B_{*-ex}$  を引くことで計算できる。 $B_{*-ex}$  は、測定した  $I_{ts}$  から計算される。図 3.14 (a)-(c)は電源が遮断された時点をも  $t=0$  s としている。

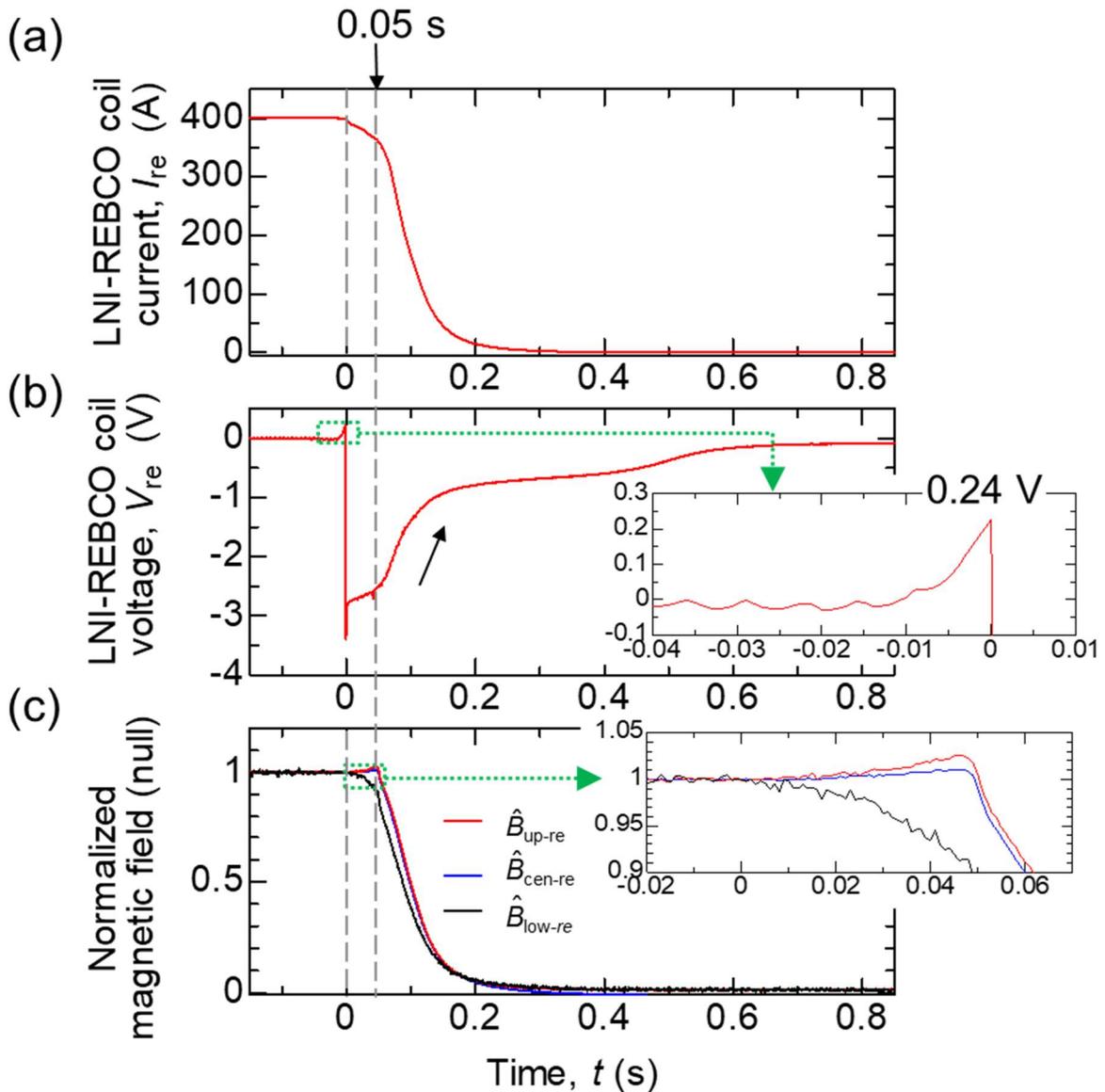


図3.14 23 T クエンチ時の信号 : (a) LNI-REBCO コイル電流, (b) LNI-REBCO コイル電圧, (c) 正規化した LNI-REBCO コイルが発生する軸方向磁場

$t = -0.01$  s から  $V_{re}$  が上昇し始めており、クエンチが発生している (図 3.14 (b) 拡大図参照)。  $V_{re}$  が設定した検出電圧 0.24 V に達した瞬間、電源からの電流供給が遮断され、  $I_{re}$  が減少し始めている (図 3.14 (a) 参照)。なお、遮断後の  $I_{re}$  は電源の内部保護ダイオードを流れて、LNI-REBCO コイルとの間で時定数を伴って減衰している。電源の遮断と同時に  $V_{re}$  には  $-3.5$  V 程度の負のインダクティブ電圧が発生した。遮断直後、  $\widehat{B}_{low-re}$  は減少しているが、  $\widehat{B}_{up-re}$ 、  $\widehat{B}_{cen-re}$  は増加している。その後、  $t = 0.05$  s において、  $I_{re}$  の急峻な減衰、  $V_{re}$  の増加、  $\widehat{B}_{up-re}$ 、  $\widehat{B}_{cen-re}$ 、  $\widehat{B}_{low-re}$  の急峻な減衰が観測されている。上昇した  $V_{re}$  は  $-0.8$  V 程度で落ち着き、その後 0 V へと収束している。

$\widehat{B}_{low-re}$  から磁場が減衰していたため、クエンチはコイル下部から発生したと考えられる。コイル下部で失われた磁束を補償するため、コイル上部・中部に誘導電流が流れて  $\widehat{B}_{up-re}$ 、  $\widehat{B}_{cen-re}$  は増加する。  $t > 0.05$  s で  $I_{re}$ 、  $\widehat{B}_{up-re}$ 、  $\widehat{B}_{cen-re}$ 、  $\widehat{B}_{low-re}$  が急速に減衰しており、磁束が減少すると、  $V_{re}$  に対しては負のインダクティブ電圧が発生するが、反対に  $V_{re}$  は急速に増加している。これは、コイル内の常伝導領域が増加して大きな常伝導電圧が発生したことを示唆している。コイル上部・中部に発生した誘導電流によって増加した周方向電流が、この領域における電流マージン (すなわち  $I_c$ ) を超え、常伝導領域が増加したと考えられる。常伝導領域の増加に伴い、コイルの内部抵抗が増加するため、電源内の保護抵抗と LNI-REBCO コイルから成る一次回路の時定数が短くなり、  $I_{re}$  が急速に減衰、それに伴って  $\widehat{B}_{up-re}$ 、  $\widehat{B}_{cen-re}$ 、  $\widehat{B}_{low-re}$  も急速に減衰している。LNI 法を適用したことにより、常伝導領域の伝播が加速されたため、電流減衰時定数を短くできたと言える。図 1.23 で示した断熱条件下の計算では、REBCO 線材に 400 A 通電している時に、ピーク温度は 300 K 以下に抑えるためには 0.1 s の時定数で減衰させる必要があるが、  $0 \text{ s} < t < 0.05 \text{ s}$  において、  $I_{re}$  は 0.5 s の時定数で減衰しており、この時定数で減衰した場合、電流分流通特性を持たない絶縁コイルの場合は、劣化・焼損していたと考えられる。

試験後、コイルを取り出して液体窒素冷却・自己磁場下で再通電したところ、図 3.15 に示す様にクエンチの前後で  $V_{re}$  の  $I$ - $V$  特性に変化がなかったことから、コイルは 23 T 中心磁場発生下のクエンチから、熱的にも機械的にも保護されたと言える。クエンチ時に巻線内部の電流分布が不均一になっているため、図 3.3 で示したような電磁力が発生していたと考えられるが、本試験のような 10 T 程度の外部磁場環境では、コイルの損傷に至るような大きな電磁力は発生しなかった。より強磁場で試験し、LNI-REBCO コイルの保護性能を確かめる必要がある。

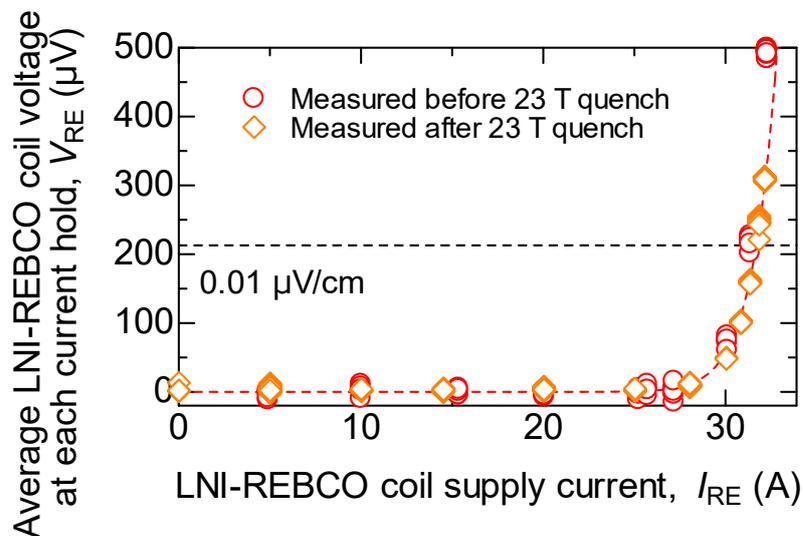


図3.15 77 K、自己磁場中における LNI-REBCO コイルの  $I$ - $V$  特性：23 T クエンチ試験前後比較

### 3.4 30 T 級クエンチ試験 方法

3.3 節では、23 T の強磁場中におけるクエンチからコイルが保護されることを示した。さらに強磁場中における LNI-REBCO コイルの保護特性を明らかにするために、開発目標としている 1.3 GHz (30.5 T) NMR に相当する 30 T 級の磁場中におけるクエンチ試験実施するため、試験構成を再設計した。

30 T 級クエンチ試験のコイル構成を図 3.16 に示す。20 T 級クエンチ試験でも使用した小口径 LNI-REBCO コイルに加え、物質材料研究機構 (NIMS) が所有する  $\phi 130$  mm コールドボアを有する 17 T LTS コイル[3.17]、絶縁レイヤー巻 Bi-2223 コイル[3.18]を用いたコイル構成となっている。Bi-2223 コイルの内層に LNI-REBCO コイルを挿入して直列に接続し、これらの HTS コイルを LTS コイルの内層に挿入する。17 T LTS マグネットは、NbTi のコイルと Nb<sub>3</sub>Sn のコイルで構成されており、241 A 通電することで 17.2 T 発生できる。Bi-2223 コイルのパラメータを表 3.5 に示す。Bi-2223 コイルは、住友電工社製の、Ni 合金補強材を用いた HT-NX 材に絶縁を施してレイヤー巻線し、補強のためにパラフィン含浸、および最外層を黄銅のワイヤーでオーバーバンドしている。

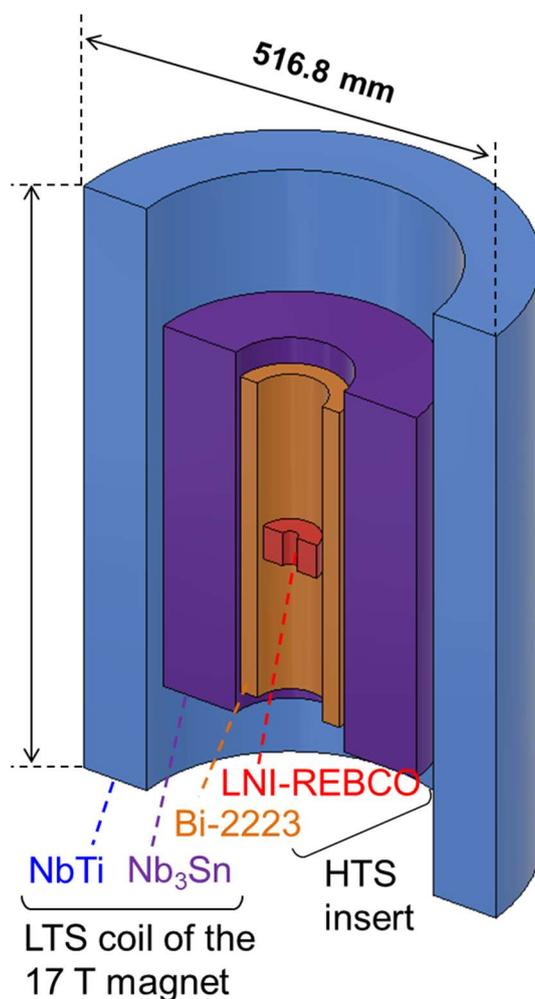


図3.16 30 T 級クエンチ試験コイル構成

表 3.5 Bi-2223 コイル諸元

	Unit	Insulated Bi-2223 coil
REBCO conductor	-	Sumitomo Electric Industries, Type HT-NX
Bare conductor width	mm	4.5
Bare conductor thickness	mm	0.31
Minimum conductor critical current in self-field at 77 K	A	173
Winding inner diameter	mm	81.1
Winding outer diameter	mm	124.7
Winding thickness	mm	21.8
Winding height	mm	384.4
Inter-layer material	-	-
Number of turns	-	4856 (~84 turns × 58 layers)
Total conductor length	m	1570.0
Impregnation material	-	Paraffin wax
Over-banding material	-	Brass wire
Over-banding thickness (total)	mm	1.0
Coil constant	mTA <sup>-1</sup>	15.33
Self-inductance	mH	495.49

図 3.17 に、LTS コイルによる 17 T の外部磁場下で、直列接続した LNI-REBCO コイル・Bi-2223 コイルを励磁した際の通電電流  $I_{\text{hts}}$  と、(a)LNI-REBOC コイル・Bi-2223 コイルそれぞれのコイル臨界電流  $I_{\text{c-re}}$ ,  $I_{\text{c-bi}}$ , (b)巻線内部最大フープ応力との関係を示す。なお、 $I_{\text{c-re}}$  は(3.1)式、[3.14]のパラメータを用いて磁場角度依存性を考慮し、17 T の外部磁場下、 $I_{\text{hts}}$  通電時の磁場分布より計算した。 $I_{\text{c-bi}}$  の角度依存性は[3.19], [3.20]で報告されており、(3.1)式と同様の式により定式化でき、これを用いて計算した。図 3.17 (a)から  $I_{\text{c-re}} = I_{\text{hts}}$ ,  $I_{\text{c-bi}} = I_{\text{hts}}$  となるのがそれぞれ 463 A, 478 A である。なお、LNI-REBCO コイルには巻線時の  $I_{\text{c}}$  低下箇所が含まれるため、463 A より低い値で常伝導電圧が発生すると考えられる。一方で、図 3.17 (b)において、REBCO 線材の不可逆応力 (760 MPa [3.21], 800-830 MPa [3.9]) と Bi-2223 線材の不可逆応力 (400 MPa [3.22], 370 MPa [3.23]) からマージンをとり、限界値をそれぞれ 700 MPa, 350 MPa にとると、通電可能な電流値は、LNI-REBCO コイルで 375 A, Bi-2223 コイルで 450 A に制限される。これより、本試験系の通電電流は、LNI-REBCO コイルのフープ応力によって制限され、 $I_{\text{hts}} = 375 \text{ A}$ ,  $B_{\text{cen}} = 35.9 \text{ T}$  において LNI-REBOC コイルから常伝導電圧が発生し、クエンチに至ると考えられる。

上記のような強いフープ応力を低減させるため、LNI-REBCO コイルに追加の機械補強のためのオーバーバンドを施した。図 3.4(b)で示した様に、LNI-REBCO コイルには既に Ni 合金テープを 12 レイヤー巻線してオーバーバンドを施していたが、更に Ni 合金テープ (幅 ; 4.5 mm, 厚さ ; 30  $\mu\text{m}$ ) を 0.5 kgf の張力で 60 レイヤー巻線した。しかし、追加オーバーバンド後、コイルを液体窒素冷却・自己磁場下で通電して  $V_{\text{re}}$  の  $I$ - $V$  特性を測定したところ、特性が劣化していることが明らかになった (図 3.18 参照)。 $n$  値モデルを用いて 0.01  $\mu\text{V}/\text{cm}$  の電解基準でフィッティングした  $I_{\text{c}}$  が、31.7 A から 30.2 A に、 $n$  値も 24 から 15 に低下した。また、健全時の  $I_{\text{c-coil}}$  の推定値である 37 A から 35% 小さい 24 A から電圧が立ち上がっている。コイルの劣化が進展してしましたが、17 T 外部磁場中における  $I_{\text{c-re}}$  の推定値である 463 A より 35% 小さい 301 A でも 30 T 以上の強い磁場を発生できるため、このまま試験を実施することにした。

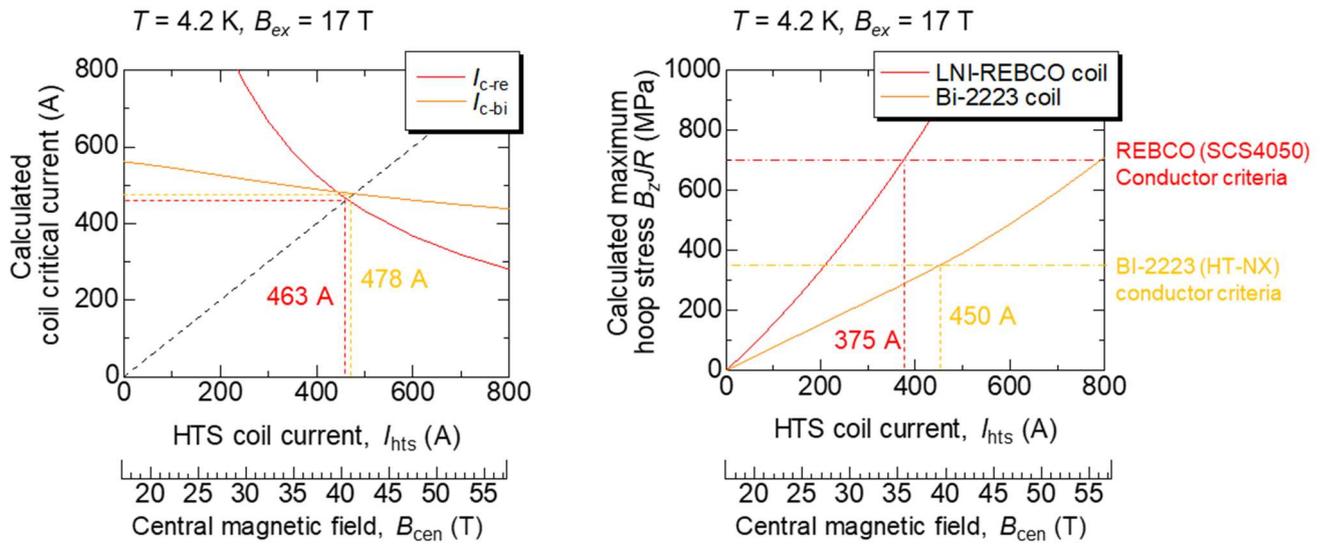


図3.17 4.2 K, 17 T 外部磁場中, 図 3.16 のコイル構成における HTS コイル通電電流値  $I_{hts}$  ごとの (a)  $I_c$ , (b)  $B_z J R$

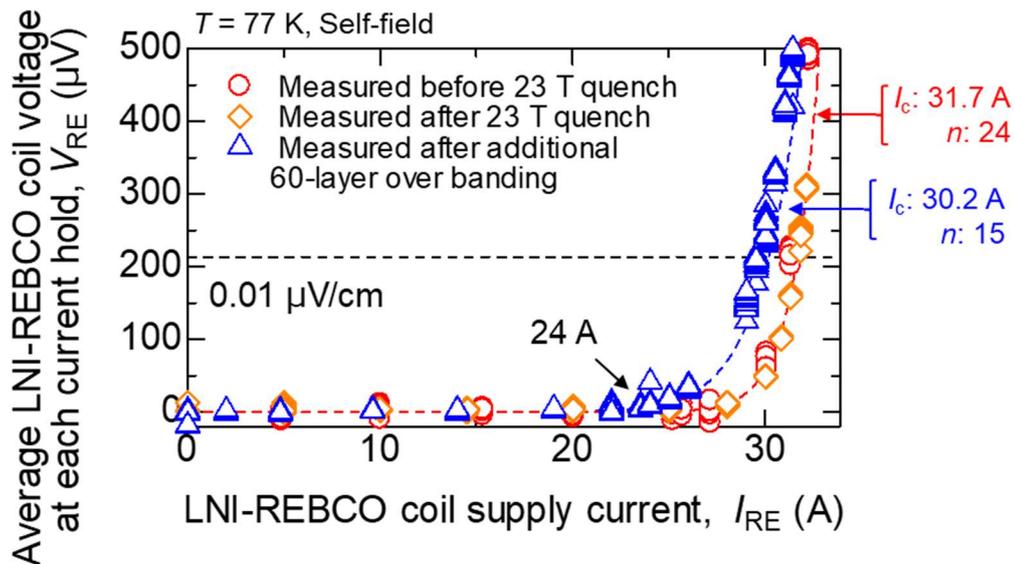


図3.18 77 K, 自己磁場中における LNI-REBCO コイルの  $I$ - $V$  特性: 追加オーバーバンドによるコイル  $I$ - $V$  特性の劣化

20 T 級クエンチ試験同様, LNI-REBCO コイルがクエンチした際に, 外層の Bi-2223 コイル, LTS コイルはクエンチしないことが望ましい。LNI-REBCO コイルクエンチ時に, 外層コイルで発生する誘導電流を検討する。Appendix B の手法により計算した, 試験コイルのインダクタンスマトリクスを表 3.6 に示す。(3.4)式と表 3.6 のインダクタンスより, フープ応力の限界値である  $I_{re} = 375$  A でクエンチして電流が減衰した場合, 悲観的な想定として LNI-REBCO コイルのエネルギーが全て Bi-2223 コイルに移ると仮定すると,  $dI_{bi}$  は 28.8 A と推定される。この時, Bi-2223 コイルの周方向電流は  $375 + 28.8 = 403.8$  A であり, Bi-2223 コイルのフープ応力の限界値である  $I_{bi} = 450$  A の約 90%程度に収まる。よって, LNI-REBCO コイルがクエンチしても Bi-2223 コイルでは誘導クエンチは発生しないと考えられる。また, LNI-REBCO コイルがクエンチすると, HTS コイルに接続した電源が遮断され, HTS コイルの磁束が失われる。この

時, LTS コイルに発生する誘導電流は同様にして計算し, 6.9 A 程度と推定される。瞬間的にこの程度の誘導電流が LTS コイルに流れた場合, 電流マージンに達していなくても, 交流損失によってクエンチする可能性がある。その場合に備えて, 少しでもエネルギーを外部に取り出せる様に, LNI-REBCO コイル, Bi-2223 コイルそれぞれに  $1 \Omega$  の外部抵抗を並列接続した。

表 3.6 30 T 級クエンチ試験のインダクタンスマトリクス

	REBCO	Bi-2223	LTS
REBCO	0.048 H	0.038 H	0.179 H
Bi-2223	0.038 H	0.495 H	2.77 H
LTS	0.179 H	2.77 H	159 H

試験回路図を図 3.19 に示す。LNI-REBO コイルと Bi-2223 コイルを直列に接続した HTS インサートと LTS コイルは, 2 台の直流電源を用いて個別に通電した。なお, 通電時の LNI-REBCO コイル電圧の測定分解能を向上させるために, HTS インサートには安定度 5ppm/h の工藤電機社製高安定化直流電源を使用した。前述の通り, LNI-REBCO コイルと Bi-2223 コイルには  $1 \Omega$  の外部抵抗をそれぞれ並列に接続し, 室温空間に設置している。LTS コイルには低温空間中に, ダイオードからなる保護回路が磁石に並列に接続されている。LNI-REBCO コイル供給電流  $I_{re}$ , Bi-2223 コイル供給電流  $I_{bi}$ , LTS コイル供給電流  $I_{lts}$  は, それぞれ図 3.19 に示した箇所でシャント抵抗を用いて測定した。また, 20 T 級クエンチ試験同様, 図 3.4(b), 図 3.19 に示すように LNI-REBCO コイルの電圧 ( $V_{re-p}$ ,  $V_{re}$ ,  $V_{re-n}$ ) と LNI-REBCO コイル中心軸状の軸方向磁場 ( $B_{up}$ ,  $B_{cen}$ ,  $B_{low}$ ) を測定した。また, Bi-2223 コイルの電極間電圧  $V_{bi}$  も測定した。HTS コイルに接続した直流電源は,  $V_{re-p}+V_{re}+V_{re-n}+V_{bi}$  が 0.2 V に達した時に電流供給が遮断されるように設定した。

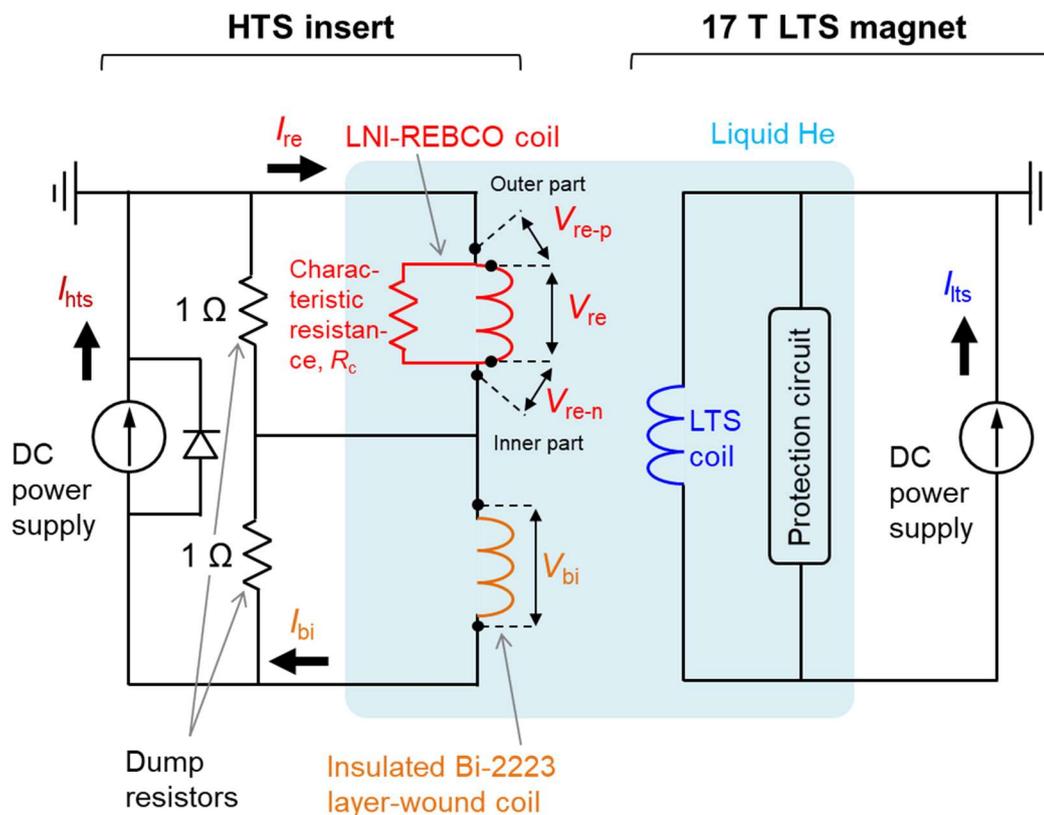


図3.19 30 T 級クエンチ試験回路図

### 3.5 30 T 級クエンチ試験 結果

#### 3.5.1 試験結果 (1 回目) : 30 T 発生

図 3.20 に、1 回目の励磁試験結果を示す。黒の実線、赤の破線、青の破線は、それぞれ中心磁場  $B_{cen}$ 、HTS コイルへの供給電流  $I_{re} (\approx I_{bi})$ 、LTS コイルへの供給電流  $I_{lts}$  を示している。まず、LTS コイルを 241.0 A に励磁して 17.2 T の中心磁場を発生させ、その後 HTS コイルを励磁した。この時、遮蔽電流の緩和による残留電圧を除去するために、2-5 A のオーバーシュート通電しながら段階的に励磁した。最終的に、 $I_{re} = 265.6$  A、 $B_{cen} = 30.0$  T に達したところで  $I_{re}$  をホールドした。265.6 A 通電時の  $B_{cen}$  の計算値は 30.6 T であり、測定値はこれより 2% 低い値であるが、これは主に LNI-REBCO コイル内の遮蔽電流磁場の影響によるものである。本試験ではクエンチを発生させず、30.0 T を発生した状態で 15 分間ホールドした後、コイルを消磁させた。30 T 級の磁場を発生できることを確認できた。なお、超伝導コイルだけで 30 T 以上の磁場を発生した事例は、2017 年に米国 MagLab の研究グループが達成した 32 T に続き、世界でも 2 例目である。その後、3 例目かつ世界最高磁場となる 32.35 T の磁場発生を、中国の中国科学院の研究グループが達成している (1.6 節表 1.1 参照)。

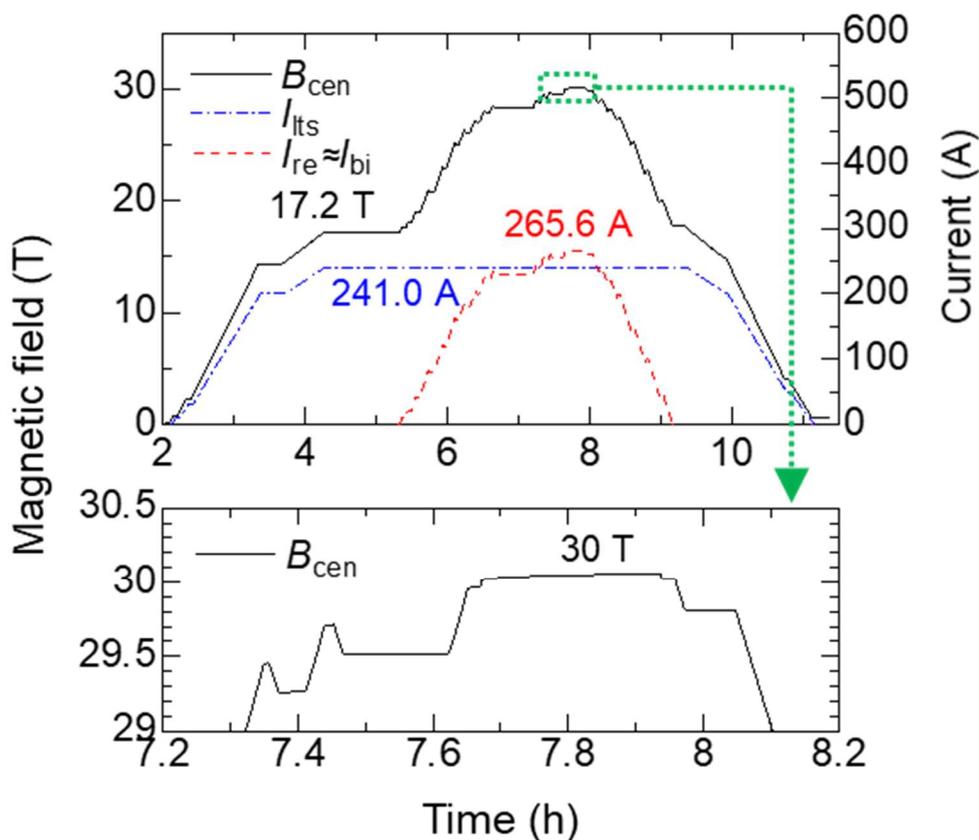


図3.20 初回励磁試験結果：30 T 発生

図 3.21 に、1 回目励磁試験における  $V_{re}$  (○: 巻線部),  $V_{re-p}$  (△: 巻線と外部電極の間の半田接続部),  $V_{re-n}$  (□: 巻線と内部電極の間の半田接続部) の  $I$ - $V$  特性を示す。なお、オーバーシュート後電流ホールド時の平均をとったデータをプロットしている。 $V_{re}$  では 265 A への励消磁において、10  $\mu$ V レベルの分解能では有意な常伝導電圧は見られなかった。 $V_{re-p}$  は励消磁過程で  $0.5 \mu\Omega$  に相当する電圧を示している。図 3.12(b) で示した 23 T 発生試験時の抵抗値  $0.23 \mu\Omega$  より増加しているが、磁気抵抗効果の影響だと考えられる。 $V_{re-n}$  は励磁時に  $2.3 \mu\Omega$ , 消磁時に  $3.3 \mu\Omega$  に相当する電圧を示しており、電磁力によって REBCO 線材と陰極 (内部電極) 間の半田接続が徐々に剥離したことを示唆している。

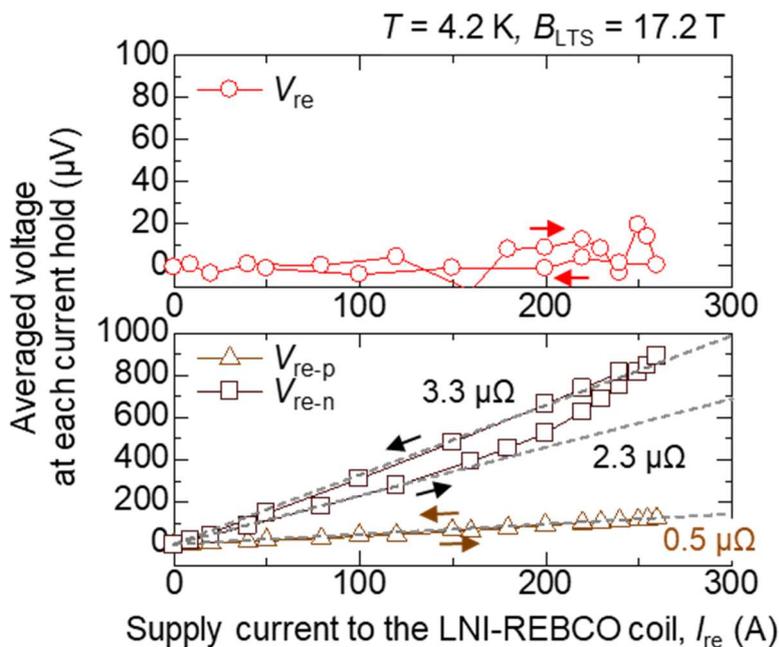


図3.21 初回励磁試験時の  $I$ - $V$  特性

### 3.5.2 試験結果 (2回目) : 31.4 T クエンチ

図 3.22 に、2 回目励磁試験時の  $B_{cen}$ ,  $I_{re} (\approx I_{bi})$ ,  $I_{lts}$  を示す。まず、LTS コイルを 241.4 A まで通電して、17.5 T の中心磁場に励磁し、その後クエンチが発生するまで HTS コイルを励磁した。なお、1 回目励磁試験同様、2-5A のオーバーシュート通電しながら段階的に励磁した。最終的に、 $I_{re}=289.6$  A (線材電流密度  $723 \text{ Amm}^{-2}$ , 巻線電流密度  $431 \text{ Amm}^{-2}$ ),  $B_{cen}=31.4$  T の状態でクエンチが発生した。クエンチの概要は、図 3.22 中に示した(i)–(iv)と対応させて、次の通りに説明できる。

- (i) 中心磁場が 31.4T に達した直後に LNI-REBCO コイルでクエンチが発生。
- (ii) HTS コイルと LTS マグネットの直流電源が過電圧を検出し電流供給を遮断。
- (iii) HTS コイルの発生磁場は数秒で減衰。一方、LTS コイルはクエンチせず、電源が遮断されたが保護回路と磁石の閉ループを電流が流れて 17.7T の中心磁場を保持。
- (iv) LTS コイルに蓄積されたエネルギーを保護回路と直流電源で緩やかに消費。

(iii)の通り、クエンチ後、LTS コイルは HTS コイル励磁前の中心磁場 17.5 T より大きい 17.7 T の磁場を保持していたが、これはクエンチにより消失した HTS コイルのエネルギーが、磁気的な結合によって LTS コイルに移動し、LTS コイル電流が増加したためである。また、LTS コイルの電流は、クエンチ後、低温空間に設置されたダイオードからなる保護回路を流れ、長い時定数で消磁していたが、液体ヘリウムの蒸発によって LTS コイルがクエンチする危険性があったため、外部から直流電源の出力電流値を上昇し、電流値をマッチングさせて消磁を速めた。

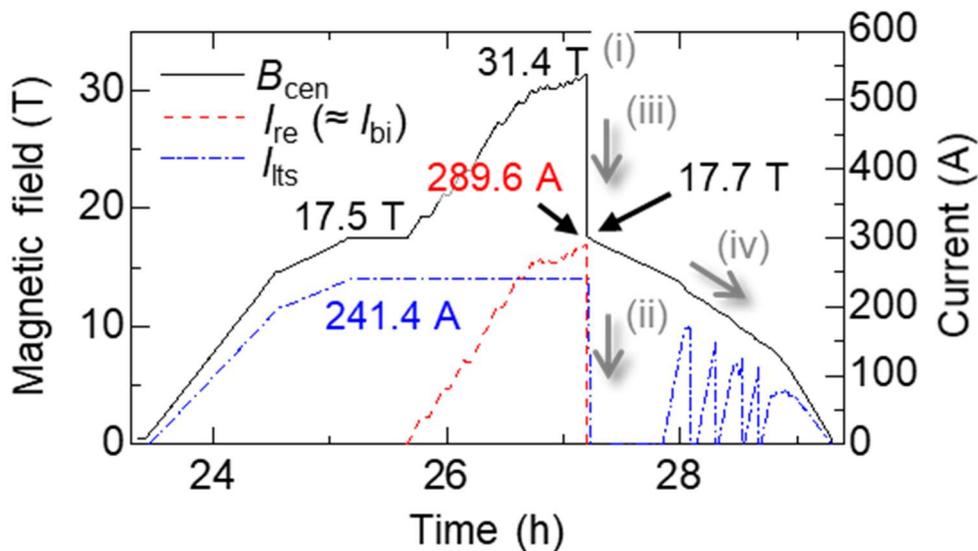


図3.22 2 回目励磁試験結果 : 31.4 T クエンチ

図 3.23 に、2 回目励磁試験における  $V_{re}$  (○),  $V_{re-p}$  (△),  $V_{re-n}$  (□) の  $I$ - $V$  特性を示す。 $V_{re}$  は  $I_{re} > 280$  A で常伝導電圧を示している。 $V_{re-n}$  は 1 回目励磁試験と同じ  $0.5 \mu\Omega$  を示している。 $V_{re-p}$  は励磁直後  $3.3 \mu\Omega$  を示していたが、264.5 A で急上昇し、クエンチ直前には  $6.6 \mu\Omega$  まで増加しており、内側電極部分で 0.55 W のジュール熱を発していた。半田接続部の損傷が進行したため抵抗値が増加している。実際に、試験後コイルを巻き戻した後、半田接続部の大部分が剥離していたことが判明した。

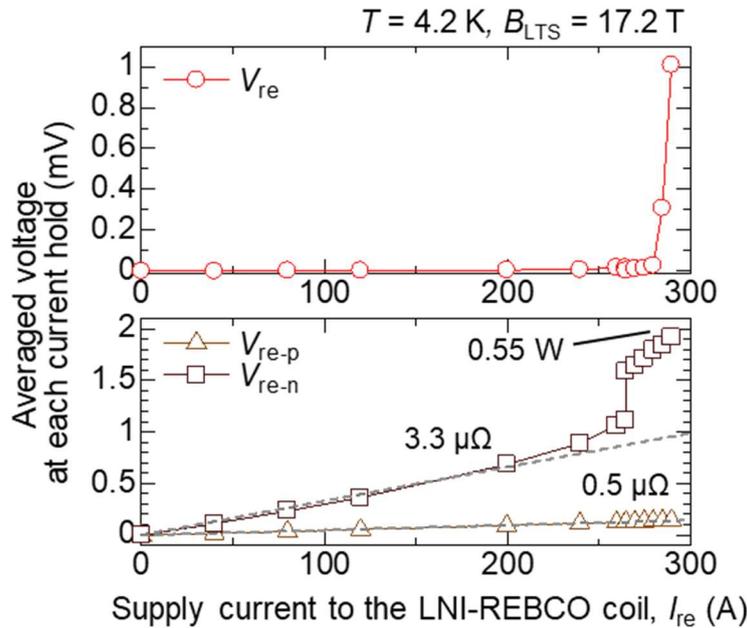


図3.23 2 回目励磁試験時の  $I$ - $V$  特性

31.4 T 発生時における、巻線内部のフープ応力を  $B_z J R$  で評価すると 513 MPa であった。また、有限要素法を用いて、巻線同士の相互作用・オーバーバンドによるフープ応力低減効果を考慮した応力解析を実施すると、巻線内部の最大フープ応力は 435 MPa と推定された。応力解析の詳細は Appendix E に示す。このような、電磁力による応力に耐えて 31.4 T の発生に成功したと言える。なお、本解析では遮蔽電流に起因した応力は考慮しておらず、実際に発生した応力は 435 MPa を上回ると考えられる。本件については、Appendix F において簡易的に検討している。

次に、31.4 T クエンチ時における、LNI-REBCO コイル、および Bi-2223 コイルの詳細な過渡的挙動について、計測した実験データを用いて説明する。

図 3.24 に、31.4 T クエンチ直前の (a)  $I_{re}$ , (b)  $V_{re}$  (実線),  $V_{re-p}$  (破線),  $V_{re-n}$  (一点鎖線) を示す。横軸は、HTS コイルの直流電源が遮断されたタイミングを  $t=0$  s としている。 $t=-23.5$  s において、 $I_{re}$  を 289.4 A から 0.1 A/s の速度で上昇させており、この時  $V_{re}$  は約 8.5 mV の定常的なインダクティブ電圧を示していたが、 $t=-17.5$  s で  $V_{re}$  が立ち上がり始めた。 $V_{re}$  の上昇を観測してすぐに  $I_{re}$  を 0.1 A/s の速度で減少させたが、 $V_{re}$  は 17.5 s 間緩やかに上昇し、最終的に急峻かつ不可逆な電圧上昇に至った。すなわち、クエンチした。この時、 $V_{re-p}$  と  $V_{re-n}$  は増加しておらず、これはコイル巻線部からクエンチが始まったことを示している。その後、 $V_{re-p}+V_{re}+V_{re-n}+V_{bi}$  が設定していた検出電圧 0.2 V を超えたため、電源が遮断された。

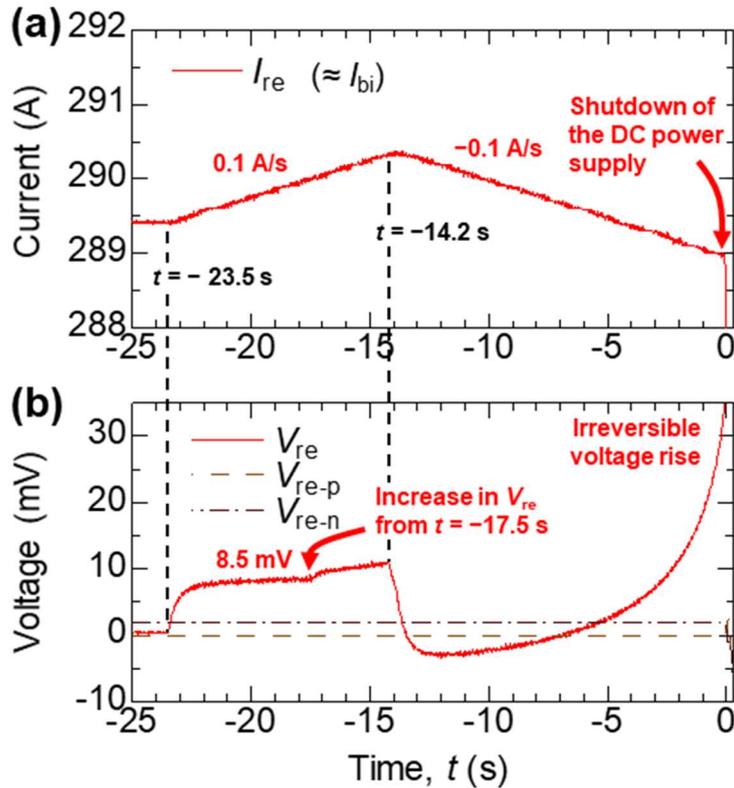


図3.24 31.4 T クエンチ直前の信号 (a) LNI-REBCO coil 電流  $I_{re}$   
 (b) LNI-REBCO コイル電圧  $V_{re}$  (実線),  $V_{re-p}$  (破線),  $V_{re-n}$  (一点鎖線)

クエンチ時の過渡信号を図 3.25(a)に  $I_{re}$  (実線),  $I_{bi}$  (破線), 図 3.25(b)に  $V_{re}$  (実線),  $V_{bi}$  (破線) を示している。図 3.25(c)は, LNI-REBCO コイルが発生する軸方向磁場の正規化値 ( $\hat{B}_{up-re}$ ,  $\hat{B}_{cen-re}$ ,  $\hat{B}_{low-re}$ ) を示しており, 20 T 級クエンチ試験同様に, (3.5), (3.6)式を用いて算出した。この場合,  $B_{*-ex}$  は Bi-2223 コイル, LTS コイルが発生する磁場を表し, それぞれ測定した  $I_{bi}$ ,  $I_{LTS}$  から計算される。

電源遮断後,  $I_{re}$  と  $I_{bi}$  は, それぞれ個別の時定数を伴って減少した (図 3.25 (a)参照)。  $I_{re}$  の減衰時定数  $\tau_{re}$  は 0.65 s であった。図 3.25 (b)に示すように,  $V_{re}$  は急激に増加し,  $t=0.8$  s に 58 V でピークを迎え, その後減少した。一方, Bi-2223 コイルでは常伝導電圧を示す正電圧は発生しておらず, クエンチしていない。  $V_{bi}$  は, LNI-REBCO コイル磁場の低下によって負のインダクティブ電圧が発生しており, -62 V がピーク値となっている。図 3.25(c)に示すように,  $\hat{B}_{up-re}$ ,  $\hat{B}_{cen-re}$ ,  $\hat{B}_{low-re}$  の減衰波形はよく一致しており, クエンチ中に磁場が軸方向に均一に減衰していることを示している。20 T 級クエンチ試験時に見られた, コイル軸方向の不均一性は発生しなかった。

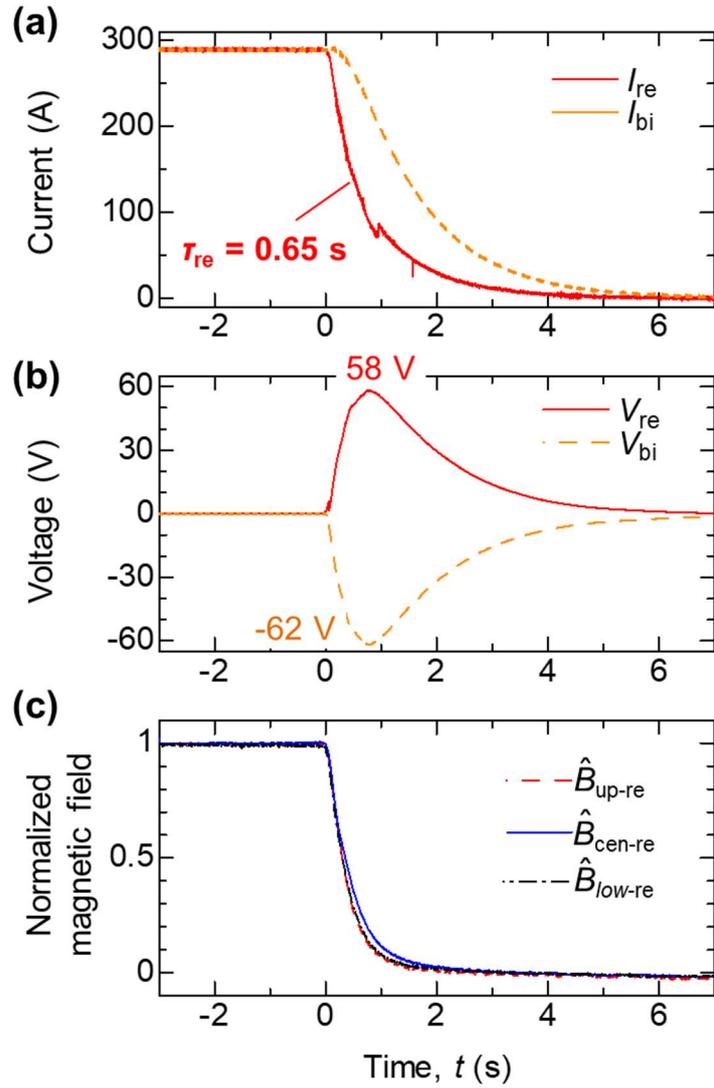


図3.25 31.4 T クエンチ時の信号 (a) LNI-REBCO コイル電流  $I_{re}$ , Bi-2223 コイル電流  $I_{bi}$  (b) LNI-REBCO コイル電圧  $V_{re}$ , Bi-2223 コイル電圧  $V_{bi}$  (c) 正規化した LNI-REBCO コイルが発生する軸方向磁場

図 3.26(a)で、正規化した LNI-REBCO コイル供給電流  $\hat{I}_{re}$  ( $=I_{re}(t)/I_{re}(0)$ )と  $\hat{B}_{cen-re}$  を比較した。 $\hat{B}_{cen-re}$  の方が  $\hat{I}_{re}$  より速く減衰していることが分かる。これは、周方向電流が銅シートに迂回（分流）している事を示している。ここで、次式で定義する分流率  $\eta$  の指標を導入する。

$$\eta = \frac{(\hat{I}_{re} - \hat{B}_{cen-re})}{\hat{I}_{re}} \quad (3.8)$$

$\eta$  は巻線内部における、電流が銅シートへ分流した領域（電流分流領域）の大まかな割合を表しており、 $\eta=1$  は、コイル全体に電流分流領域が広がり、電流が全て銅シートに流れている事を意味する。図 3.26 (b)に、31.4 T クエンチ中の  $\eta$  の変化を示す。 $t=0$  s から  $\eta$  は上昇し、0.45 で飽和している。すなわち、電流分流領域の伝播はコイル全体に広がらず、巻線の途中で伝播が止まったことを意味する。

31.4 T クエンチが発生した際の REBCO 線材の電流密度は  $723 \text{ Amm}^{-2}$  であり、この電流密度の場合、図 1.23 に示したような断熱計算によると、クエンチ時のピーク温度を 300 K 以下に抑えるためには、約 0.2 s の時定数で電流値を減衰させる必要がある。一方で、 $I_{re}$  は約 0.65 s の時定数で減衰しており、絶縁コイルだった場合は焼損に至っていたと予想されるが、LNI-REBCO コイルでは電流分流効果によって周方向電流が銅シートへ迂回し、線材電流密度が減少したことによって急激な温度上昇を抑え、熱的に保護できたと言える。

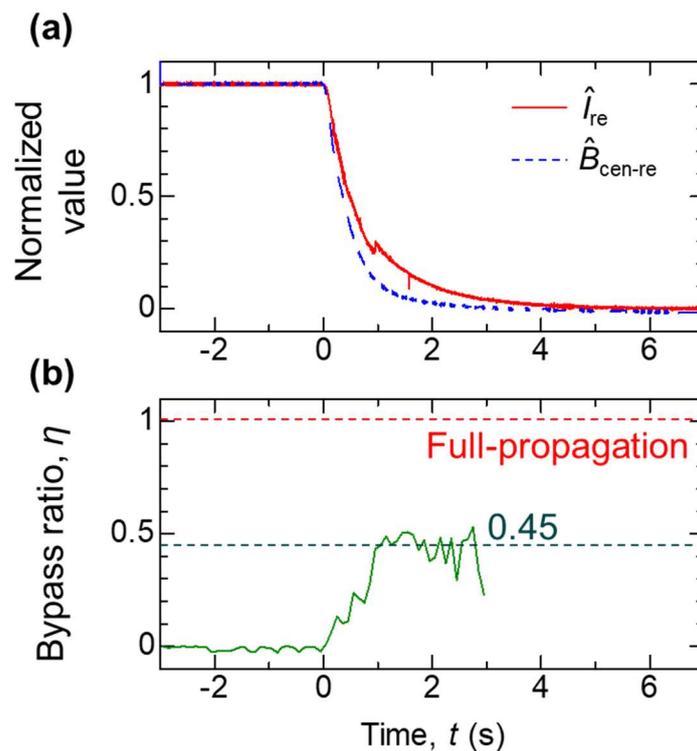


図3.26 31.4 T クエンチ時の信号, (a)  $\hat{I}_{re}$  と  $\hat{B}_{cen-re}$  の比較, (b) 分流率  $\eta$

### 3.5.3 LNI-REBCO コイルで消費したエネルギー

ここでは、31.4 T クエンチ時に、コイルに蓄積されていたエネルギーがどのように消費されたかを検討する。まず、31.4 T 発生時にコイルに蓄積されていたエネルギーを計算する。コイルのエネルギーは 1.7.3 項で示した(1.11)式で表されるため、LNI-REBCO コイル、Bi-2223 コイル、LTS コイルに蓄積されるエネルギーの合計  $U$  は、それぞれのコイルを鎖交する磁束  $\phi_{re}, \phi_{bi}, \phi_{lts}$  と流れる電流  $I_{re}, I_{bi}, I_{lts}$  を用いて次式で表される。

$$U = \frac{1}{2}\phi_{re}I_{re} + \frac{1}{2}\phi_{bi}I_{bi} + \frac{1}{2}\phi_{lts}I_{lts} \quad (3.9)$$

$\phi_{re}, \phi_{bi}, \phi_{lts}$  は、3 つのコイルの自己インダクタンス  $L$  と相互インダクタンス  $M$  を用いて次式で表される。

$$\phi_{re} = L_{re}I_{re} + M_{re,bi}I_{bi} + M_{re,lts}I_{lts} \quad (3.10)$$

$$\phi_{bi} = L_{bi}I_{bi} + M_{bi,re}I_{re} + M_{bi,lts}I_{lts} \quad (3.11)$$

$$\phi_{lts} = L_{lts}I_{lts} + M_{lts,re}I_{re} + M_{lts,bi}I_{bi} \quad (3.12)$$

よって、(3.9)式は、

$$\begin{aligned} U = & \frac{1}{2}L_{re}I_{re}^2 + \frac{1}{2}M_{re,bi}I_{bi}I_{re} + \frac{1}{2}M_{re,lts}I_{lts}I_{re} \\ & + \frac{1}{2}L_{bi}I_{bi}^2 + \frac{1}{2}M_{bi,re}I_{re}I_{bi} + \frac{1}{2}M_{bi,lts}I_{lts}I_{bi} \\ & + \frac{1}{2}L_{lts}I_{lts}^2 + \frac{1}{2}M_{lts,r}I_{re}I_{lts} + \frac{1}{2}M_{lts,bi}I_{bi}I_{lts} \end{aligned} \quad (3.13)$$

となる。(3.13)式の各項を表 3.7 のマトリクスにまとめる。

表 3.7 30 T 級クエンチ試験コイルの蓄積エネルギーマトリクス

	REBCO	Bi-2223	LTS
REBCO	$\frac{1}{2}L_{re}I_{re}^2$	$\frac{1}{2}M_{re,bi}I_{bi}I_{re}$	$\frac{1}{2}M_{re,lts}I_{lts}I_{re}$
Bi-2223	$\frac{1}{2}M_{bi,re}I_{re}I_{bi}$	$\frac{1}{2}L_{bi}I_{bi}^2$	$\frac{1}{2}M_{bi,lts}I_{lts}I_{bi}$
LTS	$\frac{1}{2}M_{lts,re}I_{re}I_{lts}$	$\frac{1}{2}M_{lts,bi}I_{bi}I_{lts}$	$\frac{1}{2}L_{lts}I_{lts}^2$

このエネルギーマトリクスにおいて、表 3.6 に示したインダクタンス、および 31.4 T 発生時の各コイルの電流値 ( $I_{re} = I_{bi} = 289.6$  A,  $I_{lts} = 241.4$  A) を代入すると、31.4 T 発生時のエネルギーマトリクスは表 3.8 の値になる。コイル系全体約 4.86 MJ, HTS コイル (LNI-REBCO コイル, Bi-2223 コイル) だけで 25.9 kJ のエネルギーを蓄積している。

表 3.8 31.4 T 発生時のコイルの蓄積エネルギーマトリクス

	REBCO	Bi-2223	LTS
REBCO	2.01 kJ	1.61 kJ	6.24 kJ
Bi-2223	1.61 kJ	20.7 kJ	96.6 kJ
LTS	6.24 kJ	96.6 kJ	4.63×10 <sup>3</sup> kJ

次に、31.4 T クエンチ時に消費されたエネルギーについて検討する。LNI-REBCO コイルで消費したエネルギーは、クエンチ時の  $I_{re}$  と  $V_{re}$  の積を時間積分して 8.19 kJ と大まかに見積もることができる。一方で、 $V_{re}$  には負のインダクティブ電圧が含まれているため、実際の消費されたエネルギーはこの値よりも大きくなる。LNI-REBCO コイルで実際に消費されたエネルギーを、コイル系全体に蓄積されているエネルギーから LNI-REBCO コイル以外で消費されたエネルギーを差し引くことで、次のように導出した。

まず、LTS コイルはクエンチしていないため、LTS コイルではエネルギーは消費されず、逆に HTS コイルの自己インダクタンスに蓄積されているエネルギー、および相互インダクタンスに蓄積されているエネルギーが LTS コイルへ移動する。図 3.19 で示した回路図中、LTS コイルと保護ダイオードで構成される保護回路を回る閉回路に誘導電流が発生してエネルギーが移動するが、この閉回路中での抵抗成分はダイオードとリード線の抵抗となり、LTS コイルのインダクタンス成分に対して数桁小さい値であるため、抵抗成分を無視して回路方程式を立式すると、次式のようになる。

$$-L_{lts} \frac{dI_{lts}}{dt} - M_{lts,hts} \frac{dI_{hts}}{dt} = 0 \quad (3.14)$$

ここで、 $M_{lts,hts}$  は、HTS コイルと LTS コイル間の相互インダクタンスであり、表 3.6 で示したインダクタンスマトリクス中の、LNI-REBCO コイルと LTS コイル間、および Bi-2223 コイルと LTS コイル間の相互インダクタンスを足し合わせた物である。(3.14)式を変形すると、LTS コイルで増加する電流値  $dI_{lts}$  は次式で表される。

$$dI_{lts} = -\frac{M_{lts,hts}}{L_{lts}} dI_{hts} \quad (3.15)$$

上式と表 3.6 に示したインダクタンス値より計算すると、 $I_{hts} = 289.6$  A が消失した時、 $dI_{lts} = 5.4$  A となり、 $I_{lts}$  はクエンチ前の 241.4 A から 246.8 A まで増加すると推定される。 $I_{lts} = 246.8$  A の時、LTS コイルは 17.6 T の中心磁場を発生するが、この値は 31.4 T クエンチ直後に LTS コイルが発生していた磁場値 17.7 T と近く、計算結果と現実の現象に大きな乖離が無いことを示す。増加した電流値を考慮した LTS コイルの蓄積エネルギー  $U_{lts}$  は次式で表される。

$$\begin{aligned} U_{lts} &= \frac{1}{2} L_{lts} (I_{lts} + dI_{lts})^2 \\ &= \frac{1}{2} L_{lts} \left( I_{lts} - \frac{M_{lts,hts}}{L_{lts}} dI_{hts} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.16)$$

$dI_{hts} = -I_{hts}$  とすると、

$$U_{lts} = \frac{1}{2} L_{lts} I_{lts}^2 + M_{lts,hts} I_{lts} I_{hts} + k^2 \frac{1}{2} L_{hts} I_{hts}^2 \quad (3.17)$$

$$k = \frac{M_{lts,hts}}{\sqrt{L_{lts} L_{hts}}} \quad (3.18)$$

と変形できる。ここで、 $k$  は LTS コイルと HTS コイル間の結合係数である。上式は、元々 LTS コイルに蓄積されていたエネルギー ((3.17)式右辺第 1 項) に加え、HTS コイルと LTS コイル間の相互インダクタンスに蓄積されていたエネルギー ((3.17)式右辺第 2 項)、および HTS コイルに蓄積されていたエネルギーに  $k^2$  を乗じたエネルギー ((3.17)式右辺第 3 項) が LTS コイルに移動することを示している。HTS コイルに蓄積されていたエネルギー 25.9 kJ より、HTS コイルから LTS コイルに移動したエネルギーは、2.3 kJ と計算される。

次に、HTS コイル内部で、エネルギーがどのように消費されたか考える。クエンチ時の  $I_{re}$ 、 $I_{bi}$  および各外部抵抗に流れる電流  $I_{re-pro}$ 、 $I_{bi-pro}$  電源内部保護ダイオードを流れる電流  $I_{supply}$  の変化を図 3.27(a)に示す。また、この時流れる電流の回路図上における方向を図 3.27 (b)に示す。なお、 $I_{re-pro}$ 、 $I_{bi-pro}$  は試験時に測定していた外部抵抗の電圧値 (正負は図 3.27 (b)に示す) と抵抗値 ( $1 \Omega$ ) から導出した。 $I_{supply}$  は、キルヒホッフの法則より  $I_{supply} = I_{bi} - |I_{bi-pro}|$  で求めた。クエンチ時、LNI-REBCO コイルで電圧が発生するため、電源から供給された電流の一部は外部抵抗に流れ、Bi-2223 コイルでは誘導電流発生するため、Bi-2223 コイルに接続した外部抵抗に、図 3.27(b)で示した方向に電流が流れる。このため、各外部抵抗、電源内部でもエネルギーを消費する。LNI-REBCO コイル、Bi-2223 コイルに並列に接続した外部抵抗で消費されるエネルギーは、流れる電流値と電圧の絶対値の積を時間積分することで、それぞれ 4.5 kJ、5.2 kJ と求められる。クエンチ時、電源に印加される電圧  $V_{supply}$  は、 $V_{supply} = V_{re} + V_{re-p} + V_{re-n} + V_{bi}$  で表される。これを図 3.28 に示す。 $t = 0$  s で電源出力が遮断された後、電源の保護ダイオードによって、電源にかかる電圧が 5 V 以下に制限されている。電源内部で消費されたエネルギーは、電源遮断後の  $I_{supply}$  と  $V_{supply}$  の絶対値の積を時間積分することで、1.1 kJ と求まる。常伝導電圧が発生していないため、Bi-2223 コイルで消費されたエネルギーを 0.0 kJ とする。なお、交流損失は無視している。以上より、HTS コイルに蓄積されていたエネルギー 25.9 kJ から、LTS コイルに移動したエネルギー 2.3 kJ、HTS コイル回路内部の各セクションで消費されたエネルギーの合計 10.8 kJ を引くことで、LNI-REBCO コイルで消費されたエネルギーは 12.8 kJ と計算される。

図 3.29(a)に、HTS コイルに蓄積されていたエネルギーの配分、図 3.29(b)に HTS コイル回路内各セクションで消費したエネルギーの配分を示す。LNI-REBCO コイルは、HTS コイルに蓄積されたエネルギーの約 49%を消費した。自身が蓄積していたエネルギー 2.01 kJ の約 6 倍大きなエネルギーを消費しており、すなわち、LNI-REBCO コイルが Bi-2223 コイルの蓄積エネルギーの一部を消費したことを示している。

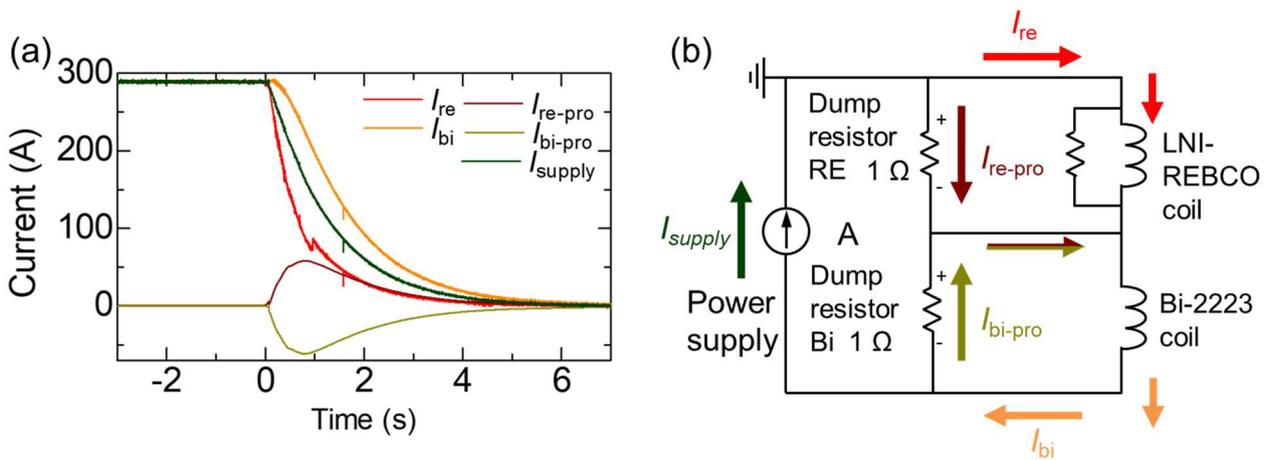


図3.27 31.4 T クエンチ時、HTS コイル回路各セクションを流れる電流値  
(a)測定結果、(b)回路図における電流の方向

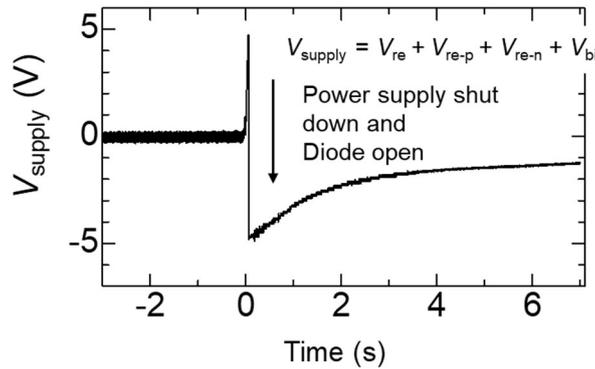


図3.28 31.4 T クエンチ時、電源両端に印加される電圧  $V_{\text{supply}}$

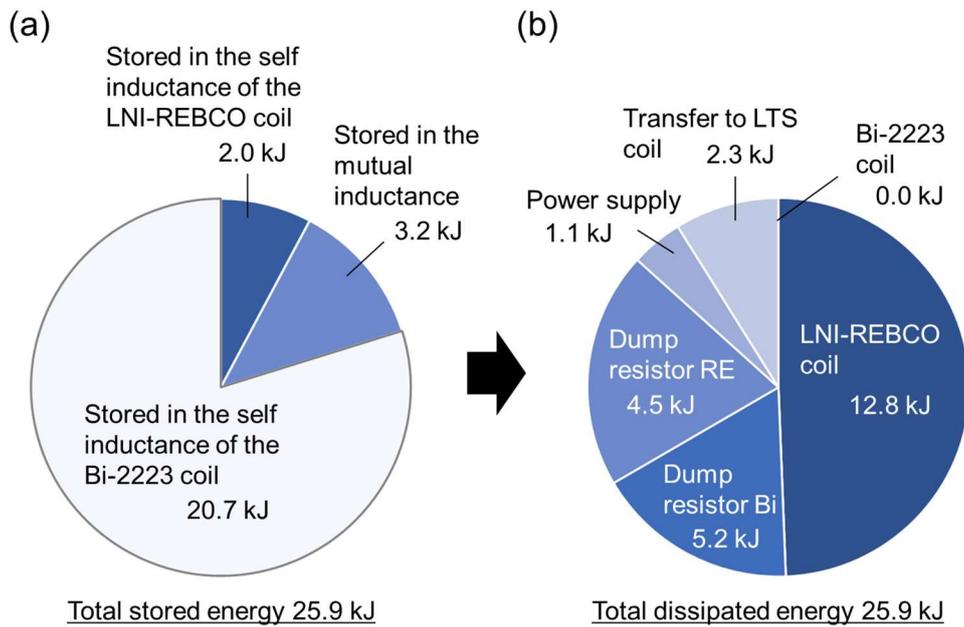


図3.29 (a)HTS コイルに蓄積されていたエネルギーの配分

(b)31.4 T クエンチ時に HTS コイル回路内各セクションで消費されたエネルギーの配分

以上の結果は、LNI-REBCO コイルの、クエンチに対する高い熱的耐性を示している。また、従来の NI パンケーキ巻 REBCO コイルでは、巻線内部に小さい並列抵抗を有していることから、エネルギーをコイル外部に取り出すことが困難だと考えられていたが、本試験では LNI-REBCO コイルに並列接続した外部抵抗で、HTS コイル蓄積エネルギーの約 17%である 4.5 kJ を消費している。これは、LNI-REBCO コイルの接触抵抗が大きく、コイルに 58 V の電圧が発生するためである。コイルのエネルギーを外部に取り出しやすいことを示しており、クエンチからコイルを熱的に保護する観点から有利な特性である。

試験後、LNI-REBCO コイルを取り出して液体窒素冷却・自己磁場下で通電して、 $I$ - $V$  特性を測定した結果を図 3.30 に示す。31.4 T クエンチの前後で、電圧が立ち上がった後の電圧値は僅かに上昇しているものの、電圧が立ち上がる電流値は良く一致しており、クエンチによってコイルに大きな特性劣化は発生していないといえる。開発目標である 1.3 GHz NMR 装置に必要な磁場強度を上回る 31.4 T もの強磁場におけるクエンチから、LNI-REBCO コイルが保護されることを実証した。LNI-REBCO コイルは、NI パンケーキ巻 REBCO コイルと異なり、強磁場下におけるクエンチから機械的にも保護することが可能だと言える。

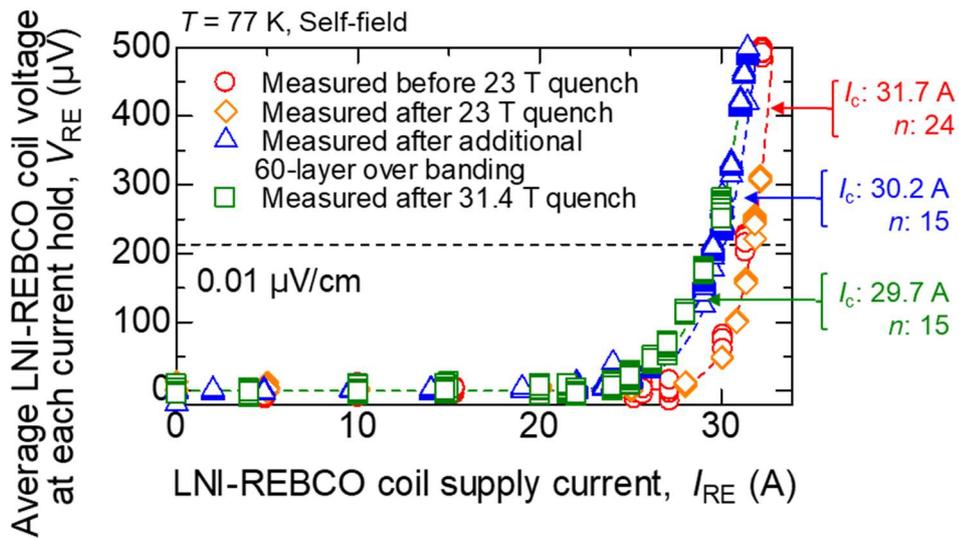


図3.30 LNI-REBCO コイルの  $I$ - $V$  特性：31.4 T クエンチ試験前後比較

本試験で 31.4 T の磁場発生に成功した。これは図 1.11(b)に示す様に、超伝導磁石により定常的に発生した磁場値の中で、現時点において世界で 3 番目に強い磁場値である。また、レイヤー巻超伝導コイルによって発生した磁場値としては世界記録である。さらに、31.4 T 級の強磁場中のクエンチからのコイル保護を実証したことは、LNI-REBCO コイルのもつ高い保護性能を示している。

3.1 節で示したように、NI パンケーキ巻 REBCO コイルは強磁場中クエンチによって機械的に劣化したのに対し、LNI-REBCO コイルでは 31.4 T クエンチに対してコイルを機械的に保護できた。この要因は、実験結果からは明らかになっていない。クエンチ時の詳細なコイルの振る舞いを分析してコイルを機械的に保護した要因を明らかにするために、数値解析を用いた検討が必要である。数値解析モデルを構築するにあたり、使用した線材の  $I_c$  分布、巻線内部の線材と銅シート間の接触抵抗率の情報が必要となり、これらを得るために実施した追加の検討について説明する。

## 3.6 数値解析モデル構築に向けた検討

### 3.6.1 LNI-REBCO コイル巻き戻し検査

3.4 節で述べた、追加バインド巻線によって発生した  $I_c$  低下箇所の分布を測定するために、LNI-REBCO コイルを巻き戻し、線材の全長  $I_c$  分布測定検査を実施した。全長  $I_c$  分布測定検査は、共同研究先である住友電気工業株式会社が保有する、非接触で線材の  $I_c$  を測定できる磁化検査装置[3.24]を用いて実施した。なお、本手法で測定される  $I_c$  は、 $n$  値モデルのような電界基準によらない、微小に電圧が発生する時の電流値であることに注意されたい。

検査結果を図 3.31(a)に示す。横軸は線材長手方向の位置、左軸は測定した  $I_c$ 、右軸は劣化率を示す。また、灰色の破線でコイル上下端部に位置するレイヤー折り返し部の位置を示している。これを見ると、レイヤー折り返し部において  $I_c$  が低下していることが分かる。特に、89 レイヤー目最上部のターンで 24 A（健全部に対して 14%）まで、171 レイヤー目最下部のターンで 63 A（健全部に対して 37%）まで大きく  $I_c$  が劣化している。上記 2 か所の拡大図を図 3.31(b), (c)に示す。劣化は、0.7 cm, 2 cm に渡って発生している。1.4 節で述べた通り、レイヤーの折り返し部分は、線材に対してエッジワイズ方向の歪がかかるため、潜在的に劣化が発生しやすい箇所である。この箇所に対して、追加の 60 レイヤーオーバーバンドを施した際に何等かの局所的応力集中が発生し、劣化が生じたと考えられる。レイヤー巻形状のコイルのレイヤー折り返し部における劣化発生メカニズム、またその抑制方法については更なる検討が必要である。

数値解析モデルには、線材の  $I_c$  に加えて  $n$  値も必要となる。最も劣化している 89 レイヤー目最上部の線材の  $n$  値を測定するために、4 端子法による通電検査を実施した。試験系を図 3.32(a)に示す。測定した  $I$ - $V$  特性を図 3.32(b), 電圧立ち上がり箇所拡大図を図 3.32(b')に示す。本測定による  $0.2 \mu\text{V}$  の分解能では、30 A 付近で電圧が立ち上がっている様子が見てとれる。電界  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  の電解基準をとって  $n$  値モデルで近似すると、 $I_c = 55.3 \text{ A}$ ,  $n = 9$  であった。

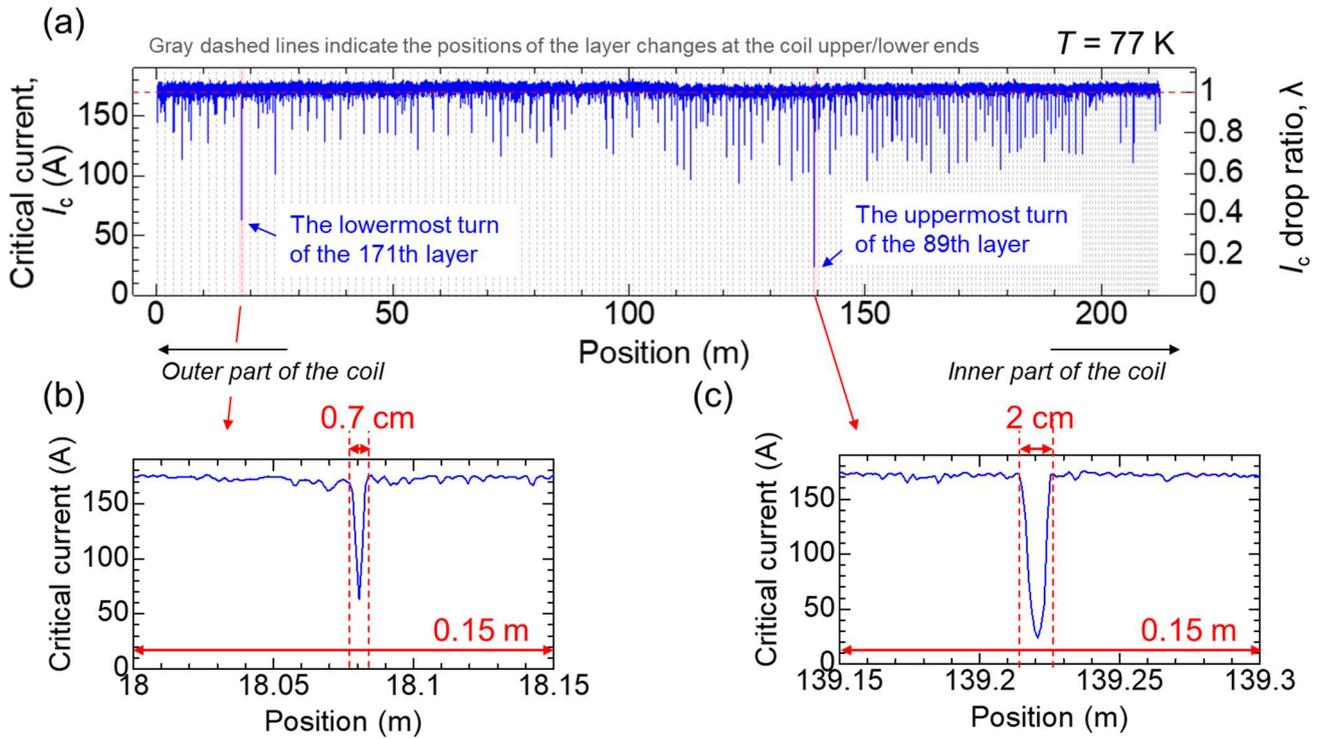


図3.31 LNI-REBCO コイルに使用した線材の全長  $I_c$  分布測定結果。(a) 全長分布, (b) 2 番目に劣化が大きい 171th レイヤー最下部ターンの  $I_c$  分布, (c) 最も劣化が大きい 89th レイヤー最上部ターンの  $I_c$  分布

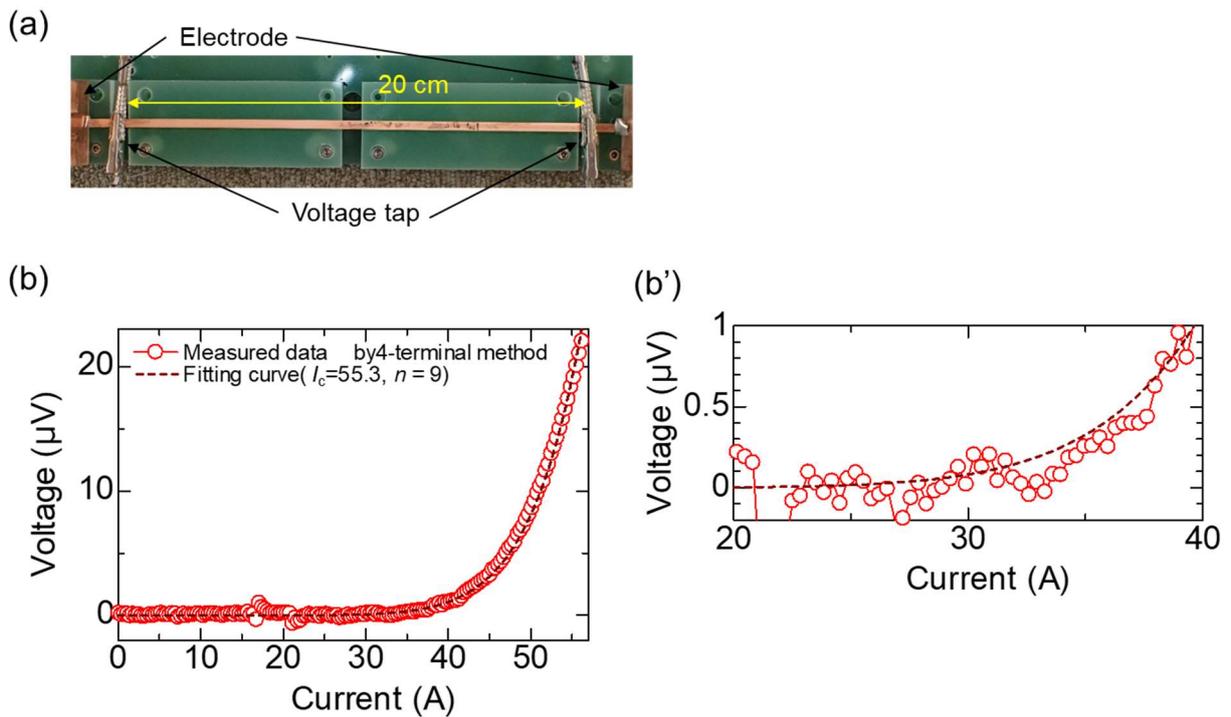


図3.32 最も劣化が大きい図 3.31(c)の箇所 (89 レイヤー目最上部ターン) に対する 4 端子法通電試験結果。(a) 試験系, (b)  $I$ - $V$  特性, (b') (b) 拡大図

### 3.6.2 巻線内接触抵抗率の変遷

20 T 級クエンチ試験, 30 T 級クエンチ試験で用いた小口径 LNI-REBCO コイルは, 試験の都度, 77 K・自己磁場下, または 4.2 K・自己磁場下で電源遮断試験を実施しており, コイルの中心磁場減衰時定数を測定していた。2.3.3 節で説明した様に, 測定した磁場減衰時定数と, 電気等価回路モデルを用いた数値解析により, コイルの接触抵抗率  $\rho_{ct}$  を推定できる。本試験で使用した LNI-REBCO コイルの  $\rho_{ct}$  の変遷を図 3.33 に示す。温度サイクル, オーバーバンド補強, パラフィン含浸, 通電試験等の要因で  $\rho_{ct}$  が変化している様子が分かる。いずれの要因も, 巻線内部の線材と銅シート間の接触状態が変化していることが本質的な原因と考えられる。特に強磁場中通電試験を経験することによって,  $\rho_{ct}$  が大きく上昇している。この時, 強磁場中通電試験を経験すると, その後の自己磁場下においても  $\rho_{ct}$  が上昇しており, 不可逆的に  $\rho_{ct}$  が変化していることに注意されたい。最小値は 4.2 K 自己磁場下における  $600 \mu\Omega\text{cm}^2$  であったが, 31.4 T クエンチ経験後は 77 K 自己磁場下で  $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  まで上昇した。クエンチによっても接触抵抗率は変化すると考えられるが, 31.4 T を経験した時点でこの程度の接触抵抗率に上昇していた可能性がある。

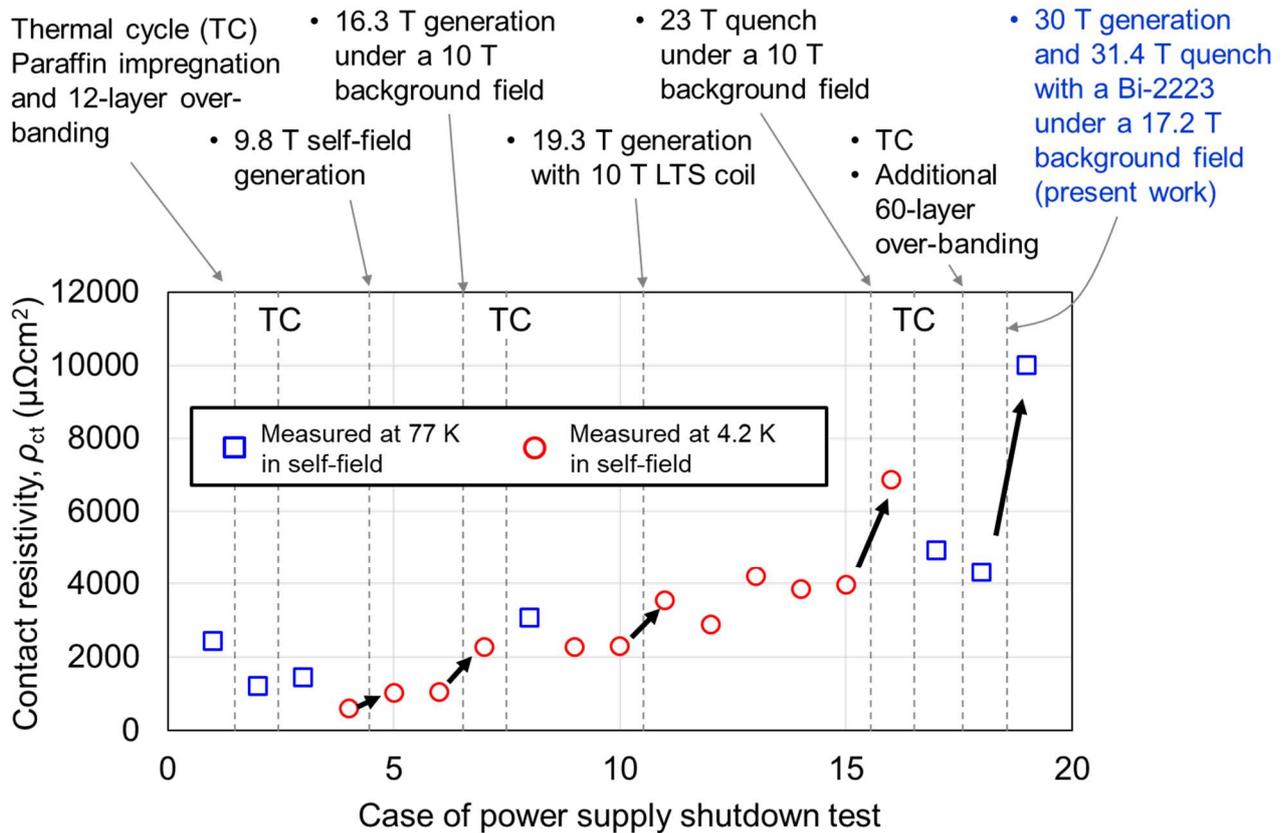


図3.33 LNI-REBCO コイルの接触抵抗率の変遷

### 3.7 小括

本章では、第2章で提案した intra-Layer No-Insulation (LNI) 法を用いて小口径の LNI-REBCO コイルを製作し、強磁場中におけるクエンチに対する保護性能を評価した。NI コイルや LNI コイルの様に、クエンチ時に巻線内部の電流分布が不均一になるようなコイルでは、強磁場中で不均一な電磁力が発生し、コイルを機械的に損傷する可能性がある。強磁場試験によって以下の結果が得られた。

- ・ LTS コイルによる 10 T の外部磁場下で、23 T の中心磁場発生時に 400 A (線材電流密度  $1,000 \text{ Amm}^{-2}$ ) 通電した状態で LNI-REBCO コイルにクエンチが発生しても、コイルが保護されることを明らかにした。測定した信号は、巻線内部で常伝導領域が急速に伝播してコイルの内部抵抗が増加して、電流値が速やかに減衰することを示していた。
- ・ さらに強い磁場環境における保護特性を調査するために、LTS コイルによる 17 T の外部磁場下で、Bi-2223 コイルと直列に接続した LNI-REBCO コイルに通電し、クエンチ試験を実施した。結果として、31.4 T の中心磁場発生時に 289.6 A (線材電流密度  $723 \text{ Amm}^{-2}$ ) でクエンチが発生しても、クエンチの前後でコイルの通電特性が変化しなかったことから、LNI-REBCO コイルが保護されたとと言える。開発目標である 1.3 GHz NMR 装置に必要な磁場強度を上回る、31.4 T の磁場環境においても LNI-REBCO コイルがクエンチから保護されることを実証した。LNI-REBCO コイルは、NI パンケーキ巻 REBCO コイルと異なり、強磁場下におけるクエンチからコイルを機械的にも保護することが可能だと言える。
- ・ 31.4 T クエンチの際に、LNI-REBCO コイルが Bi-2223 コイルの蓄積エネルギーも消費し、自身の蓄積エネルギーの約 6 倍大きなエネルギーを消費したことが測定データから明らかになった。これは、クエンチに対して LNI-REBCO コイルが高い熱的耐性をもつことを示している。

### 第3章参考文献

- 
- [3.1] J. Bin Song, S. Hahn, T. Lécrevisse, J. Voccio, J. Bascuán, 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, p. 114001, (2015).
  - [3.2] S. Yoon, J. Kim, H. Lee, S. Hahn, and S. H. Moon, "26 T 35 mm all-GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>-x multi-width no-insulation superconducting magnet," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 4, pp. 1–6, (2016).
  - [3.3] K. Bhattarai, "Understanding multi-physics of quench in "no-insulation" rare earth barium copper oxide superconducting magnets.", Ph.D thesis in Florida state univ., (2019).
  - [3.4] P. Fazilleau *et al.*, "38 mm diameter cold bore metal-as-insulation HTS insert reached 32.5 T in a background magnetic field generated by resistive magnet", *Cryogenics* 106 103053 (2020).
  - [3.5] 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).
  - [3.6] T. Painter *et al.*, "Design, construction, and operation of a 13 T 50 mm no-insulation REBCO insert for a 20 T all-superconducting user magnet," in *Proc. 26th Int. Conf. Magnet Technol.*, Amsterdam, Netherlands, (2017).
  - [3.7] 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.*, 29, 5 (2019).
  - [3.8] Y. Li *et al.*, "Magnetization and screening current in an 800 MHz (18.8 T) REBCO nuclear magnetic resonance insert magnet: experimental results and numerical analysis." *Supercond. Sci. Technol.*, 32(10), 105007 (2019).
  - [3.9] C. Barth, G. Mondonico and C. Senatore, "Electro-mechanical properties of REBCO coated conductors from various industrial manufacturers at 77K, self-field and 4.2K, 19T", *Supercond. Sci. Technol.*, 28, 045011

- (2015).
- [3.10] S. Noguchi, "Electromagnetic, Thermal, and Mechanical Quench Simulation of NI REBCO Pancake Coils for High Magnetic Field Generation." *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 29(5), 1–7 (2019).
  - [3.11] S. Noguchi *et al.*, "Investigation of Current Flow between Turns of NI REBCO Pancake Coil by 2-D Finite-Element Method", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 26. 3 (2016).
  - [3.12] S. Noguchi and S. Hahn, "Torque Simulation on NI REBCO Pancake Coils during Quench", *Journal of Physics: Conference Series*, 1293, 012061 (2019).
  - [3.13] K. Tsuchiya *et al.*, "Critical Current Characterization of Commercial REBCO Coated Conductors at 4.2 and 77 K," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, pp. 1-5, June (2017)
  - [3.14] D. K. Hilton, A. V. Gavrilin, and U. P. Trociewitz, "Practical fit functions for transport critical current versus field magnitude and angle data from (RE)BCO coated conductors at fixed low temperatures and in high magnetic fields," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 7, (2015)
  - [3.15] R. Piao *et al.*, "Design and Development of a Compact 1 GHz (23.5 T)-Class NMR Magnet with Bi-2223 Inner Coils", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 29(5), 1–7 (2019).
  - [3.16] C. Barth, P. Komorowski, R. Tediosi, R. Herzog, R. Schneider, and C. Senatore, "A Size-Constrained 3-T REBCO Insert Coil for a 21-T LTS Magnet: Mechanical Investigations, Conductor Selection, Coil Design, and First Coil Tests," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, (2016).
  - [3.17] T. Takeuchi *et al.*, "Design and loading test results of 21 T@4.2 K magnet using RHQTNb\_3 Al insert coils," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, pp. 2661–2665, Jun. (2009).
  - [3.18] 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).
  - [3.19] A. Godeke *et al.*, "A feasibility study of high-strength Bi-2223 conductor for high- fi eld solenoids," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 035011, (2017).
  - [3.20] D. Uglietti, H. Kitaguchi, Seyong Choi, and T. Kiyoshi, "Angular Dependence of Critical Current in Coated Conductors at 4.2 K and Magnet Design," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, pp. 2909–2912, (2009).
  - [3.21] Y. Zhang *et al.*, "Detailed studies of tensile and delamination properties of REBCO coated conductors", *8th Workshop on Mechanical and Electromagnetic Properties of Composite Superconductors (MEM 2016)*, FL, USA, March 21-23, (2016).
  - [3.22] T. Nakashima *et al.*, "Drastic Improvement in Mechanical Properties of DI-BSCCO Wire With Novel Lamination Material," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, no. 3, pp. 1-5, June (2015).
  - [3.23] Y. Yanagisawa *et al.*, "Combination of high hoop stress tolerance and a small screening current-induced field for an advanced Bi-2223 conductor coil at 4.2 K in an external field," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 12, (2015).
  - [3.24] S. Furtner *et al.*, "Reel-to-reel critical current measurement of coated conductors" *Supercond. Sci. Technol.* **17** S281-4 (2004).

## 第4章 LNI-REBCO コイルのクエンチ解析モデルの構築

第3章では、小口径の LNI-REBCO コイルを用いて強磁場中クエンチ試験を実施し、31.4 T におけるクエンチに対して LNI-REBCO コイルが熱的・機械的な損傷から保護されることを実証した。一方で、より大口径の NI パンケーキ巻 REBCO コイルでは、強磁場中でクエンチが発生した際の機械的損傷が報告されている。今回の LNI-REBCO コイルは、口径や蓄積エネルギーが小さいものの、熱的・機械的に保護された要因、および保護時の詳細なメカニズムは実験データからは明らかではない。本章では、これらを明らかにするために構築した数値解析モデルについて説明する。

NI パンケーキ巻コイルのクエンチ挙動を解析できる数値解析モデルは、Yanagisawa ら[4.1], Noguchi・Ishiyama ら[4.2]–[4.4], Markiewiz ら[4.5], [4.6], Kabindra ら[4.7], [4.8]によって提案され、良く現象を再現できている。これらのクエンチ解析モデルは、[4.4], [4.9], [4.10]で体系的に説明されている。これらのモデルと、既に構築している LNI-REBCO コイルの電気等価回路モデル (2.4 節参照) をもとにして、LNI-REBCO コイルのクエンチ挙動を解析できる数値解析モデルを構築した。解析モデルは、超伝導特性を考慮した電気等価回路モデルと巻線内部の熱伝導モデルから成る。それぞれ説明する。

### 4.1 電気等価回路モデル

電気等価回路モデルについては、インダクタンスを計算する際のコイルの分割数によって異なるモデルが提案されている。コイルごとに分割する Simple electrical circuit (SPEC) モデル、ターンごともしくは数ターンごとに分割する Lumped circuit モデル、1 ターンを周方向に細かく分割した Partial Element Equivalent Circuit (PEEC) モデルである (PEEC モデルは Distributed network モデルと呼ばれることがあるが、本論文では上記の通りに呼ぶ)。分割が細くなるほど計算精度は向上するが、その分計算コストと時間がかかる。Noguchi らの検討[4.4]によると、NI パンケーキ巻コイルの場合、クエンチの解析には 20 ターンごとの分割で十分精度良く解析できる。一方で LNI コイルの場合は、レイヤー巻線されているため、径方向隣接ターンをまとめたセクションに分割することはできず、軸方向のターンでまとめてセクション分割する必要があるが、軸方向の線材間の距離が遠いため隣接ターン間の磁氣的結合が弱く、軸方向数ターン分でまとめてセクション分割すると、解析精度が低下すると考えられる。このため、本解析では 1 ターンごとにセクション分割した Lumped circuit モデルを採用した (結局、2.4 節で説明した電気等価回路モデルと同等である)。

図 4.1 に LNI-REBCO コイルの電気等価回路モデルを示す。各ターンは 1 ターンごとのインダクタンス  $L$  と、超伝導線材の内部抵抗  $R_{cd}$  で構成される。ここで  $R_{cd}$  は、超伝導層の実効抵抗  $R_{sc}$  と銅安定化材の抵抗  $R_{st}$  の並列回路における合成抵抗とした。このような 1 ターンの要素に対して、層間に挿入した銅シートの抵抗  $R_{sh}$  が、線材と銅シート間の接触抵抗  $R_c$  を介して並列に接続されている。

全ターンの自己/相互インダクタンスマトリクスは、1 ターンを 1 つのリングコイルと見なし、電流が流れた際の各リングコイルに対する鎖交磁束を計算して求めた。計算手法の詳細は Appendix A, B で示している。

超伝導層の実効抵抗  $R_{sc}$  は  $n$  値モデルを用いて次式で表される。

$$R_{sc,a} = E_c l_a \frac{(I_{sc,a})^{n-1}}{\{I_{c,a}(B, \theta, T)\}^n} \quad (4.1)$$

ここで、添え字  $a$  はターン番号を表す。  $E_c, l, I_{sc}, I_c, n$  は、  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  の電解基準、ターンの周長、超伝導層

を流れる電流, 臨界電流,  $n$  値である。 $R_{sc}$  は  $I_{sc}$ ,  $I_c$  によって変化する可変抵抗と見なしている。 $I_c$  は, 超伝導層にあたる磁場強度  $B$ ・角度  $\theta$ , 温度  $T$  によって変化する。REBCO 線材の  $I_c$  に対する磁場角度依存性は, 3.2.2, 3.2.3 項でも説明した様に, Hilton ら[4.11]が提案した次式を用いて定式化した。

$$I_c(B, \theta) = \frac{k_0}{(B + \beta_0)^{\alpha_0}} + \frac{k_1}{(B + \beta_1)^{\alpha_1}} \times [\omega_1^2(B) \cos^2(\theta - \varphi_1) + \sin^2(\theta - \varphi_1)]^{-1/2} \quad (4.2)$$

$$\omega(B) = c \left[ B + \left(\frac{1}{c}\right)^{5/3} \right]^{3/5} \quad (4.3)$$

ここで,  $k_0, k_1, \alpha_0, \alpha_1, \beta_0, \beta_1, \varphi_1, c$  はそれぞれフィッティングパラメータであり, SuperPower 社の REBCO 線材 SCS4050 に対するパラメータは[4.11]中に記載されている。 $B$  は磁場強度,  $\theta$  は磁場角度を表し, テープ面に対して垂直方向が  $\theta=0^\circ$  である。温度依存性は, 1.7.3 項で説明したように, Ginzburg-Landau モデル[4.13]より, 次式で表すことができる[4.14], [4.15]。

$$I_c(T, B, \theta) = \frac{I_c(B, \theta, 4.2)}{\exp(-4.2/T^*)} \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) \quad (4.4)$$

ここで,  $T^*$  はスケールパラメータであり, 物理的には磁束のピン止めエネルギーを意味する。磁場の強度と角度により変化するが, REBCO 線材では凡そ 15–25 K の領域にある[4.14]。本解析では, 解析結果と実験結果が近くなる様にパラメータフィッティングした (4.4 節参照)。なお, 本解析では, 磁場強度・角度によらず,  $T^*$  は巻線内部において一定の値を使用した。このような  $I_c$  に対する磁場角度依存性・温度依存性に加え, 3.6 節で調査した  $I_c$  の劣化分布 (図 3.31 参照) も考慮した。式(4.2)–(4.4)により導出した  $I_c$  に, 各ターンの位置に対応する  $I_c$  劣化率 (図 3.31 右垂直軸参照) を乗じて 1 ターンごとの局所的な  $I_c$  とした。 $n$  値は, 試験に使用した線材を用いた短尺 4 端子法通電試験結果より, 健全部で 50, 劣化部で 16, 最も劣化している 89 レイヤー目最上部ターンは図 3.32(b)の試験結果より 9 に設定した。

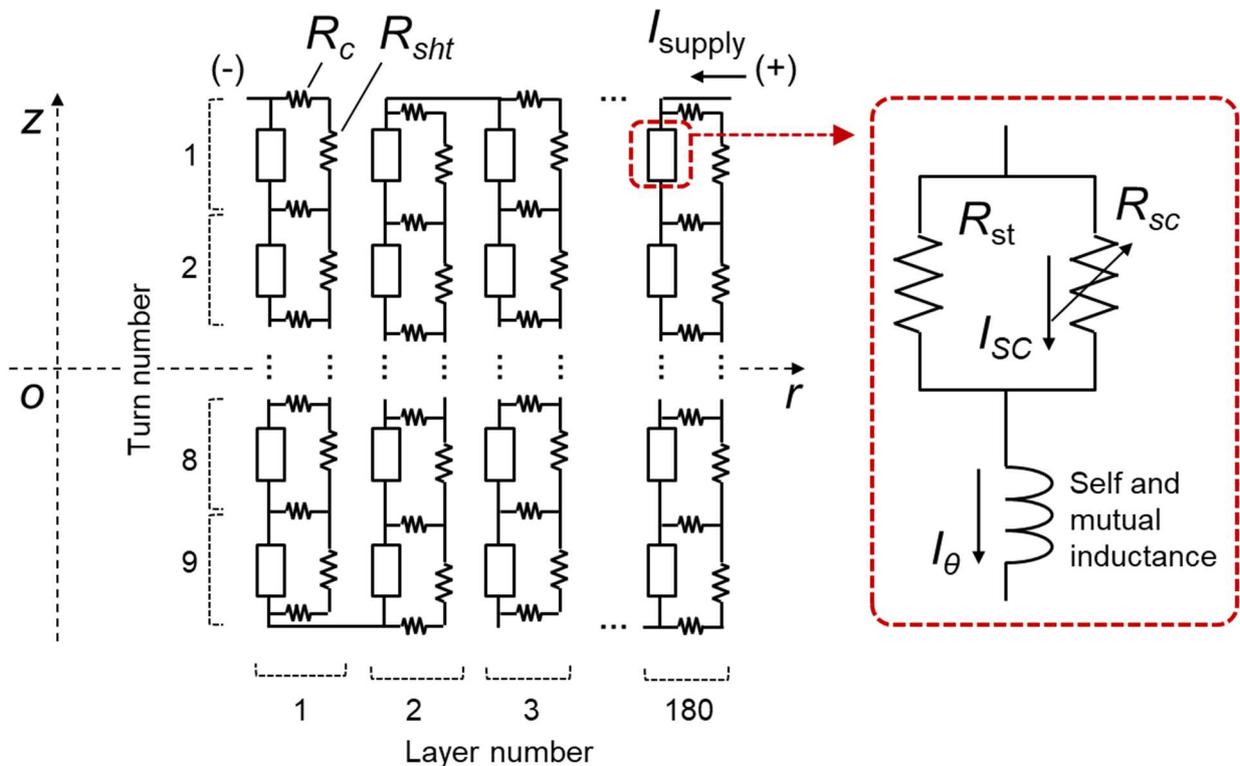


図4.1 LNI-REBCO コイルの電気等価回路モデル

ここで、 $t = 0$  s の初期条件である  $I_{\theta}(0) = 289.6$  A,  $T(0) = 4.2$  K,  $I_{bi} = 289.6$  A,  $I_{ts} = 241.4$  A (すなわち、31.4 T 発生時、コイル温度が 4.2 K で均一とした時) の、巻線内部の  $I_c$  分布を図 4.2 に示す。使用した線材の全長  $I_c$  検査結果 (図 3.32 参照) から示されている通り、最も  $I_c$  が低下している 89 レイヤー目コイル最上部のターンで、 $I_c = 295.9$  A と最低値になっている。

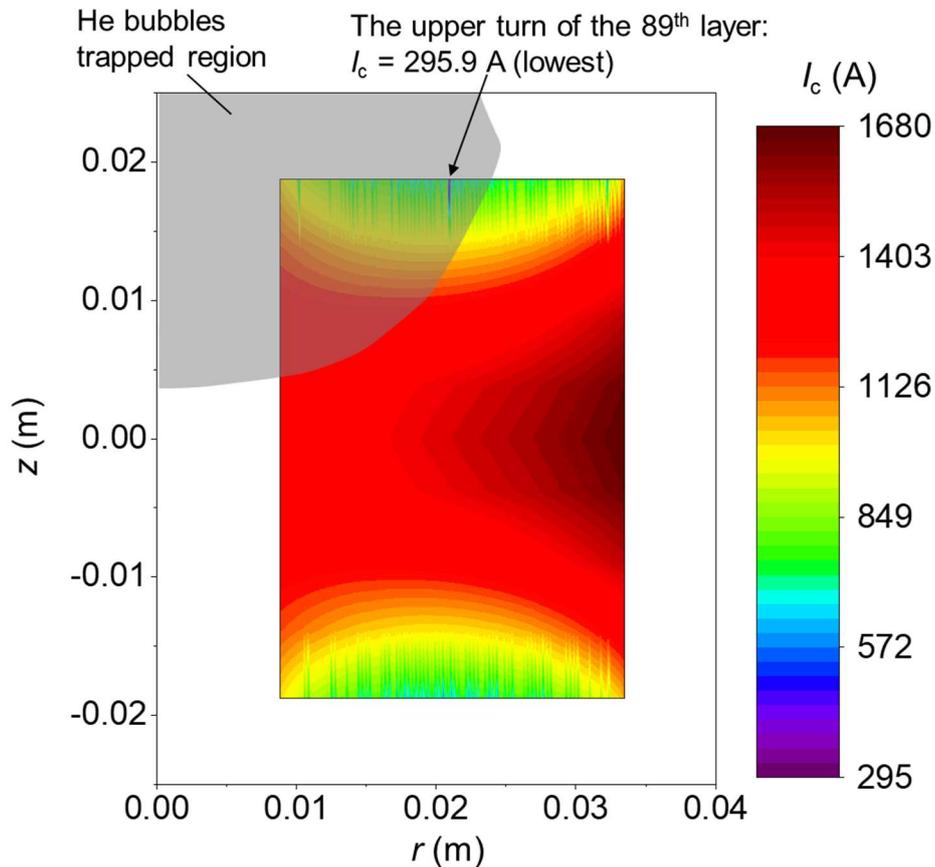


図4.2 初期条件 ( $I_{\theta}(0) = 289.6$  A,  $T(0) = 4.2$  K,  $I_{bi}(0) = 289.6$  A,  $I_{ts}(0) = 241.4$  A) における巻線内部の  $I_c$  分布

次に、超伝導線材内部の銅安定化材の抵抗  $R_{st}$  は次式で表される。

$$R_{st,a} = \rho_{cu}(T, B) \frac{l_a}{d_{st}w} \quad (4.5)$$

ここで、 $\rho_{cu}$ ,  $d_{st}$ ,  $w$  は、銅の抵抗率、銅安定化材の厚さ、線材幅である。銅の抵抗率は、温度依存性と磁場依存性[4.12]を考慮している。

$a$  th ターンの超伝導線材内部の並列回路において、キルヒホッフの第 1・第 2 法則を用いると、次式が成り立つ。

$$R_{sc,a}(I_{sc,a}) - R_{st,a}(I_{\theta,a} - I_{sc,a}) = 0 \quad (4.6)$$

ここで、 $I_{\theta}$  はターンごとに流れる周方向電流である。 $I_{\theta}$  を既知、 $I_{sc}$  を未知数として解くことで各ターンの  $I_{sc}$  が求まり、そこから  $R_{sc}$ ,  $R_{cd}$  を計算できる。なお、非線形方程式となるため、(4.6)式はニュートン法を用いて数値計算した。

接触抵抗  $R_c$ , 銅シートの抵抗  $R_{sh}$  は次式で表される。

$$R_{c,a} = \frac{\rho_{ct}}{l_a w} \quad (4.7)$$

$$R_{sht,a} = \rho_{cu}(T, B) \frac{w}{l_a d_{sht}} \quad (4.8)$$

なお、2.4節で説明した(2.1), (2.7)式と同じ式である。ここで、 $\rho_{ct}$ ,  $d_{sht}$  は、線材と銅シート間の接触抵抗率、銅シートの厚さである。 $\rho_{ct}$  は、図 3.33 で示した通り試験を重ねるごとに変化したが、本解析では 31.4 T 試験後に 77 K 自己磁場下で測定した  $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  に設定した。

図 4.1 の回路に対して、キルヒホッフの第 1・第 2 法則を用いて立式し、時間  $t$  に対して後退差分をとることで LNI-REBCO コイルの回路方程式は次式の様に表される。なお、立式の詳細については Appendix D に記載した。

$$[C_{lni,1}]\{I_\theta(t)\} = [C_{lni,2}]\{I_\theta(t-dt)\} \quad (4.9)$$

ベクトル  $\{I_\theta(t)\}$  は未知数であり、時間ステップ  $t$  におけるターンごとの周方向電流  $I_\theta(t)$  で構成される。行列  $[C_{lni,1}]$  は、ターンごとの  $R_{cd}, R_c, R_{sht}$ , 自己/相互インダクタンスで構成される。行列  $[C_{lni,2}]$  は、ターンごとの  $R_c, R_{sht}$ , 自己/相互インダクタンスで構成される。さらに、31.4 T クエンチを対象とした本解析では、外層 LTS コイル、Bi-2223 コイルと各ターン間の磁氣的結合を考慮し、それぞれのコイルから誘起されるインダクティブ電圧  $V_{Lbi}$ ,  $V_{Llts}$  も考慮しており、 $[C_{lni,2}]$  に含まれている。ベクトル  $\{I_\theta(t-dt)\}$  は、前時間ステップ  $t-dt$  におけるターンごとの周方向電流  $I_\theta(t-dt)$ , およびコイルに供給される電流  $I_{re}$  で構成される。なお、 $I_{re}$  は、実験で得られた REBCO コイルに供給される電流  $I_{re}$  の波形を用いた (図 3.25(a)参照)。式 (4.9) は、結局連立一次方程式であり、 $t=0$  における初期電流分布を与えてこれを解くことで時間ステップ  $t$  におけるコイル内の  $I_\theta$  分布を求めることができる。本解析では共役勾配法を用いて数値的に計算した。

なお、発生する磁場分布に関しては、上記で求めた  $I_\theta$  分布をもとに計算できる。具体的には、Appendix A に示すような手法で計算できるが、この計算は完全楕円積分を含んでおり、毎時間ステップにこの計算を行うと、多大な計算時間を要するため、次の様に工夫して計算時間を短縮した。まず、1 A の通電した時の、LNI-REBCO コイル内の  $j$  th ターンが、 $a$  th ターンに対して発生させる径方向磁場  $B_r$  と軸方向磁場  $B_z$  を、Appendix A に示した手法で計算し、これを変換係数  $\beta_{r,a,j}$ ,  $\beta_{z,a,j}$  とする。同様に、Bi-2223 コイルと LTS コイルから  $a$  th ターンに対する変換係数  $\beta_{a,bi}, \beta_{a,lts}$  を計算しておく。これを用いて、LNI-REBCO コイル内の  $a$  th ターンが受ける径方向と軸方向の磁場強度  $B_{r,a}$ ,  $B_{z,a}$  は次式で表される。

$$B_{r,a} = \sum_j^{\substack{9 \times 180 \\ j}} \beta_{r,a,j} I_{\theta,j} + \beta_{r,a,b} I_{bi} + \beta_{r,a,l} I_{lts} \quad (4.10)$$

$$B_{z,a} = \sum_j^{\substack{9 \times 180 \\ j}} \beta_{z,a,j} I_{\theta,j} + \beta_{z,a,bi} I_{bi} + \beta_{z,a,lts} I_{lts} \quad (4.11)$$

## 4.2 熱伝導モデル

図 4.3 に本解析で使用した熱伝導モデルを示す。1 ターンを 1 つの要素とした軸対象モデルとしている。NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおけるクエンチ現象を蛍光サーモグラフィで温度分布を観察した報告[4.16]によると、クエンチ時に周方向で均一に発熱が生じることが分かっており、このため、熱伝導解析において軸対象モデルを適用することが可能である。また、REBCO 線材の短尺サンプルを用いて過電流通電した際の温度上昇を蛍光サーモグラフィで観察した報告[4.17]によると、線材幅方向に渡って均

一に温度上昇していることが分かっている。このため、1ターンを1つの要素として、線材内は均一に温度上昇する本モデルは現実の現象を良く再現できると考えられる。また、モデルを簡略化するために、層間に挿入されている銅/絶縁シートも要素に一体化されている物と見なした。

$a$  th ターンの要素における熱バランス方程式は次式で表せる。

$$C(T)Al_a \frac{dT}{dt} = g_{J,a} - h_{ct}(T_a)wl_a(T_a - T_{a,in}) - h_{ct}(T_a)wl_a(T_a - T_{a,out}) \\ h_{ct}(T_a)dl_a(T_a - T_{a,up}) - h_{ct}(T_a)dl_a(T_a - T_{a,low}) \quad (4.12)$$

ここで、 $t, C, A, g_J, d$  は、時間ステップ、単位体積当たりの合成熱容量、要素の断面積、ジュール発熱、要素の径方向厚さである。 $g_J$  は電気等価回路モデルで計算した電流分布を基に計算される。詳細は Appendix D に記載する。なお、内側半田接続部で発生していた 0.55 W の発熱 (図 3.23 参照) を考慮するために、最内層・最上部ターンにおいては  $0.55/2=0.275$  W を  $g_J$  に含めている。 $T_{a,in}, T_{a,out}, T_{a,up}, T_{a,low}$  は、内層側・外層側・軸方向上下に隣接した要素の温度を示す。左辺は要素の熱容量、右辺第 1 項は要素で発生する発熱、第 2-5 項は隣接した要素との熱伝導を表している。隣接したターン間の接触部における熱伝導は、熱伝導係数  $h_{ct}[\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}]$  とターンの温度差を用いて表せ[4.18]、 $h_{ct}$  は絶縁パンケーキ巻 REBCO コイルを用いて実験的に定めた値を用いた[4.19]。LNI-REBCO コイルの実際の  $h_{ct}$  とは異なると考えられるが、クエンチのような瞬間的な現象においては、 $h_{ct}$  の値は解析結果に対して大きな影響を与えないことを確認している。また、(4.12)式では冷媒からの冷却を無視している。これは、コイルはパラフィン含浸され、コイル最内層と巻き枠の間には厚さ 76  $\mu\text{m}$  の PET シート、最外層とバインド線の間には厚さ 125  $\mu\text{m}$  のポリイミドシート 3 枚、コイル上下端部に厚さ 0.5 mm の FRP 盤が挿入されていること、および磁場中のヘリウムガストラップ現象[4.20]によってヘリウムガスが図 4.2 中に陰影で示した領域 (コイル最内層から約 100 レイヤー分、またコイル上部から約 4 ターン分) に留まること、といった要因から冷媒による冷却が弱いと考えられるため、このように仮定した。なお、ヘリウムガストラップ現象はヘリウムガスの反磁性に起因し、次式を満たす領域で発生する[4.20]。

$$B_z \frac{dB_z}{dz} < -2100 [\text{T}^2\text{m}^{-1}] \quad (4.13)$$

(4.12)式を、 $t$  について 4 次のルンゲクッタ法を用いて解くことで、時間ステップ  $t$  における温度分布から次時間ステップ  $t+\Delta t$  の温度分布を計算することができる。なお、陽解法となるため時間ステップの分割  $dt$  が計算精度に影響を与えるが、 $dt$  を変化させて計算を行い、解析結果に変化が生じないことを確認している。

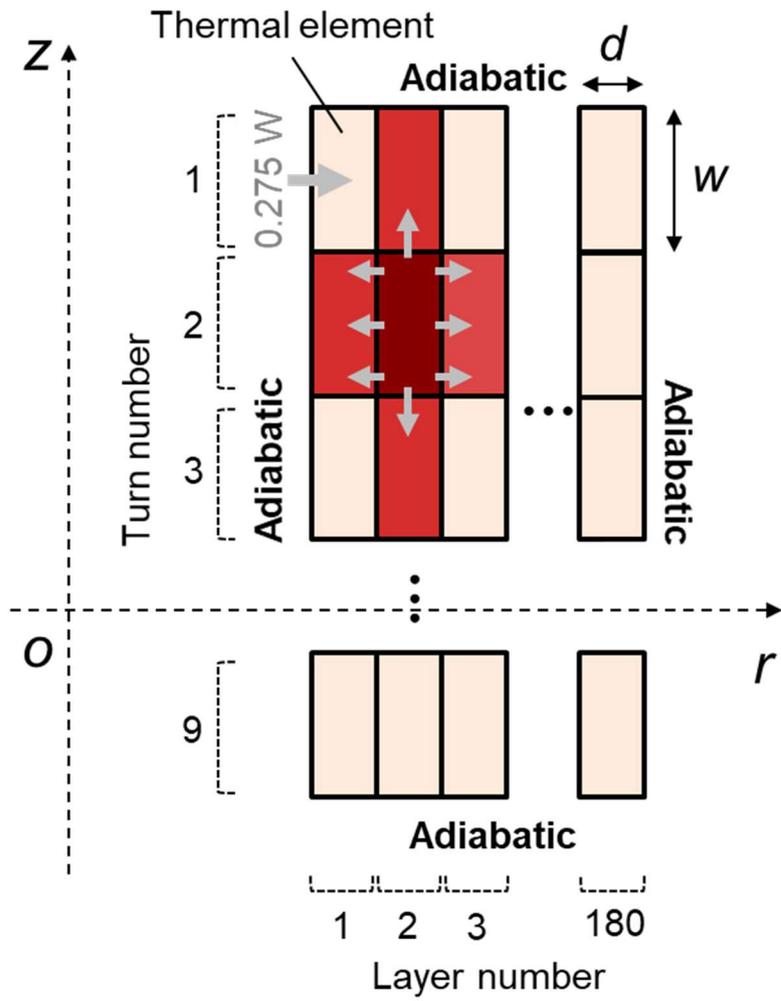


図4.3 LNI-REBCO コイル熱伝導モデル

### 4.3 解析フロー

クエンチ解析のフローチャートを図 4.4 に示す。以下、フローチャートの番号に沿って説明する。

1. Appendix A 記載の方法で、磁場変換係数  $\beta$  を計算する。
2. 初期状態として、全ターンにおいて  $I_\theta(0) = 289.6 \text{ A}$ ,  $T(0) = 4.2 \text{ K}$  の電流分布と温度分布を格納する。
3. 周方向電流  $I_\theta$  分布の反復計算を開始する。反復回数  $k$  回目の解を  $I_\theta^k$  とする。  
式(4.10), (4.11)を用いて各ターンの経験磁場を計算する。
4. 温度分布と経験磁場分布から、式(4.2), (4.4)を用いて各ターンの  $I_c$  を計算する。
5. ニュートン法を用いて超伝導線材内並列回路方程式(4.6)をターンごとに解き、ターンごとの線材内部抵抗  $R_{cd}$  を計算する。
6. 共役勾配法を用いて、コイル回路方程式(4.9)を解き、周方向電流  $I_\theta$  分布を計算する。
7. 周方向電流の反復計算における変化量  $\Delta I_\theta^k (= I_\theta^k - I_\theta^{k-1}) / I_\theta^{k-1}$  が閾値  $\epsilon = 10^{-6}$  を下回ったら収束したと見なし、上回った場合は  $I_\theta^k = I_\theta^{k-1} + \alpha \Delta I_\theta^k$  として、過少緩和法 ( $\alpha < 1.0$ ) を用いて周方向電流分布を更新し、3 に戻る。 $\alpha$  は任意に設定する。
8. 得られた周方向電流分布からジュール発熱を計算し、熱バランス方程式(4.12)を 4 次のルンゲクッタ法で解いて温度分布を求める。
9. 得られた周方向電流分布、温度分布を格納して、時間ステップを  $dt$  分更新し、3 に戻る。なお、供給電流値を変化させる場合はここで更新する。

このような流れで解析を実施して、LNI-REBCO コイル巻線内部の周方向電流分布と温度分布の時間変化を計算し、31.4 T クエンチを再現した。なお、本解析では、実験時の条件と同様に、LNI-REBCO コイル電圧が 0.2 V になった時点で  $I_{re}$  と  $I_{bi}$  が減衰を開始すると仮定した。 $I_{re}$  と  $I_{bi}$  の減衰波形は、31.4 T クエンチ時に測定した図 3.25(a)の波形を用いている。

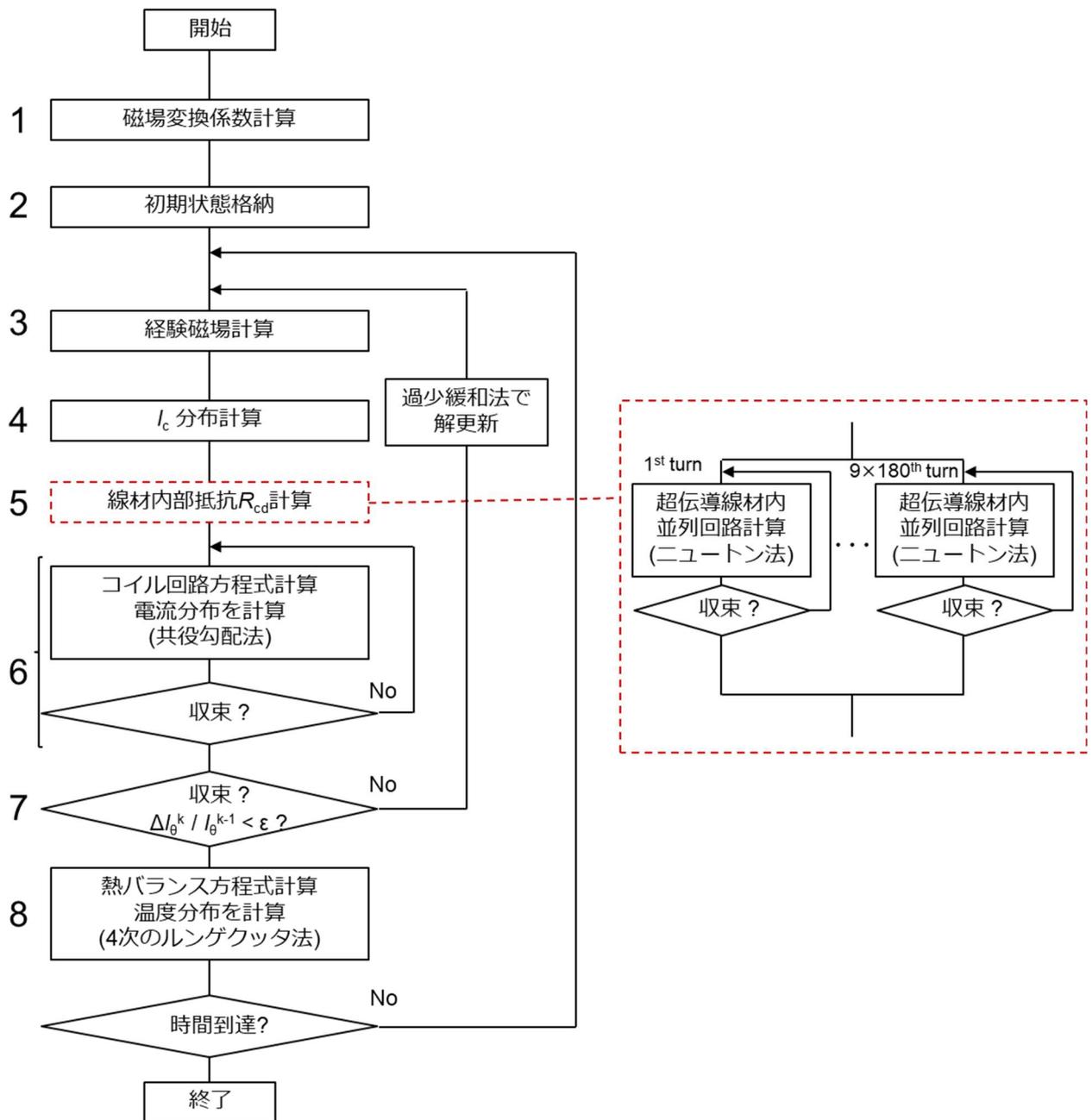


図4.4 クエンチ解析 フローチャート

#### 4.4 実験結果に対するパラメータフィッティング

31.4 T クエンチの解析は  $T^*$  をパラメータにし、 $T^* = 25, 19.5, 15$  と変えて実施した。 $T^* = 25, 19.5, 15$  の時の、(4.4)式で表される  $I_c$  の温度依存性を図 4.5 に示す。なお、4.2 K における  $I_c$  で正規化している。 $T^*$  が低くなる程非線形性が増す。

実験結果と解析結果の比較を図 4.6 に示す。 $\hat{I}_{re}$ ,  $\hat{B}_{up-re}$ ,  $\hat{B}_{cen-re}$ ,  $\hat{B}_{low-re}$ ,  $V_{re}$ ,  $\eta$  の信号をプロットしている。なお、実験結果は図 3.25, 図 3.26 と同じデータを再度図 4.6 (a) に示している。図 4.6 (b-d) の解析結果を見ると、定性的に  $T^*$  が小さい程ピーク  $V_{re}$  と  $\eta$  が大きくなっている。これは、図 4.5 に示される様に、 $T^*$  が低くなる程、温度上昇に伴い急激に  $I_c$  が減少するためである。温度上昇によって常伝導電圧が増大し、電流分流領域が速やかに広がるため、 $V_{re}$  と  $\eta$  が大きくなる。 $T^* = 25$  では常伝導電圧が発生しにくく、電流が銅シートに迂回することによる磁場減衰よりも誘導電流による磁場増加が勝るため、 $\eta < 0$  となっている。 $T^* = 19.5$  の時に  $V_{re}$  の波形および最大値、 $\eta$  が飽和する値が実験結果と良く一致している。 $T^* = 19.5$  の値は、REBCO 線材がとり得る値 15–25 K [4.14] の範囲にあり、妥当な値である。

以上、 $T^* = 19.5$  の時に、解析結果が実験結果を良く再現しており、LNI-REBCO コイルのクエンチ挙動を解析できるモデルを構築できたと言える。ただし、 $V_{re}$ ,  $\eta$  の波形は実験結果と異なる部分もあり、解析精度に関しては課題が残る。これについては、6.2 節で議論する。次章では、図 4.6 (c) に示した、 $T^* = 19.5$  の解析結果を用いて 31.4 T クエンチ時の LNI-REBCO コイルの挙動を分析する。

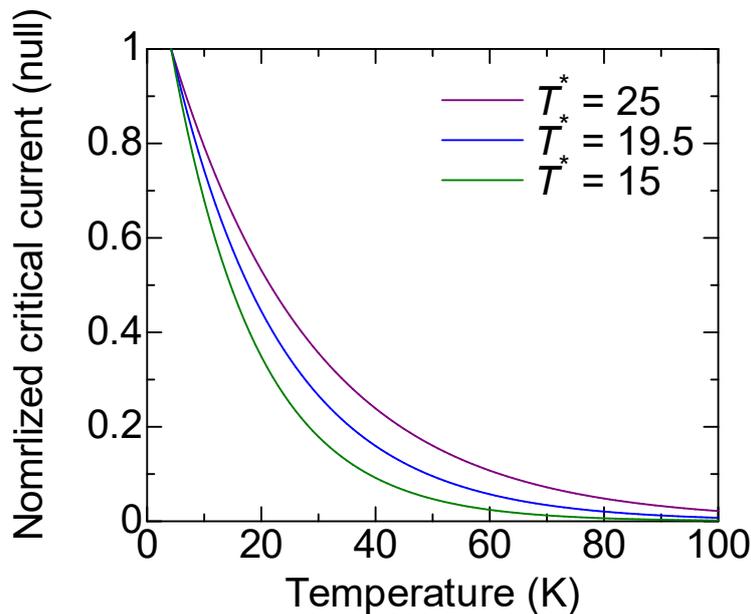


図4.5 (4.4)式で表される、 $T^* = 25, 19.5, 15$  の時の、4.2 K の値で正規化した  $I_c$  の温度依存性

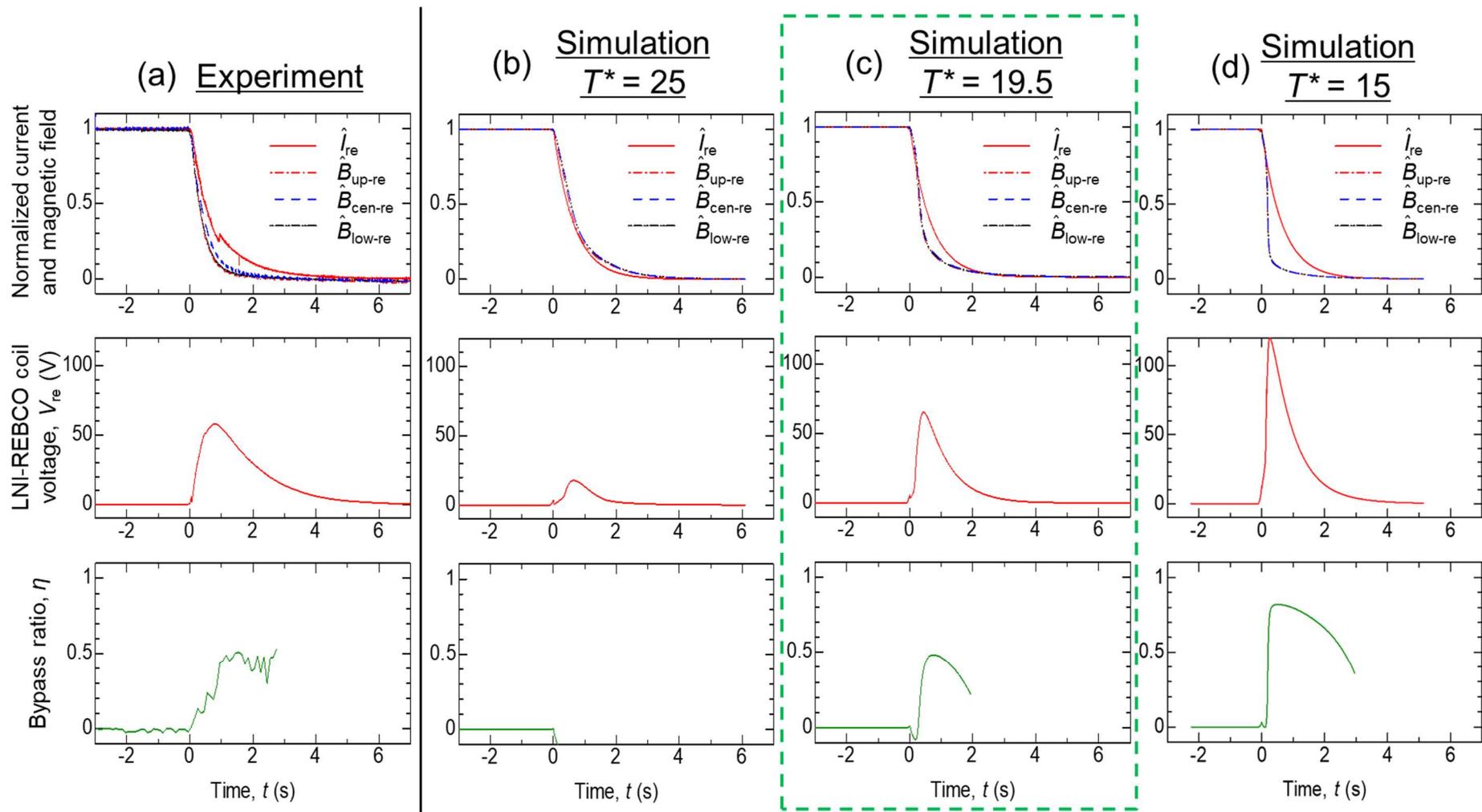


図4.6 31.4 T クエンチ実験結果と数値解析結果の比較：(a) 実験結果，(b) 解析結果， $T^* = 25$ ，(c) 解析結果， $T^* = 19.5$ ，(d) 解析結果， $T^* = 15$

## 第4章参考文献

---

- [4.1] Y. Yanagisawa *et al.*, “Basic mechanism of self-healing from thermal runaway for uninsulated REBCO pancake coils”, *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 499, 40–44 (2014).
- [4.2] T. Wang *et al.*, “Analyses of transient behaviors of no-insulation REBCO pancake coils during sudden discharging and overcurrent”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 25, 3 (2015).
- [4.3] R. Miyao *et al.*, “Thermal and Electromagnetic Simulation of Multistacked No-Insulation REBCO Pancake Coils on Normal-State Transition by PEEC Method”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 28, 3 (2018).
- [4.4] S. Noguchi, “Electromagnetic, Thermal, and Mechanical Quench Simulation of NI REBCO Pancake Coils for High Magnetic Field Generation.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 29(5), 1–7 (2019).
- [4.5] W.D. Markiewicz *et al.*, “Quench analysis of pancake wound REBCO coils with low resistance between turns.” *Supercond. Sci. Technol.*, 29(2), 25001 (2015).
- [4.6] W.D. Markiewicz *et al.*, “Quench transient current and quench propagation limit in pancake wound REBCO coils as a function of contact resistance, critical current, and coil size”, *Supercond. Sci. Technol.*, 32,10, 105010 (2019).
- [4.7] K. Bhattarai *et al.*, “Quench analysis of a multiwidth no-insulation 7-T 78-mm REBCO magnet”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 27, 4, 1–5 (2017)..
- [4.8] K. Bhattarai *et al.*, “Understanding quench in no-insulation (NI) REBCO magnets through experiments and simulations”, *Supercond. Sci. Technol.*, 33, 035002 (2019).
- [4.9] S. Hahn *et al.*, “Current Status of and Challenges for No-Insulation HTS Winding Technique Current Status of and Challenges for No-Insulation HTS Winding Technique”, *TEION KOGAKU (Journal of Cryogenics and Superconductivity Society of Japan)*, 53(1), 2–9 (2018).
- [4.10] 野口聡, 植田浩史, 石山敦士「無絶縁 REBCO パンケーキ・コイルにおける数値解析技術-解析手法の比較および解析事例-」低温工学 54 卷 2 号 (2019)
- [4.11] D. K. Hilton, A. V. Gavrilin, and U. P. Trociewitz, “Practical fit functions for transport critical current versus field magnitude and angle data from (RE)BCO coated conductors at fixed low temperatures and in high magnetic fields,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 7, (2015).
- [4.12] Y. Iwasa, "Case Studies in Superconducting Magnets Design and Operational Issues Second Edition", *Springer*, (2009).
- [4.13] D. I. Khomskii and A. Freimuth, “Charged vortices in high temperature superconductors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 7, pp. 1384–1386, (1995).
- [4.14] C. Senatore, C. Barth, M. Bonura, M. Kulich, and G. Mondonico, “Field and temperature scaling of the critical current density in commercial REBCO coated conductors,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 1, p. 14002, (2016).
- [4.15] A. Francis, D. Abraimov, Y. Viouchkov, Y. Su, F. Kametani, and D. C. Larbalestier, “Development of General Expressions for the Temperature and Magnetic Field Dependence of the Critical Current Density in Coated Conductors with Variable Properties,” *Supercond. Sci. Technol.*, 33, 044011 (2020).
- [4.16] R. Gyuráki, T. Benkel, F. Schreiner, F. Sirois, and F. Grilli, “Fluorescent thermal imaging of a non-insulated pancake coil wound from high temperature superconductor tape,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 105006, (2019).
- [4.17] R. Gyuráki, F. Sirois, and F. Grilli, “High-speed fluorescent thermal imaging of quench propagation in high temperature superconductor tapes,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 31, no. 3, (2018).
- [4.18] Y. Nagasaki *et al.*, “Thermal Conduction Characteristics of Bi- and Y-system Tape Conductors Aiming at Conduction-cooled Magnet,” *TEION KOGAKU (Journal Cryog. Supercond. Soc. Japan)*, vol. 47, no. 10, pp. 597–604, (2012).
- [4.19] H. Mochida, Y. Suetomi, T. Takao, H. Maeda, and Y. Yanagisawa, “Continuous Heating Criteria to Avoid Thermal Runaway of Insulated HTS Coils in High Fields,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 5, (2019).
- [4.20] H. Bai, S. T. Hannahs, W. D. Markiewicz, and H. W. Weijers, “Helium gas bubble trapped in liquid helium in high magnetic field,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 13, (2014).

## 第5章 LNI-REBCO コイルの 31.4 T クエンチ解析

第4章では、LNI-REBCO コイルの数値解析モデルを構築して、31.4 T クエンチ時の測定信号を再現できることを示した。この数値解析結果を詳細に分析し、31.4 T クエンチ時の LNI-REBCO コイルの詳細な挙動を観察していく。

### 5.1 31.4 T クエンチにおける LNI-REBCO コイルの電流・電圧・温度・電磁力の挙動

図 5.1 に(a) 10 レイヤーごとの最大周方向電流  $I_\theta$ 、(b) 10 レイヤーごとの電圧、(c) 10 レイヤーごとの最大温度を示す。また、図 5.2 に  $t = 0.0 \text{ s}, 0.1 \text{ s}, 0.2 \text{ s}, 0.3 \text{ s}, 0.4 \text{ s}$  の時点における (図 5.1(a)中破線参照)、コイル断面図上の(a)  $I_\theta$  分布、(b) 1 ターンごとの常伝導電圧分布、(c) 温度分布を示す。この時、図 5.1(b) はインダクティブ電圧+常伝導電圧を示し、図 5.2(b) は常伝導電圧だけ示しているのに注意されたい。

常伝導電圧は 89 レイヤー目最上部ターンから発生した (図 5.2(b)-1)。この箇所は、巻線内部の温度が 4.2 K で均一に分布している時に、最も  $I_c$  が小さくなっていた部分である (図 4.2 参照)。内側電極における 0.275 W の発熱によって、徐々に温度上昇し、 $I_c$  が最も小さいこの箇所において最初に  $I_\theta > I_c$  となり、常伝導電圧が発生した。

$t = 0.00 \text{ s}$  において、常伝導領域は、89 レイヤー目最上部ターン周辺に留まっている (図 5.2(b)-1) が、一方で電流分流領域 ( $I_\theta$  が減少して銅シートに電流が分流している領域) は 89 レイヤー目全体に広がっていることが分かる (図 5.2(a)-1)。89 レイヤー目付近コイル中部-下部においては、常伝導電圧が発生していないにもかかわらず、電流が分流している。これについて詳細に観察するために、図 5.3(a) に、 $t = 0.0 \text{ s}$  における 89 レイヤー目のバイパス電流分布を示す。矢印の大きさと電流値の大きさを表している。常伝導電圧が発生した 89 レイヤー目最上部のターンにおいて、電流が銅シートに迂回し、少しずつ電流が超伝導線材に戻りながら銅シートを通過してコイル下部まで流れており、バイパス電流がレイヤー全体に分布している様子が分かる。これは、銅シートと線材間の接触抵抗  $R_c$  と銅シート抵抗  $R_{\text{sh}}t$  の関係で説明できる。 $\rho_{\text{ct}} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  と大きい場合、 $R_c$  が  $R_{\text{sh}}t$  より二桁程度大きくなる (すなわち  $R_c \gg R_{\text{sh}}t$ ) ため、銅シートに分流した後、電圧降下を抑えるためにレイヤー全体でバイパス電流が超伝導線材に戻ってくる。このため、常伝導電圧が発生していないにもかかわらず、電流分流領域が 89 レイヤー全体に広がっている。この時、接触抵抗におけるジュール発熱によって、レイヤー全体で温度上昇し (図 5.2 (c)-1 参照)、その後 89 レイヤー目最下部のターンで常伝導電圧が発生している (図 5.2(b)-2)。これは、経験磁場によって  $I_c$  が低くマージンが小さいコイル端部において、バイパス電流によるジュール発熱で温度上昇し、 $I_\theta > I_c$  となるためである。すなわち、常伝導領域がターンを飛び越えて伝播している。

その後、89 レイヤー目から径方向内層側・外層側に向かって、マージンが小さいコイル上下端部に沿って常伝導領域・電流分流領域を伴ったクエンチが速やかに伝播している (図 5.2(a)2-3, (b)2-3)。この様子は図 5.1(b) から見て取れ、10 レイヤーごとの電圧が 81-90 レイヤー目から広がる様が続々と立ち上がっている。これを見ると、外層側へは最外層 (180 レイヤー) までクエンチが達しているが、内層 1-20 レイヤーにおいては電圧が発生しておらず、クエンチがこの領域に到達していないことが分かる。このように、クエンチが発生せず、電流分流領域の伝播が巻線の途中で止まることは、実験結果における分流率  $\eta$  (図 3.26(b)) から示されている。解析結果の常伝導電圧値から径方向の NZPV を算出すると、 $0.0 \text{ s} < t < 0.12 \text{ s}$  で約 10 mm/s、 $0.12 \text{ s} < t < 0.40 \text{ s}$  で約 145 mm/s (外層方向)、53 mm/s (内層方向) であった。時間によって、NZPV が変化するのは、 $t = 0.12 \text{ s}$  より Bi-2223 コイル電流  $I_{\text{bi}}$  が減衰しはじめるためであ

る (図 3.25(a))。  $I_{bi}$  の減衰に起因した誘導電流によって常伝導伝播が加速する。また、Bi-2223 コイルとの磁気的な結合が強い外層側の領域においてそれが顕著になるため、  $0.12\text{ s} < t < 0.40\text{ s}$  では外層側の NZPV の方が内層側の NZPV よりも速くなる。いずれの値も、従来の絶縁 HTS コイルの NZPV ( $\sim 1\text{ mm/s}$  [1.92], [1.93]) より 1–2 桁程度速い。軸方向にも常伝導領域が伝播しているが、  $t = 0.40\text{ s}$  においてもコイルミッドプレーン ( $z = 0.0\text{ mm}$ ) 近くの領域では常伝導電圧が発生していない (図 5.2(b) 4)。ただし、電流分流通領域は、前述したメカニズムにより、常伝導電圧が発生していない領域でも生じている。

$I_\theta$  の減衰に伴って電圧・温度の上昇が抑制されている (図 5.1(b), (c))。クエンチの起点となった 89 レイヤー目最上部ターンにおいて温度が最大となっており (図 5.2(c)-5)、最大到達温度は  $330\text{ K}$  であった。絶縁コイル・断熱仮定[5.1]では、クエンチ時到達温度は  $\gg 1000\text{ K}$  と推定されるため、LNI 法による電流分流通効果によってピーク温度を抑制できたと言える。  $330\text{ K}$  は、コイル設計の観点からは危険な温度帯にあるが[5.1]、パラフィン含浸 REBCO コイルが劣化に至る温度  $500\text{ K}$  [5.2]以下であり、コイルに劣化は発生しないと考えられる。熱的な観点からコイルは保護されたと言える。一方で、クエンチが発生していない領域では  $40\text{ K}$  以下に温度が抑えられており、巻線内部に大きな温度勾配が生じている。

常伝導領域・電流分流通領域の伝播の過程で、常伝導領域が発生したターンの  $I_\theta$  の減衰、および外層の Bi-2223 コイル電流  $I_{bi}$  の減衰に伴って、常伝導領域が発生していないターンにおいて誘導電流が発生し、  $I_\theta$  が上昇している (図 5.1(a))。特に、外層 Bi-2223 コイルとの磁気的な結合が強い、最外層ミッドプレーン付近の領域で大きな  $I_\theta$  が発生しており (図 5.2(a)-3)、最大  $420\text{ A}$  の  $I_\theta$  が瞬間的に流れたことが分かる。このような大きな  $I_\theta$  によって、大きな電磁力が発生する。

3.1 節で説明したような、不均一な電流分布に起因する 3 つの電磁力について観察する。図 5.1 に、  $31.4\text{ T}$  クエンチ時の (d)10 レイヤーごとの最大フープ応力  $\sigma_{\theta,a}$  [Pa], (e) コイル全体における軸方向ローレンツ力の合計  $F_{z\text{-total}}$  [N], (f) コイル全体にかかるトルクの合計  $N_{\theta\text{-total}}$  [Nm] を示す。  $a$  th ターンに発生する  $\sigma_{\theta,a}$ ,  $F_{z\text{-total}}$ ,  $N_{\theta\text{-total}}$  はそれぞれ次式で表される。

$$\sigma_{\theta,a} = B_{z,a} J_{\theta,a} r_a \quad (6.1)$$

$$F_{z\text{-total}} = \sum_j^{9 \times 180} B_{r,j} I_{\theta,j} l_j \quad (6.2)$$

$$N_{\theta\text{-total}} = \sum_j^{9 \times 180} B_{z,j} I_{r,j} d_{\text{cond}} r_j \quad (6.2)$$

誘導電流による  $I_\theta$  の増大に伴って  $\sigma_\theta$  も増大し、最大値は、  $I_\theta$  が  $420\text{ A}$  まで上昇した最外層ミッドプレーン付近の領域で  $718\text{ MPa}$  に達している (図 5.1(d))。非常に大きな値であるが、使用した REBCO 線材の不可逆応力 ( $760\text{ MPa}$  [5.3],  $880\text{--}830\text{ MPa}$  [5.4]) 以下であるため、コイルに劣化は生じないと考えられる。さらに、最外層付近で線材にかかる応力はオーバーバンドによって抑えられるため、実際に発生するピークフープ応力はより安全な範囲にあると考えられる。  $F_{z\text{-total}}$  は、クエンチ前は  $I_\theta$  がコイル全体で均一に流れているため、ミッドプレーン上部と下部の力が釣り合い、  $0\text{ N}$  となっているが、クエンチが発生し、  $I_\theta$  分布が不均一になるとバランスが崩れ、最大で  $74\text{ N}$  ( $7.6\text{ kgf}$ ) 発生する (図 5.1 (e))。コイル全体に対して、  $74\text{ N}$  の軸方向上向きの力が加わることを意味する。これは非常に小さい値なため、機械的な損傷には繋がらないと考えられる。トルクに関しては、図 5.1 (f) の通り、絶対値最大で  $0.039\text{ Nm}$  のトルクがコイル全体にかかる。この値も、  $F_{z\text{-total}}$  同様非常に小さな値であり、機械的損傷には繋がらないと考えられる。以上、クエンチ時に発生する不均一な電流分布に起因する電磁力に関しても、機械的損傷に至らない値に抑えられており、機械的な観点からもコイルが保護されたと言える。

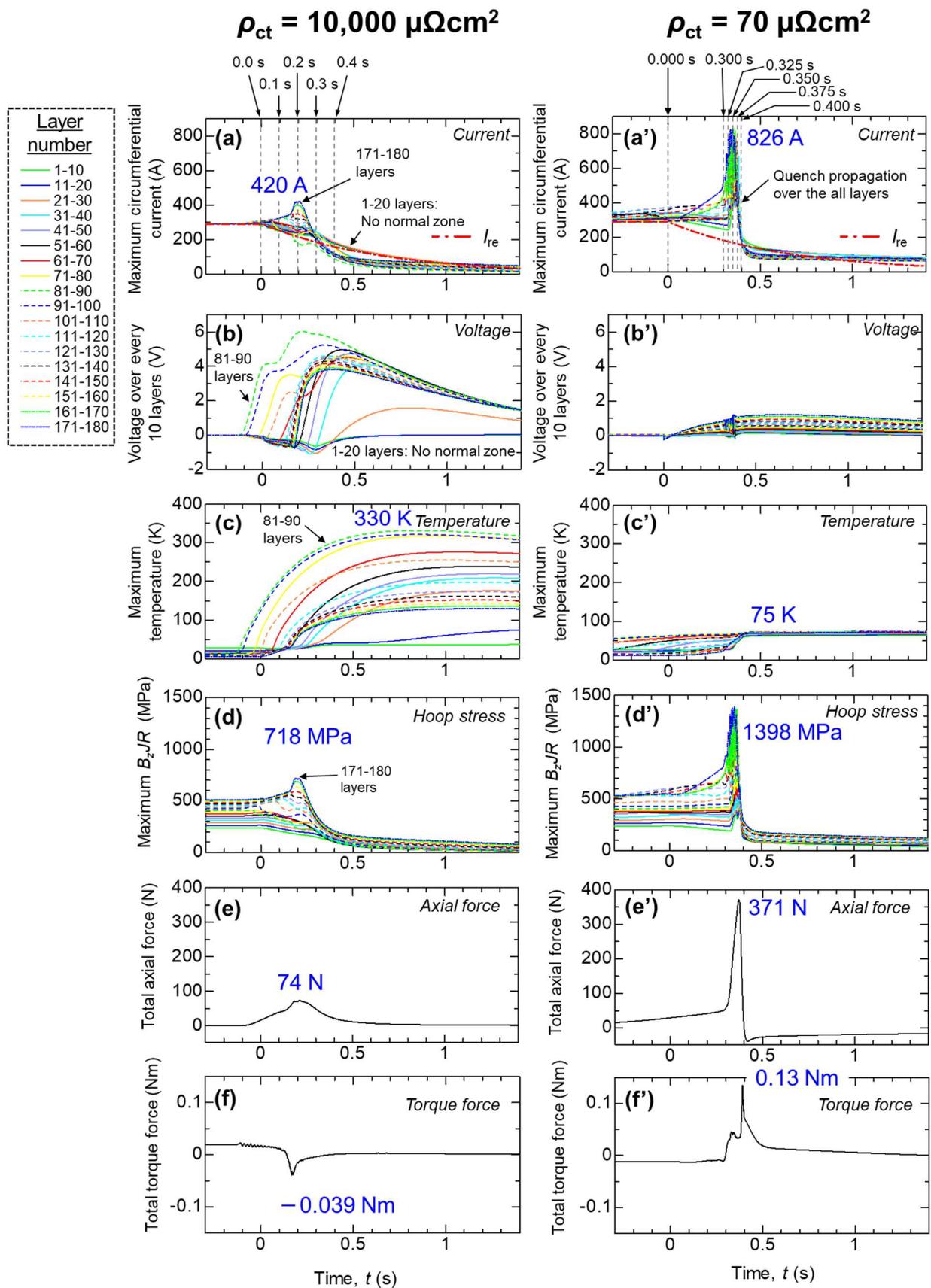
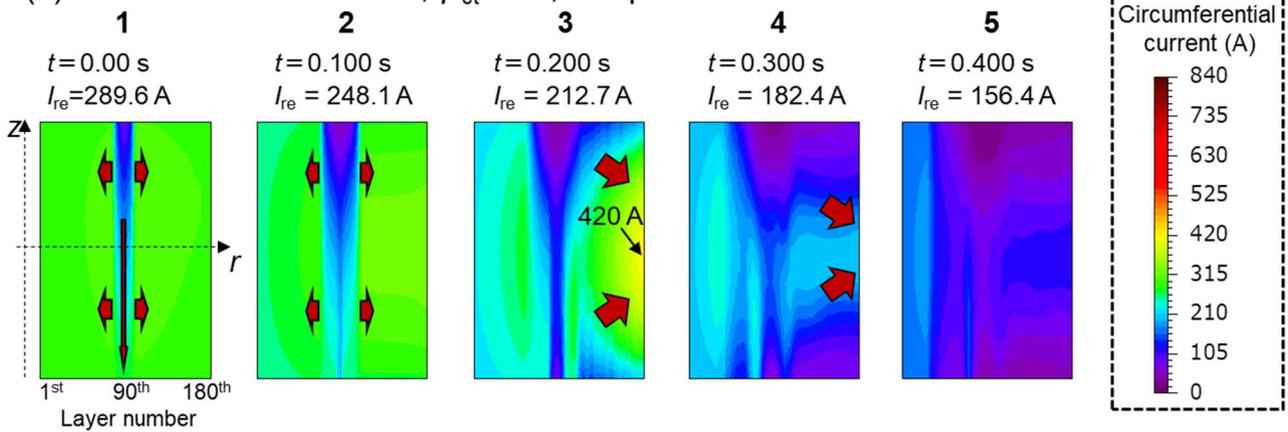
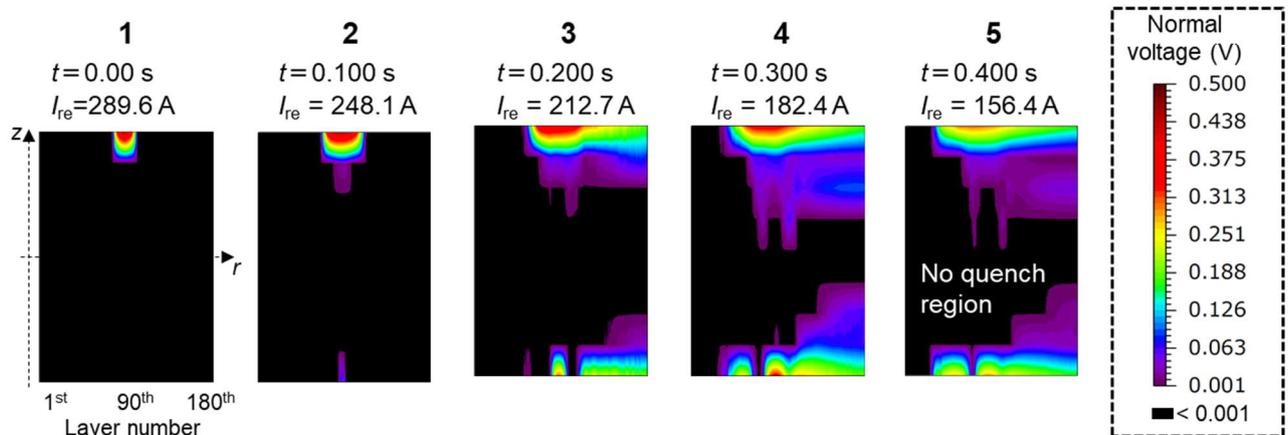


図5.1 31.4 T クエンチ解析結果, (a)–(f)  $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ , (a')–(f')  $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ : (a), (a') 最大周方向電流: (b), (b') 電圧: (c), (c') 温度: (d), (d') 最大フープ応力  $B_z J R$ : (e), (e') 軸方向ローレンツ力: (f), (f') トルク

(a) Circumferential current,  $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$



(b) Normal voltage over 1 turn,  $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$



(c) Temperature,  $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$

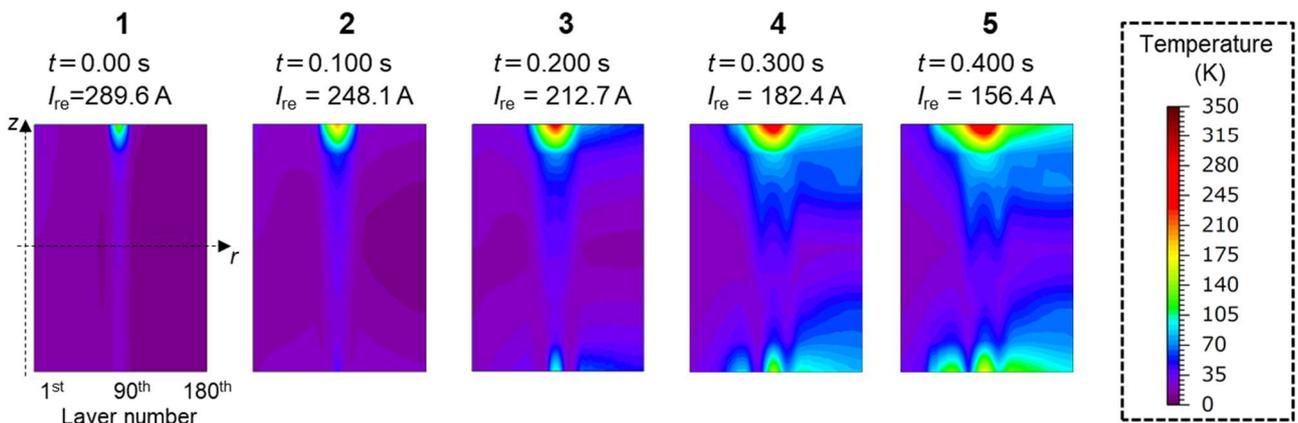


図5.2 31.4 T クエンチ解析結果 ( $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ ): クエンチ巻線断面図における (a) 周方向電流分布, (b) 1 ターンごとの常伝導電圧分布, (c) 温度分布

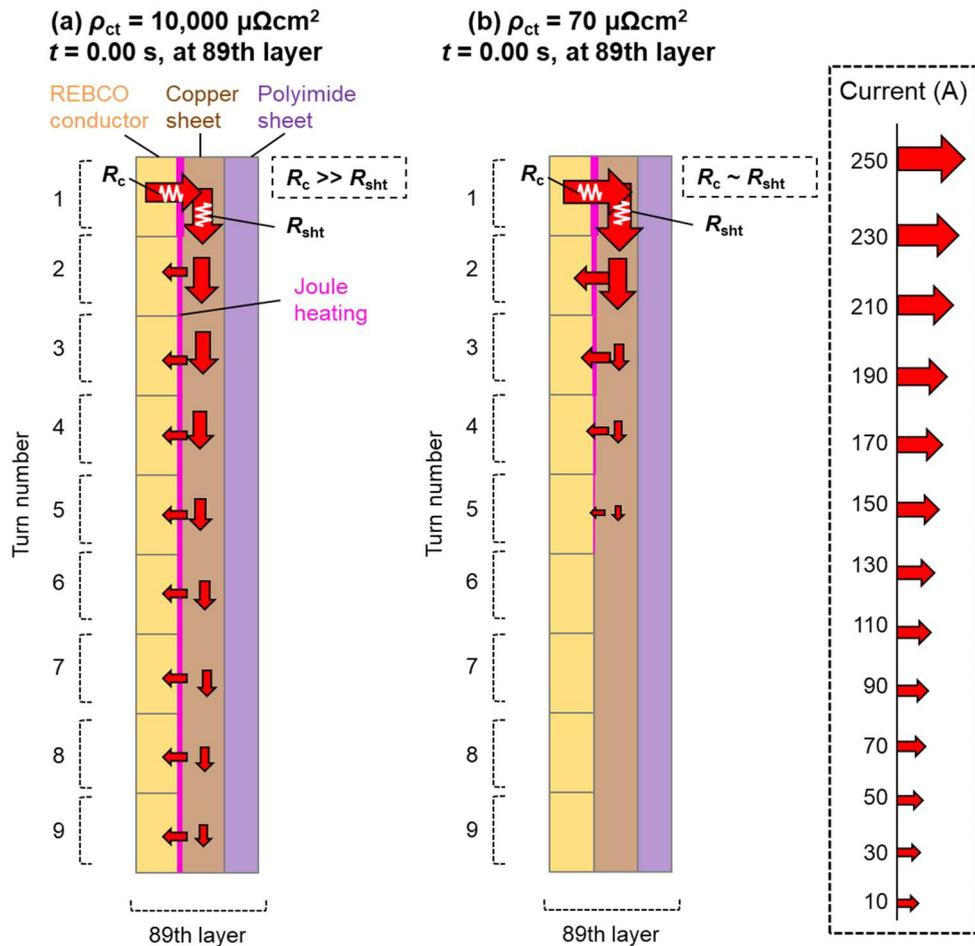


図5.3 バイパス電流分布： (a)  $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ ,  $t = 0.00 \text{ s}$ , 89 レイヤー目,  
 (b)  $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$ ,  $t = 0.00 \text{ s}$ , 89 レイヤー目

以上、実験結果同様に、LNI-REBCO コイルが 31.4T クエンチから熱的にも機械的にも保護されることが解析結果からも示された。次節では、保護の要因を明らかにするために接触抵抗率  $\rho_{ct}$  のパラメータに着目して、クエンチ時の保護の振る舞いを観察する。

## 5.2 低い接触抵抗率を有する LNI-REBCO コイルのクエンチ時の挙動

第 4 章で説明した通り、本解析では、図 3.33 の実験結果から推定される  $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の接触抵抗率  $\rho_{ct}$  を用いている。一方で、NI パンケーキ巻 REBCO コイルの典型的な  $\rho_{ct}$  は  $70 \mu\Omega\text{cm}^2$  であり、今回用いた値より約 2 桁小さい。この  $\rho_{ct}$  によるクエンチ挙動の影響を観察するために、 $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$  に設定して、31.4T クエンチ解析を実施した。なお、 $\rho_{ct}$  以外の条件は変更しておらず、 $I_{re}$ ,  $I_{lts}$  の減衰波形も、同様に実験結果から得られた物を用いている。このため、エネルギー的収支が正しくないことに注意されたい。なお、 $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$  とした時、小口径 LNI-REBCO コイルの磁場遅れ時定数は 18.6 s となる。

図 5.1 に(a') 10 レイヤーごとの最大周方向電流  $I_\theta$ , (b') 10 レイヤーごとの電圧, (c') 10 レイヤーごとの最大温度を示す。また、図 5.4 に  $t = 0.000 \text{ s}$ ,  $0.300 \text{ s}$ ,  $0.325 \text{ s}$ ,  $0.350 \text{ s}$ ,  $0.375 \text{ s}$ ,  $0.400 \text{ s}$  (図 5.1 中破線参照) の時の、コイル断面図上の(a)  $I_\theta$  分布, (b) 1 ターンごとの常伝導電圧分布, (c) 温度分布を示す。なお、 $V_{re} = 0.2 \text{ V}$  を検出して  $I_{re}$ ,  $I_{bi}$  を遮断した時点  $t = 0.0 \text{ s}$  としている。

$V_{re} = 0.2 \text{ V}$ を検出したものの、クエンチのような急峻な現象は発生しておらず、 $t < 0.3 \text{ s}$ まで、クエンチの起点となる89レイヤー目最上部ターンを中心とした比較的緩慢な電圧上昇、温度上昇、周方向電流の変化が見られたが、 $0.3 \text{ s} \leq t \leq 0.4 \text{ s}$ の範囲で急峻な $I_\theta$ 、電圧の変動が生じた(図5.1(a'),(b'))。図5.4(b)2-6を見ると、常伝導領域が急速に伝播している様子が分かる。このような常伝導伝播は、最外層最上部ターン付近から始まり、径方向・軸方向に急速に伝播し、0.1 sでコイル全体に広がった。これに伴い、電流分流領域もコイル全体に広がっている(図5.4(a)2-6)。 $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ の場合とは全く異なるクエンチの挙動である。0.300 s  $< t < 0.400 \text{ s}$ において、径方向のNZPVは約874 mm/s、軸方向のNZPVは約555 mm/sであった。これは、 $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ のNZPVより1桁程度速く、LTSコイルのNZPV[5.1]に匹敵する。

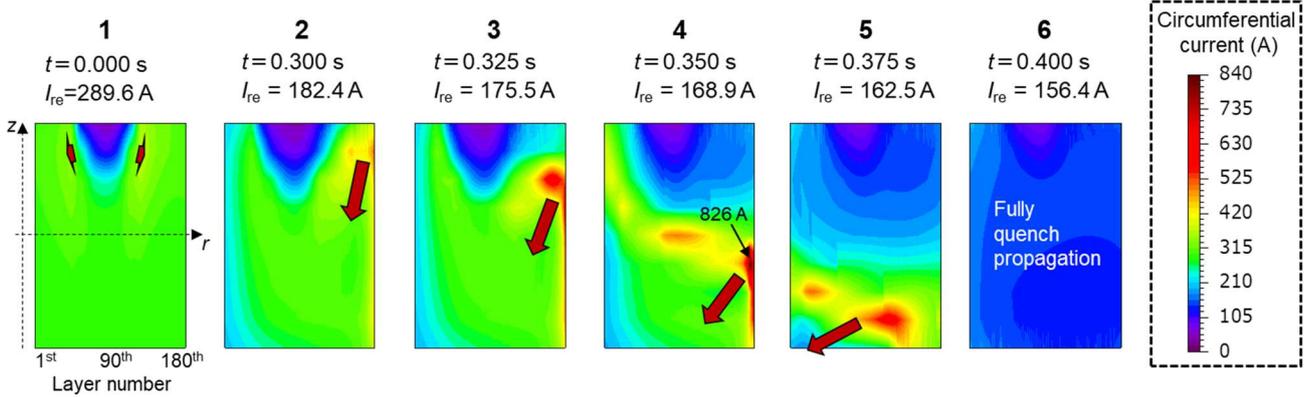
急峻な常伝導伝播、電流分流領域の伝播の結果として、コイル全体で温度上昇し、最大温度は75 Kと劇的に抑制された(図5.1(c'))。熱的には非常に安全な範囲に抑えられている。

一方で、 $0.3 \text{ s} \leq t \leq 0.4 \text{ s}$ の間に、大きな誘導電流が生じ、最大で826 Aの $I_\theta$ が発生している(図5.1(a'))。常伝導領域の境界付近で大きな誘導電流が発生し、電流が集中している様子が図5.4(a)赤色の領域で示されている。誘導電流が大きくなる原因は次の様に説明できる。 $\rho_{ct}$ が大きい場合、隣接ターンの $I_\theta$ が減衰して誘導電流が発生しても、大きな接触抵抗によってすぐに熱として消費されるため $I_\theta$ は上昇しにくい。が、 $\rho_{ct}$ が小さいと誘導電流が消費されにくいいため、 $I_\theta$ が上昇してしまう(その分、温度上昇は抑えられる)。 $I_\theta$ が上昇したターンで常伝導が発生し、 $I_\theta$ が減衰し始めると、大きな $dI_\theta/dt$ によって隣接ターンに大きな起電力が加わり、急速に $I_\theta$ が上昇してしまう。このような現象が連鎖的に発生することで、最終的に大きな誘導電流が発生してしまう

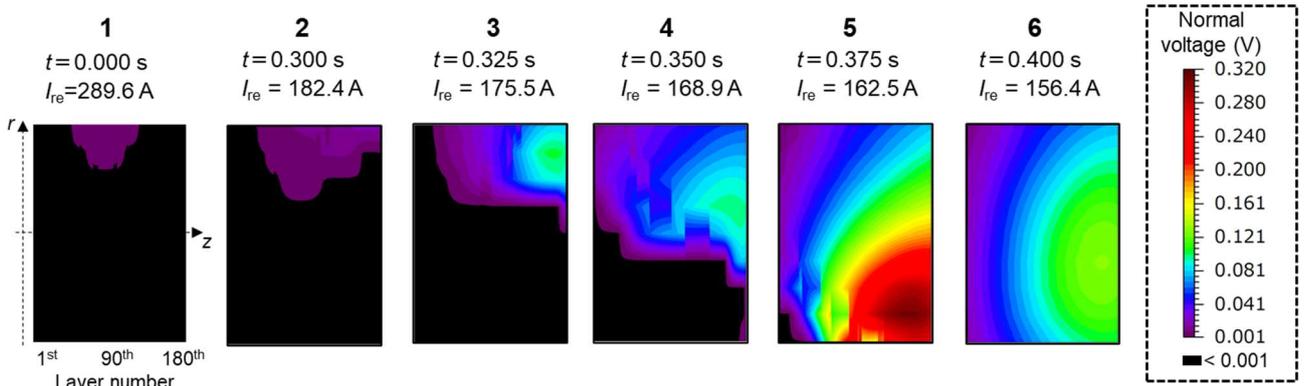
上記のような大きな $I_\theta$ 、および不均一な $I_\theta$ 分布によって、大きな電磁力が発生する。図5.1に(d')10レイヤーごとの最大フープ応力 $\sigma_\theta$ [Pa]、(e')コイル全体における軸方向ローレンツ力の合計 $F_{z\text{-total}}$ [N]、(f')コイル全体にかかるトルクの合計 $N_{\theta\text{-total}}$ [Nm]を示す。最大 $\sigma_\theta$ は1398 MPaであった。この値はREBCO線材の不可逆応力の約2倍であり、機械的損傷を引き起こすと考えられる。不均一な軸圧縮応力は、最大371 N、トルクは最大0.13 Nm発生しており、どちらも機械的損傷を引き起こす値ではないが、 $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ の場合と比べて数倍大きな値となっている。すなわち、 $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ と低い値の場合は、大きな誘導電流によって不均一な電磁力が増加し、特に過剰フープ応力によって機械的損傷を引き起こす。

以上より、 $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ では、クエンチ時のピーク温度を劇的に抑えられる代わりに、過大な誘導電流に起因したフープ応力によって損傷に至る。すなわち、熱的には保護できるが機械的には保護できない。これは、NIパンケーキ巻REBCOコイルにおいて機械的な損傷が生じている原因だと考えられる。

(a) Circumferential current,  $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$



(b) Normal voltage over 1 turn,  $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$



(c) Temperature,  $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$

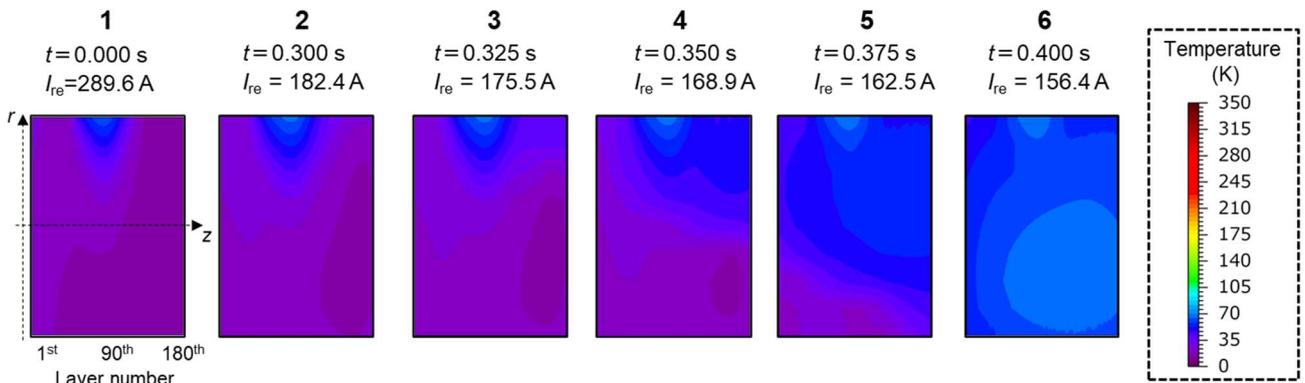


図5.4 31.4 T クエンチ解析結果 ( $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ ): クエンチ巻線断面図における (a) 周方向電流分布, (b) 1 ターンごとの常伝導電圧分布, (c) 温度分布

### 5.3 クエンチに伴う常伝導領域伝播のメカニズム

ここでは、 $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ ,  $70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合の、クエンチ時に常伝導領域が巻線内部を伝播するメカニズムの差異について考察する。5.1, 5.2 節で明らかにした両者のクエンチ時の振る舞いを表 5.1 に示して比較する。 $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合は、常伝導領域は比較的緩慢に伝播し、結果として温度が集中しやすくなるが、コイルミッドプレーンに対して対称に伝播することに特徴をもつ。一方で  $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合は、常伝導領域が急速に伝播する過程で電流が集中しやすく、ミッドプレーンに対して非対称に伝播することに特徴をもつ。

表 5.1 接触抵抗率  $\rho_{ct}$  ごとのクエンチ時の振る舞い

	$\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ (Same condition as the 31.4 T quench test)	$\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ (Typical value of NI-REBCO pancake coil)
NZPV for radial direction	145 mm/s (For outer direction)	874 mm/s
Concentration mode	Temperature concentration	Current concentration
Characteristic of propagation	Symmetry to the midplane	Asymmetry to the midplane

常伝導領域の伝播を加速させる主要な要因は、(i)ジュール発熱による温度上昇、(ii) ターン間の磁気的な結合に起因した誘導電流による  $I_\theta$  の増加 の 2 つが挙げられる。 $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  における、径方向の伝播の様子を見るために、図 5.5(a) に最外層における軸方向 9 ターンごとの  $I_\theta$  を、軸方向の伝播の様子を見るために、図 5.5 (b) に  $z=0$  のコイルミッドプレーン上径方向 180 ターンの  $I_\theta$  を 10 ターンごとに平均化した値を示す。図 5.5 (a), (b) 共に、ターンの  $I_\theta$  が減衰すると同時に、隣接するターンにおいて  $I_\theta$  が増加している様子が明確に見てとれる。これは、1.8 節で説明した NI パンケーキ巻 REBCO コイルにおける常伝導領域伝播のメカニズムと同様、(ii) のターン間の磁気的な結合によって常伝導領域が径方向・軸方向に伝播していることを示している。

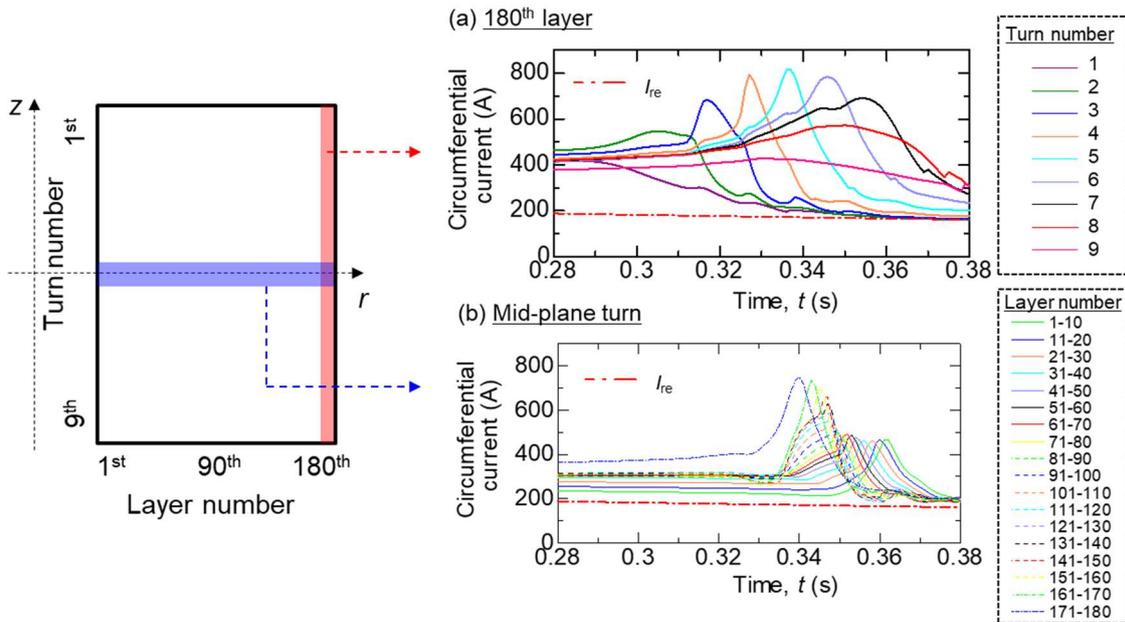


図5.5 31.4 T クエンチ解析結果 ( $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$ ) : (a) 最外層軸方向ターンごとの周方向電流, (b)ミッドプレーン上径方向 180 ターンの周方向電流

一方で、 $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合、径方向・軸方向で伝播の様子が異なる。軸方向の伝播に関しては、図 5.3(a)で示したレイヤー全体に分布するバイパス電流に起因したジュール発熱によって温度上昇し、ターンを飛び越えて常伝導領域が伝播している。すなわち、(i)ジュール発熱による温度上昇によって伝播している。これは、 $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  では見られなかった現象である。図 5.3(b)に  $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合の 89 レイヤー目における  $t=0.0 \text{ s}$  のバイパス電流分布を示す。バイパス電流がコイル上部の局所的にしか分布していないことが分かる。 $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合、 $R_c \gg R_{sht}$  であるため、レイヤー全体にバイパス電流が流れていたが、 $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合、 $R_c \approx R_{sht}$  となるため、銅シートにバイパスした電流が隣接したターンで超伝導線材に戻り、結果的に局所的にバイパス電流が分布する。図 5.3(a)のようなバイパス電流分布は、高い  $\rho_{ct}$  を有する LNI コイル特有の現象だと言える。NI コイルでは、銅シートのような電流迂回経路が無いため、接触抵抗率が高くてもこのような分布は発生しない。このバイパス電流分布によって、レイヤー全体にジュール発熱が印加され、コイルミッドプレーンに対して対称に常伝導領域が伝播しやすくなる。これは、アンバランスな軸圧縮応力を抑える観点から有利な特徴であり、実際  $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  に比べてこの種の電磁力は 1/7 に抑えられている (図 5.1(e), (e'))。第 2 章で示唆されていた、 $z$  軸方向の素早い伝播の要因は、このようなバイパス電流のジュール発熱による伝播であったと考えられる。

$\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の径方向のクエンチ伝播の様子を見るために、図 6.4 にコイル最上部における径方向 180 ターンの  $I_\theta$  を 10 ターンごとに平均化した値を示す。ターンの  $I_\theta$  が減衰すると同時に、隣接ターンの  $I_\theta$  は増加しているものの、 $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合のような大きな誘導電流は発生していない。前述した通り、 $\rho_{ct}$  が大きいと、隣接ターンの  $I_\theta$  の減衰によって誘導電流が発生しても、接触抵抗ですぐにジュール発熱として消費されるため、 $I_\theta$  が大きくなる。このジュール発熱による温度上昇によって常伝導領域が伝播していると考えられる。ターン間の磁気的な結合を介したジュール発熱、すなわち(i)と(ii)の複合的な現象によって常伝導伝播したと言える。

まとめると、 $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合は径方向にも軸方向にも主として(ii)ターン間の磁気的な結合によって伝播し、 $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の場合は、軸方向には(ii)ジュール発熱によって、径方向には(i) ターン間の磁気的な結合を介した(ii)ジュール発熱によって伝播する。

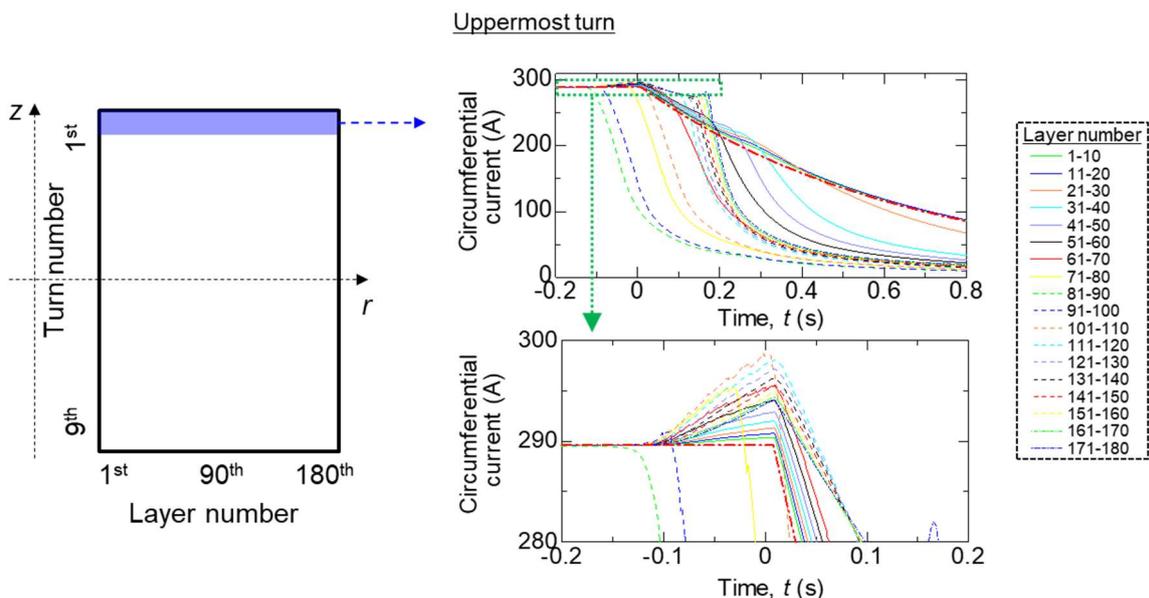


図5.6 31.4 T クエンチ解析結果 ( $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ ) : コイル最上部径方向 180 ターンの周方向電流

#### 5.4 31.4 T クエンチから LNI-REBCO コイルを保護できる接触抵抗率の範囲

クエンチ時のピークフープ応力  $\sigma_{\theta,peak}$  とピーク温度  $T_{peak}$  は接触抵抗率  $\rho_{ct}$  に対してトレードオフな関係にあると言える。コイルを熱的にも機械的にも保護可能な  $\rho_{ct}$  の範囲を明らかにする必要がある。 $\rho_{ct}$  を変化させて 31.4 T クエンチ解析を実施し、 $\sigma_{\theta,peak}$ ,  $T_{peak}$  を観察した。ただし、解析時の  $I_{re}$  と  $I_{bi}$  の電流減衰波形は実験結果から得られた物を使用しており、実際は  $\rho_{ct}$  によって  $I_{re}$  と  $I_{bi}$  の減衰の様子が変化するため、コイルの蓄積エネルギーとの収支が合わないことには注意されたい。

$\rho_{ct}$  と  $\sigma_{\theta,peak}$ ,  $T_{peak}$  の関係を図 5.7 に示す。既に示した  $\rho_{ct}=70 \mu\Omega\text{cm}^2, 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  に加えて、 $600 \mu\Omega\text{cm}^2, 2,000 \mu\Omega\text{cm}^2, 5,000 \mu\Omega\text{cm}^2, 12,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  と変化させて解析を実施し、それぞれの  $\sigma_{\theta,peak}$ ,  $T_{peak}$  を取得した。 $\rho_{ct}$  が高いと、 $\sigma_{\theta,peak}$  は小さくなるが、 $T_{peak}$  が上昇して熱的に危険になる。反対に、 $\rho_{ct}$  が低いと、 $T_{peak}$  は低く抑えられるが、 $\sigma_{\theta,peak}$  が上昇して機械的に危険になる。

フープ応力と温度の限界値  $\sigma_{\theta,limit}$ ,  $T_{limit}$  を、劣化に至る値である  $\sigma_{\theta,limit} = 760 \text{ MPa}$ ,  $T_{limit} = 500 \text{ K}$  で設定すると、LNI-REBCO コイルを 31.4 T クエンチから熱的・機械的に保護できる  $\rho_{ct}$  の範囲は  $6,500 \mu\Omega\text{cm}^2 < \rho_{ct} < 19,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  となる。

図 3.33 で示した様に、本試験で使用した LNI-REBCO コイルの  $\rho_{ct}$  は変動しており、巻線直後、4.2 K において  $\rho_{ct}=600 \mu\Omega\text{cm}^2$  であったため、この時に 31.4 T をクエンチしていた場合、コイルは劣化していたと考えられる。結果的に、コイルを保護するのに適した値であった  $\rho_{ct}=10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  でクエンチしたためコイルは保護されたが、保護可能な LNI-REBCO コイルを設計するにあたり、適切な値に  $\rho_{ct}$  を制御する技術が必要である。

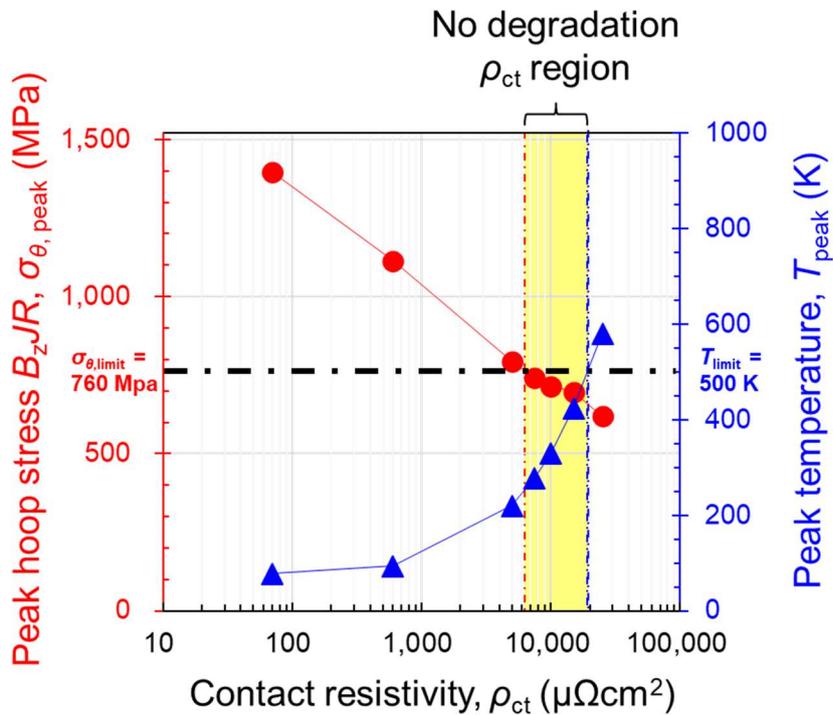


図5.7 接触抵抗率  $\rho_{ct}$  とクエンチ時のピークフープ応力  $\sigma_{\theta,peak}$  とピーク温度  $T_{peak}$  の関係

## 5.5 小括

本章では、第三章で実施した小口径の intra-Layer No-Insulation (LNI) REBCO コイルを用いた 31.4 T クエンチ試験に対して、第四章で用いた数値解析モデルを用いて、クエンチ時の LNI-REBCO コイルの挙動について詳細に分析した。結果として以下のことが明らかになった。

- ・ 数値解析結果より, 31.4 T クエンチ時のピークフープ温度とピークフープ応力は, それぞれ 330 K , 718 MPa であり, 劣化が生じない範囲に抑えられていることが明らかになった。数値解析結果からも, LNI-REBCO コイルが 31.4 T クエンチから熱的・機械的に保護されることが示された。
- ・ 31.4 T クエンチ発生時は, LNI-REBCO コイル巻線内部の線材と銅シート間の接触抵抗率は 10,000  $\mu\Omega\text{cm}^2$  と推定されているが, NI-REBCO パンケーキ巻コイルで典型的な 70  $\mu\Omega\text{cm}^2$  の接触抵抗率で 31.4 T クエンチ解析を追加で実施したところ, ピークフープ応力が許容値を大幅に上回る 1398 MPa に至ることが明らかになった。この接触抵抗値で 31.4 T クエンチが発生していた場合, コイルは機械的に損傷していたと考えられる。このことから, 31.4 T クエンチでは, LNI-REBCO コイルの高い接触抵抗率がピークフープ応力を抑え, コイルを保護する要因となったと言える。
- ・ 数値解析結果から, 10,000  $\mu\Omega\text{cm}^2$  の接触抵抗率と 70  $\mu\Omega\text{cm}^2$  の接触抵抗率ではクエンチ時の常伝導伝播のメカニズムが大きく異なることを示した。70  $\mu\Omega\text{cm}^2$  の接触抵抗率の場合は, 径方向・軸方向に対して, ターン間の磁気的な結合に起因した誘導電流によって常伝導領域が伝播する。10,000  $\mu\Omega\text{cm}^2$  の場合は, 軸方向に対しては銅シートに分流した際のジュール発熱によって, 径方向には磁気的な結合を介したジュール発熱によって常伝導領域が伝播する。
- ・ 数値解析によって, 31.4 T クエンチ時にコイルを保護可能な接触抵抗率を明らかにした。フープ応力と温度の限界値をそれぞれ 760 MPa, 500 K とすると, 接触抵抗率が 6,500  $\mu\Omega\text{cm}^2$ –19,000  $\mu\Omega\text{cm}^2$  の範囲にあればコイルを保護できる。接触抵抗率を正確に制御することが求められる。

## 第 5 章参考文献

---

- [5.1] Y. Iwasa, "Case Studies in Superconducting Magnets Design and Operational Issues Second Edition", Springer, (2009).
- [5.2] T. Ariyama *et al.*, "Study on Heat Transfer Characteristics HTS Tapes of Epoxy-Impregnated Conduction-Cooled Coils Using Winding Pack Model," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, (2017)
- [5.3] Y. Zhang *et al.*, "Detailed studies of tensile and delamination properties of REBCO coated conductors", *8th Workshop on Mechanical and Electromagnetic Properties of Composite Superconductors (MEM 2016)*, FL, USA, March 21-23, (2016)
- [5.4] 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).

## 第6章 総括

### 6.1 各章で得られた成果のまとめ

まず本節において、第2-5章で得られた結果をまとめる。

#### 第2章 提案手法：intra-Layer No-Insulation (LNI) 法

本章では、NI レイヤー巻 REBCO コイルの長い磁場遅れのメカニズムを解明し、対策手法として intra-Layer No-Insulation (LNI) 法を考案した。また、LNI 法の原理実証試験を実施した。

- ・ NI 法は REBCO コイルの保護手法として有望であるが、NMR 装置に適したレイヤー巻方式に適用した NI レイヤー巻 REBCO コイルでは、NI 法の欠点である磁場遅れが、同形状の NI パンケーキ巻 REBCO コイルと比較して3桁長くなることを実験的に明らかにした。
- ・ 電気等価回路モデルによる数値解析を用いて、NI レイヤー巻 REBCO コイルの励磁中の電流分布を詳細に分析し、レイヤー間に形成される軸方向に長い閉回路が長い磁場遅れの原因であることを明らかにした。
- ・ 数値解析を用いて NI レイヤー巻 REBCO コイルの磁場遅れ時定数に対する、ターン数・レイヤー数のスケール則を明らかにした。1.3 GHz NMR 装置の内層コイルに NI レイヤー巻 REBCO コイルを適用した場合、磁場変動が NMR 測定するために必要な精度である 0.01ppm/h 以下になるためには、磁場遅れによって 89 日待つ必要があることを明らかにした。これは非実用的な値であり、NI レイヤー巻 REBCO コイルは 1.3 GHz NMR 装置には適用できないことを示した。
- ・ NI レイヤー巻 REBCO コイルの長い磁場遅れを克服するための対策手法として、LNI 法を考案した。絶縁を施していない線材をレイヤー巻線する際に、毎レイヤー間に絶縁シートを挿入してレイヤー間の電氣的接続を断ち切り、同時に銅シートを挿入することでレイヤー内ターン同士を電氣的に接続し、短い磁場遅れとクエンチ時の電流分流特性を両立することができる。実際に、LNI-REBCO コイルを製作し、NI レイヤー巻 REBCO コイルに比べて磁場遅れが3桁短縮されること、700 A/mm<sup>2</sup> 級の高電流密度でクエンチが発生しても、電流が銅シートに分流し、コイルが保護されることを実験的に明らかにした。
- ・ 電気等価回路モデルによる数値解析を用いて、LNI-REBCO コイルを 1.3 GHz NMR 装置の内層コイルに適用した場合、磁場変動が NMR 測定するために必要な精度である 0.01ppm/h 以下になるために必要な時間は 9 min 程度であることを明らかにした。NMR 装置として十分実用的な時間である。
- ・ 同形状の LNI-REBCO コイルと NI パンケーキ巻 REBCO コイルのクエンチ時の振る舞いを実験によって比較し、LNI-REBCO コイルはクエンチ時に、磁場が素早くかつ z 軸方向に均一に減衰することを明らかにした。これは、電流分流領域が NI パンケーキよりも素早く z 軸方向に伝播することを示し、ターン間の磁氣的結合以外の要因で伝播が加速していることを示唆している。

### 第3章 LNI-REBCO コイルを用いた強磁場中クエンチ試験

本章では、内径 $\phi$ 18 mm, 9 ターン $\times$ 180 レイヤーの昇降計の LNI-REBCO コイルを製作し、高電流密度・強磁場中においてクエンチ試験を実施した。

- ・ LTS コイルによる 10 T の外部磁場下で、23 T の中心磁場発生時に 400 A(線材電流密度  $1,000 \text{ Amm}^{-2}$ ) 通電した状態で LNI-REBCO コイルにクエンチが発生しても、コイルが保護されることを明らかにした。測定した信号は、巻線内部で常伝導領域が急速に伝播してコイルの内部抵抗が増加して、電流値が速やかに減衰したことを示していた。
- ・ さらに強い磁場環境における保護特性を調査するために、LTS コイルによる 17 T の外部磁場下で、Bi-2223 コイルと直列に接続した LNI-REBCO コイルに通電し、クエンチ試験を実施した。結果として、31.4 T の中心磁場発生時に 289.6 A(線材電流密度  $723 \text{ Amm}^{-2}$ ) でクエンチが発生しても、クエンチの前後でコイルの通電特性が変化しなかったことから、LNI-REBCO コイルが保護されたといえる。開発目標である 1.3 GHz NMR 装置に必要な磁場強度を上回る、31.4 T の磁場環境においても LNI-REBCO コイルがクエンチから保護されることを実証した。LNI-REBCO コイルは、NI パンケーキ巻 REBCO コイルと異なり、強磁場下におけるクエンチからコイルを機械的にも保護することが可能だと言える。
- ・ 31.4 T クエンチの際に、LNI-REBCO コイルが Bi-2223 コイルの蓄積エネルギーも消費し、自身の蓄積エネルギーの約 6 倍大きなエネルギーを消費したことが測定データから明らかになった。これは、クエンチに対して LNI-REBCO コイルが高い熱的耐性をもつことを示している。

### 第4章 LNI-REBCO コイルのクエンチ解析モデルの構築

本章では、電気等価回路モデルと熱伝導モデルを連成して解析する、LNI-REBCO コイルのクエンチ解析モデルを構築した。第3章に示した 31.4 T クエンチ試験で得た計測データと解析結果が良く一致し、解析モデルの妥当性を確認できた。

### 第5章 LNI-REBCO コイルの 31.4 T クエンチ解析

本章では、第4章で構築した数値解析モデルを用いて、31.4 T クエンチにおける LNI-REBCO コイルの詳細な挙動を調査した。

- ・ 数値解析結果より、31.4 T クエンチ時のピークフープ温度とピークフープ応力は、それぞれ 330 K , 718 MPa であり、劣化が生じない範囲に抑えられていることが明らかになった。数値解析結果からも、LNI-REBCO コイルが 31.4 T クエンチから熱的・機械的に保護されることが示された。
- ・ 31.4 T クエンチ発生時は、LNI-REBCO コイル巻線内部の線材と銅シート間の接触抵抗率は  $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  と推定されているが、NI-REBCO パンケーキ巻コイルで典型的な  $70 \mu\Omega\text{cm}^2$  の接触抵抗率で 31.4 T クエンチ解析を追加で実施したところ、ピークフープ応力が許容値を大幅に上回る 1398 MPa に至ることが明らかになった。この接触抵抗値で 31.4 T クエンチが発生していた場合、コイルは機械的に損傷していたと考えられる。このことから、31.4 T クエンチでは、LNI-REBCO コイルの高い接触抵抗率がピークフープ応力を抑え、コイルを保護する要因となったといえる。

- ・ 数値解析結果から、 $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ の接触抵抗率と  $70 \mu\Omega\text{cm}^2$ の接触抵抗率ではクエンチ時の常伝導伝播のメカニズムが大きく異なることを示した。 $70 \mu\Omega\text{cm}^2$ の接触抵抗率の場合は、径方向・軸方向に対して、ターン間の磁気的な結合に起因した誘導電流によって常伝導領域が伝播する。 $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ の場合は、軸方向に対しては銅シートに分流した際のジュール発熱によって、径方向には磁気的な結合を介したジュール発熱によって常伝導領域が伝播する。
- ・ 数値解析によって、31.4 T クエンチ時にコイルを保護可能な接触抵抗率を明らかにした。フープ応力と温度の限界値をそれぞれ 760 MPa, 500 K とすると、接触抵抗率が  $6,500 \mu\Omega\text{cm}^2$ – $19,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の範囲にあればコイルを保護できる。接触抵抗率を正確に制御することが求められる。

以上、レイヤー巻 REBCO コイルの新しい巻線手法として intra-Layer No-Insulation 法を提案し、31.4 T の強磁場中におけるクエンチから LNI-REBCO コイルが熱的にも機械的にも保護されることを、実験と数値解析の両面から示した。

本研究で明らかにした LNI-REBCO コイルの特性について、従来巻線手法の REBCO コイル（絶縁レイヤー巻き、NI パンケーキ巻、NI レイヤー巻）と、「永久電流運転の可否」、「磁場遅れ」、「クエンチに対する熱的な保護」、「クエンチに対する機械的な保護」の項目について比較しながら表 6.1 にまとめる。ただし、接触抵抗率  $\rho_{ct}$  に関しては、NI 法の REBCO コイルにおいて  $70 \mu\Omega\text{cm}^2$ 、LNI-REBCO コイルにおいて  $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  を想定している。

LNI-REBCO コイルは永久電流運転を適用できるレイヤー巻形状でありながら、NI レイヤー巻 REBCO コイルの欠点であった長い磁場遅れ、絶縁 REBCO コイルで問題となっていたクエンチによる焼損、NI パンケーキ巻 REBCO コイルで問題となっていた強磁場中クエンチにおける不均一な電磁力による機械的損傷を全て克服している。このことから、LNI 法が REBCO コイルの巻線手法として優れているといえる。次節では、LNI 法を 1.3 GHz NMR 装置に適用するための課題について述べる。

表 6.1 巻線手法ごとの特性の比較

	Insulated layer	NI pancake ( $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ )	NI layer ( $\rho_{ct} = 70 \mu\Omega\text{cm}^2$ )	LNI ( $\rho_{ct} = 10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$ )
Possibility for persistent current-mode operation	✓	✗	✓	✓
Field delay	✓	Short	Extremely long	Short
Thermal protection from quench	✗ Due to slow NZP	✓ Thanks to extremely fast NZP	?	✓ Thanks to fast NZP
Mechanical protection from quench	✓	△ Due to low $\rho_{ct}$	?	✓ Thanks to high $\rho_{ct}$

\* NZP: Normal zone propagation

## 6.2 1.3 GHz NMR 装置の保護に向けた LNI 法の課題

1.9 節で述べた様に、1.3 GHz NMR 装置の内層レイヤー巻 REBCO コイルの保護技術構築に向けて、「1. 保護技術の考案・原理実証」、「2. 強磁場中のクエンチに対する保護の実証」、「3. 複数コイル系のクエンチに対する保護の実証」を達成する必要がある。1 については、第 2 章で原理実証し、達成した。2 についても、31.4 T クエンチから LNI-REBCO が保護できることを示した。31.4 T クエンチ試験を実施した試験系と 1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置の、コイル構成、および運転時のパラメータの比較を図 6.1、表 6.2 に示す。なお、31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部最大フープ応力に関しては、Appendix E に示した応力解析により求めた 435 MPa を記載している。1.3 GHz NMR 装置は 231 A で通電予定であり、線材電流密度は  $444 \text{ Amm}^{-2}$  である。なお、フープ応力を低減するために、補強用の SUS テープと REBCO 線材を共巻きする構造とする予定であり、この時の巻線内部最大フープ応力は、Appendix E に示した手法と同様の応力解析より求め、400 MPa である。表 6.2 より、31.4 T クエンチ試験コイルは、磁場強度、電流密度、定常運転時に発生していた最大フープ応力、全て 1.3 GHz NMR 装置の定常運転時の設計値を上回っており、このオペレーション環境下で発生したクエンチから LNI-REBCO コイルが保護されたことは、1.3 GHz NMR 装置内層 REBCO コイルに LNI 法を適用するにあたり、「2. 強磁場中のクエンチに対する保護の実証」を達成できたことを意味する。

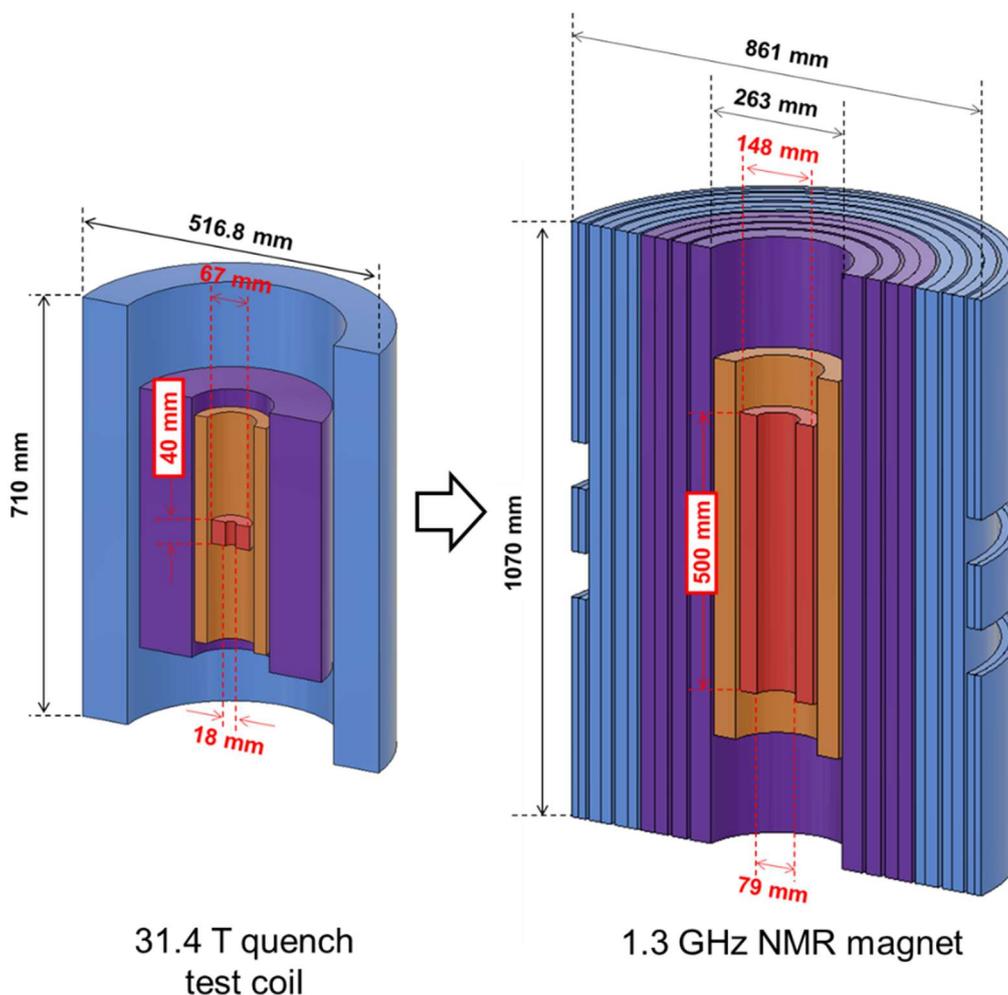


図6.1 31.4 T クエンチ試験を実施した試験系と 1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置の比較

表 6.2 31.4 T クエンチ試験を実施した試験系と 1.3 GHz (30.5 T) NMR 装置の  
オペレーションパラメータ

	Unit	31.4 T quench test inner LNI-REBCO coil	1.3 GHz NMR magnet inner REBCO coil
Central magnetic field strength	T	31.4	30.5
Operating current	A	289.6	231
Conductor current density	Amm <sup>-2</sup>	723	444
Maximum hoop stress	MPa	435	400

一方で、31.4 T クエンチからコイルを保護するためには、接触抵抗率  $\rho_{ct}$  を  $6,500 \mu\Omega\text{cm}^2$ – $19,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の範囲に制御する必要があることが数値解析結果から明らかになっている。図 3.33 で示されるように、LNI-REBCO コイルの  $\rho_{ct}$  は、温度サイクル、強磁場の経験等によって  $600 \mu\Omega\text{cm}^2$ – $10,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の広い範囲で変動するため、1.3 GHz NMR 装置に LNI 法を適用するためには、任意の値に  $\rho_{ct}$  を制御する技術が必須と言え、今後の課題である。

また、今後「3. 複数コイル系における磁石の保護」に向けて、複数のコイルが連鎖的にクエンチする状況で LNI-REBCO コイルが保護されることを確かめる必要がある。外層の LTS コイルがクエンチして、急速に磁場が減衰した場合、LNI-REBCO コイル巻線内部に誘導電流が流れ、LTS コイルのエネルギーが移動するため、LNI-REBCO コイルはより危険な状況に晒される。31.4 T クエンチ試験において、外層の Bi-2223 コイル、LTS コイルはクエンチしなかったが、Bi-2223 コイルの電流が減衰したことで、Bi-2223 コイルのエネルギーが LNI-REBCO コイルに移動し、疑似的な複数コイルクエンチの状況にあったと言える。結果として、LNI-REBCO コイルは自身が蓄積していたエネルギーの 6 倍ものエネルギーをコイルの劣化無く消費したことが実験結果から明らかになっており、複数コイル系における磁石の保護の実証についても期待できる結果だといえる。一方で、複数コイル系におけるクエンチ時の挙動は、各コイルの幾何的形狀、蓄積エネルギー、および各コイル間の磁氣的結合の強さに強く影響を受けるため、最終的に本番コイルの条件を模擬した状況で磁石保護を検証することが必須である。このため、数値解析モデルを用いて、クエンチ時の磁石の挙動を正確に予測することが求められる。

本研究において LNI-REBCO コイルのクエンチ解析モデルを構築することができたが、精度に関しては課題が残る。31.4 T クエンチ解析では、実験結果に対して、REBCO 線材の  $I_c$  の温度依存性に関するパラメータである  $T^*$  をフィッティングして 19.5 という値に定めたが、REBCO 線材が経験する磁場強度・角度から巻線内部の  $T^*$  分布を予め推定する必要がある。図 4.6 で示した様に、 $T^*$  によってクエンチ時の挙動が大きく異なるため、解析モデルの正確性に関して強く影響すると考えられる。REBCO 線材を用いて、様々な磁場強度・角度で  $T^*$  を測定し、 $T^*$  の磁場角度依存性、もしくは、温度・磁場・角度全て同時に考慮した数理モデルを構築し、定式化することが必要である。また、 $\rho_{ct}$  についても巻線内部で一定ではなく、分布していると考えられ、それも考慮することが望ましい。接触抵抗率は、銅シートと線材の接触圧力、および温度に依存すると考えられ、これについても別途、基礎試験を実施してデータを取得し、モデル化することが必要である。

また、31.4 T 試験で  $6,500 \mu\Omega\text{cm}^2$ – $19,000 \mu\Omega\text{cm}^2$  の範囲であればコイルは劣化しないと明らかになったが、設定した温度とフープ応力の限界値は危険な基準にある。コイルの信頼性を高めるためには、マージンをとった基準が望ましく、例えば設計上良く使用される  $\sigma_{\theta,lim} = 600 \text{ MPa}$ ,  $T_{limit} = 300 \text{ K}$  に限界値を設定すると、図 5.7 より、要求を満たす接触抵抗率の解は存在しない。LNI-REBCO コイルの信頼性を担保す

るためには、何等かの処置を施すことで、クエンチ時のピーク温度、ピークフープ応力を下げることが望ましい。具体的には、1.7.3 項で紹介した他の保護手法と組み合わせることが考え得る。その中の手法の1つとして、外部抵抗をコイルに並列に接続する手法が挙げられるが、31.4 T クエンチ試験では既にそれを実施していた。LNI-REBCO コイルがクエンチした際に、LNI-REBCO コイルに並列に接続した  $1 \Omega$  の外部抵抗で、HTS コイルに蓄積されていたエネルギーの約 17% を消費しており、外部抵抗によってエネルギーを外部に取り出し得ることを示唆するデータが得られている。これは、線材と銅シート間の  $\rho_{ct}$  が高く、コイルで 60 V 程度の大きな電圧が発生したためだと考えられる。外部抵抗の値を適切に設定することで、LNI-REBCO コイル巻線内部のピーク温度を抑制できる可能性がある。また、1.7.3 項で紹介した CLIQ は、クエンチ時に交流電流をコイルに重畳して流し、交流損失を印加発生させることで NZPV を上昇させる手法であり、巻線内部に電流の迂回経路を有し、交流損失が絶縁コイルより大きい LNI コイルと相性が良い方法だといえる。このような、異なる保護手法を LNI-REBCO コイルに組み合わせて、より安全にコイルを保護できる方法を検討することも重要である。

以上、1.3 GHz NMR 装置のクエンチからの保護に向けて課題は残るものの、本研究で考案した LNI 法は、永久電流 1.3 GHz NMR 内層 REBCO コイルの巻線手法として非常に有力だといえる。今後、上記の課題を解決し、LNI 法を 1.3 GHz NMR 装置に実装できる技術にまで発展させる予定である。

## Appendix

### A. ソレノイドコイルが発生する磁場分布の計算方法

まず、電流  $I$  が流れる 1 ターンの線電流リングコイルが発生する磁場について説明する。円柱座標系の  $r$ - $z$  面において、リングコイルに流れる電流ソース点の座標を  $(r, z)$ 、磁場を計算するフィールド点の座標を  $(R, Z)$  とすると (図 A.1 参照)、このコイルが発生する  $z$  軸方向の磁場成分  $B_z$  と  $r$  軸方向の磁場成分  $B_r$  は、ベクトルポテンシャルから次式の様に表せる。なお、 $z_{\text{rel}} = Z - z$  を用いている。

$$B_r = \frac{\mu_0 I}{2\pi\sqrt{(R+r)^2 + z_{\text{rel}}^2}} \frac{z_{\text{rel}}}{r} \left[ -K(k) + \frac{R^2 + r^2 + z_{\text{rel}}^2}{(R-r)^2 + z_{\text{rel}}^2} E(k) \right] \quad (\text{A.1})$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi\sqrt{(R+r)^2 + z_{\text{rel}}^2}} \left[ K(k) + \frac{R^2 - r^2 - z_{\text{rel}}^2}{(R-r)^2 + z_{\text{rel}}^2} E(k) \right] \quad (\text{A.2})$$

ここで、 $K(k), E(k)$  はそれぞれ第 1 種、第 2 種完全楕円積分で、次式で定義される。

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} d\theta \quad (\text{A.3})$$

$$E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{A.4})$$

$$k = \sqrt{\frac{4Rr}{(R+r)^2 + z_{\text{rel}}^2}} \quad (\text{A.5})$$

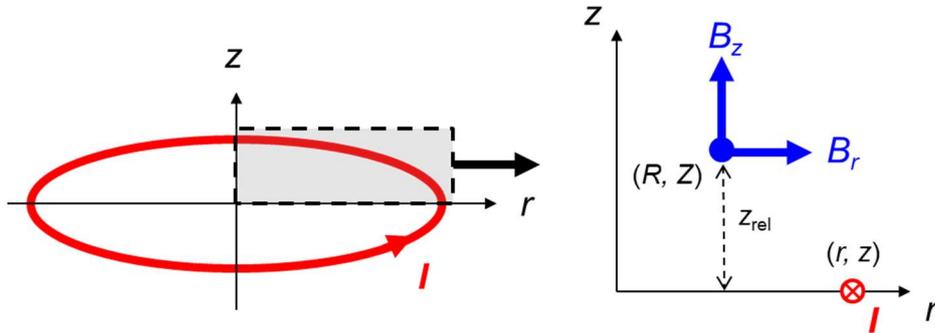


図 A.1 1 ターンの線電流リングコイルが発生する磁場

REBCO 線材のようなテープ形状をした線材を用いる場合、1 ターンを 1 つのリングコイルと見なすと磁場分布の計算精度が悪くなるため、1 ターンを  $r, z$  軸方向にメッシュ分割して複数のリングコイルと見なして計算することが好ましい。電流  $I$  が流れる 1 ターンを  $m$  個のメッシュに分割した場合、要素ごとの電流値  $i$  は単純に  $I/m$  となる。全メッシュが発生させる  $\Delta B_r, \Delta B_z$  を積算することで、1 ターンが発生する  $B_r, B_z$  を計算することができる。なお、この計算では線材内に均一に電流が流れることを仮定しており、遮蔽電流の影響を考慮していないことに注意されたい。ソレノイドコイルではターン数分の発生磁場を積算することで、コイルの発生磁場を計算することができる。

#### Appendix A. 参考文献

[A.1] M. Wilson, "Superconducting Magnets". p. 37, Oxford, U.K.: Clarendon Press, 1983.

## B. インダクタンスの計算方法

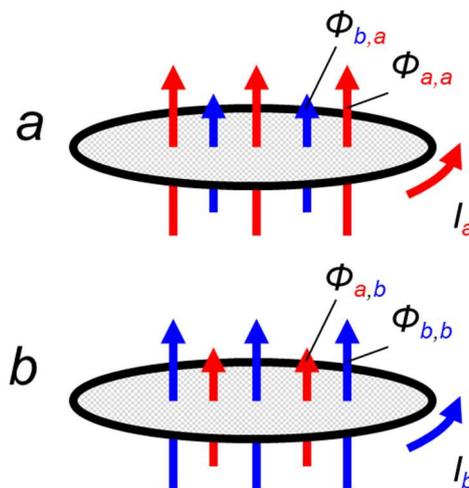
図B.1の様に、2つの1ターンリングコイル  $a, b$  が近接して存在する状況を考えると、それぞれの自己インダクタンス  $L_a, L_b$ 、および相互インダクタンス  $M_{a,b} = M_{b,a}$  は次式で定義できる。

$$L_a = \frac{\phi_{a,a}}{I_a} \quad (B.1)$$

$$L_b = \frac{\phi_{b,b}}{I_b} \quad (B.2)$$

$$M_{a,b} = M_{b,a} = \frac{\phi_{a,b}}{I_a} = \frac{\phi_{b,a}}{I_b} \quad (B.3)$$

ここで、 $\phi_{X,Y}$  は、 $Y$ のコイルに対して $X$ のコイルが発生する磁場  $B$  による鎖交磁束[Wb]、 $I_X$  は  $X$  のコイルに流れる電流である。よって、各リングコイルの電流分布を仮定し、前述した磁場計算手法を用いて  $\phi$  を計算することでインダクタンスを求めることができる。ここで、面積  $S$  に対して  $B$  の磁場が印加された時、 $\phi = BS$  である。



図B.1 2つの1ターンのリングコイル  $a, b$  が近接して存在する場合の鎖交磁束

### C. NI レイヤー巻コイルの回路方程式

2.1.2 項において、NI レイヤー巻コイルの回路方程式が(2.2)式で表されることを示した。ここでは、回路方程式の具体的な立式の過程を説明する。改めて、 $r$  軸方向のレイヤー数  $n$ 、 $z$  軸方向のターン数  $m$  の NI レイヤー巻コイル巻線内部の電気等価回路を図 C.1 に示す。ここで、 $I_{\theta,a|b}$ 、 $I_{r,a|b}$  は、 $a$  th レイヤー  $b$  th ターンの周方向電流と径方向電流を表している。 $I_{r,a|b}$  は内層から外層に向かう方向を正としている。

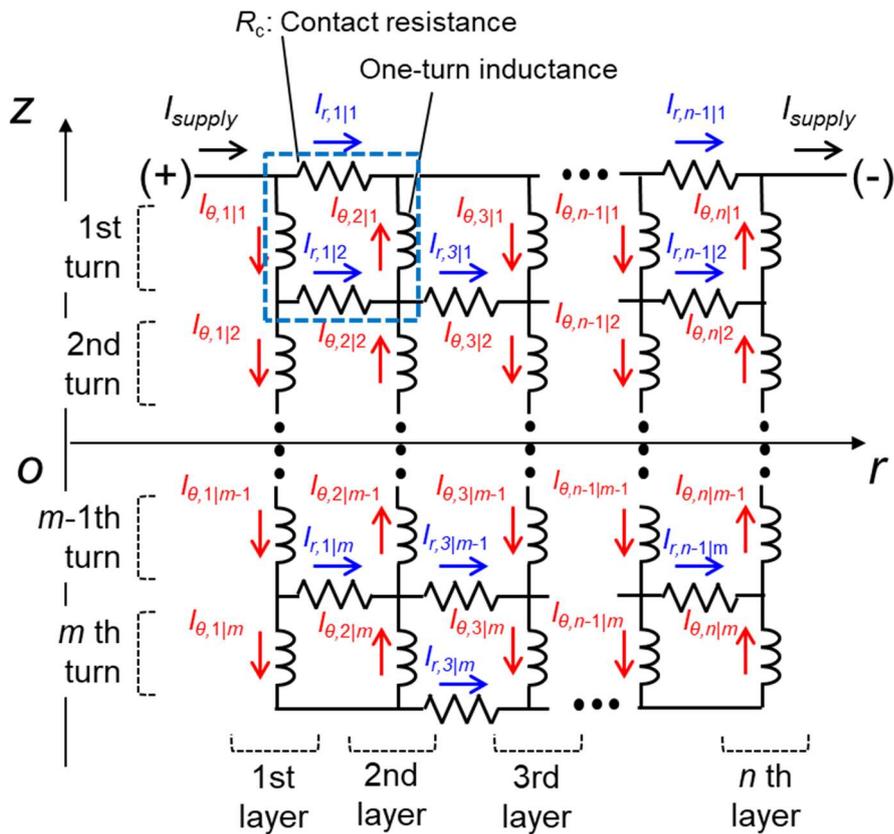


図 C.1 NI レイヤー巻コイルの電気等価回路

図 C.1 中青枠で示したような閉回路は  $(n-1) \times m$  個存在し、それぞれの閉回路においてキルヒホッフの第 2 法則を用いて  $(n-1) \times m$  個の回路方程式を立式する。 $a$  th レイヤー  $b$  th ターンの回路方程式は次の様に表せる。なお、 $a \leq n-1$ 、 $b \leq m$  である。

(If  $a$  is odd)

$$\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m \left( M_{a|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} + M_{(a+1)|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} \right) - R_{c,a} I_{r,a|b}(t) = 0 \quad (\text{If } b = m) \quad (C.1)$$

$$\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m \left( M_{a|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} + M_{a+1|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} \right) - R_{c,a} I_{r,a|b}(t) + R_{c,a} I_{r,a|b+1}(t) = 0 \quad (\text{Else}) \quad (C.2)$$

(If  $a$  is even)

$$\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m \left( M_{a|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} + M_{a+1|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} \right) - R_{c,a} I_{r,a|b}(t) = 0 \quad (\text{If } b = m) \quad (C.3)$$

$$\sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m \left( M_{a|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} + M_{a+1|b,j|k} \frac{dI_{\theta,j|k}(t)}{dt} \right) - R_{c,a} I_{r,a|b}(t) + R_{c,a} I_{r,a|b-1}(t) = 0 \quad (\text{Else}) \quad (C.4)$$

ここで、 $M_{a|b,j|k}$  は、 $a$  th レイヤー- $b$  th ターンと  $j$  th レイヤー- $k$  th ターン間の相互インダクタンス、 $R_{c,a}$  は  $a$  th レイヤーにおける接触抵抗を示し、(2.1)式で定義され、レイヤー内で一定となる。キルヒホッフの第1法則を用いると  $I_{r,a|b}$  は下記の様に表せる。なお、 $a \leq n-1$ 、 $b \leq m$  である。

(If  $a$  is odd)

$$I_{r,a|b}(t) = \begin{cases} I_{\text{supply}}(t) + \sum_{j=1}^a [(-1)^j I_{\theta,j|b}(t)] & (\text{If } b = 1) \\ \sum_{j=1}^a \{(-1)^j [-I_{\theta,j|b-1}(t) + I_{\theta,j|b}(t)]\} & (\text{Else}) \end{cases} \quad (C.5)$$

(If  $a$  is even)

$$I_{r,a|b}(t) = \begin{cases} I_{\text{supply}}(t) + \sum_{j=1}^a [(-1)^j I_{\theta,j|b}(t)] & (\text{If } b = m) \\ \sum_{j=1}^a [(-1)^j (-I_{\theta,j|b}(t) - I_{\theta,j|b+1}(t))] & (\text{Else}) \end{cases} \quad (C.7)$$

上記を(C.1-4)式に代入すると、変数の数は  $n \times m$  個となる。さらに、最外層の周方向電流  $I_{\theta,n|b}$  について、同様にキルヒホッフの第1法則を用いると、次の様に表せる。

$$I_{\theta,n|b}(t) = \sum_{j=1}^{n-1} \{(-1)^j [-I_{\theta,j|b}(t)]\} \quad (C.9)$$

これにより、変数の数を  $(n-1) \times m$  個に減らすことができる。 $(n-1) \times m$  個の(C.1-4)式に対して、

$$dI_{\theta,a|b} = I_{\theta,a|b}(t) - I_{\theta,a|b}(t-dt) \quad (C.10)$$

と、時間  $t$  に対して後退差分をとり、式変形することで最終的に(2.2)式で示した行列式が得られる。

## D. LNI コイルの回路方程式

2.4 節において、LNI コイルの回路方程式が(2.8)式で表されることを示した。ここでは、回路方程式の具体的な立式の過程を説明する。改めて、 $r$  軸方向のレイヤー数  $n$ 、 $z$  軸方向のターン数  $m$  の LNI コイル巻線内部の電気等価回路を図 D.1 に示す。なお、 $I_{\theta,a}$ 、 $I_{r,a}$ 、 $I_{sht,a}$  は  $a$  th ターンにおける周方向電流、径方向電流、銅シートを流れる電流を表している。この時、Appendix D で示した NI レイヤー巻コイルの回路方程式とは異なり、電流が流れる順にターンをラベリングしていることに注意されたい。

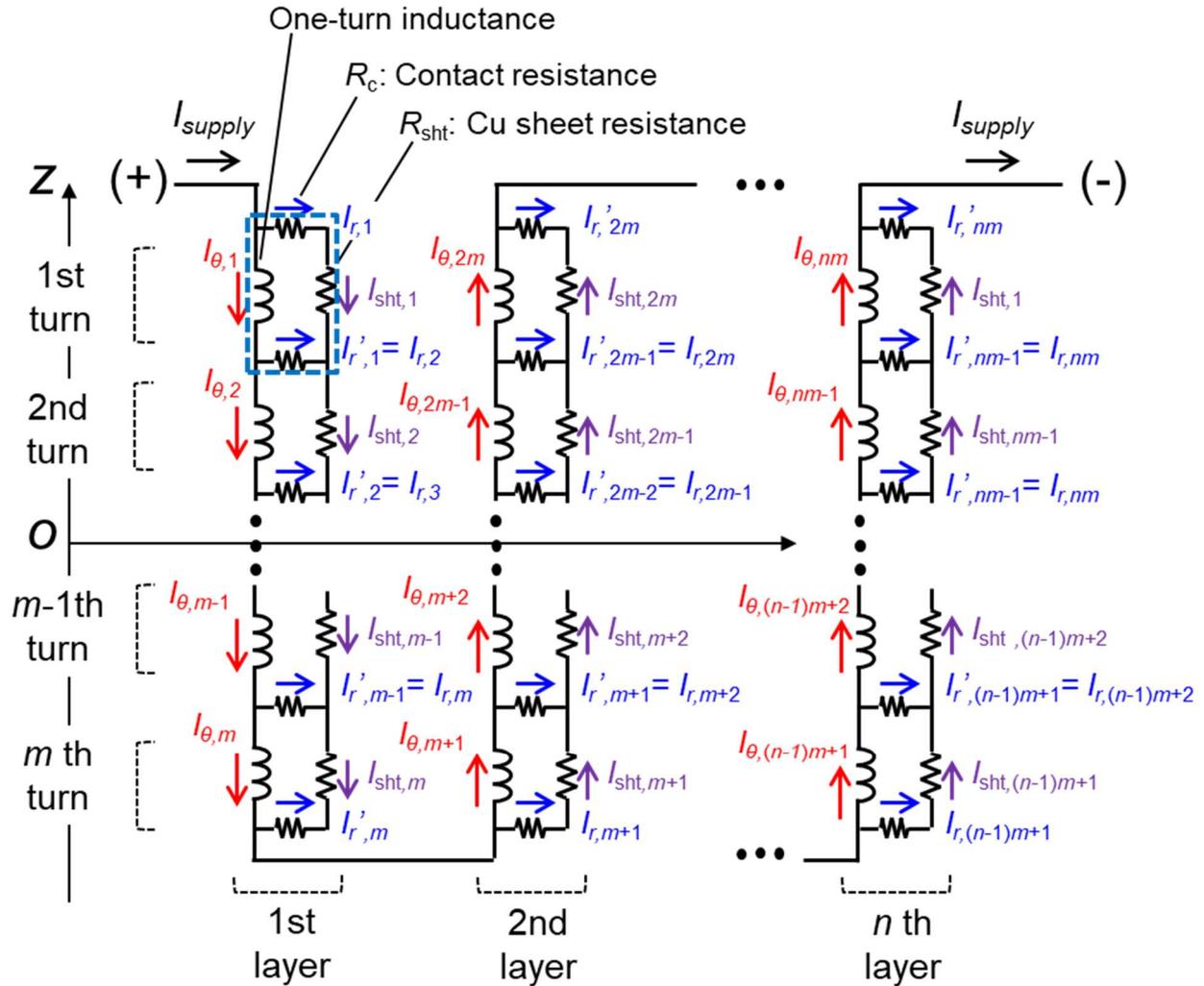


図 D.1 LNI コイルの電気等価回路

図 D.1 中青枠で示したような閉回路は  $n \times m$  個存在し、それぞれの閉回路においてキルヒホッフの第 2 法則を用いて  $n \times m$  個の回路方程式を立式する。 $a$  th ターンの回路方程式は次の様に一般化される。なお、 $a \leq n \times m$  である。

$$\sum_{j=1}^{n \times m} \left( M_{a,j} \frac{dI_{\theta,j}(t)}{dt} \right) - R_{sht,a} I_{sht,a}(t) - R_{c,a} I_{r,a}(t) + R_{c,a} I'_{r,a}(t) = 0 \quad (D.1)$$

ここで、 $M_{a,j}$  は  $a$  th ターンと  $j$  th ターン間の相互インダクタンス、 $R_{sht,a}$ 、 $R_{c,a}$  は  $a$  th ターンに並列に接続される銅シートの抵抗、接触抵抗を示し、それぞれ(2.7)、(2.1)式で定義され、レイヤー内で一定となる。

キルヒホッフの第1法則を用いると $I_{r,a}$ ,  $I'_{r,a}$ ,  $I_{sht,a}$ は下記の様に表せる。なお,  $a \leq n \times m$ ,  $N$ は任意の整数である。

$$I_{r,a}(t) = \begin{cases} I_{\text{supply}}(t) - I_{\theta,a}(t) & (\text{If } a = Nm + 1) \\ I_{\theta,a-1} - I_{\theta,a}(t) & (\text{Else}) \end{cases} \quad (D.2)$$

$$(D.3)$$

$$I'_{r,a}(t) = \begin{cases} -[I_{\text{supply}}(t) - I_{\theta,a}(t)] & (\text{If } a = Nm) \\ I_{\theta,a}(t) - I_{\theta,a+1}(t) & (\text{Else}) \end{cases} \quad (D.4)$$

$$(D.5)$$

$$I_{sht,a}(t) = I_{\text{supply}}(t) - I_{\theta,a}(t) \quad (D.6)$$

上記を(D.1)式に代入すると, 変数の数は $n \times m$ 個となる。 $n \times m$ 個の(D.1)式に対して,

$$dI_{\theta,a} = I_{\theta,a}(t) - I_{\theta,a}(t - dt) \quad (D.7)$$

と, 時間 $t$ に対して後退差分をとり, 式変形することで最終的に(2.8)式で示した行列式が得られる。

4.1節で説明する, 31.4 T クエンチ解析に使用する電気等価回路モデルでは, 各ターンに超伝導線材の内部抵抗 $R_{cd}$ が付加され, 更に外層のBi-2223コイルとLTSコイルから誘起されるインダクティブ電圧 $V_{L|bi}$ ,  $V_{L|lts}$ を考慮する必要があるため,  $a$ thターンの回路方程式は次式の様に変化する。

$$\sum_{j=1}^{n \times m} \left( M_{a,j} \frac{dI_{\theta,j}(t)}{dt} \right) + R_{cd,a} I_{\theta,a}(t) - R_{sht,a} I_{sht,a}(t) - R_{c,a} I_{r,a}(t) + R_{c,a} I'_{r,a}(t) + V_{L|bi,a}(t) + V_{L|lts,a}(t) = 0 \quad (D.8)$$

$R_{cd,a}$ は, 4.1節で説明する様に, 線材内部の超伝導層の実効抵抗 $R_{sc}$ と銅安定化材の抵抗 $R_{st}$ から成る並列回路における回路方程式を解くことで求まる。 $V_{L|bi}$ ,  $V_{L|lts}$ は次式で表せる。

$$V_{L|bi,a}(t) = M_{a,bi} \frac{dI_{bi}(t)}{dt} \quad (D.9)$$

$$V_{L|lts,a}(t) = M_{a,lts} \frac{dI_{lts}(t)}{dt} \quad (D.10)$$

ここで,  $M_{a,bi}$ ,  $M_{a,lts}$ は, LNIコイル $a$ thターンとBi-2223コイル, LTSコイル間の相互インダクタンスをそれぞれ表している。Bi-2223コイル電流 $I_{bi}(t)$ は, 図3.25(a)で示した試験結果から得られた波形を用いている。31.4 T クエンチ時の $I_{lts}(t)$ は, 次式で示すLTSコイルの回路方程式を解くことで求めた。

$$L_{lts} \frac{dI_{lts}(t)}{dt} + \sum_{j=1}^{n \times m} \left( M_{lts,j} \frac{dI_{\theta,j}(t)}{dt} \right) + M_{lts,bi} \frac{dI_{bi}(t)}{dt} = 0 \quad (D.11)$$

なお, 上記の回路方程式は電流リード線, および保護ダイオードの抵抗を無視している。 $L_{lts}$ はLTSコイルの自己インダクタンス,  $M_{lts,bi}$ はLTSコイルとBi-2223コイル間の相互インダクタンスである。(D.11)式の $dI_{lts}/dt$ に関して, 前進差分をとって式変形すると,

$$I_{lts}(t + dt) = I_{lts}(t) - \sum_{j=1}^{n \times m} \left( \frac{M_{lts,j}}{L_{lts}} dI_{\theta,j}(t) \right) - \frac{M_{lts,bi}}{L_{lts}} dI_{bi}(t) \quad (D.12)$$

と表せる。ここで,  $dI_{\theta,j}(t)$ , および $dI_{bi}(t)$ は前時間ステップにおける電流変化量を用いている。このため, 右辺は全て既知の値となり,  $I_{lts}(t + dt)$ が求まる。以上によって,  $V_{L|bi,a}(t)$ ,  $V_{L|lts,a}(t)$ は変数によらない値

としている。

$I_{r,a}$ ,  $I'_{r,a}$ ,  $I_{sht,a}$  は(D.2-6)式で表せ、時間  $t$  に対して後退差分をとり、式変形することで最終的に (4.9) 式で示した行列式にまとめることができる。

クエンチ解析においては、4.2 節で示した熱伝導モデルと連成して解析するが、この時、上記の電気等価回路モデルで計算した  $I_\theta$  分布からジュール発熱  $g_J$  を計算する。 $a$  th ターンにおける  $g_J$  は次式で表される。

$$g_{J,a} = R_{st,a}(T, B)I_{\theta,a}(I_{\theta,a} - I_{sc,a}) + R_{sht,a}I_{sht}^2 + g_{J-ct,a} \quad (D.13)$$

右辺第一項が超伝導線材常伝導電圧によるジュール発熱、第二項が銅シートの抵抗によるジュール発熱、第三項  $g_{J-ct}$  が接触抵抗によるジュール発熱を表す。 $I_{sht}$  は(D.6)式で表される。 $g_{J-ct}$  については次式で表される。

$$g_{J-ct,a} = \begin{cases} R_{c,a}I_{r,a}^2 + \frac{R_{c,i,j}I'_{r,a}{}^2}{2} & (If a = Nm + 1) \\ \frac{R_{c,i,j}I_{r,a}^2}{2} + R_{c,i,j}I'_{r,a}{}^2 & (If a = Nm) \\ \frac{R_{c,i,j}I_{r,a}^2}{2} + \frac{R_{c,i,j}I'_{r,a}{}^2}{2} & (Else) \end{cases} \quad (D.14)$$

## E. 31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部の応力解析

31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部において、 $B_zJR$  で評価したフープ応力分布を図 E.1 に示す。外層に行く程フープ応力が大きくなり、最外層最上部ターンにおいて、513 MPa が最大となる。LNI-REBCO コイルはこのような強い電磁力に耐えて 31.4 T を発生したと言える。一方で、 $B_zJR$  で評価した応力は、各ターン個別に評価した値となり、巻線同士の相互作用、オーバーバンドによるフープ応力低減効果、巻線張力・熱収縮の影響を考慮していない。ここでは、有限要素 (Finite Element Method : FEM) 解析を用いて、上記を考慮した応力解析を実施し、31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル内部のフープ応力分布を解析する。

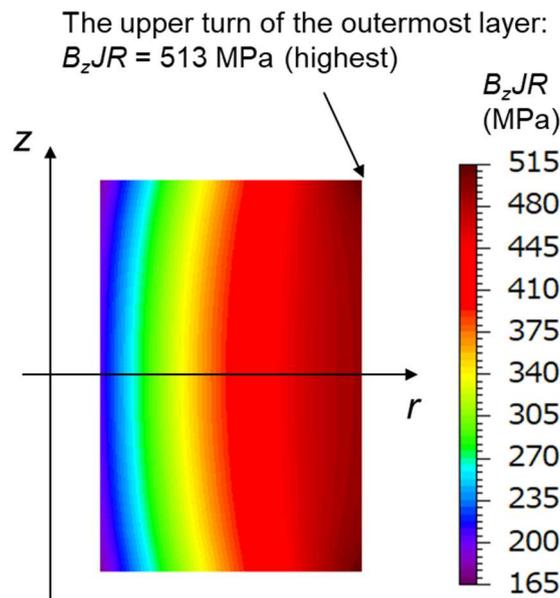


図 E.1 31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部における  $B_zJR$  分布

FEM 解析は、COMSOL Multiphysics®[E.1]の構造力学モジュールを用いて実施した。図 E.2 に解析モデルを示す。モデルは、 $B_z R$  が最大となる部分を含む、コイル最上部ターン 180 レイヤーを抜き出した物となっている。なお、実際はレイヤー巻線によって位相ごとにレイヤーの軸方向座標が変化するが、ここでは簡単のため軸対象モデルを適用し、リング状のターンが規則正しく径方向に整列している状態を仮定した。最内層には、実際のコイルと同じ様に、肉厚 2 mm の SUS304 の巻枠と、絶縁のための厚さ 76  $\mu\text{m}$  のポリイミドシートを考慮している。最外層には、電極半田接続部との段差調整のために挿入した厚さ 125  $\mu\text{m}$  の 3 枚のポリイミドシートを考慮し、その外層にはオーバーバンドとして、実際に使用した Ni 合金物質と物性値に近いハステロイのテープをバインド線として仮定し、実際のコイルと同様にバインド線が 75 レイヤー巻線されている。また、実際のターン間には、PET (18  $\mu\text{m}$ ) と銅 (8  $\mu\text{m}$ ) を接着した厚さ 26  $\mu\text{m}$  の複合シートと、線材公差等によって生じる平均 11  $\mu\text{m}$  のギャップが存在するが、ここではそれらの合計値である 37  $\mu\text{m}$  の厚さをもつポリイミドシートが挿入されている想定とした。境界条件として、全ての物質間は接触境界とし、それぞれの物質の上下端部は、 $z$  軸方向には変異が生じず、 $r, \theta$  軸方向には自由に変異できるローラー境界とした。巻枠の内側、バインド線最外層の外側は自由境界とした。

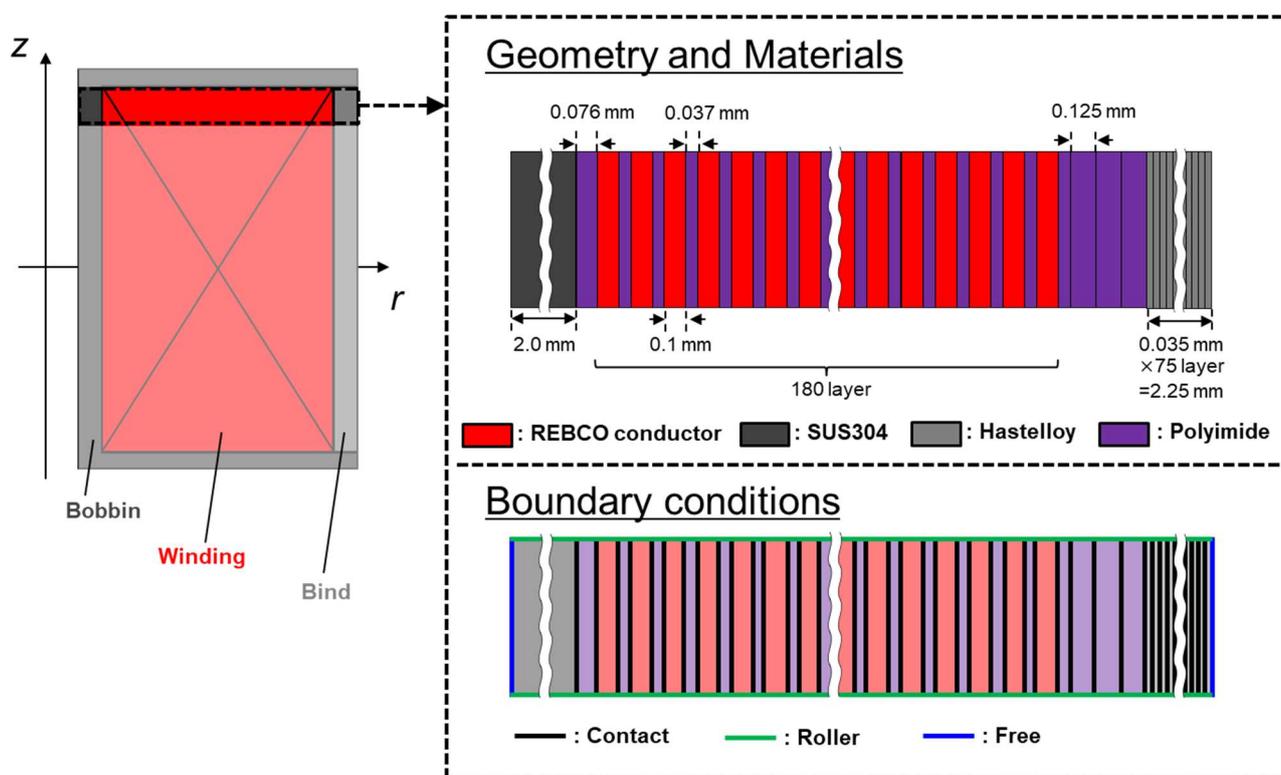


図 E.2 応力解析モデル

解析に使用した物質である、REBCO 線材、ポリイミド、SUS304、ハステロイの物性値（ヤング率、ポアソン比、300 K から 4.2 K への熱収縮率）を表 E.1 に示す。なお、REBCO 線材は異方性材料とし、[E.2] で示される弾性マトリクスを解析に使用した。なお、全ての物質において、 $z$  軸方向には熱収縮によって縮まないと仮定した。

表 E.1 応力解析に使用した材料の物性値

	Young's modulus (GPa)	Poisson's ratio (-)	Thermal contraction* (%)
REBCO conductor	Considered by the elastic matrix shown in [E.2]		-0.327 ( <i>r</i> -direction), -0.331 ( <i>θ</i> -direction) [E.3]
Polyimide	3.4 [E.4]	0.3 [E.4]	-0.42 [E.5]
SUS304	193 [E.6]	0.3 [E.6]	-0.3 [E.5]
Hastelloy	228 [E.7]	0.307 [E.7]	-0.3 [E.8]

\*From 300 K to 4.2 K

巻線張力を考慮するために、巻線張力  $T$  による巻締圧力  $P_w$  を、各ターン内層側の境界において、境界応力として加えている。なお、 $a$  th レイヤー目の  $P_{w,a}$  は次式で表される[E.3]。

$$P_{w,a} = \frac{T}{wr_a} \quad (E.1)$$

ここで、 $w$  は線材の幅、 $r_a$  は  $a$  th レイヤーの半径である。バインド線による巻線張力も同様に考慮して、バインド線の内側に境界応力を与えている。REBCO 線材とバインド線の巻線張力はどちらも 0.5 kgf である。31.4 T 発生時の電磁力に関しては、31.4 T 発生時の磁場分布と線材電流密度より、径方向のローレンツ力を体積力[N/m<sup>3</sup>]として線材に加えている。ここで、遮蔽電流の影響は無視し、線材内は均一な電流が流れていると仮定した。

解析結果を図 E.3 に示す。図 E.3(a) に REBCO 線材のフープ応力分布、(b) に REBCO 線材の径方向応力分布、(c) に (b) 内の青枠部を拡大した図を示す。巻線・オーバーバンドした後の応力分布を□、更に 300 K から 4.2 K へ熱収縮した後の応力分布を△、31.4 T 発生時の電磁力が加わった後の応力分布を○のプロットで示している。また、比較として 31.4 T 発生時の  $B_z J_R$  を点線で示している。

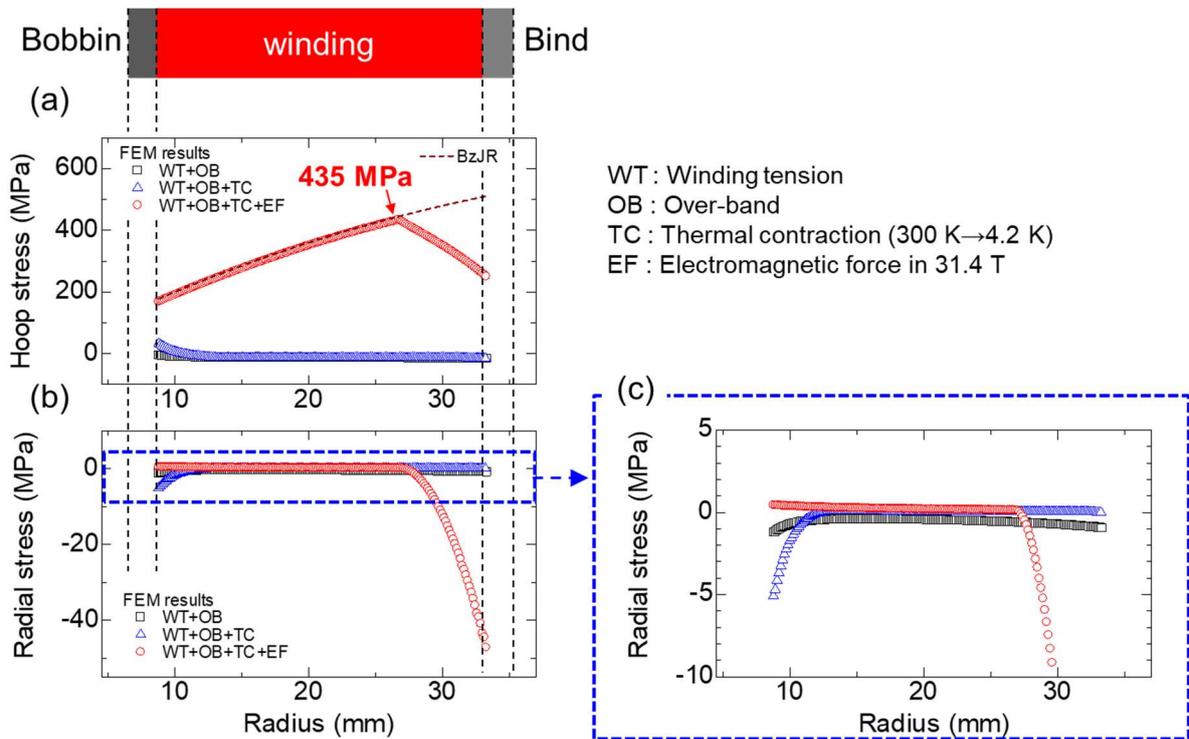


図 E.3 応力解析結果: (a) フープ応力分布, (b) 径方向応力分布, (c) (b)青枠部拡大図

図 E.3(c)を見ると、巻線・オーバーバンド直後は、巻線全体で負に径方向応力が発生している。すなわち、線材が押し付け合っている。一方で、冷却後には巻線の大部分で径方向応力が 0 MPa になっている。これは、層間のポリイミドが線材よりも縮み、層間に隙間が生まれるためである。なお、冷却後、最内層付近では負の径方向応力が生じているが、これは線材が巻棒より縮み、最内層付近の線材が巻棒に押し付けられているためだと考えられる。31.4 T 発生時は、最外層から約 50 レイヤーの領域で負の径方向応力が発生し、それより内層部分では径方向応力がほぼ 0 MPa になっている。図 E.1 の  $B_z J R$  分布から分かるように、外に広がろうとする電磁力は外層に行くにつれ大きくなるため、31.4 T 発生時は、層間は離れる様に力が働く。このため、巻線の大部分で層間に隙間が生まれて径方向応力が 0 MPa になるが、外層部ではオーバーバンドによって押しえつけられるため、線材同士が押し付け合い、負に大きな径方向応力が発生する。この効果により、最外層から約 50 レイヤーの領域ではフープ応力が  $B_z J R$  よりも低くなる。それ以外の部分ではフープ応力は  $B_z J R$  と同等の値になり、巻線内部の最大フープ応力は 435 MPa となる。これは、 $B_z J R$  の最大値 513 MPa よりも 15%低い値であり、オーバーバンドによってこれだけフープ応力を低減できたといえる。一方で、オーバーバンドによるフープ応力低減効果は内層にまで伝わっていないといえる。これは、冷却時に大きく縮むポリマーが層間に挿入され、層間に隙間ができやすいためである。層間にポリマーを持たない純粋な NI 法のコイルにオーバーバンドを施した場合、フープ応力低減効果が内層側にまで伝わり、最大フープ応力をより低減できることが示している[E.3]。すなわち、上記の振る舞いは、NI 法と比べたときの LNI 法の欠点といえる。LNI コイルにおいて、より効果的にフープ応力を低減する手法の開発は、今後の課題である。

## Appendix E. 参考文献

- 
- [E.1] “COMSOL Multiphysics,” COMSOL Inc. Burlington, MA, USA. [On- line]. Available: <http://www.comsol.com/comsol-multiphysics>
- [E.2] Y. Yang, H. Yong, and Y. Zhou, “Electro-mechanical behavior in arrays of superconducting tapes,” *J. Appl. Phys.*, vol. 124, no. 7, (2018).
- [E.3] L. Wang et al., “Stress analysis of winding process, cooling down, and excitation in a 10.7 T REBCO HTS magnet,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 28, no. 4, (2018).
- [E.4] Y. Kashiwazaki, A. Ishiyama, X. Wang, H. Ueda, T. Watanabe, and S. Nagaya, “Numerical Evaluation of the Reinforcing Effect of the Advanced YOROI Coil Structure for the HTS Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 27, no. 4, pp. 1–4, (2017).
- [E.5] J. W. Ekin, “Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements: Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing”, *Oxford*, (2006).
- [E.6] X. Wang, Y. Tsuji, A. Ishiyama, H. Yamakawa, T. Watanabe, and S. Nagaya, “Experiment and Numerical Analysis on the YOROI Structure for High-Strength REBCO Coil,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 26, no. 4, pp. 5–8, (2016).
- [E.7] K. Ilin et al., “Experiments and FE modeling of stress-strain state in ReBCO tape under tensile, torsional and transverse load,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 5, p. 55006, (2015).
- [E.8] J. Lu, E. S. Choi, and H. D. Zhou, “Physical properties of Hastelloy® C-276TM at cryogenic temperatures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 6, p. 064908, Mar. (2008),

## F. 31.4 T 発生時の LNI-REBCO コイル巻線内部の遮蔽電流応力に関する検討

Appendix E において、31.4 T 発生時の巻線内部の応力分布について応力解析したが、この解析では線材内部に均一に電流が流れていると仮定している。実際の線材内部では遮蔽電流が発生し、不均一に電流が流れ、これにより大きなフープ応力が局所的に発生していたと考えられる。著者を含むグループの先行研究[F.1]によると、線材内部に均一に電流が流れていると仮定して導出したフープ応力値 ( $B_z JR$ ) よりも、約 4 倍大きなフープ応力が局所的に発生していたことが実験的に観測されている。ただし、フープ応力がどれだけ上昇するかは、線材にかかる磁場強度、臨界電流密度などの条件に大きく影響されると考えられる。ここでは、LNI-REBCO コイルが 31.4 T 発生した時に、遮蔽電流によってどの程度フープ応力が上昇していたかを、試験において記録していたひずみデータから簡易的に検討する。

試験に使用した LNI-REBCO コイルは、オーバーストックのためのバインド線の上に 3 線式の歪ゲージを設置し、試験時の周方向歪（フープひずみ）を測定していた。歪ゲージは、コイル上端部バインド線上、図 F.1 で示した位置に設置していた。

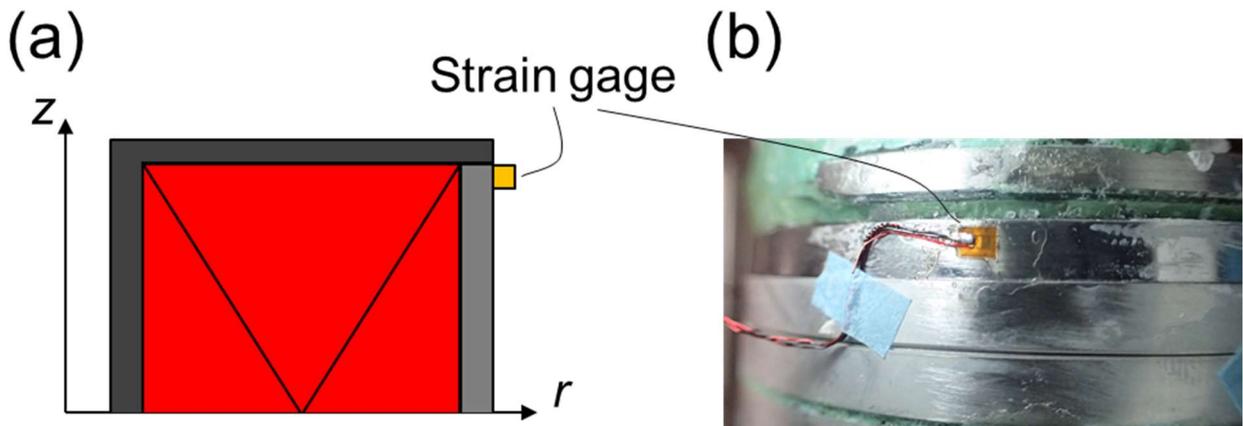


図 F.1 31.4 T クエンチ試験に使用した LNI-REBCO コイルに設置していた歪ゲージ: (a) 模式図, (b) 写真

30 T 励磁・31.4 T 励磁時のフープひずみの測定結果を図 F.2 に実線で示す。この測定歪は、REBCO 線材のフープひずみではなく、バインド線のフープひずみであることに注意されたい。なお、測定した歪は、30 T 励磁試験時 LTS コイル励磁後の歪が 0% となる様にオフセットを除去している。また、Appendix E で示した解析手法で、HTS コイルの電流値ごとに測定値と同じ箇所のフープひずみを解析した結果（すなわち、線材内部で電流が均一に流れていると仮定した解析結果）を図 F.2 に点線で示している。

図 F.2 (a)を見ると、HTS コイル電流約 50 A までは測定値と解析値が良く一致していた。これは、LTS コイル励磁時、および HTS コイル電流値が小さい時は、線材に印加される径方向磁場  $B_r$  が小さいために遮蔽電流成分も小さくなり、その影響がほとんど無いためだと考えられる。HTS コイル電流 50 A 以降は、解析値よりも測定値の方が大きな歪が発生しており、遮蔽電流の影響が大きくなってフープ応力が局所的に増加していることが分かる。30 T 励磁後の消磁過程において測定した歪が、励磁過程の値を下回っており、フープひずみがヒステリシスをもっていることが分かる。このようなフープひずみのヒステリシスは、遮蔽電流の影響によって生じると考えられ、同様のフープひずみのヒステリシスが実験的に得られている[F.1]。消磁過程においては、線材端部において励磁過程とは逆方向の遮蔽電流が生じるため、測定したフープひずみが励磁過程よりも小さくなる。HTS コイル電流が約 160 A 以下の領域では、測定

値が解析値を下回り始めている。次に、図 F.2(b)で示した 31.4 T 励磁過程を見ると、30 T 試験後の消磁時と同様のカーブを辿ってフープひずみが上昇し、HTS コイル電流が 180 A 以上の領域で測定値が解析値を再び上回りはじめた。最終的に、31.4 T 発生時には測定したフープひずみは 0.21% となり、解析値 0.14% に対して約 1.5 倍大きな値となった。すなわち、線材に均一に電流が流れる場合に比べ、遮蔽電流によって、フープひずみが 1.5 倍上昇したと考えるべきである。

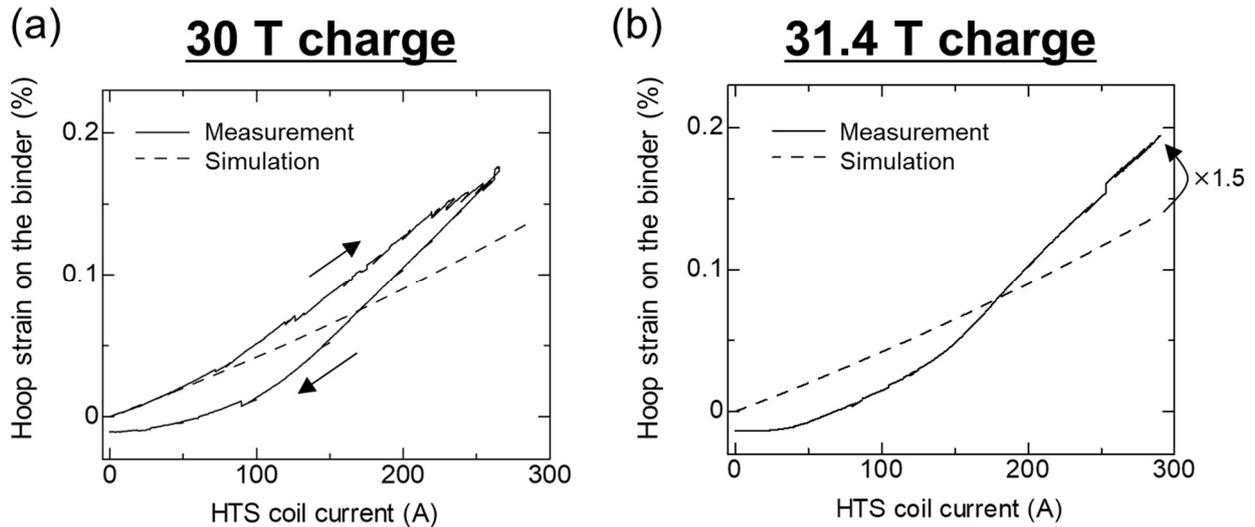


図 F.2 外部磁場 17 T における周方向歪（フープひずみ）の測定結果(実線)と解析結果(破線)。  
(a) 30 T 励磁時, (b) 31.4 T 励磁時

この 1.5 倍というリフトファクターを、巻線内部の最大フープ応力にも適用すると、解析結果で示した 31.4 T 発生時の巻線内部最大フープ応力は 435 MPa であったため (Appendix E 参照)、その 1.5 倍である 652 MPa 程度のフープ応力が、実際にコイルで発生していたと概算できる。この値は、線材に不可逆応力である 760 MPa[F.2]以下であるため、コイルに劣化は生じないと考えられ、実際の結果と整合性が取れる。

以上のように、測定したバインド線上のフープひずみより、遮蔽電流によって増加した周方向応力を概算したが、この概算値が正しいか評価するため、また詳細な物理現象を追うため遮蔽電流を考慮した応力解析を実施することが必要である。また、1.3 GHz NMR 装置の内層コイルのような高磁場 REBCO コイルの設計に向けて、このような遮蔽電流に起因した電磁力を詳細に予測できる数値解析ツールが必須である。

## Appendix F. 参考文献

- [F.1] 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, pp. 1–7, (2020).  
 [F.2] Y. Zhang *et al.*, “Detailed studies of tensile and delamination properties of REBCO coated conductors”, *8th Workshop on Mechanical and Electromagnetic Properties of Composite Superconductors (MEM 2016)*, FL, USA, March 21-23, (2016)

## 謝辞

本研究は、理化学研究所 大学院生リサーチ・アソシエイト制度、日本学術振興会 特別研究員制度 科研費 19J11812, JST 未来社会創造事業 JPMJMI17A2 の支援を受けて実施いたしました。ここに謝意を表します。また、本研究をまとめるにあたり多くの方々のご協力、ご指導を賜りました。

学部 4 年次から博士課程を卒業するまで、研修生として受け入れて頂き、研究活動の全てをご指導頂いた理化学研究所 NMR 研究開発部門 超高磁場磁石開発チームの柳澤吉紀チームリーダーに深く感謝の意を表します。研究を行う上で困難な壁にぶつかった時に懇切丁寧に相談に乗って頂き、そのお陰で大きな成果を挙げることができました。また、私的な面においてもよく相談に乗っていただき、心身共に健やかに研究活動に専念することができました。研究室の PI、国家プロジェクトの GL としての活動を身近に拝見・体感できたことは、私の今後の研究者人生を送る上で大きな財産になります。

理化学研究所 NMR 施設（現 国立研究開発法人 科学技術振興機構 PM）前田秀明施設長からは、研究を行う上で大切な大局的視点を学ばせて頂きました。学部 4 年生であった私に対等に接して頂き、二人で議論した時が私の研究者生活のはじまりだったと感じております。また、米国高磁場研究所(MagLab)、マサチューセッツ工科大学へのセミナー訪問する機会をいただきました。大変貴重な経験となりました。心から御礼申し上げます。

学部 4 年次の指導教員であった千葉大学中込秀樹教授には、超伝導磁石技術の研究をはじめの機会を頂き、卒業研究に関してご指導頂きました。また、精神的に幼かった私に、公私共に暖かいご助言を賜りました。心から感謝いたします。修士 1 年次以降の指導教員である荒井幸代教授には、外部で研究活動を行う私にお気遣い頂き、終始あたたかく接して頂きました。また、研究者としての姿勢や研究室の運営、研究指導法など、数多くの事を学ばせて頂きました。深く感謝いたします。

物質材料研究機構北口仁副拠点長、西島元博士には、本論文第 3 章に記載した強磁場試験を実施する上で、低温超伝導磁石・測定装置の提供、プローブの製作、磁石の冷却、通電試験へのご助言、データに対する議論などで大変お世話になりました。極低温・強磁場環境における実験技術に関してとても勉強になりました。ご迷惑をおかけするばかりでしたが、根気強くご協力頂き、心から御礼申し上げます。

ジャパンスーパーコンダクタテクノロジー株式会社の濱田衛博士、斉藤一功博士には、試験用 REBCO コイル製作へのご助言、データに対する議論などで大変お世話になりました。深く感謝いたします。同社の三好康之博士（現 ITER 機構）には、フランス グルノーブル強磁場研究所（LNCMI）における強磁場試験への帯同をお誘い頂き、大変貴重な経験をさせていただきました。ここに謝意を表します。

住友電気工業株式会社の永石竜起博士、山口高史氏には、強磁場試験コイルに使用した REBCO 線材の磁化法  $I_c$  検査を実施頂きました。深く感謝いたします。

上智大学高尾智明教授、谷貝剛教授には上智大学の学生方と共同で研究をする機会を頂き、お会いした時には必ず温かいお声がけを頂きました。ここに謝意を表します。

理化学研究所高橋雅人博士には基本的な実験技術から数値解析技術まで専門的な内容のご相談をさせて頂きました。同所の朴任中博士には、液体ヘリウム試験のご指導、各種実験に関してご協力頂きました。同所の武田泰明博士には書類作成やプレゼンテーションについて、またデータに対して材料的視点からご助言を頂きました。同年代の研究者の先輩として大変心強く感じておりました。心から御礼を申し上げます。理化学研究所で実験・研究活動を共にした、千葉大学中込研究室および上智大学高尾・中村研究室、谷貝研究室の先輩・同輩・後輩である柳澤杏子氏、許一氏、井口聖威也氏、名和雅斗氏、梶田健

太朗氏, 上野健志氏, 持田寛希氏, 山岸風摩氏, 高橋俊二氏, 松竹優一氏, 吉田大佐氏, 高橋圭佑氏には, 多くを学ばせて頂きました。先輩にご指導頂いたことはもちろん, 同輩・後輩と切磋琢磨し, 後輩を指導する上でも気づかされる事が多々あり, 皆様のお陰でここまで来れたと感じております。深く感謝いたします。

千葉大学荒井研究室の学生の皆様には, 日頃会う機会が少ない私を快く受け入れてくださり, 研究室行事に誘って頂きました。ゼミで研究内容を発表した時も鋭いご指摘, ご助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

最後に, 博士進学を後押し頂き, 薄給に何一つ不満を言わず支えてくれた妻の楓, そして, 子供の頃に, 博物館や科学館, 科学イベントに連れて頂き, 研究者としての種を植えてくれた両親に, 深く感謝いたします。

2021.2.18

*Yu Suetomi*

# 業績リスト

## <1. Paper: Journal articles>

- 1-1) **Suetomi Y.**, Yoshida T., Takahashi S., Takao T., Nishijima G., Kitaguchi H., Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Piao R., Takeda Y., Maeda H. and Yanagisawa Y. “Quench and self-protecting behaviour of an intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil at 31.4 T” *Supercond. Sci. Technol.*, submitted.
- 1-2) **Suetomi Y.**, Takahashi S., Takao T., Maeda H. and Yanagisawa Y. “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.*, 32,095003 (2019).
- 1-3) Jin X., **Suetomi Y.**, Piao R., Matsutake Y., Yagai T., Mochida H. and Yanagisawa Y. “Superconducting joint between multi-filamentary Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>10</sub>+ $\delta$  tapes based on incongruent melting for NMR and MRI applications.” *Supercond. Sci. Technol.*, 32, 035011 (2019).
- 1-4) **Suetomi Y.**, Yanagisawa K., Nakagome H., Hamada M., Maeda H., and Yanagisawa Y. “Mechanism of notable difference in the field delay times of no-insulation layer-wound and pancake-wound REBCO coils.” *Supercond. Sci. Technol.*, 29, 10 (2016).

## <2. Paper: Proceedings>

- 2-1) Yoshida T., **Suetomi Y.**, Takahashi K., Takao T., Yanagisawa Y., Maeda H. and Ueda H., “Performance of Epoxy-Impregnated intra-Layer No-Insulation (LNI) REBCO Coils at 77 K” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, submitted.
- 2-2) Takahashi S., **Suetomi Y.**, Takao T., Yanagisawa Y., Maeda H., Takeda Y. and Shimoyama J., “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.*, 30, 4 (2020)
- 2-3) Mochida H., **Suetomi Y.**, Takao T., Maeda H. and Yanagisawa Y. “Continuous Heating Criteria to Avoid Thermal Runaway of Insulated HTS Coils in High Fields.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 29, 5(2019).
- 2-4) Piao R., Miyoshi Y., Yoshikawa M., Saito K., Hamada M., Matsumoto S., Suematsu H., Mochida H., Takao T., **Suetomi Y.**, Takahashi M., Maeda H. and Yanagisawa, Y. “Design and Development of a Compact 1 GHz (23.5 T)-Class NMR Magnet With Bi-2223 Inner Coils.” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 29, 5 (2019).

## <3. Presentation: Oral>

- 3-1) **Suetomi Y.**, Takahashi S., Takahashi K., Yoshida T. Takao T., Nishijima G., Kitaguchi H., Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Piao R., Yanagisawa Y. and Maeda H., “Quench simulation study of an intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil at 31 T”, *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk1Lor1A-03 (2020)
- 3-2) Nagaishi T., Ohki K., Yamaguchi T., Yoshihara T., Kato T., Yokoe D., Hirayama T., Ikuhara Y., Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Yanagisawa Y., Yamazaki T., Piao R., **Suetomi Y.**, and Maeda H., “Insights into the Fabrication Mechanism of iGS® joints between REBCO coated conductors, Trial and Evaluation Results for Test Coil with Multiple Joints”, *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk2Lor1A-02 (2020)
- 3-3) Yanagisawa Y., Yoshida T., Takahashi S., Takao T., **Suetomi Y.**, Takeda Y., Shimoyama J., Ueda H., Kim S., Matsuda T., Okamura T., Hamada M. and Maeda H., “Mechanism of degradation in a REBCO coil due to screening current-induced non-uniform stresses” *Applied Superconductivity Conference 2020*,

Wk2LOR2A-02 (2020)

- 3- 4 ) Kanazawa S., Piao R., **Suetomi Y.**, Endo Y., Matsutake Y., Yagai T., Yanagisawa Y. and Maeda H., “Improvement of critical current in superconducting joint between multi-filamentary Bi2223 tapes” *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk2LOR1A-03 (2020)
- 3- 5 ) Yanagisawa Y., Piao R., Yamazaki T., **Suetomi Y.**, Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Inoue K., Takano Y., Nishijima G., Kitaguchi H., Ohki K., Yamaguchi T., Nagaishi T., Takeda Y., Shimoyama J., Ueda H. and Maeda H., “Present status of development of a persistent-mode 1.3 GHz (30.5 T) NMR magnet in the JST-Mirai Program”, *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk2LOR3A-03 (2020)
- 3- 6 ) Yanagisawa Y., Piao R., Takahashi M., Yamazaki T., **Suetomi Y.**, Yoshida T., Takahashi S., Takao T., Matsutake Y., Yagai T., Ohki K., Yamaguchi T., Nagaishi T., Takeda Y., Shimoyama J., Kanazawa S., Nishijima G., Kitaguchi H., Matsumoto S., Miyoshi Y., Yoshikawa M., Hamada M., Saito K., Nogushi T., Ueda H., Hachitani K., Suematsu H., Ishii Y. and Maeda H., “Progress of technical development for a persistent-mode 1.3 GHz (30.5 T) NMR magnet in the JST Mirai Program”, *10th Asian Conference on Applied Superconductivity and Cryogenics*, 7A1-4 (2020)
- 3- 7 ) Takeda Y., Motoki T., Kitaguchi H., Nakamura S., Matsutake Y., Yagai T., **Suetomi Y.**, Yanagisawa Y., Nakashima T., Kobayashi S., Kato T. and Shimoyama J., “Superconducting joints between Bi2223/Ag tapes towards persistent current HTS magnets”, *International Conference on Magnet Technology 26*, Tue-Mo-Or8-07 (2019)
- 3- 8 ) Takahashi S., Takao T., **Suetomi Y.**, Yanagisawa Y. And Maeda H., “Hoop stress concentration in an HTS tape coil under external magnetic fields”, *International Conference on Magnet Technology 26*, Tue-Mo-Or8-04 (2019)
- 3- 9 ) **Suetomi Y.**, Yoshida T., Takahashi S., Takao T., Nishijima G., Kitaguchi H., Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Renzhong P., Yanagisawa Y. and Maeda H., “30 T generation using an intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil in a 17 T LTS magnet.” *International Conference on Magnet Technology 26*, Fri-Mo-Or27-02 (2019)
- 3- 1 0 ) **Suetomi Y.**, Takahashi S., Takao T., Maeda H. and Yanagisawa Y., “A method to significantly shorten the magnetic field delay of a no-insulation layer-wound REBCO coil”, *Applied Superconductivity Conference 2018*, 2LOR2A-02 (2018)
- 3- 1 1 ) Yanagisawa Y., Hamada M., Ueda H., Matsumoto S., Noguchi T., **Suetomi Y.**, Takahashi S., Takao T., Piao R., Takahashi M. and Maeda H., “Design and technical development of a high-resolution 1.3 GHz NMR magnet”, *International Conference on Magnet Technology 25*, Mon-Af-Or5-01 (2017)
- 3- 1 2 ) **Suetomi Y.**, Yanagisawa K., Nawa M., Mochida H., Ueno T., Hamada M., Nakagome H., Yanagisawa Y. and Maeda H., “Mechanism of remarkable difference regarding the field delay time and self protection behavior between NI layer wound REBCO coil and an NI double pancake REBCO coil”, *Applied Superconductivity Conference 2016*, 2SPOr3A (2016)

#### <4. Presentation: Poster>

- 4- 1 ) Matsutake Y., Yagai T., Takahashi S., Takao T., Takeda Y., Shimoyama J., Kiss T., **Suetomi Y.**, Piao R. and Yanagisawa Y., “Wide-range voltage-current characteristics of a superconducting joint between Bi-2223

- conductors for a 1.3 GHz (30.5 T) NMR magnet”, *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk1LPo3F-01 (2020)
- 4- 2 ) Takeda Y., Matsutake Y., Yagai T., **Suetomi Y.**, Piao R. and Yanagisawa Y., Kobayashi K., Uchida A., Kitaguchi H., Nakashima T., Kobayashi S., Kato T., Motoki T. and Shimoyama J., “Superconducting joints between high-strength Bi2223/Ag tapes with reinforcement materials towards persistent-current HTS magnets”, *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk1LPo3F-02 (2020)
- 4- 3 ) Yoshida T., **Suetomi Y.**, Takahashi K., Takahashi S., Takao T., Maeda H. and Yanagisawa Y., “An epoxy-impregnated intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil for high field magnets” *Applied Superconductivity Conference 2020*, Wk2LPo1H-04 (2020)
- 4- 4 ) Matsutake Y., Yagai T., Takahashi S., Takao T., Takeda Y., Shimoyama J., **Suetomi Y.**, Piao R. and Yanagisawa Y., “Persistent-mode operation on a high-strength Bi-2223 conductor coil using a superconducting joint”, *10th Asian Conference on Applied Superconductivity and Cryogenics*, 9P-16 (2020)
- 4- 5 ) Takahashi S., Takao T., **Suetomi Y.**, Yanagisawa Y. and Maeda H., “Substantial circumferential stress enhancement and its hysteresis effect due to the effect of screening current for a REBCO coil under external magnetic field”, *10th Asian Conference on Applied Superconductivity and Cryogenics*, 8P-24 (2020)
- 4- 6 ) **Suetomi Y.**, Yoshida T., Takahashi S., Takao T., Nishijima G., Kitaguchi H., Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Piao R., Yanagisawa Y. and Maeda H., “Quench behavior of an intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil at 31 T -Towards a 1.3 GHz NMR magnet in the JST-Mirai program-“, *10th Asian Conference on Applied Superconductivity and Cryogenics*, 7P-49 (2020)
- 4- 7 ) Yanagisawa Y., Piao R., **Suetomi Y.**, Yamagishi K., Yamazaki T., Takahashi M., Ueno T., Takao T., Ohki K., Yamaguchi T., Nagaishi T., Kitaguchi H., Miyoshi Y., Yoshikawa M., Hamada M., Saito K., Hachitani K., Ishii Y. and Maeda H., “Towards a 1.3 GHz (30.5 T) NMR: Persistent-mode NMR magnet with superconducting joints between high-temperature superconductors “, *International Conference on Magnet Technology 26*, Mon-Af-Po1.13-01 (2019)
- 4- 8 ) **Suetomi Y.**, Yoshida T., Takahashi S., Takao T., Nishijima G., Kitaguchi H., Miyoshi Y., Hamada M., Saito K., Yanagisawa Y. and Maeda H., “Over-current test on an intra-layer no-insulation (LNI) REBCO coil under a high background field.” *International Conference on Magnet Technology 26*, Tue-Af-Po2.14-07 (2019)
- 4- 9 ) Jin X., **Suetomi Y.**, Piao R., Yanagisawa Y., Maeda M., Mawatari Y., Kuzuya T., Kawamura Y., Kamegawa A., Sekine C. and Hirai S., “Superconducting joint between multi-filamentary Bi2223 tapes by incongruent melting”, *Applied Superconductivity Conference 2018*, 4LPo1G-01 (2018)
- 4- 1 0 ) Yamagishi K., **Suetomi Y.**, Ueno T., Piao R., Ohki K., Yamaguchi T., Nagaishi T., Kitaguchi H., Takao T., Maeda H. and Yanagisawa Y., “Current transport characteristics of intermediate-grown superconducting (iGS) joint between REBCO coated-conductors in external magnetic fields at 77 K, 50 K and 4.2 K” *Applied Superconductivity Conference 2018*, 4LPo1G-05 (2018)
- 4- 1 1 ) Yanagisawa Y., **Suetomi Y.**, Yamagishi K., Piao R., Takahashi M., Ohki K., Yamaguchi T., Nagaishi T., Takao T., Kitaguchi H., Saito K., Hamada M. and Maeda H., “Towards a 1.3 GHz (30.5 T) NMR operated

in a persistent current mode: Development of a persistent current 400 MHz (9.39 T) LTS/REBCO NMR magnet”, *Applied Superconductivity Conference 2018*, 4LPo1E-05 (2018)

- 4-1 2) Piao R., Takahashi M., Maeda H., Yanagisawa Y., **Suetomi Y.**, Miyoshi Y., Yoshikawa M., Saito K., Hamada M., Matsumoto S. and Suematsu H., “Development of a compact 800 MHz (18.8 T) LTS/Bi-2223 NMR magnet”, *Applied Superconductivity Conference 2018* 4LPo1E-06 (2018)
- 4-1 3) Mochida H., **Suetomi Y.**, Takao T. and Yanagisawa Y., “The effect of a detection voltage on the operating current density in the detect-and-dump protection of HTS coils”, *Applied Superconductivity Conference 2018*, 4Lpo1A-01 (2018)
- 4-1 4) Takahashi S., **Suetomi Y.**, Takao T., Yanagisawa Y. and Maeda H., “Effect of no-insulation (NI) method on stabilizing the REBCO coil containing a conductor defect”, *Applied Superconductivity Conference 2018*, 3Lpo1B-09 (2018)
- 4-1 5) **Suetomi Y.**, Yanagisawa Y., Mochida H., Kajita K., Takao T. and Maeda H., “Remarkable difference in thermal runaway behavior between a Ni-alloy reinforced Bi-2223 coil and a REBCO coil”, *International Conference on Magnet Technology 25*, Mon-Af-Po1.10-16 (2017)
- 4-1 6) Yanagisawa K., **Suetomi Y.**, Nawa M., Xu Y., Yanagisawa Y., Nakagome H., Iguchi S., Takao T., Hamada M., Matsumoto S., Suematsu H., Jin X., Takahashi M. and Maeada H., “Mechanism of an extremely long charging delay for a REBCO NI layer-wound coil”, *International Conference on Magnet Technology 24*, 3PoBC\_05 (2015)

#### <5. 査読無し国内講演集>

- 5-1) 松竹 優一, 谷貝 剛, 高橋 俊二, 高尾 智明, 武田 泰明, 下山 淳一, **末富 佑**, 朴 任中, 柳澤 吉紀, “Bi-2223 高温超電導線材同士の超電導接合を用いた小型コイルの自己磁場永久電流特性” 電気学会研究会資料 金属・セラミックス 超電導機器 合同研究会, MC-19-011 (2019)
- 5-2) 朴 任中, 三好 康之, 吉川 正敏, 斉藤 一功, 濱田 衛, 松本 真治, 持田 寛希, 高尾 智明, **末富 佑**, 高橋 雅人, 前田 秀明, 末松 浩人, 柳澤 吉紀, “Bi-2223 内層コイルを用いた小型 1 GHz (23.5 T)級 NMR 磁石の開発”, 電気学会研究会資料 超電導機器研究会, ASC-19-004 (2019)
- 5-3) **末富 佑**, 高橋 俊二, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “NI 法を用いたレイヤー巻コイルの保護”, 電気学会研究会資料超電導機器研究会, ASC-19-003 (2019)
- 5-4) 山岸 風摩, 高尾 智明, **末富 佑**, 大木 康太郎, 山口 高史, 永石 竜起, 北口 仁, 斉藤 一功, 濱田 衛, 朴 任中, 柳澤 吉紀, 前田 秀明 “超電導接合を用いた永久電流 1.3GHz(30.5 T)NMR の実現に向けて :永久電流 400MHz(9.39 T)LTS/REBCO NMR 用 REBCO 内層コイルの単体試験特性”, 電気学会研究会資料 金属・セラミックス 超電導機器 合同研究会, MC-18-28 (2018)
- 5-5) 持田 寛希, 高尾 智明, **末富 佑**, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “高磁場・絶縁 HTS コイルの許容発熱指標に基づいた早期熱暴走(クエンチ)の抑制”, 電気学会研究会資料 金属・セラミックス 超電導機器 合同研究会, MC-17-029 (2017)
- 5-6) 高橋 俊二, 高尾 智明, **末富 佑**, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “No-insulation レイヤー巻コイルの磁場を劇的に短くする手法”, 電気学会研究会資料 金属・セラミックス 超電導機器 合同研究会, MC-17-030 (2017)
- 5-7) **末富 佑**, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “非絶縁 REBCO レイヤー巻コイルにおける長い磁場遅れと自

己保護のメカニズム”, 電気学会資料金属・セラミックス 超電導機器 合同研究会, MC-16-050, (2016)

## <6. 国内学会発表>

- 6-1) 高橋 圭佑, 吉田 大佐, 高尾 智明, 末富 佑, 柳澤 吉紀, 前田 秀明 ”intra-Layer No-Insulation (LNI) REBCO コイルの接触抵抗率に対する温度サイクルと巻線張力の影響”, 第 100 回低温工学・超電導学会, 3A-a06 (2020)
- 6-2) 松竹 優一, 武田 泰明, 末富 佑, 谷貝 剛, 朴 任中, 柳澤 吉紀, 中井 優享, 岩見 壮徒, 元木 貴則, 下山 淳一, 濱田 衛, 齊藤 一功 “永久電流 400 MHz (9.39 T) LTS/Bi2223 NMR の開発 (2) ~Bi2223 モデル内層コイルの作製と永久電流試験結果~” 第 100 回低温工学・超電導学会, 2P-p07 (2020)
- 6-3) 武田 泰明, 松竹 優一, 谷貝 剛, 末富 佑, 朴 任中, 柳澤 吉紀, 中井 優享, 岩見 壮徒, 元木 貴則, 下山 淳一, 濱田 衛, 齊藤 一功 “永久電流 400 MHz (9.39 T) LTS/Bi2223 NMR の開発 (1) ~概要と高強度 Bi2223 線材間の超伝導接合~” 第 100 回低温工学・超電導学会, 2B-p07 (2020)
- 6-4) 柳澤 吉紀, 朴 任中, 武田 泰明, 山崎 俊夫, 末富 佑, 濱田 衛, 齊藤 一功, 西島 元, 北口 仁, 植田 浩史, 山口 高史, 大木 康太郎, 永石 竜起, 下山 淳一, 前田 秀明, “永久電流 1.3 GHz (30.5 T) NMR マグネットの技術開発”, 第 100 回低温工学・超電導学会, 2B-p06 (2020)
- 6-5) 武田 泰明, 松竹 優一, 谷貝 剛, 末富 佑, 朴 任中, 柳澤 吉紀, 小林 賢介, 内田 公, 北口 仁, 中島 隆芳, 山出 哲, 小林 慎一, 加藤 武志, 元木 貴則, 下山 淳一, “高強度 Bi2223 線材間の超伝導接合技術開発” 第 99 回低温工学・超電導学会, 3A-p04 (2020)
- 6-6) 武田 泰明, 田中 智之, 元木 貴則, 下山 淳一, 北口 仁, 松竹 優一, 谷貝 剛, 末富 佑, 柳澤 吉紀, 中島 隆芳, 小林 慎一, 加藤 武志, “永久電流 HTS 磁石を目指した DI-BSCCO 線材間の超伝導接合” 第 98 回低温工学・超電導学会, 3A-p01 (2019)
- 6-7) 金 新哲, 松竹 優一, 持田 寛希, 谷貝 剛, 末富 佑, 朴 任中, 柳澤 吉紀, “JIM 法による Bi2223 多芯線材間の超電導接合” 第 97 回低温工学・超電導学会, 1A-p05 (2018)
- 6-8) 柳澤 吉紀, 朴 任中, 高橋 雅人, 山崎 俊夫, 末富 佑, 山岸 風摩, 高尾 智明, 大木 康太郎, 山口 高史, 永石 竜起, 三好 康之, 濱田 衛, 齊藤 一功, 北口 仁, 蜂谷 健一, 石井 佳誉, 前田 秀明, “超電導接合を用いた永久電流 1.3 GHz (30.5 T) NMR に向けて~永久電流 400 MHz (9.39 T) LTS/REBCO NMR の運転特性~”, 第 97 回低温工学・超電導学会, 1A-p11 (2018)
- 6-9) 高橋 俊二, 末富 佑, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “局所的な特性劣化を持つ NI REBCO パンケーキコイルの安定性” 第 97 回低温工学・超電導学会, 2A-a07 (2018)
- 6-10) 末富 佑, 高橋 俊二, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “新手法を用いた NI レイヤー巻コイルと NI ダブルパンケーキ巻コイルの特性の顕著な差異” 第 97 回低温工学・超電導学会, 2A-a08 (2018)
- 6-11) 柳澤 吉紀, 末富 佑, 山岸 風摩, 高尾 智明, 大木 康太郎, 山口 高史, 永石 竜起, 北口 仁, 齊藤 一功, 濱田 衛, 朴 任中, 前田 秀明, “超電導接合を用いた永久電流 1.3 GHz (30.5 T) NMR に向けて~永久電流 400 MHz (9.39 T) LTS/REBCO NMR 用 REBCO 内層コイルの 4 K 単体試験特性~”, 第 96 回低温工学・超電導学会, 2A-a02 (2018)
- 6-12) 末富 佑, 高橋 俊二, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “高磁場 HTS コイルに生じる早期熱暴走(クエンチ)の抑制 (3)~NI レイヤー巻コイルにおける短い磁場遅れと自己保護性の両立~”, 第 95 回低温工学・超電導学会, 1A-p03 (2017)

- 6-1 3) **末富 佑**, 持田 寛希, 高尾 智明, 朴 任中, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “高磁場 HTS コイルに生じる早期熱暴走(クエンチ)の抑制 (2)～絶縁コイルの安定運転に許容される発熱基準～”, 第 95 回低温工学・超電導学会, 1A-p02 (2017)
- 6-1 4) 柳澤 吉紀, **末富 佑**, 持田 寛希, 高尾 智明, 濱田 衛, 松本 真治, 朴 任中, 前田 秀明, “高磁場 HTS コイルに生じる早期熱暴走(クエンチ)の抑制 (1)～早期熱暴走の事例と抑制法の体系化～”, 第 95 回低温工学・超電導学会, 1A-p01 (2017)
- 6-1 5) **末富 佑**, 持田 寛希, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, ”高強度 Bi-2223 コイルと REBCO コイルの熱暴走の振る舞いの顕著な差”, 第 94 回低温工学・超電導学会, 3cp-10, (2017)
- 6-1 6) 持田 寛希, **末富 佑**, 梶田 健太郎, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “高強度 Bi-2223 コイルの部分劣化に起因した熱暴走”, 平成 29 年電気学会全国大会, 5-117 (2017)
- 6-1 7) **末富 佑**, 柳澤 杏子, 名和 雅斗, 李 晶, 齋藤 明子, 中込 秀樹, 井口 聖威也, 高尾 智明, 柳澤 吉紀, 前田 秀明, “非絶縁 REBCO レイヤー巻コイルの長い励磁遅れメカニズム”, 第 91 回低温工学・超電導学会, 2A-a02 (2015)

## <7. 受賞歴>

- 7-1) 末富 佑, 「若手優秀発表賞」受賞, 電気学会 超電導機器技術委員会, 2019 年 12 月
- 7-2) Yu Suetomi “The Best Student Paper in Large Scale - Third place” Applied Superconductivity Conference and IEEE Council of Superconductivity, Nov. 2018
- 7-3) 末富 佑, 「優秀論文発表賞(IEEJ Excellent Presentation Award)」受賞, 電気学会, 2017 年 1 月

## <8. 特許>

4 件出願中