



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	永久磁石モータのパラメータ・トポロジー同時最適化および多材料最適化に関する研究
Author(s)	林, 翔吾
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第16023号
Issue Date	2024-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k16023
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/94377
Type	doctoral thesis
File Information	Shogo_Hayashi.pdf



博士論文

永久磁石モータのパラメータ・トポロジー同時最適化
および多材料最適化に関する研究

林 翔吾

2024 年 1 月

北海道大学 大学院情報科学院
システム情報科学コース

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

林 翔吾

審査委員： 主査 五十嵐 一 教授
副査 野口 聡 教授
副査 北 裕幸 教授
副査 小林 孝一 教授

Copyright © 2024 Shogo Hayashi. All rights reserved.

永久磁石モータのパラメータ・トポロジー同時最適化 および多材料最適化に関する研究*

林 翔吾

概要

日本における産業用電力エネルギー消費量の 60% 以上はモータの駆動により発生する。こうした中、環境負荷の低減や機器の高性能化のため、モータの高効率化が強く求められている。様々な構造のモータの中でも、特に永久磁石 (PM : Permanent Magnet) モータは高効率・高出力密度であることが知られており、電気自動車の推進用モータを始め様々な機器に用いられている。

PM モータの高効率化を実現する上で、設計上様々な考慮すべき要素が存在し、その 1 つとして機器の形状が挙げられる。高性能なモータの形状を得るために、磁界解析のための有限要素法と、進化計算手法を組み合わせた形状最適化が広く研究されている。形状最適化はその形状の表現方法からパラメータ最適化法とトポロジー最適化法に大別される。パラメータ最適化法では、設計者が自身の知見や経験を基に設計パラメータを定義し、数値計算により最適な形状を表現するパラメータを得る。しかし、パラメータ最適化法により得られる形状は設計パラメータの定義に大きく依存する。一方、トポロジー最適化法は、穴の生成・消滅や材料境界の自由な変形が可能であり、従来考えられなかった形状が得られる可能性がある手法である。モータのトポロジー最適化手法の代表的な手法として NGnet on/off 法が挙げられる。この手法ではガウス基底関数を設計領域に配置し形状関数を定義することにより、滑らかな材料境界を決定する。NGnet on/off 法はこれまでにモータの磁性体コア形状の最適化に用いられ、平均トルクやトルクリプルといったモータの特性を改善できることが確かめられている。しかし、従来のモータのトポロジー最適化では多くの課題が残されている。本研究では次の 2 点の課題について考える。

- 形状の表現能力を向上させたモータのトポロジー最適化

従来のトポロジー最適化では磁石を固定し、フラックスバリアの形状のみを最適化していた。しかし、磁石形状とフラックス形状は互いに依存する。そのため、最適化形状は固定された磁石に依存し、形状の表現能力に課題が残されていた。そこで、先行研究ではコア形状のトポロジー最適化に加えて永久磁石をパラメータ最適化で決定するハイブリッド最適化が提案された。しかし、先行研究では磁石の位置と曲率のみを設計パラメータ

* 北海道大学大学院情報科学院 システム情報科学コース 博士論文, SSI-DTstudent 46235020, 2024 年 1 月 20 日。

として定義しており、磁石の個数、幅などに形状の自由度の拡張の余地がある。

これに加えて、ステップスキューロータ構造を持つモータ設計の要求や、磁化方向を考慮したマルチマテリアル最適化の要求がある。本研究では形状の表現能力を向上させるトポロジー最適化の手法を提案し、モータの形状最適化に適用する。また、得られた形状に対して考察を行う。

- 制御系を連成したモータのトポロジー最適化

多くの PM モータのトポロジー最適化に関する研究では、一定の正弦波電流を入力として形状最適化が行われる。しかし、この方法では時間高調波・空間高調波、運転領域全体や制御方式の考慮は不可能であり、詳細な損失の解析が不可能である。そのため、それらの影響を考慮できるモータのプラントモデルを用いた制御系の連成を行なった最適化が要求される。

本研究では制御系を連成したモータのトポロジー最適化の手法を提案し、モータの形状最適化に適用する。また、得られた形状に対して考察を行う。

また、モータをはじめとした電気機器の鉄損を詳細に解析することは設計において重要である。鉄損を詳細に解析する場合、材料のヒステリシス特性を反映したプレイモデルをはじめとしたヒステリシスモデルを用いたシミュレーションを行う。しかし、プレイモデルを用いた解析は計算コストが大きいという課題があり、高速化の手法が求められる。本研究ではこの課題についても取り組み検討を行う。プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化の手法を提案し、インダクタに適用する。精度・計算速度の観点から提案手法と従来手法を比較し、提案手法の有効性を示す。また、提案手法で得られた損失と実測値の比較を行う。

キーワード: 形状最適化, 永久磁石モータ, 制御系, ステップスキューモータ, 効率

A Study on Parameter-Topology Optimization and Multi-Material Optimization of Permanent Magnet Motors[†]

Shogo Hayashi

Abstract

In Japan, over 60% of industrial electric energy consumption is generated by motor drives. Therefore, there is a strong demand for higher efficiency motors to reduce the environmental burden and improve equipment performance. Permanent magnet (PM) motors are known for their high efficiency and power density, and are used in various devices, including motors for electric vehicle propulsion.

To achieve high efficiency in PM motors, designers must consider various factors, including device shapes. Shape optimization, which combines the finite element method for magnetic field analysis and evolutionary computation methods, has been widely studied to obtain high-performance motor shape. Shape optimization can be broadly classified into parameter optimization and topology optimization based on how the shape is represented. The parameter optimization method involves designers defining design parameters based on their own knowledge and experience, and obtaining parameters that represent the optimal shape through numerical calculations. However, the shape obtained through this method is highly dependent on the definition of the design parameters. On the other hand, the topology optimization method enables the creation and elimination of holes and free deformation of material boundaries, making it possible to generate shapes that were previously inconceivable. The NGnet on/off method is a typical topology optimization method for motors. This method determines smooth material boundaries by placing Gaussian basis functions in the design domain and defining shape functions. The NGnet on/off method has been utilized to optimize the shape of the magnetic core of motors, resulting in improved motor characteristics such as average torque and torque ripple. The study considers two issues in conventional motor topology optimization.

- Motor Topology Optimization with Improved Shape Representation.

Conventional topology optimization focuses on optimizing the shape of the flux barrier while keeping the magnet fixed. However, the magnet geometry and flux geometry are

[†] Doctoral Dissertation, Course of Systems Science and Informatics, Graduate School of Information Science and Technology, Hokkaido University, SSI-DTstudent 46235020, January 20, 2024.

mutually dependent, making it difficult to express the optimized shape without considering the fixed magnet. To address this issue, a hybrid optimization method was proposed in a previous study. This method involves parameter optimization to determine the permanent magnet in addition to topology optimization of the core shape. However, the design parameters only define the position and curvature of the magnets, leaving room for expansion of the degree of freedom in the number of magnets, width, and other geometries.

Additionally, there is a demand for motor design with a step-skew rotor structure and multi-material optimization, considering magnetization direction. In this study, we propose a topology optimization method to improve the shape representation capability and apply it to motor shape optimization. The obtained shapes are discussed.

- Topology Optimization of Motors Considering Control Systems.

In many studies on topology optimization of permanent magnet (PM) motors, shape optimization is performed using a constant sinusoidal current as input. However, this method cannot take into account time and spatial harmonics, the entire operating domain, or the control scheme, and detailed loss analysis is not possible. Therefore, to account for these effects, it is necessary to optimize with coupled control systems using a plant model of the motor.

In this study, we propose a topology optimization method for motors with coupled control systems and apply it to optimize the motor's geometry. The resulting geometry is then discussed.

Detailed analysis of iron loss in motors and other electrical equipment is crucial in the design process. Simulations are typically used to analyze iron loss in detail, employing hysteresis models like the Pray model, which accurately reflects the hysteresis characteristics of materials. However, the computational expense of analyzing with the Pray model necessitates a faster method. This study addresses this issue. A method for accelerating iron loss analysis in inductors is proposed using the Pray model. The effectiveness of this method is demonstrated by comparing it to conventional methods in terms of accuracy and calculation speed, as well as actual measured values.

Keywords: shape optimization, permanent magnet synchronous motor, control system, step-skew motor, efficiency

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	表現能力	2
1.1.2	制御系の考慮	2
1.1.3	ヒステリシスモデルを用いた鉄損解析	3
1.2	研究目的および研究方法	3
1.2.1	表現能力向上に関する研究	3
1.2.2	制御系の考慮に関する研究	4
1.2.3	ヒステリシスモデルを用いた鉄損解析の高速化	4
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	モータのトポロジー最適化の基礎理論	7
2.1	はじめに	7
2.2	モータ理論	8
2.2.1	概要	8
2.2.2	dq 変換と PM モータの数値モデル	9
2.2.3	トルク特性	11
2.2.4	dq 平面状での諸特性	13
2.2.5	ST 特性	14
2.3	数値解析手法	16
2.3.1	概要	16
2.3.2	電磁界解析	16
2.3.3	モータの電磁界解析の諸条件	22
2.3.4	モータ特性の解析方法	23
2.4	形状表現手法	26
2.4.1	概要	26
2.4.2	トポロジー最適化法 NGnet on/off 法	26
2.5	数値計画問題	29

2.5.1	概要	29
2.5.2	最適化問題	29
2.5.3	進化戦略 CMA-ES	29
2.6	モータの回転子形状のトポロジー最適化	33
2.7	総括	35
第 3 章	表現能力向上のためのトポロジー最適化の提案	37
3.1	はじめに	37
3.2	磁石形状とフラックス形状の同時最適化	38
3.2.1	概要	38
3.2.2	提案手法	38
3.2.3	形状最適化	41
3.3	ステップスキューモータの形状最適化	47
3.3.1	概要	47
3.3.2	提案手法	48
3.3.3	形状最適化	48
3.3.4	スキュー角に対するロバスト性	52
3.4	磁化方向を含む SPM モータの形状最適化	55
3.4.1	概要	55
3.4.2	提案手法	56
3.4.3	形状最適化	57
3.4.4	磁化方向の離散化の検討	63
3.5	総括	65
第 4 章	制御系を考慮した IPM モータの形状最適化法の提案	67
4.1	はじめに	67
4.2	制御シミュレーション	68
4.2.1	概要	68
4.2.2	モータのプラントモデル	68
4.2.3	電流指令値生成部	70
4.2.4	電流制御部	71
4.2.5	電圧制御部	73
4.2.6	ブロック線図	73
4.3	銅損を最小化するための形状最適化	76
4.3.1	概要	76
4.3.2	従来手法である FEM,Cauer 回路を用いた銅損評価方法	76
4.3.3	平角線コイルを有するモータの銅損評価方法の提案	77

4.3.4	銅損の比較	83
4.3.5	形状最適化	85
4.3.6	回転子形状が提案手法に及ぼす影響	89
4.4	鉄損と銅損を最小化するための形状最適化	93
4.4.1	概要	93
4.4.2	形状最適化	93
4.5	総括	97
第 5 章	プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法の提案	99
5.1	はじめに	99
5.2	従来の瞬時鉄損解析手法	100
5.3	提案法	105
5.4	提案法と従来法の比較	106
5.5	総括	110
第 6 章	結論および今後の課題	113
6.1	表現能力向上のためのトポロジー最適化の提案 (3 章)	113
6.2	制御系を考慮した IP モータの形状最適化の提案 (4 章)	114
6.3	プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化の提案 (5 章)	114
参考文献		115

目 次

2.1	4 極機 PM モータの断面構造	8
2.2	PM モータの 3 相座標系等価モデル	10
2.3	PM モータの dq 座標系等価モデル	12
2.4	トルクの発生要因	12
2.5	電流位相角とトルクの関係	13
2.6	i_d, i_q 平面でのトルク・電圧特性	14
2.7	最大出力制御	15
2.8	ST 特性	15
2.9	BH 特性	21
2.10	インダクタテストモデルへの FEM 適用例	21
2.11	スライド境界	23
2.12	周期境界条件	24
2.13	モータモデルへの FEM 適用例	24
2.14	テストモータモデルのトルク波形	25
2.15	on/off 法	26
2.16	NGnet on/off 法	28
2.17	Rastrigin 関数の形状	32
2.18	CMA-ES による Rastrigin 関数の最適化過程	32
2.19	トポロジー最適化の解析モデル	33
2.20	ランダムに生成された回転子形状	34
2.21	トポロジー最適化のエリート個体の目的関数の推移	35
2.22	トポロジー最適化形状	35
2.23	参照形状とトポロジー最適化形状のトルク波形の比較	35
3.1	従来法 [10] の磁石形状パラメータ	39
3.2	提案法の磁石形状パラメータ	39
3.3	最適化フローチャート	40
3.4	implicit-domain meshing の概念図	41

3.5	回転子形状の表現方法	41
3.6	マルチマテリアル最適化解析モデル	42
3.7	マルチマテリアル最適化の参照形状	44
3.8	マルチマテリアル最適化形状	44
3.9	マルチマテリアル最適化のトルク波形	45
3.10	リラクタンストルクとマグネットトルク成分	45
3.11	1 磁石,3 磁石の場合の提案手法最適化形状	46
3.12	ステップスキューモータの構造	47
3.13	ステップスキューモータ最適化のフローチャート	49
3.14	ステップスキューモータ最適化解析モデル	49
3.15	参照形状	51
3.16	最適化形状	51
3.17	トルク波形	52
3.18	各層のトルク波形	53
3.19	製造誤差に対するトルクリプルの分布	54
3.20	SPM モータの構造	55
3.21	ハルバッハモータの磁化方向	55
3.22	2 材料最適化の状態空間	57
3.23	複数形状関数を用いた磁化方向を含む材料最適化の概念図	58
3.24	3 材料最適化の状態空間	58
3.25	SPM 解析モデルとガウス基底関数の配置図	59
3.26	最適化フローチャート	60
3.27	参照形状 従来のハルバッハモータ	61
3.28	最適化形状 提案手法 $I_r = 0.0$	62
3.29	最適化形状 提案手法 $I_r = 0.4$	62
3.30	最適化形状 提案手法 $II_r = 0.4$	62
3.31	トルク密度波形の比較	63
3.32	離散化された参照形状	64
3.33	離散化された最適化形状	64
3.34	磁化方向が離散化されたモータのトルク密度波形の比較	64
4.1	モータドライブシステム	68
4.2	モータのブロック線図	70
4.3	MTPA 制御	71
4.4	MTPA 制御 + 弱め磁束制御のフローチャート	72
4.5	非干渉後の電流制御のブロック線図	73
4.6	U 相 単相ハーフブリッジインバータ	74

4.7	U 相 電圧波形	74
4.8	ドライブシステム全体のブロック線図	74
4.9	各物理量の波形	75
4.10	銅損を求めるための Cauer 回路	77
4.11	簡易モデル, 導体内の外部磁界の分布	78
4.12	$g_k(x)$ のフーリエ級数展開	80
4.13	$g_h(x)$ のフーリエ級数展開	81
4.14	銅損を比較するための解析モデル	84
4.15	各手法から得られた銅損	85
4.16	各手法から得られた銅損の相対誤差	85
4.17	銅損波形	86
4.18	銅損最適化解析モデル	87
4.19	銅損最適化参照形状の ST 特性	87
4.20	銅損最適化形状	88
4.21	銅損の相対誤差マップ	89
4.22	簡易モデルの銅損波形	90
4.23	回転子を取り除いたモデルの銅損波形	91
4.24	磁石を取り除いたモデルの銅損波形	91
4.25	参照形状モデルの銅損波形	92
4.26	最適化形状モデルの銅損波形	92
4.27	鉄損・銅損最適化の解析モデル	93
4.28	鉄損・銅損最適化参照形状	95
4.29	鉄損・銅損最適化形状	95
4.30	ST 特性	95
4.31	鉄損の周波数成分	95
4.32	ティース部分の磁束密度の変化	95
4.33	磁束線	96
4.34	効率マップ	97
4.35	最適化形状	97
4.36	フラックス形状	97
5.1	従来手法の鉄損解析のフローダイアグラム [33]	101
5.2	インダクターモデル [33]	101
5.3	圧粉磁芯で生成されたトロイダルコア [33]	102
5.4	インダクターの有限要素 [33]	103
5.5	圧粉磁芯の BH カーブ [33]	103
5.6	鉄損測定データ [33]	104

5.7	BH ループ群 [33]	105
5.8	クラスタリング後のインダクタモデル [33]	106
5.9	提案手法のフローダイアグラム [33]	107
5.10	提案法の損失の従来法に対する相対誤差 [33]	107
5.11	高調波を含む入力電流 [33]	108
5.12	ヒステリシスカーブ	108
5.13	高調波を含む相対誤差 [33]	108
5.14	モデル 1 における提案法と実測の鉄損の比較 [33]	110
5.15	モデル 2 における提案法と実測の鉄損の比較 [33]	111
5.16	提案法と実測の鉄損の相対誤差 [33]	111

表 目 次

2.1	トポロジー最適化の最適化設定および解析モデルの仕様	33
2.2	参照形状およびトポロジー最適化形状の特性値	35
3.1	マルチマテリアル最適化解析モデルの仕様	42
3.2	マルチマテリアル最適化の設定	43
3.3	マルチマテリアル最適化の参照形状および最適化形状の特性	44
3.4	参照形状および最適化形状の磁石磁束・自己インダクタンス	45
3.5	1 磁石,3 磁石の場合の提案手法最適化形状の特性	46
3.6	ステップスキューモータ最適化解析モデルの仕様	50
3.7	ステップスキューモータ最適化運転条件	50
3.8	ステップスキューモータ最適化設定	50
3.9	各形状のスキュー角	51
3.10	各形状の特性	52
3.11	解析モデルの設定	60
3.12	最適化設定	61
3.13	磁化方向を考慮した SPM モータの最適化結果の特性	63
3.14	磁化方向を離散化したモータの最適化結果の特性	65
4.1	解析モデルおよびインバータの仕様	84
4.2	銅損解析条件	84
4.3	10^6 ステップに対する銅損計算時間の比較	85
4.4	銅損最適化設定	87
4.5	銅損最適化参照形状および最適化形状の特性	87
4.6	鉄損・銅損最適化解析モデルの設定	94
4.7	インバータの設定	94
4.8	参照形状および最適化形状の特性	96
4.9	変更形状の特性	98
5.1	インダクタモデルの要素数と節点数 [33]	102

5.2	圧粉磁芯材料のスタインメッツ係数 [33]	104
5.3	計算時間の比較 [33]	109

第 1 章

序論

1.1 研究背景

日本における産業用電力エネルギー消費の 60% 以上はモータの駆動により発生する [1]. こうした中, 環境負荷の低減や機器の高性能化のため, モータの高効率化が強く求められている. 様々な構造のモータの中でも, 特に回転子に永久磁石を有する永久磁石 (PM : Permanent Magnet) モータは高効率・高出力密度であることが知られており, 電気自動車の推進用モータを始め様々な機器に用いられている [2].

PM モータの高性能化を実現するために, 振動, 応力および熱の力学問題の解決, 高効率な冷却設計, 最適な運転条件の制御システム, 適切な材料とコイル設計など, 多くの考慮すべき要素が存在する. その中でも, 機器の形状の設計は重要な要因の一つとして挙げられるが, 様々な機器の形状を試行錯誤し制作するためには膨大なコストと時間が必要である. しかし, 近年の計算機性能の向上と知見の蓄積により, 計算機上で PM モータの性能を高精度に評価することが可能となっている. この進歩により, 実機を製作せずに数値計算によって機器の性能を評価することができ, コストを抑えつつ迅速な設計が可能である.

高性能なモータの形状を得るために, 磁界解析のための有限要素法と, 進化計算手法を組み合わせた形状最適化が多く研究されている [3]-[15]. 形状最適化はその形状の表現方法からパラメータ最適化法とトポロジー最適化法に大別される. パラメータ最適化法では, 設計者が自身の知見や経験を基に設計パラメータを定義し, 数値計算により最適な形状を表現するパラメータを得る. しかし, パラメータ最適化法により得られる形状は設計パラメータの定義に大きく依存し, また位相の変化を考慮することができない. 一方, トポロジー最適化法は, 穴の生成・消滅や材料境界の自由な変形が可能であり, 従来考えられなかった形状が得られる可能性がある手法である. モータのトポロジー最適化手法の代表的な手法として NGnet (Normalized Gaussian network) on/off 法が挙げられる [4],[5]. NGnet on/off 法ではガウス基底関数を設計領域に配置し形状関数を定義することにより, 滑らかな材料境界を決定する. 本手法はこれまでにモータ回転子のフラックスバリア形状の最適化に適用され, 平均トルクやトルクリプルといったモータの特性を改善できることが確かめられている.

従来のモータのトポロジー最適化では計算速度の高速化、振動・熱の影響の考慮、形状の表現能力の向上、材料選定の自動化、固定子形状の最適化、スロット数の最適化など、多くの課題が残されている。本研究では次の3点の課題について考える。

1.1.1 表現能力

従来のトポロジー最適化 [4],[5] では磁石を固定し、回転子のフラックスバリア形状のみを最適化していた。しかし、磁石形状とフラックス形状は互いに依存する。そのため、従来の最適化形状は固定された磁石に依存し、形状の表現能力に課題が残されていた。そこで、先行研究ではコア形状のトポロジー最適化に加えて永久磁石をパラメータ最適化で決定するハイブリッド最適化が提案されている [10]。しかし、[10] では磁石の位置と曲率のみを設計パラメータとして定義しており、磁石の個数、幅などの自由度に拡張の余地がある。実際に電気自動車のプリウスの駆動用モータは磁石が2重に配置されていることが知られており、磁石形状・個数に自由度を与えたモータの最適化の要求が強くなっている。

また、多くのアプリケーションでスキューモータという特殊な構造を持つモータが採用されている。スキューモータは、コアを軸方向に対して斜めに配置したモータである。この斜めの構造により、コギングトルクやトルクリップを効果的に抑制することが可能である。また、最適なスキュー角と形状は互いに依存するため、スキュー構造を考慮したモータのトポロジー最適化が求められている。

また、3D 金属プリンタの進歩に伴い、滑らかな磁化方向を持つ磁石の製造が実現される可能性が高まっている。この進展に伴い、永久磁石を使用する PM モータの設計において、永久磁石の磁化方向を滑らかにした最適な形状が求められる。特に、SPM (Surface Permanent Magnet) モータは永久磁石と固定子の距離が近く、永久磁石の磁化方向が性能に大きな影響を与える。現在、高出力の SPM モータとして、ハルバッハ配列を用いたハルバッハモータが一般的に知られているが、永久磁石の磁化方向を最適化し、ハルバッハモータ以上の性能を持つ SPM モータの新しい形状を発見する需要が存在する。

以上のような課題を解決するために、形状表現能力を向上させたトポロジー最適化の開発が重要である。これにより、開発者の知見に依存しない優れたモータの形状を効率的に得られることが期待される。

1.1.2 制御系の考慮

PM モータを効率よく駆動させるためには電流ベクトル制御が極めて重要であり、モータの効率は電流ベクトル制御を前提として議論される。しかし、[4] を含む多くの PM モータのトポロジー最適化に関する研究では、一定の正弦波電流を入力として形状最適化が行われている。こういった一定の正弦波電流の入力を仮定した場合、モータの損失に大きな影響を与える時間高調波・空間高調波、制御系の考慮は不可能であり、詳細な解析が不可能である。そのため、指令値に対して電流ベクトル制御を行う制御システムの連成がトポロジー最適化に強く求められ

ている。

1.1.3 ヒステリシスモデルを用いた鉄損解析

電気機器の設計において、鉄損の詳細な解析は性能評価や熱設計の観点から非常に重要である。特に、材料のヒステリシス特性によって発生するヒステリシス損失は、非線形性および時間依存性から高精度に解析することが難しく、多くの数学モデルが提案されている。ヒステリシス特性を精度良く再現できるヒステリシスモデルとして、プレイモデルが広く知られている。しかし、このプレイモデルは精度が高い反面、他の鉄損解析手法であるスタインメッツ方程式や i2GSE と比較して計算コストが高いという特徴がある。特に、モデルを構成する要素が数十万を超える 3D 解析においては、鉄損計算に 1 時間以上かかるなど、高速化が求められている。このような課題に対処するために、高速な鉄損解析手法や計算アルゴリズムの開発が重要である。これにより、電気機器の設計プロセスを効率化し、性能向上やコスト削減に貢献することが期待される。

1.2 研究目的および研究方法

本研究の目的は従来のトポロジー最適化の課題を解決するための手法の提案である。本研究では前節で述べた 3 つの問題点を解決するために、以下の手法を提案・検討する。

1.2.1 表現能力向上に関する研究

形状の表現能力を向上させるためのトポロジー最適化では 3 つの手法の提案を行う。

- A). ダブル U 型・▽ 型の磁石形状を表現できる複数の磁石の位置・形状とフラックスバリアを同時に最適化するハイブリッド最適化法
- B). ステップスキューモータのスキュー角とフラックスバリアを同時に最適化するハイブリッド最適化法
- C). SPM モータの磁化方向を含むマルチマテリアルトポロジー最適化法

上記 A), B) は従来のトポロジー最適化にパラメータ最適化を組み合わせたハイブリッド最適化を用いる。A) においては磁石の設計パラメータを、B) においてはスキュー角をパラメータ最適化の設計変数として与える。これによりフラックスバリアの形状と同時に磁石形状やスキュー角を最適化することが可能である。また、C) については従来のトポロジー最適化を拡張し、各座標の材料を決定する設計空間内に磁化方向の情報を付加することで材料とともに磁化方向の同時最適化を達成する。

1.2.2 制御系の考慮に関する研究

本研究では制御系を連成したモータの形状最適化を提案する。

実際のモータの運転はトルク指令値や回転速度指令値が入力であり、それらの指令値を達成するように電源であるインバータの出力電圧が制御される。これに加え、インバータから出力される印加電圧は矩形波となり、キャリア高調波に対応する時間高調波が発生する。したがって、数値計算によりモータの制御を実現するためには入力指令値を達成するためのPI制御、電圧入力であるモータのプラントモデルが必要である。高速に計算機上でモータの制御を行うために、モータのプラントモデルとしてビヘイビアモデルが提案されている。ビヘイビアモデルを用いることで空間高調波を考慮することが可能である。本研究では従来のトポロジー最適化に制御系を連成することで、回転速度、トルク指令値入力であり、空間高調波・時間高調波を考慮することができる形状最適化を提案する。

1.2.3 ヒステリシスモデルを用いた鉄損解析の高速化

プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法を提案する。従来の鉄損解析はモデルを構成するそれぞれの要素に対してプレイモデルが適用されヒステリシスのシミュレーションが行われていた。しかし、3Dのインダクタやモータの要素は数十万から数百万となり計算コストが莫大となる。そこで本研究では、プレイモデルを適用する要素数を低減するアプローチを考える。代表的なクラスタリングアルゴリズムであるk-means++法と磁場強度のルックアップテーブルを組み合わせることにより、全ての要素を数百程度のクラスターに分類する。そして、各クラスター中心にのみプレイモデルを適用することで鉄損解析の高速化を行う。

1.3 本論文の構成

以下に、本論文の構成を示す。

- 第1章 序論

本研究の背景、目的、方法、および本論文の構成について述べる。

- 第2章 モータのトポロジー最適化の基礎理論

本研究の対象となるPMモータおよびトポロジー最適化の基礎理論について述べる。

- 第3章 表現能力向上のためのトポロジー最適化の提案

トポロジー最適化の表現能力を向上させるための手法を提案し、得られた形状を考察する。第1節では複数の永久磁石の形状・位置およびフラックスバリアの形状を最適化する手法を提案する。第2節ではステップスキューロータを有するモータ形状の最適化を提案する。第3節では永久磁石の磁化方向を考慮したトポロジー最適化を提案する。

- 第4章 制御系を考慮したIPMモータの形状最適化

制御系と トポロジー最適化を連成したモータの形状最適化を提案する.

- 第 5 章 プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法の提案
プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法の提案を行う.
- 第 6 章 結論
本論文のまとめ, および今後の課題について述べる.

第 2 章

モータのトポロジー最適化の基礎理論

2.1 はじめに

本章では主に [4],[5] で提案されたモータのトポロジー最適化について基本的な事項を説明する．モータのトポロジー最適化を行うにあたり必要となる次の 4 つの基礎理論および最適化の例について述べる．

1. モータ理論
2. 磁気特性を解析するための数値解析手法
3. 形状表現手法
4. 数理計画問題
5. モータのトポロジー最適化

2.2 節ではモータを取り扱う上で必要となる dq 変換やトルク計算などの基本的な理論について述べる．2.3 節ではモータの磁気特性を解析するための数値解析手法である有限要素法 (FEM : Finite Element Method) について詳細を説明する．2.4 節ではモータの代表的な形状最適化手法であるトポロジー最適化法について述べ、2.5 節では数理計画問題を解くための手法として進化計算の 1 種である CMA-ES について述べる．2.6 節では実際にモータの回転子形状をトポロジー最適化する問題に CMA-ES を適用しその結果を示す．最後に 2.7 節で本章のまとめを行う．

2.2 モータ理論

2.2.1 概要

モータには様々な種類があり、電源、トルクの発生原理、構造などから分類される。中でも特に、永久磁石 (PM : Permanent Magnet) モータは優れたトルク密度、効率特性をもち電気自動車の駆動用モータをはじめ、様々な機器に用いられている。

PM モータは固定子の巻線が作る回転磁界に回転子が同期することで駆動され、回転子の構造から図 2.1 のように大きく 2 種類に大別される。1 つは永久磁石が回転子表面に配置される表面永久磁石 (SPM : Surface Permanent Magnet) モータであり、もう一方は永久磁石が回転子内部に埋め込まれた埋込型永久磁石 (IPM : Interior Permanent Magnet) モータである。SPM モータは回転子と固定子間の空隙近くに永久磁石を有するため、トルクに寄与する空隙磁束密度基本波成分を大きくすることができる。そのため、一般に SPM モータは高出力特性を持つモータとして知られている。一方、IPM モータは SPM モータと異なり d 軸 q 軸のインダクタンスの差による磁気エネルギーから発生するリラクタンストルクを有効活用することができ、広い運転領域と高効率な特性を持つ。また、IPM モータは磁石の配置・フラックスバリアの形状を様々な変化させることで様々な用途の性能要求を満たすことができる。

本節では PM モータを取り扱う上で重要となる次の 4 つの事柄について述べる。

1. dq 変換および PM モータの数値モデル
2. トルク特性
3. dq 平面上での諸特性
4. Speed-Torque(ST) 特性

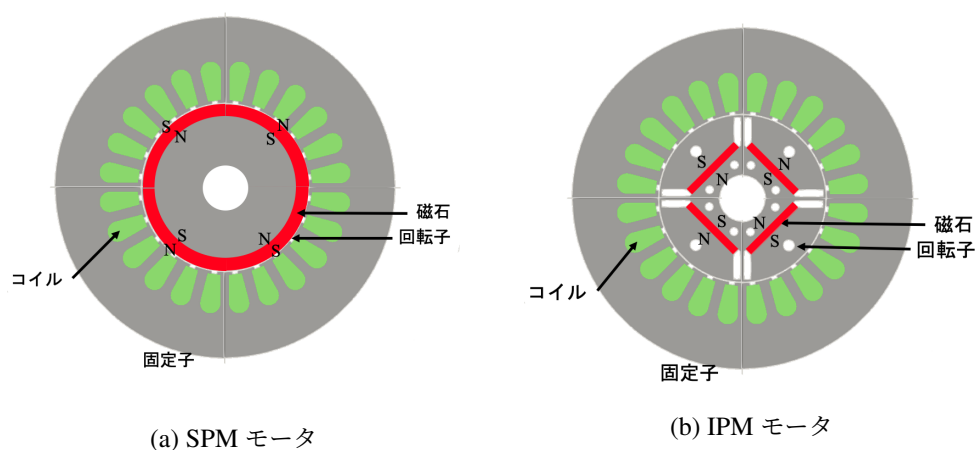


図 2.1: 4 極機 PM モータの断面構造

2.2.2 dq 変換と PM モータの数理モデル

PM モータの特性解析や制御手法の検討および制御システムの設計にはモータの数理モデルが必要である。多くの PM モータは uvw の 3 相交流電流によって固定子に回転磁界を発生させることで駆動される。3 相で表現された PM モータの数理モデルは複雑であるため、PM モータは座標変換された d 軸および q 軸の 2 相モデルで議論される。本項では dq 座標変換および PM モータの数理モデルについて詳細を述べる。

uvw 相

簡単のため、磁石により発生する磁束が空隙に正弦波状に分布すると仮定する。その場合、 uvw 相の鎖交磁束は次のように表現される。

$$\begin{bmatrix} \Phi_u \\ \Phi_v \\ \Phi_w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_u & M_{uv} & M_{uw} \\ M_{uv} & L_v & M_{vw} \\ M_{uw} & M_{vw} & L_w \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_f \cos \theta \\ \Phi_f \cos(\theta - 2\pi/3) \\ \Phi_f \cos(\theta + 2\pi/3) \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

ここで Φ_u, Φ_v, Φ_w はそれぞれ u, v, w 相の鎖交磁束、 i_u, i_v, i_w はそれぞれの相の電流、 L_u, L_v, L_w はそれぞれの相の自己インダクタンス、 M_{uv}, M_{uw}, M_{vw} は各相間の相互インダクタンス、 Φ_f は 1 相あたりの永久磁石による鎖交磁束の最大値、 θ は電気角である。ここで、電気角 θ によって自己インダクタンス、相互インダクタンスは変化する。その変化が正弦波状であるとするとそれぞれ次のように表現される。

$$L_u = l_a + L_a - L_{as} \cos(2\theta) \quad (2.2)$$

$$L_v = l_a + L_a - L_{as} \cos(2\theta + \frac{2\pi}{3}) \quad (2.3)$$

$$L_w = l_a + L_a - L_{as} \cos(2\theta - \frac{2\pi}{3}) \quad (2.4)$$

$$M_{uv} = -\frac{1}{2}L_a - L_{as} \cos(2\theta - \frac{2\pi}{3}) \quad (2.5)$$

$$M_{vw} = -\frac{1}{2}L_a - L_{as} \cos(2\theta) \quad (2.6)$$

$$M_{uw} = -\frac{1}{2}L_a - L_{as} \cos(2\theta + \frac{2\pi}{3}) \quad (2.7)$$

ここで、 l_a, L_a, L_{as} はそれぞれ 1 相あたりの漏れインダクタンス、有効インダクタンスの平均値、有効インダクタンスの振幅である。

また、電圧方程式は鎖交磁束 Φ_u, Φ_v, Φ_w から次のように得られる。

$$\begin{bmatrix} v_u \\ v_v \\ v_w \end{bmatrix} = R_a \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} + p \begin{bmatrix} \Phi_u \\ \Phi_v \\ \Phi_w \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$= R_a \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$$+ p \begin{bmatrix} L_u & M_{uv} & M_{uw} \\ M_{uv} & L_v & M_{vw} \\ M_{uw} & M_{vw} & L_w \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \omega \Phi_f \sin \theta \\ \omega \Phi_f \sin(\theta - 2\pi/3) \\ \omega \Phi_f \sin(\theta + 2\pi/3) \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

ここで p は時間微分演算子, R は電機子巻線抵抗, ω は電気角速度, v_u, v_v, v_w はそれぞれの相の電圧である。(2.10) 式の等価モデルを図 2.2 に示す。

以上で PM モータの uvw 相における数値モデルが得られるが, (2.10) 式は設計や制御を考える上で煩雑である。そこで (2.10) 式を座標変換することを考える。

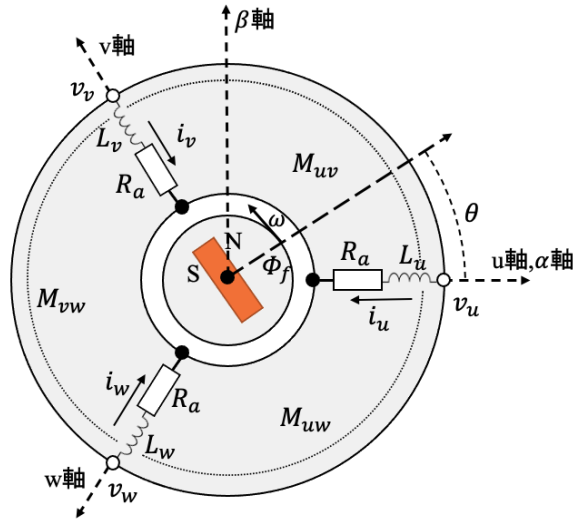


図 2.2: PM モータの 3 相座標系等価モデル

3 相 2 相変換

ここでは uvw 相を図 2.2 に示す $\alpha\beta$ 軸の 2 相に変換することを考える。変換行列 $C_{\alpha\beta/uvw}$ は次のように与えられる。

$$C_{\alpha\beta/uvw} = \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} 1 & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

ただし, $\sqrt{\frac{2}{3}}$ は変換前後で電力普遍とするための換算項である. (2.10) 式の電圧方程式を座標変換することで次が得られる.

$$\begin{bmatrix} v_\alpha \\ v_\beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_a + p(L_0 + L_1 \cos(2\theta)) & pL_1 \sin(2\theta) \\ pL_1 \sin(2\theta) & R_a + p(L_0 - L_1 \cos(2\theta)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_\alpha \\ i_\beta \end{bmatrix} + \omega \Phi_m \begin{bmatrix} -\sin(\theta) \\ \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

ここで, $\Phi_m = \sqrt{\frac{3}{2}}\Phi_f$, $L_0 = l_a + \frac{3}{2}L_a$, $L_1 = -\frac{3}{2}L_{as}$ である.

dq 変換

次に図 2.3 のように $\alpha\beta$ 座標系から電気角 θ にしたがって回転する dq 回転座標系に座標変換することを考える. 変換行列 $C_{dq/\alpha\beta}$ は次で与えられる.

$$C_{dq/\alpha\beta} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

したがって, uvw 相から dq 相への変換行列は次である.

$$C_{dq/uvw} = C_{dq/\alpha\beta} C_{\alpha\beta/uvw} \quad (2.14)$$

$$= \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos(\theta - \frac{2\pi}{3}) & \cos(\theta + \frac{2\pi}{3}) \\ -\sin \theta & -\sin(\theta - \frac{2\pi}{3}) & -\sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

これを (2.10) 式に適用することで dq 座標系における電圧方程式が得られる.

$$\begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_a + pL_d & -\omega L_q \\ \omega L_d & R_a + pL_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \omega \Phi_m \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

ここで, $L_d = l_a + \frac{3}{2}(L_a - L_{as})$, $L_q = l_a + \frac{3}{2}(L_a + L_{as})$ である. また, (4.23) 式の磁束に対して dq 変換すると次が得られる.

$$\begin{bmatrix} \Phi_d \\ \Phi_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_d & 0 \\ 0 & L_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_m \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

以上のように uvw 座標系から dq 座標系に変換することを dq 変換といい, dq 変換により PM モータの数値モデルを簡単に記述することができる.

2.2.3 トルク特性

PM モータのトルクはその発生要因からマグネットトルクとリラクタンストルクに分離することができる. 発生要因の概念図を図 2.4 に示す. マグネットトルクは固定子側の磁界に対して回転子の磁石から発生する磁束の吸引反発が原因となり発生する. 一方, リラクタンストルクは回転子を通して固定子内を鎖交する磁束磁路の磁気抵抗を最小化するように働く吸引反発が原因となり発生する.

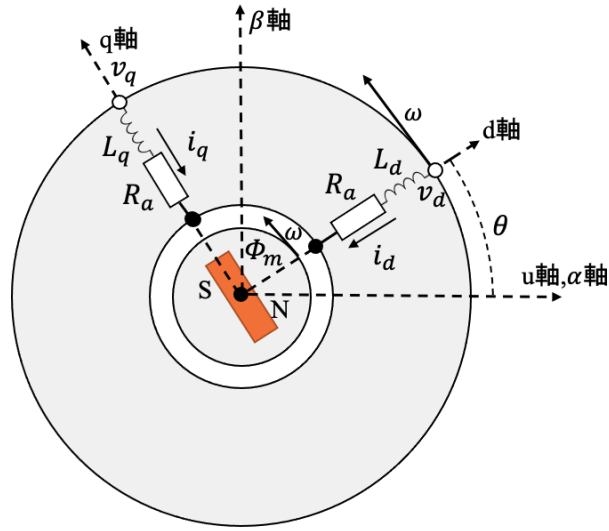


図 2.3: PM モータの dq 座標系等価モデル

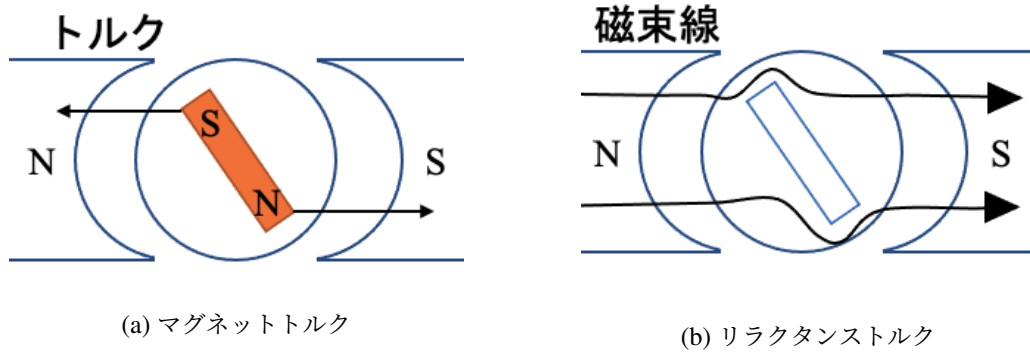


図 2.4: トルクの発生要因

トルクの理論式

PM モータのトルクは電流ベクトルと鎖交磁束ベクトルの外積より次で与えられる。

$$T = P_n \Phi_m i_q + P_n (L_d - L_q) i_d i_q \quad (2.18)$$

ここで P_n は極対数である。また、(2.18) 式第一項はマグネットトルク、第二項はリラクタンストルクである。そのため、マグネットトルクは磁石磁束 Φ_m が増えるほど、リラクタンストルクは dq 軸自己インダクタンスの差が大きくなるほど増加することがわかる。今、次のように電流位相角 β を定義する。

$$i_d = I \cos(\beta) \quad (2.19)$$

$$i_q = I \sin(\beta) \quad (2.20)$$

ここで I は電流の振幅である．すると (2.18) 式は次で与えられる．

$$T = P_n \Phi_m I \cos(\beta) + P_n (L_d - L_q) I^2 \sin(2\beta) \quad (2.21)$$

(2.21) 式からわかるように，トルク特性は電流位相角 β により変化する．今，図 2.5 に電流位相角に対するマグネットトルクおよびリラクタンストルクおよび全トルクの関係を示す．マグネットトルクは $\beta = 0\text{deg}$ で最大値をとる一方でリラクタンストルクは $\beta = 45\text{deg}$ で最大値をとる．このように電流位相角によってトルクは変化するため，適切な電流条件での運転が必要である．

(2.18) 式は永久磁石および回転磁界による磁束波形それぞれ空隙において正弦波状に分布するという仮定に基づいて導出された．しかし，実際のモータは空間高調波を含むため，(2.18) 式と一致しない場合がある．より厳密なトルクの導出では後に述べる接点力法を用いる必要がある．

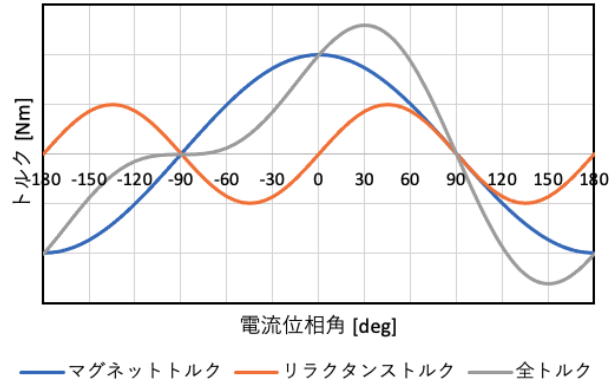


図 2.5: 電流位相角とトルクの関係

2.2.4 dq 平面状での諸特性

適切なモータの設計・制御を行う上で， i_d, i_q 平面上におけるモータのトルクおよび電圧は重要な特性である． i_d, i_q 平面上でのトルク T ・電圧 V は dq 軸鎖交磁束 Φ_d, Φ_q より次式より計算することができる．

$$T = P_n (\Phi_q i_d - \Phi_d i_q) \quad (2.22)$$

$$V = \omega (\Phi_d^2 + \Phi_q^2) \quad (2.23)$$

ここで (2.22) 式は (2.18) 式を dq 軸鎖交磁束 Φ_d, Φ_q で表現したトルク式である．図 2.6 に，IPM モータのモデルと 2000rpm における i_d, i_q 平面上の特性を示す．図からわかるように定トルク曲線は右肩上がりになっている．(2.18) 式からわかるように，d 軸電流を負方向に大きくすることでリラクタンストルクが増加するため，定トルク曲線は右肩上がりになっている．ま

た、電圧の式 (2.23) について自己インダクタンス L_d, L_q および永久磁石磁束 Φ_m で表現すると次式が得られる。

$$V = P_n \omega \{ (\Phi_m + L_d i_d)^2 + L_q i_q^2 \} \quad (2.24)$$

これより自己インダクタンスが一定の場合、定電圧曲線は中心を $i_d = -\Phi_m/L_d$ にもつ楕円になることがわかる。

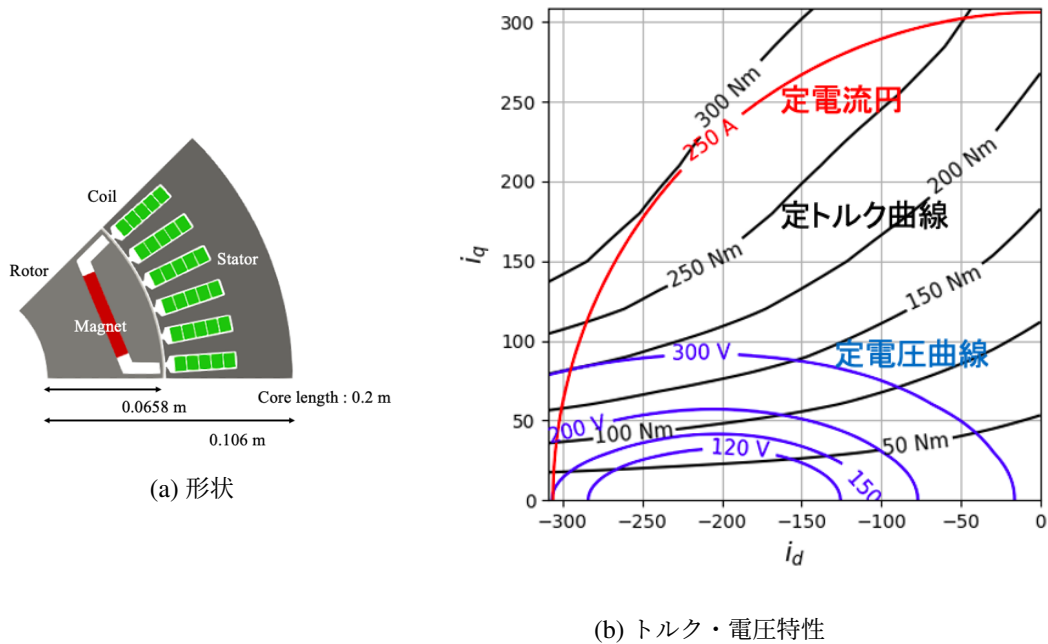


図 2.6: i_d, i_q 平面でのトルク・電圧特性

2.2.5 ST 特性

PM モータの交流電源には一般的にインバータが用いられる。インバータには最大出力電流・最大出力電圧が存在し、PM モータはそれらの範囲内において駆動される必要がある。Speed-Torque(ST) 特性は回転数に対して出力できる最大のトルクの曲線で与えられ、モータの運転領域を考える上で重要な特性である。ここでは ST 特性を求める際の電流ベクトル制御について述べる。

ST 特性は最大出力制御と呼ばれる電流ベクトル制御によって得られる。今、最大出力制御の際に i_d, i_q が描く軌跡とそれに対応する ST 曲線を図 2.7, 2.8 に示す。最大出力制御は回転速度によって 3 つのモードに分類される。

まず、モータの誘起電圧が制限値に満たない低速度領域では、電圧に依存せず電流ベクトルが決定される。ここで一定の電流値の大きさに対して出力が最大となる i_d, i_q の曲線を最大トルク/電流 (MTPA : Maximum Torque Per Ampere) 曲線といいこの制御方法を MTPA 制御とい

う．最大出力制御のモード1である低速度領域では図2.7の電流制限円とMTPA曲線の交点Aでモータは駆動される．

次に回転速度を上げていくと，MTPA制御においては誘起電圧が制限値を超える場合が発生する．この時， i_d, i_q を小さくすることで誘起電圧を小さくし制限値以下にすることが可能である．この制御を弱め磁束制御という．図2.7のAからB地点の区間であるモード2では電流制限円，電圧制限楕円の交点が出力が最大となる．モード3は電流値を制限値以下，電圧を制限楕円上にすることで最大トルクを出力できるモードである．モード3の制御方法を最大トルク/電圧 (MTPV : Maximum Torque Per Voltage) 制御といいその曲線をMTPV曲線と呼ぶ．

このように最大出力制御を行うことで図2.8のようにモータのST特性を得ることができる

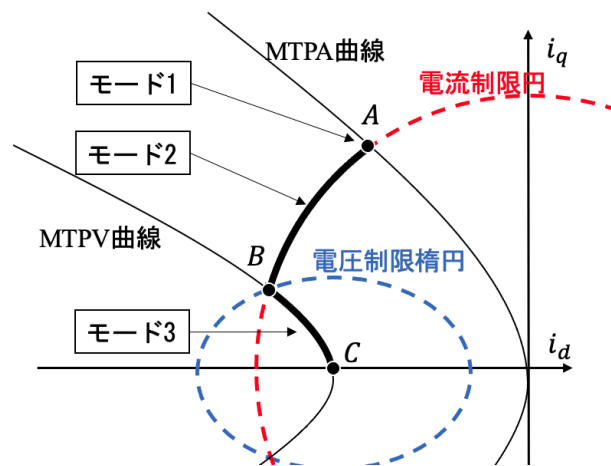


図 2.7: 最大出力制御

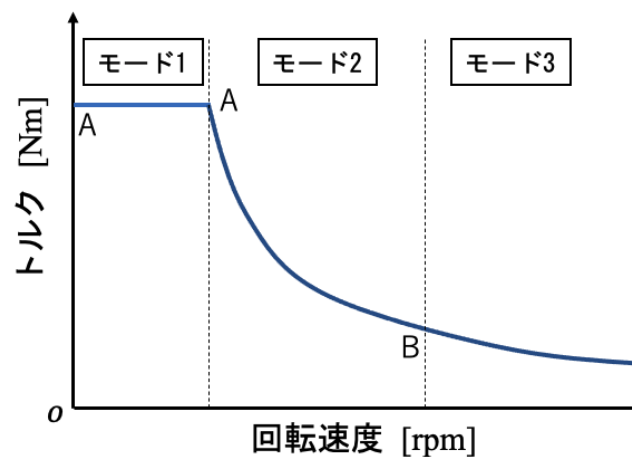


図 2.8: ST 特性

2.3 数値解析手法

2.3.1 概要

電気機器の設計は、製造可能性やコスト面などの観点から様々な制約が与えられる。それらの制約を満たすためには、電気機器の体格や形状、材料を変更するなど試行錯誤する必要がある。しかし、それら変更するたびに実機を制作するには莫大な製造コストおよび開発時間が必要である。そのため、実機を作成する前に計算機上で電気機器の特性を評価し設計することは重要であり一般的である。本節ではモータの磁気特性を解析する際に用いられる代表的な数値解析手法である有限要素法 (FEM : Finite Element Method) について述べる。

FEM とは、解析的に解くことが難しい微分方程式について、近似解を数値計算により求める方法である。解析対象を三角形や四角形などの小さな領域である要素に分割し、各要素の節点に未知の物理量を与えることで、元の方程式を離散化する。この離散方程式を解くことによって、未知の物理量を求める。現在、FEM は構造解析をはじめ、電磁界解析など、様々な分野で用いられている。

本節では特にモータのトルク特性や鉄損解析に用いられる 2 次元静磁場を仮定し、FEM の定式化を行う。また、モータを解析する上で必要となる諸条件および特性の解析方法について述べる。

2.3.2 電磁界解析

電気機器の磁気特性は空間中のベクトルポテンシャルおよびスカラーポテンシャルによって特徴付けられる。それらのポテンシャルの分布は次のマクスウェル方程式を解くことで得られる。

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J} \quad (2.26)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho \quad (2.27)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \quad (2.28)$$

ここで、 $\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}, \boldsymbol{H}, \boldsymbol{D}, \boldsymbol{J}, \rho$ はそれぞれ電場、磁束密度、磁場、電束密度、電流密度、電荷密度である。

ここで、モータの軸方向の厚みが十分に長いラジアルギャップモータは軸方向に磁場が一様であると仮定できる。そのため、2 次元電磁界解析で十分な精度の解が得られる。また、モータの 2 次元メッシュの要素数は数万程度なのに対し、3 次元メッシュの要素数は数十万から数百万となり計算コストが莫大となる。以上のような理由から本研究では 2 次元の FEM を用いる。次に 2 次元静磁場の FEM の定式化をまとめる。

支配方程式

マクスウェル方程式において静磁場を仮定すると, (2.26) 式は次の式で表される.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_0 \quad (2.29)$$

ここで $\mathbf{J}_0$ は強制電流密度である. 静磁場を過程しているため, 渦電流, および磁化電流は無視している. ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を導入すると, (2.28) 式より, 磁束密度 $\mathbf{B}$ は

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.30)$$

と表現できる. また, 磁場 $\mathbf{H}$ と磁束密度 $\mathbf{B}$ の関係は磁気抵抗率 ν を用いて

$$\mathbf{H} = \nu \mathbf{B} \quad (2.31)$$

であるから, (2.30) 式, (2.31) 式を (2.29) 式に代入して,

$$\nabla \times (\nu \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 \quad (2.32)$$

が得られる. さらに, $\mathbf{J}_0$ は z 方向のみであるので, 磁束密度の z 成分は 0 となる. この場合, 磁場 $\mathbf{B}$ は $\mathbf{A}$ の z 成分 A_z を用いて次式で表すことができる.

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y}, -\frac{\partial A_z}{\partial x} \right) = \nabla A_z \times \mathbf{e}_z \quad (2.33)$$

ここで $\mathbf{e}_z$ とは z 方向の単位ベクトルである. (2.33) 式を (2.32) 式に代入して,

$$\nabla \times (\nu \nabla A_z \times \mathbf{e}_z) = \mathbf{J}_0 \mathbf{e}_z \quad (2.34)$$

である. ここでベクトル公式

$$\nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b} + \mathbf{a} \nabla \cdot \mathbf{b} - \mathbf{b} \nabla \cdot \mathbf{a} \quad (2.35)$$

を用いると (2.34) 式は

$$-\mathbf{e}_z \nabla \cdot (\nu \nabla A_z) = \mathbf{J}_0 \mathbf{e}_z \quad (2.36)$$

である. 2次元静磁場における支配方程式は次式となる.

$$\nabla \cdot (\nu \nabla A_z) = -\mathbf{J}_0 \quad (2.37)$$

境界条件

境界条件は基本境界条件 Γ_e と自然境界条件 Γ_n が考えられる. 解析領域の境界に対して, 磁場が並行な場合は基本境界条件, 垂直な場合は自然境界条件である.

基本境界条件の場合, 境界の法線方向の単位ベクトル $\mathbf{n}$ と磁束密度 $\mathbf{B}$ の関係は次式で表される.

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.38)$$

(2.38) を変形して

$$\mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0 \quad (2.39)$$

が成り立つ。2次元場において、 $\mathbf{A}$ は z 成分しか持たないことを考慮すると、

$$\mathbf{n} \cdot \left(\frac{\partial A_z}{\partial y}, -\frac{\partial A_z}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.40)$$

である。さらに (2.40) 式を展開すると

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} \cdot n_x = \frac{\partial A_z}{\partial x} \cdot n_y \quad (2.41)$$

である。(2.41) 式は境界上の A が任意の定数 A_0 の場合に成り立つ。よって、基本境界条件は次式で与えられる。

$$A_z = A_0 \text{ on } \Gamma_e \quad (2.42)$$

次に、自然境界条件の場合を考える。境界の砲戦方向の単位ベクトル $\mathbf{n}$ と磁束密度 $\mathbf{B}$ の関係は次式である。

$$\mathbf{n} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (2.43)$$

(2.43) 式を変形すると、

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{0} \quad (2.44)$$

である。さらに2次元場を仮定すると、

$$\mathbf{n} \times \left(\frac{\partial A_z}{\partial y}, -\frac{\partial A_z}{\partial x} \right) = \mathbf{0} \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} \cdot n_y + \frac{\partial A_z}{\partial x} \cdot n_x = 0 \quad (2.46)$$

である。よって、自然境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial A_z}{\partial \mathbf{n}} = 0 \text{ on } \Gamma_n \quad (2.47)$$

弱形式

ここでは、支配方程式 (2.37) 式を弱形式に変換する。

有限要素法では、支配方程式を離散化する際に誤差が生じる。この誤差を重み付き平均和において0とする方法を重み付き残差法と呼ぶ。ここで重み関数 w を導入し、(2.37) 式に重み付き残差法を適用することで、次式が得られる。

$$\int_{\Omega} w \nabla \cdot (\nu \nabla A_z) dS = - \int_{\Omega} w J_0 dS \quad (2.48)$$

ここで Ω は解析する領域全体を表す。(2.48) 式にベクトル公式

$$\phi \nabla \cdot \mathbf{a} = (\nabla \phi) \cdot \mathbf{a} - \nabla \cdot (\phi \mathbf{a}) \quad (2.49)$$

を適用すると

$$\int_{\Omega} \nu \nabla A_z \cdot \nabla w dS - \int_{\Omega} \nabla \cdot (w \nu \nabla A_z) dS = - \int_{\Omega} w J_0 dS \quad (2.50)$$

が得られる。ここで (2.50) 式の左辺第2項について、ガウスの定理を適用すると次式が得られる。

$$\int_{\Omega} \nu \nabla A_z \cdot \nabla w dS - \int_{\Gamma} w \nu \nabla A \cdot \mathbf{n} dl = - \int_{\Omega} w J_0 dS \quad (2.51)$$

ここで、境界は、基本境界条件 Γ_e と自然境界条件 Γ_n に分けられる。よって、(2.51) 式左辺第二項は次式になる。

$$\int_{\Gamma} w (\nu \nabla A) \cdot \mathbf{n} dl = \int_{\Gamma_e} w (\nu \nabla A) \cdot \mathbf{n} dl + \int_{\Gamma_n} w (\nu \nabla A) \cdot \mathbf{n} dl \quad (2.52)$$

基本境界では、 A は既知であるため任意関数として与えた w を Γ_e 上で0とみなすと、この項は0になる。また、右辺第二項は

$$\nabla A \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial A}{\partial \mathbf{n}} \quad (2.53)$$

が成り立つ。自然境界では (2.47) 式より、(2.52) 式の右辺第二項は0とり、(2.48) 式は

$$\int_{\Omega} \nabla w \cdot (\nu \nabla A) dS = - \int_{\Omega} w J_0 dS \quad (2.54)$$

である。(2.54) 式は (2.47) 式と比較して A の微分階数が下がっているため、弱形式と呼ばれる。

離散化

有限要素法では解析領域を要素と呼ばれる複数の領域に分割し、節点に未知数を与えることで離散化を行う。本研究では、三角形要素と四角形要素を組み合わせて用いている。これらの要素は要求される解析精度と計算コストによって使い分けられる。

まず、三角形要素を用いた場合の離散化について述べる。要素内のベクトルポテンシャル A_z を節点未知数 A_i と補間関数 N_i を用いて次のように表す。

$$A_z = \sum_{i=1}^3 N_i A_i \quad (2.55)$$

(2.54) 式に (2.55) 式を代入し、重み関数 w に補完関数 N_i を用いると

$$\int_{\Omega} \nu \nabla N_i \cdot \sum_{i=1}^3 N_i A_i = - \int_{\Omega} w J_0 dS \quad (2.56)$$

が得られる。この方法をガラーキン法と呼ぶ。(2.56) 式を行列で表現すると

$$\int_{\Omega} \nu \begin{bmatrix} \nabla N_1 \cdot \nabla N_1 & \nabla N_1 \cdot \nabla N_2 & \nabla N_1 \cdot \nabla N_3 \\ \text{sym.} & \nabla N_2 \cdot \nabla N_2 & \nabla N_2 \cdot \nabla N_3 \\ & & \nabla N_3 \cdot \nabla N_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} dS = - \int_{\Omega} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{bmatrix} J_0 dS \quad (2.57)$$

となる。

次に、四角形要素の場合について述べる．四角形要素の場合にも三角形要素と同様にかラキン法を適用すると

$$A_z = \sum_{i=1}^4 N_i A_i \quad (2.58)$$

となり

$$\int_{\Omega} \nu \nabla N_i \cdot \sum_{i=1}^4 N_i A_i = - \int_{\Omega} w J_0 dS \quad (2.59)$$

で表される．

$$\int_{\Omega} \nu \begin{bmatrix} \nabla N_1 \cdot \nabla N_1 & \nabla N_1 \cdot \nabla N_2 & \nabla N_1 \cdot \nabla N_3 & \nabla N_1 \cdot \nabla N_4 \\ & \nabla N_2 \cdot \nabla N_2 & \nabla N_2 \cdot \nabla N_3 & \nabla N_2 \cdot \nabla N_4 \\ & & \nabla N_3 \cdot \nabla N_3 & \nabla N_3 \cdot \nabla N_4 \\ \text{sym.} & & & \nabla N_4 \cdot \nabla N_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{bmatrix} dS = - \int_{\Omega} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{bmatrix} J_0 dS \quad (2.60)$$

全ての要素で計算を行い，結果を節点ごとに足し合わせることで，次の方程式が得られる．

$$[\mathbf{K}]\{A\} = \{J\} \quad (2.61)$$

ここで節点数を N とすると， $[\mathbf{K}]$ は $N \times N$ の正方行列， $\{A\}$ は節点未知数からなる N 次元ベクトル， $\{J\}$ は非同次項からなる N 次元ベクトルである．補完関数 N_i は節点 i 上では 1，その他の節点上では 0 となるような関数である．そのため，一般に $[\mathbf{K}]$ は疎行列となる (2.61) 式を得ことで，節点未知数が得られる．

非線形解析

以上では全ての要素で磁気抵抗 ν が一定であると仮定して定式化を行った．しかし，磁性体は図 2.9 のような非線形の BH カーブ特性を持つため，磁気抵抗 ν は一定ではない．非線形解析を行うため，反復法であるニュートン法を用いる．今，各要素の ν が A に依するとし (2.61) 式の右辺を左辺に移行して新たに

$$\mathbf{H} = [\mathbf{K}]\{A\} - \{J\} \quad (2.62)$$

を定義すると，解くべき方程式は次式となる．

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_1}{\partial A_1} & \cdots & \frac{\partial H_1}{\partial A_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial H_n}{\partial A_1} & \cdots & \frac{\partial H_n}{\partial A_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta A_1 \\ \vdots \\ \delta A_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -H_1 \\ \vdots \\ -H_n \end{bmatrix} \quad (2.63)$$

ここで反復回数 $u+1$ 回目のベクトルポテンシャル $A_i^{(u)}$ は

$$A_i^{(u+1)} = A_i^{(u)} + \delta A_i^{(u)} \quad (2.64)$$

である．このようにニュートン法によって非線形特性を反映することができる．

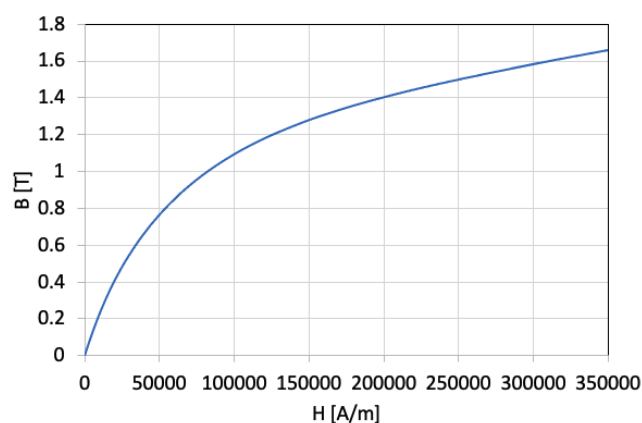
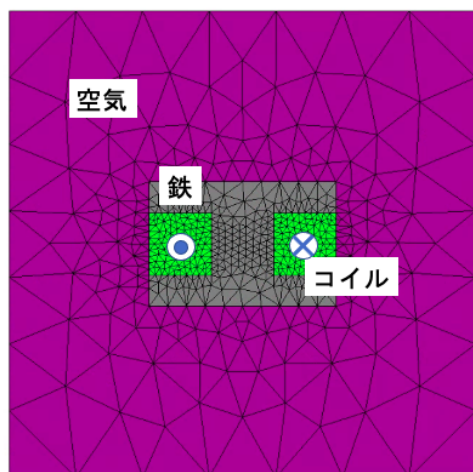


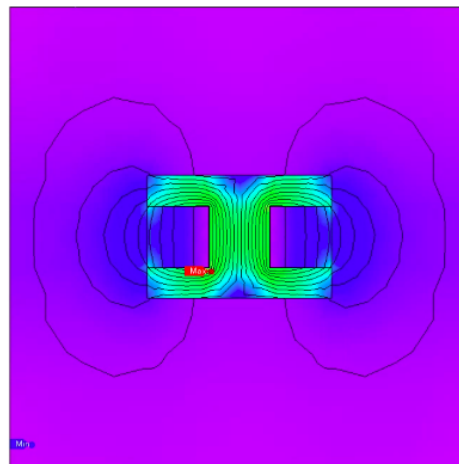
図 2.9: BH 特性

FEM 適用例

以上で説明した FEM により図 2.10(a) に示すインダクタテストモデルの解析を行う。図からわかるようにモデルは複数の要素領域に分割されている。計算の結果の磁束密度分布および磁束線を図 2.10(b) に示す。このように FEM を用いることで、モデルの磁気特性を数値計算により求めることができる。



(a) テストモデル



(b) 磁束密度分布

図 2.10: インダクタテストモデルへの FEM 適用例

2.3.3 モータの電磁界解析の諸条件

本項では、モータの電磁界解析に必要となる FEM の諸条件について述べる。

永久磁石を含む領域の解析

永久磁石同期モータのように、永久磁石を領域内に持つ場合の支配方程式は

$$\nabla \times (\nu \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J} + \nu(\nabla \times \mathbf{M}) \quad (2.65)$$

と表される。ここで $\mathbf{M}$ は永久磁石による磁化である。よって次のように離散化される。

$$\int_{\Omega} \nu \nabla N_i \cdot \sum_{i=1}^4 N_i \mathbf{A}_i = - \int_{\Omega} w J_0 dS + \int_{\Omega} \nu N_i (\nabla \times \mathbf{M}) dS \quad (2.66)$$

スライド境界

モータには回転子と固定子が存在しトルクや鉄損といった特性値を計算するために回転子を回転させる必要がある。このとき、回転子と固定子間の空隙の領域における節点および要素の整合性が問題となる。この問題の解決策として次の 2 つの方法が考えられる。

1. 回転角により逐次メッシュを生成する方法
2. 空隙の境界に位置する節点を 2 重に配置し浮き節点とし、それらにベクトルポテンシャル条件を与える方法

前者の方法はメッシュの生成に計算コストを要する、一方、後者の手法はメッシュの再生成の必要がなく計算コストが小さい。本研究では後者を用いる。

特に空隙の境界をスライド境界とよび、図 2.11 にその形状を示す。スライド境界を有する要素は長方形に近い 4 角形で与えることで、精度がよくなることが知られている。図 2.11 のように回転子・固定子はそれぞれスライド境界上に異なる節点を有している。図に示す隣接するスライド境界上の接点のベクトルポテンシャル A_{s1}, A_{m1}, A_{m2} を用いて次式のようにベクトルポテンシャルを補完する。

$$A_{s1} = L_1 A_{m1} + L_2 A_{m2} \quad (2.67)$$

$$L_1 = \frac{l_{m1,s1}}{l_{m1,s1} + l_{m2,s1}} \quad (2.68)$$

$$L_2 = \frac{l_{m2,s1}}{l_{m1,s1} + l_{m2,s1}} \quad (2.69)$$

同様の条件をスライド境界上全ての節点に課すことで、任意の機械角で解析を行うことが可能である。

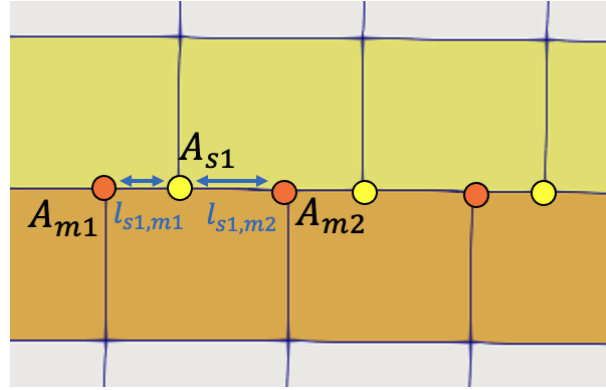


図 2.11: スライド境界

周期境界

モータ内の磁束分布は円周方向に周期性を持つ。これを利用し、適切な境界条件を与えることで解析領域を削減、すなわち計算コスト削減することができる。

図 2.12 に 4 極の IPM モータの断面図を示す。図中の 0deg と 90deg 上の周期境界上では磁束密度 $\mathbf{B}$ の向きは反対となるので、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ の向きも反対となる。そのため、解析のためには 1/4 モデルで十分である。それぞれの境界上の対応する節点 n_1, n_2 の未知ベクトルポテンシャル A_{n1}, A_{n2} について以下のように境界条件を与える。

$$A_{n1} = -A_{n2} \quad (2.70)$$

モータへの適用

以上によりモータモデルの FEM 解析が可能である。図 2.13 にモータモデルと FEM によって得られた磁束密度および磁束線を示す。図 2.13 のように 1/4 モデルで任意の機械角に対する解析が可能である。

2.3.4 モータ特性の解析方法

本節では、モータ特性の解析方法について述べる。

トルク

本研究において、モータのトルク算出には接点法を用いる。接点法では、磁性体の各節点に働く力を求め、それらの和をとることで磁性体全体に働く力を算出する。

電磁力は次式で表される。

$$\mathbf{F} = \sum_{\Omega} \mathbf{f}_i \quad (2.71)$$

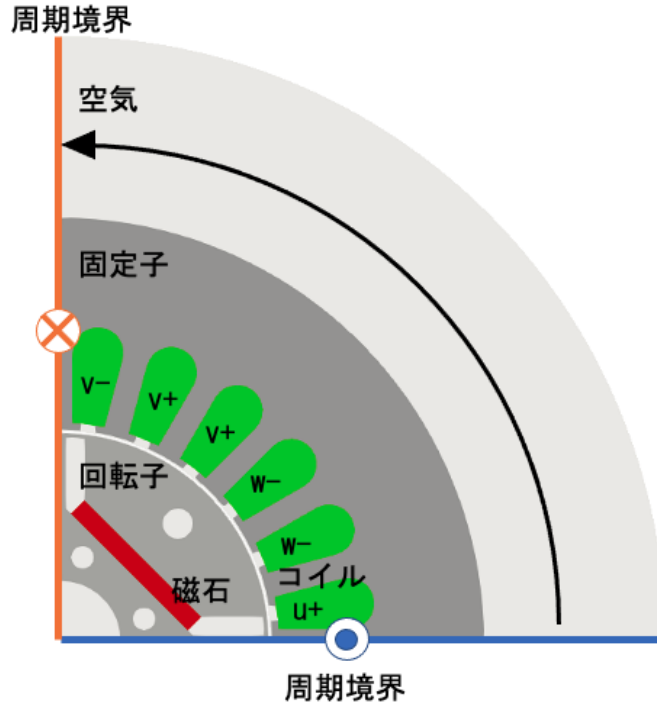
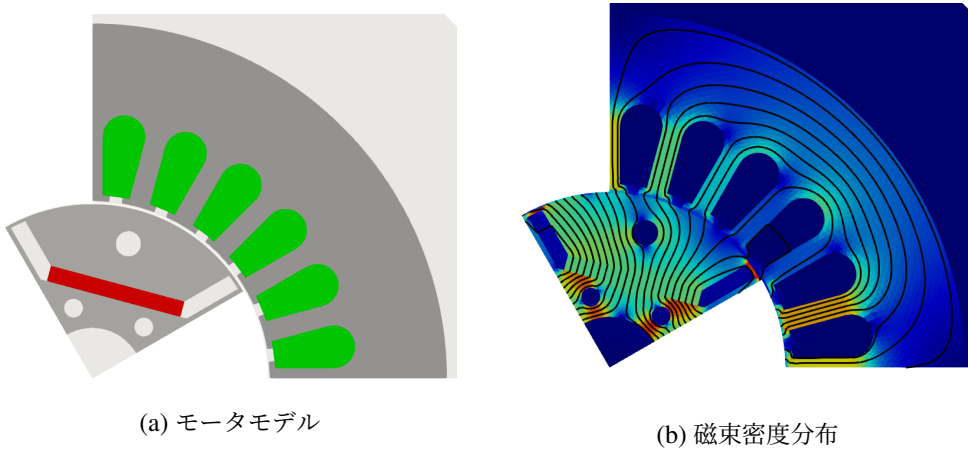


図 2.12: 周期境界条件



(a) モータモデル

(b) 磁束密度分布

図 2.13: モータモデルへの FEM 適用例

ここで Ω は力の計算を行う回転領域, f_i は節点 i に働く節点力であり

$$f_i = - \int_{\Omega} \mathbf{T}_t \cdot \nabla N_i dS \quad (2.72)$$

である. ここで $\mathbf{T}$ はマクスウェルの応力テンソルであり,

$$\mathbf{T}_t = \frac{\nu}{2} \begin{bmatrix} B_x^2 - B_y^2 & 2B_x B_y \\ 2B_y B_x & B_y^2 - B_x^2 \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

である． B_x, B_y は FEM による解析から得られる．

以上より，トルク T は次式で計算される．

$$T = \sum_{\Omega} r_i f_i \cdot t_i \quad (2.74)$$

ここで r_i, t_i はそれぞれ節点の中心からの距離，単位法線ベクトルである．

図 2.13 に示すモータモデルの電流値が 2A，電流位相角が 20deg におけるトルク波形を図 2.14 に示す．トルクの平均値を平均トルク，最大値と最小値の差をトルクリプルといい，トルクリプルは振動や騒音の原因となる．平均トルクが大きいほどまたトルクリプルが小さいほど優れた特性である．

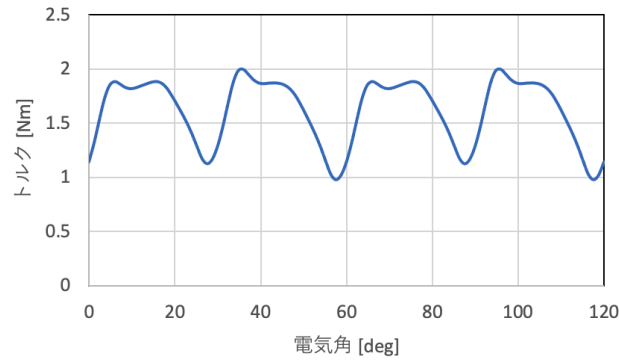


図 2.14: テストモータモデルのトルク波形

鉄損

鉄損を求める方法はスタイメッツ式をはじめ様々な方法があるが，本研究のモータの解析では，離散フーリエ変換と正弦波磁束密度入力時の実測値を用いた方法により鉄損を求める．

鉄損データは磁束密度の大きさ B と周波数 f に対する鉄損密度 $W(B, f)$ を持つ．有限要素の各要素 e に対して，磁束密度を離散フーリエ変換し，各周波数 f_n と磁束密度 B_n の大きさから次のように計算する．

$$W = \sum_e \sum_n W(B_n, f_n) v_e \quad (2.75)$$

ここで， v_e は要素の体積である．

2.4 形状表現手法

2.4.1 概要

モータの形状最適化では次節で説明する進化計算と特性を評価するための FEM を連成する。そのために、進化計算で用いる遺伝子情報からモータ形状を表現し有限要素メッシュに反映させる必要がある。

代表的な形状表現手法にパラメータ最適化法とトポロジー最適化法がある。パラメータ最適化は、最適化したい対象の角度、位置、サイズ、個数など設計変数の定義が容易な場合に適している。しかし、あらかじめ形状の想定をしパラメータを定義する必要があるため、得られる形状はパラメータの定義に大きく依存する。一方でトポロジー最適化法とは、設計領域の位相を変化させることで、最適化形状を探索する手法である。トポロジー最適化法はパラメータ最適化法と異なり、形状の設計変数の定義を必要とせず、形状表現の自由度が高く、設計者の知見に依らない新規的な形状が得られやすいという特徴がある。

本節ではモータのトポロジー最適化最適化の代表的な手法である NGnet on/off 法について詳細を述べる。

2.4.2 トポロジー最適化法 NGnet on/off 法

トポロジー最適化法の代表的な手法として on/off 法が挙げられる。この手法では、設計領域を複数の要素に分割し、各要素に on または off の 2 つの状態を与えることで各要素の材料を決定する。図 2.15 にその概要図を示す。この手法を利用することで、パラメータ最適化法では表現することができない多様な解を表現することができる。

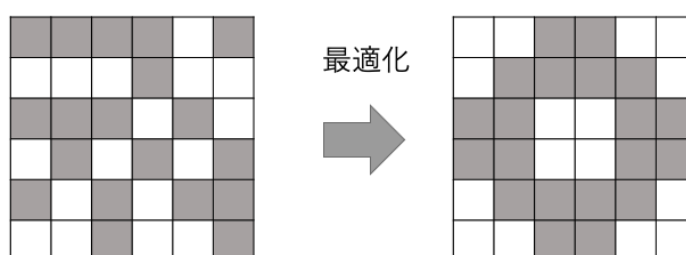


図 2.15: on/off 法

モータトポロジー最適化の代表的な on/off 法の手法として NGnet(Normalized Gaussian network) on/off 法が挙げられる。この手法は設計領域にガウス基底関数を配置し、次式に示す

NGnet と呼ばれる形状関数 $y(\mathbf{x}, \mathbf{w})$ を用いて材料を決定する.

$$y(\mathbf{x}, \mathbf{w}) = \sum_{i=1}^N w_i b_i(\mathbf{x}) \quad (2.76)$$

ここで, $\mathbf{w} = \{w_1, w_2, \dots, w_N\}^t$ は重み係数, $\mathbf{x}$ は位置ベクトル, N は配置されたガウス基底関数の数である. また, $b_i(\mathbf{x})$ は正規化ガウス基底関数であり, ガウス基底関数 G_i を用いて次式で表される.

$$b_i(\mathbf{x}) = \frac{G_i(\mathbf{x})}{\sum_{k=1}^N G_k(\mathbf{x})} \quad (2.77)$$

$$G_i(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{D/2} |\Sigma_i|^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{x} - \mu_i)^T \Sigma_i^{-1} (\mathbf{x} - \mu_i)}{2}\right] \quad (2.78)$$

ここで, D は入力 $\mathbf{x}$ の次元, μ_i, Σ_i はそれぞれ i 番目のガウス基底関数の中心ベクトル, 共分散行列である.

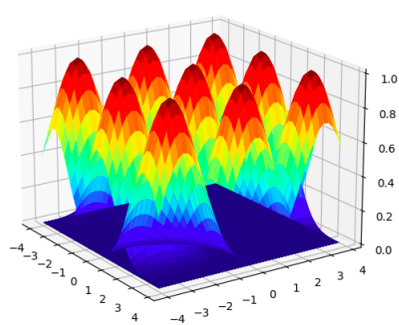
各要素 e の材料種 v_e は要素中心ベクトル $\mathbf{x}_e$ を用いて,

$$v_e \leftarrow \begin{cases} \text{on (電磁鋼板)} & \text{if } y(\mathbf{x}_e, \mathbf{w}) \geq 0 \\ \text{off (空気)} & \text{if } y(\mathbf{x}_e, \mathbf{w}) < 0 \end{cases} \quad (2.79)$$

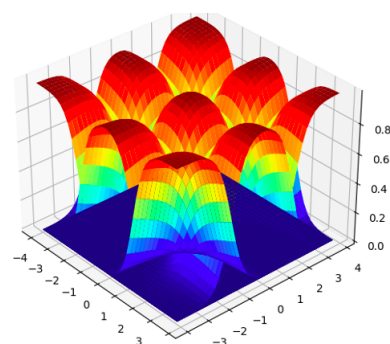
と表現される.

今, 図 2.16(a) のようにガウス基底関数を配置したとすると, (2.77) 式の正規化ガウス関数は図 2.16(b) のようになる. そして, (2.76) 式により正規化ガウス関数と重みの積を足し合わせることで図 2.16(c) のような形状関数が得られる. 形状関数は空間的に滑らかであるため, 得られる形状は材料間に滑らかな境界を持つ. この特徴は実製造において有理である. 形状関数に基づいて (3.13) 式より, 図 2.16(d) のように材料分布を決定する.

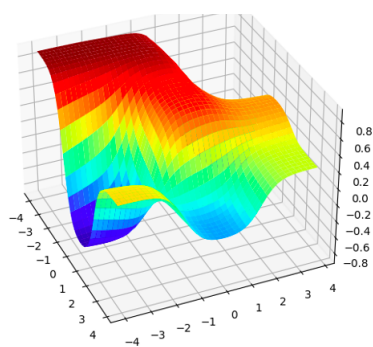
NGnet 法では形状を正規化ガウス基底関数 $b_i(\mathbf{x})$ の重み付き和として表現する. そのため, トポロジー最適化では重み $\mathbf{w}$ を最適化する.



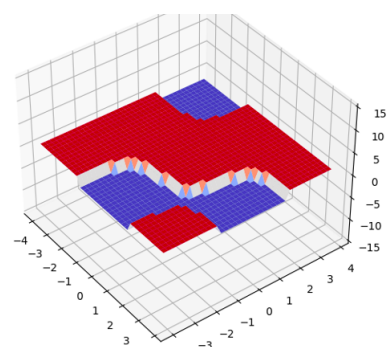
(a) ガウス関数



(b) 正規化ガウス関数



(c) 形状関数



(d) 材料分布

図 2.16: NGnet on/off 法

2.5 数理計画問題

2.5.1 概要

数理計画問題とは設計空間内において、与えられた制約を満たすような解のうち目的関数の最大点もしくは最小点を求める問題をいう。モータのトポロジー最適化では NGnet on/off 法の重みを特性値が向上するように最適化する必要がある。本節では数理計画問題を解くための進化戦略の1種である CMA-ES について詳細に述べる。

2.5.2 最適化問題

数理計画問題とは、与えられた条件の下で、望ましさの尺度である目的関数の最小値（最大値）を求め、さらにその最小値（最大値）を与える不特定要素の設計変数を決定する問題である。例として、設計変数 $\mathbf{x}$ に関する目的関数 $f(\mathbf{x})$ とすると、最小化問題点は次のように定義される。

$$f(\mathbf{x}) \rightarrow \min., \text{sub.to.} \mathbf{x} \in S \quad (2.80)$$

ただし、 S は制約を満たす解の集合である実行可能領域である。

本節では最適化問題を解くために進化戦略の一種である CMA-ES について述べる。

2.5.3 進化戦略 CMA-ES

進化戦略 (ES : Evolution Strategy) はメタヒューリスティック探索アルゴリズムであり、進化計算の一種である [21]。CMA-ES とは ES の一種であり、個体は平均ベクトル $\mathbf{m}$ と共分散行列 $\sigma^2 \mathbf{C}$ に従って生成され、それらは最適化中に適応的に変更される。遺伝的アルゴリズムはグローバルサーチに必要な個体数が設計変数の数 N に対して $O(N)$ で増加する一方で、CMA-ES は $O(\log N)$ で増加する。本研究のような各個体の評価が計算コストの大部分を占める最適化問題においては評価個体数を減らすことで計算時間を小さく抑えることができる。

CMA-ES のアルゴリズムは次である。

1. $\mathbf{m}, \sigma, \mathbf{C}$ に従って集団を生成する。
2. 各個体の評価を行い適応値を与える。
3. 各個体間の優劣関係に基づき $\mathbf{m}, \sigma, \mathbf{C}$ を更新する。
4. 既定の世代に達するまで 1 に戻る。

まず初めに各世代 g における λ 個体の集団を生成する。各個体 $\mathbf{x}_k^{(g)}$ ($k = 1, 2, \dots, \lambda$) は3つのパラメータ $\mathbf{m}, \sigma, \mathbf{C}$ を用いて正規分布より次のように生成される。

$$\mathbf{x}_k^{(g)} = \mathbf{m}^{(g)} + \sigma \mathbf{y}_k^{(g)} \sim \mathcal{N}(\mathbf{m}^{(g)}, \sigma^{(g)2} \mathbf{C}^{(g)}) \quad (2.81)$$

その後各個体の適応値が計算され、各パラメータが更新される。

各パラメータの具体的な更新方法について詳しく述べる。

平均ベクトル $\mathbf{m}$

CMA-ES は集団中の最も優れた μ 個体からパラメータを更新する。今集団中の個体 $\mathbf{x}_k^{(g)}$ を適応値が優れている順番に $\mathbf{x}_{1:\lambda}, \mathbf{x}_{2:\lambda}, \dots, \mathbf{x}_{\lambda:\lambda}$ と表記する。すると、平均ベクトルの更新は次で定義される。

$$\mathbf{m}^{(g+1)} = \mathbf{m}^{(g)} + c_m \sum_{i=1}^{\mu} w_i (\mathbf{x}_{i:\lambda}^{(g+1)} - \mathbf{m}^{(g)}) \quad (2.82)$$

ここで c_m は学習率であり推奨値は 1 である。また、 w_i は次を満たす重み係数である。

$$\sum_{i=1}^{\mu} w_i = 1, w_i \leq w_j (i > j) \quad (2.83)$$

ここで $c_m = 1$ の場合、(2.82) 式は

$$\mathbf{m}^{(g+1)} = \sum_{i=1}^{\mu} w_i \mathbf{x}_{i:\lambda} \quad (2.84)$$

を満たし、正規分布中心である平均ベクトル $\mathbf{m}$ は最も良い μ 個体の設計変数の重み平均で更新される。

共分散行列のスケール σ

CMA-ES では進化パスで定義される現世代までの正規分布中心の遷移ベクトルの重み付け和に依存して探索する範囲を変化させる。もし探索中心がランダムウォークしていれば付近の目的関数が凸と判断し σ を小さくし探索範囲を絞る。一方、遷移に指向性がある場合は離れた場所に最適解があると判断し、 σ を大きくすることで探索範囲を大きくし収束性を良くする。進化パス $\mathbf{p}_\sigma$ は次で定義される。

$$\mathbf{p}_\sigma^{(g+1)} = (1 - c_\sigma) \mathbf{p}_\sigma^g + \sqrt{c_\sigma(2 - c_\sigma)} \mu_{eff} \mathbf{C}^{(g)-\frac{1}{2}} \frac{\mathbf{m}^{(g+1)} - \mathbf{m}^{(g)}}{\sigma^g} \quad (2.85)$$

ここで、 c_σ は学習率であり、 μ_{eff} は $\mu_{eff} = (\sum_{i=1}^{\mu} w_i^2)^{-1}$ で定義される。 σ は進化パスより次のように求められる。

$$\sigma^{(g+1)} = \sigma^{(g)} \exp\left(\frac{c_\sigma}{d_\sigma} \left(\frac{\|\mathbf{p}_\sigma^{(g+1)}\|}{E\|N(0, I)\|} - 1\right)\right) \quad (2.86)$$

ここで c_σ, d_σ はハイパラメータであり、初期収束を防ぐために設けられる。

共分散行列 $\mathbf{C}$

CMA-ES では目的関数の変化が大きい方向を重点的に探索するために探索幅が適応的に変化するように $\mathbf{C}$ が更新される。共分散行列は rank-one-update および rank-mu-update から構成される。

まず, rank-one-update について述べる. rank-one-update はスケール σ の更新と同様に次で定義される進化パス p_c によって更新される.

$$p_c^{(g+1)} = (1 - c_c)p_c^{(g)} + \sqrt{c_c(2 - c_c)\mu_{eff}} \frac{\mathbf{m}^{(g+1)} - \mathbf{m}^{(g)}}{\sigma^{(g)}} \quad (2.87)$$

$$C^{(g+1)} = (1 - c_c)C_c^{(g)} + c_1 p_c p_c^T \quad (2.88)$$

ここで c_c は学習率これにより, 正規分布中心の遷移に指向性があればその方向を探索するように共分散行列が更新される.

次に rank-mu-update は次で定義される.

$$C^{(g+1)} = (1 - c_\mu)C^{(g)} + \frac{c_\mu}{\sigma - g^2} C_\mu^{(g+1)} \quad (2.89)$$

$$= (1 - c_\mu)C^{(g)} + c_\nu \sum_{i=1}^{\mu} w_i \mathbf{y}_{i:\lambda}^{(g+1)} \mathbf{y}_{i:\lambda}^{(g+1)T} \quad (2.90)$$

ここで c_μ は学習率である. 現世代の $\mathbf{m}$ を分布中心としたうえでの上位 μ 個体から共分散行列の推定する. rank-mu-update では有望個体群から推定される共分散行列を C の更新に利用している.

テスト問題

実際にテスト問題に CMA-ES を適用する. ここではテスト問題として次で定義される 2 次元の Rastrigin 関数を最小化する.

$$f(\mathbf{x}) = 20 + \sum_{i=1}^2 (x_i^2 - 10 \cos(2\pi x_i)) \quad (2.91)$$

(2.91) 式の形状は図 2.17 であり, 原点 $\mathbf{x} = (x_1, x_2) = (0, 0)$ において最小値をとる.

今, 初期平均ベクトル $(x_1, x_2) = (10, 10)$, 集団数 16 とし 30 世代まで最適化することを考える. 最適化過程を確認するために, 4 つの世代における各個体と共分散行列を図 2.18 に示す. 0 世代目では生成される個体が最適解である原点から遠く離れている. 3 世代目になると原点に向かって探索するように表分散行列が広がり広く探索されていることがわかる. 5 世代目では分布中心が原点に近づき, これ以降の世代では分布のスケールを狭めていくことで局所的な探索を行っている. 30 世代目では理想解である原点で全ての個体が生成されている.

このように CMA-ES は適応的に共分散行列を変化させることで優れた収束特性を持つ.

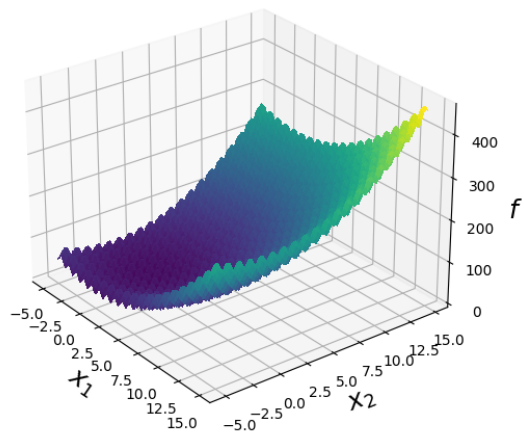


図 2.17: Rastrigin 関数の形状

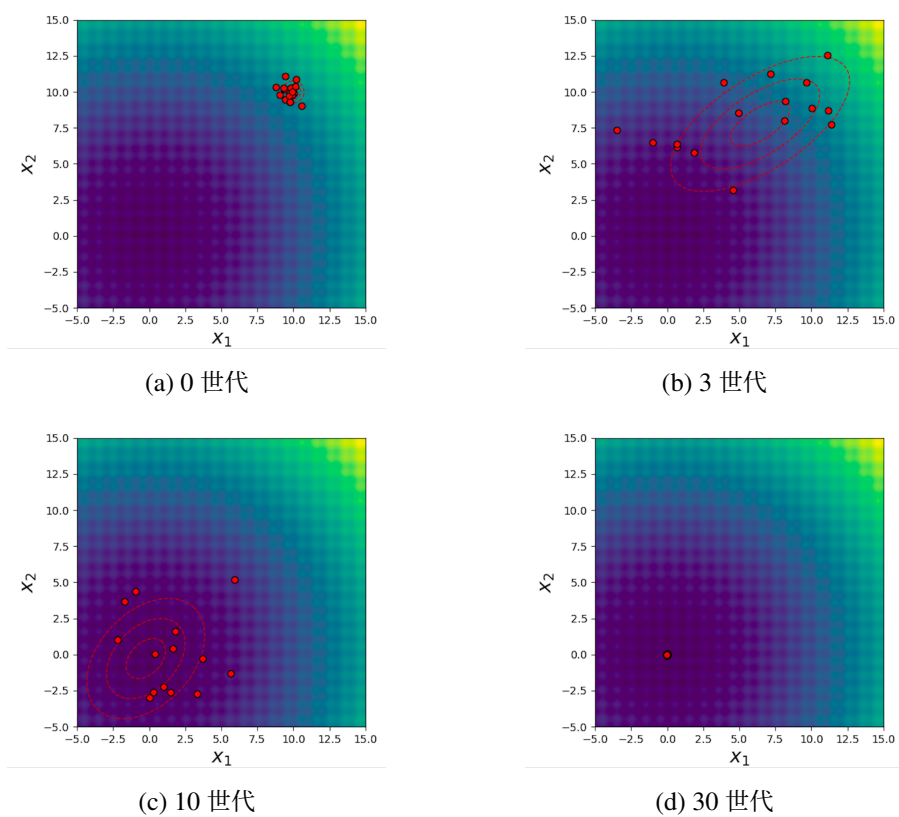


図 2.18: CMA-ES による Rastrigin 関数の最適化過程

2.6 モータの回転子形状のトポロジー最適化

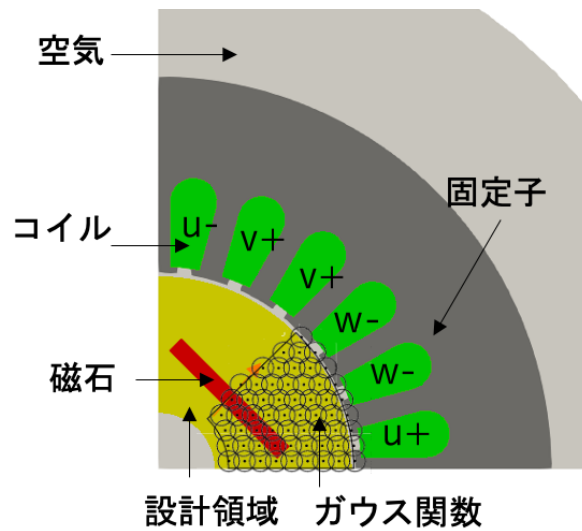


図 2.19: トポロジー最適化の解析モデル

表 2.1: トポロジー最適化の最適化設定および解析モデルの仕様

Number of genes	60
Size of population	64
Number of generations	100
Current phase angle [degree]	20.0
Current amplitude [A]	3.0
Phases	3 phases
poles	4 poles
Coil Turns	35
Number of stator slot	24
Residual flux density	1.40
Electromagnetic Steel Sheets	50A400
Thickness [mm]	65

本節では以上で説明した NGnet on/off 法と CMA-ES を用いてモータのトポロジー最適化を行う。図 2.10 のモータモデルの回転子を設計領域とした最適化用モデルを図 2.19 に示す。また、最適化設定およびモデルの仕様を表 2.1 にまとめる。ここでは電流値 3A、電流位相角

20deg の条件における平均トルク T_{avg} を最大化, トルクリプル T_{rip} を最小化する. 最小化する目的関数 f を次で定義する.

$$f = -\frac{T_{avg}}{T_{avg}^{ref}} + k \frac{T_{rip}}{T_{rip}^{ref}} \quad (2.92)$$

ここで, k は係数であり 0.2 とした. また, $T_{avg}^{ref}, T_{rip}^{ref}$ はそれぞれ図 2.10 に示す参照形状の平均トルクおよびトルクリプルである. また, 回転子コアの領域数 $n_{connect}$ について

$$n_{connect} = 1 \quad (2.93)$$

を満たすように制約を与える. これは製造可能性の観点から空中に浮いたコアを生成されないようにするための制約である.

ランダムに生成された初期個体を図 2.20 に示す. 図 2.20 からわかるように NGnet on / off 法により様々な形状を表現することができる.

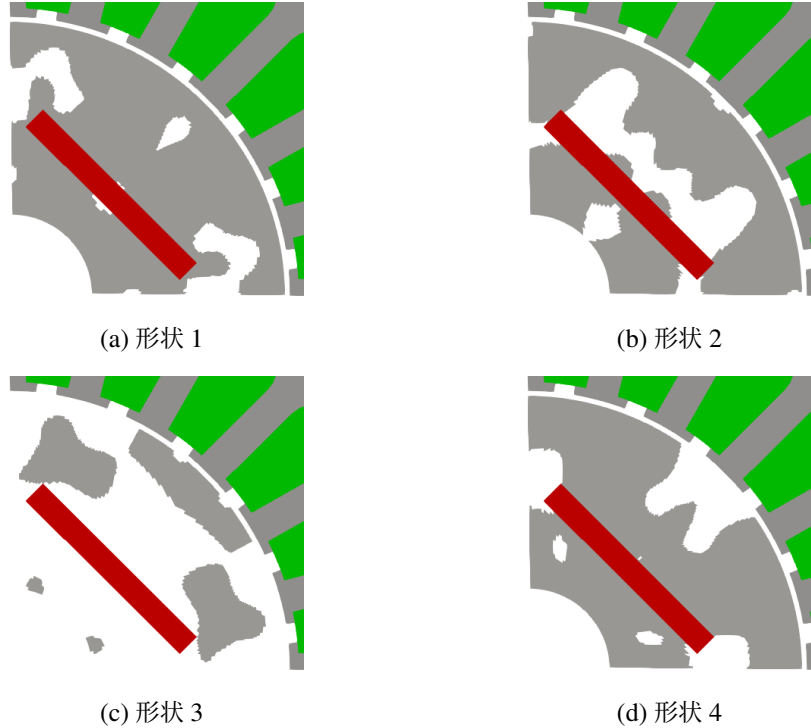


図 2.20: ランダムに生成された回転子形状

各世代における最も良い個体の目的関数の推移を図 2.21 に示す. また, 最適化の結果得られた形状を図 2.22 に示し, その特性を表 2.2 にまとめる. また, 参照形状および最適化形状のトルク波形を図 2.23 に示す. 図からわかるように, トポロジー最適化によって参照形状と比較して平均トルクが大きくトルクリプルが小さい優れた形状が得られた.

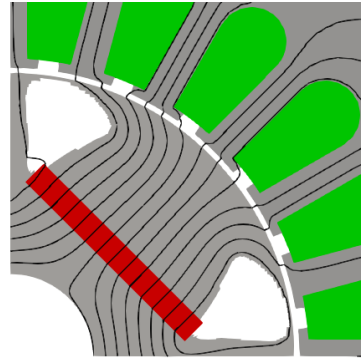
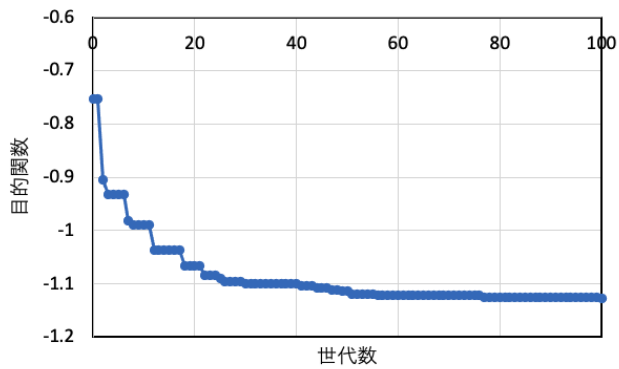


図 2.21: トポロジー最適化のエリート個体の目的関数の推移
図 2.22: トポロジー最適化形状

表 2.2: 参照形状およびトポロジー最適化形状の特性値

	T_{avg} [Nm]	T_{rip} [Nm]
参照形状 (図 2.10)	1.62	1.04
最適化形状 (図 2.22)	1.86	0.458

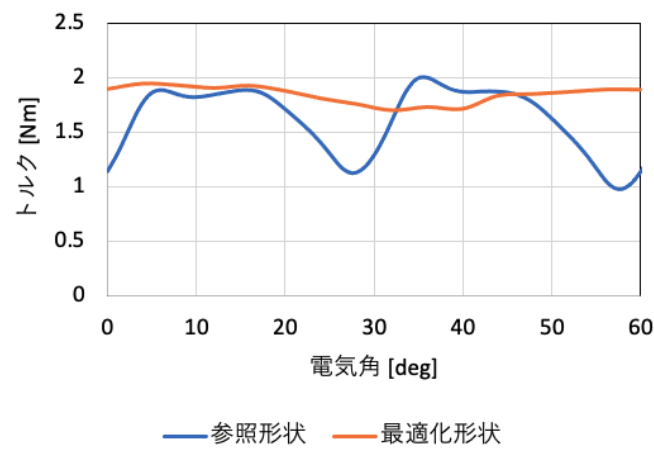


図 2.23: 参照形状とトポロジー最適化形状のトルク波形の比較

2.7 総括

本章ではモータのトポロジー最適化を行うにあたり必要な基礎理論について述べた。まず、はじめにモータの基礎理論についてまとめ、磁気特性を解析するための FEM について述べた。次にモータの形状を表現するための NGnet on/off 法と最適化問題を解くための CMA-ES につ

いてまとめた．最後に一定電流下でのモータのトポロジー最適化の結果を示した．

第 3 章

表現能力向上のためのトポロジー最適化の提案

3.1 はじめに

NGnet on/off 法が提案され [4], PM モータのトポロジー最適化の研究が数多くされている. しかし, その多くは単純な構造のモータのフラックスバリアの最適化である. そのため, より多様なモータ形状を表現するための最適化が求められる. 本章では次の 3 つのモータのトポロジー最適化についてその手法を提案する. これらの手法により従来手法では表現できないような多様な形状および構造を表現できるようになる.

1. 磁石形状とフラックス形状の同時最適化
2. ステップスキューモータの形状最適化
3. 磁化方向を含む SPM モータの形状最適化

3.2 磁石形状とフラックス形状の同時最適化

3.2.1 概要

PM(Permanet Magnet) モータは、高効率・高出力密度を有し、電気自動車の駆動用モータをはじめ、さまざまな電気機器に使用されている。優れた特性を持つ PM モータを開発するために、多くの研究が行われている。PM モータの効率向上のために考慮すべき要素は様々に存在するが、PM モータの回転子の断面形状は特に重要であり、フラックスバリアと回転子内の磁石の形状・配置は、PM モータの性能に大きく影響する。ここで、回転子形状の最適化にはパラメータ最適化 (PO:Parameter Optimization) 法やトポロジー最適化 (TO:Topology Optimization) 法が有効であることが示されている [4]。[4] では、回転子の鉄と空気材料を TO 法で最適化し、優れた特性を持つモータ形状を得ている。磁性材料は柔軟に加工できるため、滑らかな材料境界を生成できる TO 法はフラックスバリアの最適化に優れている。一方、PM の磁石形状は、製造方法やコストの関係から、一般に長方形や扇形に限定される。これらの形状の設計パラメータを定義することは容易であり、PO 法は PM の設計に適している。

以上の PO 法と TO 法を組み合わせたハイブリッド最適化法が [10] で提案されている。PO 法では PM の形状と位置を幾何学的パラメータで表現し、TO 法ではフラックスバリアを NGnet on/off 法で表現する。しかし、電気自動車の PM モータでは複数の PM が広く採用されているが、[10] の手法では単一の PM しか考慮されておらず、また PM が設計領域内を自由に動くことができないという課題が残されている。

本研究では、PO-TO ハイブリッド法を複数の PM に対応するように拡張し、提案するハイブリッド最適化手法を、IPM モータの回転子形状の設計に適用する。提案手法により、電気自動車の駆動用モータに不可欠な複数の永久磁石を扱うことができる。

3.2.2 提案手法

パラメータ最適化法 (PO)

IPM モータの設計において、体積、製造、コストなどの影響により、磁石の形状に制約が設けられる場合が一般的である。特に永久磁石の形状はその製造方法およびコストから長方形や扇型に制限される場合が多い。パラメータ表現を用いることで、これらの制約を容易に最適化に導入することができる。一方で TO によって磁石形状を表現する場合、磁石形状が複雑になり製造が困難な形状が得られる。したがって、PO は TO と比較して、磁石形状の最適化に有利である。

[10] では磁石は図 3.1 のように曲率 κ 、中心位置までの距離 d_c の 2 つのパラメータで決定されるハイブリッド最適化が検討されている。本研究では、より多様な PM 形状を考慮するために定義した形状パラメータ $\mathbf{p} = \{\theta, \phi, d_t, d_w, d_c, \kappa\}$ を導入し図 3.2 で表現する。ここで $\theta, \phi, d_t, d_w, d_c, \kappa$ はそれぞれ磁石中心の角度、磁化方向中心の角度、磁石の厚み、磁石の長さ、

磁石中心までの距離、曲率である。図 3.2 中の A および B はそれぞれ磁石中心および曲率中心を表している。ここで、磁石は、対称軸について対称になるように複製した。また、複数の磁石を使用することで、様々な回転子構造を検討できることを想定している。

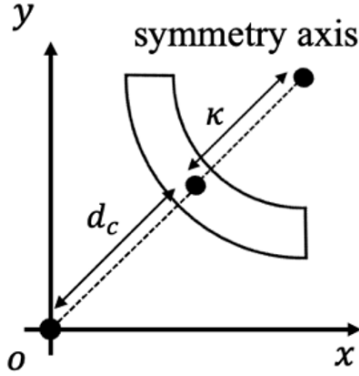


図 3.1: 従来法 [10] の磁石形状パラメータ

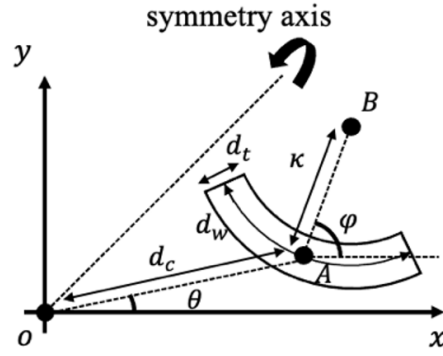


図 3.2: 提案法の磁石形状パラメータ

トポロジー最適化法 (TO)

回転子のフラックスバリアの設計は、トルク性能と効率を向上させるために非常に重要である。PM とは対照的に、柔軟な形状の生成が可能なフラックスバリアの設計変数を事前に定義することは困難である。そのため、穴の生成・消滅や材料境界の自由な変形が可能な TO 法が、フラックスバリアの最適化に有効である。TO 法には、レベルセット法 [7],[8] や密度法 [3] などの感度ベースのアプローチや、NGnet に基づく確率的アプローチ [4], [9] など数多くの手法が研究されている。本研究では、検索性が高く、感度計算が不要な NGnet on/off 法を使用した。

ハイブリッド最適化法 (TO+PO)

磁石形状のパラメータ $\mathbf{p}$ およびコア形状の NGnet の重み $\mathbf{w}$ からモータの回転子形状は決定される。最適化問題を次のように表現することができる。

$$\min. f(\mathbf{p}, \mathbf{w}), \text{sub.to } g_i \leq 0, i = 0, 1, 2 \dots \quad (3.1)$$

ここで f, g_i はそれぞれ目的関数、制約関数である。この問題を進化戦略の一種である CMA-ES によって最適化する。提案手法の最適化フロー図を図 3.3 に示す。個体は遺伝子 $\mathbf{p}$ と $\mathbf{w}$ を持ち、FEM の前に陰解法によるメッシュ生成を行っている。しかし、生成された領域が非常に薄い、または複数の磁石が重複するなど、現実的でない材料配分のためにメッシュ生成が失敗することがある。また、許容できないほど平坦な有限要素になることがあり、このような場合、その個体にはデスペナルティを設定する。

以上の最適化手法は PO 法と TO 法を同時に適用している。そのため、以下ではこの方法を PO+TO 法とよぶ。また、比較のため逐次最適化法である PO→TO 法についても考える。この方法ではまず、回転子をコアで満たし PO 法によって磁石形状 $\mathbf{p}$ のみ最適化を行う。次に、PO

法で得られた磁石を固定して TO 法によりフラックスバリアを生成する．つまり，PO→TO では一度の最適化で磁石・フラックス形状を最適化するのではなく，2 度の最適化を行いそれぞれの最適化を行う．

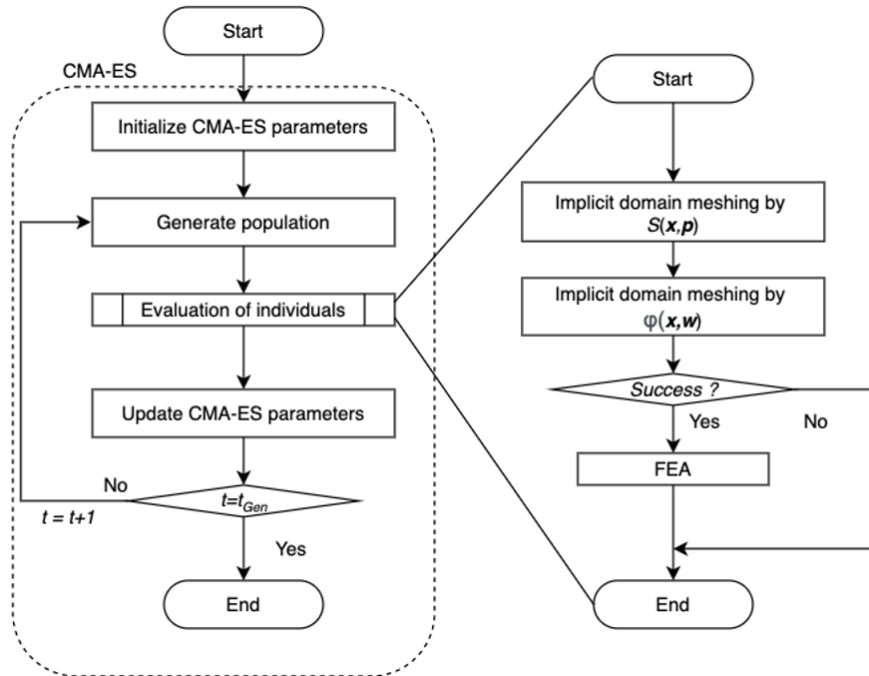


図 3.3: 最適化フローチャート

メッシュ生成について

NGnet ベースの TO 法に関する先行研究 [4] では、各要素の材質を決定するために固定有限要素メッシュを用いる．この方法は ON/OFF 法と呼ばれ、材料の境界がギザギザの形状になりやすく、製造工程に支障をきたす原因となる．固定有限要素メッシュを細かくすることで形状表現の解像度を上げることができるが、FEM の計算時間が長くなってしまいう問題がある．この問題を回避するため、[22] で提案されている「implicit domain meshing」によりメッシュを適応的に生成する．図 3.4 に示すように、細分化されたベースメッシュの接点にレベルセット関数の値を代入し、材料境界がレベルセット関数の 0 境界に対応する新しいメッシュを生成する．レベルセット関数としては、NGnet の形状関数 $\phi(x, w)$ と、磁石の形状を 0 値の輪郭で表す形状関数 $s(x, p)$ の値が入力される．ベースメッシュから回転子を表現する概念図を図 3.5 に示す．メッシュ生成にかかる計算量は、静磁場解析の FEM に比べて十分に少ない．さらに implicit meshing を用いることで、精度を落とさずにメッシュを粗くすることができ、FEM のための計算時間を短縮することが可能である．

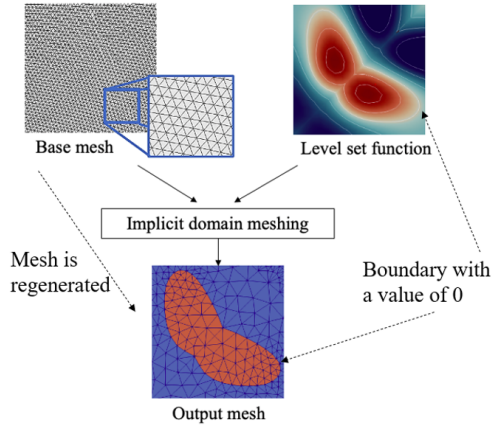


図 3.4: implicit-domain meshing の概念図

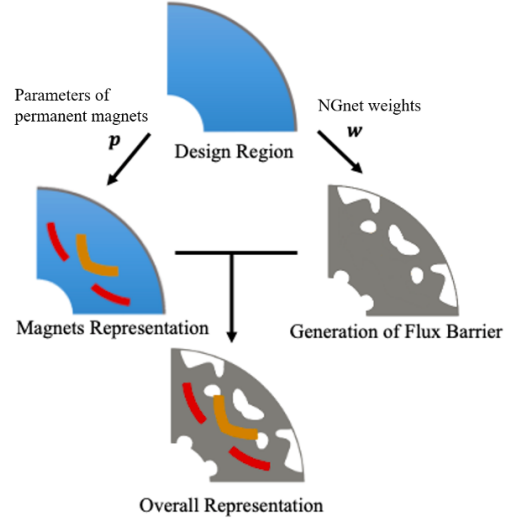


図 3.5: 回転子形状の表現方法

3.2.3 形状最適化

最適化設定

本項では以上で提案した PO→TO を用いてモータの形状最適化を行う。図 3.6 に示す IPM モータを扱い、60 個のガウス関数を一様に配置した形状最適化を考える。モータの仕様を表 3.1 にまとめる。この問題では、磁石配置およびフラックスバリアを最適化する。提案法である磁石のパラメータを拡張した PO+TO 法に加え、比較のため従来 [10] の磁石のパラメータによる PO+TO および PO→TO 法による最適化を実行する。ただし、提案法である PO+TO 法では 2 つの磁石を配置する。

最適化問題を次で定義する。

$$\min. f(\mathbf{p}, \mathbf{w}) = -\frac{T_{avg}}{T_{avg}^{ref}} + 0.2 \frac{T_{rip}}{T_{rip}^{ref}} \quad (3.2)$$

sub.to

$$g_1(\mathbf{p}, \mathbf{w}) = S_{mag} - S_{mag}^{ref} \leq 0 \quad (3.3)$$

$$g_2(\mathbf{p}, \mathbf{w}) = S_{demag} - 0.05 S_{mag} \leq 0 \quad (3.4)$$

$$g_3(\mathbf{p}, \mathbf{w}) = n_{connect} - 1 \leq 0 \quad (3.5)$$

$$g_4(\mathbf{p}, \mathbf{w}) = -\min\left(\frac{S_{mag1}}{S_{mag2}}, \frac{S_{mag1}}{S_{mag2}}\right) \leq 0 \quad (3.6)$$

ここで T_{avg} , T_{rip} はそれぞれ平均トルク、トルクリプルであり、 S_{mag1} , S_{mag2} はそれぞれ 2 つの磁石の体積である。また、 S_{mag} , S_{demag} , $n_{connect}$ はそれぞれ磁石の総体積、減磁された磁石の体積、回転子コアの接続された領域数である。右肩の ref は図 3.7 に示す参照形状のそれ

ぞれの特性である．ここで，制約 g_2 は磁石が減磁が発生しやすい薄い形状になることを防ぐ．また， g_3 は製造が不可能な浮いたコアが生成されないように，コアの分離を妨げる． g_4 は磁石が複数ある場合に考慮する制約であり，性能に寄与しないような微小な磁石ができることを防ぐために導入する．

最適化の設定を表 3.2 に示す．ここで，提案法の PO+TO 法または PO→TO 法では 2 つの磁石を配置するため，設計変数は NGnet 法の重み 60 と磁石形状パラメータ 12 の合計，72 である．一方，従来法の PO+TO 法において設計変数は磁石パラメータが 2 であるため合計で 62 である．また，CMA-ES のパラメータは集団数を除き [21] の推奨値を用いる．

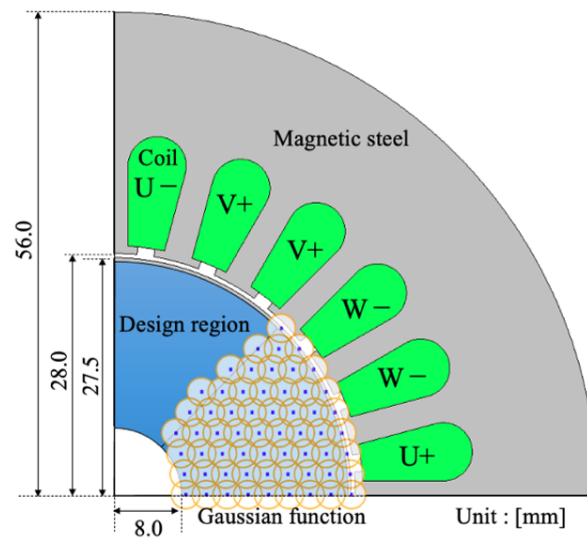


図 3.6: マルチマテリアル最適化解析モデル

表 3.1: マルチマテリアル最適化解析モデルの仕様

Current phase angle [degree]	40.0
Current amplitude [A]	10.0
Phases	3 phases
poles	4 poles
Coil Turns	35
Number of stator slot	24
Residual flux density	1.40
Electromagnetic Steel Sheets	50A400
Thickness [mm]	65

表 3.2: マルチマテリアル最適化の設定

Number of genes	72, 62
Size of population	128
Number of generations	500
Range of θ [degree]	$0.0 \leq \theta \leq 45.0$
Range of ϕ [degree]	$-180 \leq \phi \leq 180$
Range of d_t [mm]	$0.0 \leq d_t \leq 6.0$
Range of d_w [mm]	$0.0 \leq d_w \leq 50.0$
Range of d_c [mm]	$8.0 \leq d_c \leq 26.0$
Range of κ [mm-1]	$0.0 < \kappa \leq 100$

最適化結果

図 3.8 に提案法である PO+TO, 従来法である PO+TO, PO→TO 法による最適化形状を示し, 表 3.3 に各形状の特性をまとめる. また, 3.9 図にそれぞれの形状のトルク波形を示す. 表 3.3 より, 提案手法で得られたモータは, T_{avg} が最も高く, T_{rip} が最も低い優れた特性を有している. 目的関数を比較すると自由な 2 つの磁石が配置される提案法および PO→TO 法の結果は, 磁石が 1 つでありその配置方法が大きく制限されている従来法の結果より優れている. これによりトルク特性の向上において磁石形状および磁石配置の重要性がわかる. また, PO→TO 法では, フラックスバリアが生成されない形状が最適解となっている. これは, PO で得られた形状の磁石端部にコアが存在し, これにより磁束が還流し 空間高調波が低減されることでトルクリプルが大きく削減されている. この形状に対して磁石端部にフラックスバリアを生成すると, 回転子内を還流する磁束が減るため, 平均トルクは増加するが, トルクリプルが大きく悪化してしまう. そのため, PO→TO 法ではフラックスバリアが生成されない形状が得られている. 磁石端部にフラックスバリアを生成しトルクリプルの特性も向上させるためには, 互いに依存する最適な磁石形状およびフラックスバリアを同時に探索する必要がある. この結果から, 提案法の PO+TO 法は PO→TO 法よりも優れていることがわかる.

次に提案法および従来法のトルク特性を詳細に検討するために, マグネットトルク T_{mag} とリラクタンストルク T_{rel} に分解する. 磁石磁束 Φ_m と d 軸・q 軸自己インダクタンス L_d, L_q から, T_{mag}, T_{rel} を以下のように求める.

$$T_{mag} = P_n \Phi_m i_q \quad (3.7)$$

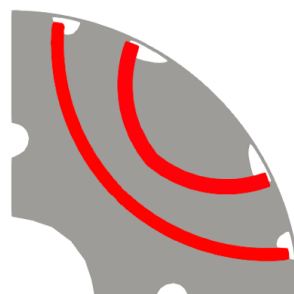
$$T_{rel} = P_n (L_d - L_q) i_d i_q \quad (3.8)$$

ここで, P_n は極対数, i_d, i_q はそれぞれ d, q 軸の電流である. Φ_m, L_d, L_q の値を表 3.4 に, 分解されたトルクを図 3.10 に示す. 提案手法で得られたモデルは, 従来手法で得られた IPM モータ

と比較して、マグネットトルクで約 5 %, リラクタンストルクで約 20 % 高い値を有する. この最適化条件下において, ダブル U 字型 PM を用いた IPM モータは, d 軸と q 軸のインダクタンス差を大きくすることでリラクタンストルクを有効に活用することができる.



図 3.7: マルチマテリアル最適化の参照形状



(a) 提案法 TO+PO



(b) 従来法 TO+PO



(c) PO→TO

図 3.8: マルチマテリアル最適化形状

表 3.3: マルチマテリアル最適化の参照形状および最適化形状の特性

	f	T_{ave} [Nm]	T_{rip} [Nm]	S_{mag} [mm ²]
参照形状	-0.80	6.61	3.97	78.4
提案法 TO+PO	-1.20	8.13	0.54	77.3
従来法 TO+PO	-1.10	7.64	1.19	78.4
PO→TO	-1.13	7.89	1.22	78.3

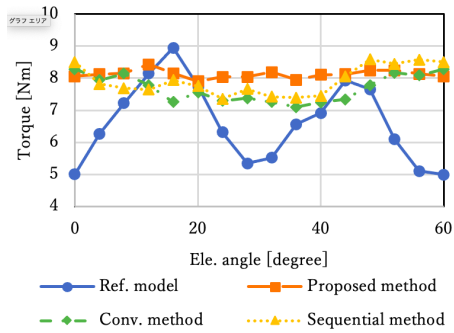


図 3.9: マルチマテリアル最適化のトルク波形

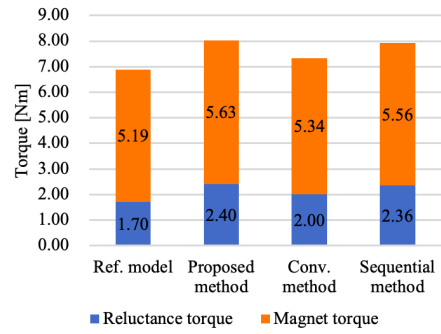


図 3.10: リラクタンストルクとマグネットトルク成分

表 3.4: 参照形状および最適化形状の磁石磁束・自己インダクタンス

	m [Wb]	L_d [H]	L_q [H]
Ref. model	2.77×10^{-1}	6.66×10^{-3}	1.82×10^{-2}
Proposed method	3.00×10^{-1}	5.14×10^{-3}	2.14×10^{-2}
Conventional method	2.84×10^{-1}	5.14×10^{-3}	1.87×10^{-2}
Sequential method	2.97×10^{-1}	4.91×10^{-3}	2.09×10^{-2}

磁石数による最適化形状の比較

配置される磁石の数が異なる場合の提案手法の結果を比較するために、磁石数をシングル、トリプルとして最適化を行った。設計変数は、シングル、トリプルの磁石の場合、それぞれ 66,78 である。最適化形状を図 3.11 に示し、その特性を表 3.5 にまとめる。シングル PM は、ダブル PM やトリプル PM のモーターよりも性能が悪いことが分かる。トリプル PM の最適化では、ダブル U 字型の PM 配置が得られる。また、目的関数もダブル U 字型 PM の場合とおおよそ一致している。この結果は、この最適化条件では、ダブル U 字型 PM を持つモーターが最適であることを示唆する。

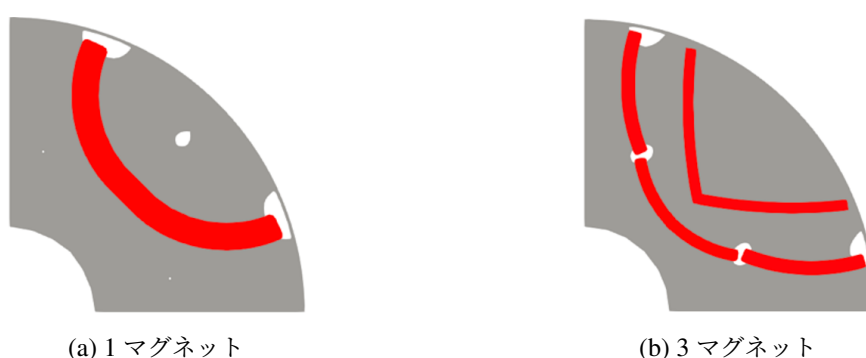


図 3.11: 1 磁石,3 磁石の場合の提案手法最適化形状

表 3.5: 1 磁石,3 磁石の場合の提案手法最適化形状の特性

	f	T_{ave} [Nm]	T_{rip} [Nm]	S_{mag} [mm ²]
Single magnet	-1.12	7.86	1.45	77.8
Triple magnets	-1.19	8.22	1.14	76.5

3.3 ステップスキューモータの形状最適化

3.3.1 概要

PM モータは、高効率・高出力であることから、電気自動車用モータをはじめ、様々な機器に使用されている。PM モータへの要求として高出力性能および、振動・騒音低減のためのトルクリプル・コギングトルクの削減が求められる。この要求を実現するため、FEM を用いて性能評価が行われる。トルクリプルやコギングトルクは、回転子形状の適切な設計、極数やスロット数の調整の他、回転子や固定子にスキューを設けることで低減することができる。コギングトルクとトルクリプルを低減するために、多くの研究が行われている。

IPM モータのフラックスバリア形状を設計する場合、トポロジー最適化 (TO) 法はトルクリプルの低減とトルクの増加に有効である [4]。また、図 3.12 に示す回転子を複数の層に分割し角度を変化させて積み上げたステップスキューモータは、製造が容易かつ安価に製造できるため、コギングトルク・トルクリプル低減のために広く採用されている [23][24]。従来は、ステップスキューモータは回転子形状を設計した後にスキュー角が決定されていた。しかし、最適な回転子形状、スキュー角は互いに依存するため、同時に最適化することでさらなる性能向上が期待できる。本研究では、磁界の 2 次元 FEM に基づき、フラックスバリアの TO とスキュー角のパラメータ最適化 (PO) を同時に行うハイブリッド最適化手法を提案する。以下では提案するハイブリッド最適化法を PO+TO 法と呼ぶ。また、提案法を PO 法、TO 法、および TO 法と PO 法を順次行う従来の逐次最適化法 TO→PO 法の 3 つのアプローチと比較する。TO→PO 法では、回転子コア形状に TO を適用した後、PO 法によってスキュー角を決定する。最後に、製造誤差を考慮して、スキュー角の変動に対する最適化モータのトルク性能のロバスト性を検討する。

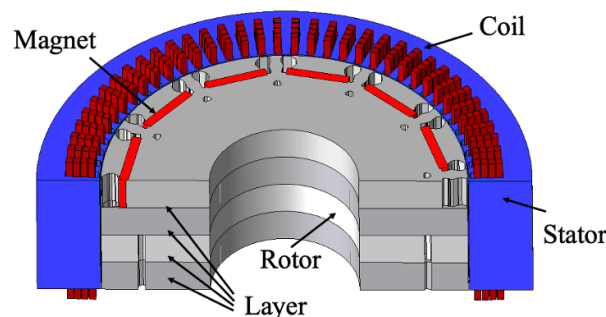


図 3.12: ステップスキューモータの構造

3.3.2 提案手法

回転子のフラックスバリアと各層のスキュー角の同時最適化を考える。

トポロジー最適化 (TO) 法

平均トルクを向上させ、トルクリプルを低減させるフラックスバリアの設計において、適切な幾何学的パラメータを設定することは困難である。TO 法はフラックスバリアの設計に有効な方法である。TO 法には様々な手法があり、レベルセット法 [7], 密度法 [3] などの感度ベースのアプローチや NGnet-ON/OFF 法 [4] による確率的アプローチなどがある。本研究では、探索性・汎用性の高さから NGnet 法を採用した。

パラメータ最適化 (PO) 法

PM モータのコギングトルクを低減するための最適なスキュー角については、[24] で議論されている。しかし、スキュー角の採用は同時に平均トルクの減少に繋がるため、スキュー角を慎重に調整する必要がある。ここでは、トルクリプルおよび平均トルクの特性を向上させるために、スキュー角に関する PO 法を行う。回転子を n 層に分割し、各層のスキュー角 $\mathbf{p} = \{\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n\}$ とする。各層のトルクを 2D-FEM で解析し、それらを足し合わせて総合トルクを求める。

ハイブリッド最適化 (PO+TO) 法

最適な回転子形状とスキュー角は互いに依存する。以上で述べたように、TO 法と PO 法はそれぞれフラックスバリアとスキュー角の設計に適している。そこで、フラックスバリアの TO とスキュー角の PO を同時に行うパラメータ・トポロジーハイブリッド最適化法 (PO+TO 法) を提案する。本研究では CMA-ES を用いて NGnet の重み $\mathbf{w}$ およびスキュー角 $\mathbf{p}$ を最適化する。世代 t_{gen} までの PO+TO 法のフローチャートを図 3.13 に示す。

3.3.3 形状最適化

本項では提案法および従来法をモータの形状最適化に適用し、その結果を比較する。

最適化設定

最適化用モデルを図 3.14 に、その仕様を表 3.6 にまとめる。最適化問題は平均トルクを増大、コギングトルク・トルクリプルを低減するために以下のように定義する。

$$\min. f(\mathbf{p}, \mathbf{w}) = k_1 \frac{T_{rip,1}}{T_{ref}} + \sum_{i=2}^3 \left((-1 - k_2) \frac{T_{avg,i}}{T_{ref}} + k_2 \frac{T_{rip,i}}{T_{ref}} \right) \quad (3.9)$$

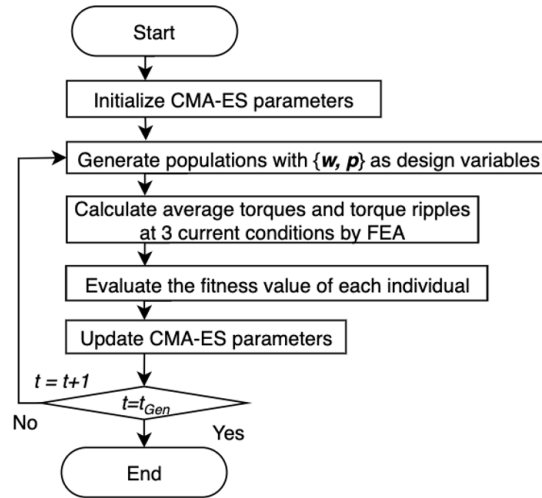


図 3.13: ステップスキューモータ最適化のフローチャート

ここで, $T_{rip,i}$, $T_{avg,i}$ はそれぞれ表 3.7 に示す各運転条件 i におけるトルクリプルと平均トルクである. 運転条件 1 は電流を 0A としているため, $T_{rip,1}$ はコギングトルクに対応する. また, 電流位相角はスキューがない場合の回転子位置に対して定義し, ref で示す量は, 図 3.15 に示した参照形状のそれぞれの特性である. k_1, k_2 は $T_{rip,i}$ と $T_{avg,i}$ を単目的最適化に変換するための係数であり, 本研究では T_{rip} および T_{avg} をバランスよく改善することを目的に $k_1 = k_2 = 0.2$ とする. 最適化の設定を表 3.8 にまとめる.

提案する PO+TO 法に加え, 従来手法として PO 法, TO 法, および PO→TO 法を適用した結果を比較する. PO 法では, 参照形状のスキュー角を最適化し, TO 法では, スキュー構造を考慮せず, フラックスバリアのみを最適化する. PO→TO は, スキューのないフラックスバリアに対して TO 法を行い, その後, 得られた回転子形状のスキュー角に対して PO を行う. つまり TO 法と PO→TO 法の断面形状は一致する.

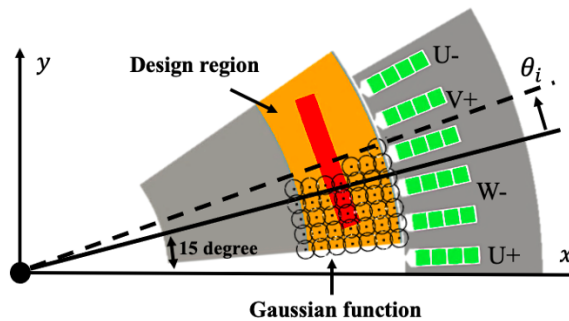


図 3.14: ステップスキューモータ最適化解析モデル

表 3.6: ステップスキューモータ最適化解析モデルの仕様

Stator outer diameter [mm]	266.0
Rotor outer diameter [mm]	196.7
Thickness [mm]	65
Phases and poles	3 phases, 12 poles
Coil Turns	4
Number of stator slots	72
Residual flux density	1.1 T
Electromagnetic Steel Sheets	35JN270

表 3.7: ステップスキューモータ最適化運転条件

conditions	1	2	3
amplitude[A]	0.00	100	200
phase angel[deg]	0.00	30.0	40.0

表 3.8: ステップスキューモータ最適化設定

Number of generations	100
Number of design variables	43
Size of population	64

最適化結果

最適化された回転子形状とスキュー角をそれぞれ図 3.16 と表 3.9 に示す. これらの特性を表 3.10 にまとめる. また, 電流条件 $i = 3$ での全トルク波形と各層のトルク波形をそれぞれ図 3.17, 3.18 に示す. PO+TO によって得られたモータは, T_{rip} と T_{avg} のバランスが良く, T_{avg} の値が他の形状と比較して最も高い. 表 3.10 に示すように, 参照形状と PO, および TO と TO→PO をそれぞれ比較することでステップスキュー構造は効果的に T_{rip} を低減できることがわかる. また, 参照形状と TO を比較することで, フラックスバリアの最適化は T_{avg} の向上に効果的であることがわかる.

次に, PO+TO と TO→TO の結果を比較する. PO+TO の図 3.16(a) の回転子表面とフラックスバリアの間のリブは, PO→TO の図 3.16(b) のリブより薄くなっている. この薄いリブは回転子内での磁束の循環を抑制するため, T_{avg} を高くすることができる. TO→PO では, TO 段階で

スキューを考慮していないので、スキューにより効果的にトルクリプルを低減することができない。そのため、リブを厚くし、トルクリプルを低減させている。しかし、これにより平均トルクが低下する。PO+TO法ではフラックスバリアとスキュー角を同時に最適化するため、平均トルクを高く保ちつつ、スキューによりトルクリプルを低減することが可能である。最適なスキュー角と回転子形状は互いに依存するためハイブリッド最適化は有効である。

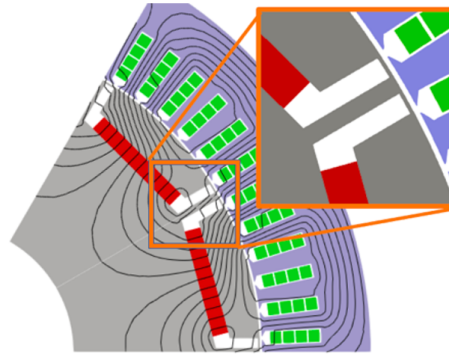
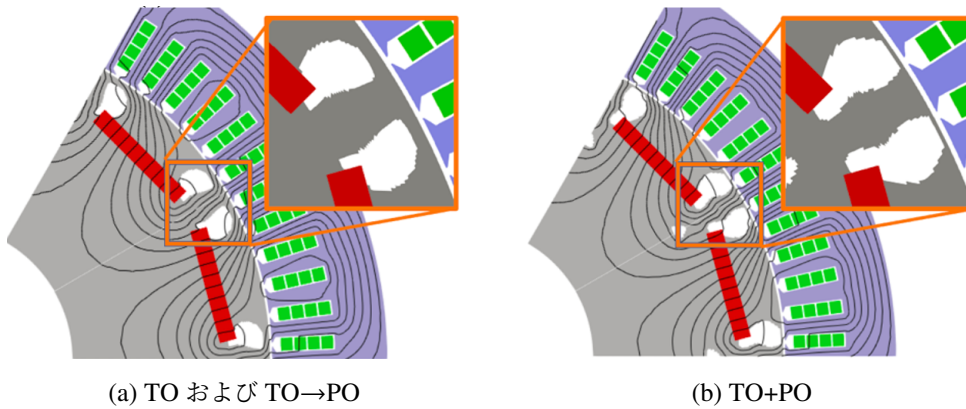


図 3.15: 参照形状



(a) TO および TO→PO

(b) TO+PO

図 3.16: 最適化形状

表 3.9: 各形状のスキュー角

	θ_1 [deg]	θ_2 [deg]	θ_3 [deg]	θ_4 [deg]
Ref.	0.00	0.00	0.00	0.00
PO	-0.289	2.05	1.27	-1.33
TO	0.00	0.00	0.00	0.00
TO→PO	1.93	0.423	1.03	-0.659
PO+TO.	1.72	-1.02	0.361	3.27

表 3.10: 各形状の特性

Methods (skew Yes/No)	F [-]	$T_{rip,1}$ [Nm]	$T_{rip,2}$ [Nm] [Nm]	$T_{rip,3}$ [Nm]	$T_{avg,2}$ [Nm]	$T_{avg,3}$ [Nm]
Ref. (N)	-1.00	0.745	35.0	66.7	99.6	206
PO (Y)	-1.47	0.168	6.79	12.1	99.1	204
TO (N)	-1.50	0.0690	11.2	15.1	99.6	212
TO→PO (Y)	-1.52	0.0192	8.31	10.8	98.6	210
TO+PO (Y)	-1.61	0.145	7.21	10.3	108	220

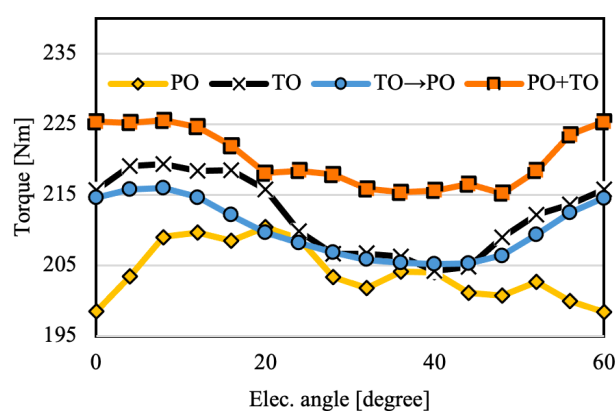
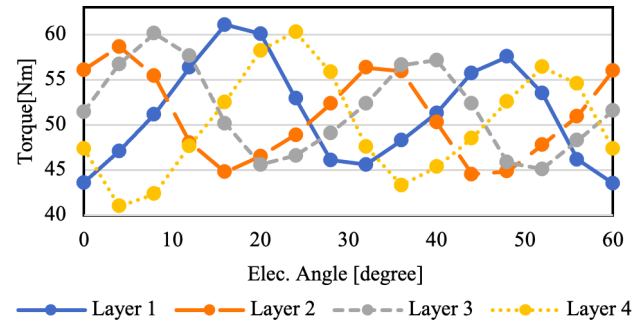


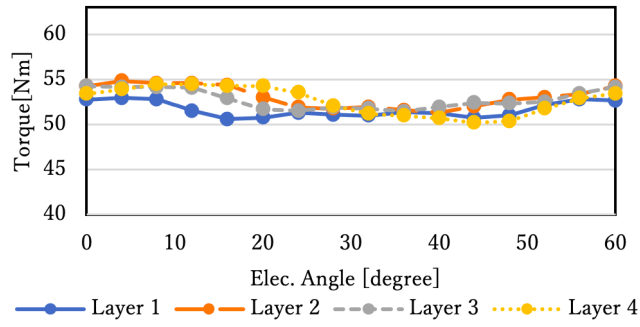
図 3.17: トルク波形

3.3.4 スキュー 角に対するロバスト性

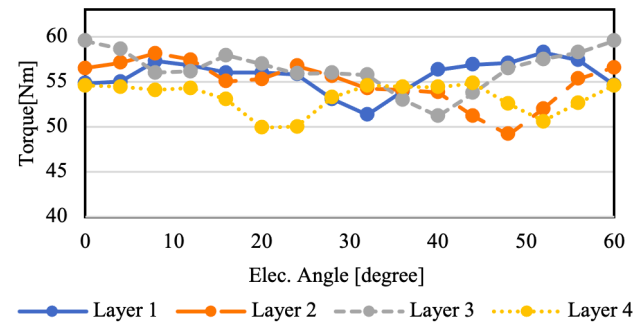
スキューモータは製造過程でスキュー角に誤差が生じる．そのため，スキューモータはスキュー角のばらつきに対してロバストな特性である必要がある．そこで，ハイブリッド最適化によって得られたモータのロバスト性を検証する．図 3.19 に TO+PO および PO の最適化形状に対して，スキュー角の製造誤差をガウスノイズ $N(0, 0.10^2)$ で与えた場合のトルクリプル $T_{rip,1}, T_{rip,2}, T_{rip,3}$ の分布図を示す．図 3.19(a) に示すように，PO と PO+TO によって得られるコギングトルクは，製造誤差が同程度の影響を及ぼす．しかし，両者のコギングトルクは低いレベルに留まっている．さらに，図 3.19(b), (c) から，ハイブリッド法による最適解は，PO による最適解よりも製造誤差に対してロバストであることが結論付けられた．



(a) 参照形状

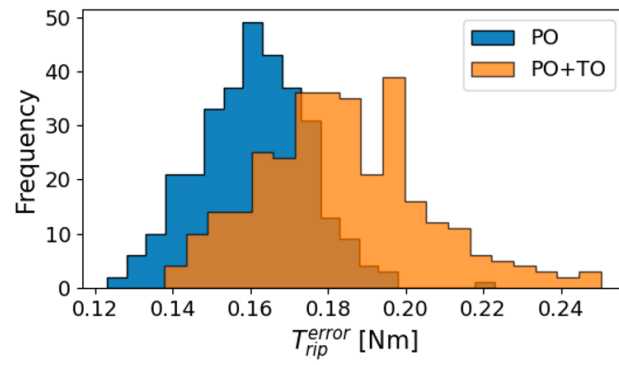


(b) TO→PO

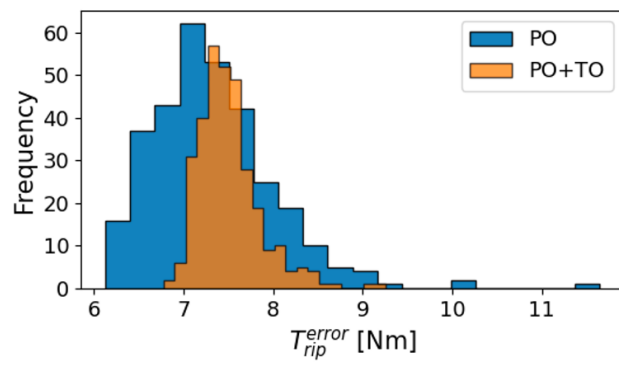


(c) TO+PO

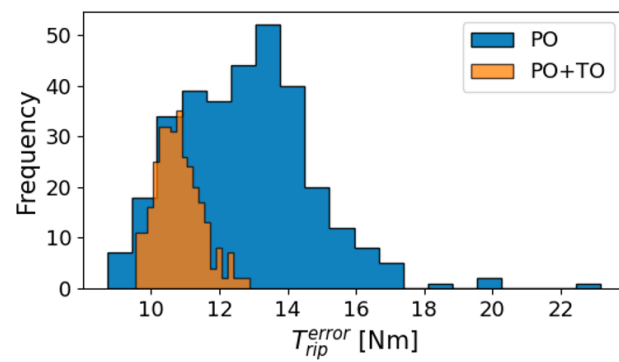
図 3.18: 各層のトルク波形



(a) 運転条件 1(0.00A)



(b) 運転条件 2(100A)



(c) 運転条件 3(200A)

図 3.19: 製造誤差に対するトルクリプルの分布

3.4 磁化方向を含む SPM モータの形状最適化

3.4.1 概要

近年、エアモビリティの研究・開発が盛んに行われ注目を集めている [28][29]。この背景には、持続可能な交通手段の探求や都市の交通インフラの進化に関連する重要な要素が存在している。図 3.20 に示す表面永久磁石（SPM）モータは、単位質量あたりの出力が高く、エアモビリティの推進システムをはじめ様々な機器に使用されている。特に図 3.21 に示すハルバツハ配列の磁石配置を持つハルバツハモータは高出力な特性を持つことが知られている [30]。エアモビリティの質量を低減することは重要な課題であり、SPM モータの性能を向上させることで質量の低減が可能である。

また、三次元金属印刷技術の著しい進歩により、磁化方向が連続した磁石の作製が容易になると期待されている [31]。磁化方向が連続した永久磁石（PM:Permanent Magnet）を用いることで、ハルバツハモータを上回る SPM モータを実現できる期待がある。しかし、滑らかな磁化方向を含む材料を試行錯誤的に最適化することは困難である。そこで、磁化方向を含む PM と磁性体コアの形状を同時に最適化する手法が求められている。本論文では、鉄、空気、磁化方向を含む PM の分布を決定するマルチマテリアルトポロジー最適化法を提案する。本研究の新規性は、材料分布だけでなく磁化分布も最適化することであり、これはエアモビリティ用 SPM モータの最適化に非常に有効であることが示される。提案手法を適用して、エアモビリティ推進システムに適した高トルク密度の SPM モータの設計を最適化する。提案手法を適用し、ハルバツハモータのトルク密度を上回る新形状の SPM モータを開発する。

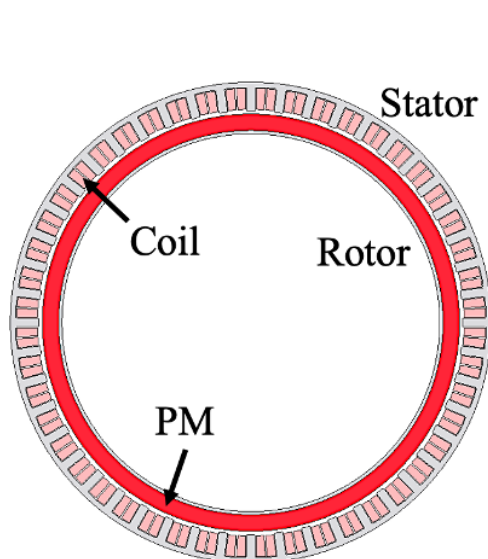


図 3.20: SPM モータの構造

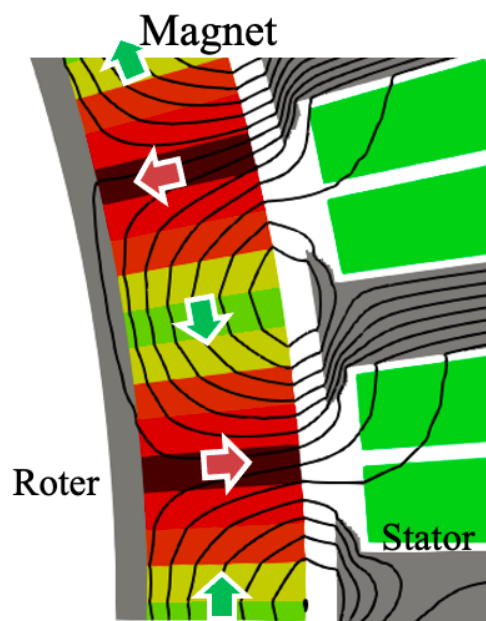


図 3.21: ハルバツハモータの磁化方向

3.4.2 提案手法

従来のトポロジー最適化法

本研究では、第2章で述べた検索性と汎用性に優れた NGnet 法を採用する。この方法では、設計領域にガウス基底関数を配置し、その形状関数 y から材料分布を決定する。

$$y(\mathbf{x}, \mathbf{w}) = \sum_{i=1}^N w_i b_i(\mathbf{x}) \quad (3.10)$$

ここで、 $\mathbf{w} = \{w_1, w_2, \dots, w_N\}$ は重み係数、 $\mathbf{x}$ は位置ベクトル、 N は配置されたガウス基底関数の数である。また、 $b_i(\mathbf{x})$ は正規化ガウス基底関数であり、ガウス基底関数 G_i を用いて次式で表される。

$$b_i(\mathbf{x}) = \frac{G_i(\mathbf{x})}{\sum_{k=1}^N G_k(\mathbf{x})} \quad (3.11)$$

$$G_i(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{D/2} |\Sigma_i|^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{x} - \boldsymbol{\mu}_i)^T \Sigma_i^{-1} (\mathbf{x} - \boldsymbol{\mu}_i)}{2}\right] \quad (3.12)$$

ここで、 D は入力 $\mathbf{x}$ の次元、 $\boldsymbol{\mu}_i$ 、 Σ_i はそれぞれ i 番目のガウス基底関数の中心ベクトル、共分散行列である。

各要素 e の材料種 v_e は要素中心ベクトル $\mathbf{x}_e$ を用いて表される。

$$v_e \leftarrow \begin{cases} \text{on (電磁鋼板)} & \text{if } y(\mathbf{x}_e, \mathbf{w}) \geq 0 \\ \text{off (空気)} & \text{if } y(\mathbf{x}_e, \mathbf{w}) < 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

提案するトポロジー最適化法

既に知られているように、NGnet は設計領域に滑らかな分布を持つ形状関数 y を与えることができる。そのため、NGnet を用いることで製造に適した滑らかな分布の磁化方向を決定することができると考えられる。しかし、3つ以上の材料もしくは PM の磁化方向を単一の形状関数で表現することは非常に困難である。なぜなら、1次元上に3つ以上の材料の分布をそれぞれ隣接して設定できないからである。

そこで、本手法では複数の形状関数を用いるアプローチをとる。ここでは、PM の磁化方向の最適化に加え、鉄の分布を決定する方法 I と、それらの材料に加え空気領域の分布を決定する方法 II を提案する。提案手法 I では、2つの形状関数 $y_1(\mathbf{x}, \mathbf{w}_1)$ と $y_2(\mathbf{x}, \mathbf{w}_2)$ を NGnet の2つの重み付けベクトル $\mathbf{w}_1$ と $\mathbf{w}_2$ を用いて設計領域に分布させる。図 3.22 は提案法 I の設計空間であり、 r は鉄と PM の境界となる円の半径、 φ は半径方向に対する PM の磁化方向である。 φ は次のように y_1, y_2 から決定される。

$$\varphi = \frac{1}{2} \left| \tan^{-1} \frac{y_2}{y_1} \right| \quad (3.14)$$

以上により、重み w_1 と w_2 を決定することで、滑らかな分布の形状関数 y_1 と y_2 が得られ、これらを用いて、図 3.22 から角要素の材料および磁化方向を特定することができる。本手法の設計領域における材料の決定方法の概念図を図 3.23 に示す。谷ら [32] は、図 3.22 とは異なる状態空間に基づいて磁化方向と材料分布を同時に最適化している。

また、エアモビリティはその運用上質量を最小限に抑える必要がある。そのため、単位質量当たりのトルク値であるトルク密度の特性が重要視される。したがって、質量低減のために提案法 I に加えて空気領域も導入する必要がある。提案手法 II では、 y_1, y_2 に加え、さらに形状関数 $y_3(\mathbf{x}, \mathbf{w}_3)$ を導入する。設計空間を図 3.24 に示す。図 3.24 に示すように、 y_3 によって異なる状態分布が存在する。 y_3 を導入することで、PM から空気や鉄への物質遷移を他の材料を経由することなく表現することができる。

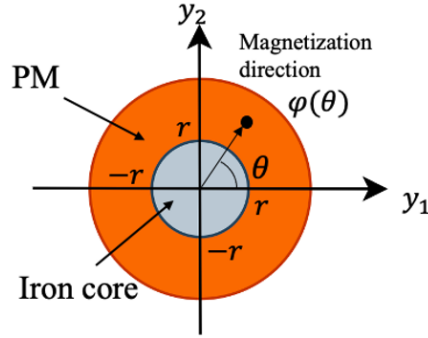


図 3.22: 2 材料最適化の状態空間

3.4.3 形状最適化

本項では以上で提案した提案法 I,II を SPM モータの形状最適化に適用し既存のハルバツハモータの特性と比較する。

最適化設定

SPM モータのモデルとガウス関数の配置を図 3.25 に示し、それらの仕様を表 3.11 にまとめる。本研究では、提案手法 I と II を用いてロータ形状の最適化を行い、ティース先端の形状も重み付け係数 w_t から最適化した。提案手法 I と提案手法 II の設計変数数 $\mathbf{w} = \{w_1, w_2, w_t\}$, $\{w_1, w_2, w_3, w_t\}$ は、それぞれ 44 と 60 である。最適化処理では、 $I_{max} \leq 250$ Arms における平均トルク密度 $T_{density}[\text{Nm/kg}]$ を以下のように最大化した。

$$\text{Maximize } T_{density}(\mathbf{w}) \quad (3.15)$$

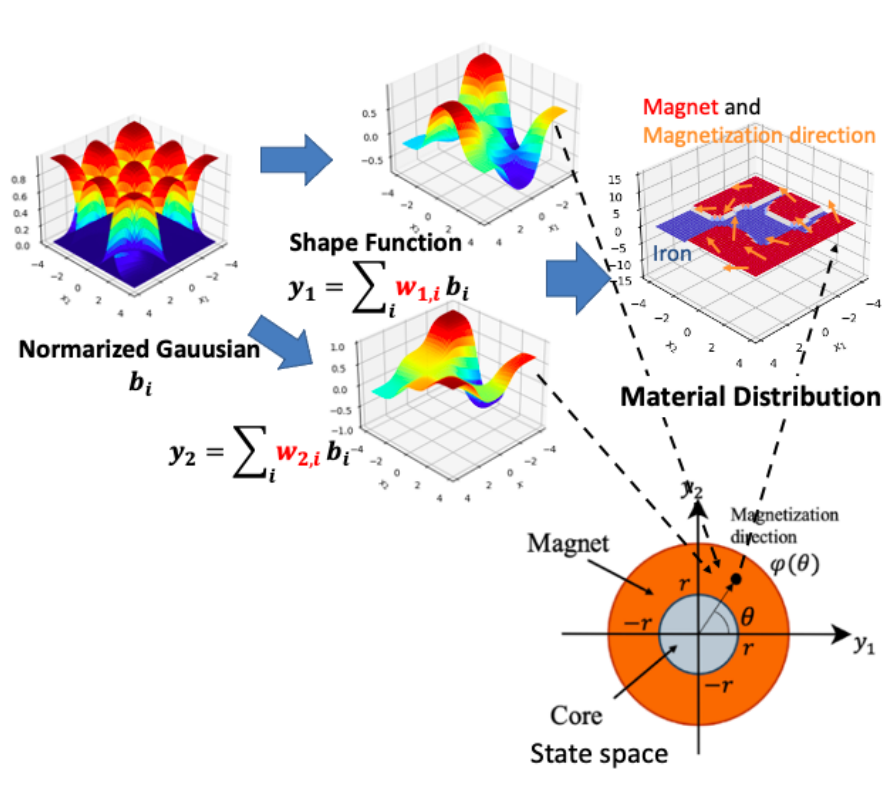


図 3.23: 複数形状関数を用いた磁化方向を含む材料最適化の概念図

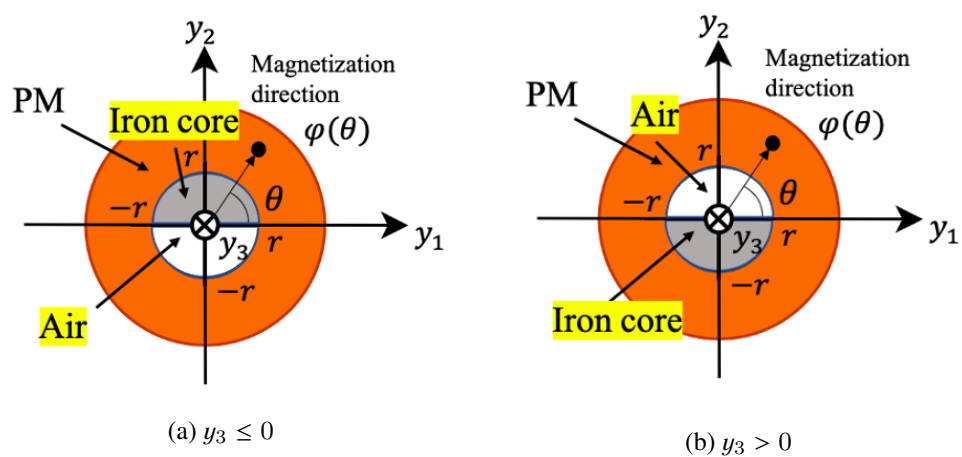


図 3.24: 3 材料最適化の状態空間

重み係数 w を集団ベースの確率的アルゴリズムである CMA-ES[21] を用いて決定する．遺伝的アルゴリズムは大域的探索に必要な個体数が $O(N)$ (N は設計変数の数) であるのに対し，CMA-ES は $O(\log N)$ であり，設計変数が多い場合に優れた最適化手法である．CMA-ES において，個体は平均ベクトルと共分散行列に従って生成され，最適化中にそれらは適応的に変更される．世代 t_{gen} までの最適化のフロー図を図 3.31 に示す．最適化の設定を表 3.11 にまとめる．他の最適化パラメータについては，Hansen ら [21] が推奨する値を使用する．

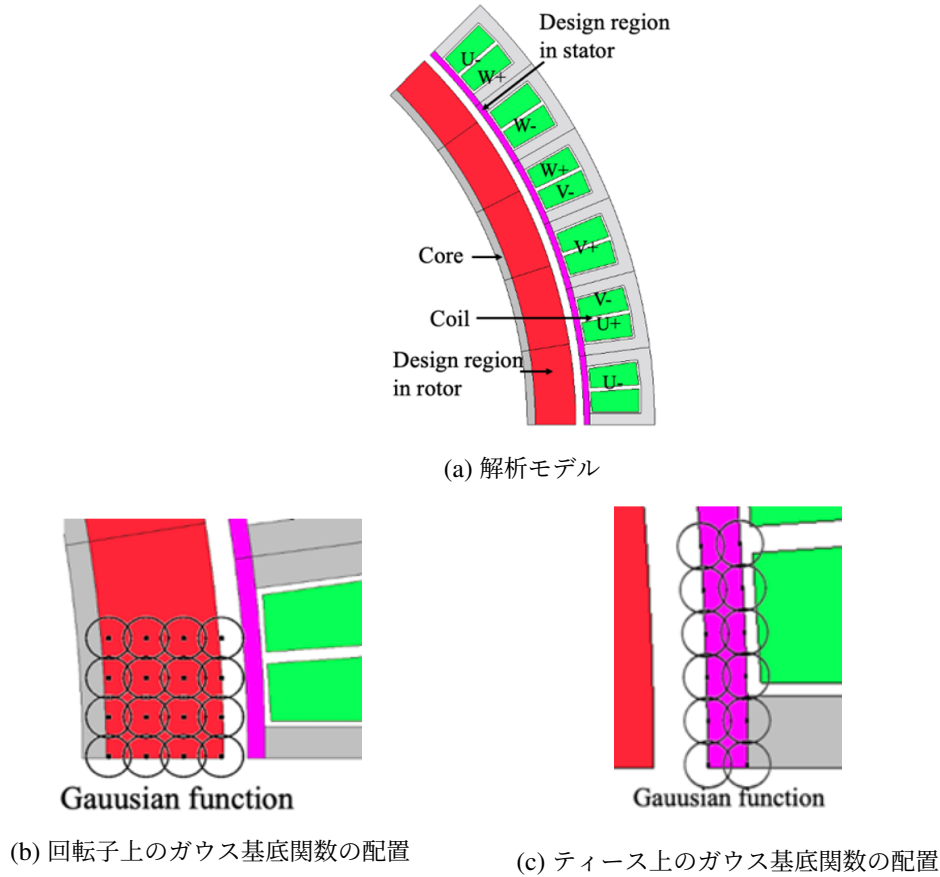


図 3.25: SPM 解析モデルとガウス基底関数の配置図

最適化結果

まず，比較対象となる従来のハルバツハモータを図 3.27 に示す．図 3.27 では，磁化方向は半径方向で一定であり，円周方向に沿って線形かつ周期的に変化している．また，最適化によって得られるモータの特性は図 3.27 のハルバツハモータの特性で規格化した数値で表す．以下では従来のハルバツハモータを参照形状と呼ぶ．

図 3.28 と図 3.29 は，それぞれ提案手法 I ($r = 0.0, 0.4$) を用いて決定した最適化モータの磁化方向と磁束線を示し，図 3.30 は提案手法 II ($r = 0.4$) を用いて導出した最適化結果である．

表 3.11: 解析モデルの設定

極数	40
ステータ直径 [mm]	60
モータ厚さ [mm]	160
エアギャップ幅	32
コイルの巻数	64
スロット数	48
磁石の残留磁束密度 [T]	1.4
鉄材料	パーメンジュール

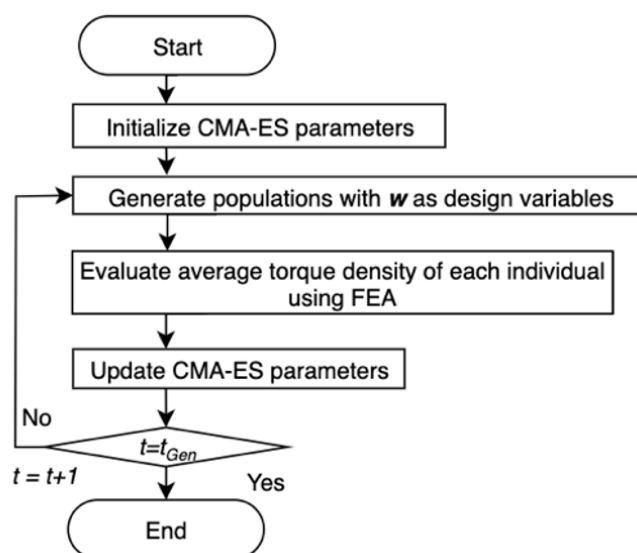


図 3.26: 最適化フローチャート

図 3.28 の手法では，設計領域を全て磁石で満たし，磁化分布のみを最適化している．これに対して，図 3.29 に示す結果は，磁石に加えて鉄の分布を考慮した結果である．図 3.30 は，磁石，鉄に加え，空気領域の分布を考慮した結果である．参照形状と最適化モータのトルク密度波形を図 3.31 に示す．平均トルク密度，トルク，質量を表 3.13 に示す．

次にそれぞれの最適化結果の特徴を見ていく．最適化結果の特徴は以下の 3 つである．

1. 磁化方向の分布がラジアル方向に変化している
2. ロータ表面近傍の磁極上部にくさび形の鉄がある
3. 回転子内側に台形の空気領域がある

図 3.27 と図 3.28 の磁石配列はいずれも設計領域が磁石のみで満たされたハルバツハ配列と

表 3.12: 最適化設定

世代数	100
集団数	64
提案法 I の設計変数	44
提案法 II の設計変数	60
初期平均ベクトル	0.00
初期分散	0.16

なっているが、径方向に対する磁化分布が異なっている。最適化された磁化方向は径方向に変更され、参照形状と比較して磁束の経路が短縮されており、磁気抵抗が減少している。その結果、平均トルク密度は 1.2 % 向上している。

図 3.28 と図 3.29 の結果は鉄の分布の考慮の有無の点で異なる。2つの磁化分布は一致するが、図 3.29 に示すモータでは、ロータ表面にくさび形の鉄が形成されている。図 3.29(b) を見ると、磁束が鉄に集中し、磁気抵抗が減少していることがわかる。鉄を回転時表面に分布させることにより、図 3.29 のモータの平均トルク密度は、図 3.28 のモータより 1.2 % 向上している。

最後に、図 3.29 と図 3.30 の結果は空気材料の分布の考慮の有無で異なる。いずれの結果もロータ表面にくさび形の鉄を有している。一方で図 3.30 は回転子内部に丸みを帯びた台形の空気領域を有している。表 3.13 からわかるように、空気領域によって平均トルクが低減しているが、質量が低減し、平均トルク密度の向上に成功している。空気領域を分布させることにより、図 3.30 のモータの平均トルク密度は、図 3.29 のモータより 2.0 % 向上している。

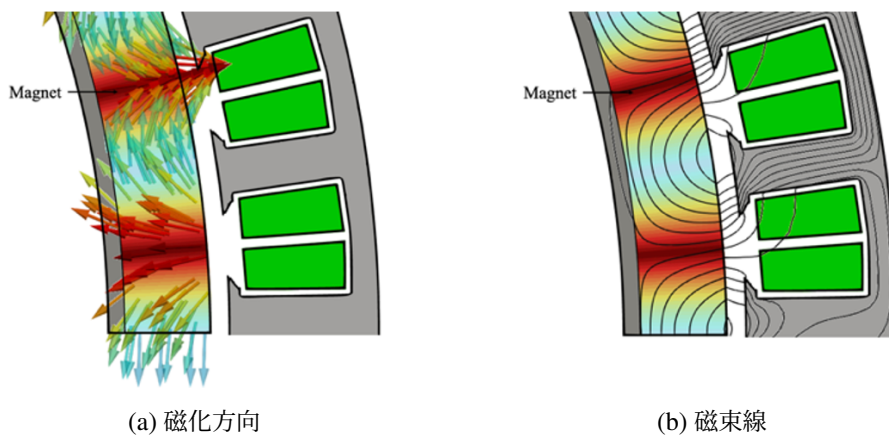


図 3.27: 参照形状 従来のハルバッハモータ

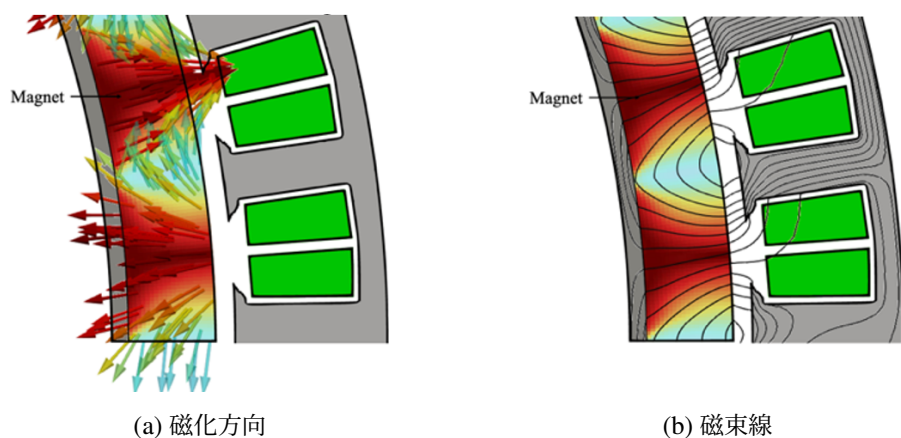


図 3.28: 最適化形状 提案手法 $I_r = 0.0$

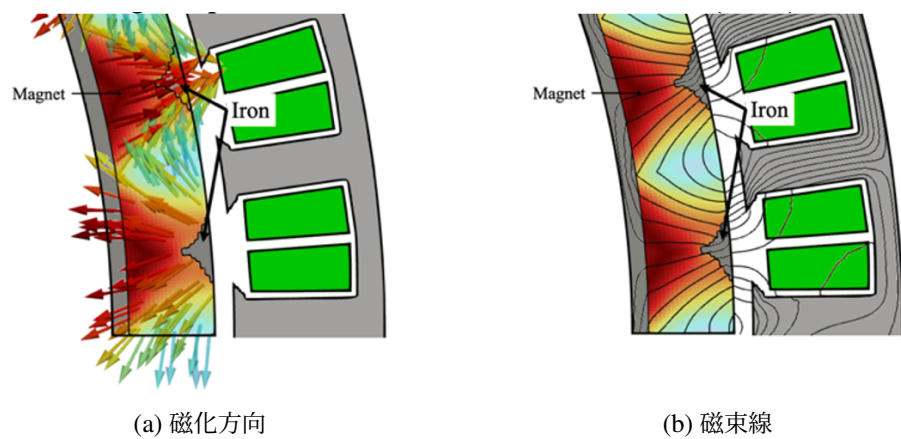


図 3.29: 最適化形状 提案手法 $I_r = 0.4$

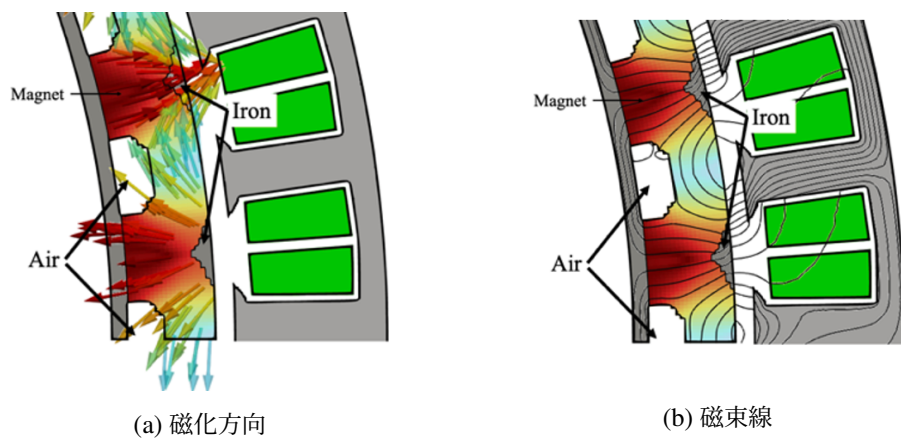


図 3.30: 最適化形状 提案手法 $IIr = 0.4$

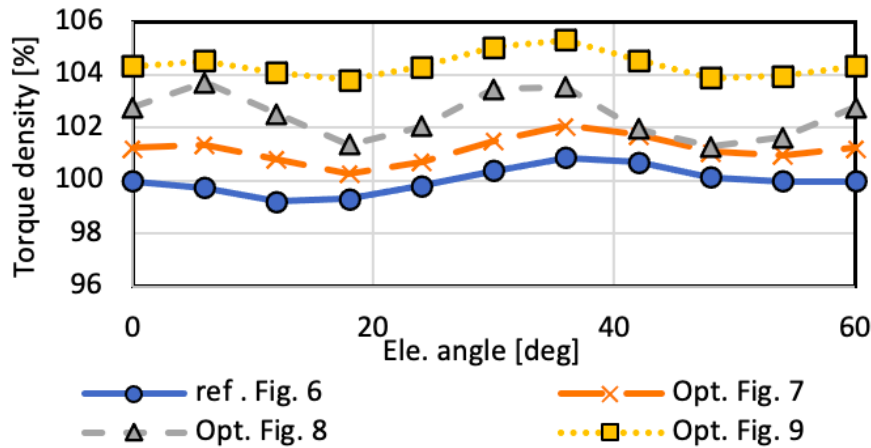


図 3.31: トルク密度波形の比較

表 3.13: 磁化方向を考慮した SPM モータの最適化結果の特性

	平均トルク密度 [%]	平均トルク [%]	質量 [%]
参照形状	100.0	100.0	100.0
最適化形状 (a)	101.2	101.1	99.93
最適化形状 (b)	102.4	102.1	99.73
最適化形状 (c)	104.4	98.15	94.04

3.4.4 磁化方向の離散化の検討

前項では、PM の磁化方向が連続的に分布しているモータについて述べた。しかし、現状において磁化方向が連続的な SPM モータを製造することは困難である。そこで、製造性の観点から磁化方向を離散化し、離散化による特性への影響を検討する。図 3.27 の参照形状および図 3.30 の最適化形状を用いて、それらの磁石の磁化方向を最も近い 3 つの磁化方向に離散化する。磁化方向は径方向に対して 0deg, 45deg, 90deg である。離散化された磁化方向と磁束線を図 3.32 と図 3.33 に示す。対応する波形を図 3.34 に示し、その特性を表 3.14 にまとめる。磁束線図からわかるように、離散化によって PM 内の磁束線が角張っている。これにより磁気抵抗が増加し、両形状のトルク特性が悪化する。最適化形状は直報告の離散化により平均トルク密度は 1.5% 悪化した。離散化最適化モータの性能は参照形状を上回っている。

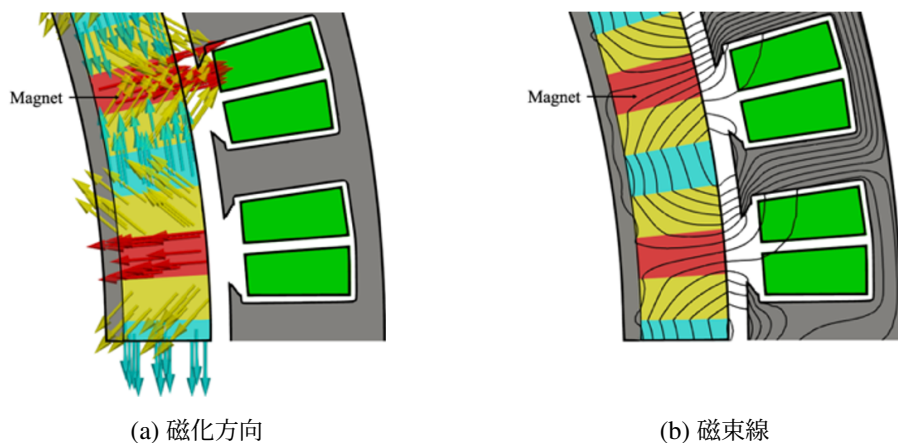


図 3.32: 離散化された参照形状

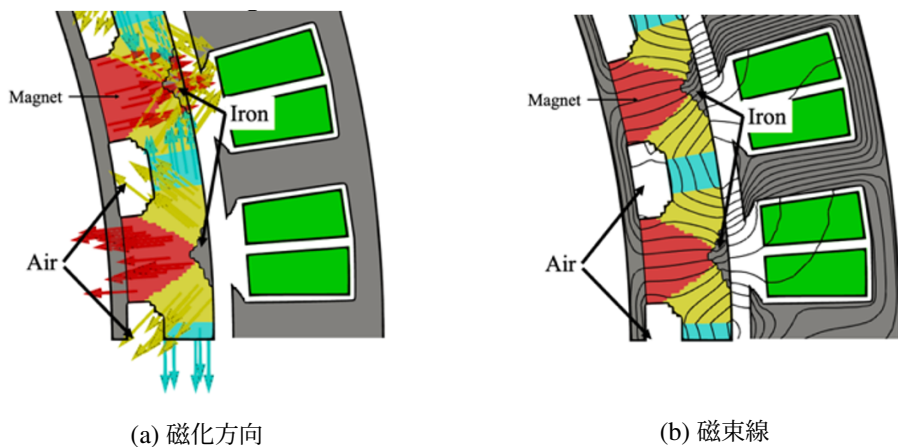


図 3.33: 離散化された最適化形状

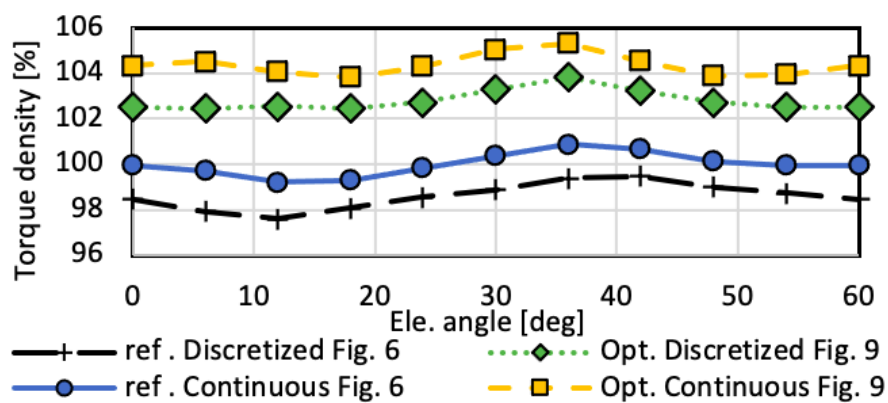


図 3.34: 磁化方向が離散化されたモータのトルク密度波形の比較

表 3.14: 磁化方向を離散化したモータの最適化結果の特性

	平均トルク密度 [%]	平均トルク [%]	質量 [%]
参照形状	98.61	98.61	100.0
最適化形状 (c)	102.8	96.70	94.04

3.5 総括

本章では従来のトポロジー最適化の表現能力を向上させるために、3つの最適化を提案した。それぞれ次にまとめる。

磁石形状とフラックス形状の同時最適化

石形状とフラックス形状の同時最適化では、PMのパラメータおよびPMの数を増やすことで、従来法を拡張することに成功した。提案手法の最適化結果は、従来手法よりも優れた性能を示す。さらに、提案法で得られた形状は従来法では表現することができないダブルU字磁石配置であった。

ステップスキューモータの形状最適化

ステップスキューモータの形状最適化ではスキュー角と回転子形状を同時に最適化するハイブリッド最適化法を提案した。ハイブリッド最適化により得られた結果は、従来手法よりも優れており、高トルクを維持しながらトルクリプルの低減を実現する形状が得られた。最適なスキュー角と回転子形状は互いに依存するため、ハイブリッド最適化が効果的であると結論づけられる。

磁化方向を含む SPM モータの形状最適化

本研究では直報告を含む SPM モータの形状最適化法を提案した。提案手法によって従来のハルバツハモータの特性を上回る新規的で優れた最適化形状が得られた。

第 4 章

制御系を考慮した IPM モータの形状最適化法の提案

4.1 はじめに

NGnet on/off 法をはじめ密度法やパラメータ法によるモータの形状最適化が数多く研究されている。これらの研究の多くは一定の正弦波電流を仮定しトルクやトルクリプルといった特性を向上させるように形状最適化が行われている。しかし、この方法では空間高調波や時間高調波、制御系を考慮することはできない。

ここで実際のモータの運転を考える。モータの運転はトルク指令値や回転速度指令値が入力であり、それらの指令値を達成するように電源であるインバータの出力電圧が制御される。これに加え、インバータから出力される印加電圧は矩形波となり、キャリア高調波に対応する時間高調波が発生する。したがって、数値計算によりモータの制御を実現するためには入力指令値を達成するための PI 制御、電圧入力であるモータのプラントモデルが必要である。高速に計算機上でモータの制御を行うために、モータのプラントモデルとしてベヘイビアモデル [16] が提案されている。ベヘイビアモデルを用いることで空間高調波を考慮することが可能である。

本研究では従来の FEM を用いた形状最適化に制御系を連成することで、回転速度、トルク指令値入力であり、空間高調波・時間高調波を考慮することができる形状最適化を提案する。

本章では次の 3 つについて述べる。

1. 制御シミュレーション
2. 銅損最適化
3. 銅損および鉄損最適化

4.2 節では本研究で用いた制御系について詳細を述べる。4.3 節では運転領域全体で銅損を最小化するための形状最適化を行う。4.4 節では銅損に加え鉄損を考慮した形状最適化を行う。

4.2 制御シミュレーション

4.2.1 概要

本節では本研究で用いた図 4.1 のモータドライブシステムについて述べる．このシステムはモータの出力トルクがトルク指令値を達成するように制御される．ドライブシステムは制御部と制御対象からなる．さらに制御部は電流指令値作成部、電流制御部および電圧制御部から構成される．本節ではまず、制御対象であるモータのプラントモデルについて述べ、次に制御部について詳細を述べる．最後に本研究で作成したブロック線図とその動作を示す．

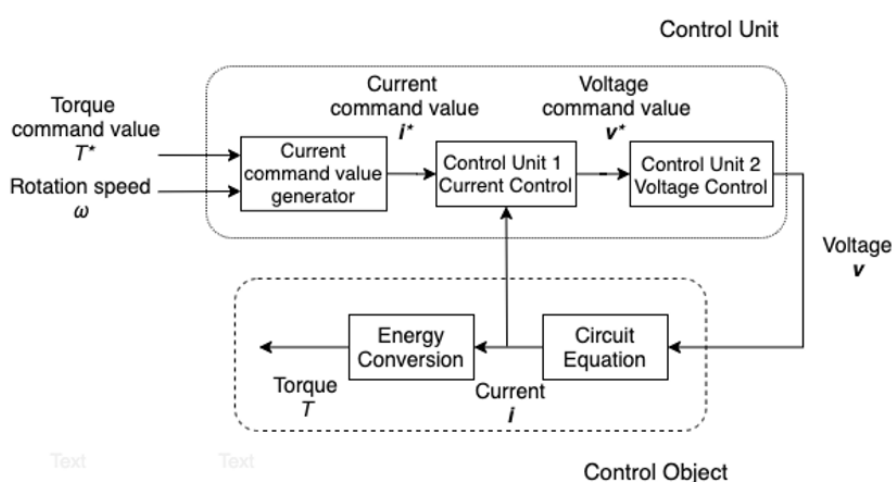


図 4.1: モータドライブシステム

4.2.2 モータのプラントモデル

モータの駆動シミュレーションを厳密に行う場合、プラントモデルとして FEM を用いて逐次解析を行いその特性を算出する方法が最も厳密であると考えられる．しかし、制御シミュレーションにおいて FEM を用いると膨大な計算時間が必要なる．そこで、モータの駆動シミュレーションを高速に行うためのプラントモデルとしてビヘイビアモデルが提案されている [16]．ビヘイビアモデルとは、異なる電流・機械角条件において FEM 解析によって得られる特性に基づき生成されたモータのプラントモデルである．ビヘイビアモデルを用いることで、今までのモータ形状最適化において考慮することが不可能であった空間高調波・時間高調波の影響を考慮することができる．

本項では自己インダクタンスで表現されたビヘイビアモデルの導出を行う．

自己インダクタンスで表現されたビヘイビアモデルの導出

最も一般的なモータの電圧方程式は

$$\begin{bmatrix} v_u \\ v_v \\ v_w \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} i_u \\ i_v \\ i_w \end{bmatrix} + p \begin{bmatrix} \Phi_u \\ \Phi_v \\ \Phi_w \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

で表される．ここで、 R は電機子巻線抵抗、 v, i, Φ はそれぞれ電圧、電流、鎖交磁束であり、添字は u,v,w 相を表す． p は時間微分を表す．(4.1) 式右辺第 1 項は電流により発生する抵抗電圧、第 2 項は回転により生じる誘起電圧である．(4.1) 式を dq 変換することで、次式の dq 座標系におけるモータの電圧方程式が得られる．

$$\begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p & -\omega \\ \omega & p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_d \\ \Phi_q \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

ただし、 ω は電気角の角速度である．(4.2) は鎖交磁束で表現されたビヘイビアモデルである．ここで、(4.2) 式を自己インダクタンスで表現するために、d 軸自己インダクタンス L_d 、q 軸自己インダクタンス L_q 、永久磁石による鎖交磁束 Φ_m を次で定義する．

$$\Phi_m(\theta, i_q) = \Phi_d(\theta, i_d = 0, i_q) \quad (4.3)$$

$$\Phi_d(\theta, i_d, i_q) = L_d(\theta, i_d, i_q)i_d + \Phi_m(\theta, i_q) \quad (4.4)$$

$$\Phi_q(\theta, i_d, i_q) = L_q(\theta, i_d, i_q)i_q \quad (4.5)$$

これらを (4.2) 式に代入すると

$$\begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} pL_d & -\omega L_q \\ \omega L_d & pL_q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \omega \Phi_m \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

が得られる．ここで、

$$pL_d i_d = L_d \frac{di_d}{dt} + \frac{dL_d}{dt} i_d = L_d \frac{di_d}{dt} + \left(\frac{dL_d}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} + \frac{dL_d}{di_d} \frac{di_d}{dt} + \frac{dL_d}{di_q} \frac{di_q}{dt} \right) i_d \quad (4.7)$$

$$pL_q i_q = L_q \frac{di_q}{dt} + \frac{dL_q}{dt} i_q = L_q \frac{di_q}{dt} + \left(\frac{dL_q}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} + \frac{dL_q}{di_d} \frac{di_d}{dt} + \frac{dL_q}{di_q} \frac{di_q}{dt} \right) i_q \quad (4.8)$$

である．簡単のため (4.7) 式、(4.8) 式の右辺第 3、4 項を無視し、(4.6) 式に代入すると

$$\begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_d \frac{di_q}{dt} \\ L_q \frac{di_q}{dt} \end{bmatrix} + \omega \begin{bmatrix} \frac{dL_d}{d\theta} & -L_q \\ L_d & \frac{dL_q}{d\theta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \omega \Phi_m \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

が得られ、整理することで次式が得られる．

$$\begin{aligned} p \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -L_d^{-1}(R + \omega \frac{dL_d}{d\theta}) & \omega \frac{L_q}{L_d} \\ -\omega \frac{L_d}{L_q} & -L_q^{-1}(R + \omega \frac{dL_q}{d\theta}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} \\ &+ \begin{bmatrix} L_d^{-1} & 0 \\ 0 & L_q^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\omega \Phi_m}{L_q} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.10)$$

(4.10) 式は状態方程式 $\mathbf{p}\mathbf{i} = \mathbf{A}\mathbf{i} + \mathbf{B}\mathbf{v} + \mathbf{c}$ で表現される．そのため，自己インダクタンスモデルで表現されたビヘイビアモデルはブロック線図を用いて簡単に表現することができる．図 4.2 に式 (4.10) で表現されたモータのブロック線図を示す．

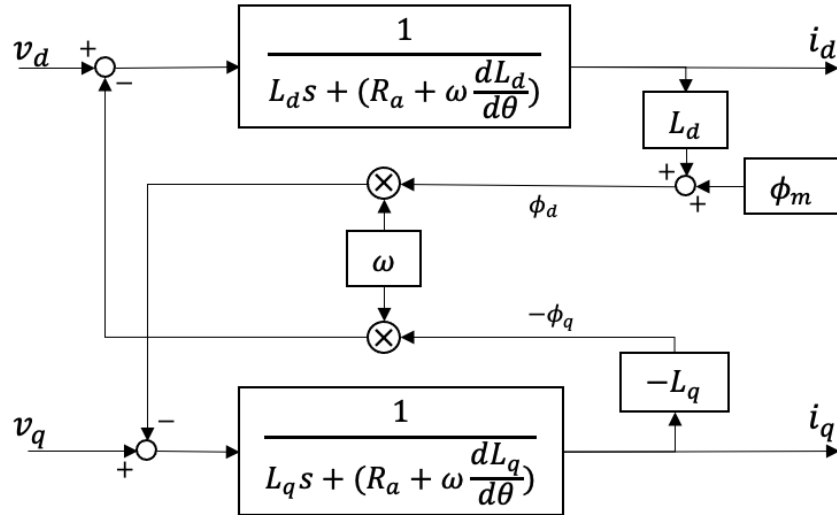


図 4.2: モータのブロック線図

テーブルデータの作成

モータ駆動のシミュレーション時には事前に電磁界解析を行いビヘイビアモデルを構成する必要がある．(4.10) 式で与えられた自己インダクタンスモデルは自己インダクタンス L_d, L_q , および磁石磁束 Φ_m のテーブルデータが必要である．本研究では，d 軸電流 i_d , q 軸電流 i_q , 機械角 θ の 3 次元における格子点上で電磁界解析を行うことで L_d, L_q, Φ_m のテーブルデータを作成する．

テーブルデータを用いて補完を行うことで，任意の i_d, i_q, θ に対して $L_d(i_d, i_q, \theta)$, $L_q(i_d, i_q, \theta)$, $\Phi_m(i_d, i_q, \theta)$, およびトルク $T(i_d, i_q, \theta)$ を計算する．

4.2.3 電流指令値生成部

本項では制御部の一部である電流指令値作成部について詳細を述べる．電流指令値作成部ではインバータの制限値を満たしながら，入力されたトルク指令値を達成する電流指令値を生成する．インバータには最大出力電流と最大出力電圧が存在する．そのため，電流指令値が最大出力電流以下であること，モータの誘起電圧が最大出力電圧以下であることが求められる．回転速度・トルク指令値を達成するための電流ベクトル制御法について述べる．

本研究では最大トルク/電流 (MTPA: Maximum Torque Per Ampere) 制御および弱め磁束制御によって電流ベクトルの制御を行う．MTPA 制御とはリラクタンストルクを有効利用して電流

に対する発生トルクが最大となるように電流を制御する方法である．特に出力トルクを変化させた際に電流値が描く軌跡を MTPA 曲線といい，図 4.3 の軌跡を描く．ここで回転速度が高くなると MTPA 制御ではモータを制御できなくなる場合が発生する．なぜなら，モータの誘起電圧がインバータの出力以上になってしまうためである．そこで，弱め磁束制御では d 軸の負の方向に大きく電流を流し d 軸鎖交磁束を低下させ誘起電圧を低減させることで制御を可能にする．定トルク曲線に従って指令電流値を変化させていき，誘起電圧がインバータの制約を満たす動作点で運転を行う．MTPA および弱め磁束制御のフローチャートを図 4.4 に示す．この 2 つの電流ベクトル制御の詳細は 2.2.4 節および 2.2.5 節で述べている．

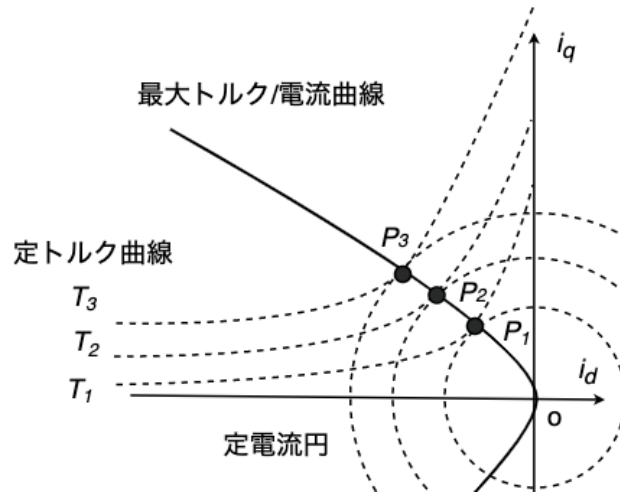


図 4.3: MTPA 制御

4.2.4 電流制御部

電流制御部では入力として電流指令値 i_d, i_q を受け取り，それぞれに対して PI 制御を行う．本項ではまず PM モータの電流制御を考える上で重要となる非干渉化について述べ，次に PI 制御について詳細を述べる．

非干渉化

d-q 座標系における PM モータの電圧方程式は (4.9) 式で与えられる．d,q 軸電流を安定かつ高速に制御するために，電流制御では誘導起電力による d,q 軸間の干渉項の影響を排除する非干渉制御を行う．次式のように補正を加えた電圧 v'_d, v'_q を定義する．

$$v'_d = v_d + \omega L_q i_q \quad (4.11)$$

$$v'_q = v_q - \omega(\Phi_m + L_d i_d) \quad (4.12)$$

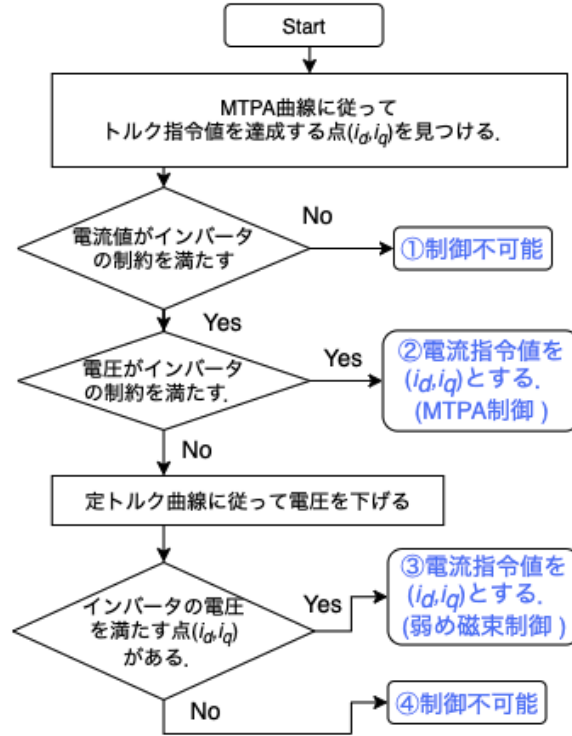


図 4.4: MTPA 制御 + 弱め磁束制御のフローチャート

これらを (4.9) 式に代入することで次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 p \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -L_d^{-1}(R + \omega \frac{dL_d}{d\theta}) & 0 \\ 0 & -L_q^{-1}(R + \omega \frac{dL_q}{d\theta}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \end{bmatrix} \\
 &+ \begin{bmatrix} L_d^{-1} & 0 \\ 0 & L_q^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v'_d \\ v'_q \end{bmatrix}
 \end{aligned} \quad (4.13)$$

これにより d 軸および q 軸が非干渉化され、完全に分離され電圧方程式は一時遅れ系とみなすことができる。

電流フィードバック制御

非干渉後の電流フィードバック制御のブロック線図を図 4.5 に示す。このように電流制御は簡単な閉ループで表現される。電流制御器 G_{cd}, G_{cq} は式 (4.14), (4.15) で示すような PI 制御器を用いる。

$$G_{cd} = K_{cpd} + \frac{K_{cid}}{s} \quad (4.14)$$

$$G_{cq} = K_{cpq} + \frac{K_{ciq}}{s} \quad (4.15)$$

ここで K_{cpd}, K_{cpq} は d,q 軸電流の制御系の比例ゲイン, K_{cid}, K_{ciq} は d,q は積分ゲインである.

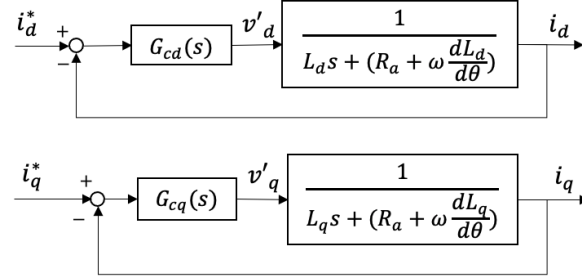


図 4.5: 非干渉後の電流制御のブロック線図

4.2.5 電圧制御部

電圧制御部では電圧指令値を三相電圧形 PWM インバータにより矩形波電圧に変換し出力する.

ここでは三相電圧形 PWM インバータの u 相に注目して, 電圧制御について述べる. 図 4.6 に u 相の単相ハーフブリッジインバータを示す. 三相電圧形 PWM インバータでは中性点 o は設けないが, 説明のために直流電圧の中性点を設け, そこから見た端子 u の電圧 v_{uo} を u 相のインバータの出力電圧とする. また, スイッチング信号 g_u^+, g_u^- は三角波比較方式によって作成される. 変調波 (電圧指令信号) v_s と搬送波 (三角波キャリア信号) v_{car} の比較結果よりスイッチのオンオフが決定され, 出力電圧 v_{uo} を制御する. 4.7 に PWM の電圧波形を示す.

4.2.6 ブロック線図

以上から構成したブロック線図の全体図を図 4.8 に示す. また, 駆動時の各地点の波形を図 4.9 に示す. 図中の電圧, 電流は dq 逆変換により u 相に変換している.

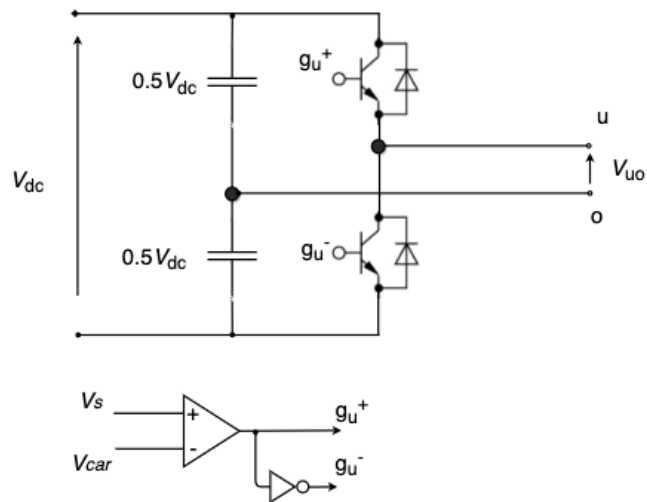


図 4.6: U 相 単相ハーフブリッジインバータ

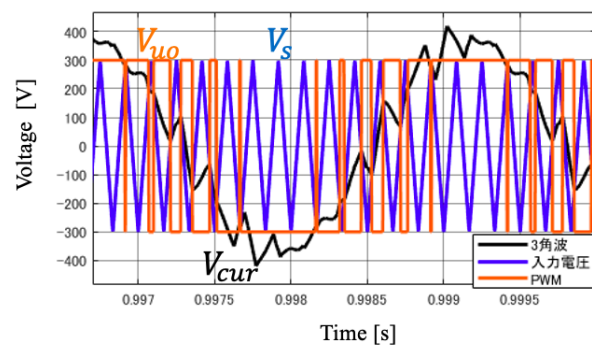


図 4.7: U 相 電圧波形

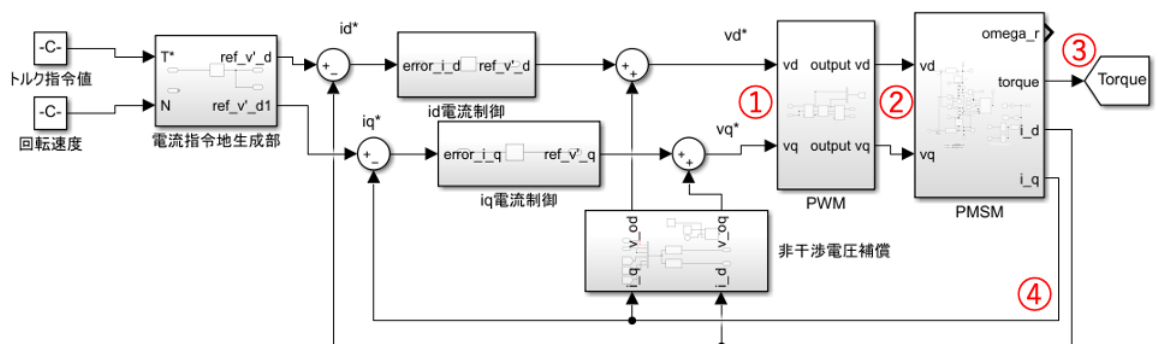


図 4.8: ドライブシステム全体のブロック線図

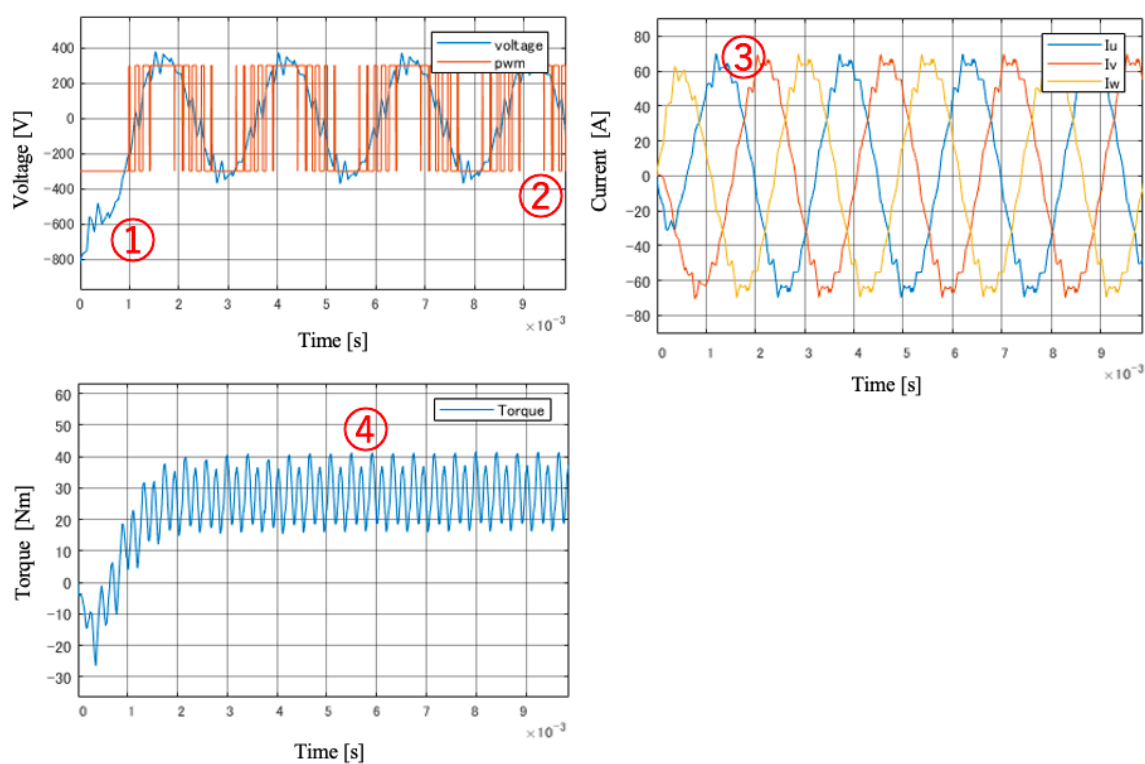


図 4.9: 各物理量の波形

4.3 銅損を最小化するための形状最適化

4.3.1 概要

本節では制御系を連成したモータの銅損を最小化する最適化を行う．そのためには銅損を高速に評価する方法が必要である．本節ではまず交流銅損を含む銅損を評価する従来方法について述べ、次に銅損を高速に計算するための解析解による銅損計算手法を提案する．その後提案された手法は従来手法と比較される．最後に提案した手法を用いてモータの銅損を最小化する形状最適化を実施する．

4.3.2 従来手法である FEM, Cauer 回路を用いた銅損評価方法

数値計算によってモータのコイルで発生する交流銅損を解析する場合、FEM によって、全ての材料が磁界分布に与える影響を考慮する方法が最も厳密であると考えられる．渦電流を考慮した 2 次元準静磁場 FEM の支配方程式は次式で表される．

$$-\nabla(\nu\nabla A_z) = J_0 + J_e = J_0 - \sigma \frac{\partial A_z}{\partial t} - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (4.16)$$

ここで J_0, J_e はそれぞれ強制電流および渦電流であり、 ϕ は電位である．しかし、FEM によってコイル内を流れる渦電流を計算する場合、一般に計算コストが高い．

そこで、モータのコイルの渦電流を高速に評価するために図 4.10 の Cauer 回路を用いた手法が [20] で提案されている．この手法では平角線コイルを有するモータのスロット部分を図 4.11 に示す簡易モデルで近似することで交流銅損を求める．図 4.10 中の抵抗で発生する損失が銅損にあたる．ただし図中の R_c, L_c は次で定義される．

$$L_c = \mu_0 \quad (4.17)$$

$$R_c = \frac{1}{\sigma d^2} \quad (4.18)$$

ここで d は図 4.11 中の平角線の x 方向の厚さの半分を表す．しかし、この方法では各コイルにおいて磁界が一定であると仮定して計算されるが、実際の分布は一定ではないという課題がある．今、図 4.10 の経路 1,2 に対して次の方程式が成り立つ．

$$-L_c \frac{dH_0}{dt} + 3R_c(H_1 + H_2) + \frac{L_c}{5} \frac{dH_1}{dt} = 0 \quad (4.19)$$

$$-L_c \frac{dH_0}{dt} + 3R_c H_1 + 10R_c H_2 + \frac{L_c}{9} \frac{dH_2}{dt} = 0 \quad (4.20)$$

また、保存則から

$$H = H_0 + H_1 + H_2 \quad (4.21)$$

である．また、時間微分を次で定義する．

$$\frac{dH_i(t)}{dt} = \frac{H_i(t) - H_i(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (4.22)$$

すると、経路に流れる H_i を次の連立方程式により求めることができる。

$$\begin{bmatrix} -\frac{L_c}{\Delta t} & 3R_c + \frac{L_c}{5} & 3R_c \\ -\frac{L_c}{\Delta t} & 3R_c & 10R_c + \frac{L_c}{9\Delta t} \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_0(t) \\ H_1(t) \\ H_2(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -L_c \frac{H_0(t-\Delta t)}{\Delta t} + \frac{L_c}{5} \frac{H_1(t-\Delta t)}{\Delta t} \\ -L_c \frac{H_0(t-\Delta t)}{\Delta t} + \frac{L_c}{9} \frac{H_2(t-\Delta t)}{\Delta t} \\ H(t) \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

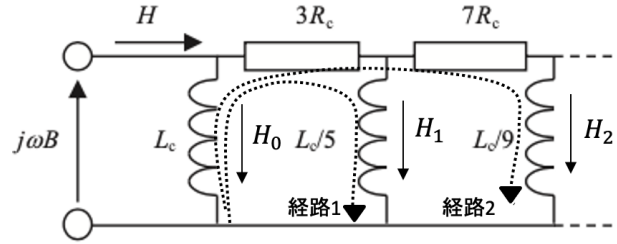


図 4.10: 銅損を求めるための Cauer 回路

4.3.3 平角線コイルを有するモータの銅損評価方法の提案

本項ではモータのコイルで発生する銅損を高速に評価する手法を提案する。

提案手法

提案法および Cauer 回路を用いた手法ではモータのスロット部を簡易モデルに置き換え、簡易モデルで発生する交流銅損および直流銅損を求める。

提案法では渦電流を考慮した銅損 $P(t)$ を導体内に流れる強制電流 $J_0(t)$ から解析的に求める。次のような手順で定式化を行う。

1. 導体内の外部磁界 $H_0(x, t)$ とその導関数
2. 導体内の磁界 $H_z(x, t)$
3. 渦電流 $J_e(x, t)$
4. 銅損 $P(t)$

導体内の外部磁界 $H_0(x, t)$ の計算

図 4.11 の平角線コイルを有する簡易モデルを考える。ここで図中の $n_c, w_{slot}, w_z, w_y, d$ はそれぞれ内側から数えたコイルの番号、スロット幅、 z 方向のコイルの長さ、 y 方向のコイルの長さ、 x 方向のコイルの半分の長さである。また、鉄心の透磁率が十分に大きく磁界はコイルに垂直に入るとし、巻線の w_y, w_z は十分に長く、導体内に強制電流 J_0 は一様に流れると仮定すると、一つの導体を取り出したとき導体内の外部磁界 H_0 は図 4.11 のように $x = -d, d$ で 0 となり、 $-d < x < d$ では x 方向に線形に変化する。今、内側から k 番目のコイルを考えると導

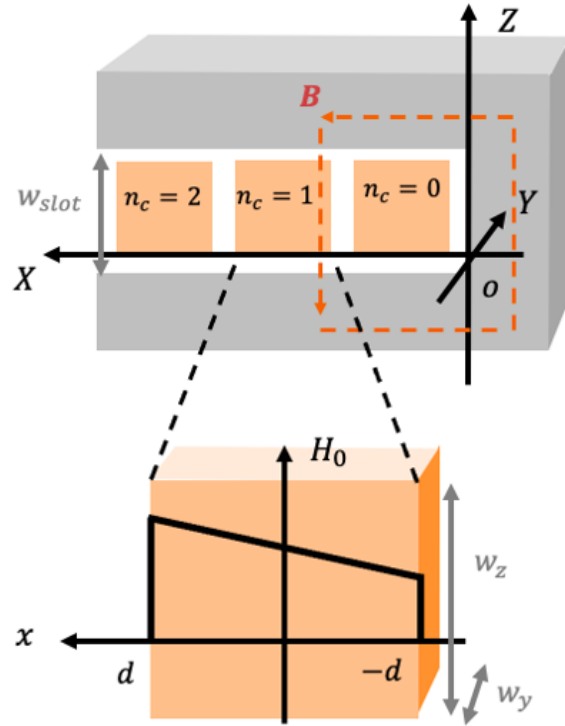


図 4.11: 簡易モデル，導体内の外部磁界の分布

体内の最小の磁界 $H_{0,min}(t)$ と導体内の最大の磁界 $H_{0,Max}(t)$ はアンペールの法則により次のように与えられる．

$$H_{0,min}(t) = \frac{\sum_{n_c=0}^{k-1} i_{n_c}(t)}{l_a} \quad (4.24)$$

$$H_{0,Max}(t) = \frac{\sum_{n_c=0}^k i_{n_c}(t)}{l_a} \quad (4.25)$$

ただし i_{n_c} は n_c 番目のコイルに流れる強制電流である．よって導体内の外部磁界は次のように与えられる．

$$H_0(x, t) = \begin{cases} \frac{H_{0,Max}(t) + H_{0,min}(t)}{2} + \frac{x}{d} \frac{H_{0,Max}(t) - H_{0,min}(t)}{2} & \text{if } -d < x < d \\ 0 & \text{if } x = -d, d \end{cases} \quad (4.26)$$

ここで H_0 を時間 t で偏微分すると次式が得られる．

$$\begin{aligned} & \frac{\partial H_0(x, t)}{\partial t} \\ &= \begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \frac{H_{0,Max}(t) + H_{0,min}(t)}{2} + \frac{x}{d} \frac{\partial}{\partial t} \frac{H_{0,Max}(t) - H_{0,min}(t)}{2} & \text{if } -d < x < d \\ 0 & \text{if } x = -d, d \end{cases} \\ &= g_k(x)k(t) + g_h(x)h(t) \end{aligned} \quad (4.27)$$

ただし, $k(t) = \partial/\partial t(H_{0,Max}(t) + H_{0,min}(t))/2$, $h(t) = \partial/\partial t(H_{0,Max}(t) - H_{0,min}(t))/2$ であり, $g_k(x), g_h(x)$ は次で定義する.

$$g_k(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } -d < x < d \\ 0 & \text{if } x = -d, d \end{cases} \quad (4.28)$$

$$g_h(x) = \begin{cases} \frac{x}{d} & \text{if } -d < x < d \\ 0 & \text{if } x = -d, d \end{cases} \quad (4.29)$$

導体内の磁界 $H_z(x, t)$ の計算

次に導体内の磁界 $H_z(x, t)$ を求める. 導体内の方程式は以下で与えられる.

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \sigma \mathbf{E} \\ \rightarrow -\frac{\partial H_z}{\partial x} &= \sigma E_y \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial (\mathbf{H} + \mathbf{H}_0)}{\partial t} \\ \rightarrow \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial (H_z + H_0)}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.31)$$

(4.30),(4.31) 式より次の拡散方程式を得る.

$$\frac{1}{\mu\sigma} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\partial H_z}{\partial t} + \frac{\partial H_0}{\partial t} \quad (4.32)$$

(4.27) 式を (4.32) 式に代入して改めて次のように表す.

$$D \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} - \frac{\partial H_z}{\partial t} = g_k(x)k(t) + g_h(x)h(t) \quad (4.33)$$

ここで, $D = 1/\mu\sigma$ である. また, (4.33) 式において次を仮定する.

$$H_z(x, t) = \sum_n H_{z,n}(t) e^{jKnx} \quad (4.34)$$

$$g_k(x) = \sum_n g_{kn} e^{jKnx} \quad (4.35)$$

$$g_h(x) = \sum_n g_{hn} e^{jKnx} \quad (4.36)$$

ただし, $K = \frac{\pi}{2d}$ である. このとき (4.33) 式は次の一階の常微分方程式となる.

$$n^2 K^2 D H_{z,n} + \frac{dH_{z,n}}{dt} = -g_{kn}k(t) - g_{hn}h(t) \quad (4.37)$$

(4.37) 式の解は, 同次解と, 入力畳み込み積分で表現できる.

$$\begin{aligned}
 H_{z,n}(t) &= H_{z,n}(0)e^{-n^2 K^2 D t} - \\
 &\quad g_{kn} \int_{-\inf}^t k(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau - g_{hn} \int_{-\inf}^t h(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau
 \end{aligned} \quad (4.38)$$

(4.38) を (4.34) に代入することで、磁界 H_z が得られる.

$$\begin{aligned}
 H_z(x, t) &= \sum_n H_{z,n}(t) e^{jKnx} \\
 &= - \sum_n (g_{kn} \int_{-\inf}^t k(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau + g_{hn} \int_{-\inf}^t h(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau) e^{jKnx}
 \end{aligned} \quad (4.39)$$

ここで $g_k(x)$ について、外部磁界がコイル内で x 方向に一定なら、図 4.12 のように

$$\begin{aligned}
 g_k(x) &= \sum_n g_{kn} e^{jKnx} \\
 g_{kn} &= \frac{4}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)
 \end{aligned} \quad (4.40)$$

となる.

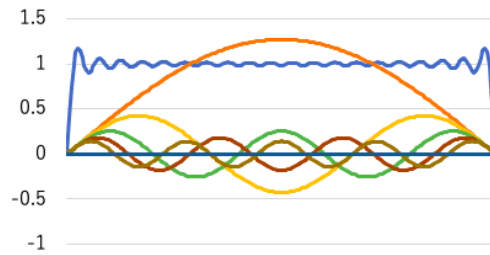


図 4.12: $g_k(x)$ のフーリエ級数展開

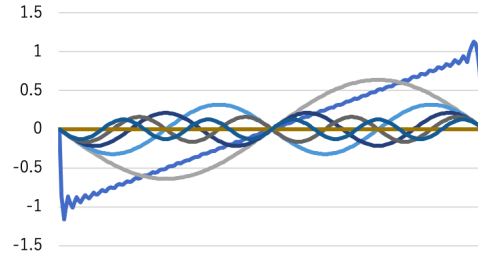
一方、 $g_h(x)$ について、外部磁界がコイル内で x 方向に線形に変化するなら、図 4.13 のように

$$\begin{aligned}
 g_h(x) &= \sum_n g_{hn} e^{jKnx} \\
 g_{hn} &= \frac{-j4}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right)
 \end{aligned} \quad (4.41)$$

となる.

渦電流の計算

次にコイルに流れる渦電流を求める. (4.30) と (4.42) から渦電流は次のように与えられる.


 図 4.13: $g_h(x)$ のフーリエ級数展開

$$J_e(x, t) = \sigma E_y \quad (4.42)$$

$$= -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (4.43)$$

$$= -\frac{\partial}{\partial x} \left(-\sum_{odd} (g_{kn} \int_{-\inf}^t k(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau + g_{hn} \int_{-\inf}^t h(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau) e^{jKn x} \right) \quad (4.44)$$

$$= \sum_n (g_{kn} \int_{-\inf}^t h_k(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau + g_{hn} \int_{-\inf}^t h(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau) jkn e^{jKn x} \quad (4.45)$$

$$= \sum_n F_n(t) e^{jKn x} \quad (4.46)$$

ただし, $F_n(t) = (g_{kn} \int_{-\inf}^t h_k(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau + g_{hn} \int_{-\inf}^t h(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau) jKn$ とした.

銅損の計算

最後にコイルで発生する銅損を求める. 導体内に一樣な強制電流が流れているとし, その電流密度を $J_0(t)$ とすると $F_n(t)$ の実部 $F_{n,re}$ と虚部 $F_{n,im}$ を用いて, 銅損の密度 $p(x, t)$ は次で与えられる.

$$p(x, t) = \frac{1}{\sigma} (J_0(t) + \text{real}(J_e(x, t)))^2 \quad (4.47)$$

$$= \frac{1}{\sigma} (J_0(t) + \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) - \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx))^2 \quad (4.48)$$

$$= \frac{1}{\sigma} (J_0^2(t) + 2 \sum_n J_0(t) F_{n,re}(t) \cos(Knx) + 2 \sum_n J_0(t) F_{n,im}(t) \sin(Knx) \quad (4.49)$$

$$+ 2 \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx) \quad (4.50)$$

$$+ \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \quad (4.51)$$

$$+ \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx) \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx)) \quad (4.52)$$

次に銅損 $P(t)$ は $p(x, t)$ を積分することにより

$$P(t) = l_y l_z \int_{-d}^d p(x, t) dx \quad (4.53)$$

$$= l_y l_z \int_{-d}^d \frac{1}{\sigma} (J_0^2(t) + 2 \sum_n J_0(t) F_{n,re}(t) \cos(Knx) \quad (4.54)$$

$$+ 2 \sum_n J_0(t) F_{n,im}(t) \sin(Knx) \quad (4.55)$$

$$+ 2 \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx) \quad (4.56)$$

$$+ \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \quad (4.57)$$

$$+ \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx) \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx)) dx \quad (4.58)$$

ここで各積分は次で与えられる.

$$\int_{-d}^d \sum_n J_0(t) F_{n,re}(t) \cos(Knx) dx = J_0(t) \sum_n F_{n,re}(t) \frac{2}{Kn} \sin\left(\frac{\pi n}{2}\right) \quad (4.59)$$

$$\int_{-d}^d \sum_n J_0(t) F_{n,im}(t) \sin(Knx) dx = -J_0(t) \sum_n F_{n,im}(t) \frac{2}{Kn} \cos\left(\frac{\pi n}{2}\right) \quad (4.60)$$

$$\int_{-d}^d \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx) dx = 0 \quad (4.61)$$

$$\int_{-d}^d \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) \sum_n F_{n,re}(t) \cos(Knx) dx \quad (4.62)$$

$$= \int_{-d}^d \sum_n F_{n,re}^2(t) \cos(Knx) \cos(Knx) dx \quad (4.63)$$

$$= \int_{-d}^d \sum_n F_{n,re}^2(t) \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2Knx)\right) dx \quad (4.64)$$

$$= \sum_n F_{n,re}^2(t) \left(d + \frac{1}{2kn} \sin(\pi n)\right) \quad (4.65)$$

$$= \sum_n F_{n,re}^2(t) d \quad (4.66)$$

$$\int_{-d}^d \sum_n F_{n,im}(t) \sin(Knx) \sum_n F_{nim}(t) \sin(Knx) dx \quad (4.67)$$

$$= \int_{-d}^d \sum_n F_{n,im}^2(t) \sin(Knx) \sin(Knx) dx \quad (4.68)$$

$$= \int_{-d}^d \sum_n F_{n,im}^2(t) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2Knx) \right) dx \quad (4.69)$$

$$= \sum_n F_{n,im}^2(t) d \quad (4.70)$$

以上から

$$P(t) = \frac{l_y l_z}{\sigma} (2dJ_0^2(t) + 2 \sum_n J_0(t) F_{n,re}(t) \frac{2}{Kn} \sin(\frac{\pi n}{2}) \quad (4.71)$$

$$- 2 \sum_n J_0(t) F_{n,im}(t) \frac{2}{Kn} \cos(\frac{\pi n}{2}) + \sum_n F_{n,re}^2(t) d + \sum_n F_{n,im}^2(t) d) \quad (4.72)$$

となる．ここでノコギリ波および矩形波を想定すると， $F_{n,re} = 0$ (if $n = \text{odd}$), $F_{n,im} = 0$ (if $n = \text{even}$) である．これより

$$P(t) = \frac{2dl_y l_z}{\sigma} (J_0^2(t) + \frac{1}{2} \sum_{\text{even}} F_{n,re}^2(t) + \frac{1}{2} \sum_{\text{odd}} F_{n,im}^2(t)) \quad (4.73)$$

ここで

$$F_{n,re}(t) = \frac{2}{d} \cos(\frac{n\pi}{2}) \int_{-\inf}^t h(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau \quad (4.74)$$

$$F_{n,im}(t) = \frac{2}{d} \sin(\frac{n\pi}{2}) \int_{-\inf}^t k(\tau) e^{n^2 K^2 D(\tau-t)} d\tau \quad (4.75)$$

$F_n(t)$ は導体に流れる強制電流から計算されるので，強制電流から渦電流を考慮した銅損を計算することができる．

4.3.4 銅損の比較

本項では提案手法と従来手法を図 4.14 のモータモデルに適用し得られた銅損を比較する．解析モデルとインバータの仕様を表 4.1 にまとめる．

モータの電流波形は駆動シミュレーションにより生成する．表 4.2 に銅損を解析する運転条件をまとめる．図 4.15, 4.16 にはそれぞれ各運転条件における各手法の銅損の平均値と次で定義する FEM に対する相対誤差 ϵ を示す．

$$\epsilon = \frac{|P - P_{FEM}|}{P_{FEM}} \quad (4.76)$$

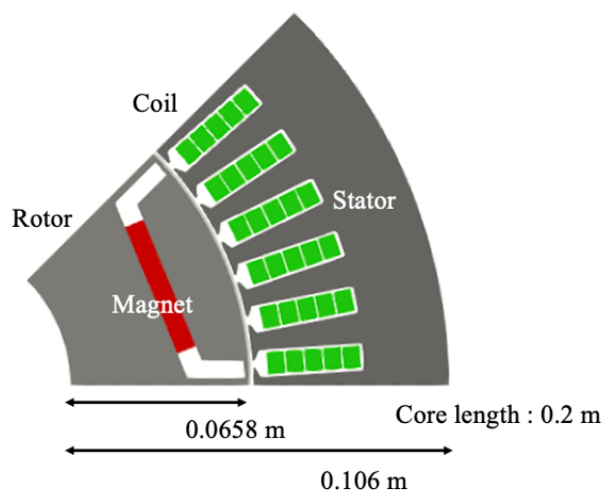


図 4.14: 銅損を比較するための解析モデル

表 4.1: 解析モデルおよびインバータの仕様

Poles	8
Slots	48
Residual flux density	1.4 T
DC bus voltage	600 V
Max. current	250 A
Carrier frequency	6,000 Hz

表 4.2: 銅損解析条件

Case	Speed (rpm)	Current (A)
A	1,000	30
B	1,000	100
C	1,000	250
D	4,000	100
E	4,000	250
F	9,000	190

ここで P は提案手法もしくは Cauer 回路によって得られた銅損, P_{FEM} は FEM によって得られた銅損である. 図 4.15, 4.16 からわかるように, 提案手法は Cauer 回路と比較して FEM に近い銅損の結果が得られている. 提案手法は最も精度が悪い場合でも 6% 程度の誤差である. ここで, 運転条件 A および F における最終周期分の銅損の波形を図 4.17 に示す. 図 4.17 を見ると提案手法は Cauer 回路と比較して FEM の波形とよく一致している. この要因は 2 つ考えられる. 1 つは提案法ではコイル内の線形に変化する磁界の効果を考慮していることである. 2 つめに, Cauer 回路は 1 ステップ前の状態にのみ依存するが, 提案法では畳み込み積分により前の時間すべての状態に依存するため誤差が小さくなっていると考えられる.

また, 10^6 ステップに対するそれぞれの手法の計算時間を表 4.3 に示す. 提案手法および Cauer 回路は FEM と比較して十分に高速である.

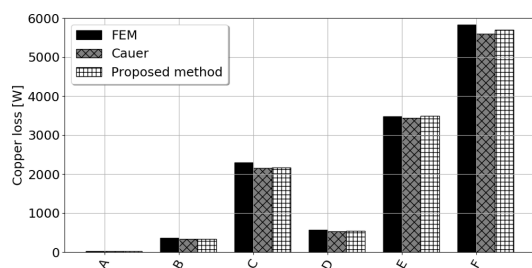


図 4.15: 各手法から得られた銅損

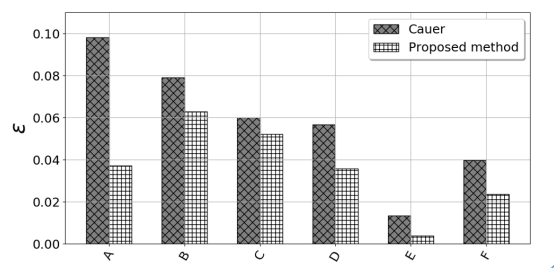


図 4.16: 各手法から得られた銅損の相対誤差

表 4.3: 10^6 ステップに対する銅損計算時間の比較

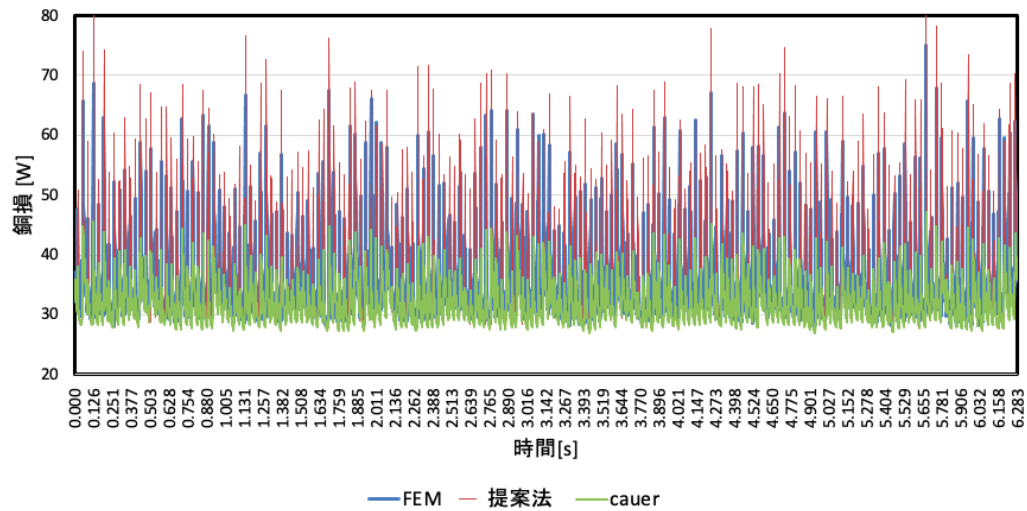
Method	CPU time (s)
FEM	5.233×10^6 (概算)
Cauer	2.226
Proposed method	10.709

4.3.5 形状最適化

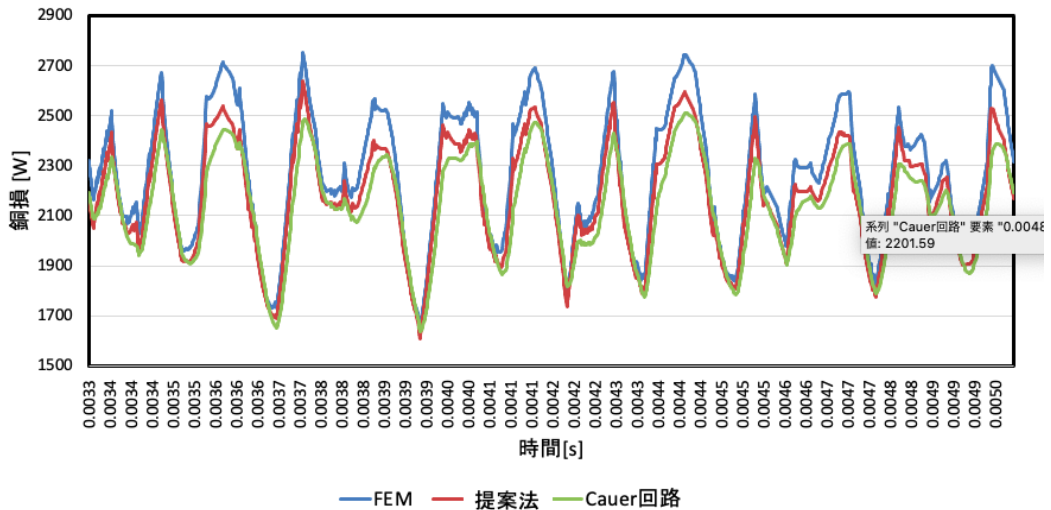
本項では提案した銅損計算手法を用いた銅損を低減するためのトポロジー最適化を行う.

最適化問題

図 4.18 に最適化用の解析モデルを示す. このモデルは図 4.14 のモータを参照形状とし, 回転子領域の一部を設計領域に変更したモデルである. 図 4.18 の設計領域に 37 個のガウス基底関数を配置し, NGnet on/off 法を用いて電磁鋼板か空気のマテリアルを決定する. また, モータの仕様, およびインバータの仕様は表 4.1 に準じる.



(a) 1000rpm



(b) 9000rpm

図 4.17: 銅損波形

本最適化では 2 つの運動条件における銅損を考慮し、次の目的関数 f を最小化するように最適化を行う。

$$f(\mathbf{w}) = k \frac{p_1(\mathbf{w})}{p_1^{ref}} + (1 - k) \frac{p_2(\mathbf{w})}{p_2^{ref}} \quad (4.77)$$

ここで、 p_1, p_2 はそれぞれ各個体の運動条件 1 (2000rpm, 100Nm), 運動条件 2 (6000rpm, 50Nm) での銅損, p_1^{ref}, p_2^{ref} はそれぞれ参照形状の各運動条件 1, 2 での銅損である。ここで、参照形状の最大出力制御時の ST 特性を図 4.19 に示す。図から分かるように運動条件 1 では最

大トルク/電流制御（MTPA 制御），運動条件 2 ではインバータの電圧制限を満たすように弱め磁束制御を行う．また， k は $0 \leq k \leq 1$ を満たす係数であり， $k = 1.0, 0.75, 0.5$ の場合についてそれぞれ CMA-ES によって最適化を行う．最適化設定を表 4.4 にまとめる．

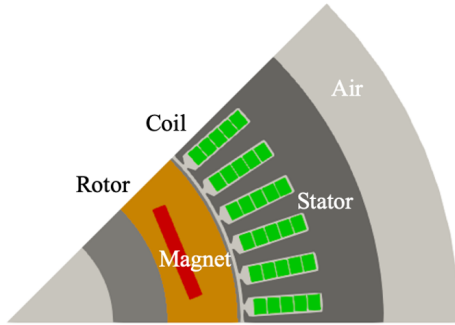


図 4.18: 銅損最適化解析モデル

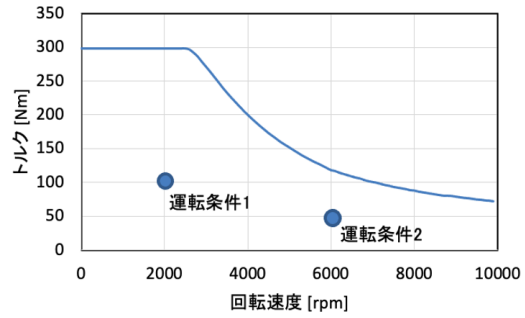


図 4.19: 銅損最適化参照形状の ST 特性

表 4.4: 銅損最適化設定

Generation	50
Population size	64
Design variables size	37

最適化結果

表 4.5: 銅損最適化参照形状および最適化形状の特性

	Torque command value [Nm]	Rotation speed [rpm]	Copper loss [W]
Original shape	100	2,000	214.8
	50	6,000	637.6
Optimized shape, $k = 1.0$	100	2,000	173.5
	50	6,000	1009.4
Optimized shape, $k = 0.75$	100	2,000	189.4
	50	6,000	555.6
Optimized shape, $k = 0.5$	100	2,000	203.7
	50	6,000	482.7

図 4.20 に最適化によって得られた最適化形状を示す．また，各運動条件における各形状の銅

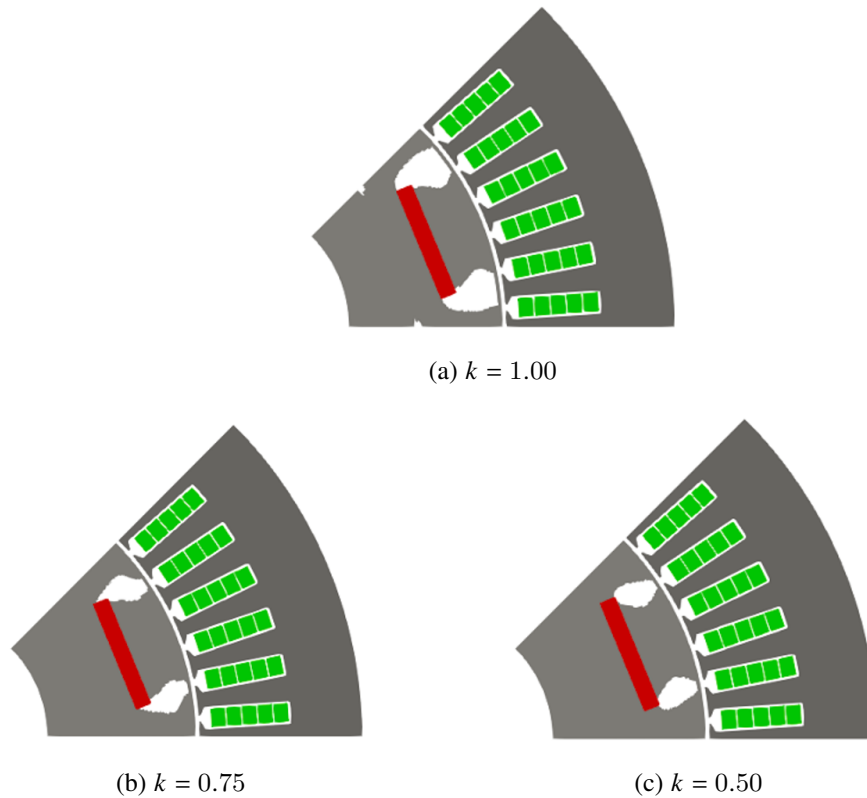


図 4.20: 銅損最適化形状

損を表 4.5 に示す. k が大きいほど, 運転条件 1 での銅損が小さく, 運転条件 2 での銅損が大きくなっている. 特に $k = 1.00$ の場合は, 運転条件 2 における銅損は考慮しておらず, 参照形状と比較して, 最適化形状の運転条件 2 における銅損が 58% 増加している. これらのことから分かるように, 運転条件 1 のような MTPA 制御領域での銅損と, 運転条件 2 のような弱め磁束制御領域での銅損はトレードオフの関係にあり, 最適化においては複数の運動条件を考慮する必要がある. 3 つの最適化形状を比較すると, k の値が大きいほど, 永久磁石による d 軸鎖交磁束が大きく, マグネットトルクが増加する形状となっている. しかし, d 軸磁束の増加に応じて, 弱め磁束制御における d 軸電流が負方向に大きくなるため, k が大きいほど弱め磁束制御領域で銅損が増加している.

続いて, 2 つの運転条件においてバランス良く銅損が低減されている $k = 0.75$ の最適化形状に着目して参照形状と比較する. ここで次の式のような銅損誤差を考える.

$$\eta = \frac{P_{ori} - P_{opt}}{P_{ori}} \quad (4.78)$$

ただし, P_{ori}, P_{opt} はそれぞれ参照形状の銅損, 最適化形状の銅損である. η のコンター図を図 4.21 に示す. 図からわかるように最適化形状では広い運転領域において参照形状より銅損が低減されている. この要因として, 最適化形状では参照形状と比較して, マグネットトルク

が大きく、 d 軸インダクタンスが大きい傾向にあることが挙げられる。MTPA 制御領域においては、永久磁石による d 軸鎖交磁束を増加させることで、マグネットトルクを増加させ、電流の大きさに対してトルクが大きくなっている。これに加えて、弱め磁束制御領域においては、 d 軸インダクタンスが参照形状と比較して大きくなっているため、小さい d 軸電流で電圧制限を満たすことができている。以上のような要因から最適化形状の銅損は低減されていると考えられる。

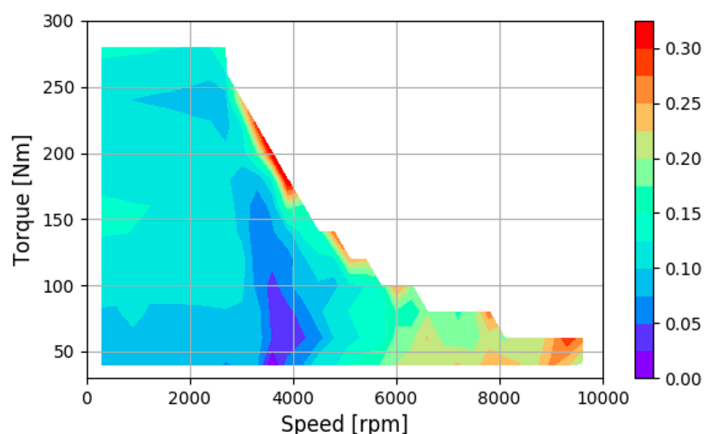


図 4.21: 銅損の相対誤差マップ

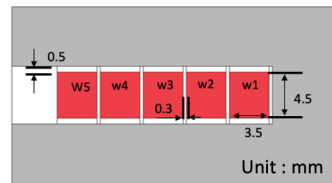
4.3.6 回転子形状が提案手法に及ぼす影響

提案した銅損解析手法を用いたモータの形状最適化の結果を前節に示した。ここで、提案した銅損手法は図 4.11 の回転子を持たない簡易モデルを想定していた。そのため、形状最適化により回転子形状が変化した場合、銅損の精度が悪化しないかという懸念がある。ここでは、回転子形状を様々に変更した時の提案した銅損解析手法と FEM による銅損を比較する。

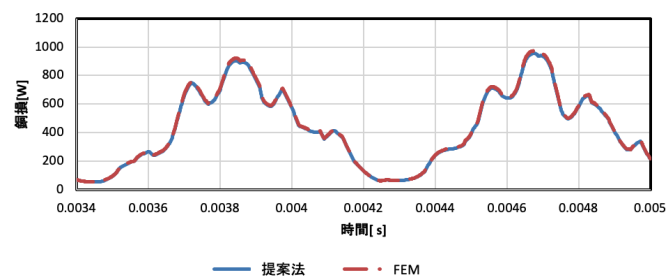
まず、図 4.22 には簡易モデルに対する提案法および FEM によって得られた銅損波形を示す。図からわかるように 2 つの波形は一致しており、簡易モデルに対しては提案法の損失は FEM の損失によく一致する。

次にモータモデルの回転子の形状が銅損に及ぼす影響について考える。図 4.23, 4.24, 4.25, 4.26 に回転子の形状が異なる 4 種類のモデルに対して提案法および FEM を適用し得られた銅損波形を示す。まず、図 4.23 は回転子を取り除いたモデルである。銅損波形からわかるように、2 つの手法の銅損波形はおおよそ一致している。次に図 4.24 は回転子の磁石を取り除いたモデルである。銅損波形を見ると、2 つの手法の銅損の波形は大きく異なっている。一方、図 4.25, 4.26 は参照形状、最適化形状モデルである。銅損波形を見るといずれのモデルでも 2 つの手法の銅損波形はおおよそ一致している。このことから、磁石があることで回転子コアが十分に飽和され、磁束が提案手法で想定している経路を通り、提案法と FEM の結果が一致してい

と考えられる。したがって、最適化問題で得られる回転子形状に対しても提案手法は同様な精度である。

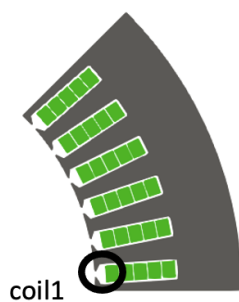


(a) 簡易モデル

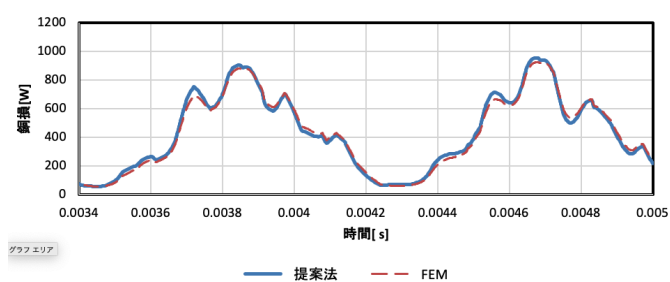


(b) 銅損波形

図 4.22: 簡易モデルの銅損波形

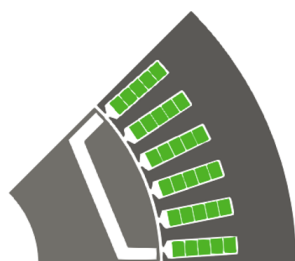


(a) 回転子を取り除いたモデル

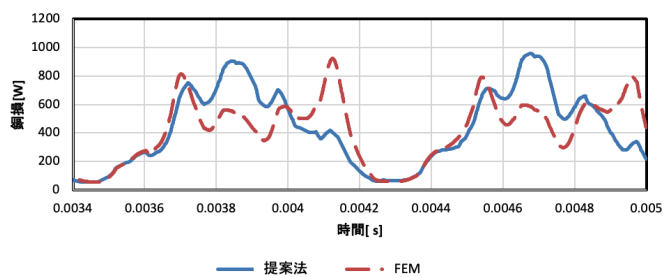


(b) 銅損波形

図 4.23: 回転子を取り除いたモデルの銅損波形

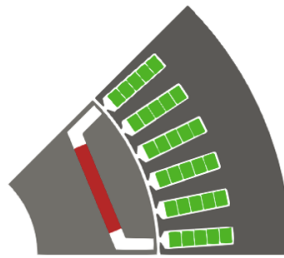


(a) 磁石を取り除いたモデル

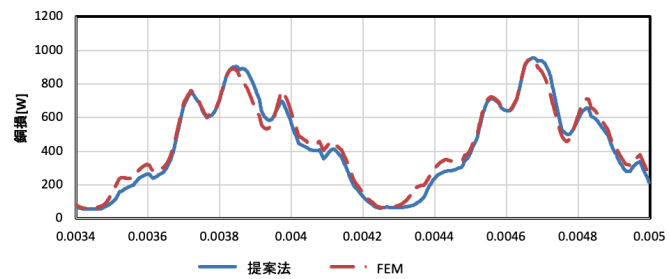


(b) 銅損波形

図 4.24: 磁石を取り除いたモデルの銅損波形

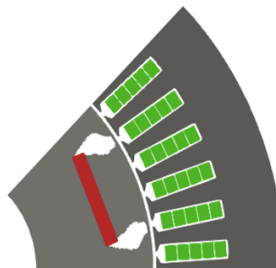


(a) 参照形状

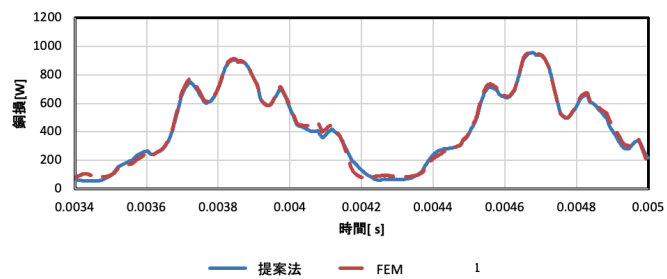


(b) 銅損波形

図 4.25: 参照形状モデルの銅損波形



(a) 最適化形状



(b) 銅損波形

図 4.26: 最適化形状モデルの銅損波形

4.4 鉄損と銅損を最小化するための形状最適化

4.4.1 概要

前節では制御系を連成することで全運転条件において銅損を低減できる回転子形状が得られた。しかし、モータの損失の大部分は銅損および鉄損によって構成される。そこで、本節では銅損に加え鉄損を最適化する問題を考える。銅損については前節で提案した手法を用い、鉄損については制御シミュレーションによって得られた電流波形を入力として FEM によって解析することで求める。

4.4.2 形状最適化

最適化問題

図 4.27 に最適化用の解析モデルを示す。設計領域に 39 個のガウス基底関数を配置し、NGnet on/off 法を用いてフラックスバリアを最適化する。また、PM モータの仕様、およびインバータの仕様を表 4.6, 4.7 にまとめる。

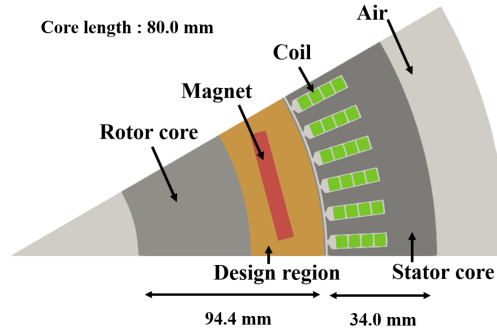


図 4.27: 鉄損・銅損最適化の解析モデル

本最適化の目的は広い運転条件で効率特性が改善されるモータの形状を得ることである。ここでは 2 つの代表点である運動条件 $i = 1, 2$ における銅損 P_i^{copper} および鉄損 P_i^{iron} を解析し、次の目的関数 F を最小化するように最適化を行う。

$$F(w) = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \left(\frac{3}{4} \frac{P_i^{copper}}{P_i^{ref,copper}} + \frac{1}{4} \frac{P_i^{iron}}{P_i^{ref,iron}} \right) \quad (4.79)$$

ここで、 $P_i^{ref,copper}, P_i^{ref,iron}$ はそれぞれ図 4.28 の参照形状の運動条件 1（最大トルク/最大電流制御, 125Nm, 2000rpm, 運動条件 2（弱め磁束制御, 75.0Nm, 6000rpm）での銅損と鉄損である。また、2 つの運転条件は MTPA 制御および弱め磁束制御を用いた運転条件である 125Nm, 2000rpm および 75Nm, 6000rpm とする。各項の係数の値は 2 点での損失がバランス

表 4.6: 鉄損・銅損最適化解析モデルの設定

Phases	3
Poles	12
Coil Turns	4
Number of stator slot	72
Residual flux density	1.10
Electromagnetic Steel Sheets	35JN250
Stator outer diameter [mm]	266.0
Rotor outer diameter [mm]	196.7
Thickness [mm]	65
Max. rotational speed [rpm]	10,000

表 4.7: インバータの設定

Current	250 A
Voltage	600 V
Carrier Frequency	6000 Hz

良く低減できる値を用いる。

最適化結果

結果として得られた回転子形状を図 4.29 に、参照形状と最適化形状の特性を表 4.8 にまとめる。また、二つの形状の ST 特性を図 4.30 に示す。表 4.8 から、最適化形状は特に鉄損が大きく低減され効率が向上していることがわかる。運転条件 1 における最適化形状の鉄損は 4.0% 低減され、運転条件 2 においては 21% 低減されている。

鉄損の低減の要因を考える。今、図 4.31 および図 4.32 に、運転条件 2 における鉄損の周波数成分とティース磁束密度の時間波形を示す。最適化形状では、3 次鉄損成分が 83.0% 低減し、効率化に大きく影響与えている。図 4.32 の図を見ると 0.42 秒付近で二つの磁束密度が大きく差が生まれており、この結果 3 次元成分の損失が低減されている。ここで、図 4.32 に 0.42 秒における各モデルの磁束線を示す。最適化形状では、回転子の永久磁石上部のコアを窪み型にすることで、回転子表面が飽和している。この結果、固定子から回転子に流入する磁束が基準モデルより小さくなっている。その結果、鉄損が減少している。

参照形状および参照形状に対して次式で定義される効率 e を運転領域全体で求めた結果を図 4.34 に示す。

$$e = \frac{T\omega}{T\omega + P_{copper} + P_{iron}} \quad (4.80)$$

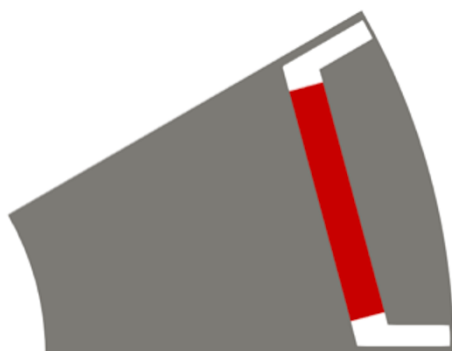


図 4.28: 鉄損・銅損最適化参照形状



図 4.29: 鉄損・銅損最適化形状

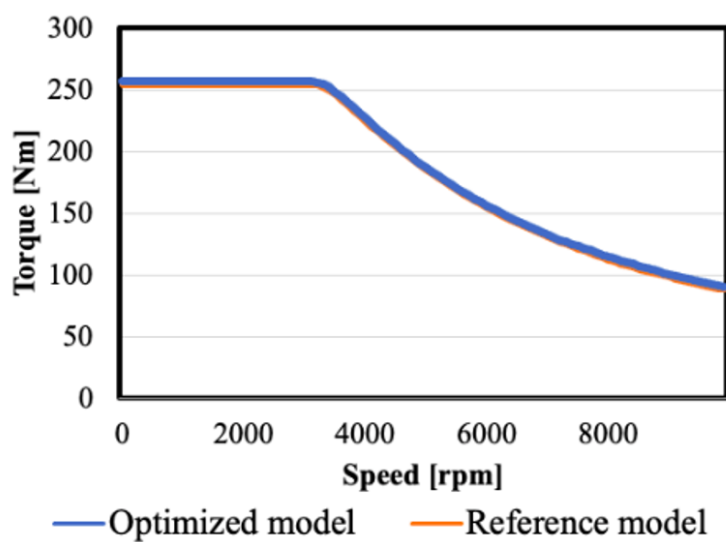


図 4.30: ST 特性

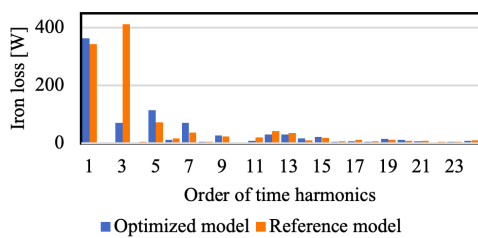


図 4.31: 鉄損の周波数成分

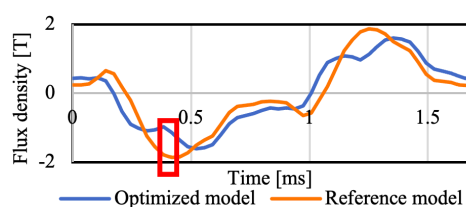


図 4.32: ティース部分の磁束密度の変化

表 4.8: 参照形状および最適化形状の特性

	Operation condition 1 (2000rpm, 125Nm)			Operation condition 2 (6000rpm, 75Nm)		
	P_{copper} [W]	P_{iron} [W]	Total[W]	P_{copper} [W]	P_{iron} [W]	Total[W]
Reference model	315.7	314.9	630.6	754.8	1126.7	1881.5
Optimized model	315.9	302.3	618.2	756.5	844.3	1600.8

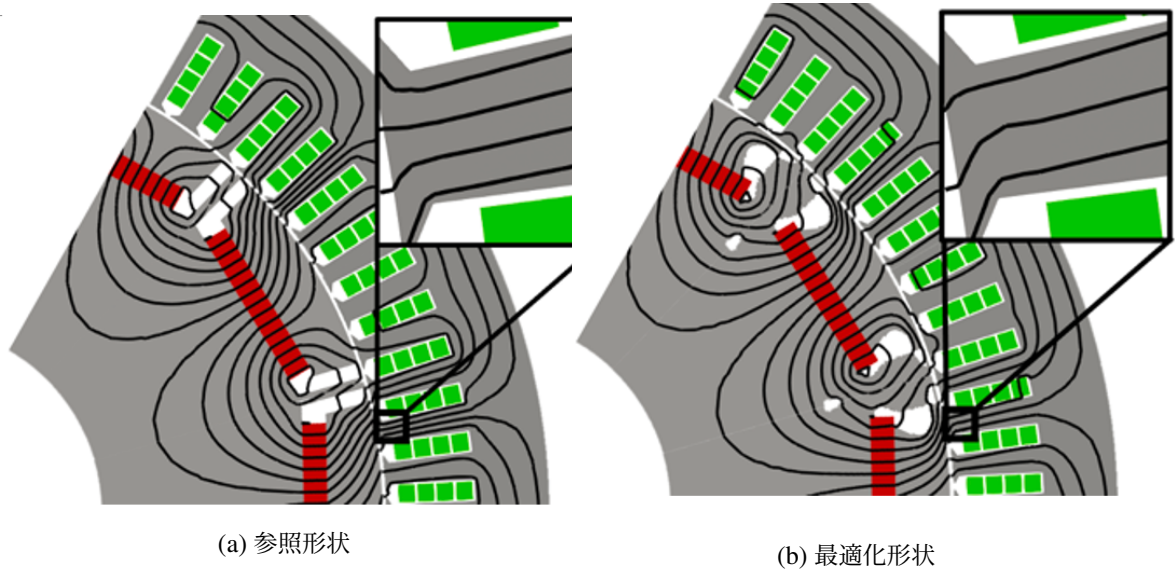


図 4.33: 磁束線

e は損失が鉄損と銅損のみとした場合の効率である．図 4.34 を比較すると最適化形状は参照形状と比較して運転領域全体で効率が向上していることがわかる．

次に，最適化形状のフラックスバリアの形状の効果について考える．ここではフラックスバリアの形状を変更し，その変更形状に対して損失を求め，比較する．図 4.36 に，最適化形状と 2 つの変更形状のフラックスバリアを示す．図 4.36(b) 変更形状 1 は回転子表面のフラックスバリアを埋めた形状，図 4.36(c) 変更形状 2 は回転子表面のフラックスバリアを広げた形状である．最適化形状と変更形状の特性を表 4.9 にまとめる．変更形状 1 では，フラックスバリアの充填によりロータ内を循環する磁束が増加するため，永久磁石鎖交磁束が低下し，一定電流下でのトルクが悪化する．そのため，一定のトルクを出力するために必要な電流が増加し，MTPA 制御である運転条件 1 において銅損が悪化している．一方，修正モデル 2 では，回転子内を循環する磁束が減少し永久磁石鎖交磁束が増加し，MTPA 制御時の損失は減少する．その一方で，弱め磁束制御時に大きな永久磁石鎖交磁束を弱めるために d 軸に流す電流が大きくなる

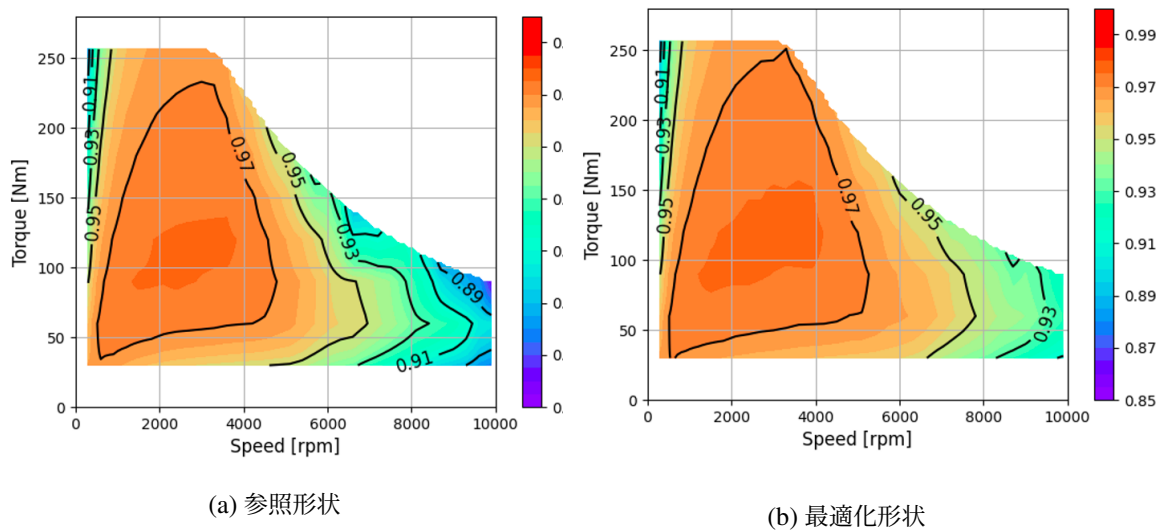


図 4.34: 効率マップ

る必要がある．そのため運転条件 2 で損失が悪化している．これらの結果から，最適化形状は 2 つの運転条件における損失をバランスよく低減させた優れた形状であると言える．

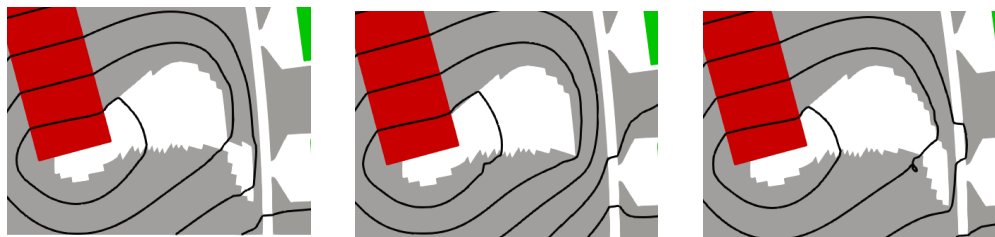


図 4.35: 最適化形状

図 4.36: フラックス形状

4.5 総括

本章では制御系と FEM を連成したモータの形状最適化を行った．はじめに制御系の詳細について述べ，次に銅損の解析方法の提案を行った．さらに提案手法を用いて銅損を最小化する形状最適化を行い運転領域全体で銅損を改善する形状を示した．最後に銅損に加え鉄損を最適化する問題を考え，運転領域全体で効率が改善される形状が得られた．

表 4.9: 変更形状の特性

	Operation condition 1 (2000rpm, 125Nm)			Operation condition 2 (6000rpm, 75Nm)		
	P_{copper} [W]	P_{iron} [W]	Total[W]	P_{copper} [W]	P_{iron} [W]	Total[W]
Optimized model	315.9	302.3	618.2	756.5	844.3	1600.8
Modified model1	349.3	307.9	657.3	734.6	1010.3	1744.9
Modified model2	305.9	301.9	607.8	790.1	921.8	1711.8

第 5 章

プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法の提案

5.1 はじめに

電気機器の設計において、鉄損の詳細な解析は性能評価や熱設計の観点から非常に重要である。特に、材料のヒステリシス特性によって発生するヒステリシス損失は、非線形性および時間依存性から高精度に解析することが難しく、多くの数学モデルが提案されている。ヒステリシス特性を精度良く再現できるヒステリシスモデルとして、プレイモデルが広く知られている。しかし、このプレイモデルは精度が高い反面、他の鉄損解析手法であるスタインメッツ方程式や i2GSE と比較して計算コストが高いという特徴がある。特に、モデルを構成する要素が数十万を超える 3D 解析においては、鉄損計算に 1 時間以上かかるなど、高速化が求められている。このような課題に対処するために、高速な鉄損解析手法や計算アルゴリズムの開発が重要である。これにより、電気機器の設計プロセスを効率化し、性能向上やコスト削減に貢献することが期待される。本章ではプレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法を提案し、インダクタに適用する。

電力変換回路における高出力密度化を実現するため、インダクタやキャパシタを始めとする受動部品の小型化が強く求められている。近年は SiC や GaN 等の高性能半導体素子の普及に伴い、スイッチング周波数を数百 kHz～数 MHz 帯域にまで上げることができる。この高周波化と材料・加工法の改良によりこれら受動部品の小型化がなされている。しかし、インダクタを小型化したとき、表面積の減少に伴う熱抵抗の増大により、インダクタの温度上昇値が高くなる問題を生じる [34]。また、電解コンデンサなど最大動作温度が低い部品は、温度上昇値の高い部品との近接配置を避けて回路設計する必要がある。そのため、回路の高出力密度化を達成するためには、インダクタで生じる銅損および鉄損を正確に推定することが求められる。

近年、高周波領域の損失を低減できる圧粉磁芯を用いたインダクタが広く用いられている。圧粉磁芯は電磁鋼板を始めとする他の磁性材料と比較し、透磁率が小さいため、従来用いられている 2 コイル法 [35] で飽和領域までの損失を測定することは難しい。この問題解決のため近

年、共振法を用いた高周波かつ大きな磁束密度での、圧粉磁芯の損失測定法が提案されている [36][37]。これにより、圧粉磁芯を用いたインダクタ鉄損の推定精度向上を期待できる。共振法による損失測定結果に対して有効な鉄損推定方法の検討が [38] で行われている。この手法では任意の周波数、交流磁束密度、直流重畳磁界に対する鉄損の応答曲面を構成し、それによりインダクタ鉄損を評価する。しかし、高調波の重畳を含む任意の電流波形の損失を求めることは不可能であり、インダクタの損失において重要なマイナーループを考慮することができず、計算コストが大きいという問題がある。

鉄損解析について、様々な推定手法が検討されている。中でも Steinmetz の式 (SE)[39] や SE を一般化した GSE[40] は広く用いられている鉄損推定法の一つである。しかし、これらの手法は正弦波励磁での鉄損計算を前提としているため、非正弦波磁界や直流重畳磁界を含むインダクタの鉄損計算に対して精度が悪い。任意の交流励磁条件と直流重畳磁界を考慮するための鉄損推定法として、ロスマップ法 [41], improved-improved Generalized Steinmetz Equation (i2GSE) [42], プレイモデル [43] がそれぞれ提案されている。ロスマップ法では磁性材料の周波数、交流磁束密度、直流重畳磁界に対する損失特性を事前にテーブルデータとして保存し、インダクタの鉄損計算時には上記を参照することによって、種々の励磁条件に対する鉄損推定を行っている。しかし、この手法では磁束密度波形の時間微分の正負が切り替わるまでの区間に対して平均損失を求めるので、瞬時鉄損を求めることはできない。また、i2GSE では Steinmetz の式におけるパラメータを直流重畳磁界の強度に応じ変化させることで任意の電流波形の損失を解析することができる。i2GSE は磁束密度の波形が全て得られた後にループ検出を行い、マイナーループの振幅・バイアスに従って瞬時鉄損が求められる。しかし、これは任意の時間で鉄損が発生する実際の物理現象と乖離している。また、任意の電流波形に対してマイナーループの検出を行うことは困難である。一方、プレイモデルは、過去の状態遷移が現在の状態に及ぼす影響を表現することができるヒステリシスモデルである。メジャーループや偏磁条件下におけるマイナーループや高調波の重畳によって生じるマイナーループ、さらには初期磁化曲線や消磁など、様々な履歴の影響を簡潔にかつ精度良く記述することができる。いずれの手法においても、インダクタの損失を求めるために、FEM を用いて磁場分布を求める必要がある。特に 3D FEM は計算コストが大きくなる問題点がある。

本論文では、代表的なクラスタリングアルゴリズムである k-means++ 法と磁場強度のルックアップテーブルを組み合わせることで、プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化手法を提案する。提案手法をプレス磁心を有するインダクタの瞬時鉄損解析に適用した。本論文の主題である提案手法について、第 3 節で詳細を述べ、精度と解析時間の点で従来手法と比較する。また、第 2 節では鉄損解析の概要について述べる。

5.2 従来の瞬時鉄損解析手法

本節では、瞬時鉄損を数値的に求める従来手法について詳細を述べる。

機器の損失を数値計算により求めることは、効率、運転条件、温度上昇、材料選択の評価に

不可欠である。鉄損を解析するために様々な手法が提案されている。本研究ではヒステリシス損と渦電流損の瞬時鉄損を求めるために、プレイモデルと一般化スタインメッツ方程式 (GSE) をそれぞれ用いる。従来の解析手法のフロー図を図 5.1 に示す。従来手法の手順ではまず、入力電流に対して FEM を用いて各要素の磁界を計算する。得られた磁界を利用し、次に説明するプレイモデルと GSE により、各要素のヒステリシス損失および渦電流損失を評価する。

本研究では、図 5.2 に示す圧粉磁芯を材料とするインダクタの鉄損を検討する。鉄損を評価するためには、評価対象となるインダクタの材料データが必要である。本研究における材料データは、図 5.3 に示すトロイダルコアを用いて測定する。トロイダルコアはインダクタと同じの圧粉磁芯で製造される。表 5.1 は、インダクタモデルの解析用メッシュの要素数と節点数をまとめている。従来手法は、解析モデル要素数が多いことから生じる計算コストの増大に問題がある。それぞれの解析手法の詳細については次に説明する。

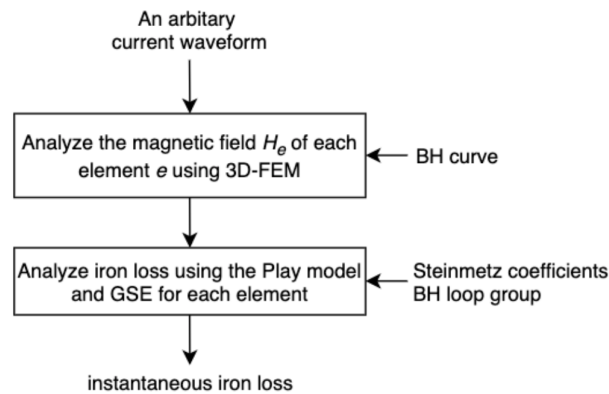


図 5.1: 従来手法の鉄損解析のフローダイアグラム [33]

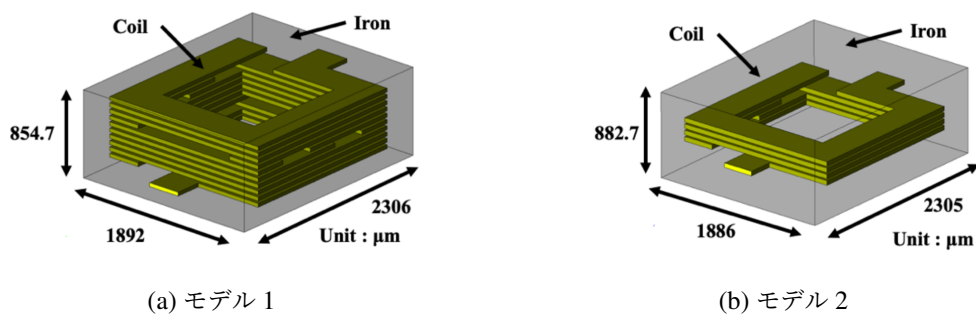


図 5.2: インダクターモデル [33]



図 5.3: 圧粉磁芯で生成されたトロイダルコア [33]

表 5.1: インダクタモデルの要素数と節点数 [33]

	Number of elements	Number of nodes
Model1	259,340	47,007
Model2	143,752	26,961

有限要素法

インダクタの解析では，空間的な磁気特性および損失を求めることが重要である．有限要素法（FEM）では，解析対象を図 5.4 に示すような三角錐や三角柱などの微小な要素に分割したモデルを用いる．モデルの節点に未知の物理量を与え離散化することで，解析的に解くことが困難な微分方程式の数値解を得ることができる．静磁場の支配方程式は Maxwell 方程式によって次のように決定される．

$$\nabla \times (\nu \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 \quad (5.1)$$

ここで， $\mathbf{A}$ と $\mathbf{J}_0$ はそれぞれベクトルポテンシャルと強制電流密度ベクトルを表し， ν は磁気抵抗率を表す．FEM とニュートン法を用いることで，図 5.5 に示す非線形性を考慮することができる．FEM を用いて (5.1) 式を離散化すると，各要素の磁気特性が得られる．この後説明する鉄損計算アルゴリズムは，導出された磁気特性から各要素で発生する鉄損を計算する．三次元有限要素は，未知変数が数十万から数百万以上にもなり，連立方程式を解くのに多大な計算時間を要するため，しばしば問題となる．

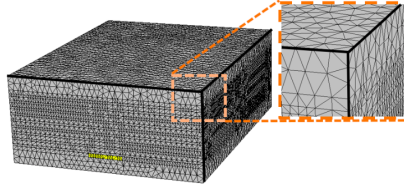


図 5.4: インダクターの有限要素 [33]

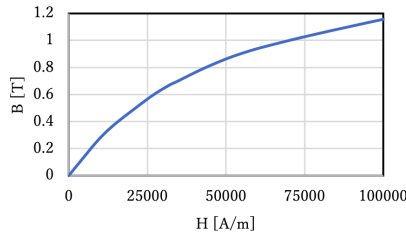


図 5.5: 圧粉磁芯の BH カーブ [33]

GSE

鉄損解析に最も広く使われている手法は、Steinmetz の式である [39]。ここで、正弦波磁束密度の振幅 $\hat{B}$ に対する Steinmetz の式で表現される瞬時損失密度 P_v の平均 $\overline{P_v}$ は次式で表される。

$$\overline{P_v(t)} = k f^\alpha \hat{B}^\beta \quad (5.2)$$

ここで、 f と t はそれぞれ周波数と時間であり、 k, α, β はスタインメッツ係数である。式 (5.2) をヒステリシス損 P_h と渦電流損 P_{ce} に分離して表現することも可能である。

$$\overline{P_v(t)} = P_h + P_{ce} = k_h f \hat{B}^\beta + k_c (f \hat{B})^2 \quad (5.3)$$

ここで、 k_h と k_c はスタインメッツ係数である。正弦波入力時の平均損失を表す式 (5.2), (5.3) の Steinmetz の式から、任意波形に対する瞬時鉄損を求めることは不可能である。そこで、[40] で提案された GSE 法は、(5.1) 式のを一般化し瞬時鉄損 P_v を求めることができる手法である。GSE により求められる瞬時鉄損 P_v は次のように定義される。

$$P_v(t) = k_1 \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^\alpha |B(t)|^{\beta-\alpha} \quad (5.4)$$

$$k_1 = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha |\sin \theta|^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (5.5)$$

ここで、 B は磁束密度である。GSE によって得られる平均損失は、正弦波磁束密度下での Steinmetz(5.1) 式の損失と一致する。また、式 (5.3) のヒステリシス損と渦電流損にそれぞれ

GSE を適用することで、損失を分離することが可能である．しかし、GSE を用いてヒステリシス損を求める場合、高調波、マイナーループ、直流重畳の影響は考慮できない．そのため、これらの影響を含めると、GSE による推定値と実測値が一致しなくなる問題がある．一方、渦電流損はヒステリシス損と比較して、それらの影響を受けないため、GSE により精度良く推定することができる [44]、本研究では渦電流損の瞬時鉄損解析手法として GSE を用いる．

インダクタの鉄損解析に GSE を適用するにあたり、使用する圧粉磁心材料のスタインメッツ係数を同定する必要がある．そのため、図 5.2 に示したトロイダルコアの鉄損を、周波数と磁束密度の大きさに応じて共振法により測定した結果を図 5.6 に示す．表 5.2 は、最小二乗法により式 (5.3) の Steimetz 係数を同定した値である．

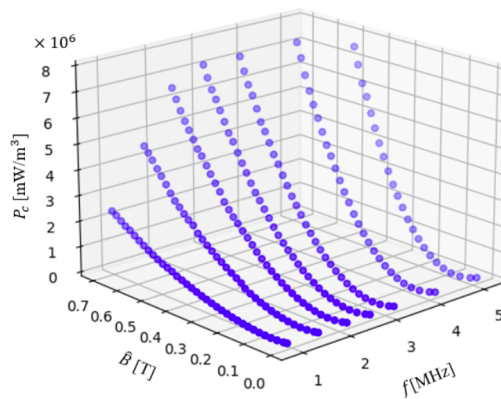


図 5.6: 鉄損測定データ [33]

表 5.2: 圧粉磁心材料のスタインメッツ係数 [33]

k_h	4.00×10^3
k_c	5.75×10^{-4}
β	1.63

プレイモデル

本研究では、ヒステリシスモデルの一種であるプレイモデル [43] をヒステリシス損失の解析に用いる．プレイモデルは、過去の状態遷移が現在の状態に与える影響を表現できるモデルである．偏磁条件下でのメジャーLOOP、マイナーループと高調波の重畳によるマイナーループ、初期磁化曲線、減磁など様々な履歴効果を簡潔かつ精度良く表現することができる．

プレイモデルは、ヒステリシス特性をプレイヒステロン p で表現する．プレイヒステロン p は次の式で定義される．

$$p(H) = \max(\min(p_0, H + \zeta), H - \zeta) \quad (5.6)$$

ここで、 p_0 は前の時点におけるプレイヒステロンの p の値である。磁場 H に対する磁束密度 B は、様々な幅 ζ_n のプレイヒステロンのヒステリシス特性を重ね合わせるにより、次のように表される。

$$B(H) = \sum_{n=1}^{N_p} f_n(p_n(H)) \quad (5.7)$$

$$p_n(H) = \max(\min(p_{n0}, H + \zeta_n), H - \zeta_n) \quad (5.8)$$

ここで、 N_p, p_n, f_n はそれぞれ、プレイヒストロンの数、幅 ζ_n のプレイヒストロン、 p_n の形状関数である。形状関数 f_n を決定する必要がある。ここでは、図 5.3 のトロイダルコアから測定した図 5.7 の 35 個の B-H ループ群を用いて形状関数を同定する。プレイモデルを用いた鉄損解析では、式 (5.7) と式 (5.8) をモデルの全要素に適用するため、計算コストが増大する。

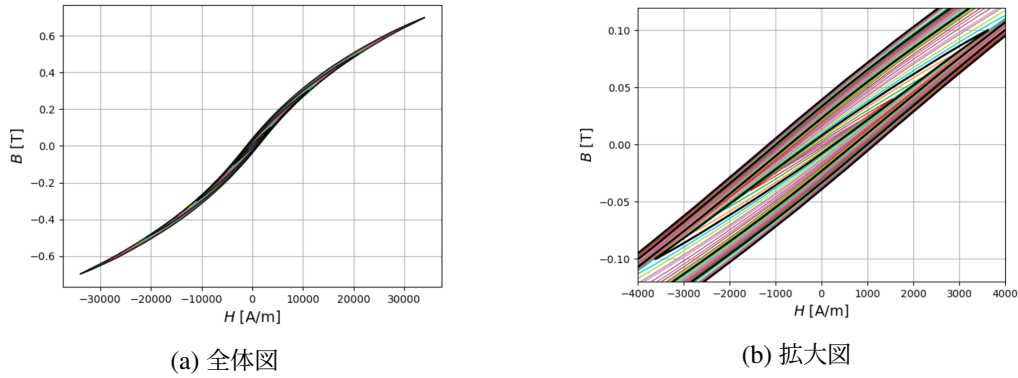


図 5.7: BH ループ群 [33]

5.3 提案法

本章では、瞬時鉄損を高速に求める手法を提案する。

提案手法は、図 5.1 磁場計算と鉄損計算の 2 つの計算ステップでの高速化に成功している。従来法において、前者は各時間ステップで 3 次元 FEM を解く必要があり、後者はモデル内の数十万から数百万の要素にプレイモデルを適用する必要があるため、膨大な計算コスト必要となる。

本研究では、プレイモデルを適用する要素数を削減するアプローチを検討する。3 次元インダクタモデルは数十万以上の要素で構成されるが、その多くの要素はおおよそ同じ磁気特性を持つと考えられる。そこで、全要素に対しクラスタリングを適用し、各要素ではなく、各クラスタの代表点にのみにプレイモデルを適用することで、高速かつ高精度な鉄損計算が可能になると期待される。提案手法では、代表的なクラスタリングアルゴリズムである k-means++ 法を用いる。k-means++ 法は、k-means 法の初期化方法を改良し、k-means 法に対しても収束の安定性とクラスタリングの質を向上させることを目的として提案された手法である。

ここで、クラスタリングのための各要素のベクトルの定義が重要である．本手法では，後述するように磁場計算を高速化するために，3次元 FEM を用いて予め計算された各入力電流 $i_s (s = 0, 1, \dots, N, \text{かつ } i_s < i_{(s+1)})$ に対する各要素 e の磁場強度 $\mathbf{H}_e = [H_{ex}, H_{ey}, H_{ez}]$ を用いる．クラスタリングのためのベクトル $\mathbf{H}_e^{clus}$ は次で定義する．

$$\mathbf{H}_e^{clus} = [\mathbf{H}_e[i_0], \mathbf{H}_e[i_1], \dots, \mathbf{H}_e[i_s], \dots, \mathbf{H}_e[i_N]] \in R^{3N} \quad (5.9)$$

これにより，入力電流の大きさに対して磁気特性が似ている要素ごとにクラスタリングすることができる．図 5.2(a) のモデルの要素を 10 個のクラスタに分類した結果を図 5.8 に示す．

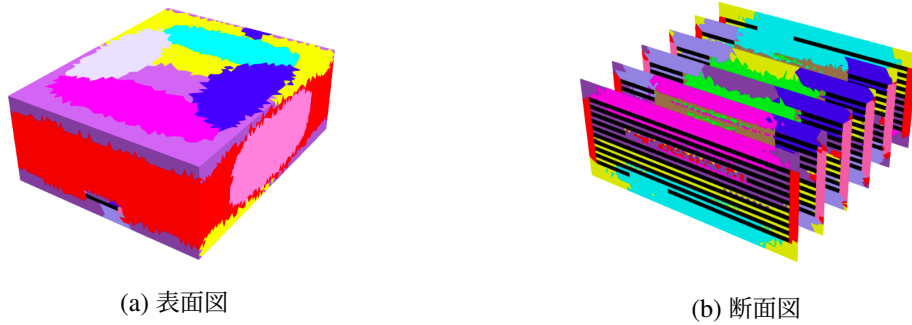


図 5.8: クラスタリング後のインダクタモデル [33]

ここで，磁場計算の高速化を考える．本手法の鉄損解析では，任意の電流に対する各クラスター中心での磁場を計算する必要がある．入力電流 i_s に対する各クラスター中心での磁場強度の大きさは，あらかじめ計算された磁場計算とクラスタリングのテーブルから既知である．これらの値を用いて，与えられた任意の入力電流 i_t に対する各クラスター中心での磁界強度 H_{center} は，次のように線形補完して計算される．

$$\mathbf{H}_{center}(i_t) = \frac{\mathbf{H}_{center}[i_s](i_{s+1} - i_t) + \mathbf{H}_{center}[i_{s+1}](i_t - i_s)}{(i_{s+1} - i_s)} \quad (5.10)$$

ここで， $i_s \leq i_t \leq i_{s+1}$ である．これにより，各時点で 3D-FEM の連立方程式を解く必要がなくなり，磁場強度計算のコストを削減することができる．図 5.9 に提案手法のフロー図を示す．

5.4 提案法と従来法の比較

数値計算

本節では，従来法に対する提案法の精度を検討する．また，鉄損を精度良く評価できるクラスター数を検討する．これらに加えて，入力電流の直流重畳と高調波が提案手法に与える影響についても議論する．ここでは，図 5.2(a) のインダクタモデルを用いて，入力電流 0A から 5A までの 21 点における各要素の磁界強度テーブルを計算し，クラスタリングを行う．まず，入力電流波形が高調波を含まない以下の 2 つの正弦波波形を考える．

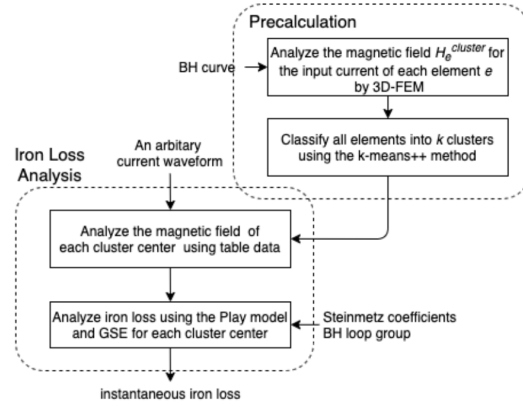


図 5.9: 提案手法のフローダイアグラム [33]

$$i_t(t) = I_{ac} \sin(2\pi ft) \quad (5.11)$$

$$i_t(t) = I_{ac} \sin(2\pi ft) + I_{dc} \quad (5.12)$$

$$I_{ac} = 2, I_{dc} = 3 \quad (5.13)$$

式 (5.11) は直流重畳を含まず，式 (5.12) は直流重畳を含む．提案手法で求めた鉄損 P_{prop} と従来手法で求めた鉄損 P_{conv} の相対誤差は次式で定義される．

$$\epsilon = \frac{|P_{conv} - P_{prop}|}{P_{conv}} \times 100 \quad (5.14)$$

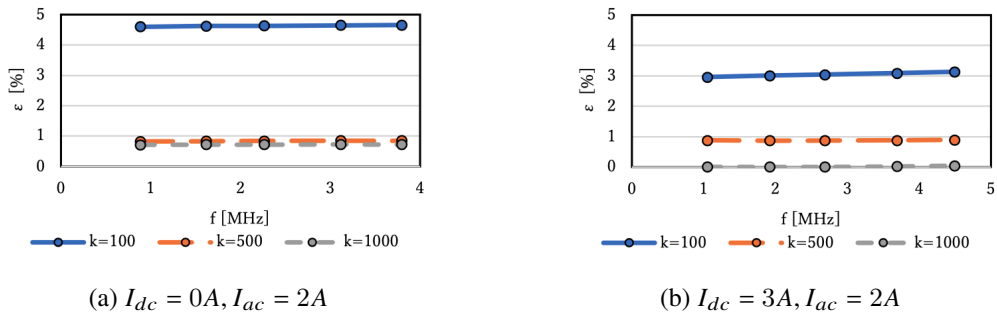


図 5.10: 提案法の損失の従来法に対する相対誤差 [33]

図 5.10(a) および (b) は，式 (5.11) および (5.12) において，クラスター数 k をそれぞれ $k = 100, 500, 1000$ としたときの周波数 f の変化に対する ϵ を示している．図 5.10 からわかるように，要素数 259,340 を 100 クラスターに分類した場合，約 5% の誤差で鉄損を算出でき，クラスター数が 500 以上の場合は 1% 以下の誤差で鉄損を算出できることがわかる．

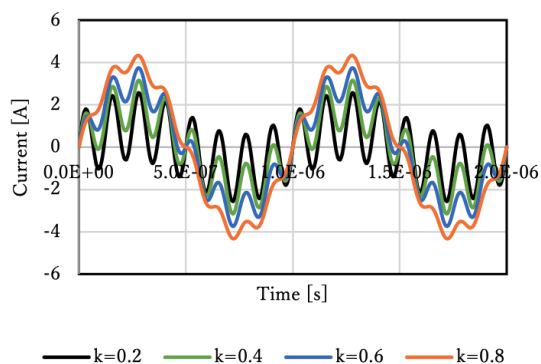
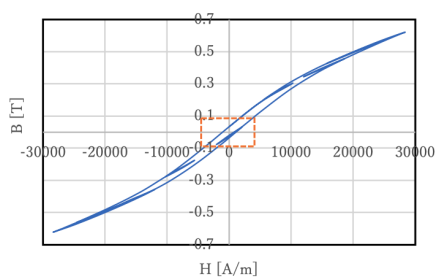
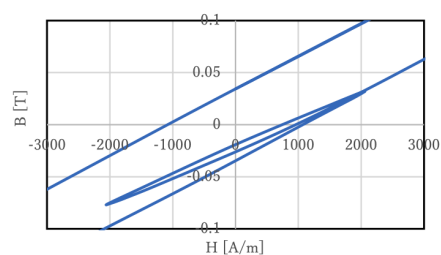


図 5.11: 高調波を含む入力電流 [33]



(a) 全体図



(b) 拡大図

図 5.12: ヒステリシスカーブ

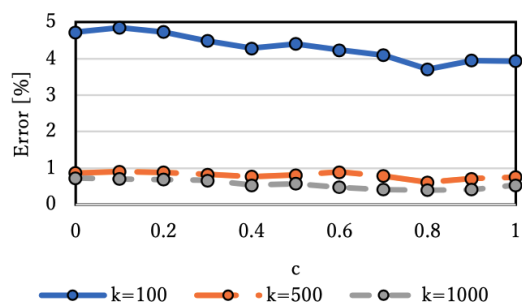


図 5.13: 高調波を含む相対誤差 [33]

次に、高調波を含む場合を考える．電流波形は 2 つの正弦波の合成で与えられる．

$$i(s) = c \times 3 \sin(2\pi f s) + (c - 1) \times 2 \sin(2\pi \times 8 f s) \quad (5.15)$$

ここで、 c は $0 \leq c \leq 1$ を満たす係数であり $f = 1\text{MHz}$ である． c を様々に変化させた場合の電流波形を図 5.11 に示す．図からわかるように、式 (5.15) の電流波形には PWM 入力のような高調波が含まれており、マイナーループが発生する． c を変化させたときの従来法に対する提案法の誤差を図 5.13 に示す．正弦波の場合と同様に、500 クラスタ以上分類することで、誤差を 1% 以下に抑えることができる．

次に提案手法と従来手法の計算時間を比較する．表 5.3 は、122 ステップの入力電流波形に対する従来法と提案法 ($k = 500$) の計算時間をまとめたものである．提案手法は 6.30s で鉄損を計算できるのに対し、従来手法は 1h54m かかっている．提案手法は 1% 以下の誤差で鉄損を計算できる．ただし、提案手法ではテーブルを作成するために事前に 21 回の FEM 解析が必要であり、計算時間は約 12m である．テーブルは一度作成すれば、再解析の必要はなく、再度鉄損解析に利用できる利点がある．

表 5.3: 計算時間の比較 [33]

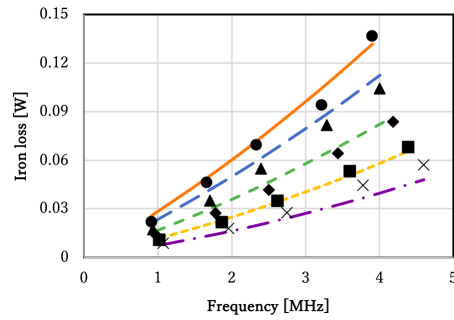
	磁場計算	鉄損計算	トータル
従来法	1h11m48s	42m12s	1h54m0s
提案法	28ms(+12m21s)	6268ms	6296ms (+12m21s)

実測値との比較

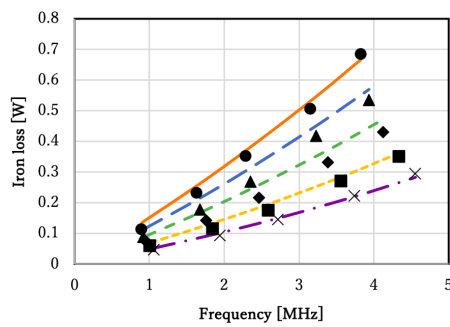
実際のインダクタの鉄損と提案手法による鉄損を比較する．入力電流は正弦波とし、直流重畳を含む場合についても検討する．

図 5.14 と図 5.15 は、図 5.2 に示した 2 種類のインダクタの鉄損計算値と、共振法で測定したインダクタの鉄損実測値を比較したものである．図 5.16 は $I_{ac} = 1.0\text{A}$ における提案手法の実測値との誤差を示す．共振法によるインダクタ損失の実測値には、鉄損に加えてインダクタ銅損も含まれている．そのため、渦電流場の有限要素解析からインダクタ銅損を算出し、元の損失測定値から銅損値を差し引いた値をインダクタ鉄損の測定値とする．

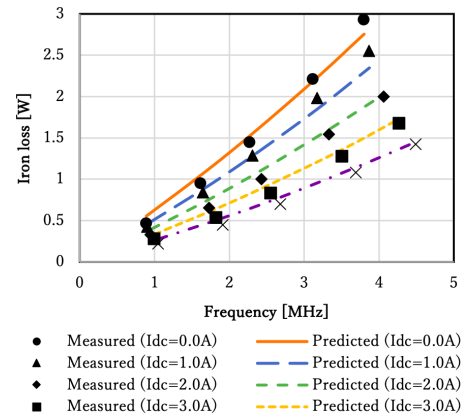
図に示すように、入力電流の直流重畳が大きくなると損失は減少し、周波数と電流振幅が大きくなると損失は増加する．この計算値と実測値の値の差は、測定値の測定誤差、渦電流の大きさが直流重畳の大きさに依存しないという仮定、プレイモデルのモデリング誤差によるものと考えられる．



(a) $I_{dc} = 0.5A$



(b) $I_{dc} = 1.0A$



(c) $I_{dc} = 2.0A$

図 5.14: モデル 1 における提案法と実測の鉄損の比較 [33]

5.5 総括

本研究では、瞬時鉄損を高速かつ高精度に解析する手法を提案した。提案手法では、k-means++ を用いて鉄損アルゴリズムに適用する反復数を削減した。その結果、磁場と鉄損の計算を高速化することに成功し、従来法と比較して 1% 以下の誤差で計算速度を 1 時間 54 分から 6 秒に短縮した。

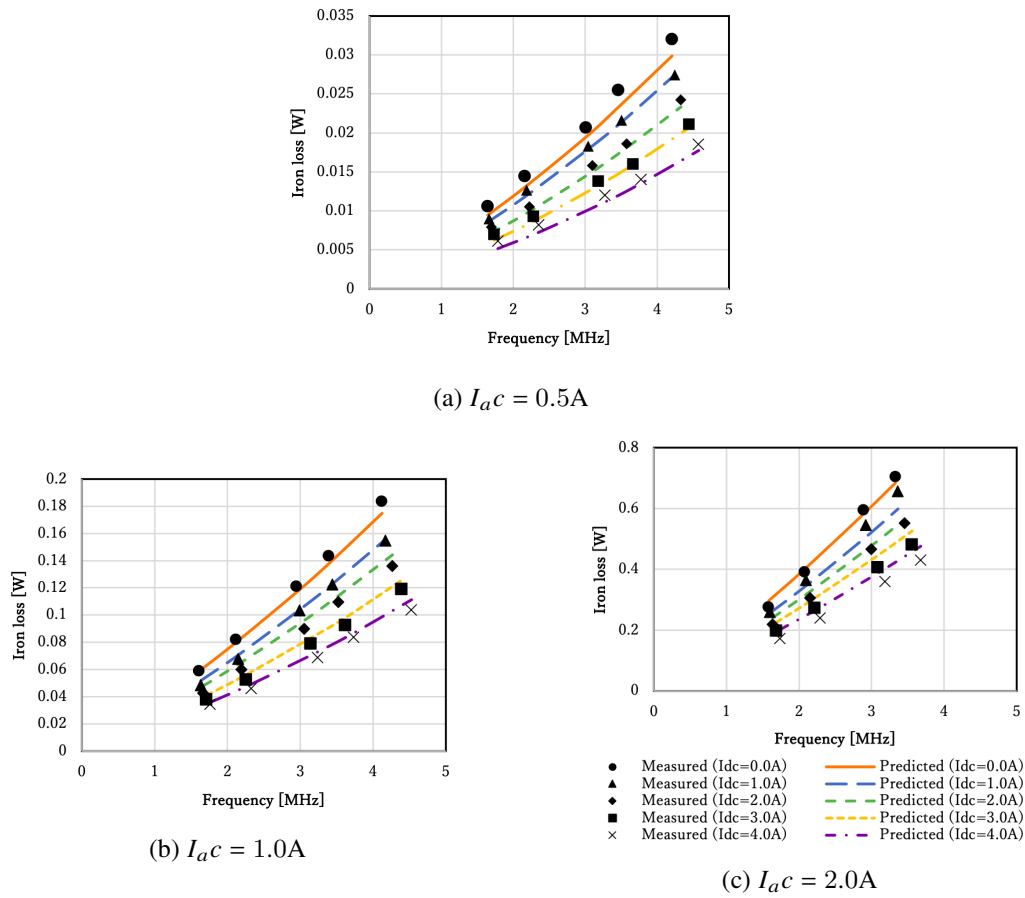


図 5.15: モデル 2 における提案法と実測の鉄損の比較 [33]

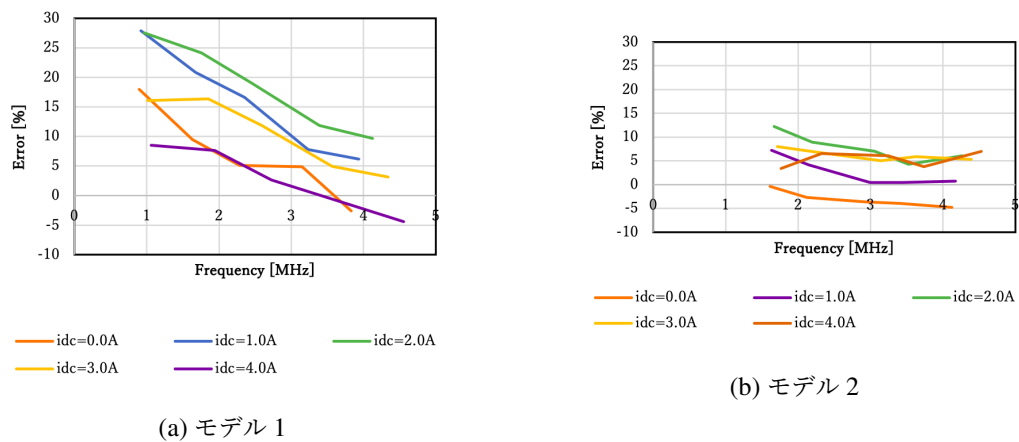


図 5.16: 提案法と実測の鉄損の相対誤差 [33]

第 6 章

結論および今後の課題

本研究ではモータ形状のトポロジー最適化に関して表現能力向上のためのハイブリッド最適化の提案、および制御系を考慮した形状最適化の提案を行った。

6.1 表現能力向上のためのトポロジー最適化の提案 (3 章)

磁石形状とフラックス形状の同時最適化

実際の電気自動車で用いられる駆動用 PM モータでは複数の磁石を二重 U 型や 型に配置した形状が用いられている。それらの形状は従来設計者の知見によって生成されている。トポロジー最適化の課題は自動的により設計者の知見に依存することなく、それらの配置の磁石形状を得ることである。本手法により、様々な磁石配置を持つモータの最適化が可能となった。

ステップスキューモータの形状最適化

ステップスキューモータはトルクリプルやコギングトルクを低減するために、産業で広く用いられているモータの構造である。従来はモータの形状を決定した後に最適なスキュー角を与えられていた。しかし、最適なモータの形状とスキュー角は互いに依存する。本手法ではそれらを同時に最適化する手法を提案し、従来の手法で得られるモータよりも優れた特性のモータが得られた。

磁化方向を含む SPM モータの形状最適化

空モビリティをはじめ高出力密度を要するモータではハルバッハ配列の磁石を持つ SPM モータが一般に利用されている。より優れた SPM モータの形状を得るためには様々な磁化方向を考慮した設計が必要となるため、人間が試行錯誤して設計することは困難である。本手法を用いることで磁化方向を考慮した最適化が可能となった。また、本研究で得られた形状はハルバッハモータよりも優れた特性を有しており、新規的な形状であった。

これらの表現能力向上のためのトポロジー最適化の今後の課題として、回転子形状のみではなく、固定子形状や極数、スロット数などの最適化があげられる。

6.2 制御系を考慮した IP モータの形状最適化の提案 (4 章)

従来のモータのトポロジー最適化では制御系を連成されておらず、時間高調波・空間高調波によって発生する損失の影響を考慮した最適化が行われていなかった。制御系を連成したトポロジー最適化によりそれらを考慮することができ、また、運転領域全体の効率を改善するような実用的な形状が得ることが可能となった。

今後の課題として、熱解析を連成し、磁石内部で発生する熱を考慮することがあげられる。

6.3 プレイモデルを用いた鉄損解析の高速化の提案 (5 章)

実用的な観点から PWM によって受ける影響を考慮した鉄損の解析は重要である。従来のプレイモデルを用いた手法では 1 時間 44 分要していた計算に、提案法は相対誤差 1% 未満で 28m 秒で解析することが可能となった。本研究ではインダクタに対して適用したが、モータをはじめ様々な電気機器に対しても有効な手法であると考えられる。この計算の短縮により、ヒステリシスを考慮した電気機器の形状最適化の実施が期待される。

参考文献

- [1] エネルギー総合工学研究所, 平成 21 年 度省エネルギー設備導入促進指導事業報告書, 2010.
- [2] 森本茂雄, 真田雅之, ” 省エネモータの原理と設計法 ～永久磁石同期モータの基礎から設計・制御まで～”, 科学技術出版株式会社, 2013
- [3] F. Guo and I. P. Brown, “Simultaneous magnetic and structural topology optimization of synchronous reluctance machine rotors,” IEEE Trans. Magn., vol. 56, no. 10, pp. 1 – 12, Oct. 2020
- [4] T. Sato, K. Watanabe, and H. Igarashi, Multimaterial topology optimization of electric machines based on normalized Gaussian network, IEEE Transactions on Magnetics, 51 (2015), 1 – 4.
- [5] 佐藤孝洋, 五十嵐一, 高橋慎矢, 内山翔, 松尾圭祐, 松橋大器, “トポロジー最適化による埋込磁石同期モータの回転子形状最適化,” 電気学会論文誌 D, Vol. 135, No. 4, 291,-298, 2015.
- [6] Y. Hidaka, T. Sato and H. Igarashi, “Topology Optimization Method Based on On – Off Method and Level Set Approach,” in IEEE Transactions on Magnetics, vol. 50, no. 2, pp. 617-620, 2014
- [7] J. Lee and S. Wang, Topological shape optimization of permanent magnet in voice coil motor using level set method, IEEE Transactions on Magnetics, 48 (2012), 931 – 934.
- [8] Y. Yamashita and Y. Okamoto, Design optimization of synchronous reluctance motor for reducing iron loss and improving torque characteristics using topology optimization based on the level-set method, IEEE Transactions on Magnetics, 56 (2020), 1 – 4.
- [9] H. Sasaki and H. Igarashi, “Topology optimization using basis functions for improvement of rotating machine performances,” IEEE Trans. Magn., vol. 54, no. 3, pp. 1 – 4, Mar. 2018
- [10] S. Hiruma, M. Ohtani, S. Soma, Y. Kubota, H. Igarashi, A Novel hybridization of parameter and topology optimizations: application to permanent magnet motor, IEEE Transactions on Magnetics, 57 (2021), 8204604.
- [11] Pellegrino, G.; Cupertino, F., ”FEA-based multi-objective optimization of IPM motor design including rotor losses,” IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE), 2010, vol., no., pp.3659-3666, 12-16 Sept. 2010

- [12] H. Sasaki and H. Igarashi, Topology Optimization Accelerated by Deep Learning, *IEEE Transactions on Magnetics*, 55 (2019), 1 – 5.
- [13] Y. Okamoto, Y. Tominaga, S. Wakao, and S. Sato, Topology optimization of rotor core combined with identification of current phase angle in IPM motor using multistep genetic algorithm, *IEEE Transactions on Magnetics*, 50 (2014), Art. no. 7017904.
- [14] P. Gangl, S. Amstutz, and U. Langer, Topology optimization of electric motor using topological derivative for nonlinear magnetostatics, *IEEE Transactions on Magnetics*, 52 (2016), 1 – 4.
- [15] J. S. Choi, K. Izui, S. Nishiwaki, A. Kawamoto, and T. Nomura, Topology optimization of the stator for minimizing cogging torque of ipm motors, *IEEE Transactions on Magnetics*, 47 (2011), 3024 – 3027.
- sotsuron
- [16] H. Kaimori and K. Akatsu, “Behavior modeling of permanent magnet synchronous motors using flux linkages for coupling with circuit simulation,” *IEEJ J. Industry Applications*, vol.7, no.1, 56-63, 2018.
- [17] 本間 利久, 五十嵐 一, 川口 秀樹, “数値電磁力学-基礎と応用-.” 森北出版株式会社, 2002. ISEM
- [18] A. Balamurali, G. Feng, C. Lai, J. Tjong, and N. C. Kar, “Maximum efficiency control of PMSM drives considering system losses using gradient descent algorithm based on DC power measurement,” *IEEE Trans. Energy Convers.*, vol. 33, no. 4, pp. 2240 – 2249, Dec. 2018.
- [19] F. Niu et al., “A simple and practical duty cycle modulated direct torque control for permanent magnet synchronous motors,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 34, no. 2, pp. 1572 – 1579, Feb. 2019.
- [20] たに浩司, 松永研介, 阿波根明, 仙波和樹, 山田隆: 「Cauer 回路による交流銅損を考慮した永久磁石同期モータのビヘイビアモデルに関する検討」, 電気学会研究会資料 (静止器/回転機合同研究会), SA-21-017, RM-21-017(2021)
- [21] N. Hansen, The CMA evolution strategy: A tutorial, arXiv:1604.00772, 2016.
- [22] C. Dapogny, C. Dobrzynski, and P. Frey, Three-dimensional adaptive domain remeshing, implicit domain meshing, and applications to free and moving boundary problems, *Journal of Computational Physics*, 262 (2014), 358 – 378. doi: 10.1016/j.jcp.2014.01.005.
- [23] Z. Shi et al., “Torque analysis and dynamic performance improvement of a PMSM for EVs by skew angle optimization,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 29, no. 2, pp. 1 – 5, Mar. 2019.
- [24] Z. Q. Zhu and D. Howe, “Influence of design parameters on cogging torque in permanent magnet machines,” *IEEE Trans. Energy Convers.*, vol. 15, no. 4, pp. 407 – 412, Dec. 2000.
- [25] C. Sikder, I. Husain, and W. Ouyang, “Cogging torque reduction in flux-switching permanent-magnet machines by rotor pole shaping,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 51, no. 5, pp. 3609 –

- 3619, Sep./Oct. 2015.
- [26] S. A. Saied, K. Abbaszadeh, A. Tenconi, and S. Vaschetto, “New approach to cogging torque simulation using numerical functions,” *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 50, no. 4, pp. 2420 – 2426, Jul./Aug. 2014.
 - [27] S. Hayashi, H. Igarashi, “Parameter-Topology Hybrid Optimization of Electric Motor with Multiple Permanent Magnets” , Presented at ISEM2022, Thessaloniki, Greece, Jun., 2022, Submitted to *Int. J. Appl. Electromagnetics and Mech.*
 - [28] N. Polaczyk N.E.Trombino, P.Wei, M.Mitici, “A review of current technology and research in urban on-demand air mobility applications” in *Proc. 8th Biennial Auton. VTOL Tech Meeting 6th Annu. Electr. VTOL Symp.*, Jan. 2019, pp. 333 – 343.
 - [29] J. A. Swanke and T. M. Jahns, “No. 22260632,” *IEEE Trans. Transp. Electrification*, vol. 8, no. 4, Dec., 4523 – 4533, 2022, DOI: 10.1109/TTE.2022.3183933.
 - [30] K. Atallah and D. Howe, “The application of Halbach cylinders to brush- less ac servo motors,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, no. 4, pp. 2060 – 2062, Jul. 1998, DOI: 10.1109/20.706795.
 - [31] C. Huber et al., “3D print of polymer bonded rare-earth mag- nets, and 3D magnetic field scanning with an end-user 3D printer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, no. 16, Oct., Art. no. 162401, 2016, DOI: 10.1063/1.4964856.
 - [32] J. Lee and S. Wang, “Topological shape optimization of permanent magnet in voice coil motor using level set method,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 2, pp. 931 – 934, Feb. 2012, DOI: 10.1109/TMAG.2011.2173922.
 - [33] 林翔吾, 上原裕二, 寺内直也, 佐藤奈津子, 松田好文, 長野将典「クラスタリングアルゴリズムとプレイモデルを用いたインダクタの鉄損解析の高速化」, 投稿予定.
 - [34] H. Matsumori, T. Shimizu, X. Wang, and F. Blaabjerg, “A Practical Core Loss Model for Filter Inductors of Power Electronic Converters,” *IEEE J. Emerg. Sel. Topics in Power Electron.*, vol. 6, no. 1, pp. 29-39, 2018..
 - [35] V. J. Thottuvelil, T. G. Wilson, and H. A. Owen, Jr., “High-Frequency Measurement Techniques for Magnetic Cores,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 5, no. 1, pp. 41-53, 1990.
 - [36] 上原裕二, 河野健二, 佐藤佑樹, 「共振法による圧粉材料の高周波損失測定」, 電気学会 マグネティックス研究会, 論文 No. MAG20112, pp. 23-28, 2020.
 - [37] 上原裕二, 寺内直也, 佐藤奈津子, 松田好文, 長野将典, 大友佳嗣, 五十嵐一, 「直流磁界を重畳した共振法による圧粉磁芯の損失測定」, 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-22-012, RM-22-012, 2022.
 - [38] 大友佳嗣, 上原裕二, 寺内直也, 佐藤奈津子, 松田好文, 長野将典「応答曲面法を用いたインダクタ鉄損推定に関する基礎検討」 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-22-013, RM-22-013, 2022.
 - [39] S. Mulder, “Power ferrite loss formulas for transformer design” , *Power Conversion & Intelligent Motion*, vol. 21, no. 7, pp. 22 – 31, July 1995.

- [40] J.Li,T.Abdallah,andC.R.Sullivan, “Improved calculationofcoreloss with nonsinusoidal wave-forms,” in Ind. Appl. Conf., 36th IEEE IAS Annu. Meeting., 2001, vol. 4, pp. 2203 – 2210.
- [41] T. Shimizu and S. Iyasu, “A Practical Iron Loss Calculation for AC Filter Inductors Used in PWM Inverters,” IEEE Trans. Ind. Electron., vol. 56, no. 7, pp. 2600-2609, 2009.
- [42] J. Muhlethaler, J. Biela, J. W. Kolar, and A. Ecklebe, “Improved Core-Loss Calculation for Magnetic Components Employed in Power Electronic Systems,” IEEE Trans. Power Elec-tron., vol. 27, no. 2, pp. 964-973, 2012.
- [43] 松尾 哲司, 下出 大輔, 寺田靖, 島崎眞昭「ストップモデルおよびプレイモデルを用いた電磁銅板の磁気特性表現に関する検討」電学静止器・回転機合同研資、SA-02-51,RM-02-87, 2003.
- [44] S. Zhu, M. Cheng, J. Dong and J. Du, ”Core loss analysis and calculation of stator permanent magnet machine considering dc-biased magnetic induction”, IEEE Trans. Ind. Electron., vol. 61, no. 10, pp. 5203-5212, Oct. 2014.

研究業績

査読付き発表論文

1. Shogo Hayashi, Yoshihisa Kubota, Shingo Soma, Makoto Ohtani, Hajime Igarashi, "Topology Optimization of Permanent Magnet Synchronous Motor Considering the Control System", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 58, No. 9, 8205605, 2022
2. Shogo Hayashi, Hajime Igarashi, "Parameter-Topology Hybrid Optimization of Electric Motor with Multiple Permanent Magnets", *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, pre-press, DOI: 10.3233/JAE-220154, 2023.
3. Shogo Hayashi, Yoshihisa Kubota, Shingo Soma, Satoyoshi Oya, Hajime Igarashi, "Topology-Parameter Hybrid Optimization of Skewed Permanent Magnet Motor" , *IEEE Trans. Magn.*, vol. 59,, No.5, 2023.
4. Shogo Hayashi, Manabu Yatsurugi, Yoshihisa Kubota, Shingo Soma, H. Igarashi, "Topology Optimization of a Surface Permanent Magnet Motor with High Torque Density" *IEEE Trans. Magn.* (early access), doi: 10.1109/TMAG.2023.3309538, 2023.

講演 (国際会議)

1. Shogo Hayashi, Yoshihisa Kubota, Shingo Soma, Makoto Ohtani, Hajime Igarashi, "Topology Optimization of Permanent Magnet Synchronous Motor Considering Control System", Proc.COMPUMAG2021, PC-A1-16, Jan., 2022.
2. Shogo Hayashi, Hajime Igarashi, "Parameter-Topology Hybrid Optimization of Electric Motor with Multiple Permanent Magnets" ,ISEM2022,207, Thessaloniki, Greece, Jun., 2022.
3. Shogo Hayashi, Yoshihisa Kubota, Shingo Soma, Satoyoshi Oyo, Hajime Igarashi, "Topology-Parameter Hybrid Optimization of Skewed Permanent Magnet Motor", CEFC2022,paper no. 274, on-line, Oct., 2022.
4. Shogo Hayashi, Hajime Igarashi, Manabu Yatsurugi, Yoshihisa Kubota, Shingo Soma, "Topology Optimization of a Surface Permanent Magnet Motor for Air Mobility" , PA-M3: 2, Proc.Compumag2023, May., 2023.

講演 (国内会議)

1. 林 翔吾, 五十嵐 一, 比留間 真悟, 制約条件を考慮した永久磁石モータの多材料多目的最適化, MAGDA コンファレンス 2020, T5B4, 12 月, 2020
2. 林翔吾, 久保田芳永, 相馬慎吾, 大谷亮, 五十嵐一, 永久磁石モータの制御を考慮したトポロジー最適化の基礎検討, 電気学会静止器回転機合同研究会, SA-21-070, RM-21-091, 9 月, 2021
3. 林翔吾, 五十嵐一, 永久磁石モータの制御系を考慮したパラメータ・トポロジー最適化の基礎検討, 電気学会静止器回転機合同研究会, SA-22-089, RM-22-092, 9 月, 2022
4. 林翔吾, 五十嵐一, IPM モータのトポロジー・パラメータハイブリッド最適化, 第 9 回電気学会 電磁界解析による回転機の高精度モデリングと最先端最適化技術調査専門委員会, 1 月, 2023

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの方々に御助力いただきました。

指導教員の五十嵐一教授に心より感謝申し上げます。私に至らない点多々あり、多くのお手数をかけたことかと思えます。博士課程進学之机を与えてくださいましたこと、修了まで手厚く面倒を見てくださったこと非常に感謝しています。先生がよくおっしゃられていますように、荒波か細波かの選択肢に迫られた時、前者を選ぶように心がけています。まだまだ自分の将来像は見えませんが、この研究室で培ったことが私のベースにあります。これからもどうぞよろしくお願いいたします。

野口聡教授、技術職員の今井さん、事務補助員の齋藤さんには、教育や研究に関する事柄、研究環境の整備、事務的な手続きで手厚くご指導・ご支援いただきました。心より感謝申し上げます。

本田技術研究所の八釦学様、久保田芳永様、相馬慎吾様、大矢聡義様、大谷亮様、太陽誘電の寺内直也様、佐藤奈津子様、松田好文様、長野将典様、ならびに上原裕二様には、本研究を進めるにあたり大変貴重なデータや意見を教えていただきました。厚く御礼申し上げます。

同研究室出身の比留間さん、大友さん、佐藤さんには先輩として研究について様々なことを教えていただきました。先輩方がおられましたので、私は研究を続けてこれたと思っています。ありがとうございました。

先生方、事務の皆様、研究室の皆様には学生生活を支えていただきました。感謝申し上げます。

同期の青柳くん、宇田くん、森口くん、岡本くん、研究について話せる数少ない友達です。感謝しています。

最後に家族に、特に母に、ここまで見守ってくれてありがとう。