

修 士 学 位 論 文

LHC加速器高輝度化のための
超伝導磁石クエンチ保護システムの性能評価

令和 7 年 2 月 7 日

専 攻 名	物理学専攻
学 籍 番 号	235s117s
氏 名	西 将汰

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

欧州原子核研究機構（CERN）では、世界最高重心系エネルギーの陽子・陽子衝突型加速器「Large Hadron Collider (LHC)」を高輝度化する計画「High Luminosity LHC (HL-LHC) upgrade」が進行している。HL-LHC 衝突点周りの磁石群の 1 つであるビーム分離双極超伝導磁石 MBXF（通称 D1 磁石）は定格電流 12.1 kA にて積分磁場 35 T・m を発生し、そのときの磁石蓄積エネルギーは 2.1MJ となる、大口径かつ高磁場の磁石である。高エネルギー加速器研究機構（KEK）はこの磁石の製造と性能評価試験を担っており、7m 長実証機 1 台と実機 6 台を製造し、現物貢献する。MBXF は蓄積エネルギーが大きく、高電流・高磁場で運用される磁石のため、「クエンチ保護」が重要となる。「クエンチ」とは、超伝導電磁石コイルが熱擾乱等で局所的な常伝導転移する現象で、磁石に蓄積されたエネルギーがジュール熱に変換され急激な温度上昇を招き焼損に至る恐れがある。そのため、「クエンチ」から超伝導磁石を含む励磁回路・ヘリウムガス回収系統を保護するために導入した非線形抵抗器「バリスタ」を組み込んだクエンチ保護システムのリスク評価及び安定性に関する研究を行った。バリスタの特性を測定し、この研究で開発したクエンチ保護システムシミュレーションに組み込み、バリスタの特性パラメータが経年劣化などで大きく変化した場合の影響を見積もった。その結果、周辺機器への影響がある可能性があるが、その場合でも磁石保護の基準を満たしていることを確かめた。

目次

第 1 章	LHC 実験の高輝度化と加速器アップグレード	1
1.1	高輝度 LHC の物理	1
1.2	CERN LHC 加速器	1
1.2.1	最終ビーム収束用磁石システム	3
1.3	LHC 高輝度化における加速器のアップグレード	5
1.3.1	加速器アップグレードの概要	5
1.4	ビーム分離用双極磁石 MBXF	7
第 2 章	ビーム分離用双極磁石 MBXF の試験とクエンチ保護	10
2.1	KEK 超伝導低温工学センターにおける MBXF 磁石試験	10
2.1.1	クエンチ保護とクエンチトレーニング	10
2.1.2	磁石試験回路構成	11
2.2	外部抵抗器へのバリスタ (Varistor) の導入	14
2.3	クエンチ保護の流れ	16
2.3.1	磁石保護の安全基準と MIITs	19
2.4	周辺機器の安全基準	19
2.5	バリスタ導入に伴う懸念点と本研究の目的	22
第 3 章	磁石のクエンチの時間発展と保護回路のシミュレーション	24
3.1	クエンチシミュレーションの概要	24
3.2	コイル温度の導出	24
3.2.1	有限差分法	24
3.2.2	熱抵抗の導入	27
3.2.3	三次元熱伝導方程式	29
3.2.4	計算時間の最適化	30
3.3	コイル物性値の計算	30
3.3.1	ラザフォードケーブル	30
3.4	クエンチシミュレーションに用いメッシュ	32
3.5	クエンチシミュレーションにおけるクエンチ保護ヒーター	32

3.6	クエンチシミュレーションにおけるバリスタ	32
3.6.1	並列回路構成のバリスタの I-V 特性	32
3.7	クエンチ保護装置の時間発展シミュレーション	35
3.7.1	実装内容の概要	35
3.7.2	コイルを流れる電流値の計算	36
3.7.3	有限差分法の実行	36
3.7.4	クエンチ保護ヒーター間の熱抵抗	37
3.7.5	バリスタ抵抗の計算	38
3.7.6	バリスタの温度上昇の計算	38
3.8	クエンチシミュレーションへの GPU の導入と実行時間比較	39
3.8.1	各処理での実行時間の把握	39
3.9	クエンチシミュレーションの結果と実際のデータとの比較	40
3.9.1	外部抵抗器のないクエンチでのシミュレーションと実際のデータの比較 . . .	41
3.9.2	Varistor + QPH によるクエンチ保護モデル	41
第 4 章	バリスタの IV 特性の実測に基づく推定	45
4.1	バリスタの I-V 特性の導出	45
4.1.1	ドループ補正	47
4.2	参照データを考慮した補正	49
4.3	バリスタの I-V 特性に基づくバリスタのパラメータ推定	50
4.4	フィッティングより導出したパラメータに基づくシミュレーション結果	52
第 5 章	クエンチ保護システムの安定性評価	54
5.1	バリスタ抵抗のゆらぎによるクエンチ不安定性のシミュレーション評価	58
5.1.1	パラメトリックスタディの実行	58
第 6 章	結論	64
付録 A	各クエンチイベントとクエンチ電流の対応	66
	謝辞	68
	参考文献	70

第 1 章

LHC 実験の高輝度化と加速器アップグレード

1.1 高輝度 LHC の物理

LHC(Large Hadron Collider) はスイスのジュネーブ郊外にある CERN の地下 100 m に設置された周長 26.7 km の陽子陽子衝突型大型円形加速器で、Higgs 粒子の発見など、新粒子探索や標準理論の精密測定に幅広い物理の成果をあげてきた。LHC の全体図を図 1.1、図 1.2 に示す。

高輝度 LHC は、LHC 実験のアップグレード計画であり 2030 年から 2041 年まで運用される予定である。特に、ATLAS 実験、CMS 実験において統計量が約 10 倍程度増加する。これによる以下の精密測定や新物理への感度の向上アップグレードの目的である [1]。

HL-LHC の物理の最も大きな目標は、発見されたヒッグス粒子に関連するヒッグス場の理解である。ヒッグス粒子はフェルミオンと質量に比例した結合定数を持つ。結合定数が小さいヒッグス粒子とミューオンの結合について、まだ統計の少ないヒッグス粒子がミュー粒子対に崩壊する ($H \rightarrow \mu^+ \mu^-$) 過程の事象を従来の 10 倍近く生成し、その湯川結合を精密測定する。また、標準模型で予言されているヒッグス粒子の 3 点結合定数の決定のため、2 つのヒッグス粒子が生成する過程の生成断面積を初めて測定する。それらの標準理論との比較から、標準理論の妥当性を見ること、標準理論を超えた理論の発見を目指す。

1.2 CERN LHC 加速器

LHC は重心系エネルギー 14 TeV、瞬間ルミノシティ $1.0 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ での陽子陽子衝突が可能のように設計されている。単位時間当たりの生成事象数 $Y(\text{s}^{-1})$ は、以下の数式で表される。

$$Y = L \cdot \sigma \quad (1.1)$$

ここで、 $\sigma (\text{cm}^2)$ は反応断面積である。また L はルミノシティと呼ばれ、どれほど多くの衝突データを得られるかの指標として用いられる値で、毎秒・単位断面積あたり ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) の陽子通過頻度で

ある。これを一定期間積分したものを積分ルミノシティと呼ぶ。LHC におけるルミノシティは以下の式で表すことができる。

$$L = \gamma_r \frac{N_b^2 n_b f_{rev}}{4\pi\epsilon_n \beta^*} R \quad (1.2)$$

$$R = 1 / \sqrt{1 + \frac{(\theta_c \sigma_s)^2}{4\epsilon_n \beta^*} \gamma_r} \quad (1.3)$$

ここで、各パラメータは以下の通りである。

- γ_r : ローレンツ因子
- N_b : バンチ当たり陽子数
- n_b : バンチ数
- f_{rev} : 1 秒当たりの周回数 (LHC では 11.2 kHz)
- β^* : 衝突点での β 関数
- ϵ_n : 横方向規格化エミッタンス
- R : 交差角による幾何的損失係数
- θ_c : ビーム交差角
- σ_s : 縦方向ビームサイズ

ここで縦方向とはビーム軸方向、横方向とはそれに直交する方向である。 β 、と ϵ_n はビームの大きさに関係し、 $\sqrt{\beta\epsilon_n}$ はビームの横方向の幅を示す。そのため、 β 、と ϵ_n を衝突点で小さく抑えることがルミノシティの向上につながる。

LHC 加速リングは、1232 台の主偏向磁石、392 台の主収束電磁石、5000 台を超える多重極、補正磁石および超伝導高周波加速装置等により構成される。主偏向磁石をはじめとする多くが超伝導磁石である。主偏向磁石は NbTi 超伝導線材を超流動ヘリウム温度まで冷却している。主偏向磁石では、中心磁場 8.4 T(設計値 8.33 T)、コイル内ピーク磁場 9 T に迫る性能を引き出している。また、ATLAS(Point1)、CMS(Point5) の 2 か所の陽子衝突点では、ルミノシティを高めるために強いビーム収束系が求められる。2 か所の衝突点の両側に各 4 台の四極磁石により強収束レンズ系を構成し、215T/m の強磁場勾配を直径 70mm の口径に発する。コイル内の最高磁場は 8.6 T に達する。以上の磁石システム上で陽子バンチ (10^{11} 個程度) が収束され、それぞれの陽子が 40.079 MHz で衝突する [2]。

冷却に超流動ヘリウムを用いる理由は以下の通りである。He II は 1.9K と低温である。さらに、He I よりも He II は、熱伝導率が高い。He II は、超流動成分と常流動成分の混合物であり、その混合比には温度依存性がある。温度にむらが発生した時、超流動成分と、常流動成分の比が変化し、ただちにそれぞれの成分がむらなくなるように移動する。これにより均一な冷却が可能となる。また、He II から He I の相転移点における吸熱が可能である。

1.2.1 最終ビーム収束用磁石システム

最終ビーム収束用磁石システムを図 1.4、図 1.5 に示す。図 1.4 上図は現行の LHC 衝突点近傍の最終収束磁石群のデザイン、下図は 次章で述べる HL-LHC(High Luminosity LHC) アップグレード時のデザインである。HL-LHC アップグレードに伴い、クラブ空洞が追加され、四極磁石 Q1-Q3 が延長、二極磁石 D1 が短縮されていることがわかる。アップグレード後は衝突点 (Interacting Point : IP) から順に、最終ビーム収束用四極磁石 (Q1-Q3)、補正磁石群 (Corrector Package, CP)、ビーム分離用双極磁石 (D1)、ビーム再結合用双曲磁石 (D2)、クラブ空洞 (Crab Cavity)、マッチング用双口径四極磁石 (Q4) が配置される。これらの磁石は全て超伝導磁石であるが、特に高磁場化が必要となる Q1-Q3 には Nb_3Sn 超伝導線材が用いられ、その他の磁石には、すでに LHC 向けに開発、量産された NbTi 超伝導線材が使用されている [2]。

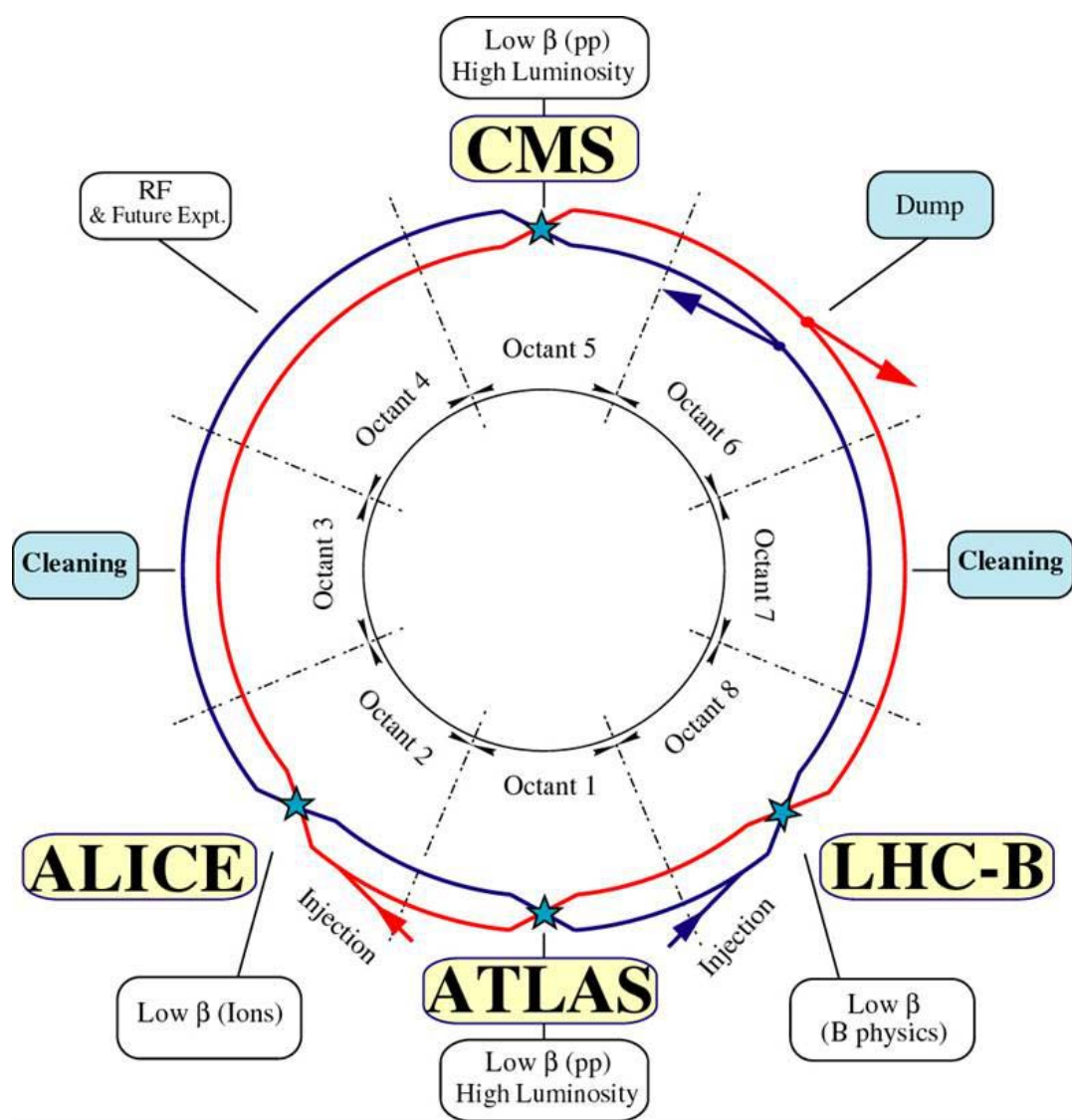


图 1.1: LHC 加速器全体图 1

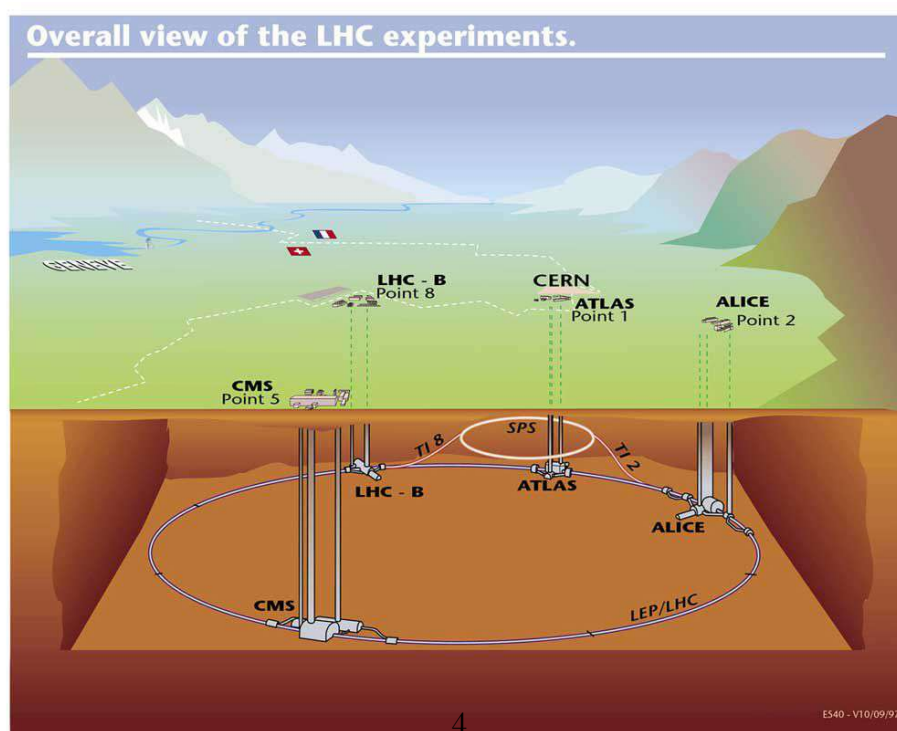


图 1.2: LHC 加速器全体图 2

1.3 LHC 高輝度化における加速器のアップグレード

1.3 章では LHC のアップグレード計画である、HL-LHC 計画について説明する。

1.3.1 加速器アップグレードの概要

図 1.3 の通り、現在 LHC では Run3 でのビーム衝突実験が行われているが、さらなる統計量増加のため、HL-LHC 計画が進められている。Run3 では瞬間ルミノシティが $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で運用され [3]、積分ルミノシティが 300 fb^{-1} を超える予定だが、HL-LHC では瞬間ルミノシティをその約 3 倍の $5.0 - 7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で運用し、積分ルミノシティは Run3 までの積分ルミノシティの 10 倍となる 3000 fb^{-1} を目標にする。また、Run3 後、最終ビーム収束用超伝導磁石システムへの積分吸収線量は最大 30 MGy にまで達し、有機材料の劣化のため磁石の運用ができなくなってしまう。そのため、Run3 終了後にはアップグレードとは関係なく磁石システムを更新する必要がある。

ルミノシティ (式 (1.2)) の増大のためには、ビーム強度を増強 (N_b 、 n_b を大きく) し、衝突点でのビームサイズを絞り (ϵ_n 、 β^* を小さく)、 R をできるだけ大きく維持できるように設計する必要がある。このため、LHC 衝突点でのビームサイズを絞り込むために、 β^* を 0.3 m (Run3) から 0.15 m にまで減少させる。 β は式 1.4 で書け、ここで s はビームラインに沿った長さで、 $s = 0$ が衝突点に対応する。式 1.4 より β^* を小さくするトレードオフで衝突点から約 20 m 離れた最終ビーム収束部での β は逆に大きくなり、ビームサイズも今より大きくなる。これはいわゆる「砂時計効果」と言われるものである [5]。

$$\beta(s) = \beta^* \left[1 + \left(\frac{s}{\beta^*} \right)^2 \right]. \quad (1.4)$$

これに加えて、衝突点からの二次放射線を防ぐためのボア内部のタングステンシールドのスペースを確保する必要があり、ATLAS、CMS の衝突点周りの挿入部 (IR1、IR5、それぞれ長さ 300 m) には新たに大口径かつ高磁場の磁石が必要となる。その口径は、現行の 70 mm から 150 mm に広げる必要がある。その一方で、挿入部において磁石に与えられるビーム方向のスペースはほとんど変更できない。さらに、D1 と D2 間の距離は短縮されているのでこれまで以上の積分磁場 (実行磁場 \times 実行磁場長 ($\text{T} \times \text{m}$)) を得るためには、磁石を高磁場化する必要がある。積分磁場とは、ビームが影響を受ける磁場の総和であり、LHC の D1 は常伝導磁石で $1.28 \text{ T} \times 20 \text{ m}$ だが、HL-LHC では NbTi 超伝導磁石によって $5.6 \text{ T} \times 7 \text{ m}$ の磁場を受ける。常伝導磁石から超伝導磁石を用いることで高磁場化を実現し LHC 以上の積分磁場を得て、より強いキック力を実現する。

つまり磁石の「大口径化」、「高磁場化」を両立させなければならない。また、最終ビーム収束用磁石は、ビーム衝突点からの二次放射線の影響が非常に大きく、Q1 から D1 までのコールドマス (全長約 60 m) への放射線による入熱は約 1 kW と予測されている。超伝導性能の向上だけでなく、甚大な放射線入熱を効率的に冷却するため、全ての超伝導磁石は超流動ヘリウム冷却により 1.9 K において運転される [4]。



図 1.3: HL-LHC 計画表

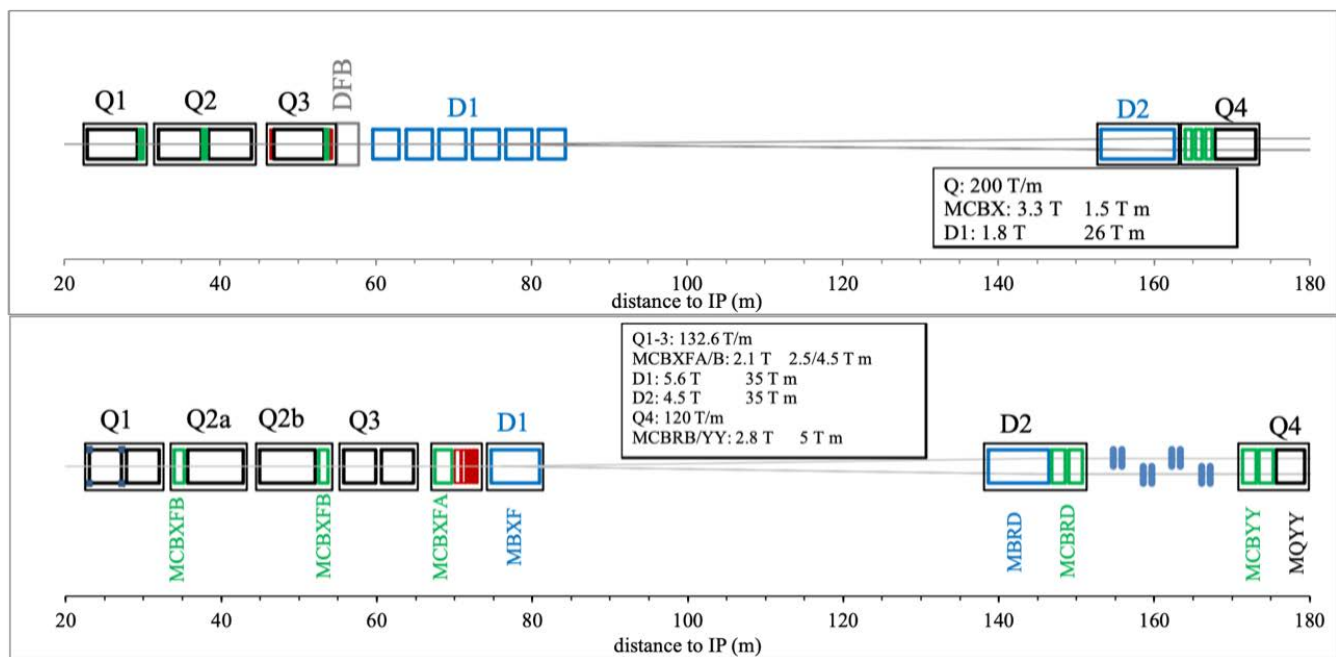


図 1.4: LHC 衝突点近傍の最終収束磁石群の現行デザイン（上）と HL-LHC アップグレード時のデザイン。横軸は衝突点からの距離を表す。KEK が担当する D1 は衝突点から抜けたビームを再びリングに周回させるために Main Dipole へとガイドする役割を担っている [8]

。

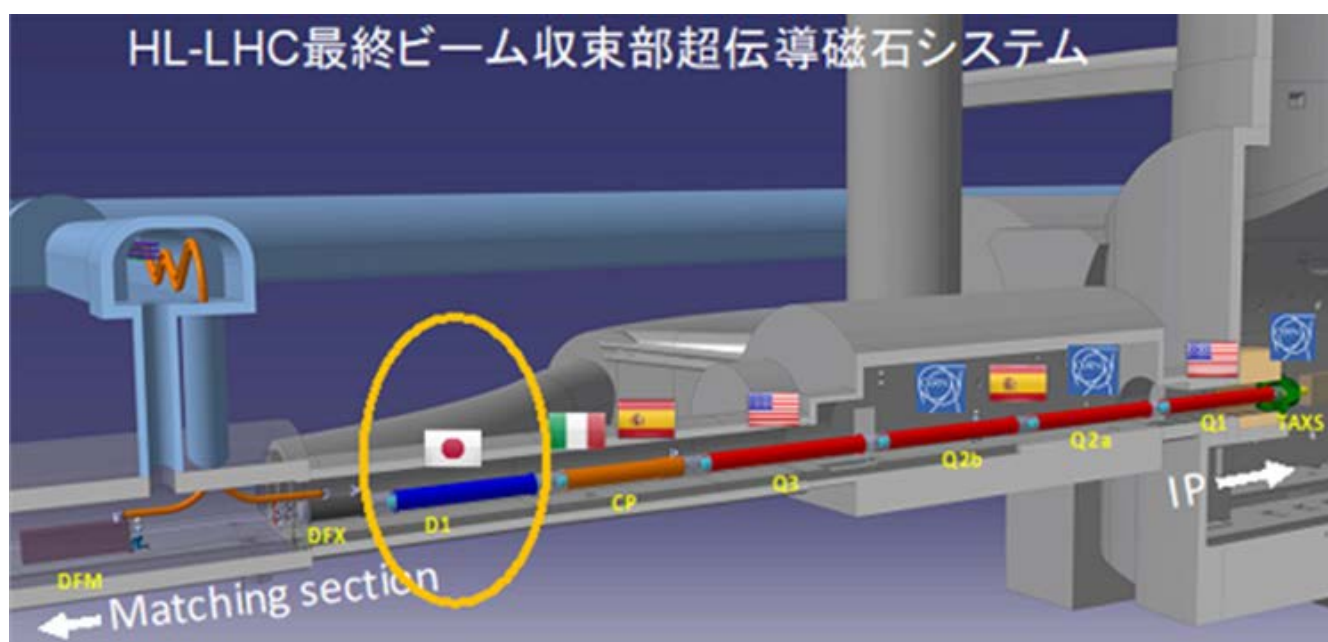


図 1.5: HL-LHC 最終収束部超伝導磁石システム [9]

1.4 ビーム分離用双極磁石 MBXF

ビーム分離用双極磁石 MBXF (D1) のパラメータについて本節では詳細に述べる。MBXF とは、衝突点近傍のビーム分離用磁石を示す造語で [6][7]、MBXF 磁石は、衝突点から抜けたビームを再びリングに周回させるために Main Dipole へとガイドする役割を担っている。

この磁石は、CERN との国際協力として KEK が開発、制作、試験を行い、現物納入で HL-LHC 計画の貢献の一部を担う。図 1.4 にあるように、現行 LHC よりビーム軸方向の MBXF 磁石の長さは約 15m 短縮される。(図 1.4 の D1)、このため、MBXF は、従来は常伝導磁石で定格磁場 1.28T で全長約 20m であったところを、超伝導磁石で定格磁場 5.6T、全長約 7m まで高磁場化される。

以下の表 1.1 に主要な設計パラメータを示す。また、MBXF 磁石の断面図を図 1.6、1.7 に示す。この磁石は 150mm の大口径をもつ、積分磁場が 35Tm($5.6\text{T} \times 6.3\text{m}$) の NbTi 超伝導電磁石である。上下左右対称の鏡対称のコイルで、上半分を Top Coil、下半分を Bottom Coil という。その周りにクエンチ保護ヒーター (後述) がある。超伝導磁石は励磁時強力な電磁力がかかる。MBXF のような双極磁石は、コイルが周方向で水平面に圧縮され、さらに外向きに膨張するような力が働く。超伝導コイルが何らかの原因で動くと発熱し、クエンチ (後述：局所的な常伝導転移) につながるため、超伝導コイルが励磁中に動かないように固定することが重要である。カラーはそのためにコイルを固定する役割を持っている。励磁によって、超伝導コイルは圧縮され、場合によっては固定力がなくなるので、カラーによる余加圧力 (プレストレス) をかけて、定格、最大電流においてもコイルが動かないように固定する。鉄ヨーク (Iron yoke) は、カラーの外側に配置され、その外側を Shell で囲んだ構造となっている。(参考文献：[11])

主なパラメータは、運転温度 1.9K、定格電流 12110A、受入電流は 13231A、定格電流でのコイル蓄積エネルギー 2.1MJ、受け入れ電流でのコイル蓄積エネルギー 2.5MJ である。また、「load line ratio」とは、磁石コイルケーブルの理論上、最大のパフォーマンスから何パーセントの裕度をもって運転されるかを表す値である。MBXF 磁石の load line ratio は、12110A (定格電流) で、76.5%、13231A(最大電流) で、83.1% である。KEK ではこの MBXF の 7m 長実証機 1 台と実機 6 台を製造する計画である。

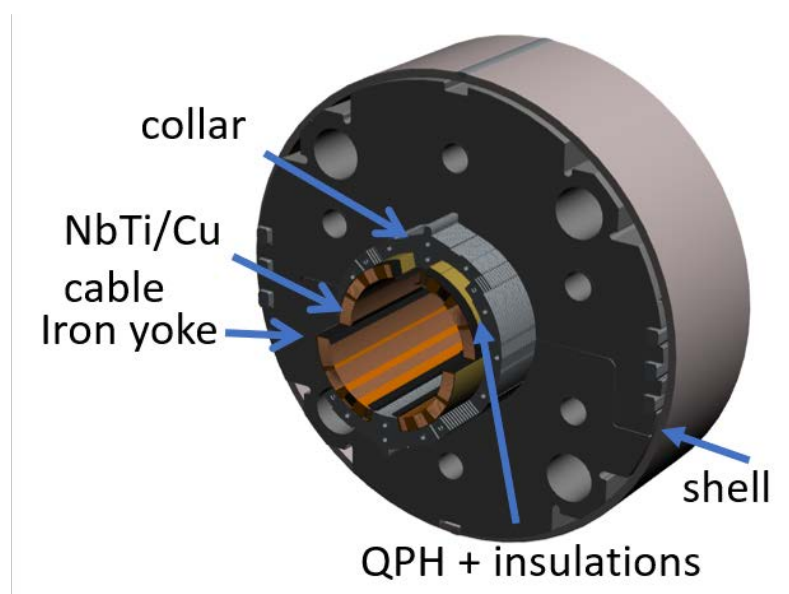


図 1.6: MBXF 磁石の断面図 1

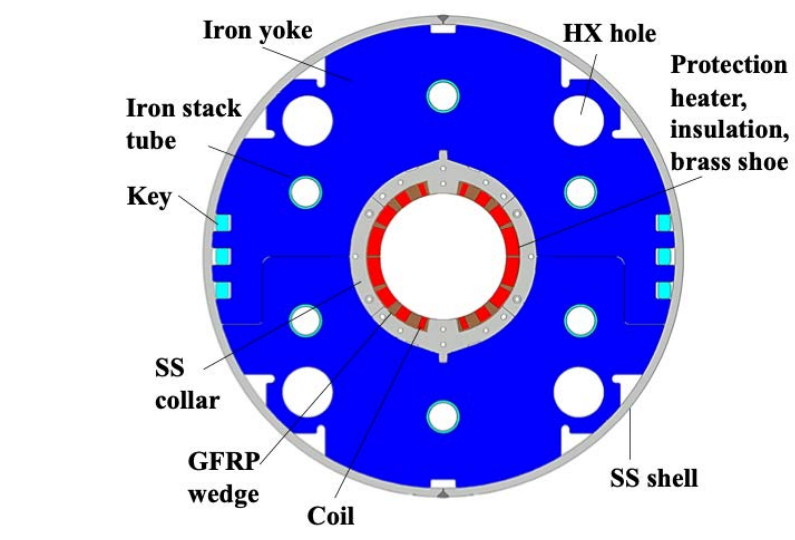


図 1.7: MBXF 磁石断面図 2

表 1.1: MBXF 磁石の主要設計パラメータ

パラメータ	
定格電流	12110 A
最大定格電流	13231 A
コイル口径	150 mm
積分磁場	35 Tm (Series), 9.5 Tm (2-m Models)
磁場強度	5.60 T (定格), 6.04 T (最大)
ピーク磁場強度	6.58 T (定格), 7.14 T (最大)
定格電流	12.1 kA (定格), 13.2 kA (最大)
運転温度	1.9 K
超伝導線材	NbTi (LHC-MB outer cable)
蓄積エネルギー	340 kJ/m
実行磁場長	6.26 m (Series), 1.67 m (2-m Models)
機械長	6.72 m
load line ratio	76.5% (定格) , 83.1 % (受入)

第 2 章

ビーム分離用双極磁石 MBXF の試験とクエンチ保護

本章では、前章で述べたビーム分離用双極磁石 MBXF の試験、その際に起きる超伝導磁石のクエンチ現象とそれからの磁石保護について詳しく述べる。

2.1 KEK 超伝導低温工学センターにおける MBXF 磁石試験

MBXF 磁石の試験は、KEK 超伝導低温工学センターで行われている。写真 2.14 は、実際に、磁石をクライオスタットに挿入している様子である。クライオスタットとは、極低温を保持し、超伝導磁石試験を行うための極低温恒温装置 (断熱真空容器) である。本実験は超流動ヘリウム温度以下で行われる。本節では特に、MBXF 磁石試験の以下の項目について詳細に述べる。

- クエンチ保護とクエンチトレーニング
- 磁石試験回路構成
- 磁石試験におけるクエンチ保護の流れ

2.1.1 クエンチ保護とクエンチトレーニング

クエンチ保護

加速器用超伝導電磁石のクエンチとは、熱擾乱により臨界温度以上にコイル温度が上昇し局所的に常伝導部が発生することである。これにより、磁石に蓄積されたエネルギーがジュール熱に変換され急激な温度上昇を招き焼損に至る恐れがある。そのため、クエンチ発生後、電流を可能な限り高速で遮断する必要がある。また磁石保護に加え、超伝導磁石を含む励磁回路・ヘリウムガス回収系統を保護する必要があり、この一連の流れをクエンチ保護という。また、MBXF 磁石は、大口径、高磁場、大電流の磁石であり、蓄積エネルギーが 2.1MJ と大きく、特にクエンチ保護が重要である。

超伝導磁石のクエンチトレーニング

超伝導磁石を製作したとき、その電磁石に供給可能な電流は到達目標の電流値を達成していることは稀であり、目標電流値より低い値でクエンチする。クエンチ時、電磁石が損傷することなく再励磁を行うことを繰り返すと、クエンチ電流値は製作時より上昇する。これを「トレーニング効果」という。トレーニングによってクエンチ電流値が増加する原因は未だ明確ではないが、熱擾乱の主な要因としてコイルケーブルの数ミクロン単位の動作による摩擦による発熱などがあるが、クエンチ時ケーブルがその動作が収まる位置に移動することで、その後、そのクエンチ発生箇所ではクエンチが発生しないと考えられる。このことをトレーニングメモリが残っている、と表現する。KEK MBXF 磁石試験においてもクエンチトレーニングを行っており、以下それについて述べる。

MBXF 実機磁石のクエンチトレーニングとクエンチ特性

KEK では、1.9K において定格電流 12110A に対して、受入基準の電流である 13231A に到達するためクエンチトレーニングを行う。これまでのクエンチトレーニングを図 2.1 に示す。2024 年 12 月までに行われた、7m 長の MBXF プロトタイプと実機 1、2、3、5 号機のトレーニング結果である。クエンチをおよそ 10 回から 20 回程度繰り返して目標電流に全て到達している。また、クエンチトレーニングには、磁石の昇温をいったん挟む過程 (Thermal Cycle) を入れ再び冷却し、トレーニングメモリが残っているかも確認する。昇温過程前のクエンチトレーニングを 1st cycle、昇温過程後のクエンチトレーニングを 2nd cycle という。

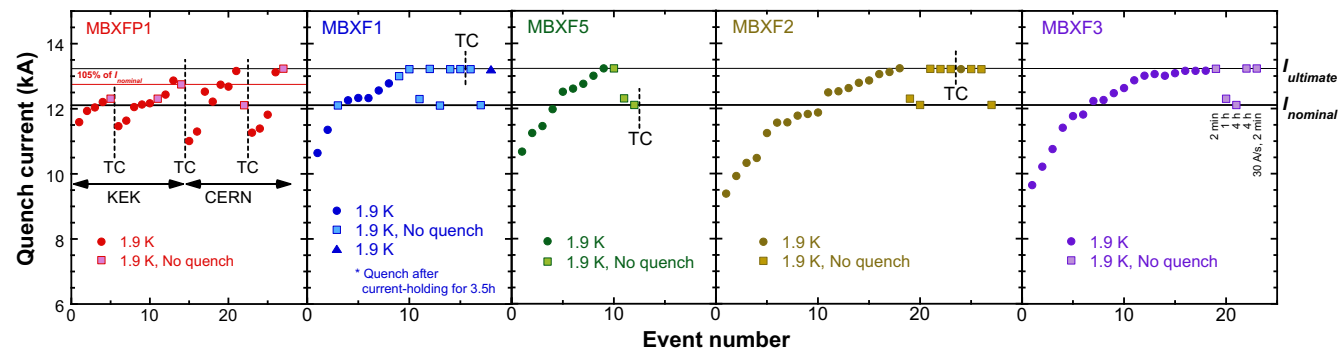


図 2.1: KEK で実施された MBXF 磁石のクエンチトレーニング

2.1.2 磁石試験回路構成

磁石試験の回路構成を図 2.5 に示す。クエンチが発生すると、電流遮断機 (DCCB: Direct Current Circuit Breaker) が作動し外部抵抗に電流が流れることでエネルギーが回収される。さらに、QPH(クエンチ保護ヒーター、後述) が作動し、磁石全体が常伝導状態となって一様にエネルギーを回収し、磁石の局所的な温度上昇を抑える (図 2.2)。

以下、回路図の各部分について詳しく述べる。

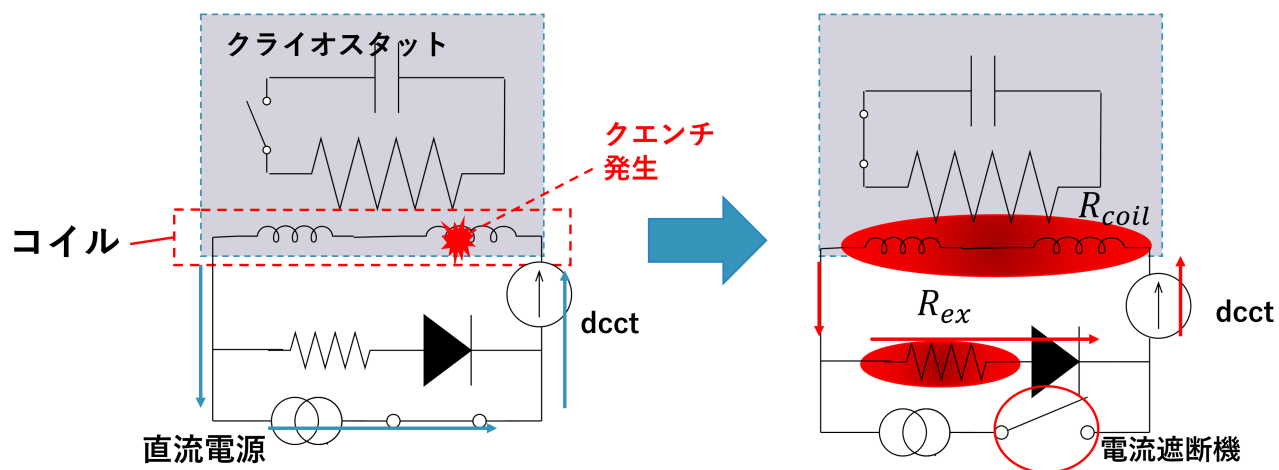


図 2.2: クエンチ保護回路

電流遮断時における試験回路は LR 回路であり、その時定数 $\tau = \frac{L}{R}$ を考えると高速な電流遮断のためには τ を小さくしたい。すなわち抵抗値 R を大きくする必要がある。 L はコイルのインダクタンスであり電流に依存するパラメータである。MBXF の自己インダクタンスの電流依存性を図 2.3 に示す。 L が電流に依存する理由は以下のとおりである。通常、磁束 Φ と電流 I の関係は自己インダクタンス L を用いて、 $\psi = LI$ と、線形な式で書ける。しかし、鉄ヨークの影響を考えると高磁場領域では磁場の飽和が起り、鉄の比透磁率が低下する。そのため、磁束密度と電流との比例関係は成立しない。

本磁石のクエンチ保護システムでは、 R を大きくするためにクエンチ保護ヒーター (QPH : Quench Protection Heater) と外部抵抗器 (非線形抵抗器バリスタ) を組み合わせて利用している。バリスタについては次節で述べる。

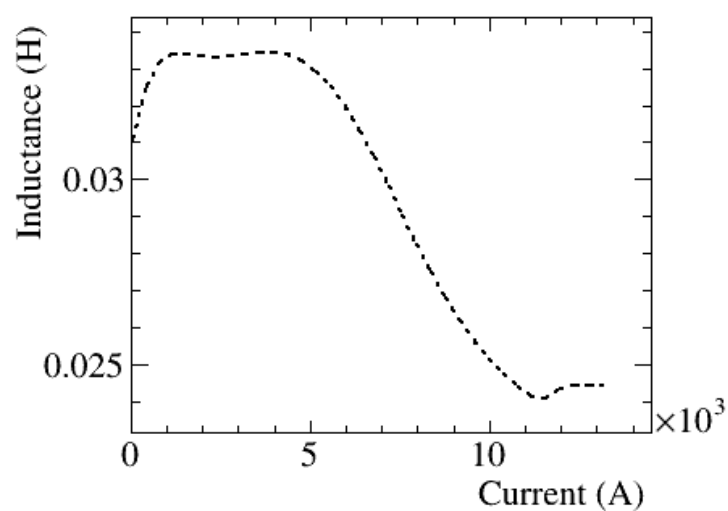


図 2.3: MBXF 磁石の自己インダクタンス

クエンチ保護ヒーター (QPH)

クエンチ保護ヒーターの役割は主に二点である。一点は抵抗値 R の増大であり、もう一点は、常伝導部が局所的に温度上昇することを防ぐことである。そのため、コイル全体を意図的にクエンチさせコイル全体で磁石の蓄積エネルギーを回収する。クエンチ保護ヒーターは、磁石回路とは別の保護ヒーター回路に接続されており、回路は、エネルギーを蓄えるキャパシタバンクにつながれている。クエンチ検出時はトリガ信号に応じてスイッチが閉じ（サイリスタスイッチ）、直列につながっているヒーターには RC 回路の時定数で立ち下がるパルス的な電流が流れる。

クエンチ保護ヒーターは図 2.4 のようなヒーターストリップといわれるもので、厚さ $50\ \mu\text{m}$ のポリイミドフィルムの上に厚さ $25\ \mu\text{m}$ の SUS 箔を厚さ $15\ \mu\text{m}$ のエポキシ樹脂で接着させラミネートを構成し、その後ステンレス面に対して、厚さ $5\ \mu\text{m}$ から $10\ \mu\text{m}$ の銅のレイヤーでコーティングしたものである。主に SUS で温度上昇が起き発熱するので、QPH でコイルの温度上昇を引き起こしたい部分の銅のみをエッチング処理で除去する。([20])



図 2.4: クエンチ保護ヒーターのヒーターストリップ

ダイオード

ダイオードは外部抵抗に直列に接続されている。電源接続時、電源から外部抵抗に電流が流入するのを防ぐ。また、電流遮断時コイルには電源接続時と逆方向の電圧が発生するが、ダイオードは外部抵抗器に電流をガイドする。ダイオードは、20 個 1 組の直列接続が 8 組並列になっている。ダイオード一つの順方向電圧と順方向電流の関係は、 25°C で経験的に式 2.1 で与えられる。

$$V_F = A + B \ln I_F + C I_F + D \sqrt{I_F} \quad (2.1)$$

$$A: 0.7803242$$

$$B: 2.833373 \times 10^{-2}$$

$$C: 9.118865 \times 10^{-5}$$

$$D: -1.224717 \times 10^{-3}$$

定格電流付近では、ダイオード 1 個あたり約 1V である。またコイル端電圧は、ダイオード電圧と外部抵抗にかかる電圧の和で近似できる。

DCCT

DCCT(Direct Current Current Transformer) は、コイルに流れる電流を測定している。カレントトランスとは、計器用変圧器のことであり、DCCT は直流から数百 kHz までの電流を正確に測定できる。DCCT で測定した遮断電流波形とその時のコイル端電圧を図 2.10 に示す。

2.2 外部抵抗器へのバリスタ (Varistor) の導入

先述の通り、 R を大きくすることは高速な電流遮断につながる。また、コイルの蓄積エネルギーを磁石自身の抵抗と外部抵抗で回収するが、磁石自身の抵抗で回収する割合が小さいほど磁石の温度上昇を抑えることにつながり、蒸発するヘリウム量を抑えることができる。そのため、外部抵抗器として、できるだけ大きい抵抗値をもったものを採用したい。しかし、電流遮断機には耐電圧設定があるため、外部抵抗器はある値以上の抵抗値を取ることはできない。そのため MBXF 実機試験から Metrosil 製 SiC バリスタを導入した。図 2.5 にバリスタ導入後のクエンチ保護回路図を示す。ここでは、バリスタとは何かとその I-V 特性、バリスタ導入の経緯について述べる。

バリスタ

バリスタとは、「Variable Resistor」の略であり、非線形抵抗器である (図 2.6a、図 2.6b)。バリスタの役割は、磁石の蓄積エネルギーの回収抵抗である。

バリスタの I-V 特性は式 2.2 で与えられる。 β は非線形度を表すパラメータであり、 $0 < \beta < 1$ で与えられる。この β が小さい値であるほど非線形性が強いと言える。また、 C はバリスタに 1A の電流が流れているとき生じる電圧である。このバリスタのパラメータには温度依存性があるが、先行研究で、温度を一定にし I-V 特性を測定すれば式 2.2 に従うことが確かめられている。本研究では、バリスタ 5 機の並列回路に構成してクエンチ保護回路に組み込んで用いる。バリスタの主要なパラメータを表 2.1 に示す。

$$V = C \times I^\beta, \quad 0 < \beta < 1 \quad (2.2)$$

複数機のバリスタを並列接続したとき、 C は式 2.3 に従う。設計値は、 $C_{\text{unit}} = 51.877 \frac{\text{V}}{\text{A}^\beta}$ 、 $C_{\text{assembly}} = 32.01 \frac{\text{V}}{\text{A}^\beta}$ 、 $\beta = 0.3$ である。 C_{assembly} は並列にバリスタを接続したときの C の値で、台数を N とすると次式で表される。

$$C_{\text{assembly}} = C_{\text{unit}} / N_{\text{parallel}}^\beta \quad (2.3)$$

外部抵抗としてバリスタを用いるメリットは、

- 高電流部で電圧を低く抑えることができ、電流遮断機 (DCCB) の耐電圧仕様を満たす

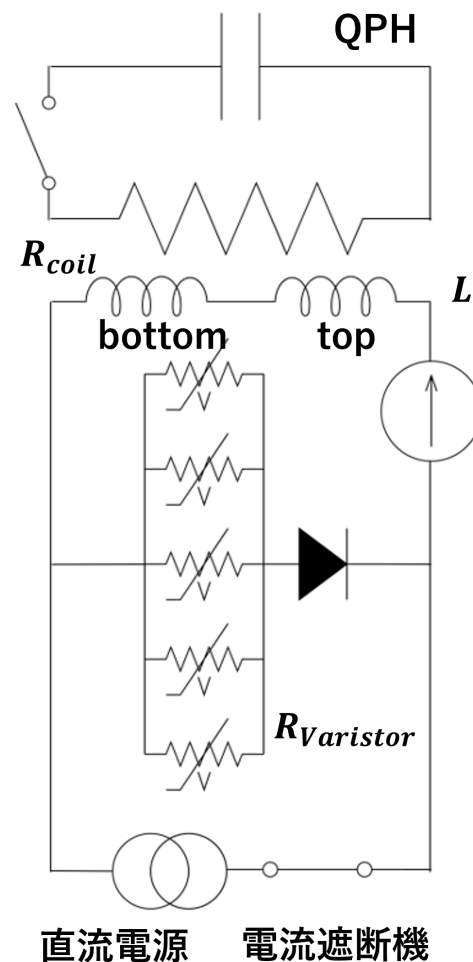


図 2.5: クエンチ保護回路図

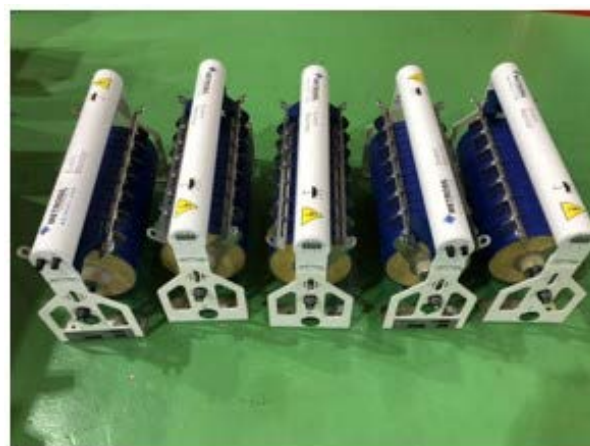
- 低電流部において高抵抗となりエネルギー回収効率が低い

の 2 点である。

従来、2023 年までの磁石試験 (MBXFP1) では $25\text{m}\Omega$ の固定抵抗器が利用されていたが、定格電流以上の磁石試験ではクライオスタットに散逸されるエネルギーの割合が多くなり、ヘリウムの緊急放出を余儀なくされていた。これを防ぐためには、より高抵抗な $50\text{m}\Omega$ の固定抵抗器を用いることが考えられたが、コイル電圧が増加し、電源の電圧が耐電圧 (600V) に近づいてしまうことが懸念された (図 2.7 参照)。そのため、高電流部で電圧を低く抑えることができ、エネルギー回収効率が低いバリスタが導入された。また、各バリスタの電流値はロゴスキーコイルというクランプ式の電流プローブを用いて測定している。



(a) バリスタ 1 機



(b) バリスタ 5 機

図 2.6: バリスタ

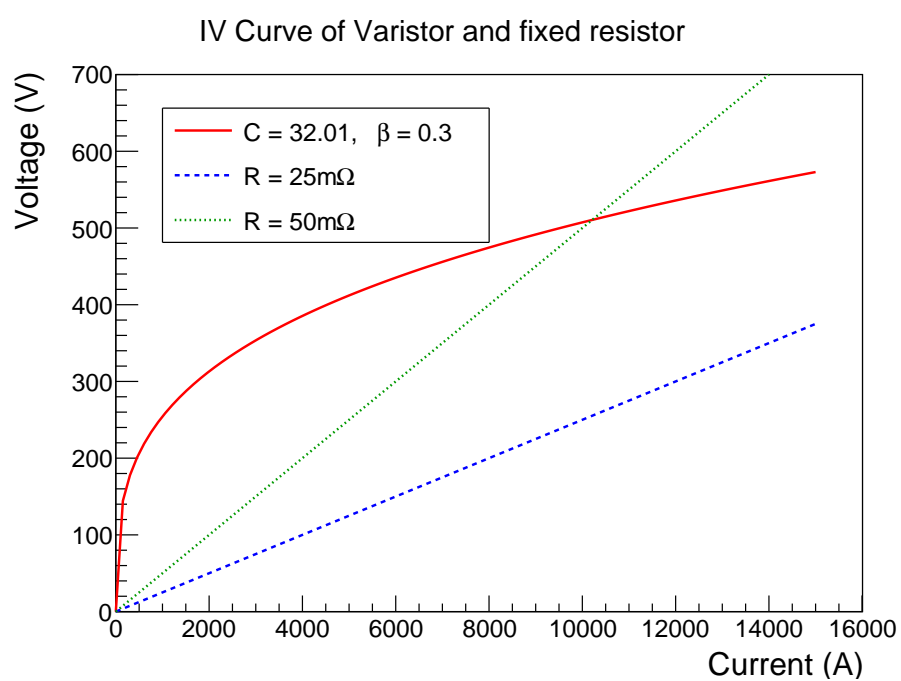


図 2.7: バリスタと固定抵抗器の IV カーブの比較。50mΩ とバリスタの IV 曲線を比較したとき、高電流部では電圧を低く抑えることができています。

2.3 クエンチ保護の流れ

クエンチ保護は、図 2.8 の流れに沿って行われる。以下それについて説明する。

表 2.1: バリスタ 主要パラメータ

パラメータ	値
定格電流	3000A
最大定格電流	3500A
SiC ディスク質量	860g
バリスタ 1 機のディスク枚数	14 枚

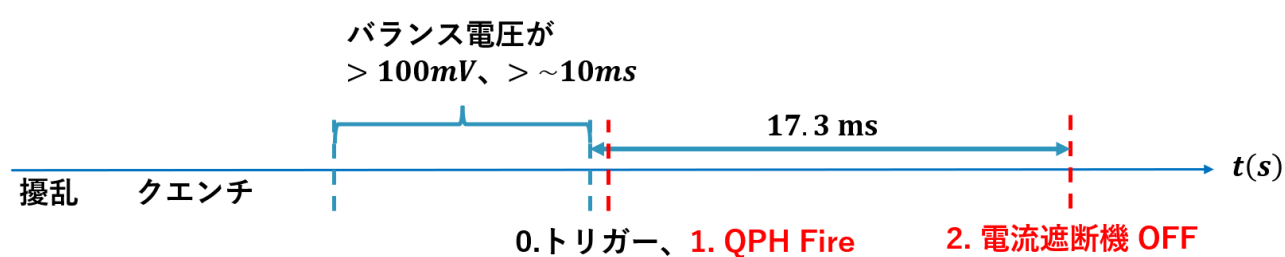


図 2.8: クエンチ保護の流れ

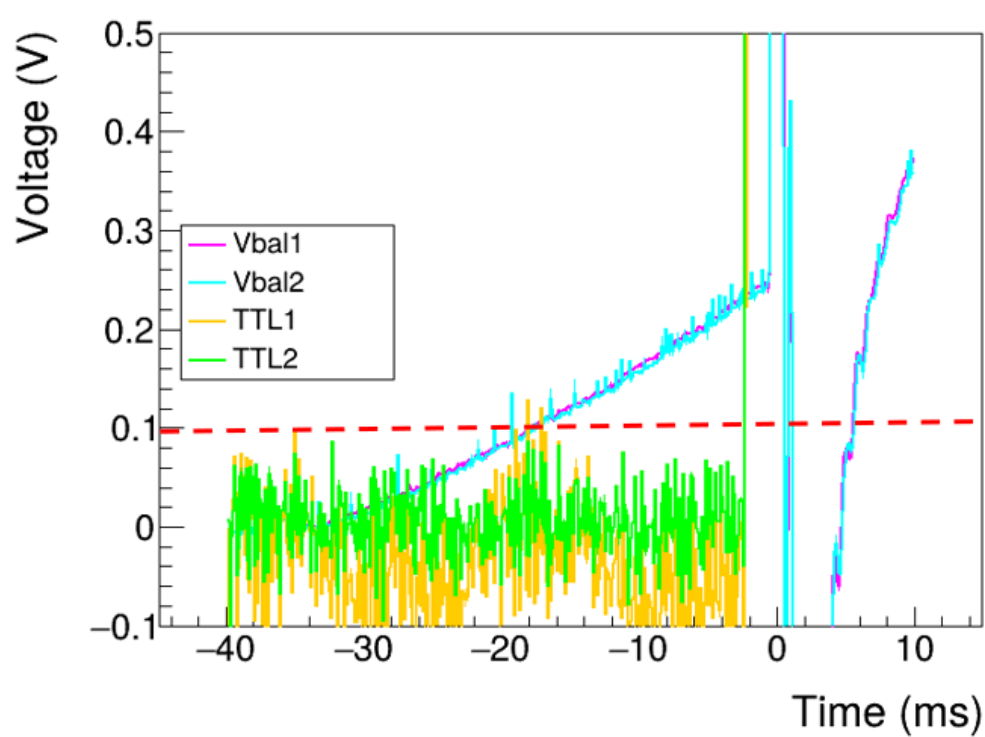


図 2.9: バランス電圧 (Vbal1、Vbal2)：閾値電圧 100mV (赤破線) 以上の電圧から約 10ms 後にトリガー信号 (TTL1、TTL2) が発報する。

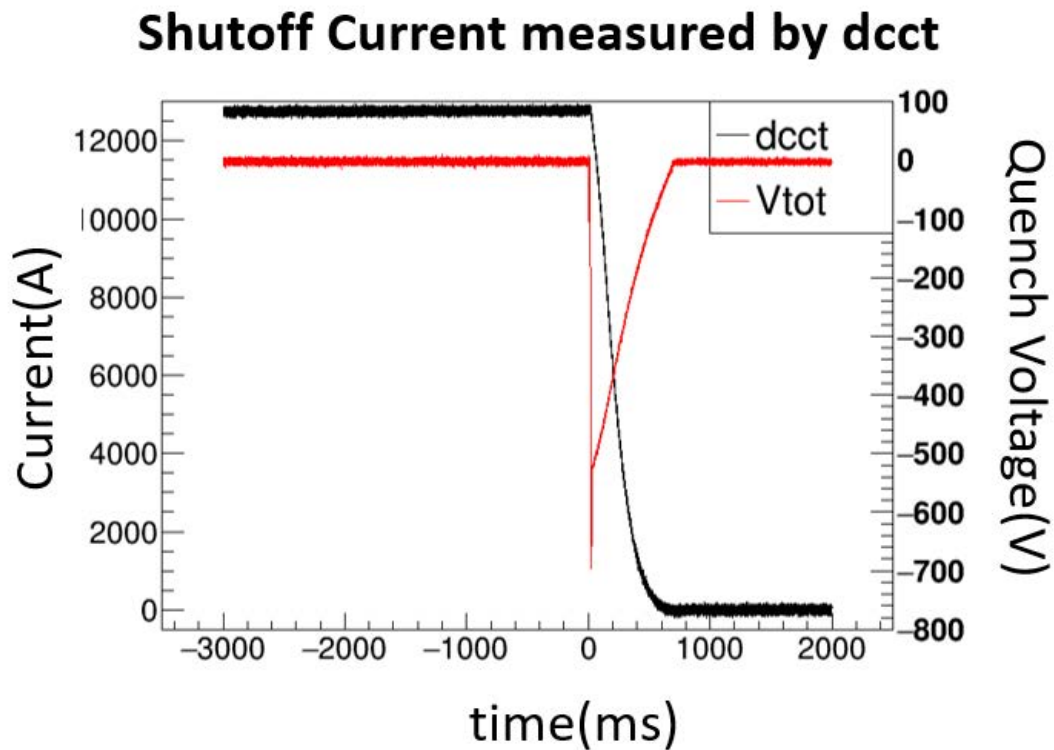


図 2.10: DCCT を用いた測定した遮断電流波形 (黒線) とコイル端電圧 (赤線)

クエンチ検出

擾乱によって生まれた常伝導部の電圧を検知することをクエンチ検出という。MBXF 磁石は、1.4 節で述べた通り、上側の top coil 下側の bottom coil 2 つのコイルで分かれている (図 2.8 参照)。そこで、コイル両端と top coil と bottom コイルの間に電圧タップを配置し、2 つのコイルの両端電圧の差分をとる。これをバランス電圧という (図 2.9)。こうすることで、ノイズや電磁誘導により発生する電圧を相殺することができ、常伝導部で発生する抵抗電圧のみを測定することができる。MBXF 磁石試験では、100mV、10ms の閾値、判定時間を用い、閾値以上、判定時間以上でクエンチトリガーが発報する。クエンチ発生からトリガー発報までの時間をクエンチ検出時間という。

クエンチ検出後

トリガー発報後、約 1~3ms で、QPH のキャパシタバンクからヒーターストリップにエネルギーが供給され、磁石全体を温める (図 2.8 の 1.)。その後、約 17.3ms 後に、電流遮断機が OFF になり、コイル電流が減衰し始める。クエンチ検出から、約 1s 程度で遮断完了する。図 2.10 は、遮断電流波形で、約 1s で遮断が完了する。

2.3.1 磁石保護の安全基準と MIITs

本試験ではクエンチ保護におけるコイル温度の安全基準は通常 $T_{practical} = 300\text{K}$ とされる。そこで、クエンチ発生箇所の温度 (Hotspot 温度) を伝導冷却や冷媒冷却の効果を見無視し、断熱条件下で見積もった「MIITs」というパラメータを導入する。MIITs は以下の数式で定義される。

$$\text{MIITs} = \int_{t_{\text{quench}}}^{t_{\text{end}}} I^2 dt \quad (2.4a)$$

$$= \int_{t_{\text{quench}}}^{t_{\text{trigger}}} I^2 dt + \int_{t_{\text{trigger}}}^{t_{\text{end}}} I^2 dt \quad (2.4b)$$

$$= \int_{T_{\text{He}}}^{T_{\text{max}}} \frac{C(T)}{\rho(T, B, RRR)} dT \quad (2.4c)$$

この式は、断熱条件下でのクエンチ発生箇所を仮定した、以下のエネルギーバランスの式 2.5 から導かれる。

$$C \frac{dT}{dt} = \rho \left(\frac{I}{A} \right)^2 \quad (2.5)$$

ここで、それぞれの変数の定義は次のとおりである。

- C : 体積熱容量
- ρ : 抵抗率
- A : コイル断面積

式 2.4c のパラメータは、ラザフォードケーブルに依存するもののみなのでその物性値から抵抗率の磁場・温度依存性を考慮してあらかじめ計算できる。また、式 2.4a と、式 2.4b は、遮断電流波形 (測定値) から求めることができる。

Hotspot 温度を 300K 以下に抑えるためには、式 2.4c を用いて

$$\text{MIITs}(\text{from quench}) < 32(\text{A}^2 \cdot \text{s}) \quad (2.6)$$

又は、クエンチ電流を 13231 A クエンチ検出時間を 20ms と仮定して、式 2.4c から式 2.4b の第 1 項を差し引くことで、

$$\text{MIITs}(\text{from trigger}) < 28.5(\text{A}^2 \cdot \text{s}) \quad (2.7)$$

となる。

2.4 周辺機器の安全基準

さきほどの 2.3.1 に加えて、クエンチ保護システムの周辺機器の安全基準

- DCCB 耐電圧 600V
- バリスタの最大定格容量 3500A
- He 緊急放出 $E_{disp} = 1.5\text{MJ}$

とその根拠を以下に示す。

DCCB 耐電圧

DCCB の耐電圧が 600V 以下という条件は、その電圧がおよそバリスタ電圧とダイオードの電圧の和に対応することから、外部抵抗の両端の電位差の最高電圧を決定する。ダイオードの電位差は、総電流値が 15000 A で約 25V となることから抵抗器の 575V 以下になることが要求される。バリスタの I-V 特性は、設計値を仮定すれば、15000A で 575V 以下であり、現状安全基準を満たしている。

He 緊急放出

通常、クエンチ後蒸発したヘリウムは外部に放出されず、ガスバッグ (図 2.12) に回収される。ガスバッグの容量は、 320 m^3 である。しかしある一定以上のエネルギーがクライオスタットに散逸されたとき、クライオスタットの耐圧設計の問題からヘリウムの緊急放出 (図 2.13) を余儀なくされる。クライオスタットに散逸されるエネルギーを、dissipation energy といい、式 2.8 で書くことができる。図 5.6 はこれまでのクエンチイベントにおける、 E_{disp} とクエンチ電流 (I_q) の関係である。

$$E_{disp} = \frac{1}{2}LI^2 - \int I(t)V(t) dt \quad (2.8)$$

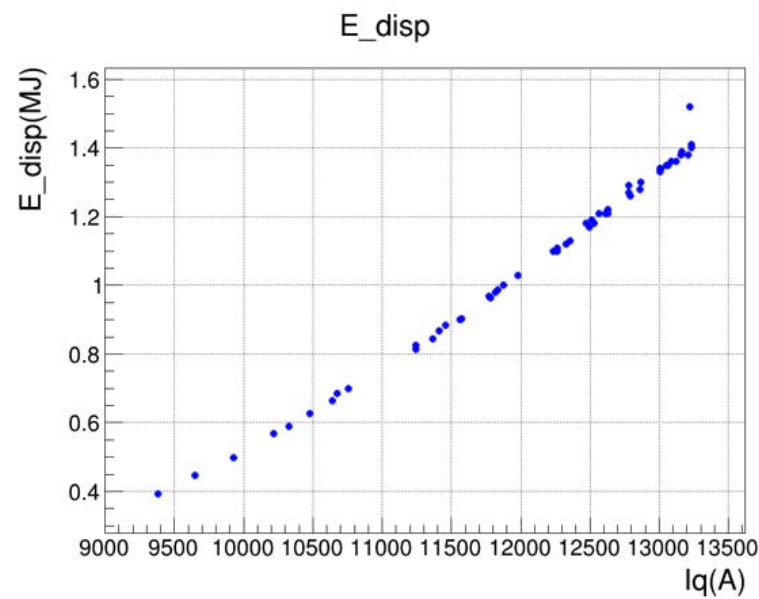


図 2.11: dissipation energy



図 2.12: クエンチ発生後後、蒸発したヘリウムを回収するガスバッグ



図 2.13: ヘリウム緊急放出の様子

2.5 バリスタ導入に伴う懸念点と本研究の目的

1.2 節、1.3 節、1.4 節、2.1 節 – 2.4 節を踏まえて、本研究の目的を以下に示す。

バリスタの I-V 特性は温度依存性があり、また個体差が存在する。そのため、経年劣化などにより、バリスタの個体差が大きくなることで 5 機の並列接続に伴う電流分岐の偏り (偏流) が生じ、それに伴い以下の点が懸念される。

- 特定のバリスタの温度の異常上昇とそれに伴うさらなる偏流の拡大
- バリスタ最大定格容量の超過
- DCCB 耐電圧の超過
- パラメータの変化に伴う MIITs の上昇

これらによって、周辺機器や磁石に影響を及ぼす可能性がある。そこで、磁石のクエンチ保護シミュレーションと実データと比較したうえでその妥当性を検証し、またシミュレーションを用いてクエンチ保護システムの健全性評価を行う。以下、このような章立てで議論を進める。

- バリスタを組み込んだクエンチ保護システムの健全性評価に向けたシミュレーション (3 章)
- バリスタの I-V 特性 (4 章)
- クエンチ保護システムの健全性評価 (5 章)

3 章では、遮断電流波形を得るためのクエンチシミュレーションについて説明する。4 章では、実データにおけるバリスタの I-V 特性の算出方法について解説し、5 章では、シミュレーションにより得られたバリスタの個体差の影響の評価と現状のデータとの比較から健全性を評価する。

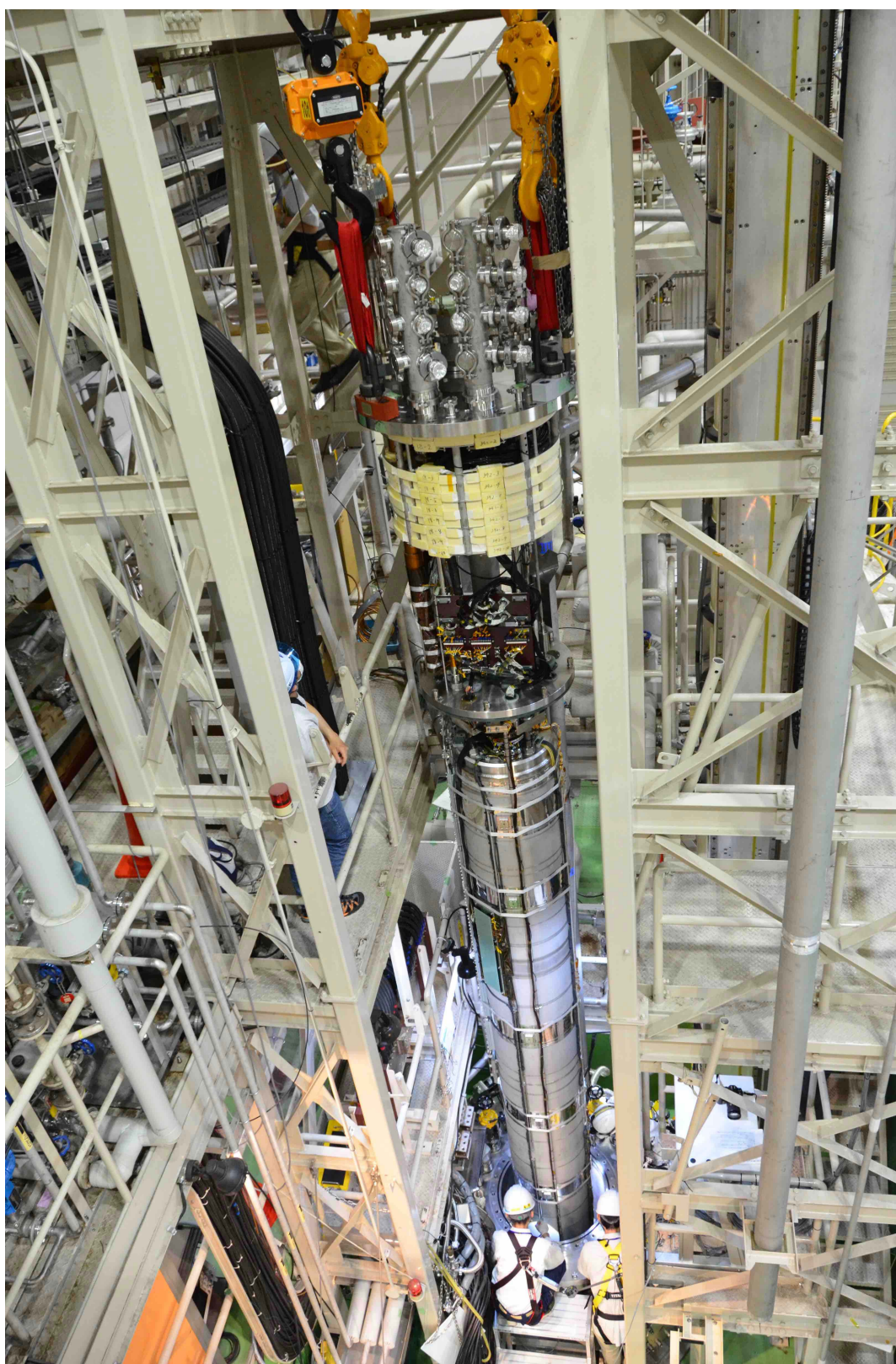


図 2.14: クライオスタットに MBXF 磁石を挿入する様子 ([10])

第 3 章

磁石のクエンチの時間発展と保護回路のシミュレーション

3.1 クエンチシミュレーションの概要

MBXF 磁石の電流遮断は先述の通り LR 回路での遮断となるので、磁石の常伝導転移が起きている場所を熱伝導シミュレーションし、クエンチ保護ヒーターによる温度変化の時間発展と常伝導転移の様子を求め、コイルと保護回路全体を回路として、コイル自己インダクタンス L_{coil} 、コイル抵抗 R_{coil} 、外部抵抗 R_{ex} を時間発展させ、それぞれ算出する必要がある。

そのため、本シミュレーションは以下のように大きく 3 項目に分けられる。

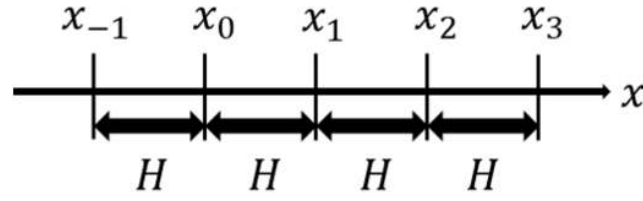
- 常伝導転移に伴う発熱とその伝導から求めたコイル温度の時間発展をもとにした、その温度に対応するコイル抵抗の算出
- コイル電流値に対応するコイル自己インダクタンスの取得
- 外部抵抗の抵抗値の取得

3.2 コイル温度の導出

クエンチ伝搬は、線方向 (電流方向) だけでなく三次元的に伝搬する。また、時間によりケーブルの物性値は温度、磁場に依存し時間変化する。そのため三次元非定常熱伝導方程式を解く必要がある。しかし、その方程式をそのまま解くことは特別な場合を除き不可能なので、有限差分法を用いた方法を考える。

3.2.1 有限差分法

有限差分法 (FDM : Finite Difference Method) は、微分方程式を代数方程式の形で近似する方法である。まず、微分方程式を数値的に解く方法を考える。以下のような一次元のグリッドを考える。グリッド幅を H とする。



このグリッド上である関数 $f(x)$ の微分を考える。関数 $f(x)$ の $x = a$ における導関数 $f'(x)$ は、式で定義される。

$$f'(a) = \lim_{x \rightarrow a} \frac{f(x) - f(a)}{x - a}.$$

導関数 $f'(a)$ は、点 a での傾きを表すが、有限差分法では、グリッドがもともと決まっているため、点 x_j での傾きの近似値を以下の方法で計算する。まず、関数 $f(x)$ の微分を近似するために、点 x_j 周りでの、テイラー展開を考える。

$$f(x) = f(x_j) + f'(x_j)(x - x_j) + \frac{f''(x_j)(x - x_j)^2}{2!} + \frac{f'''(x_j)(x - x_j)^3}{3!} + \dots$$

これより、点 $x = x_{j+1}$ でのテイラー展開は、

$$f(x_{j+1}) = f(x_j) + f'(x_j)(x_{j+1} - x_j) + \frac{f''(x_j)(x_{j+1} - x_j)^2}{2!} + \frac{f'''(x_j)(x_{j+1} - x_j)^3}{3!} + \dots$$

となる。よって、 $f'(x_j)$ は、 $h = x_{j+1} - x_j$ として、

$$f'(x_j) = \frac{f(x_{j+1}) - f(x_j)}{h} + \left(-\frac{f''(x_j)h}{2!} - \frac{f'''(x_j)h^2}{3!} - \dots \right).$$

とかける。 h の高次項 (higher order terms) の影響を無視すれば、以下の前進差分で近似できる。

前進差分 (Forward Difference)

$$f'(x_j) = \frac{f(x_{j+1}) - f(x_j)}{x_{j+1} - x_j}.$$

前進差分は、 h の 1 次の誤差項をもつ。同様に、点 $x = x_{j-1}$ でのテイラー展開を考えると、以下の後退差分で近似できる。

後退差分 (Backward Difference)

$$f'(x_j) = \frac{f(x_j) - f(x_{j-1})}{x_j - x_{j-1}}.$$

また、点 $x = x_{j+1}$ でのテイラー展開と、点 $x = x_{j-1}$ でのテイラー展開を考えることで、以下の中央差分で近似できる。

中央差分 (Central Difference)

$$f'(x_j) = \frac{f(x_{j+1}) - f(x_{j-1}))}{x_{j+1} - x_{j-1}}.$$

中央差分は、上述した2つのテイラー展開の差を取るため、 h の一次項の誤差が打ち消される。そのため中心差分の精度は前進差分や後退差分と比べて高い精度をもつ [12]。

以下、有限差分法を用いて、熱伝導をシミュレーションする方法を説明する。

Fourier の法則

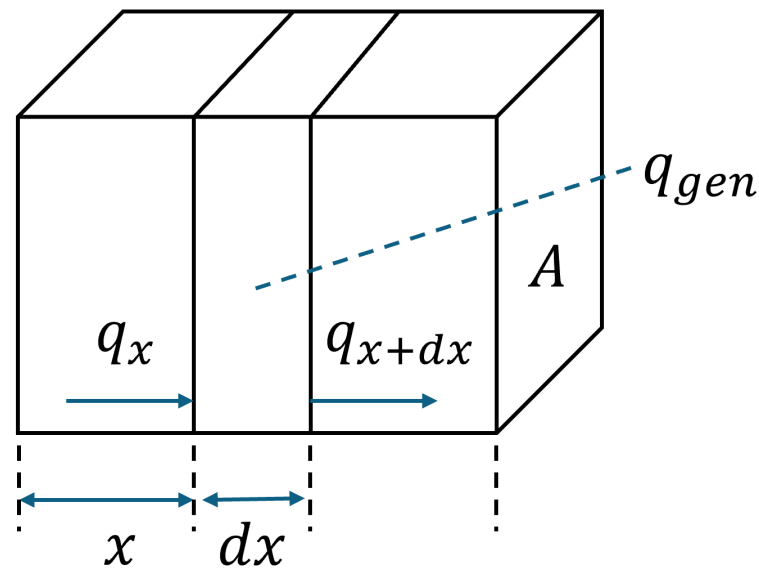
物体中の中に温度勾配が存在すると高温部から低温部へ熱エネルギーが移動する。この時、熱エネルギーは伝導により移動したといい、単位面積、単位時間あたりの熱移動量は、その部分の温度勾配に比例すると考える。これより、熱伝導に関する Fourier の法則が式 (3.1) で書ける。

$$q = -kA \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.1)$$

A は面積で、 q/A は単位時間当たり、単位面積あたりの熱移動量となる。 $\frac{\partial T}{\partial x}$ は、熱の流れる方向の温度勾配である。比例係数 k は熱伝導率といい、 $W/(mK)$ の単位で与えられ正の値を取る。

伝導伝熱

ここで、(3.1) を用いて、平板における一次元熱伝導を考える。物体中の温度分布が時間変化し、物体内部に発熱源 (吸熱源) が存在することを考えると以下のエネルギー保存則が成り立つ。



$$\begin{aligned} & (\text{単位時間あたりに左の面から熱伝導で流入する熱量}) + (\text{要素内での発熱・吸熱量}) \\ & = (\text{内部エネルギーの変化}) + (\text{単位時間あたりに右の面から流出する熱量}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで、 c を物質の比熱、 ρ を密度、 \dot{q} を単位体積当たりの発熱量として

$$\text{単位時間あたりに左の面から熱伝導で流入する熱量} = q_x = -kA \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\text{要素内での発熱・吸熱量} = q_{gen} = \dot{q}A dx$$

$$\text{内部エネルギーの変化} = \rho c A \frac{\partial T}{\partial t} dx$$

$$\begin{aligned} \text{単位時間あたりに右の面から流出する熱量} &= q_{x+dx} = -kA \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x+dx} \\ &= - \left[-kA \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-kA \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

以上より、

$$-kA \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{q}A dx = \rho c A \frac{\partial T}{\partial t} dx - A \left[k \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \right]$$

よって、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \dot{q} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

となる。三次元の場合、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.4)$$

と書ける。

3.2.2 熱抵抗の導入

有限差分法を用いて、フーリエの法則と、1次元の熱伝導方程式を書き換える。

本研究では中央差分を用いる。距離方向の差分の大きさを ΔH として、

$$\frac{dT}{dx} \Big|_{x=x+\frac{1}{2}H} = \frac{dT}{dx} = \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta H}$$

$$\frac{dT}{dx} \Big|_{x=x-\frac{1}{2}H} = \frac{dT}{dx} = \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta H}$$

$$\frac{d^2T}{dx^2} = \frac{\frac{dT}{dx} \Big|_{x=x+\frac{1}{2}H} - \frac{dT}{dx} \Big|_{x=x-\frac{1}{2}H}}{\Delta H} = \frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta H^2}$$

とすると、フーリエの法則、熱伝導方程式はそれぞれ以下のように書ける。

$$q = -kA \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta H}$$

$$k \left(\frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta H^2} \right) + \dot{q} = \rho c \frac{\Delta T}{\Delta t}$$

ここで、フーリエの法則を

$$q = -\frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta H/kA}$$

と書きなおすと

$$\text{熱流量} = \frac{\text{温度差}}{\text{熱抵抗}} \quad (3.5)$$

とかける。熱抵抗 (thermal resistance) は、式の $\Delta H/kA$ に対応する。これにより、温度差を電圧降下、熱抵抗を抵抗値として、電気回路計算のように解くことができる。

例えば、二次元定常熱伝導方程式は、以下のラプラス方程式で書くことができる。

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \dot{q} = 0 \quad (3.6)$$

いま、この方程式を有限差分法で解くことを考える。以下のように二次元物体を図 3.1 のように、 x 方向、 y 方向に分解する。差分を用いて温度と空間座標の微分を近似すると、

$$k \left(\frac{T_{x+} - 2T_i + T_{x-}}{\Delta H^2} \right) + k \left(\frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta H^2} \right) + \dot{q} = 0 \quad (3.7)$$

グリッド点での熱発生を、二次元の有限差分法のため、断面積を $\Delta H \times 1$ と仮定し、 $q = \dot{q}\Delta H$ とすると、

$$\left(\frac{T_{x+} - 2T_i + T_{x-}}{\Delta H} \right) + k \left(\frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta H} \right) + q/k = 0 \quad (3.8)$$

となる。

ここで、熱抵抗はすべてのグリッド間で $R = \frac{1}{k}$ と書けるので、

$$q + \frac{T_{x+} - T_i}{R} + \frac{T_i - T_{x-}}{R} + \frac{T_{y+} - T_i}{R} + \frac{T_i - T_{y-}}{R} = 0$$

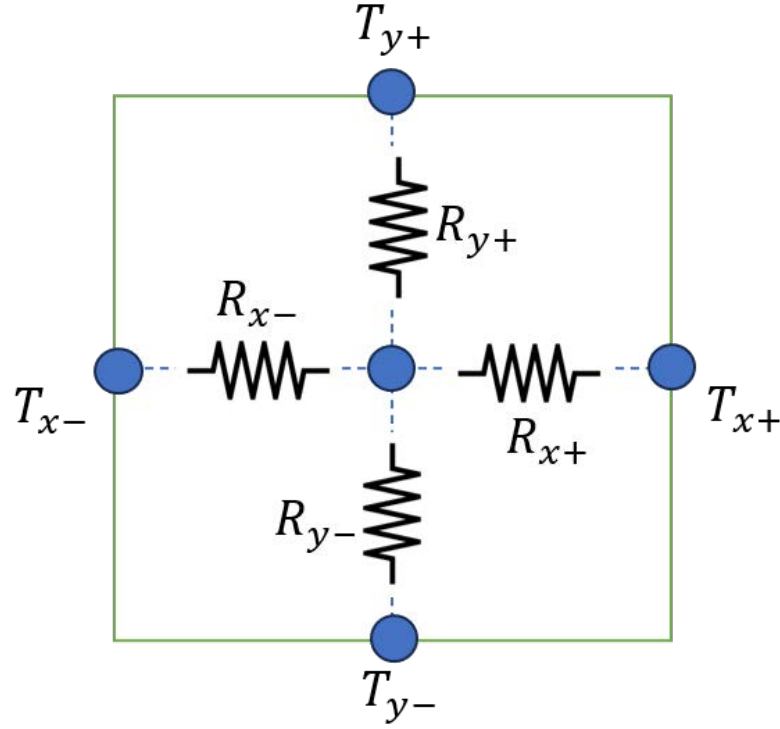


図 3.1: 二次元の有限差分法を中央の節点とその $x+$ 、 $x-$ 、 $y+$ 、 $y-$ 方向の節点との熱抵抗を用いて考える。

3.2.3 三次元熱伝導方程式

三次元非定常熱伝導の支配方程式は、式 3.4 で書ける。 Δt 間で、体積熱容量、熱伝導率、抵抗率が時間変化しないと仮定し、有限差分法を用いて書き換える。時間方向のステップを p で表すと、式 3.9 のように書ける。

$$C_i \frac{T_i^{p+1} - T_i^p}{\Delta t} = q_i + \sum_j \frac{T_j^p - T_i^p}{\theta_{ij}} \quad (3.9)$$

j は節点 i の周りの節点を表す。

以上より、非定常三次元熱伝導を解くための差分方程式は、式 3.9 を T_i^{p+1} について解くことによって、式 3.10 で書くことができる。

$$T_i^{p+1} = \frac{\Delta t}{C_i} \left(q_i + \sum_j \frac{T_j^p}{\theta_{ij}} \right) + \left(1 - \frac{\Delta t}{C_i} \sum_j \frac{1}{\theta_{ij}} \right) T_i^p \quad (3.10)$$

ここで θ_{ij} はメッシュで区切った節点の温度を 1K 上昇させるために必要なエネルギーを表し、熱抵抗

$$\theta_{ij} = \frac{l}{kA} \quad (\text{K/W}) \quad (3.11)$$

でかける。 A は熱が移動する方向に対して垂直なケーブルの断面積である。
コイルのメッシュを空間メッシュで分割し、メッシュ間の熱伝導を計算する。

3.2.4 計算時間の最適化

上記の熱伝導方程式の計算時間は、空間メッシュと時間メッシュの間隔に依存する。勿論、空間メッシュと時間メッシュを細分化すればするほど、計算精度は向上するが、計算コストが膨大化する。このシミュレーションでは、空間メッシュは磁石の構造に応じてある程度最適化された既存のものを
用いるため、時間メッシュを調整する。そのため以下 2 点を確認、それに基づき時間メッシュを決定する。

- 熱力学第二法則を満たす条件
- 熱力学第二法則を空間メッシュと時間メッシュが満たすとき、シミュレーション結果は空間メッシュと時間メッシュの精度に大きく依存しないこと。

第一の条件について、熱力学第二法則から、物体中に温度勾配が存在するとき、低温部から高温部への熱エネルギーの移動がない。空間メッシュ幅を決定すると、時間メッシュ幅はこれを満たすような制限を受ける。具体的には、右辺第二項の T_i^p の係数である

$$1 - \frac{\Delta t}{C_i} \sum_j \frac{1}{\theta_{ij}} \quad (3.12)$$

が負の値を取るとき、熱力学第二法則に反する。例えば、隣接格子点の温度が互いに等しく、かつ T_i^p よりも小さいとき、時間 Δt 後の温度 T_i^{p+1} は隣接格子点の温度より高くなるはずである。しかし、上述の条件では、温度勾配に逆らう熱エネルギーの移動が行われることとなり熱力学第二法則を満たさない。つまり、

$$1 - \frac{\Delta t}{C_i} \sum_j \frac{1}{\theta_{ij}} > 0 \quad (3.13)$$

が、条件として与えられる ([13]、[16])。

3.3 コイル物性値の計算

式 (3.10) において、熱容量や熱伝導率をどのように計算するかを本節で述べる。

3.3.1 ラザフォードケーブル

コイルに用いられている超伝導線材は「ラザフォードケーブル (成形撚線)」と呼ばれる。ラザフォードケーブルとは、極細多芯 NbTi/Cu 素線を、図 3.2、図 3.3 のように撚り線にしたものである。極細多芯線 (多フィラメント線) とは、図 3.4 のように多数の細いフィラメント状の超伝導体を常伝導の母材 (matrix) に埋め込んだ構造の線である (図 3.5)。MBXF に用いられているラザフォードケーブルは、36 本の極細多芯素線が撚線となっており、外側にカプトンが巻かれ絶縁される。

ここで、銅と超伝導体の断面積の比は超伝導線の安定性を示す重要な特性値であり、銅対超伝導比 (Cu/SC ratio) または、銅比 (copper ratio) と呼ぶ。NbTi の割合が大きいほど大電流を流すことが可能だが、銅の割合が小さいとクエンチ発生時、銅の抵抗率は常伝導の NbTi に比べて小さく銅に多くの電流が流れ込むため、急激な温度上昇につながる。

[15]

MBXF 磁石試験に用いられているラザフォードケーブルの物性値を表 3.1 に示す。ラザフォードケーブルに用いられる銅、NbTi、カプトンの物性値は先行研究 [14] にもとづいたものである。

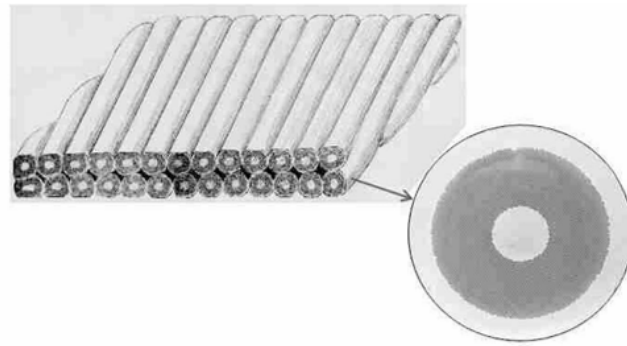


図 3.2: ラザフォードケーブル断面図 [17]

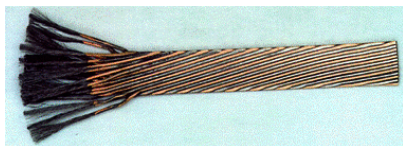


図 3.3: ラザフォードケーブル：36 本の素線で撚り線となっている。

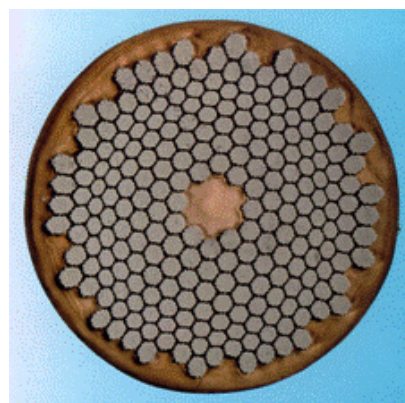


図 3.4: ストランド：素線 1 本の断面図

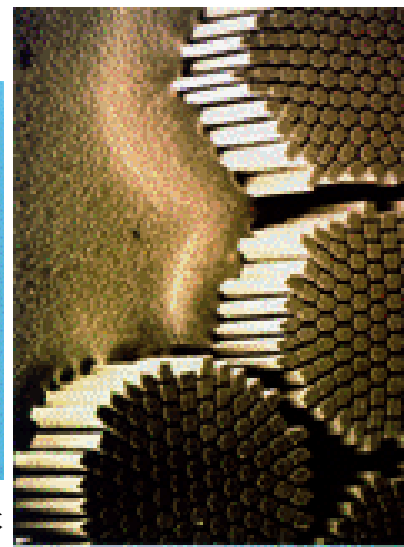


図 3.5: NbTi フィラメントの拡大図

ラザフォードケーブルにおける分流

ケーブルの温度が上昇すると、臨界電流密度 J_c が減少する。ここで、臨界電流以上の電流 (J) が流れたとき、 $J - J_c$ の電流は NbTi ではなく銅を通り、発熱する。この時の温度を転移温度 T_c という。

表 3.1: Rutherford Cable: 主要パラメータ

STRAND	
Strand Diameter (mm)	0.825
Cu/NbTi ratio	$1.9 - 2.0 \pm 0.03$
CABLE	
Number of strands	36
Cable width (mm)	15.1
Mid thickness (mm)	1480 ± 0.006
Keystone angle (degree)	0.90 ± 0.05
Cable Ic (A)	12960 @ 7T

3.4 クエンチシミュレーションに用いメッシュ

クエンチシミュレーションにおける MBXF 磁石コイルのメッシュを図 3.6 に示す。これは前述の通り他のシミュレーションですでに用いられていたものである。実際は三次元構造だが、長手方向の断面図を示す。ジオメトリのメッシュ数は 21987nodes である。

3.5 クエンチシミュレーションにおけるクエンチ保護ヒーター

ここでは、クエンチシミュレーションにおいてどのようにクエンチ保護ヒーターが実装されているかを述べる。クエンチ保護ヒーターは、トリガー後すぐに、最大 800V で容量 7.05mF のキャパシタバンクからヒーターストリップにエネルギーを供給し温度が変化する。それに伴い、ヒーターストリップの抵抗値も変化する。本シミュレーションでは、QPH の抵抗値と温度の関係を事前に測定、テーブル化したものを用いて、QPH が作動したときのヒーターストリップの抵抗の時間発展を求め、QPH の温度発展を計算している。図 3.7 に、抵抗と温度との関係を、図 3.8 に、その関係から導かれる QPH 温度の時間変化を表す。またクエンチ保護ヒーターのパラメータを表 3.2 に示す。

3.6 クエンチシミュレーションにおけるバリスタ

3.6.1 並列回路構成のバリスタの I-V 特性

本研究で用いられるバリスタの I-V 特性は、式 (3.14) で仮定される。

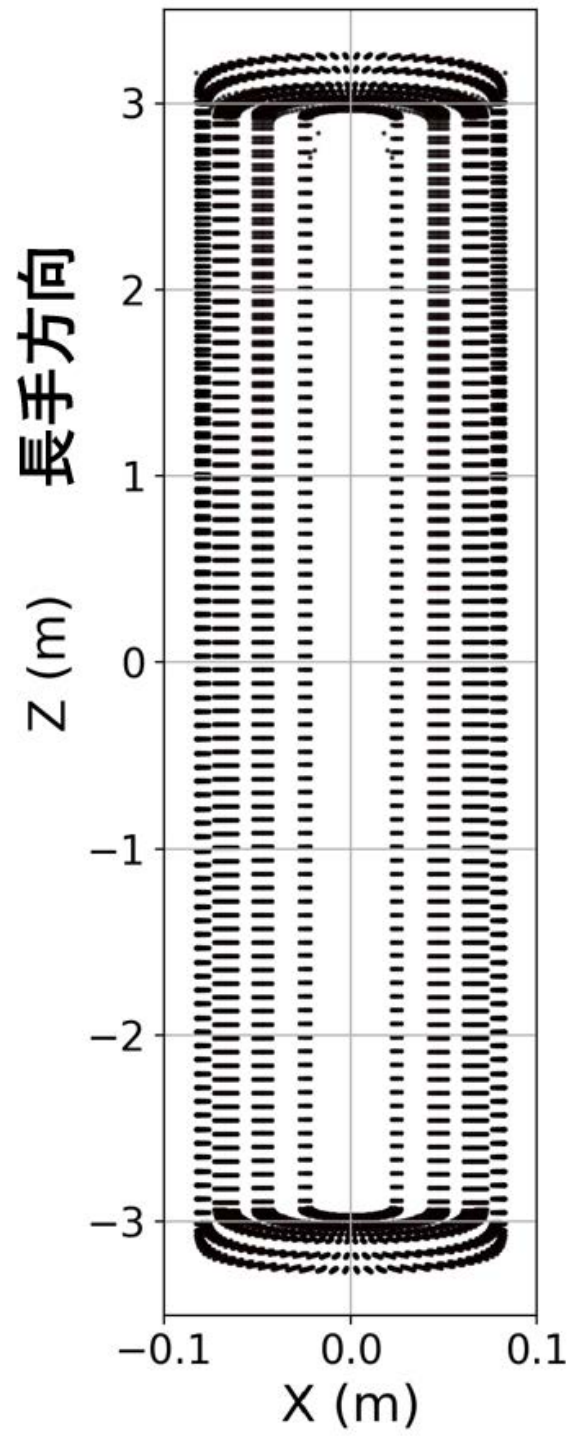


図 3.6: コイルのジオメトリ：コイルをメッシュ化したときの節点を表す。図の 3m 付近 -3m 付近が鞍型コイルの端部を示す。

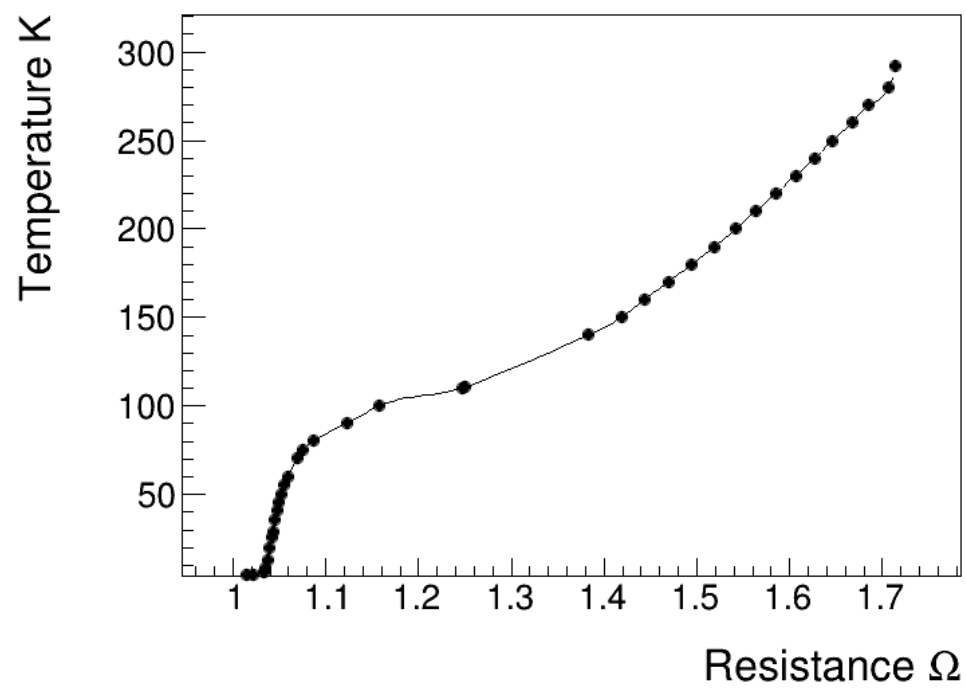


図 3.7: クエンチ保護ヒーターの抵抗値の温度依存性

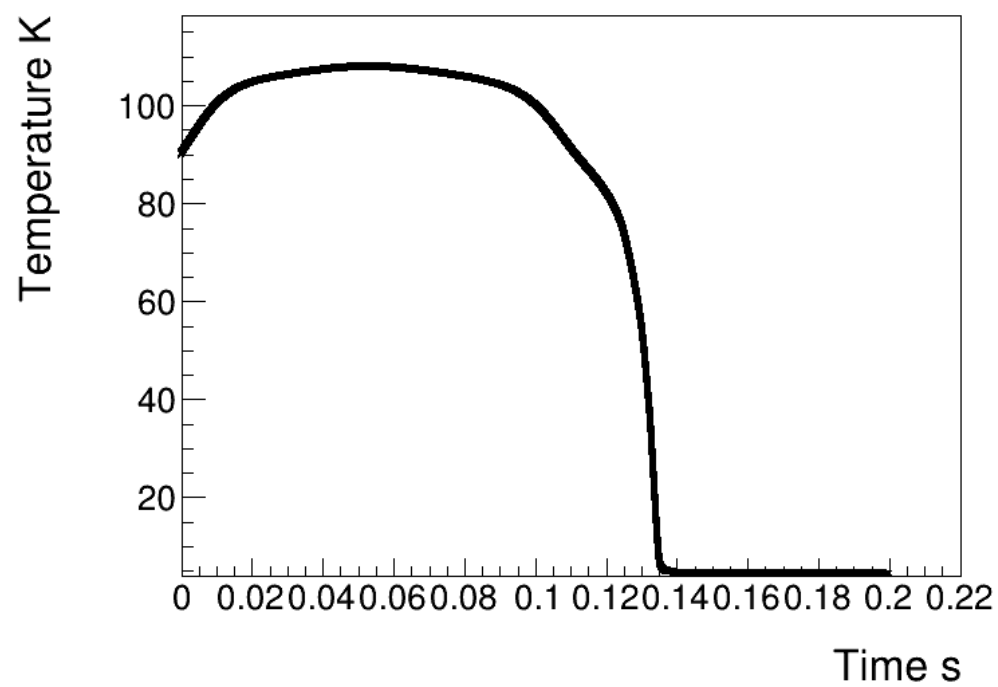


図 3.8: クエンチ保護ヒーターのヒーターstriップ温度の時間発展

表 3.2: クエンチ保護ヒーターのパラメータ

クエンチ保護ヒーター	
SS patch length (mm)	100
SS total length (mm)	2430
SS width (mm)	15
SS thickness (μm)	25
Cu total length (mm)	4419
$R_{QH}^{293\text{K}}$ (Ω)	4.7
$R_{QH}^{1.9\text{K}}$ (Ω)	3.6
SS resistivity ($\Omega\text{mm}^2/\text{m}$)	0.73
RRR	1.3

$$V = C_i \times I_i^\beta \quad (3.14)$$

クエンチ保護回路ではバリスタ 5 機の並列回路構成であるので、バリスタにかかる電圧を V 、バリスタそれぞれに流れる電流を I_i 、バリスタ抵抗を R_i 、バリスタのパラメータを、 β_i 、 C_i 、とすると ($i = 1, 2, 3, 4, 5$)、 V 、 I_i は、

$$I_i = \left(\frac{V}{C_i} \right)^{\frac{1}{\beta_i}} \quad (3.15)$$

$$I_{tot} = \sum_{i=1}^5 I_i = \sum_{i=1}^5 \left(\frac{V}{C_i} \right)^{\frac{1}{\beta_i}} \quad (3.16)$$

であらわされる。ここで、総電流値、 I_{tot} から、非線形方程式 3.16 を求根アルゴリズムを用いて電圧を導出した。

3.7 クエンチ保護装置の時間発展シミュレーション

3.7.1 実装内容の概要

これまでの説明で、

- シミュレーションにおける磁石の時間・空間メッシュ
- 自己インダクタンスと電流値の関係
- クエンチ保護ヒーターの空間メッシュと抵抗値のパラメータ表現

について述べた。これらの初期条件をもとに時間発展に従って以下の項目のシミュレーションを行った。

- 遮断電流値の計算： $I_{Shutoff}$
- 有限差分法の実行
- バリスタ抵抗の計算： V_R

以下にその詳細を述べる。

3.7.2 コイルを流れる電流値の計算

遮断電流値は、

$$I(t) = I_0 \exp \left\{ - \int_0^t \frac{R_{\text{mag}}(T, B) + R_{\text{var}}(T)}{L} d\tau \right\}. \quad (3.17)$$

で与えられる。

ここで、 R_{mag} は磁石の抵抗、 R_{var} はバリスタの抵抗を表す。

磁場 B は、磁石コイル上で異なる値をもっている。磁場と電流の関係は、磁場の飽和の影響を無視して、transfer function (式 3.18) で近似する。ある電流 I_0 のときのコイル磁場を B_0 とすると

$$\frac{B_0}{I_0} = \frac{B}{I} \quad (3.18)$$

と書ける。

3.7.3 有限差分法の実行

有限差分法は、式 3.1 に従って行われる。時間ステップごとに、各グリッドでコイル物性値の計算を行う。

各グリッドでの計算内容は、以下のように分けられる。

- 電流方向の熱抵抗
- ターン間の熱抵抗
- クエンチ保護ヒーター間の熱抵抗

電流方向の熱抵抗

電流方向の熱抵抗は、式 3.19 で書くことができる。図 3.9 のように節点ごとに熱抵抗を計算し、その和を節点の熱抵抗としている。

$$\theta_{ij} = \frac{L_i}{k_i(T_i, B_i)A} + \frac{L_j}{k_j(T_j, B_j)A} \quad (3.19)$$

ターン方向の熱抵抗

ターン方向の熱抵抗は、式 3.20 で書くことができる。ターン方向は、図 3.11 のように、カプトン(断熱材)を考慮する必要がある。 d_{ij} は、断熱材のカプトンの厚みである。断熱材の熱伝導率をメッ

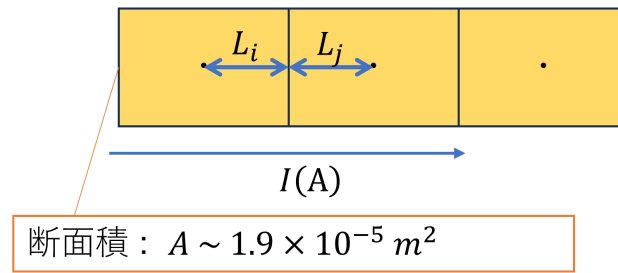


図 3.9: 電流方向の節点

シュ間の熱伝導率として近似する。

$$\theta_{ij} = \frac{d_{ij}}{k_{\text{kapton}} \left(\frac{T_i + T_j}{2} \right) A} \quad (3.20)$$

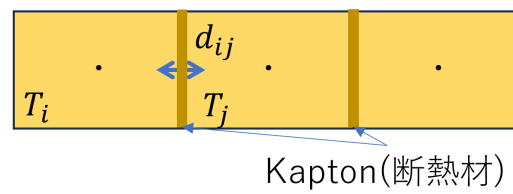


図 3.10: ターン方向の節点



図 3.11: コイル模型：ターン方向を図に示す。

3.7.4 クエンチ保護ヒーター間の熱抵抗

クエンチ保護ヒーター間は、クエンチ保護ヒーターからコイルへの一方向の熱伝導のみを考える。
(図 3.12) クエンチ保護ヒーター間の熱抵抗は、式 3.21 で書くことができる。

$$\theta_{ij} = \frac{d}{\lambda_{\text{kaptan}} \left(\frac{T_{\text{SUS}} + T_{\text{Coil}}}{2} \right) A} \quad (3.21)$$

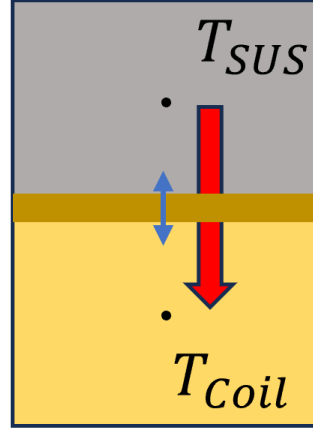


図 3.12: クエンチ保護ヒーターとコイル間の熱伝導：赤矢印のように SUS からコイルへの熱伝導のみ考える。

3.7.5 バリスタ抵抗の計算

有限差分法の結果、時刻 t におけるコイル抵抗 R_{coil} が得られる。バリスタ抵抗を求めるため、それぞれのバリスタ I_i を導出する必要がある。そのため、式 (3.16) をブレント法を用いて計算した。

3.7.6 バリスタの温度上昇の計算

バリスタで発生するジュール熱は、

$$W_i = I_i^2 R_i \times \delta_t \quad (3.22)$$

で与えられる。その際のバリスタの温度上昇は、バリスタの熱容量を C_i として

$$\Delta T = W_i / C_i \quad (3.23)$$

である。

ここで、バリスタの熱容量は図 3.13 より温度依存性を考慮して

$$C = 0.0015 \times T + 0.6813 \quad (3.24)$$

で与えられる。

先行研究 [21] では、室温 (20°C 以上) では、 C は $-0.09 \text{ \%}/\text{K}$ の温度依存性を示し、 β は室温以上で 200°C まではほぼ一定の値を示すことが分かっている。本研究では、バリスタ抵抗の温度依存性を以下の式であらわす。

$$R_{\text{varistor}}(T) = R_{\text{varistor}}(T_0) (1 + \alpha(T - T_0)) \quad (3.25)$$

$$\alpha = -0.0009 \quad (3.26)$$

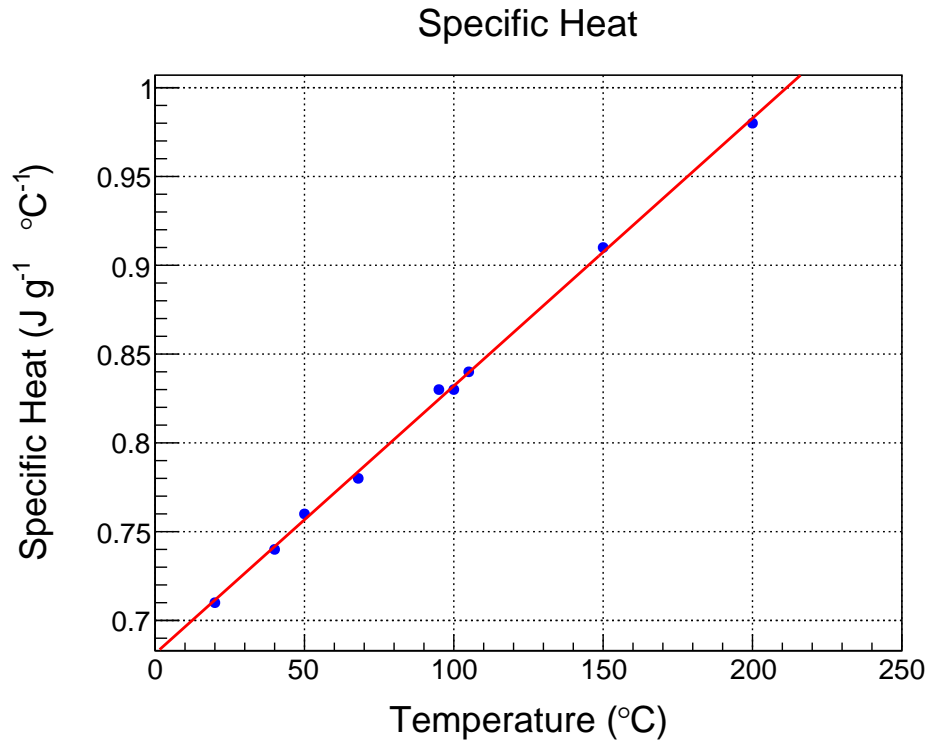


図 3.13: 比熱の温度依存性

3.8 クエンチシミュレーションへの GPU の導入と実行時間比較

第 5 章では、バリスタのパラメータ (β , C) のばらつきを反映したシミュレーションを大量に走らせる。そのために、クエンチシミュレーションを CUDA C++ で動作するように再構築し、実行時間を短縮した。

3.8.1 各処理での実行時間の把握

まず、簡単なシミュレーションモデルを構築し、以下に示す処理の実行時間を計測した。

- 物性データの計算
- 有限差分法
- その他 (ファイルの読み込み、書き込み、遮断電流値の計算、等)

ただしここでは、簡単のため、バリスタやクエンチ保護ヒータをシミュレーションに組み込んでい

い。また、全グリッドの温度を 50K に設定し、強制的に電流遮断が起きるようにした。この結果、遮断電流時間 0.1s に対応する実行時間は、

- 合計実行時間：440 s
- 物性データの計算：420s
- 有限差分法：15s
- その他 (ファイルの読み込み、書き込み、遮断電流値の計算、等) 5s

となった。このように、物性データの計算が実行時間のボトルネックとなっていることがわかる。

そのため、CPU 側でその他を行い、GPU 側で、有限差分法の実行と、物性データの計算を行うよう変更を加えた。すると合計実行時間は 20s まで短縮された。図 3.14 に、本シミュレーション結果の比較を示す。GPU での計算を導入後も、導入前と同じ結果が得られている。

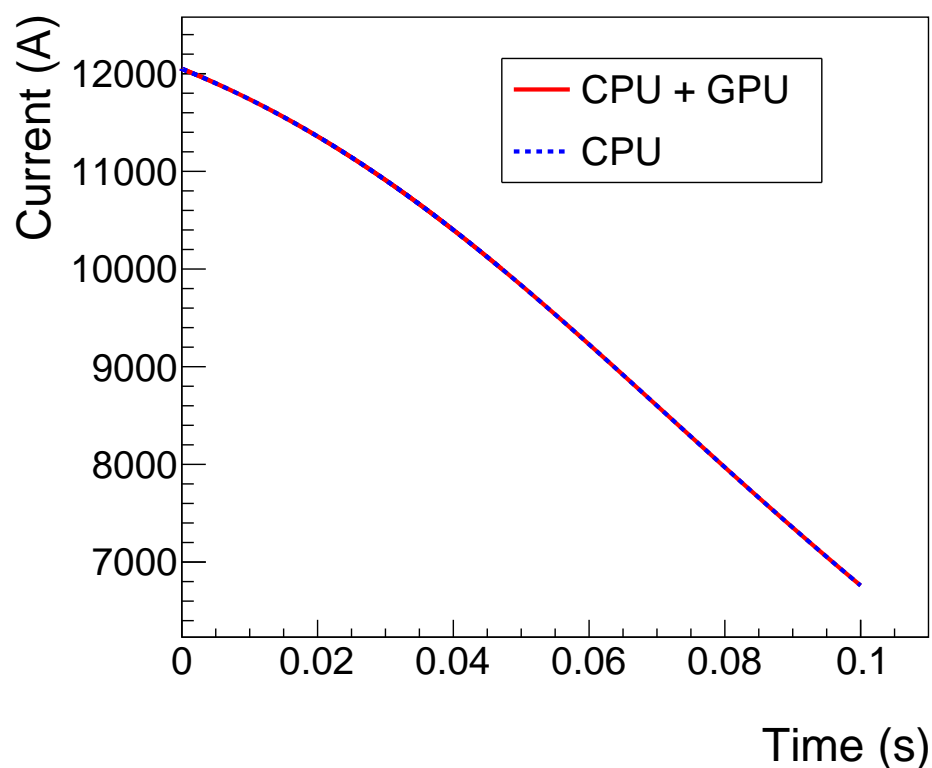


図 3.14

3.9 クエンチシミュレーションの結果と実際のデータとの比較

シミュレーションから、コイル端電圧、バリスタの波形、バリスタの温度上昇を計算できる。以下これらの結果を示し、実データと比較する。

図 3.15 はクエンチトリガー発報後の電流遮断を模擬したものである。クエンチトリガー後、DCCB(ブレーカー) が OFF になる。DCCB は 6 機並列に接続されているため、DCCB が OFF に

なるタイミングで段階的に電圧、電流が変化し、複雑なふるまいを示すが、シミュレーションには実装していない。図 3.16 は、電流遮断時のコイル端電圧を示す。図 4.13 は、バリスタの温度上昇を計算しており、室温から約 30 K 程度上昇する。

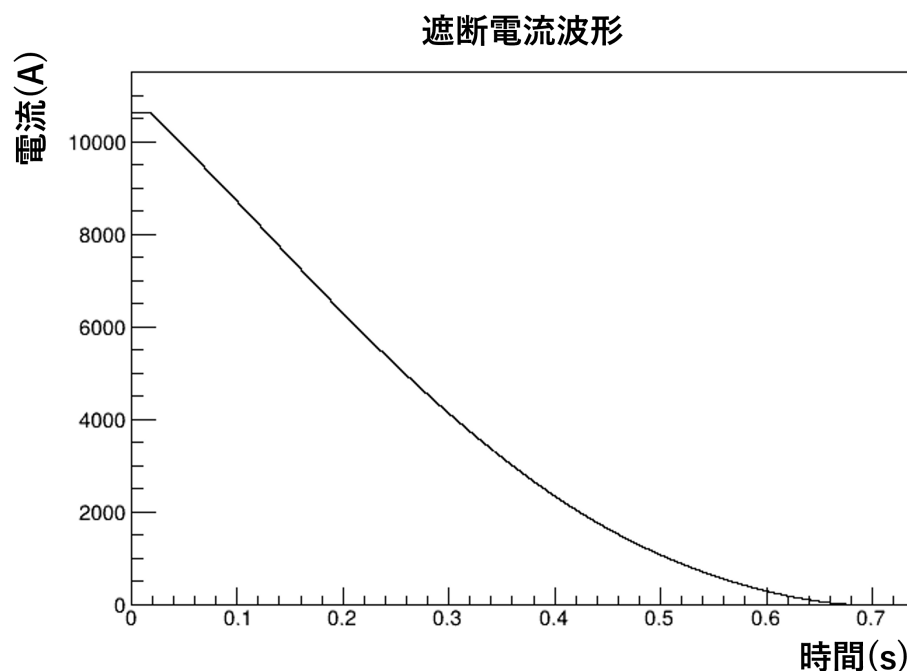


図 3.15: 遮断電流波形 (シミュレーション)

3.9.1 外部抵抗器のないクエンチでのシミュレーションと実際のデータの比較

Full Dump モデルとは、外部抵抗器がなく QPH のみ、つまり磁石からの発熱のみで磁石の蓄積エネルギーを回収するモデルである。本モデルでは、シミュレーションで測定した遮断電流波形と MBXF プロトタイプ (MPXFP[23]) における測定値との間で良い一致が得られた。遮断電流値は 10000A である。以下その結果を図 3.18 に示す。

3.9.2 Varistor + QPH によるクエンチ保護モデル

実際のクエンチイベントとシミュレーション結果を比較する。図 3.19 と図 3.20 は MBXF1(1 号機) のクエンチイベント (Run69) とシミュレーション結果の比較である。遮断電流値は 10641.6A(トリガー時) である。このシミュレーションは、設計値、つまりバリスタ 1 機のパラメータが、 $C = 51.877$ 、 $\beta = 0.3$ と仮定した。遮断電流波形については測定値 (赤) とシミュレーション値 (青) との間により一致が見られている。一方電圧値は大きく測定値とシミュレーションが異なる値で得られてる。また、遮断電流波形においても、シミュレーションは測定値に対して遮断が数十 ms 早い。自己インダクタンスは測定値に基づいてシミュレーションを行っているので、この違いは、バリスタ抵抗 + コ

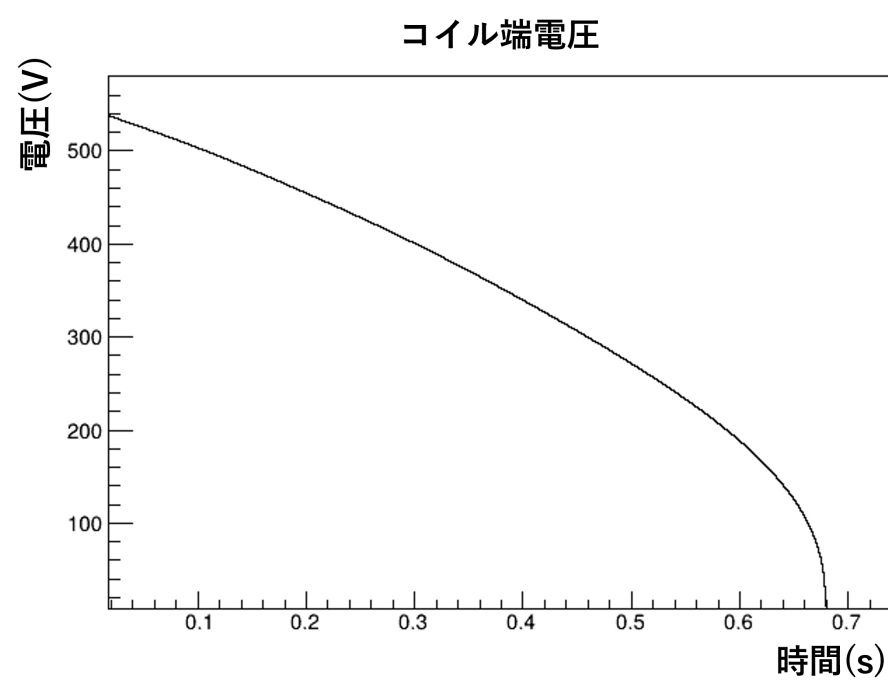


図 3.16: コイル端電圧 (シミュレーション)

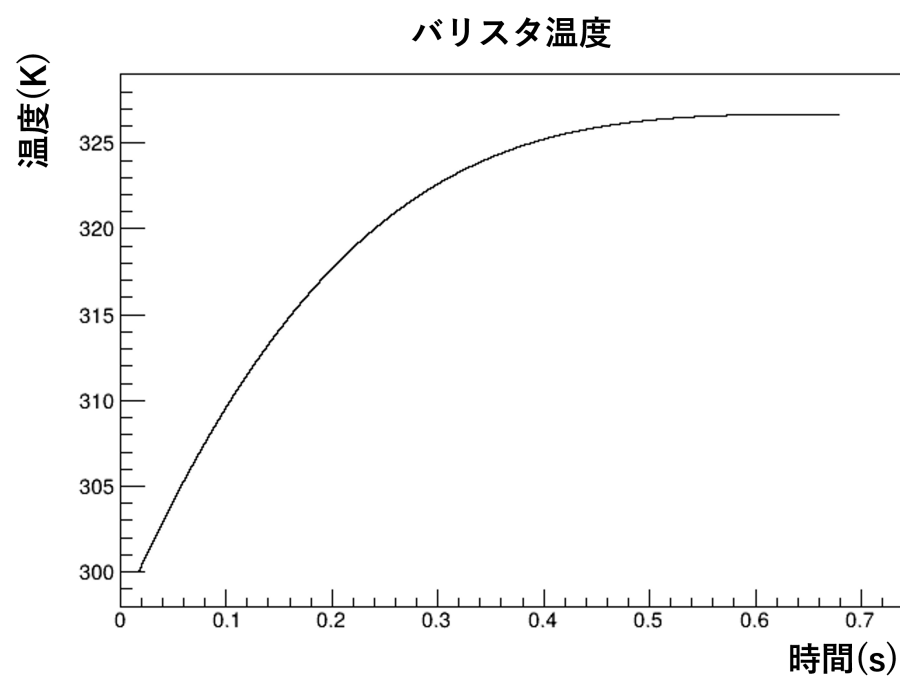


図 3.17: バリスタの温度上昇のシミュレーション結果

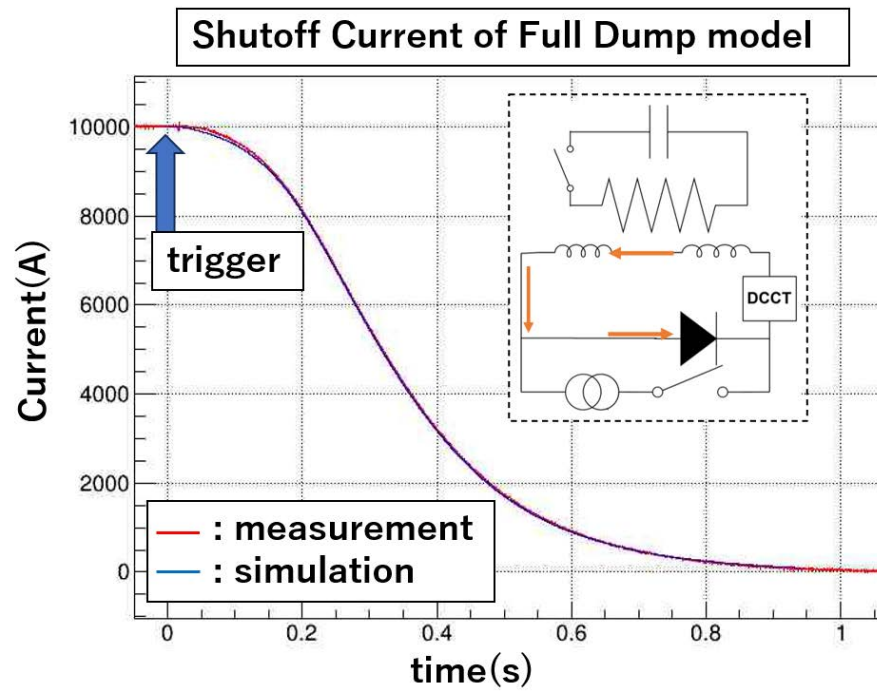


図 3.18: Full Dump モデルにおけるシミュレーションと実測との比較

イル抵抗を大きく見積もってしまっていることに起因すると考えられる。また、Full Dump モデルでは、シミュレーションが測定値と良い一致が得られていることから、バリスタの I-V 特性またはヘリウムによるエネルギー散逸のシミュレーションが不完全であることが不一致の原因と考えられる。次の章では、このうちバリスタについて I-V 特性の実測による決定を試みる。

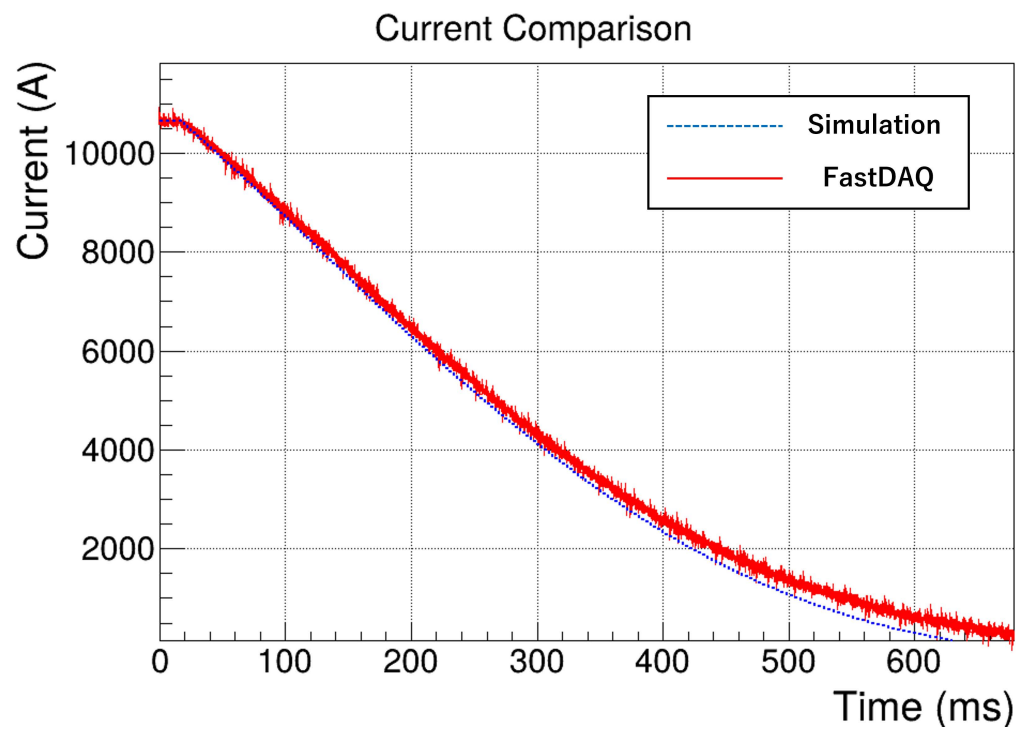


图 3.19

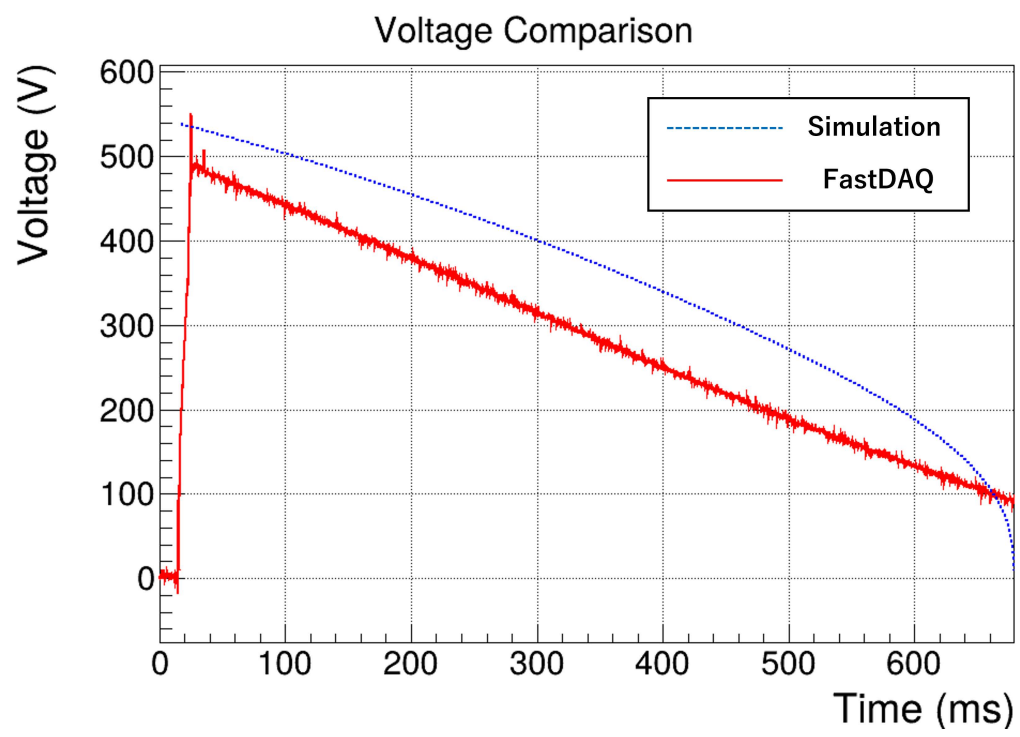


图 3.20

第 4 章

バリスタの IV 特性の実測に基づく推定

3 章では、遮断電流波形においてクエンチシミュレーションと測定値との差が見られた。先行研究 [21] では、温度を一定にして様々な電流値と電圧値の組み合わせを測定したとき、相関係数 $R^2 = 0.997$ の精度で式 2.2 で説明できることが示されている。バリスタ I-V 特性が式 2.2 に等しいと仮定すると、 β と C が設計値と異なる可能性が考えられる。実際、MBXF 磁石試験で用いられるバリスタの I-V 特性は設計値を仮定した場合と比較して大きく異なることが、参考文献 [22] の Fig.9 に示されている。その図では、Metrosil 社と KEK で、それぞれバリスタの個別の I-V 特性を測定し、設計値を仮定したときの I-V 特性と比較している。その結果、測定結果は設計値と比較し抵抗が小さくなる結果が得られたことが分かる。

4.1 バリスタの I-V 特性の導出

3 章でバリスタ電流は、ログスキーコイルでモニターされていることを述べた。ログスキーコイルは、導体の周りに閉じた経路で配置した空芯コイルにより磁束変化を検出することで、導体に流れる被測定電流を測定する。(図 4.2) つまり、被測定電流を I 、コイルを貫く磁界を H とすると、式 4.1 で書くことができる。

$$I = \oint H dl \quad (4.1)$$

コイルの面積を A として、 A を貫く磁束を磁束 B とすれば、誘導起電力 V は、式 4.2 となる。

$$V = \frac{\partial}{\partial t} \int B dA = -\mu_0 An \frac{\partial I}{\partial t} \quad (4.2)$$

式 4.2 を積分することで、被測定電流 I が求まる。ログスキーコイルは株式会社トランシーの CWT15LF を用いた。積分器の回路構成は不明であるが、オペアンプを使った、アクティブな積分回路を本研究では仮定している。

積分器を通すと、ドループ (垂れ下がり) という、出力が立ち上がった後に徐々に低下するという現象が発生するため、その補正を行う必要がありこれをドループ補正という。電流遮断時のログスキー

Shutoff Current measured by Rogowski Coil

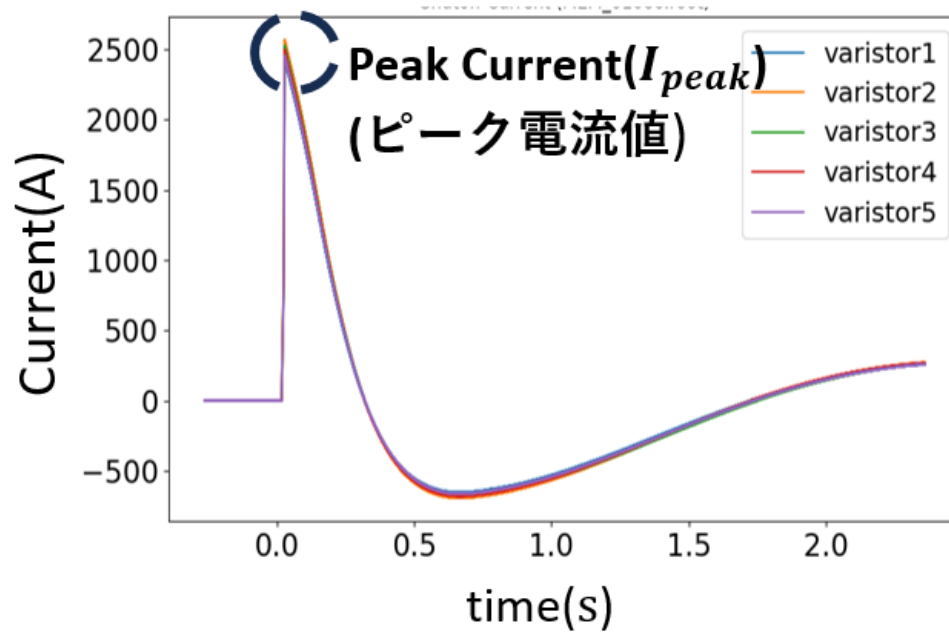


図 4.1: ロゴスキーコイルの遮断電流

コイルで測定した波形を図 4.1 に示す。ドループが起きていることが分かる。図 4.1 の立ち上がり直後の電流 I_{peak} からの立下りをドループという (4.1.1 節) が、電流値が負になる理由についてはドループ以外の理由が考えられる。これについては 4.2 節で議論する。

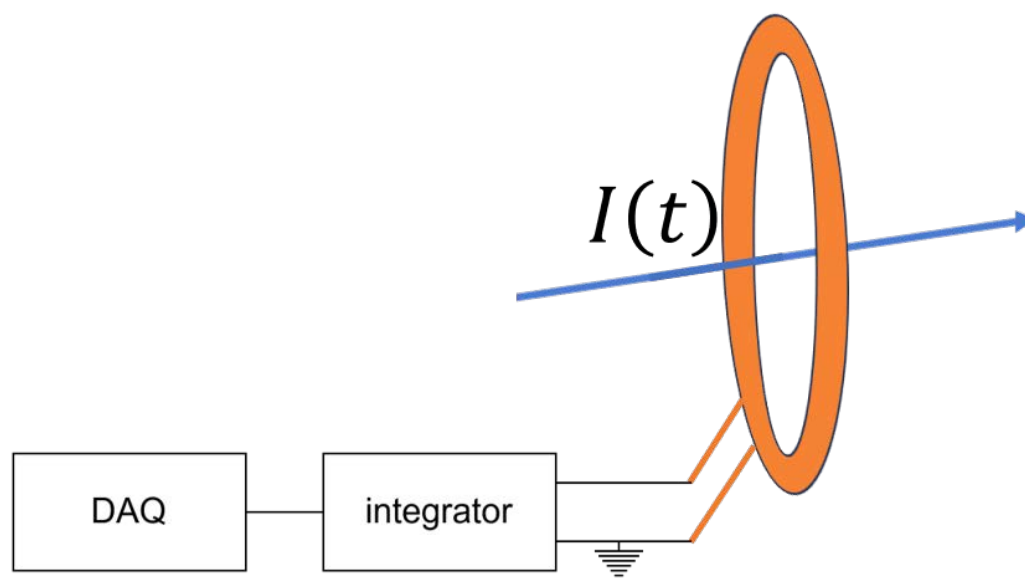


図 4.2: ロゴスキーコイルでの測定の模式図

4.1.1 ドループ補正

一般的なドループ補正について、ここで述べる。図 4.3 のような積分回路を考える。キルヒホッフの法則より、

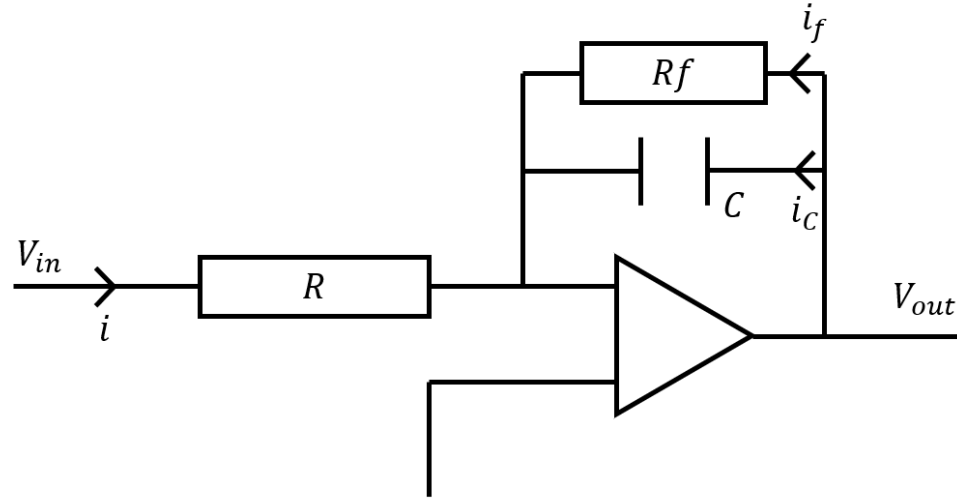


図 4.3: 積分回路

$$i_c + i_f + i = 0 \quad (4.3)$$

これにより出力電圧は、

$$V_{out} = \frac{1}{C} \int i_c dt = -\frac{1}{C} \int i dt - \frac{1}{C} \int i_f dt \quad (4.4)$$

で表される。バーチャルショートを考えると、

$$i = \frac{V_{in}}{R}, \quad i_f = \frac{V_{out}}{R_f} \quad (4.5)$$

となる。式 4.4 に式 4.5 を代入すると、

$$V_{out} = -\frac{1}{CR} \int V_{in} dt - \frac{1}{CR_f} \int V_{out} dt \quad (4.6)$$

式 4.6 の第一項が、バリスタに流れている電流値 (正しい値) であるが、実際の積分値には、第二項 (ドループ項) が含まれる。そのため、ドループ補正後の波形は、

$$-\frac{1}{CR} \int V_{in} dt = V_{out} + \frac{1}{CR_f} \int V_{out} dt \quad (4.7)$$

で与えられる [18]。

しかし、積分器の詳細は不明であるため式 4.7 の C と R_f を求める必要がある。

ここで、ログスキーコイルで測定した遮断電流波形が DCCT で測定した遮断電流波形にあうように最小二乗法で C と R_f を求める。表 4.1 にその値を示す。また、この RC 値を用いてドループ補正を行った結果を図 4.4、4.5、4.6、4.7 に示す。DCCT での測定電流との比較で、遮断電流値の初期値が大きいほど DCCT での測定値とのずれが大きいことがわかる。

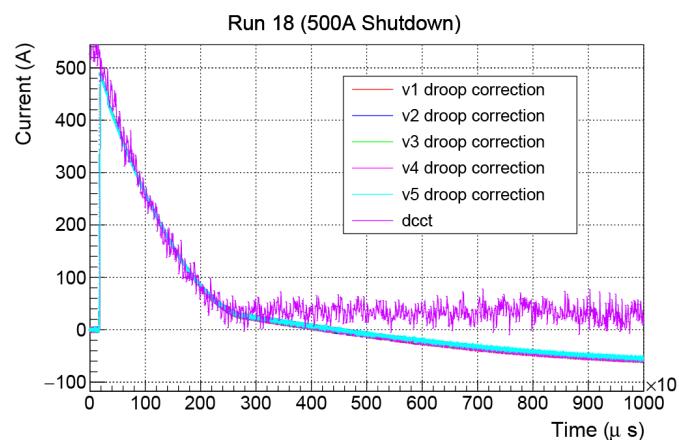


図 4.4: 500A 遮断のドループ補正

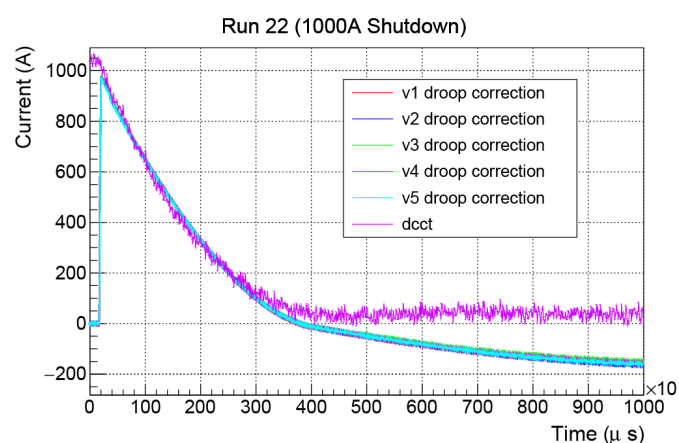


図 4.5: 1000A 遮断のドループ補正

表 4.1: 遮断電流値に対する CR 値

遮断電流値 [A]	CR(1) [s]	CR(2) [s]	CR(3) [s]	CR(4) [s]	CR(5) [s]
500	0.41	0.416	0.419	0.409	0.41
1000	0.528	0.523	0.546	0.529	0.521
2000	0.545	0.548	0.558	0.545	0.542
3000	0.533	0.54	0.548	0.525	0.524

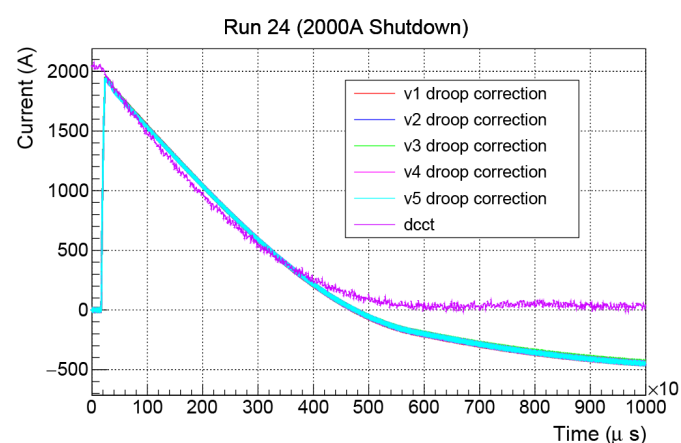


図 4.6: 2000A 遮断のドループ補正

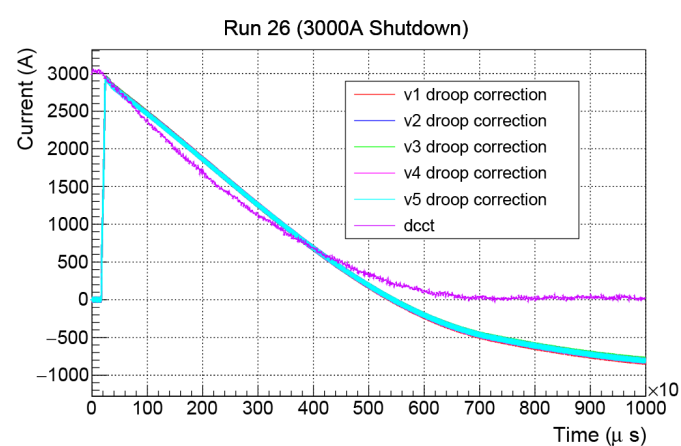


図 4.7: 3000A 遮断のドループ補正

4.2 参照データを考慮した補正

以上のように、これまでの方法を用いたログスキーコイルのドループ補正では、バリスタに流れた電流を再現することは不可能であった。この方法で求めた結果が遮断電流波形をうまく再現しない理由は、

- 積分器の回路構成が図 4.3 と異なる可能性。
- 遮断電流の過渡特性がログスキーコイルの周波数特性とあっていない可能性。
- 積分器の回路に、積分回路の保護のためにある電圧を超えないための非線形素子が含まれている可能性。

など考えられる。

そのため、ドループ補正の必要のない DCCT での測定電流値を参照データとして、それをもとに以下のような補正を考える。

番号	ドループ補正手順
1	時間軸に対してログスキーコイルで測定したそれぞれの測定値の和と、参照データの電流値の比をとる。
2	1 で得られた比だけログスキーコイルで測定したそれぞれの測定値を調節する。

表 4.2: ドループ補正手順

手順 1、2 は以下の式で表される。カッコ内が手順 1 の比を表す。

$$I_{Varistor}(i) = I_r(i) \times \left(\frac{I_{DCCT}}{\sum_j I_r(i)} \right) \quad (4.8)$$

図 4.8 に I_{DCCT} と、 $\sum_j I_r(i)$ を示す。

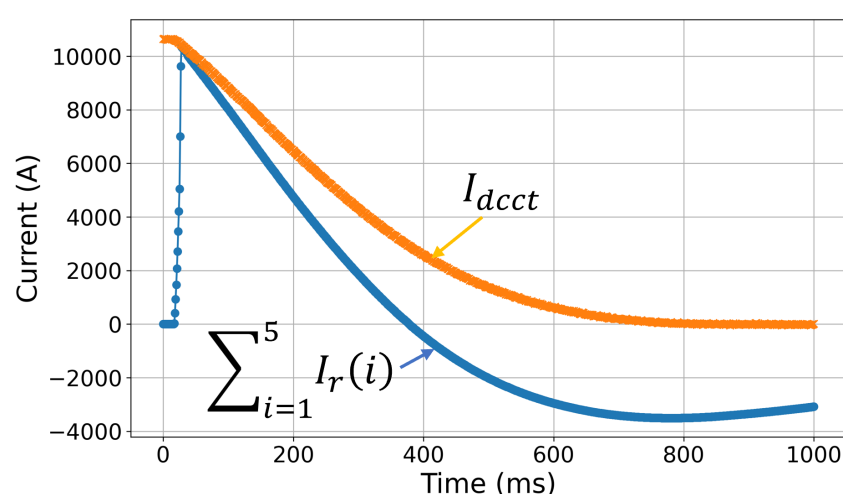


図 4.8: DCCT での測定電流値と、各ログスキーコイルでの測定値の和の比較

4.3 バリスタの I-V 特性に基づくバリスタのパラメータ推定

バリスタのパラメータは、得られた I-V 特性をもとに $V = C \times I^\beta$ でフィッティングする。ただし、ログスキーコイルの波形の DCCT に対する垂れ下がりの原因は今回判明しなかったため、遮断電流の過渡応答の影響が小さい、電流遮断開始直後のデータを用いた。この様子を図 4.9 に示す。I-V 特性の測定には、電流遮断開始直後のデータ（クエンチトリガーから 30-35ms の間の電流の平均）のみを用いる。その用いる値は、4.2 節で示した手順に従い補正し、各バリスタの電流開始直後の電流を求める。ただし、この方法では一つのクエンチイベントではある電流値に対応する電圧しか得られないため不定性が高い。そこで今回は MBXF1 の全クエンチイベントの電流遮断開始直後のデータを用いて I-V 特性をプロットし、図 4.10 のように最小二乗法を用いて各バリスタの I-V のパラメータを求めた。

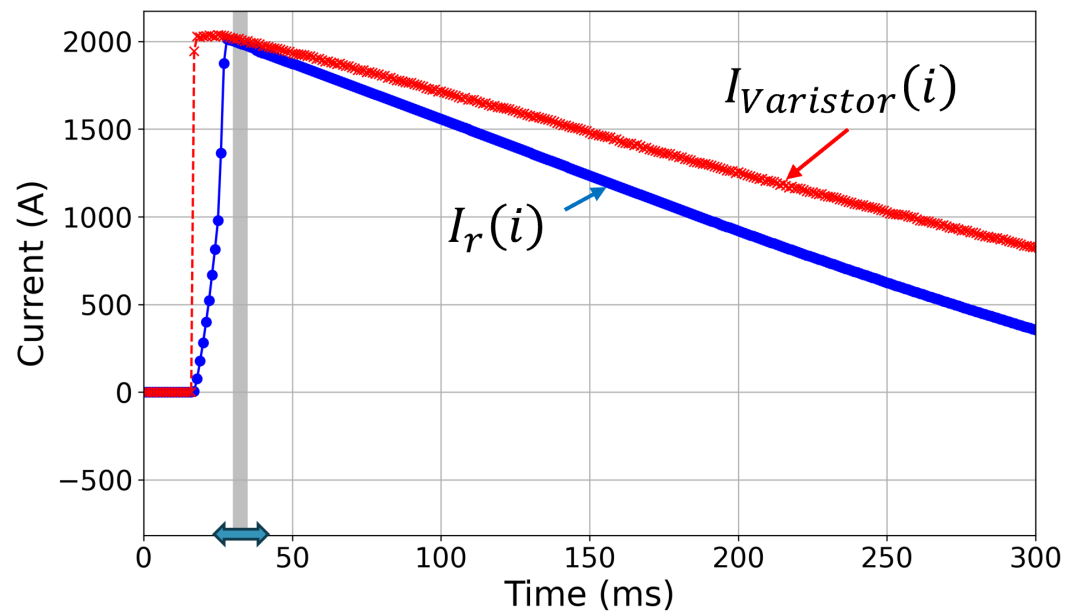


図 4.9: 補正前と補正後のバリスタの遮断電流波形：30ms-35ms のデータ点を I-V 特性の導出に用いた。 $I_{Varistor}(i)$ は式 4.8 に対応する。

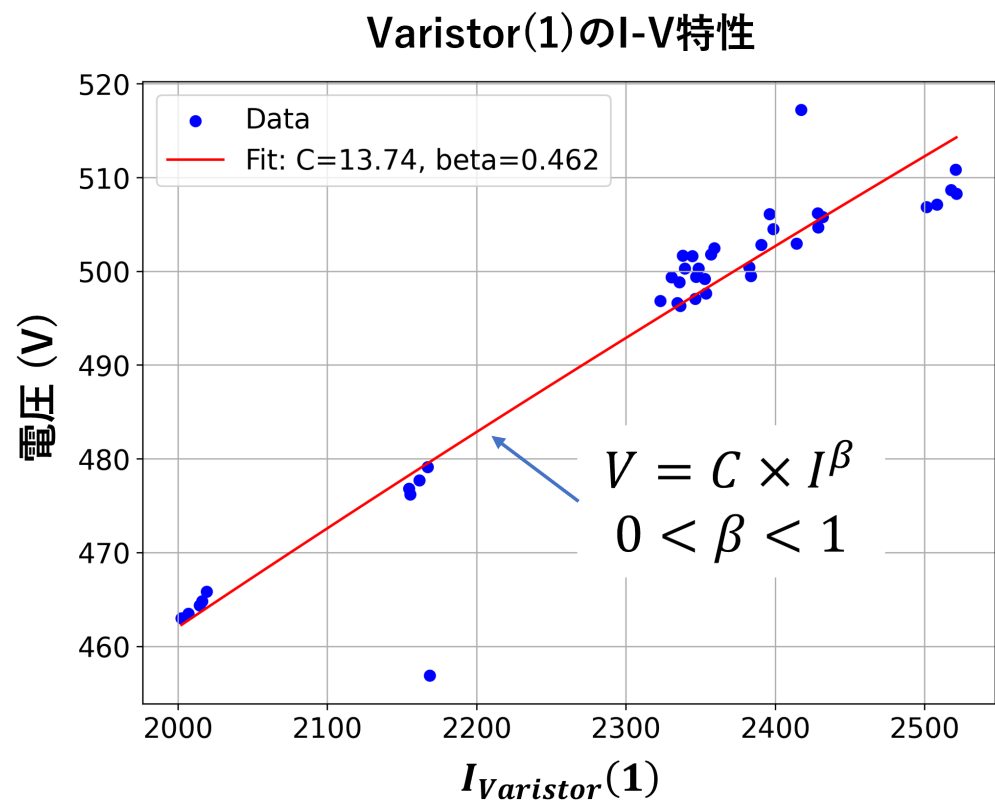


図 4.10: バリスタの I-V 特性の Fit 結果、5 機中の 1 機の I-V 特性を示している。

導出結果は、以下のとおりである。

$$\begin{aligned}
 (\beta_1, C_1) &= (0.462, 13.74) \\
 (\beta_2, C_2) &= (0.465, 13.11) \\
 (\beta_3, C_3) &= (0.459, 13.82) \\
 (\beta_4, C_4) &= (0.464, 13.41) \\
 (\beta_5, C_5) &= (0.469, 13.02)
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

このように β 、 C に大きな違いはない。また、設計値 $(\beta_{unit}, C_{unit}) = (0.3, 51.877)$ との比較を図 4.11 に示す。

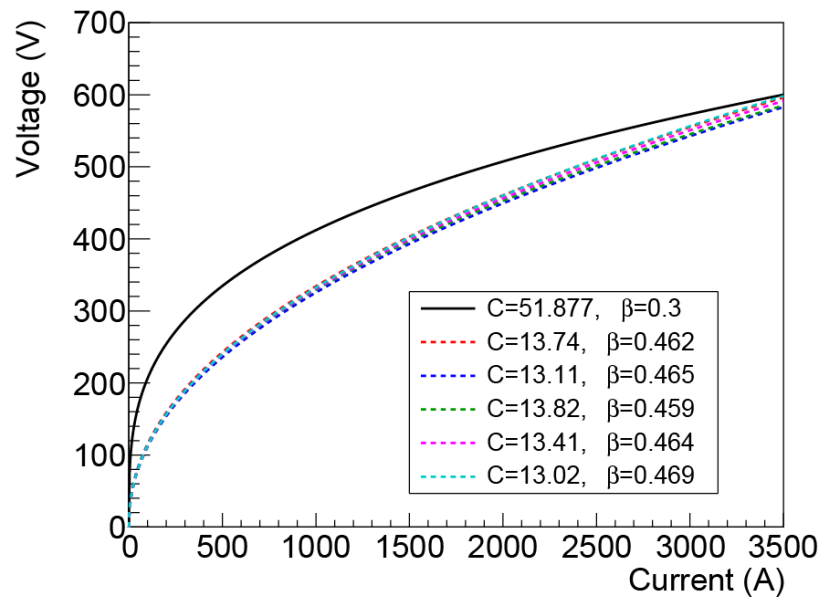


図 4.11: 実線は設計値、破線は測定値に基づいて導出した I-V 特性

4.4 フィッティングより導出したパラメータに基づくシミュレーション結果

以上のパラメータをもとにシミュレーションを再度走らせると、電流遮断時の I-V 特性を踏襲しているため、良いシミュレーション結果が得られると期待できる。以下、シミュレーション結果を示す。

シミュレーションは、初期温度を 300K として、バリスタのパラメータの初期値を式 4.9 で行う。

その結果を図 4.12 に示す。電流値、電圧値ともに、測定値をよく再現している。また、この時の、バリスタの温度上昇を図 4.13 に示す。これはシミュレーションで断熱条件下でのバリスタの温度上昇を仮定したものである。ここで遮断時間は約 1s のため、断熱条件でよいと仮定して計算している。約 25K の温度上昇であり、これはバリスタ抵抗値が約 2% 変化することに対応する。つまりバリスタの温度変化による影響は小さく、抵抗もほとんど変化しない。また図 4.13 各バリスタの温度上昇は同

程度とわかる。次章では、本シミュレーションとクエンチイベントのデータ解析を通じてクエンチ保護システムの安定性評価の方法について議論する。

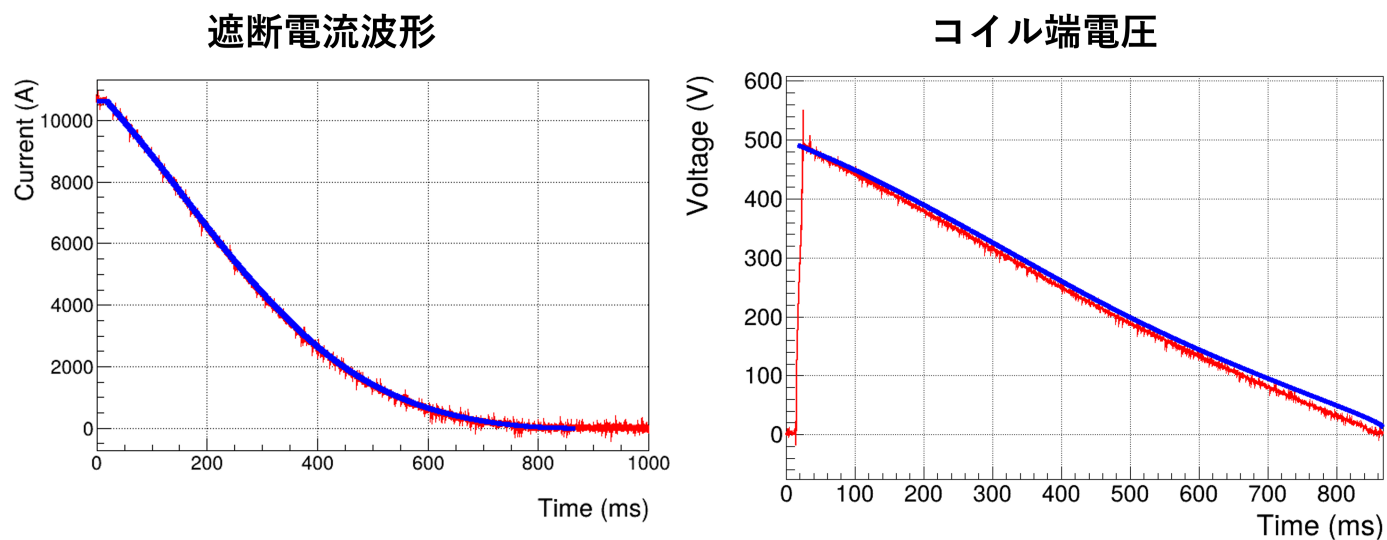


図 4.12: Fitting により求めたパラメータを用いたシミュレーションにより得られた遮断電流波形と遮断電圧波形

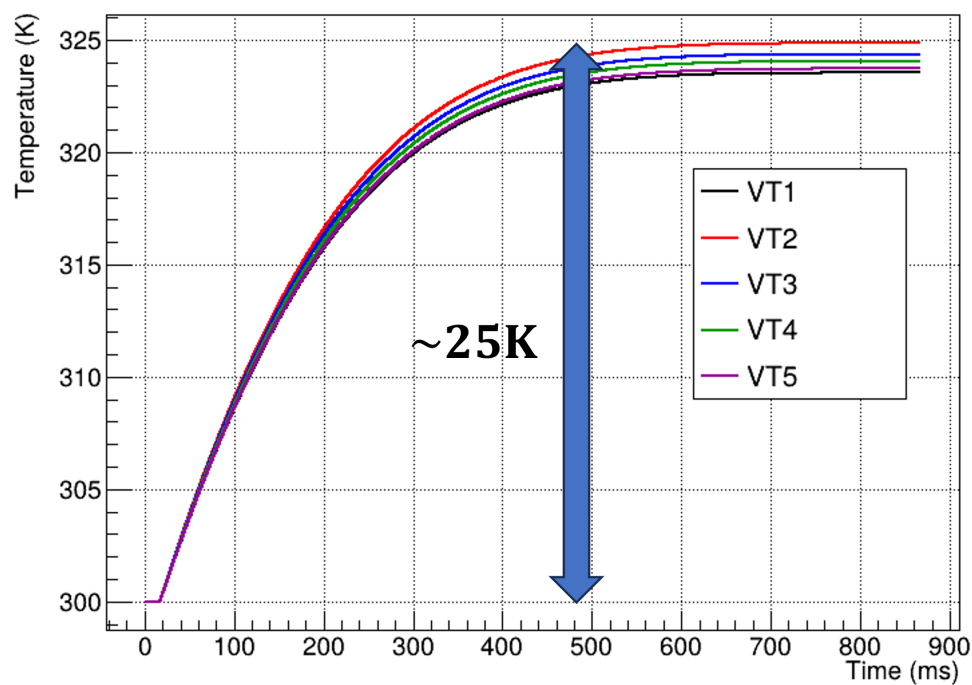


図 4.13: Fitting により求めたパラメータを用いたシミュレーションにより得られたバリスタの温度依存性

第 5 章

クエンチ保護システムの安定性評価

クエンチ保護システムの安定性は、2 章で述べた通り以下の基準で測ることができる。

- MIITs ≥ 28.5
- DCCB 耐電圧 600V
- バリスタの最大定格容量 3500A
- He 緊急放出 $E_{\text{disp}} = 1.5 \text{ MJ}$

それぞれの基準値とバリスタのパラメータとの定性的な関係は以下の通りである。

- MIITs : バリスタの抵抗が大きいほど電流遮断が速いため低く抑えられる。バリスタ抵抗は $C \times I^{(\beta-1)}$ で書けるため、 C と β に反比例する。そのため、 C 、 β が大きいほど MIITs を小さく抑えることができる。
- DCCB 耐電圧 : 電圧は、 $V = C \times I^\beta$ で書けるため、 C に比例し β の増加に応じて大きくなる。このため、 C 、 β が小さいほど耐電圧の問題は緩和される。
- バリスタの最大定格容量 : 5 器のバリスタの電流値の比は、

$$I_1 : I_2 : I_3 : I_4 : I_5 = \left(\frac{V}{C_1} \right)^{\frac{1}{\beta_1}} : \left(\frac{V}{C_2} \right)^{\frac{1}{\beta_2}} : \left(\frac{V}{C_3} \right)^{\frac{1}{\beta_3}} : \left(\frac{V}{C_4} \right)^{\frac{1}{\beta_4}} : \left(\frac{V}{C_5} \right)^{\frac{1}{\beta_5}} . \quad (5.1)$$

となる。このことから高電圧となる場合、 C 、または β が、その他のバリスタのパラメータと比較し大きく異なると、1 機または複数機に大電流が流れる可能性が考えられる。

- He 緊急放出 : バリスタの抵抗が大きいほど、バリスタでの消費エネルギーが大きくなる。そのため、MIITs 同様、 C 、 β が大きいほど、 E_{disp} を緩和することができる。

本論文では、MIITs、 E_{disp} 、耐電圧、について議論する。バリスタの電流分岐 (式 5.1) については、複雑となるため、各クエンチイベントについての電流分岐については議論しない。

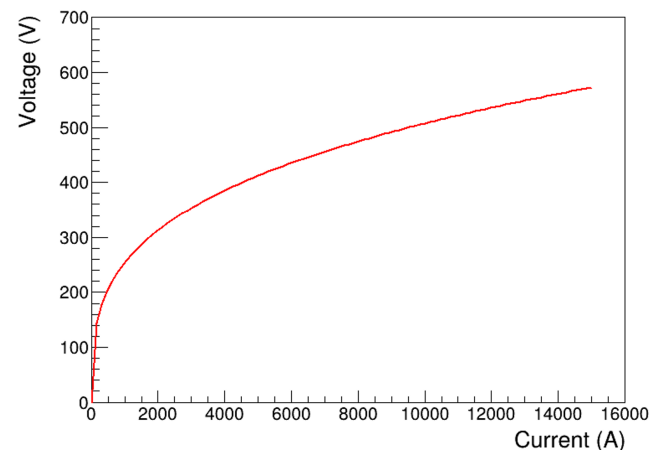


図 5.1: 設計値にもとづくバリスタの I-V 特性

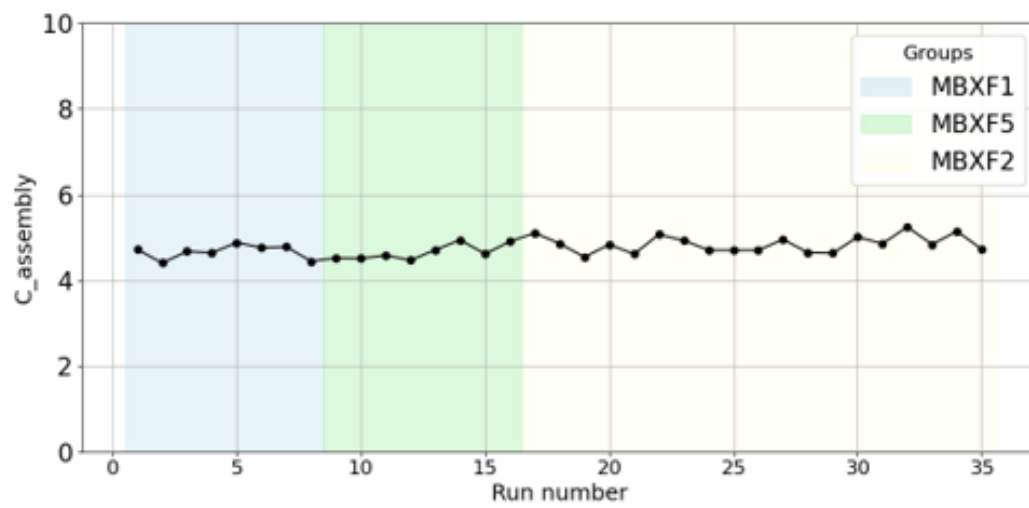


図 5.2: 各バリスタのクエンチイベントごとの C_{assembly} : 実機三機を通して安定したふるまいが見られる。

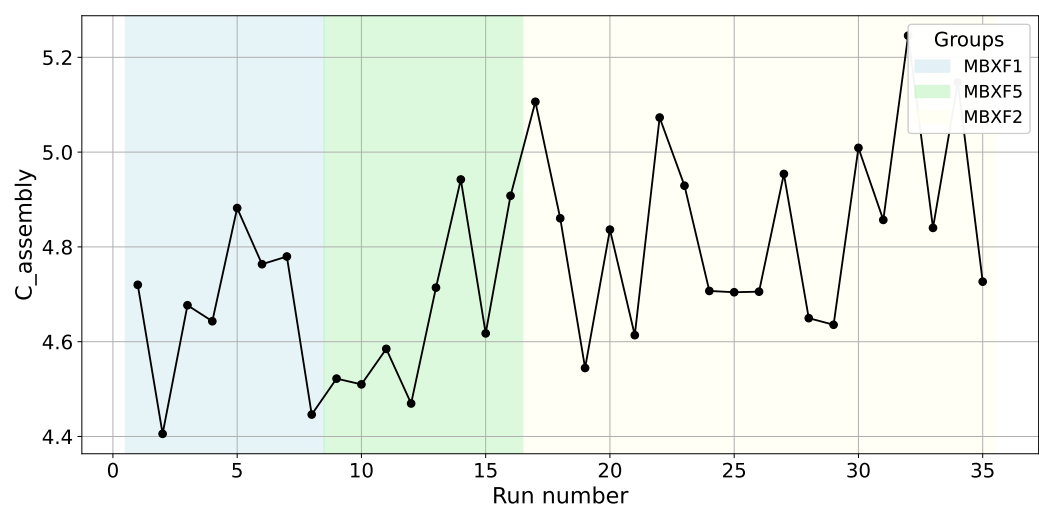


図 5.3: 各バリスタのクエンチイベントごとの $C_{assembly}$ の拡大図：実機三機を通して $+10\% \sim -7.5\%$ の範囲内である)

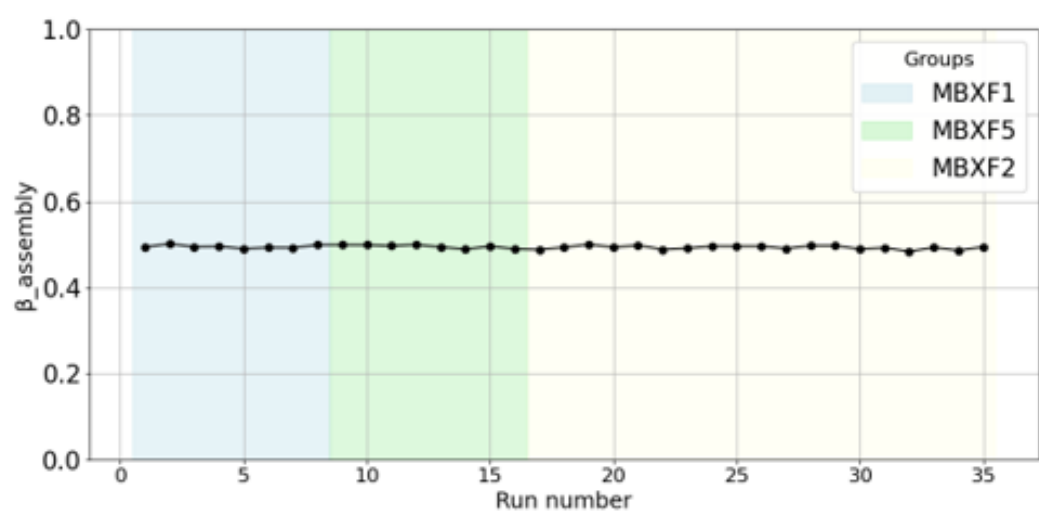


図 5.4: 各バリスタのクエンチイベントごとの $\beta_{assembly}$ ：実機三機を通して安定したふるまいが見られる。

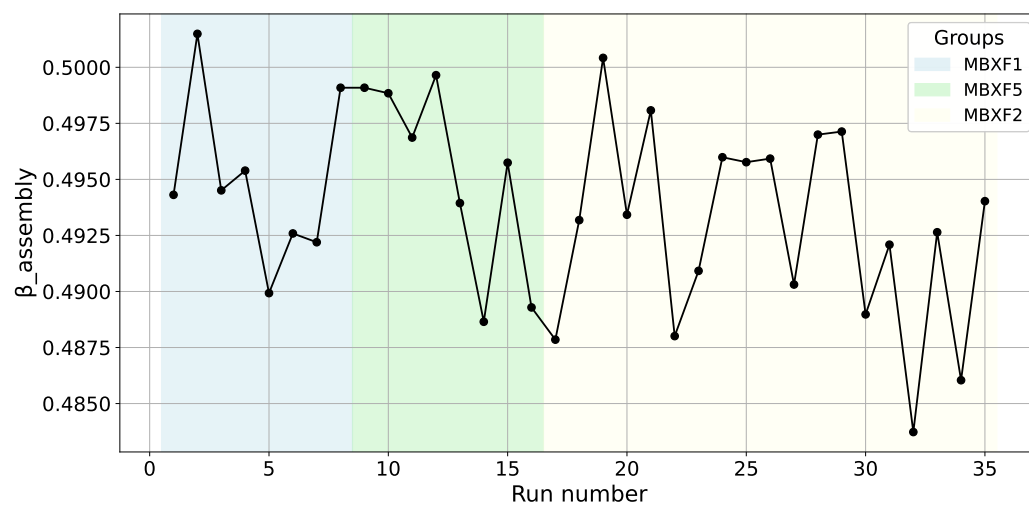


図 5.5: 各バリスタのクエンチイベントごとの β_{assembly} の拡大図：実機三機を通して $+2\% \sim -1.5\%$ の範囲内である

5.1 バリスタ抵抗のゆらぎによるクエンチ不安定性のシミュレーション評価

ここで、バリスタのパラメータがどれくらい変化すると上記の4条件を満たさず、磁石の保護に影響を与えるかを、パラメトリックスタディと呼ばれる手法で見積もる。

通常パラメトリックスタディは、ある基準値をもとに、ある範囲で無作為にばらつかせることで、その影響を見積もる手法である。ここでは、 $\beta(i), C(i) (1 < i < 5)$ を不定性の範囲で振ることによりその影響を調べた。ここでは、パラメトリックスタディのためのシミュレーションについても、MIITs と E_{disp} と耐電圧についてのみ議論する。ここでのバリスタの定格容量については、実データをもとに電流を監視する方法が最適と考える。なぜなら、四章で得られた、

$$\begin{aligned} (\beta_1, C_1) &= (0.462, 13.74) \\ (\beta_2, C_2) &= (0.465, 13.11) \\ (\beta_3, C_3) &= (0.459, 13.82) \\ (\beta_4, C_4) &= (0.464, 13.41) \\ (\beta_5, C_5) &= (0.469, 13.02) \end{aligned} \tag{5.2}$$

は $\bar{\beta} \approx 0.464$ ($\pm 1.1\%$) $\bar{C} \approx 13.42$ ($\pm 3.0\%$) となり極端な外れ値は見られない。4章で述べた通り、クエンチイベントごとの導出は難しいが、導出結果に極端な外れ値が見られなかったので、ロゴスキーコイルの波形をもとにその電流値のばらつきをイベントごとに確認することで安定性の評価は可能と考えた。

また、耐電圧、MIITs、 E_{disp} は C_{assembly} と β_{assembly} の2パラメータで評価できるが、定格容量はそれぞれのバリスタの β と C をばらつかせる必要があるためより複雑である。定格容量(電流分岐)と耐電圧については実データをもとに議論できるため、 C_{assembly} と β_{assembly} のみを変化させることとした。MIITs と E_{disp} は β と C に反比例し、バリスタ電圧は、 β と C に比例する。

5.1.1 パラメトリックスタディの実行

MIITs と E_{disp} は β と C に反比例し、バリスタ電圧は、 β と C に比例する。

ここで、 β と C が現状より何%変化すれば、基準値を超えるかをパラメトリックスタディによって求める。これには MBXF1, 2, 5, のデータを用いる。 β_{assembly} と C_{assembly} によって決まるので、それぞれのバリスタのパラメータではなく、 β_{assembly} と C_{assembly} の二組のパラメータをある範囲で変化させる。図5.5(図5.4の縦軸を拡大したもの)と、図5.3(図5.2の縦軸を拡大したもの)から、

$$\begin{aligned} \beta_{\text{mean}} &= 0.494 & C_{\text{mean}} &= 4.764 \\ &(+2\% \sim -1.5\%) & &(+10\% \sim -7.5\%) \end{aligned}$$

とわかる。そこで

図 5.5 と図 5.3 を基準にパラメータ β と C の幅を変化させるパラメトリックスタディを実施した。具体的には、

$$\beta \in \{0.46, 0.47, 0.48, 0.49, 0.50\}$$

および

$$C \in \{4.4, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.9, 5.0, 5.1, 5.2\}$$

の各値に対して、最大定格電流 (13231 A) で、3 つの指標を評価した。この β と C は、式 5.1.1 の範囲に対応する。

以下、縦軸 C 、横軸 β のヒートマップとして、図 5.6 と図 5.8 と図 5.10 にその結果を示す。また、ヒートマップ上に図 5.5 と図 5.3 に対応する、 C 、と β の組み合わせをプロットした。また、図 5.7、図 5.9、図 5.11 に、3 つの指標をそれぞれ縦軸として、横軸は C として (β, C) の組み合わせに対してプロットした。

散逸エネルギー

図 5.6、図 5.7 から $\beta_{\text{mean}} = 0.494$ (+2% ~ -1.5%)、 C は $C_{\text{mean}} = 4.764$ (+10% ~ -7.5%) でパラメータをばらつかせた時、基準値の 1.5MJ を超える場合があるが、図 5.6 の通り、 C と β には負の相関がみられるので、基準値を超えるのはその相関を満たさない場合であり、これまでの相関に従う場合は基準値を満たす。

MIITs

MIITs は図 5.8、図 5.9 のように、これまでのばらつきで MIITs は最大でも 27 未満であり、基準値を満たす。

耐電圧

耐電圧についても同様に、 C_{assembly} と β_{assembly} についてパラメトリックスタディを行った。耐電圧も同様に、パラメトリックスタディのほとんどの場合で基準値を下回り、上回る場合でも、これまでの β 、 C の相関から外れるものである。図 5.5 と、図 5.3 から、バリスタの I-V 特性の式 2.2 を用いて求めた結果を図 5.12 に示す。試験は、2024 年に、1 号機 (MBXF1)、5 号機 (MBXF5)、2025 年に 2 号機 (MBXF2) の試験が行われており、バリスタ電圧の推移を見ることができる。

以上の結果より、パラメータの数パーセントの変化で耐電圧超過やヘリウムの緊急放出につながるが、MIITs は基準値を常に満たすため、磁石は安全に保護されることがわかる。

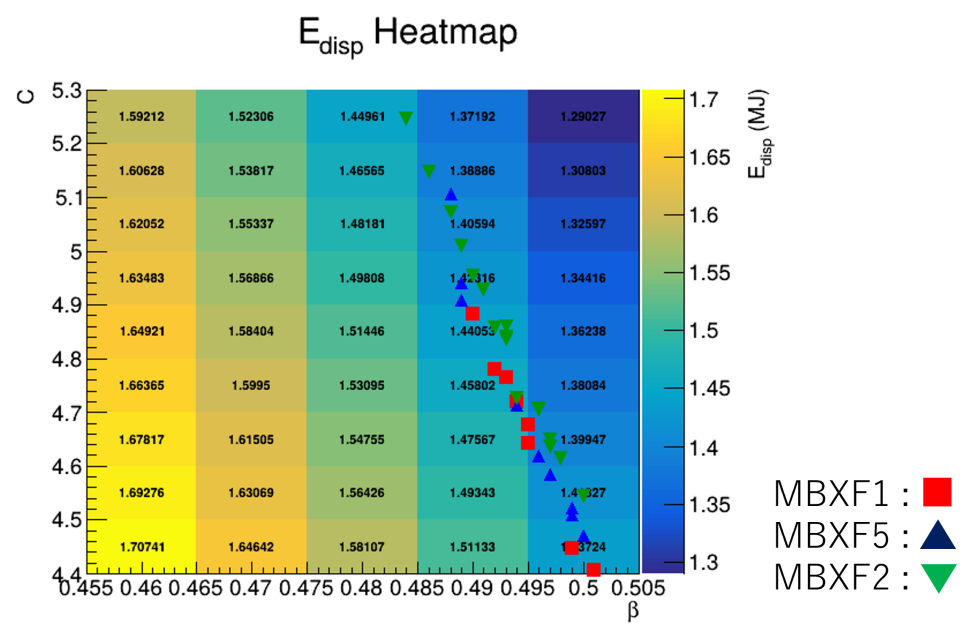


図 5.6: E_{disp} のヒートマップ

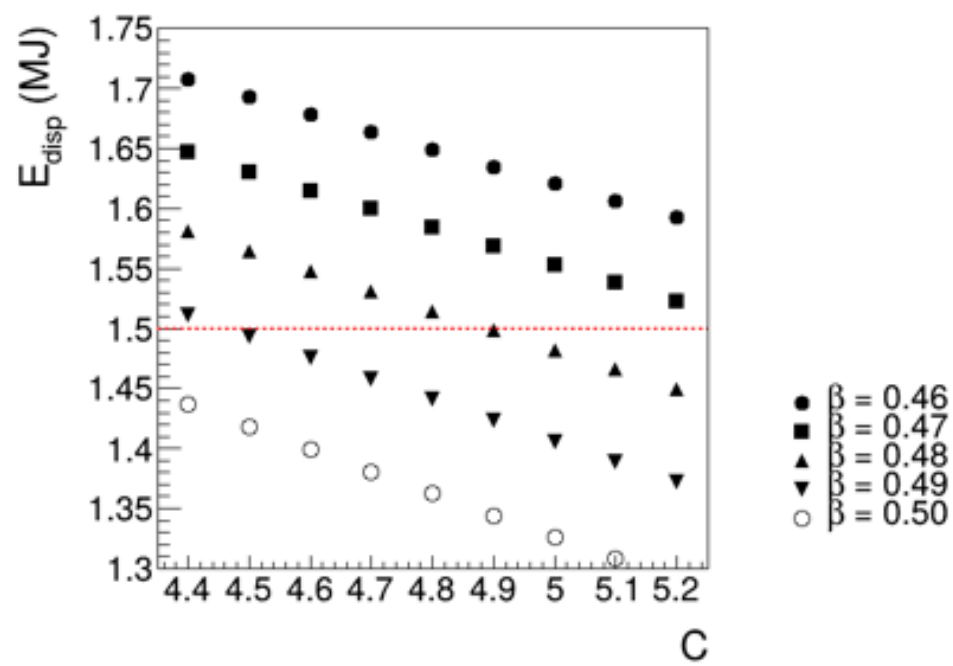


図 5.7: E_{disp} と C との関係

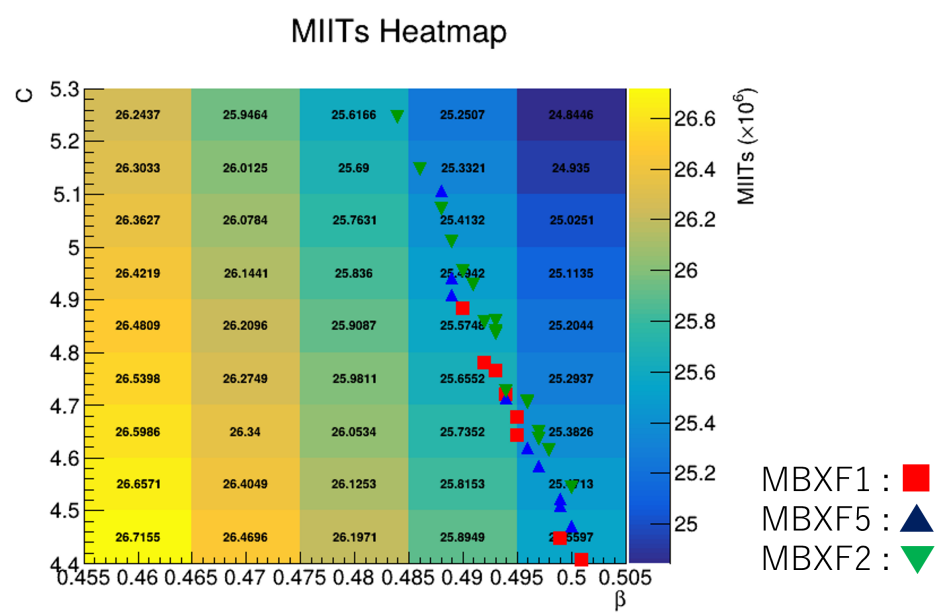


図 5.8: MIITs のヒートマップ

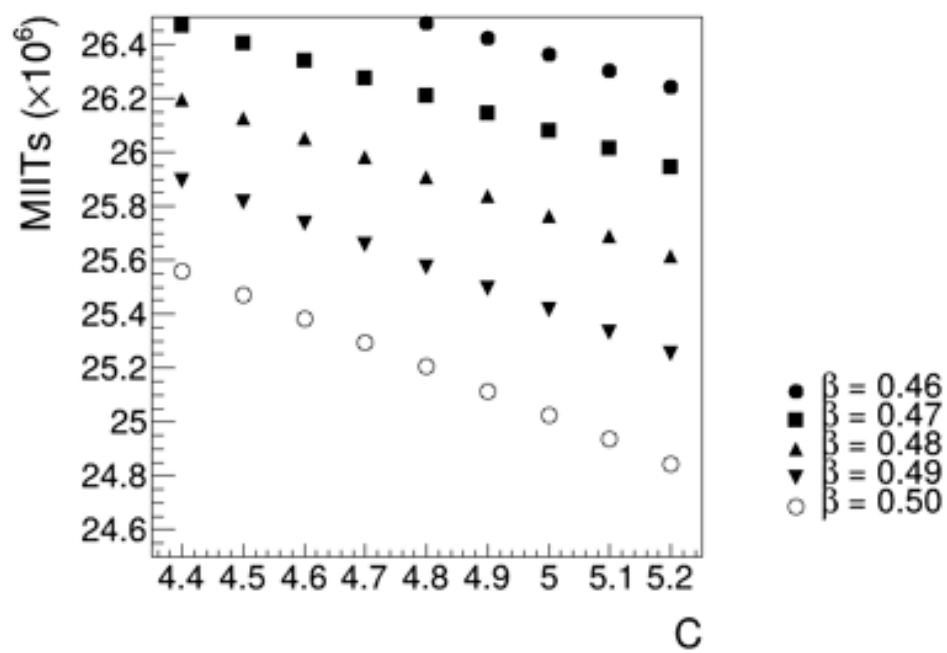


図 5.9: MIITs と C との関係

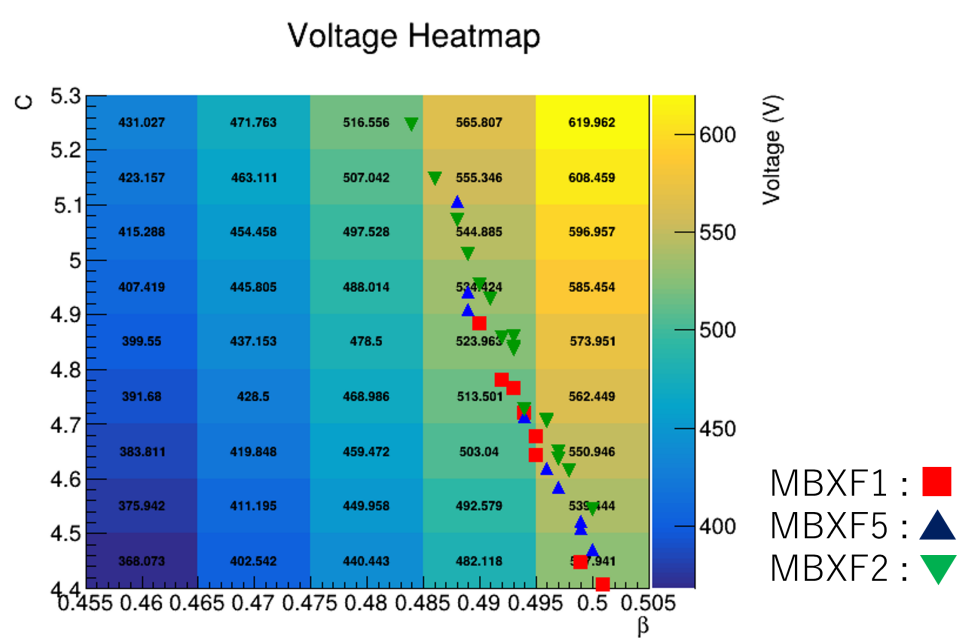


図 5.10: 耐電圧のヒートマップ

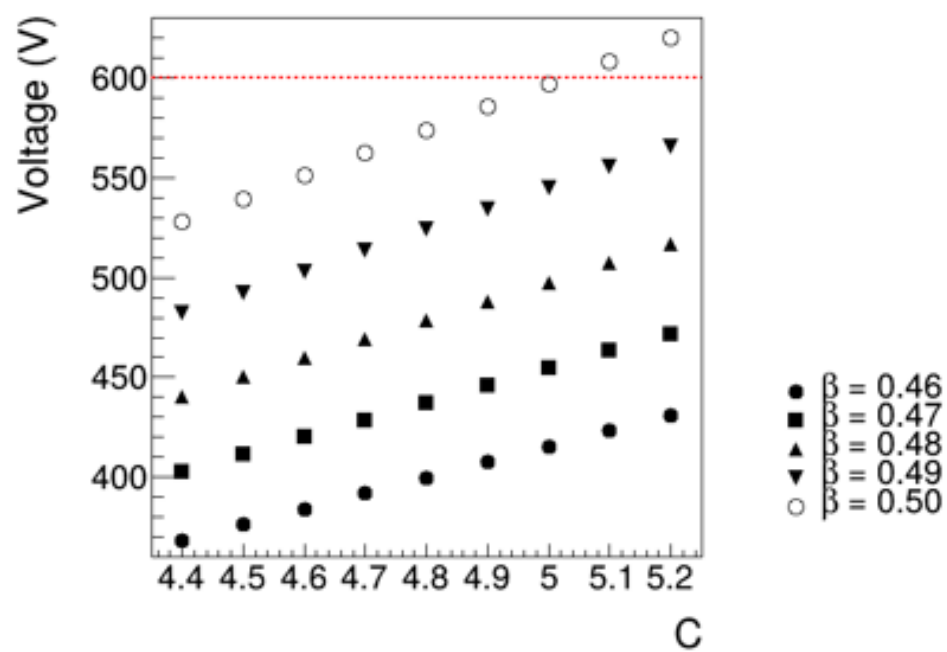


図 5.11: E_{disp} のヒートマップ

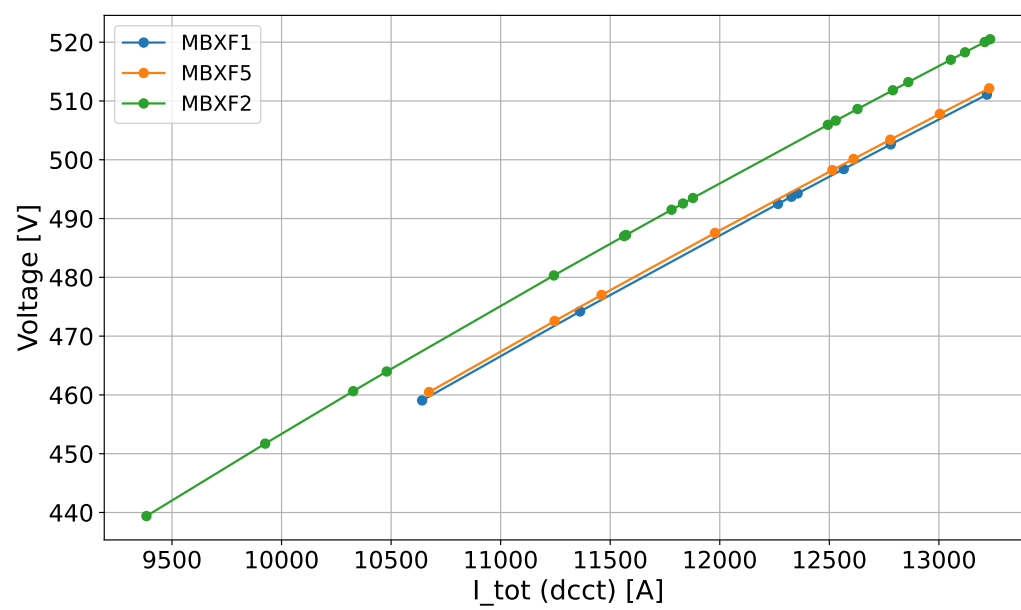


図 5.12: バリスタ電圧の推移

第 6 章

結論

本研究では、KEK で実施した MBXF 実機磁石試験の結果を通し、並列回路構成のバリスタを組み込んだクエンチ保護システムの性能評価を行った。バリスタは保護回路の回収抵抗にあたり、クエンチ時、磁石に蓄積されたエネルギーを回収する。バリスタは非線形抵抗で、高電流時に抵抗が小さく、電流が小さくなると抵抗値が高くなる特徴を持ち、大電流時に抵抗の端子間電圧を低く抑えつつ、小電流時に抵抗器によるエネルギー放散を高効率で可能にする。

バリスタは並列回路構成であることと、バリスタの温度上昇が流入電流に正のフィードバックを及ぼす可能性があることから、バリスタの性能劣化などなんらかの異常が起きたとき、1 機または複数機のバリスタに電流が集中し、定格容量を超えてしまい破壊に至ることや磁石や周辺機器への影響が懸念される。そのため、バリスタの異常の予兆をとらえ、また同時にその原因を特定できるシステムを構築する必要がある。

クエンチ保護では、磁石のクエンチ発生箇所の温度上昇の指標となる MIITs、ヘリウムの緊急放出の基準となる E_{disp} : dissipation energy、電流遮断機 (ブレーカー) の耐電圧 (= 600 V)、バリスタの定格容量 (= 3500 A) の基準を満たす必要がある。

そこでこの研究では、独自に開発したクエンチシミュレーションにおいてバリスタの温度依存性や個体差を再現し、実験結果との比較を通して加速器用超伝導磁石保護への影響を考察した。

クエンチシミュレーションでは、コイルのクエンチ伝搬や温度上昇を有限差分法を用いて非定常熱伝導方程式を解くことで計算し、コイル抵抗を算出した。さらに、その計算過程で、熱伝導方程式のパラメータである物性値の計算が実行時間のボトルネックとなっていることを突き止め、GPU を用いて各グリッドの計算を並列化することで実行時間を大幅に短縮した。

これに加えて、バリスタ抵抗値の安定性を見積もるため、Run by Run でバリスタのパラメータ (β , C : バリスタは $V = C \times I^\beta$ の IV 特性をもつ) を測定し、その変動を調べた。この際、バリスタの電流値の測定には機器の性質によるずれがあったが、その値を補正する方法を考案した。この測定により、電流の分岐比は安定しており、5 機の平均に対して β は $\pm 1.5\%$ 、 C は、 $\pm 6\%$ の間に収まることを確認した。

これを受けて、測定されたバリスタ抵抗値の変動範囲を超えて異常が起きた場合の影響を調べるため、シミュレーションを用いて、バリスタシステムの異常動作時の偏流モードをバリスタ特性を変化

させて模擬した。このシミュレーションにより特性変動が MBXF 磁石及び、保護回路に与える影響を考察した。その結果、パラメータが大きく変化した場合、周辺機器への影響がある可能性は考えられるが、磁石保護の基準を満たしていることを確かめた。今後も、本論文で行った評価法を用いることでクエンチ保護システムの安定性を評価できる。

付録 A

各クエンチイベントとクエンチ電流の 対応

表 A.1: MBXF1

cycle	quench	dcct2(A)
1st	1st	10641.6
1st	2nd	11362.2
1st	3rd	12265.8
1st	4th	12355.2
1st	5th	12327
1st	6th	12565.7
1st	7th	12780.2
2nd	1st	13219.1

表 A.2: MBXF5

cycle	quench	dcct2(A)
1st	1st	10673.4
1st	2nd	11246
1st	3rd	11460.5
1st	4th	11978.1
1st	5th	12513.8
1st	6th	12610.5
1st	7th	12778.3
1st	8th	13004.3
1st	9th	13229.7

表 A.3: MBXF2

cycle	quench	dcct2(A)
1st	1st	9383.4
1st	2nd	9925.3
1st	3rd	10327.2
1st	4th	10480
1st	5th	11242.7
1st	6th	11563.3
1st	7th	11572.2
1st	8th	11780.1
1st	9th	11832.1
1st	10th	11877.5
1st	11th	12493.3
1st	12th	12529.3
1st	13th	12628.6
1st	14th	12789.8
1st	15th	12860.3
1st	16th	13054.3
1st	17th	13119.4
1st	18th	13233.9
2nd	1st	13209.2

謝辞

本論文を執筆するにあたり、また修士課程の研究活動において、お世話になった全ての方々に深く感謝を申し上げます。特に神戸大学粒子物理学研究室の皆様、高エネルギー加速器研究機構 (KEK)、低温工学センターの皆様には、専門に関わらずたくさんのご教授をいただき、大変感謝しております。重ねてお礼申し上げます。

神戸大学でご指導いただいた、

山崎祐司様には、様々なことがギリギリな私を優しく、時に厳しく導いていただきました。「加速器用超伝導電磁石」という分野に巡り合えたのも山崎様のおかげです。本当にありがとうございます。

鈴木研人様、全く新しい分野で右も左もわからない時からたくさんのご指導していただきました。学会前など、慌ただしくしてしまい申し訳ございませんでした。時に厳しい言葉もかけてくださり、自分の至らむところを反省し、成長することができました。ありがとうございます。

KEK の荻津様、中本様、菅野様、池本様、池田様、上田様、河嶋様、田中様、岡田様、高橋様、小林様、小瀧様、

神戸大学の、藏重様、竹内様、身内様、越智様、前田様、鈴木様、東野様、北川様、高橋様、森本様、鐘様、庄田様、鈴木大夢様、生井様、樋口様、水引様、村田様、馮様、張様、浅見様、佐倉様、佐野様、笹田様、曾根様、鈴木啓司様、谷口様、田中様、山口様、和田様、B4 の皆様 (殆ど KEK にいたので僕を知らないかもですが)

神戸大学 M2 の水引様、僕が食堂で、「眠くなってきたわ」というと、「血糖値スパイク!」とっていただけることが研究の励みとなりました。ありがとうございます。村田様、僕が紹介したアルバイト先で3年弱、働いていただきありがとうございます。B4 の時、ゾンビのようになりながら、毎日日付が変わるまで研究していたのは良い思い出です。相変わらず日付が変わるまで研究しているようで素晴らしいです。生井様、カラオケにまた行きたいです。オタクの先輩としても尊敬しています。ラブ。鈴木大夢様、居室が同じこともあり、たまの雑談が楽しかったです。樋口様、名古屋から遠いのに大変だなと思っておりました。卒研は一緒に研究できて良かったです。庄田様、そういえば半年前くらいに阪急で会ったような、そんな気がしますね。

阪大 M2 の奥田様、またご飯行きましょう。泉尾様、またご飯行きましょう。片山様、元気ですか。

神戸大学 M1 の張君、つくばで一緒にしゃぶしゃぶ食べました。神戸でバーにも行きましたし、楽しかったです。

将棋部の皆様、また将棋を指せたらなと思います。

サマーチャレンジで出会った皆様、河野様、青木様、豊田様、お世話になりました。現在、一緒に

実験した皆様は B4 でしょうか。皆様、理論に行かれるそうですが、将来的に加速器はどうでしょうか。楽しいです。

神戸のバーの皆様、徳島のバーの皆様、大阪のバーの皆様、東京のバーの皆様、つくばのバーの皆様、沼津のエミ様。その他、一人でぶらり入った居酒屋の皆様。一人飲みでの一期一会が研究の励みになりました。

B4 で研究室に入って M2 まではとても充実した 3 年間でした。特にワークライフバランスを考える 3 年間だったなと、、富士実験棟の地下で、中本様と菅野様に「ワークライフバランスなんて考えてるの？」と驚かれた記憶がありますが、研究者ってむずかしいなと、いまだにその在り方に答えを見いだせないでいます。三年間で研究問わず、いろいろな経験をさせて頂き、見えたこともたくさんありますが、とにかく博士課程の三年間は研究にどっぷりとつかっていきたいと考えています。

本当にありがとうございました。厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] A. Dainese, M. Mangano, A. B. Meyer, A. Nisati, G. Salam, and M. A. Vesterinen , *Report on the Physics at the HL-LHC, and Perspectives for the HE-LHC*
- [2] 中本建志, "LHC 高輝度化アップグレード計画," 『低温工学』, 2017 年 52 巻 3 号, pp. 141-148. DOI: <https://doi.org/10.2221/jcsj.52.141>.
- [3] ATLAS Collaboration, "Luminosity Public Results Run3," CERN Twiki, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun3>.
- [4] 高エネルギー加速器セミナー OHO' 22, 「超伝導電磁石技術」, 公益財団法人 高エネルギー加速器科学研究奨励会 (FAS), KEK, SOKENDAI, TIA, 2022.
- [5] 菊池道隆, 「加速器超入門 ベータ関数 30 分早分かり」, FTBL meeting, オンライン資料, URL: https://fujibeam.kek.jp/Document/Emittance_and_Twiss.pdf.
- [6] P. Faugeras and P. Lefevre, *Naming Conventions for the Large Hadron Collider Project*, LHC Project Report 92, CERN/AC, 1997.
- [7] M. Zerlauth, "Equipment names and Functional positions for HL-LHC:
- [8] 素粒子原子核研究所, 「LHC 高輝度化アップグレードのための超伝導磁石『D1』実証機の性能評価が始まりました!」, 公開日: 2021 年 9 月 8 日. URL: <https://www2.kek.jp/ipns/ja/post/20210908/>.
- [9] 高エネルギー加速器研究機構, 「大口径超伝導双極磁石による LHC 高輝度化アップグレードへの国際貢献」, 公開日: 2020 年 1 月 20 日. URL: <https://www2.kek.jp/ar1/highlight/20200120/index.html>.
- [10] 高エネルギー加速器研究機構, 「LHC 高輝度化アップグレード超伝導磁石『D1』実証機の励磁試験の成功」, 公開日: 2022 年 3 月 1 日. URL: <https://www2.kek.jp/ar1/highlight/20220301/index.html>.
- [11] KEK, "Cryogenic Temperature and Superconductivity Technologies," *KEK Proceedings 98-13*, February 1999.
- [12] Qingkai Kong, Timmy Siau, Alexandre M. Bayen, 『Python Programming and Numerical Methods: A Guide for Engineers and Scientists』, Elsevier, 2021.
- [13] J.P. ホールマン, 平田賢 訳, 『伝熱工学(上)』, プレイン図書出版, McGraw-Hill Book Company, 1976.
- [14] F. Sonnemann, M. Calvi, "Quench Simulation Studies: Program Documentation of SPQR

- Simulation Program for Quench Research,” *LHC Project Note 265*, CERN, July 20, 2001. Available at: Florian.Sonnemann@cern.ch.
- [15] L. Rossi, *Superconducting Cable and Magnets for the Large Hadron Collider*, LHC Project Report 694, CERN.
 - [16] Deepak Paudel, ”Quench Simulation of Superconducting Magnets with Commercial Multi-Physics Software,” Master’s Thesis, Aalto University School of Engineering, Department of Applied Mechanics, Espoo, June 30, 2015. CERN-THESIS-2015-090.
 - [17] S. Russenschuck and G. Vandoni (Eds.), *CERN Accelerator School: Superconductivity and Cryogenics for Accelerators and Detectors, Erice, Italy, 8–17 May 2002, Proceedings*. CERN, Geneva, 2002.
 - [18] D.A. Ward, ”Dealing with Droop,” Rocoil – Precision Rogowski Coils, June 2017.
 - [19] 佐藤和也, 平元和彦, 平田研二, 『はじめての制御工学 改訂第2版』, 森北出版, 2023.
 - [20] K. Suzuki, N. Higashi, M. Iida, H. Ikeda, Y. Ikemoto, H. Kawamata, N. Kimura, T. Nakamoto, T. Ogitsu, H. Ohata, N. Okada, R. Okada, K. Sasaki, M. Sugano, K. Tanaka, N. Takahashi, A. Musso, and E. Todesco, ”Performance of the Quench Protection Heater for the HL-LHC Beam Separation Dipole,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 30, no. 4, pp. 1–5, June 2020, Art. no. 4701206. DOI: <https://doi.org/10.1109/TASC.2020.2967105>
 - [21] T. Galvin, A. Lampasi, P. Zito, D. Coll, and G. Kirby, ”Characterisation of SiC varistors at ambient and elevated temperatures for protection of superconducting magnets,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 34, no. 3, Art. no. 4702205, May 2024.
 - [22] K. Suzuki, Y. Ikemoto, T. Nakamoto, T. Ogitsu, N. Okada, M. Sugano, G. Kirby, and T. Galvin, ”Evaluation of the Parallel-Scheme Varistors as Energy-Extraction System for a Test Facility of Superconducting Accelerator Magnet,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 34, no. 5, Art. no. 5901407, Aug. 2024.
 - [23] M. Sugano, K. Suzuki, T. Nakamoto, M. Iida, Y. Ikemoto, H. Kawamata, T. Ogitsu, H. Ohata, N. Okada, R. Okada, K. Sasaki, N. Takahashi, K. Tanaka, A. Terashima, N. Kimura, A. Horikoshi, M. Yanagisawa, T. Chiba, A. Musso, and E. Todesco, ”Test result of a full-scale prototype of beam separation dipole magnet for the high-luminosity LHC upgrade,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 32, no. 6, Art. no. 4003407, Sep. 2022.