



Title	電気機器の3次元トポロジー最適化および解析に関する研究
Author(s)	大友, 佳嗣
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(情報科学)
Dissertation Number	甲第15081号
Issue Date	2022-03-24
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k15081
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/85472
Type	doctoral thesis
File Information	Yoshitsugu_Otomo.pdf



博士論文

電気機器の3次元トポロジー最適化および解析に関する研究

大友 佳嗣

2022年1月

北海道大学 大学院情報科学院
システム情報科学コース

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

大友 佳嗣

審査委員： 主査 五十嵐 一 教授
副査 小笠原 悟司 教授
副査 北 裕之 教授
副査 野口 聡 准教授

Copyright © 2022 Yoshitsugu Otomo.

In reference to IEEE copyrighted material which is used with permission in this thesis, the IEEE does not endorse any of Hokkaido University's products or services. Internal or personal use of this material is permitted. If interested in reprinting/republishing IEEE copyrighted material for advertising or promotional purposes or for creating new collective works for resale or redistribution, please go to http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/rights_link.html to learn how to obtain a License from RightsLink. If applicable, University Microfilms and/or ProQuest Library, or the Archives of Canada may supply single copies of the dissertation.

電気機器の3次元トポロジー最適化および解析に関する研究*

大友 佳嗣

概要

計算機性能の目覚ましい飛躍に伴い、インダクタや回転機などの設計開発現場において、3次元有限要素法による電磁界解析が広く用いられ始めている。3次元有限要素解析を用いる利点は、実際の電気機器における3次元構造の影響を正確に考慮できる点にあり、2次元有限要素解析では得られない知見を新たに見出すことが可能になる。一方、3次元有限要素解析を用いた電気機器の磁気回路設計は、3次元的な磁場分布の影響をある程度事前に想定する必要があるため、熟練の技術者であったとしても、適切な形状パラメータの設定は容易ではない。また、計算機性能が向上した現在においても、3次元有限要素解析の計算時間は2次元有限要素解析と比較し、依然として無視できないほど長大であるため、計算時間の大幅な短縮は3次元有限要素解析の利便性向上に必須である。

上記の課題を踏まえ、本研究では電気機器3次元設計の高度化および、3次元解析の高速化を目的とし、電気機器の3次元トポロジー最適化法、リッツ線の3次元均質化解析法ならびに、電気機器の渦電流損失を考慮可能な等価回路合成法を新たに検討した。

第2章では、送受電コイル間の3次元的な位置ずれや漏れ磁束を考慮しなければならない非接触給電装置を対象とし、それらに対してロバストな特性を持つ送受電コイルおよび、磁気コアの最適形状を探索可能なトポロジー最適化法を提案する。トポロジー最適化は、形状パラメータの設定を必要としないため、設計者の知見に依らない、全く新しい3次元最適形状を容易に探索することが可能になる。本研究では、非接触給電装置の最適形状として従来提案されている、棒状磁気コアの磁気特性と提案法による最適化形状の磁気特性を比較し、提案法の有効性を検討する。

第3章では、電気自動車の普及に伴い、その性能向上が強く求められている永久磁石モータおよび、同期リラクタンスモータに対する新しいトポロジー最適化法を提案する。永久磁石(PM)モータはロータ端部において永久磁石からの漏れ磁束が発生するため、扁平なPMモータ程、3次元的に分布する漏れ磁束の影響を無視できなくなる。そこで、本研究ではロータ端部の漏れ磁束を効果的に抑制するための3次元トポロジー最適化法を提案し、漏れ磁束の影響を無視した従来の2次元最適化形状とその性能差を比較検討する。また、同期リラクタンスモータ(SynRM)はその性能改善において、d軸方向に沿ったスリット状の磁気コア形状が有効であることが知られている。しかし、従来提案されているトポロジー最適化法では、スリッ

* 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-DT46195028, 2022年1月28日.

ト状の形状表現が難しいという問題があった。本研究では、スリット状の磁気コア形状をトポロジー最適化により実現するため、異方性の空間分布を有するガボールフィルタを用いた新しいトポロジー最適化法を確立する。

第4章では、自動車用発電機として用いられるクローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化法を提案する。クローポールオルタネータはロータコア全体の3次元構造を最適化する必要があるため、形状最適化における自由度が数百次元を超え、遺伝的アルゴリズム等による大域探索のみでは、十分適応度の高い最適形状を獲得することが難しい問題を生じる。本研究ではこの問題を解決するため、遺伝的アルゴリズムによる大域探索と随伴変数法による局所探索を二段階で実施し、適応度の高い最適形状を獲得することを考える。提案する二段階トポロジー最適化により得られる最適形状の発電性能を、従来のパラメータ最適化による最適形状の発電性能と比較し、提案法の有効性を検証する。

第5章では、非接触給電や回転機のコイル巻線に広く用いられているリッツ線に生じる、渦電流損失および循環電流損失を正確かつ高速に解析するための、新しい3次元均質化解析法を提案する。リッツ線は表皮効果による交流抵抗の増大を抑制するため、表皮厚さ以下の半径を有する素線を数百～数千本燃ることにより構成される。このように3次元的な微細構造を有するリッツ線の有限要素解析は、その要素分割数が極めて膨大となるため、渦電流損失および循環電流損失を現実的な時間内で解析することは困難となる。そこで、本研究ではリッツ線の素線束全体を均質媒質として扱うことで要素分割数を大幅に削減し、かつ高精度な交流損失解析を実現する3次元均質化解析法を考える。提案法による解析時間を示すと同時に、解析結果を実験結果と比較することで、提案法の有効性を検証する。

最後に、第6章では、電気機器の渦電流損失を考慮可能なCauer型等価回路の、測定データに基づく合成法について提案する。3次元モデルにおける渦電流場時間領域の有限要素解析は、1タイムステップ当たりの解析時間が長大であるため、対象とする全ての時間領域解析を現実的な時間内に完了することは極めて難しい。そこで、渦電流損失を考慮可能なCauer型等価回路に解析対象を変換し、計算負荷の小さい回路解析によって、時間領域の渦電流場解析を実現する方法が現在提案されている。しかし、現在までに提案されている方法は、簡易的な3次元モデルをCauer型等価回路に変換する手法となっており、複雑な3次元構造を有する解析対象をCauer型等価回路に正確に変換する手法は提案されていなかった。本研究では、この問題を解決するため、解析対象の周波数特性サンプリングデータから、随伴変数法を用いて高速かつ正確にCauer型等価回路を合成する手法を検討する。提案法により合成された等価回路による時間領域解析結果と、実機の実測結果を比較し、提案法により合成された等価回路の有効性を実証する。

キーワード: トポロジー最適化, 均質化法, Cauer型等価回路, 非接触給電, 回転機

A Study on Three-Dimensional Topology Optimization and Analysis of Electric Apparatuses[†]

Yoshitsugu Otomo

Abstract

Recently, three-dimensional finite element (FE) analysis has widely been used in the design of electric apparatuses. A 3-D analysis allows us to accurately consider the magnetic properties for electric apparatuses with complicated geometries. In addition, a 3-D shape optimization can lead to the novel machine structure which has never been proposed. However, when analyzing the eddy current losses by the 3-D FE analysis, one has to discretize the analysis model into fine elements smaller than the skin depth. This results in an unacceptably large computational time. Moreover, the conventional parameter optimization can improve the machine performance but can make it difficult to find novel structures with excellent performance.

To overcome above-mentioned problems, this thesis proposes the novel 3-D optimization and analysis methods as follows:

- 3-D robust optimization method for wireless power transfer device.
- 3-D topology optimization method for permanent magnet motors
- Topology optimization method using Gabor filter
- Two-step topology optimization method for claw-pole alternator
- Homogenization method for litz wire considering eddy current and circulating current losses
- Synthesis of a Cauer equivalent circuit from computed and measured data

In this thesis, it is shown that the proposed methods are effective for a 3-D FE analysis and 3-D topology optimization.

Keywords: Topology optimization, Homogenization method, Cauer equivalent circuit, Wireless power transfer, Rotating machine

[†] Doctoral Thesis, Course of Systems Science and Informatics, Graduate School of Information Science and Technology, Hokkaido University, SSI-DT46195028, January 28, 2022.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	2
1.2.1	非接触給電装置のトポロジー最適化	2
1.2.2	永久磁石モータ・リラクタンスモータのトポロジー最適化	2
1.2.3	クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化	3
1.2.4	リッツ線の 3 次元均質化解析法の開発	3
1.2.5	測定データに基づく電気機器の等価回路合成法の開発	4
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	非接触給電装置のトポロジー最適化	7
2.1	はじめに	7
2.2	送受電コイル・磁気コアのトポロジー最適化法	8
2.2.1	磁気コア形状最適化法	8
2.2.2	送受電コイル形状最適化法	9
2.2.3	簡易 on/off 法による磁気コア形状最適化	10
2.3	送受電コイル・磁気コアのトポロジー最適化	11
2.3.1	コイル形状最適化問題設定	11
2.3.2	磁気コア形状最適化問題設定	12
2.3.3	コイル形状最適化結果	13
2.3.4	磁気コア形状最適化結果	14
2.3.5	実験結果	17
2.4	電磁シールドを考慮した非接触給電のトポロジー最適化	18
2.4.1	表面インピーダンス法	18
2.4.2	最適化問題設定	19
2.4.3	電磁シールドを考慮した磁気コア形状最適化結果	20
2.4.4	実験結果	23
2.5	第 2 章のまとめ	24

第 3 章	永久磁石モータ・リラクタンスモータのトポロジー最適化	25
3.1	永久磁石モータ (PM モータ) の 3 次元トポロジー最適化	25
3.1.1	参照形状における漏れ磁束の影響比較	26
3.1.2	2 次元トポロジー最適化結果と漏れ磁束の影響比較	29
3.1.3	PM モータの 3 次元トポロジー最適化結果	33
3.1.4	PM モータの 3 次元トポロジー最適化まとめ	36
3.2	同期リラクタンスモータ (SynRM) のトポロジー最適化	37
3.2.1	ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化	38
3.2.2	SynRM の形状最適化設定	39
3.2.3	ガボールフィルタと NGnet 法による最適化形状の比較	40
3.2.4	実製造を考慮した最適化形状のスージング	42
3.2.5	ガボールフィルタの設定に関する検討	43
3.2.6	SynRM のトポロジー最適化のまとめ	45
第 4 章	クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化	47
4.1	はじめに	47
4.2	二段階最適化手法	48
4.3	低速回転時の形状最適化	49
4.3.1	最適化問題設定	49
4.3.2	最適化結果	51
4.4	高速回転時の形状最適化	54
4.4.1	最適化問題設定	54
4.4.2	最適化結果	55
4.5	第 4 章のまとめ	57
第 5 章	リッツ線の 3 次元均質化解析法	59
5.1	はじめに	59
5.2	リッツ線における交流損失要因	60
5.2.1	表皮・近接効果	60
5.2.2	循環電流	61
5.3	3 次元均質化解析法	63
5.3.1	複素透磁率を用いた近接効果の評価	63
5.3.2	均質化有限要素解析	64
5.4	解析結果：スパイラルコイル・ソレノイドコイル	65
5.5	解析結果：高周波リアクトル	68
5.5.1	2 本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトル	68
5.5.2	1 4 本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトル	72

5.6	リッツ線における循環電流損失の発生要因と周波数特性	75
5.6.1	循環電流損失の発生要因	75
5.6.2	循環電流損失の周波数特性	77
5.7	第5章のまとめ	79
第6章	測定データに基づく電気機器の等価回路合成法	81
6.1	はじめに	81
6.2	準静 Maxwell 方程式の Cauer 回路表現	82
6.3	等価回路合成法	84
6.4	数値比較結果	88
6.4.1	周波数特性と回路パラメータ	88
6.4.2	回路同定時の最適化パラメータ設定による影響	92
6.4.3	回路の外挿特性	93
6.5	実機との比較結果	95
6.5.1	回路同定結果	95
6.5.2	時間応答の比較	98
6.6	第6章のまとめ	100
第7章	結論	101
7.1	電気機器のトポロジー最適化法	101
7.2	電気機器の損失解析手法	102
7.3	今後の展望	102
参考文献		105
謝辞		111
研究業績		113
付録A	最適化の基礎理論	117
A.1	実数値遺伝的アルゴリズム	117
A.2	マイクロ遺伝的アルゴリズム	118

目次

2.1	NGnet on/off 法の概念図 (2次元の場合) ©2019 IEEE	9
2.2	簡易 on/off 法における材料分布の平滑化 ©2019 IEEE	10
2.3	コイル形状最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE	11
2.4	磁気コア形状最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE	13
2.5	最適電流密度分布と最適コイル形状 ©2019 IEEE	13
2.6	コイル径に対する鎖交磁束の変化 ©2019 IEEE	14
2.7	各磁気コア形状 ©2019 IEEE	15
2.8	結合係数の比較結果 ©2019 IEEE	15
2.9	$x=160$ mm 位置ずれ時における磁束線分布の比較 ©2019 IEEE	16
2.10	非接触給電のプロトタイプと結合係数実測結果 ©2019 IEEE	17
2.11	電磁シールドを考慮した磁気コア形状最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE	20
2.12	電磁シールドを考慮した各磁気コア形状 ©2019 IEEE	21
2.13	結合係数と正規化漏洩磁束密度 ©2019 IEEE	21
2.14	$x=80$ mm 位置ずれ時における最適化形状の磁束線分布 ©2019 IEEE	22
2.15	$x=160$ mm 位置ずれ時における参照形状と最適化形状の磁束線分布 ©2019 IEEE	22
2.16	電磁シールドを考慮した各プロトタイプと結合係数実測結果 ©2019 IEEE	23
3.1	参照 PM モータ ©2020 IEEJ	27
3.2	参照 PM モータの2次元解析と3次元解析の相対差 ©2020 IEEJ	28
3.3	参照 PM モータの磁束線分布 ©2020 IEEJ	29
3.4	2次元最適化モデルとガウス基底配置 ©2020 IEEJ	30
3.5	2次元形状最適化の収束履歴 ©2020 IEEJ	30
3.6	2次元最適化 PM モータ ©2020 IEEJ	31
3.7	2次元最適化形状の2次元解析と3次元解析の相対差 ©2020 IEEJ	32
3.8	2次元最適化形状と参照形状のトルク波形比較 ©2020 IEEJ	32
3.9	3次元拡張した2次元最適化形状の磁束線分布 ©2020 IEEJ	33

3.10	3次元形状最適化の収束履歴 ©2020 IEEJ	34
3.11	3次元ロータコアの端部最適化形状 ©2020 IEEJ	34
3.12	厚さ 10 mm の PM モータトルク波形比較 ©2020 IEEJ	36
3.13	厚さ 10 mm の 3次元最適化形状の磁束線分布 ©2020 IEEJ	36
3.14	ガポールフィルタを用いた on/off 法 ©2021 IEEE	39
3.15	SynRM の参照モデルと最適化モデル ©2021 IEEE	39
3.16	SynRM に対する基底関数の配置 ©2021 IEEE	41
3.17	SynRM の最適化形状 ©2021 IEEE	41
3.18	SynRM 最適化形状のトルク波形 ©2021 IEEE	42
3.19	トルクと電磁力密度のスペクトル解析結果 ©2021 IEEE	42
3.20	実製造を考慮した SynRM の最適化形状 ©2021 IEEE	43
3.21	実製造を考慮した SynRM 最適化形状のトルク波形 ©2021 IEEE	43
3.22	ガポールフィルタの配置図 ©2021 IEEE	44
3.23	異なるガポールフィルタの設定により得られた最適化形状 ©2021 IEEE	44
4.1	クローポールオルタネータの参照形状 ©2019 IEEE	50
4.2	クローポールオルタネータの最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE	51
4.3	低速回転時における最適化形状と参照形状 ©2019 IEEE	52
4.4	局所探索の収束履歴 ©2019 IEEE	52
4.5	無負荷開放電圧の比較結果 ©2019 IEEE	53
4.6	低速回転時における最適化形状と参照形状の磁束密度分布 ©2019 IEEE	54
4.7	高速回転時における最適化形状と参照形状の磁束密度分布 ©2019 IEEE	56
4.8	発電回路 (界磁電流: 6A, $R_S = 0.1 \Omega$) ©2019 IEEE	56
5.1	リッツ線の模式図 ©2021 IEEE	61
5.2	表皮・近接効果の概念図 ©2021 IEEE	62
5.3	循環電流の概念図 ©2021 IEEE	63
5.4	一様磁界中の円形断面導体 ©2021 IEEE	65
5.5	マクロ複素透磁率を用いて均質化したリッツ線 ©2021 IEEE	65
5.6	15 回巻スパイラルコイルとソレノイドコイル ©2021 IEEE	66
5.7	スパイラルコイルとソレノイドコイルに用いたリッツ線 ©2021 IEEE	66
5.8	スパイラルコイルに対する軸対称有限要素モデル (要素数: 1,400) ©2021 IEEE	67
5.9	スパイラルコイルとソレノイドコイルの交流抵抗 ©2021 IEEE	67
5.10	2本の並列リッツ線から構成される 10 ターンの高周波リアクトル ©2021 IEEE (左: 全体図, 右: 点線内の拡大図)	69

5.11	2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの等価回路 ©2021 IEEE	69
5.12	2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの解析モデル (1/8 モデル) ©2021 IEEE	70
5.13	2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの有限要素モデル (要素数: 125,590) ©2021 IEEE	70
5.14	2本の並列リッツ線を持つリアクトルの交流抵抗 ©2021 IEEE	71
5.15	2本の並列リッツ線を持つリアクトルの磁束密度・電流密度分布 (周波数: 100 kHz, 入力電圧: 1 V) ©2021 IEEE	71
5.16	14本の並列リッツ線から構成される10ターンの高周波リアクトル ©2021 IEEE	73
5.17	14本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの解析・有限要素モデル ©2021 IEEE	73
5.18	14本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの等価回路 ©2021 IEEE	74
5.19	14本の並列リッツ線を持つリアクトルの交流抵抗 ©2021 IEEE	74
5.20	14本の並列リッツ線を持つリアクトルの磁束密度・電流密度分布 (周波数: 100 kHz, 入力電圧: 1 V) ©2021 IEEE	74
5.21	各磁場分布に対する平行線と撚り線 ©2021 IEEE	76
5.22	2本の平行導線 ©2021 IEEE	78
5.23	磁気コアがある場合の平行導線周りの磁場分布 ©2021 IEEE	78
5.24	2本の平行導体からなる6ターンの簡易インダクタ ©2021 IEEE	78
5.25	100 kHzにおける磁束密度分布 (入力電圧: 1 V) ©2021 IEEE	79
5.26	6ターンの簡易インダクタの電流比 κ ©2021 IEEE	79
6.1	Cauer 型等価回路 ©2020 IEEE	84
6.2	回路合成のフローダイアグラム ©2020 IEEE	87
6.3	20ターン簡易インダクタモデル ©2020 IEEE (素線半径: 0.15 mm, 磁気コアの比透磁率: 1000, 素線の導電率: 5.76×10^7 S/m)	89
6.4	提案法と GA による回路周波数特性の比較結果 ©2020 IEEE	90
6.5	4段の Cauer 回路に対するフィッティング誤差 ©2020 IEEE	90
6.6	提案法と GA による回路合成の収束特性 ©2020 IEEE	91
6.7	提案法の各初期値に対する収束履歴 ©2020 IEEE	93
6.8	GA の各初期値に対する収束履歴 ©2020 IEEE	93
6.9	等価回路の高周波における外挿特性 ©2020 IEEE	94
6.10	実機検証のためのリアクトルとパワーインダクタ ©2020 IEEE	96
6.11	リアクトルとパワーインダクタの周波数特性 ©2020 IEEE	96

6.12	リアクトルとパワーインダクタの回路同定における収束特性 ©2020 IEEE	98
6.13	テスト回路 1 ($V_{AC} = 11$ V, $f = 183$ kHz, $C = 6$ nF, $R_{LOAD} = 5$ Ω , $Z_p = 1.4 + j1.6$ Ω) ©2020 IEEE	99
6.14	テスト回路 1 の時間応答 ©2020 IEEE	99

表 目 次

2.1	コイル形状最適化モデルの仕様 ©2019 IEEE	11
2.2	磁気コア形状最適化モデルの仕様 ©2019 IEEE	12
2.3	実験用送受電コイルのリッツ線仕様 ©2019 IEEE	18
2.4	電磁シールドを考慮した磁気コア形状最適化モデルの仕様 ©2019 IEEE	20
2.5	電磁シールドを考慮した実験用送受電コイルのリッツ線仕様 ©2019 IEEE	24
3.1	参照 PM モータの仕様 ©2020 IEEJ	27
3.2	参照 PM モータの特性比較結果 ©2020 IEEJ	28
3.3	2次元最適化 PM モータの特性比較結果 ©2020 IEEJ	31
3.4	3次元最適化 PM モータの特性比較結果 ©2020 IEEJ	35
3.5	SynRM の仕様 ©2021 IEEE	40
5.1	スパイラルコイルとソレノイドコイルに用いたリッツ線の仕様 ©2021 IEEE	67
5.2	2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの仕様 ©2021 IEEE	69
6.1	提案法の実最適化パラメータ ©2020 IEEE	89
6.2	GA の最適化パラメータ ©2020 IEEE	89
6.3	提案法による回路パラメータ ©2020 IEEE	91
6.4	GA による回路パラメータ ©2020 IEEE	92
6.5	10ターンリアクトルの仕様 ©2020 IEEE	95
6.6	10ターンリアクトルの回路パラメータ ©2020 IEEE	97
6.7	パワーインダクタの回路パラメータ ©2020 IEEE	97
6.8	負荷 R_{LOAD} の有効電力比較結果 ©2020 IEEE	98

第1章

序論

本章ではまず始めに本研究の研究背景を述べる．続いて研究目的について述べ、最後に本論文の構成について述べる．

1.1 研究背景

計算機性能の飛躍的な向上に伴い、インダクタやモータを始めとする電気機器の設計開発に3次元有限要素解析が広く用いられつつある．3次元解析を用いる利点は2次元解析と比較し、より正確に実機の物理現象を考慮できる点にある．この利点を活かし、電気機器の3次元構造に起因する損失解析法や、3次元形状最適化法が広く検討されつつある．

電気機器の3次元形状最適化法として現在主に用いられているのは、設計者が形状パラメータを定義し、規定されたパラメータ空間の中で形状を探索するパラメータ最適化である．本法はベースとなる3次元モデルの局所的な形状を変化させ、性能を更に向上させる詳細設計には有効な手法となる．対して、抜本的に新しい3次元形状を探索しようとする場合、従来の最適設計例や設計者の知見が含まれてしまうパラメータ最適化は、必ずしも適切な手法とは言えない問題を生じる．

パラメータ最適化に対し自由度が高く、抜本的に新しい形状を探索することが可能な手法の一つとしてトポロジー最適化法がある．トポロジー最適化は電気機器の2次元形状最適化問題において既にその有効性が示されており、実務レベルでの応用も検討され始めている．一方、電気機器の3次元形状最適化問題におけるトポロジー最適化法は、未だ確立されていないのが現状である．そこで、電気機器の3次元形状最適化に有効なトポロジー最適化法の検討が新たに必要となる．特に、3次元形状最適化は2次元形状最適化に対し、計算コストが非常に大きいため、最適形状を効率良く探索するアルゴリズムの構築が重要になる．

電気機器の3次元解析は冒頭で述べたように、機器の3次元構造に起因する特性の推定精度向上に有効である．例えば、リッツ線内部の渦電流損失分布などは3次元解析によって初めて精度良く推定することが可能となる．一方、そのような3次元モデルの解析は一般に、微細構造まで考慮した有限要素分割が必要となるため、未知数が膨大となり、実用的な時間内で解析

結果が得られないという問題を生じる。特に、3次元の渦電流場解析は幾何学的な構造と、表皮厚さを考慮した要素分割が要求されるため、要素分割自体が不可能となる問題を生じ得る。

電気機器の微細構造や表皮厚さを直接考慮せずに、渦電流損失を精度良く高速に解析するための手法として、均質化法やモデル縮約による等価回路合成法が既に提案されている。これらはいずれも機器の周波数特性を、複素透磁率や回路素子といった1次元のパラメータに置き換えることによって、3次元解析の高速化を実現している。しかし、従来提案されている均質化法や等価回路合成法は、いずれも簡易的な3次元モデルに対する有効性しか実証されていないのが現状である。そのため、長手方向に様々に撚られるリッツ線や、実際の電気機器の3次元構造による損失を正確に評価可能な均質化法および、等価回路合成法の開発が必要となる。

1.2 研究目的

本研究の目的は、高性能な電気機器設計を実現するための3次元トポロジー最適化法の確立および、それら3次元モデルの高精度かつ高速な解析の実現である。これら目的のため、本研究では以下の形状最適化問題および、解析手法を検討した。

- 非接触給電装置のトポロジー最適化
- 永久磁石モータ・リラクタンスモータのトポロジー最適化
- クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化
- リッツ線の3次元均質化解析法の開発
- 測定データに基づく電気機器の等価回路合成法の開発

1.2.1 非接触給電装置のトポロジー最適化

非接触給電装置は送受電コイル間位置やギャップが様々に変化するため、そのような変化に対しても高効率に電力伝送可能な、送受電コイル・磁気コア形状を設計する必要がある。従来、位置ずれに対するロバスト最適化を含む形状最適設計は、設計者の知見に基づいて試行錯誤的になされている。そのため、性能を飛躍的に改善する新規形状の実現には至っていないのが現状である。本研究では、送受電コイルの3次元的な位置ずれや漏れ磁束をも考慮可能なトポロジー最適化法を開発し、全く新しい高効率な非接触給電装置の最適形状を提案する。また、トポロジー最適化により得られる最適形状の有効性を、電磁気学的な観点から考察する。

1.2.2 永久磁石モータ・リラクタンスモータのトポロジー最適化

永久磁石モータおよびリラクタンスモータは、電気自動車の駆動用モータならびに補機モータとして広く採用されており、近年の厳しい環境基準から、これらモータ性能の更なる向上が求められている。高性能なモータ設計のため、回転機のトポロジー最適化法が従来より検討されており、2次元のトポロジー最適化は実務レベルでの適用も既に始まっている。一方、ロー

タ端部の漏れ磁束の効果など、モータの3次元構造に起因する性能を改善する上では、3次元トポロジー最適化の検討が必要と考えられる。しかし、そのような回転機の3次元トポロジー最適化法は、従来ほとんど検討されていなかったのが現状である。そこで本研究ではまず、3次元構造に起因するモータ特性の改善を目指す、新しい3次元トポロジー最適化法を提案する。特に、従来の2次元トポロジー最適化と提案する3次元トポロジー最適化で明確な性能差が現れる状況を、モータの積層厚さから比較し、3次元トポロジー最適化が特に有効な問題を明らかにする。

モータの2次元トポロジー形状最適化は、上記で述べた通り、実務レベルでの適用が既に始まっている。しかし、現在提案されている2次元トポロジー最適化法の多くが、リラクタンスモータに多く適用される細いスリット状の形状表現を不得手としているため、多様な最適形状が得られない問題を抱えている。そこで本研究では、スリット状の形状表現を容易に可能とするトポロジー最適化法についても新たに提案する。提案法をリラクタンスモータの2次元形状最適化問題に適用し、従来のトポロジー最適化法に対する有効性を明らかにする。

1.2.3 クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化

自動車用の発電機として広く用いられているクローポールオルタネータは、自動車における電装品の搭載量増加に伴い、発電性能の更なる向上が求められている。クローポールオルタネータはロータポールからステータコアに鎖交する磁束量に応じて発電性能が変化するため、ロータポールの3次元形状最適化が重要となる。しかし、そのような形状最適化は従来、設計者が事前に規定したいくつかのパラメータ空間内で実施されてきた。そのため、発電性能を飛躍的に向上させることは困難であった。本研究では、モータ3次元トポロジー最適化同様に、クローポールオルタネータの3次元トポロジー最適化を実現する。特に、オルタネータの3次元トポロジー最適化では、遺伝的アルゴリズムによる大域探索と随伴変数法による局所探索を組み合わせることで、性能の飛躍的向上を目指す二段階トポロジー最適化法を提案する。提案法によるトポロジー最適化形状と従来のパラメータ最適化形状の発電性能を比較し、二段階トポロジー最適化の有効性を明らかにする。

1.2.4 リッツ線の3次元均質化解析法の開発

数百～数千本の撚られた素線束により構成されるリッツ線は、素線内部の表皮効果による損失を緩和できるので、数十 kHz 以上で駆動する電気機器のコイル巻線に多く用いられている。一方、素線間の鎖交磁束に起因する近接効果損や循環電流損は、リッツ線の撚り方や周囲の磁性体分布により大きく変動するため、それら損失の正確な評価には各素線を有限要素分割した磁界解析が必要となる。しかし、そのような有限要素分割は要素数が非常に膨大となるため、実用的な時間で解析を実施することは一般に困難となる。この問題を解決する方法として、リッツ線の素線束を均質媒質に置き換えて解析する「均質化法」が既に提案されている。均質化法により、素線の微細構造を考慮する必要がなくなるので、実用的な時間内でリッツ線の損

失解析を実現できる。しかし、従来提案されている均質化法はリッツ線の近接効果損のみしか考慮されていないため、もう一つの主要な損失要因である循環電流損を考慮できない問題がある。本研究ではこの問題を解決するため、リッツ線の表皮・近接効果損と循環電流損を考慮可能な新しい3次元均質化解析法を提案する。リッツ線を用いたリアクトルの解析に従来法と提案法を適用し、提案法による解析の有効性を実測結果との比較から明らかにする。また、提案法の適用限界について、電磁気学的な観点から議論する。

1.2.5 測定データに基づく電気機器の等価回路合成法の開発

電気機器の設計開発においては、制御系と連成した過渡解析や故障解析など多岐にわたる評価項目が存在するため、計算負荷の軽い等価回路を用いた設計開発が望まれる。電気機器の周波数特性を考慮可能な等価回路合成法として、モデル縮約法による等価回路合成が既に提案されている。本法により、電気機器の3次元モデルを1次元の回路モデルに置き換えて高速に解析することが可能となる。しかし、従来提案されているモデル縮約法は、実際の機器における複雑な3次元構造や微細構造を考慮した回路合成が難しいという問題が残されている。本研究では、そのような実際の電気機器に対する等価回路合成を実現するため、機器の周波数特性サンプリング結果から、随伴変数法により回路を合成する新しい手法を提案する。いくつかの種類が異なるインダクタの等価回路を提案法により合成し、それらの実測結果と解析結果の比較から提案法の有効性を明らかにする。

1.3 本論文の構成

以下に、本論文の内容を各章ごとに概説する。

第1章 序論

本研究の背景について述べる。次に、本研究の目的について述べる。最後に本論文の構成について述べる。

第2章 非接触給電装置のトポロジー最適化

非接触給電装置のコイル間位置ずれや漏洩磁界を考慮可能なトポロジー最適化法を提案し、その有効性を実測値との比較から議論する。

第3章 永久磁石モータ・リラクタン্সモータのトポロジー最適化

永久磁石モータの3次元トポロジー最適化法を提案し、モータの積層厚さに基づいて3次元形状最適化の有効性を議論する。また、スリット状の形状表現を容易に可能とするリラクタン্সモータのトポロジー最適化法を新たに提案し、従来のトポロジー最適化法による結果との違いを議論する。

第4章 クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化

遺伝的アルゴリズムによる大域探索と随伴変数法による局所探索を組み合わせた、クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化法を提案する。また、提案法によるトポロジー最適化形状と従来のパラメータ最適化形状の発電性能を比較し、提案法の有効性について議論する。

第5章 リッツ線の3次元均質化解析法

リッツ線に生じる表皮・近接効果損失と循環電流損失を考慮可能な、新しい3次元均質化解析法を提案する。また、リッツ線を用いたコイルおよびリアクトルの実測結果と解析結果を比較し、提案法の有効性と適用限界について議論する。

第6章 測定データに基づく電気機器の等価回路合成法

電気機器の周波数サンプリング結果から、随伴変数法により等価回路を合成する新しい手法を提案する。いくつかの種類が異なるインダクタの等価回路を提案法により合成し、それらの実測結果と解析結果の比較から提案法の有効性について議論する。

第7章 結論

本論文の総括を行う。

第 2 章

非接触給電装置のトポロジー最適化

2.1 はじめに

電気自動車 (EV) や家電製品に搭載されるバッテリーへの充電作業は従来、筐体と電源を直接ケーブルで接続することにより行われてきた。しかし、そのような作業は毎回人手を要すると同時に、EV 用の大容量電源を扱う場合は感電のリスクも伴う。特に、屋外での充電作業が必要となる EV は、夜間や雨天時の充電作業も考慮しなければならないため、人が充電ケーブルを直接扱うのは安全性の観点から望ましくないとと言える。

上記問題を解決する方策として、磁気的な結合により電源からバッテリーへ電力伝送する非接触給電技術が近年盛んに研究されている [1]-[7]。非接触給電は人が電源に触れることなくバッテリーを充電できるので、感電のリスクや充電作業の手間を無くすることができる一方、ケーブルを接続する場合と比較し電力効率が低下する問題を生じる。そのため、先行研究においては送受電コイル形状および、コイルに付随する磁気コア形状を最適化することで、電力伝送効率を改善することが検討されている。文献 [1]-[2] においては、棒状磁気コアおよび H 型磁気コアの形状パラメータを最適化することで、電力伝送効率の改善を実現している。また、文献 [3]-[5] においては、従来検討されてきた円形コイルではなく、八の字型の double-D (DD) コイルおよび、double-DQ コイルを用いることで実効的な鎖交磁束を増大させ、大電力の効率的な伝送を実現している。このように、種々の最適化形状が先行研究において提案されているが、それらはいずれも設計者により仮定されたパラメータ空間内で得られた最適化形状となっている。そのため、形状パラメータの設定によっては、常に最良の最適形状が得られるとは限らない問題を生じる。また、事前に適切な形状パラメータを設定するには、設計者に相当な知見も要求される。

このような電気機器のパラメータ最適化法に対し [6]-[8]、形状パラメータ設定を事前に要求されないトポロジー最適化が、新しい形状最適化法として注目されている。特に、正規化ガウス基底関数を用いた on/off 法 (NGnet on/off 法) [9] は、2次元の回転機形状最適化やアンテナの形状最適化問題においてその有効性を示しており、非接触給電の形状最適化にも効果的と考えられる。

本章では、非接触給電装置の更なる性能改善を図るため、送受電コイル形状および付随する磁気コア形状をトポロジー最適化により決定する、新しい形状最適化法を提案する。提案法は非接触給電装置の設計において検討しなければならない、送受電コイル間の位置ずれおよび、コイル近傍の漏洩磁界を考慮した最適形状を、事前の形状パラメータ設定を介することなく獲得できる。

本章では著者らの最適化法に関して以下の通り述べる。2.2節においてまず、送受電コイルおよび磁気コアのトポロジー最適化法について述べる。2.3節では伝送効率に直結する結合係数に関して、送受電コイルおよび磁気コアのトポロジー最適化形状を従来形状と比較すると同時に、実験結果に基づいて最適化形状の有効性を議論する。2.4節では電磁シールドを含む非接触給電系を高速に解析するため、表面インピーダンス法を導入し、結合係数と漏洩磁界の双方を考慮した非接触給電装置の磁気コア最適化形状について議論する。最後に、2.5節で本章における内容をまとめる。

2.2 送受電コイル・磁気コアのトポロジー最適化法

2.2.1 磁気コア形状最適化法

非接触給電装置の磁気コア形状最適化には、2次元の回転機形状最適化において有効性が示されている NGnet on/off 法を適用する [9]。ここで、NGnet on/off 法 の概念図を図 2.1 に示す。NGnet on/off 法では設計領域 Ω_{core} における材料分布を、以下に示す形状関数の出力値より決定する。

$$y(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N w_i b_i(\mathbf{x}) \quad (2.1)$$

ここで、 w_i および N は各ガウス基底に対する重み係数と、設計領域内におけるガウス基底の総数を表す。加えて、 $b_i(\mathbf{x})$ は正規化ガウス基底関数であり、

$$b_i(\mathbf{x}) = \frac{G_i(\mathbf{x})}{\sum_{j=1}^N G_j(\mathbf{x})} \quad (2.2a)$$

$$G_i(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{D}{2}} \sigma^D} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} |\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2 \right\} \quad (2.2b)$$

と与えられる。ここで、 σ 、 D 、 \mathbf{x}_i はそれぞれガウス基底の標準偏差、検討する設計領域の次元、各ガウス基底の中心座標を表す。本研究では得られた最適化形状の実験による検証を容易にするため、設計領域の次元を2次元 ($D = 2$) に設定した。2.1 式の出力値より、設計領域内の有限要素 e における材料分布 M_e は次式によって与えられる。

$$M_e = \begin{cases} \text{ferrite} & y(\mathbf{x}) \geq 0 \\ \text{air} & y(\mathbf{x}) < 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

磁気コアの形状最適化においては、各種制約条件の下、重み係数 w を μ GA により決定した。すなわち、NGnet on/off 法による磁気コアのトポロジー最適化は、重み係数を決定するパラメータ最適化問題に縮約されると言える。

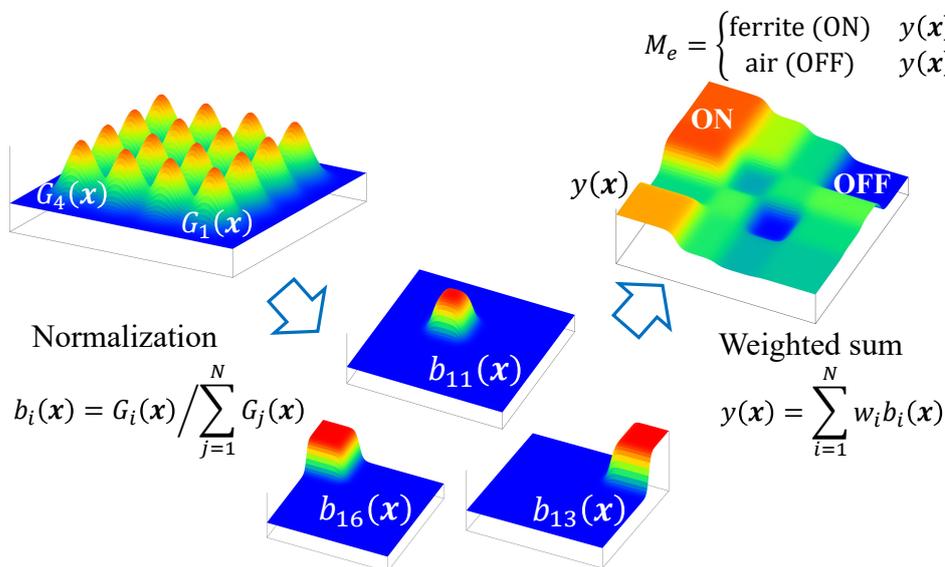


図 2.1: NGnet on/off 法の概念図 (2次元の場合) ©2019 IEEE

2.2.2 送受電コイル形状最適化法

コイル形状最適化は起磁力源の最適化と考えることができ、すなわちそれはコイルを流れる電流密度分布の最適化を行うことに他ならない。そこで本研究では、NGnet 法の考え方を応用した、コイル電流密度分布の新しい最適化法を提案する。コイル電流密度分布 $\mathbf{J}(\mathbf{x})$ を最適化するに当たり難しい点は、電流が流れる全ての点において電流連続の式 $\text{div} \mathbf{J}(\mathbf{x}) = 0$ を満たすような $\mathbf{J}(\mathbf{x})$ を与えなければならない事にある。このような電流密度 $\mathbf{J}(\mathbf{x})$ を直接与えるのは一般に困難であるため、本研究では電流ベクトルポテンシャル $\mathbf{T}(\mathbf{x})$ より電流密度を $\mathbf{J}(\mathbf{x}) = \text{rot} \mathbf{T}(\mathbf{x})$ と定義する。前述より定義された電流密度はベクトル公式より、 $\text{div} \mathbf{J}(\mathbf{x}) = \text{div}(\text{rot} \mathbf{T}(\mathbf{x})) = 0$ を必ず満足するので、コイル電流密度分布の最適化を容易に実施できる。ゆえに、コイル電流密度分布の最適化問題において決定すべきパラメータは、コイル設計領域内における電流ベクトルポテンシャル $\mathbf{T}(\mathbf{x})$ の大きさとなる。磁気コア形状最適化同様、実験的検証のため設計領域の次元を2次元としてコイル形状最適化を本研究で検討する。電流が x-y 平面上を流れると仮定すると $\mathbf{J}(\mathbf{x}) = [J_x(\mathbf{x}), J_y(\mathbf{x}), 0]^t$ となるので、電流ベクトルポテンシャルは $\mathbf{T}(\mathbf{x}) = [0, 0, T_z(\mathbf{x})]^t$ と与えられる。この電流ベクトルポテンシャル $T_z(\mathbf{x})$ の大きさを、2.1 式を修正した次の形状関数

$$T_z(\mathbf{x}) = \alpha \tanh \left\{ \sum_{i=1}^N w_i b_i(\mathbf{x}) \right\} \quad (-\alpha \leq T_z(\mathbf{x}) \leq \alpha) \quad (2.4)$$

より決定する．ここで， α は電流ベクトルポテンシャルの大きさを調整するための定数である．コイル形状最適化についても磁気コア形状最適化同様，重み係数 \mathbf{w} を μ GA を用いて決定した．

2.2.3 簡易 on/off 法による磁気コア形状最適化

ここまでの NGnet on/off 法を用いたトポロジー最適化について述べてきたが，従来のトポロジー最適化で主に用いられている簡易な on/off 法として，有限要素 1 つ 1 つの材料分布を決定する手法が存在する [10]．そこで，本研究ではこの簡易 on/off 法による磁気コア最適形状と，提案法による磁気コア最適形状を比較し，提案法の有効性を検証する．この簡易 on/off 法は有限要素 1 つ 1 つの材料分布を決定するという特性上，図 2.2 に示す実製造困難なチェッカーボード状の最適形状に陥りやすいという欠点を有する．そのため，図 2.2 に示す通り，ある有限要素 e と隣接する有限要素の材料分布を比較し，材料分布を領域全体で平滑化する処理を本研究では実装した．これより，実製造困難な最適形状に陥る可能性を，ある程度抑制することが可能となる．

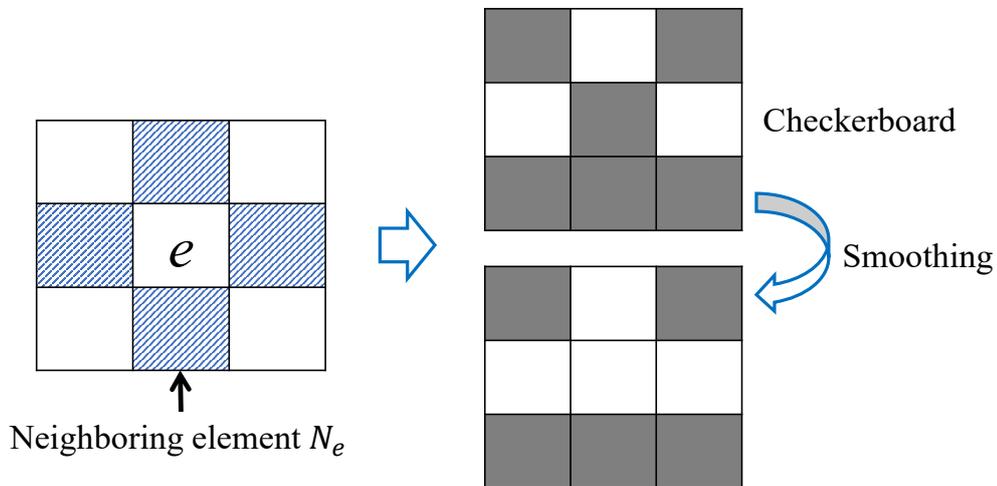


図 2.2: 簡易 on/off 法における材料分布の平滑化 ©2019 IEEE

2.3 送受電コイル・磁気コアのトポロジー最適化

2.3.1 コイル形状最適化問題設定

本研究では、EV用非接触給電装置を最適化することを前提に置く。コイルと磁気コア形状を同時最適化することも提案法で可能となるが、各形状最適化による効果をより明確化するため、コイル形状と磁気コア形状を2段階で最適化する。コイル形状最適化においては、送受電コイル間を鎖交する実効的な磁束量を最大化するため、次の最適化問題を設定した。

$$\max F_1(\mathbf{w}), \quad F_1(\mathbf{w}) = \Phi_z(\mathbf{w}) \quad (2.5)$$

ここで、 $\Phi_z(\mathbf{w})$ は図 2.3 および表 2.1 に示すコイル設計領域 Ω_{coil} から高さ方向に距離 h だけ離れた、評価領域 Ω_ϕ を通過する z 軸方向の磁束を表す。なお、本研究では送受電コイルの形状対称性を仮定するため、コイル設計領域は送電側のみ設定している。また、 x - y 平面内において対称なコイル形状を形作るため、96 個のガウス基底関数を $1/4$ 設計領域に図 2.3 に示すよう配置した。ここで、各ガウス基底関数の標準偏差は $\sigma = 30$ mm に設定した。

表 2.1: コイル形状最適化モデルの仕様 ©2019 IEEE

	Coil design region	Target domain
Width (x -direction)	900 mm	60 mm
Depth (y -direction)	300 mm	20 mm
Height (z -direction)	3.5 mm	3.5 mm

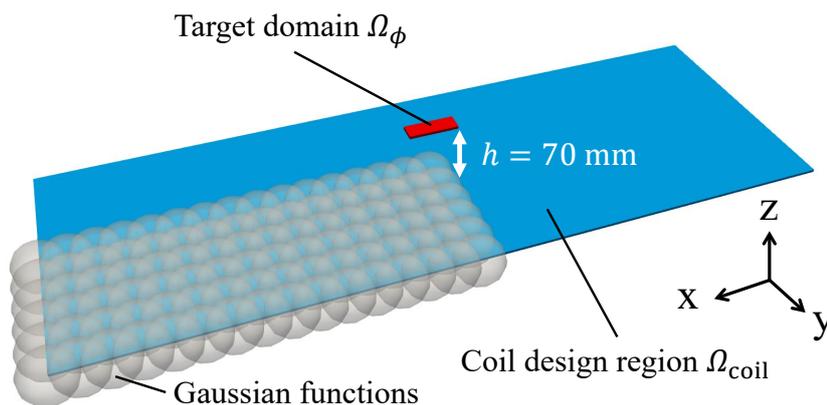


図 2.3: コイル形状最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE

2.3.2 磁気コア形状最適化問題設定

コイル形状最適化後の2段階目の形状最適化として、磁気コア形状最適化を考える。磁気コアは非接触給電装置のサイズとコスト増大に直結するため、その使用量をなるべく低減したいという要求がある。その一方、送受電コイル間の位置ずれに対する電力伝送効率のロバスト性は出来る限り高い値を維持できなければ、磁気コア形状最適化の意味がない。そこで、本研究においてはこれら2つの要求を満足するため、次の最適化問題を設定した。

$$\begin{aligned} \max F_2(\mathbf{w}), \quad F_2(\mathbf{w}) &= \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} k_i(\mathbf{w}) \\ \text{sub.to } V_{\text{core}} &\leq V_0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここで、 $k_i(\mathbf{w})$ ($i = 1, 2, \dots, N_p$), V_{core} , V_0 は i 番目の位置ずれパターンにおける結合係数、最適化された磁気コア体積、参照モデルの磁気コア体積をそれぞれ表す。送受電コイルが対称形で全く同じ自己インダクタンスを持つと仮定できる場合、有限要素解析の結果から結合係数 $k_i(\mathbf{w})$ は次式より計算できる。

$$k_i(\mathbf{w}) = \frac{\int_{\Omega_{\text{coil}2}} \mathbf{A}_i(\mathbf{w}) \cdot \mathbf{J}_2 d\Omega}{\int_{\Omega_{\text{coil}1}} \mathbf{A}_i(\mathbf{w}) \cdot \mathbf{J}_1 d\Omega} \quad (2.7)$$

ここで、 $\mathbf{A}_i(\mathbf{w})$, \mathbf{J}_1 , \mathbf{J}_2 はそれぞれ、 i 番目の位置ずれパターンにおける磁気ベクトルポテンシャルおよび、送受電コイルの単位電流密度を表す。なお、磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}_i(\mathbf{w})$ は、重み係数 \mathbf{w} の陰関数となっていることに留意する。

今回検討する磁気コア形状最適化モデルおよびその仕様を、図 2.4 および表 2.2 に示す。なお、最適化モデル内に示す送受電コイル形状は、前述のコイル形状最適化問題を解いた結果得られたものであり、その詳細については後述する。磁気コア形状もコイル形状同様、x-y 平面内および送受電コイル双方で対称な形状とするため、98 個のガウス基底関数 (標準偏差 $\sigma = 15$ mm) を 1/4 設計領域に配置した。

表 2.2: 磁気コア形状最適化モデルの仕様 ©2019 IEEE

Relative permeability	1500
Driving frequency	85 kHz
Lateral misalignment	160 mm (MAX)
Forward misalignment	60 mm (MAX)
Air gap	70 mm

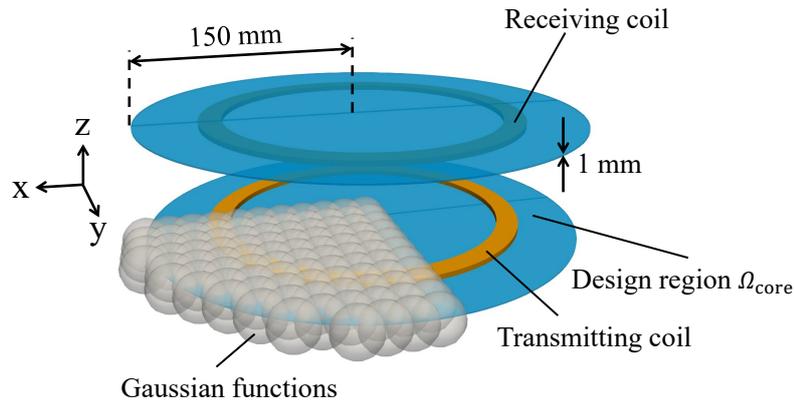


図 2.4: 磁気コア形状最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE

2.3.3 コイル形状最適化結果

2.5 式に示すコイル形状最適化問題を解いた結果得られた、コイル形状設計領域における最適電流密度分布と抽出した最適コイル形状を図 2.5 に示す。この最適化結果を得るため、個体数が 5 個体の μ GA で 400 世代の進化計算を実施した。なお、その際に要した計算時間は Intel Xeon CPU (3.2 GHz, 5 core) を用いて約 70 分である。最適電流密度分布を見て分かる通り、赤色で示す円形上の電流密度が今回の最適解になっていると分かる。これは、今回検討した最適化問題において、最大化する鎖交磁束を z 軸方向に限定したため、 z 軸方向の磁束を最大化するのに最も効率が良い、円形の電流密度分布に収束したものと考えられる。一方、同じ円形コイルであったとしても、その内径および外径によって特性が大きく変化すると考えられる。そこで、得られた最適コイル形状の内径および外径が最も効率の良い形状であるかを検証するため、コイル内外径を変化させた場合における鎖交磁束の変化率を図 2.6 に示す。比較結果を見て分かる通り、得られた最適コイル形状の内外径において鎖交磁束が最大化されていると分かる。したがって、提案法により鎖交磁束を最大化する送受電コイルを探索可能と結論できる。

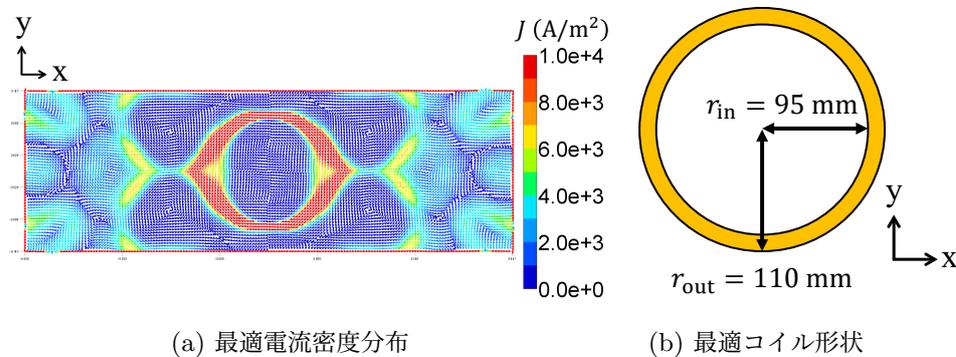


図 2.5: 最適電流密度分布と最適コイル形状 ©2019 IEEE

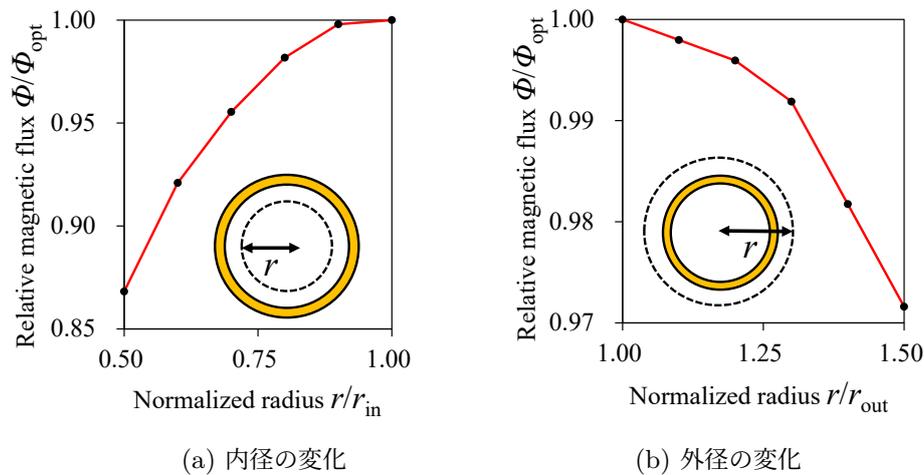


図 2.6: コイル径に対する鎖交磁束の変化 ©2019 IEEE

2.3.4 磁気コア形状最適化結果

磁気コア形状最適化では、EVの進行方向(y方向)位置ずれは駐車位置における車止めにより容易に制限できると仮定し、横方向(x方向)位置ずれにのみ着目して形状最適化を実施する。すなわち、位置ずれ方向に対する電力伝送効率の異方性を本研究では許容する。なお、提案法は位置ずれに対して等方的な送受電コイル形状も実現可能であることに留意する。

図 2.5 に示す最適コイル形状を送受電コイルとして、2.6 式に示す磁気コア形状最適化問題を3種類のx方向位置ずれパターン(0 mm, 80 mm, 160 mm)について解き、その結果得られた2つの最適磁気コア形状を図 2.7 に示す。また、棒状磁性体を用いた参照形状も合わせて図 2.7 に示す [1]。この最適化結果を得るため、コイル形状最適化と同様の最適化条件の下、約1日の計算時間を要した。図 2.7 のキャプションに示す通り、両最適化形状の磁気コア体積は参照形状と大差無い一方、その形状は大きく異なると分かる。まず始めに、従来から提案されている簡易 on/off 法による最適化形状は、平滑化処理を課しているにも関わらず、実製造困難な形状に収束してしまっている。これは、非接触給電装置の形状最適化問題において、文献 [10] に示されているようなトポロジー最適化法は適していないことを示唆している。一方、NGnet 法による最適化形状は全体として滑らかな形状に収束しており、実製造を検討することが十分可能と言える。次に、これら2つの最適化形状の結合係数を参照形状と比較した結果を図 2.8 に示す。NGnet 法により得られた最適化形状の結合係数は今回検討したx方向位置ずれのみならず、y方向位置ずれに対しても、参照形状以上の高い値を維持していることが分かる。特に、x方向の最大位置ずれ地点において、NGnet 法による最適形状は約4%高い結合係数を維持している。これは、提案法による最適形状を用いることで、従来を上回る電力伝送効率を位置ずれ状態においても達成し得ることを意味する。ここで、結合係数にこのような差が現れる理由を検証するため、図 2.9 に示すx=160 mm位置ずれ時の磁束線分布を比較する。

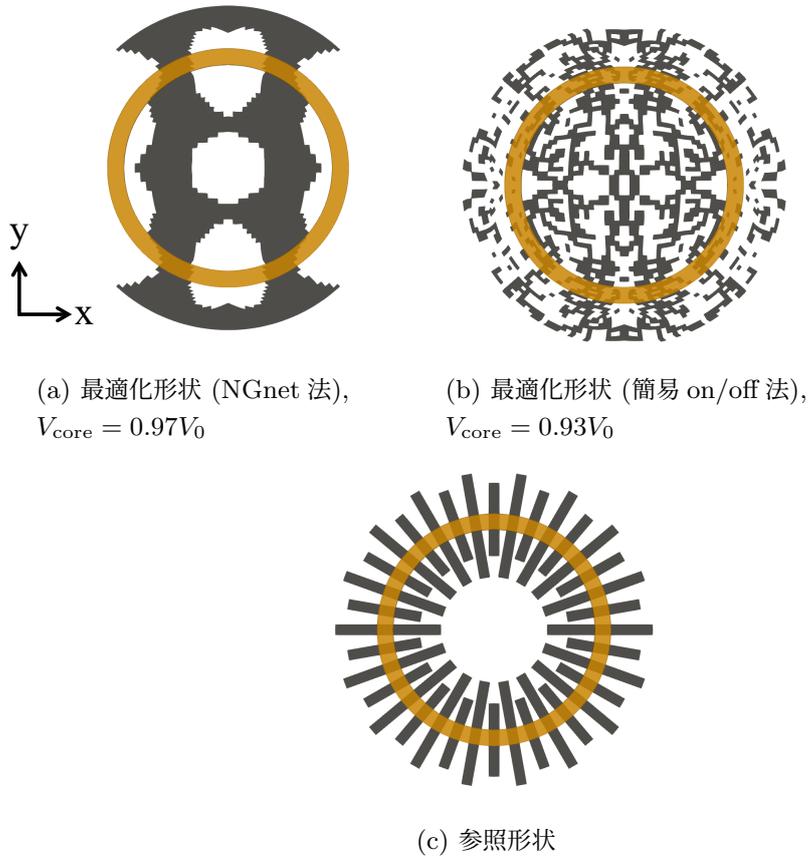


図 2.7: 各磁気コア形状 ©2019 IEEE

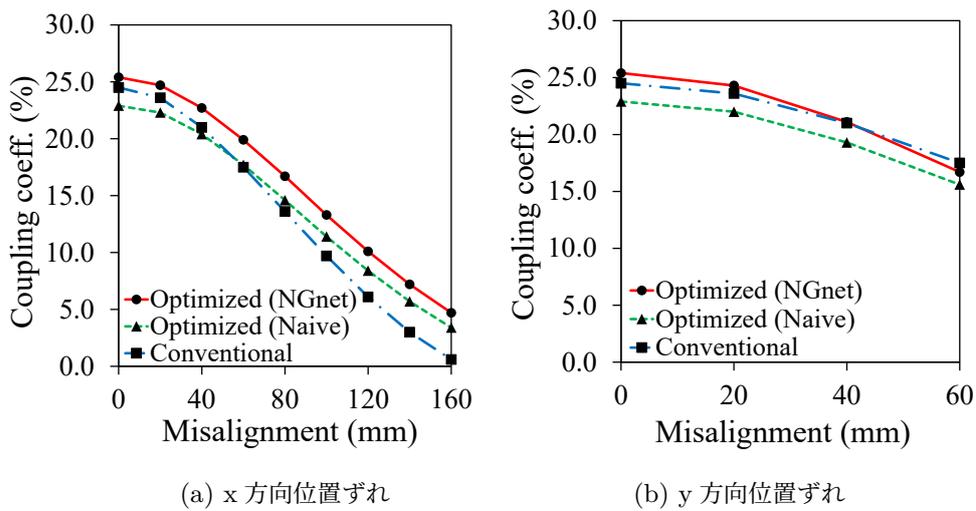
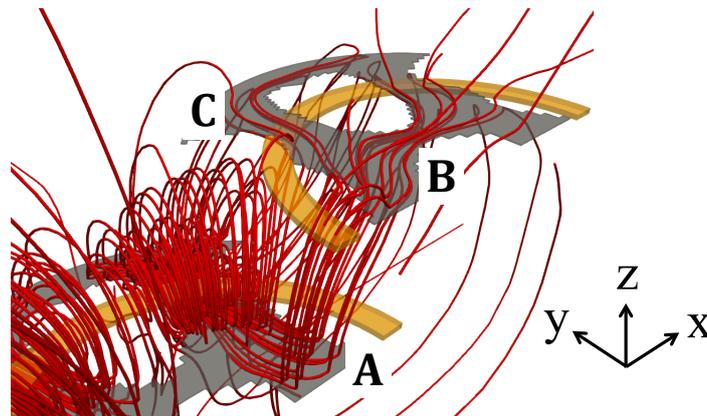
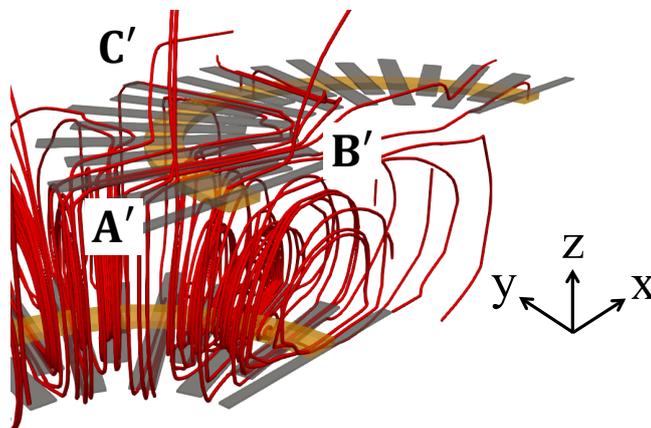


図 2.8: 結合係数の比較結果 ©2019 IEEE



(a) 最適化形状



(b) 参照形状

図 2.9: $x=160$ mm 位置ずれ時における磁束線分布の比較 ©2019 IEEE

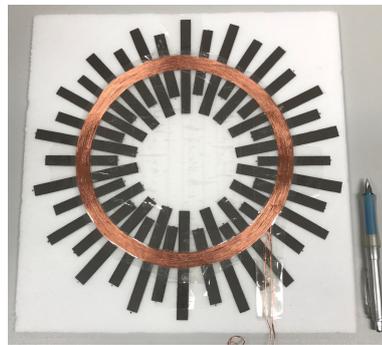
図 2.9a に示す最適化形状は、 x 方向の磁気コアがコイル内径側に分布することにより、位置ずれ時においても実効的な鎖交磁束を維持する “A-B-C” の磁束パスが構成され、結合係数が高い値を維持していると分かる。一方、図 2.9b に示す参照形状は、 x 方向の磁気コアがコイル外形側にも分布しているために漏れ磁束パス “A'-B'-C'” が構成され、位置ずれ時における結合係数が大幅に低下していると分かる。ゆえに、今回得られた異方性の磁気コア最適形状は、位置ずれ時における実効的な磁束パスを維持するような形状になっていると結論できる。

2.3.5 実験結果

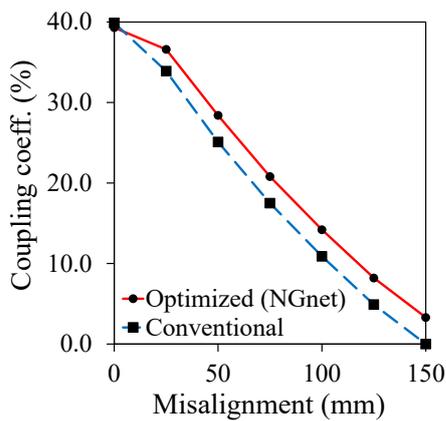
数値計算による最適形状の磁気特性が実機において得られるかを検証するため、最適形状と参照形状のプロトタイプを作製し、その結合係数を実測した。厳密にはフェライトコアを用いてプロトタイプを作製すべきではあるが、今回の最適化形状を市販の棒状フェライト等で直接実現するのは難しいため、ソフトフェライトシート (比透磁率: 9~14)[11] を用いてプロトタイプを作成した。作成したプロトタイプの写真と、2パターンのコイル間ギャップで実測した結合係数の比較結果を図 2.10 に示す。また、送受電コイルに用いたリッツ線の仕様を表 2.3 にまとめる。実測結果より、最適形状プロトタイプの結合係数も数値計算結果同様、位置ずれに対して高い結合係数を維持していると分かる。したがって、提案法により得られるコイル・磁気コア最適形状は、実際の非接触給電装置における特性改善に有効であると結論される。



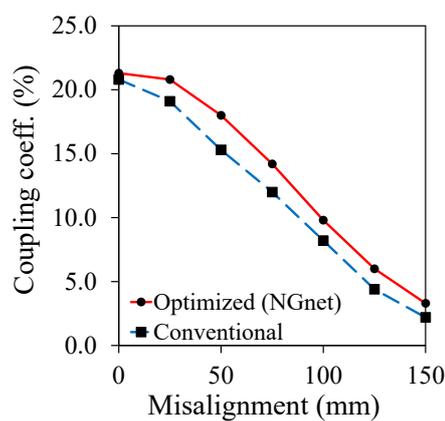
(a) 最適形状のプロトタイプ



(b) 参照形状のプロトタイプ



(c) x 方向位置ずれに対する結合係数 (gap=25 mm)



(d) x 方向位置ずれに対する結合係数 (gap=55 mm)

図 2.10: 非接触給電のプロトタイプと結合係数実測結果 ©2019 IEEE

表 2.3: 実験用送受電コイルのリッツ線仕様 ©2019 IEEE

Strand radius	0.025 mm
Number of strands	50
Number of turns	22

2.4 電磁シールドを考慮した非接触給電のトポロジー最適化

前節において、NGnet 法を用いた非接触給電用コイル・磁気コア形状のトポロジー最適化法について述べた。一方、より幅広い非接触給電装置の形状最適化を検討しようとする場合、周辺環境に対する漏洩磁界を低減するための電磁シールドをも考慮した形状最適化が要求される。そこで、本節においては、電磁シールドの効果を容易に考慮可能とするための表面インピーダンス法についてまず導入し、漏洩磁界まで考慮した非接触給電装置の磁気コアのトポロジー最適化結果について述べる。

2.4.1 表面インピーダンス法

非接触給電は送受電コイル間のギャップや相対位置が大きく変動するため、何も対策を施さなかった場合、周辺環境に大きな漏洩磁界を生じる。この漏洩磁界は人体や動物の健康に悪影響を及ぼすと同時に、車のシャシーを始めとする金属構造物の異常加熱を引き起こすため、通常はアルミニウム板を用いた電磁シールドで漏洩磁界の低減を行う。電磁シールドはその内部に渦電流が流れることで始めて効果を発揮するため、電磁界解析によって電磁シールドを評価する場合、表皮厚さより十分小さい有限要素分割を施して、シールド内部における渦電流の振る舞いを正確に考慮する必要がある。しかし、そのような有限要素分割を実施した場合、電磁界解析において解くべき未知数が膨大となるため、1回の解析に要する時間が極めて長くなってしまう。特に、トポロジー最適化を始めとする形状最適化においては、形状の更新と評価を繰り返し行うため、現実的な時間内に電磁シールドを考慮した非接触給電装置の最適形状を獲得することが困難になる。そこで、本研究においては表面インピーダンス法 [12] を電磁シールドに対し適用することで、この問題を回避することを考える。表面インピーダンス法は Maxwell 方程式の解析解より得られる表面インピーダンス境界条件 (IBCs) を電磁シールド表面に課すことによって、電磁シールド内部の有限要素分割を回避する手法である。これより、解くべく未知数は静磁界解析と同等まで削減されるので、実用的な計算時間内で形状最適化を実施することが可能となる。いま、厚さ d の電磁シールドが x - y 平面上に存在すると仮定した場合、IBCs は次式で与えられる [12]。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 \\ \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial z} \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - \alpha\beta} \begin{bmatrix} 1 + \alpha\beta & 2\beta \\ 2\alpha & 1 + \alpha\beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_2 \\ \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

ここで、 $\alpha = \omega\mu_0\sigma_{A1}[\tanh(\gamma d/2)/j\gamma]$ 、 $\beta = j\gamma[\tanh(\gamma d/2)/\omega\mu_0\sigma_{A1}]$ であり、表皮厚さ $\gamma = \sqrt{j\omega\mu\sigma_{A1}}$ である。また、 σ_{A1} および \mathbf{A}_i ($i = 1, 2$) は、電磁シールドの導電率および電磁シールド表面と裏面の磁気ベクトルポテンシャルを表す。2.8 式を電磁シールドに課した非接触給電装置の有限要素解析を行う場合、その有限要素方程式は次式で与えられる。

$$\text{rot}(\nu\text{rot}\mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (2.9a)$$

$$\sum_j A_j \int_{\Omega} \text{rot}\mathbf{N}_i \nu \text{rot}\mathbf{N}_j d\Omega - \sum_j \left[\frac{\partial A_j}{\partial z} \right] \int_{\Gamma} \nu \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{N}_j d\Gamma = \int_{\Omega_{\text{coil}}} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{J} d\Omega \quad (2.9b)$$

ここで、 ν 、 \mathbf{N}_i 、 \mathbf{J} はそれぞれ、磁気抵抗率、ベクトル補間関数、電流密度を表す。また、2.9 式における $[\]$ は、磁気ベクトルポテンシャルのジャンプを表す記号である。すなわち、表面インピーダンス法においては電磁シールド表面 Γ_1 と裏面 Γ_2 を同一視して計算を行う。これより、静磁界解析と同様の計算負荷で、電磁シールドを考慮した非接触給電装置の電磁界解析を容易に実現できる。

2.4.2 最適化問題設定

電磁シールドを考慮した非接触給電装置の最適化モデルを図 2.11 に、その仕様を表 2.4 に示す。磁気コア形状の x-y 平面内における対称性を確保するため、送電側 1/4 設計領域に 98 個のガウス基底関数を配置した。ここでは、漏洩磁界の考慮の有無による最適形状の差異を検証するため、次の最適化問題を設定する。

$$\begin{aligned} \min F_3(\mathbf{w}), \quad F_3(\mathbf{w}) &= \sum_{i=1}^{N_p} \left[-\frac{k_i(\mathbf{w})}{k_i^{\text{ref}}} + w_{\text{obj}} \frac{B_i^{\text{max}}(\mathbf{w})}{B_i^{\text{ref}}} \right] \\ \text{sub.to } V_{\text{core}} &\leq V_0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで、 $B_i^{\text{max}}(\mathbf{w})$ 、 w_{obj} はそれぞれ、漏洩磁界評価領域における最大磁束密度および、目的関数第 1 項と第 2 項の関係を調整する重み係数である。また、 k_i^{ref} および B_i^{ref} は、各位置ずれパターン i における参照形状の結合係数と最大漏洩磁束密度を表す。 $w_{\text{obj}} = 0$ とした場合、2.10 式は 2.6 式に一致する。

本研究においては 2.10 式を前節同様の最適化条件で解き、約 1 日の計算時間を要した。この計算時間は電磁シールドを考慮していない場合と同等であり、表面インピーダンス法によって計算時間の増大を抑制できていると分かる。

表 2.4: 電磁シールドを考慮した磁気コア形状最適化モデルの仕様 ©2019 IEEE

Driving frequency	85 kHz
Relative permeability	1000
Size of design region	$\phi 300 \times 1.0$ mm
Inner diameter of coils	180 mm
Outer diameter of coils	220 mm
Air gap	70 mm
Size of electromagnetic shields	$340 \times 340 \times 1.5$ mm
Size of flux evaluation area	139×400 mm
Maximum lateral misalignment	160 mm

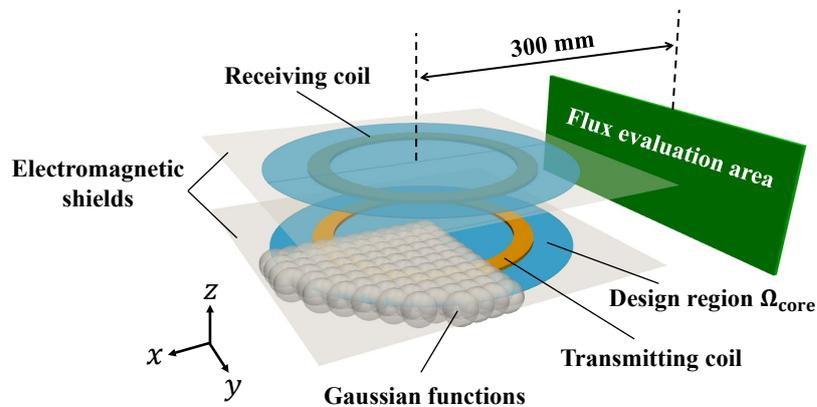


図 2.11: 電磁シールドを考慮した磁気コア形状最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE

2.4.3 電磁シールドを考慮した磁気コア形状最適化結果

3つの x 方向位置ずれパターン ($x=0$ mm, 80 mm, 160 mm) に対してロバストな特性となるよう目的関数の評価を実施し、得られた最適化形状を図 2.12 に示す。ここで、図 2.12a は漏洩磁界に対する重み係数 $w_{obj} = 0$ とした結果であり、図 2.12b は重み係数 $w_{obj} = 0.5$ に設定した結果である。また、比較に用いた参照形状 [1] も合わせて図 2.12c に示す。図 2.12b に示す漏洩磁界を考慮した最適化形状は、磁気コアがコイル中央部で結合していると同時に、コイル外側の磁気コア突起部も図 2.12a と異なる形状に収束していると分かる。次に、最適化形状と参照形状の送受電コイル間 x 方向位置ずれに対する結合係数と、参照形状の最大漏洩磁束密度で正規化した最適化形状の漏洩磁束密度を図 2.13 に示す。図 2.13a より、結合係数に関しては前節同様、両最適化形状共に参照形状に対してロバストな特性になっていると分かる。一方、図 2.13b に示す正規化漏洩磁束密度は、目的関数内において漏洩磁束密度を考慮している最適形状 2 の方がより良い結果となっている。これは、電磁シールドの存在のみならず、磁気コア形状も漏洩磁束密度の大きさに強く影響を与えることを意味している。

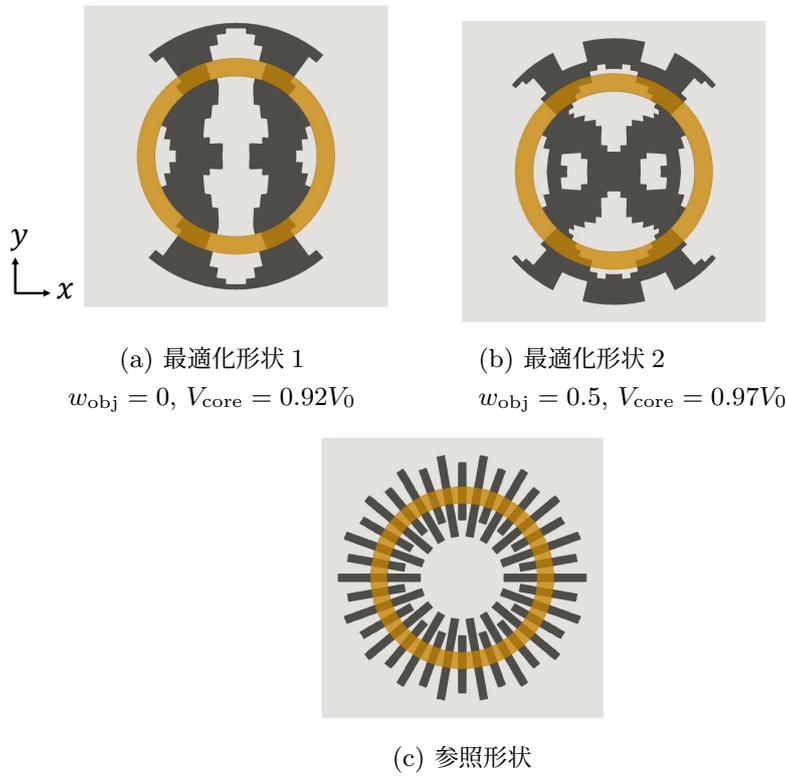


図 2.12: 電磁シールドを考慮した各磁気コア形状 ©2019 IEEE

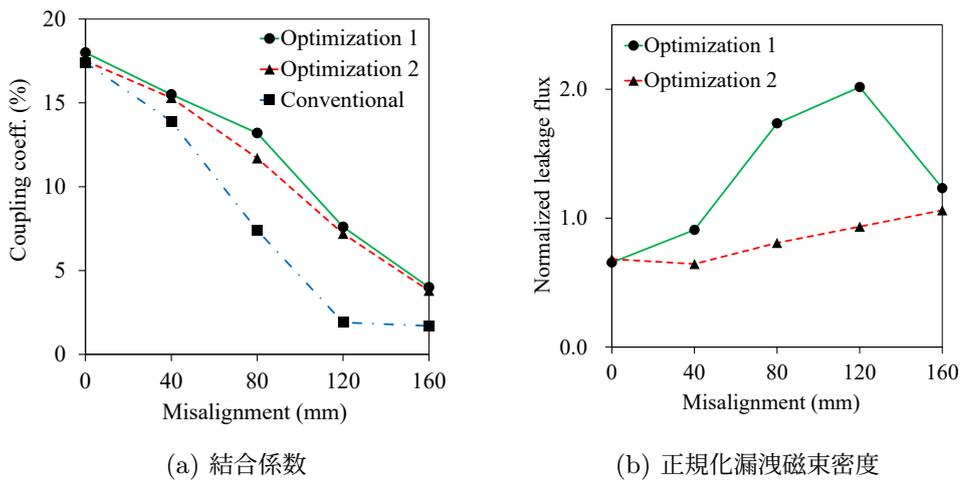


図 2.13: 結合係数と正規化漏洩磁束密度 ©2019 IEEE

両最適化形状の漏洩磁束密度の違いおよび、参照形状と最適化形状の結合係数の違いを明確化するため、 $x=80$ mm 位置ずれ時における両最適化形状の磁束線分布を図 2.14 に、 $x=160$ mm 位置ずれ時における参照形状と最適形状 2 の磁束線分布を図 2.15 にそれぞれ示す。図 2.14 に示す漏洩磁束に関しては、コイル外側に分布する突起状の磁気コア形状が異なることで、評価領域を貫く漏洩磁束が最適形状 2 では相殺されていると分かる。ゆえに、図 2.13b で示した漏洩磁束密度の差が両最適形状間に生じる。図 2.15 に示す最適化形状 2 の磁束線分布に関しては、前節における考察同様、 x 軸方向の磁気コアがコイル内径側に分布することによって、実効的な鎖交磁束を増大させる磁束パス“A-B-C”が構成されている。ゆえに、図 2.13a に示す通り、位置ずれ時においても高い結合係数を両最適形状は維持できている。

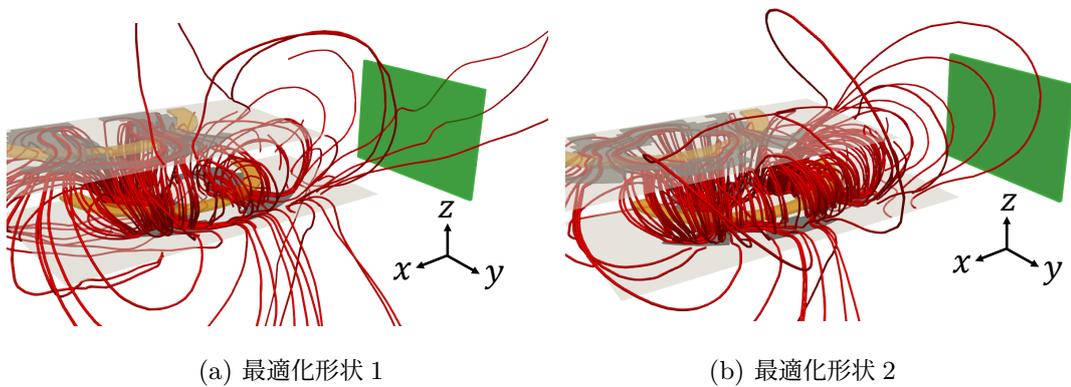


図 2.14: $x=80$ mm 位置ずれ時における最適化形状の磁束線分布 ©2019 IEEE

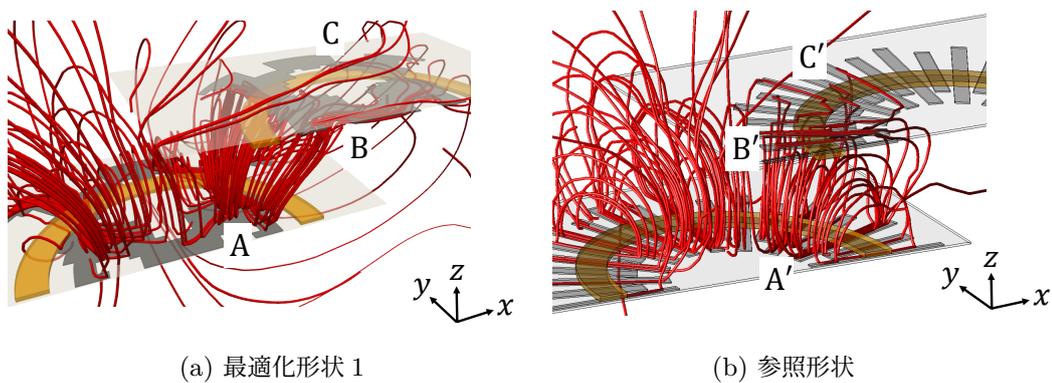
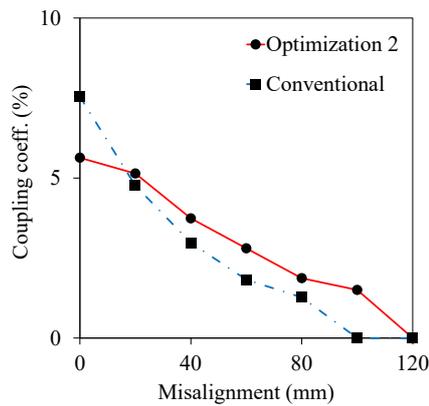
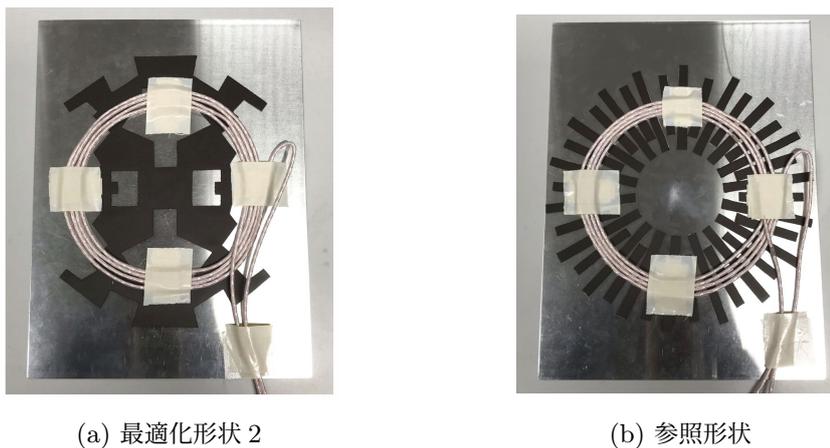


図 2.15: $x=160$ mm 位置ずれ時における参照形状と最適化形状の磁束線分布 ©2019 IEEE

2.4.4 実験結果

前節同様、得られた最適形状の磁気特性が実機において得られるかを検証するため、最適形状と参照形状のプロトタイプを作製し、その結合係数を実測した。なお、漏洩磁束密度の測定については、十分な測定環境を準備することが難しかったため省略した。図 2.16 に作製した各プロトタイプと結合係数の実測結果をそれぞれ示す。また、表 2.5 に送受電コイルの仕様を示す。結果より、コイル間位置ずれが無い場合を除いて、最適化形状 2 の結合係数が参照形状より高い値を維持していると分かる。なお、位置ずれが無い場合における実測と数値計算結果の差異に関しては、プロトタイプに用いているソフトフェライトシートの比透磁率が 10 前後と非常に小さいことが原因として考えられる。

前述までの最適化および実験結果より、提案法は電磁シールドを考慮した一般の非接触給電装置の形状最適化問題においても、従来のパラメータ最適化形状を上回る良好な結果が得られると結論できる。



(c) 結合係数 (gap = 50 mm)

図 2.16: 電磁シールドを考慮した各プロトタイプと結合係数実測結果 ©2019 IEEE

表 2.5: 電磁シールドを考慮した実験用送受電コイルのリッツ線仕様 ©2019 IEEE

Strand radius	0.15 mm
Number of strands	100
Number of turns	4

2.5 第2章のまとめ

本章では、送受電コイル間の位置ずれや漏洩磁界に対してロバストな非接触給電装置を実現するための、新しいコイル・磁気コア形状トポロジー最適化法を提案した。提案法はガウス基底関数の重み付き線形和を用い、自由変形によって送受電コイル・磁気コア形状を決定するので、従来のパラメータ最適化では実現困難な、全く新しい最適形状を獲得することができる。

本研究では提案法を用いていくつかの形状最適化を実施し、コイル間位置ずれ時における結合係数などの特性が従来のパラメータ最適化形状に対し大幅に改善されることを示した。また、最適化形状のプロトタイプを作製し、実測によっても最適化形状が特性改善に有効であることを示した。

今回の提案法は磁気的な特性改善に着目した内容となっているが、非接触給電装置を駆動するためのパワエレ回路など、その他の特性は考慮できていない。そのため、磁気特性と回路特性の両者を同時に考慮した形状最適化が今後の検討課題として残されている。

第3章

永久磁石モータ・リラクタンスモータ のトポロジー最適化

自動車業界を中心とする急速な電動化の流れに伴い、電気自動車の駆動モータや補機モータに用いられる、永久磁石モータならびに同期リラクタンスモータの更なる高効率化・高性能化が強く求められている。これらモータは回転子および固定子を構成する磁気コア形状が種々の特性に強く影響を及ぼす事が知られており、先行研究においてその形状最適化法が広く検討されている。しかし、従来より提案されている最適化法は依然として、要求性能を十分満足する形状探索が難しい問題や、全く新しい構造の最適形状の実現が難しい問題を抱えている。

本章では、上記問題を解決し、かつ高性能な永久磁石モータおよび同期リラクタンスモータを実現するための新しいトポロジー最適化法を提案し、各提案法による最適化形状の有効性を参照形状と比較検討した結果について述べる。

3.1 永久磁石モータ (PM モータ) の3次元トポロジー最適化

電気自動車のインホイールモータや電動バイク対し用いられる永久磁石モータ (PM モータ) は、搭載スペースの厳しい制約からロータ径に対し、その厚さを薄くする設計がなされている [13]-[14]。そのような構造の PM モータは、ロータ端部において発生する漏れ磁束がモータ特性を顕著に悪化させるため、漏れ磁束の影響を考慮できない2次元の形状最適化によって性能改善を図ることは難しい。そのため、厚さの薄い PM モータの形状最適化においては、漏れ磁束の影響をも考慮可能な3次元形状最適化が重要となる。PM モータの3次元形状最適化問題に対しパラメータ最適化法を適用する場合、回転軸方向の漏れ磁束と径方向の磁束分布とを同時に改善可能な形状パラメータを設定する必要があるが、一般にそのような形状パラメータの定義は難しいと考えられる。また、第2章において述べた非接触給電装置の形状最適化同様、パラメータ最適化の形状表現能力は限られるため、十分な要求性能を得られない可能性がある。

一方、NGnet 法によるトポロジー最適化は第2章において述べた通り、電気機器の形状最適化問題においてその有効性が示されており、PM モータに対する様々な2次元最適化形状が

先行研究において既に報告されている [9], [15]-[16]. しかし, PM モータの3次元形状最適化問題に対して, NGnet 法によるトポロジー最適化を適用した結果はこれまで検討されていなかった. また, 漏れ磁束が考慮されない2次元トポロジー最適化による PM モータの最適化形状を, 軸方向にメッシュドラッグして3次元モデルを構成すると, ロータ端部において漏れ磁束が生じると考えられるが, そのモータ特性への影響が定量的に検討されていなかった.

本研究では, NGnet 法を用いたトポロジー最適化を, PM モータの3次元形状最適化問題に適用し, 従来の2次元トポロジー最適化に対する3次元トポロジー最適化の有効性について議論する. 3.1.1 節においてまず, 参照 PM モータの2次元形状とそれを3次元に拡張した形状の特性上の差異を, 軸方向の厚さとロータ半径の比から定量的に評価する. 3.1.2 節では NGnet 法を用いた2次元トポロジー最適化を PM モータに対し適用し, 2次元最適化形状を得る. その2次元トポロジー最適化形状を軸方向にメッシュドラッグして3次元モデルを構成した際の特性を3.1.1 節同様, 軸方向の厚さとロータ半径の比から定量的に評価する. 3.1.3 節では漏れ磁束の影響が強く表れる PM モータのロータ端部に3次元トポロジー最適化を適用する. このとき, 軸方向の厚さの違いが最適化結果にどのような影響を及ぼすのかについて議論する. また, 3次元最適化形状と軸方向に一樣な参照形状の違いを比較し, 3次元トポロジー最適化の有効性について検討した結果を述べる. 最後に, 3.1.4 節で PM モータの3次元トポロジー最適化に関する内容をまとめる.

3.1.1 参照形状における漏れ磁束の影響比較

PM モータの厚さに対する漏れ磁束の影響の違いを, 図 3.1 に示す参照形状を用いて比較する. ここで, 参照 PM モータの仕様は表 3.1 にまとめる通りである. コアの厚さは 10 mm から, ロータ半径に等しい 50 mm の範囲で設定した. それぞれの厚さに対する各特性の2次元解析および, 3次元解析比較結果を表 3.2 に, それらの間の相対的な差を比較したグラフを図 3.2 に示す. ここで, 図 3.2 の横軸はコアの厚さをロータ半径 (50 mm) で規格化した値となっている. 表 3.2 から, いずれのトルク特性とも3次元解析の値が, 2次元解析の値を下回っていることがわかる. 厚さに対する2次元解析と3次元解析の相対差は指数関数的に変化しており, コアの厚さが 10 mm の場合における平均トルクおよび, トルクリップルの相対差は 20 % を超えている. また, トルク成分ごとの比較では, リラクタンストルクの相対差が 30 % を超えている. この要因を図 3.3 に示す2次元および, 厚さ 10 mm の3次元モデルの磁束線分布から考察する. 図 3.3a に示す2次元モデルは径方向の磁束分布しか存在しないため, コアの厚さに関係なくロータ端部から回転軸方向に発生する漏れ磁束は存在しない. 一方, 図 3.3b に示す3次元モデルはロータ端部における漏れ磁束が解析において考慮されており, コアの厚さが薄くなる程, 漏れ磁束による特性悪化の影響が顕著に現れる. この解析結果の違いから, ロータ半径に比べてコアの厚さが薄い場合, 2次元解析に対して3次元解析のトルク特性が悪化するに至っている. 以上の結果より, コアの厚さが径に比べて特に小さい場合には, 2次元断面の形状最適化のみでは不十分であることがわかる.

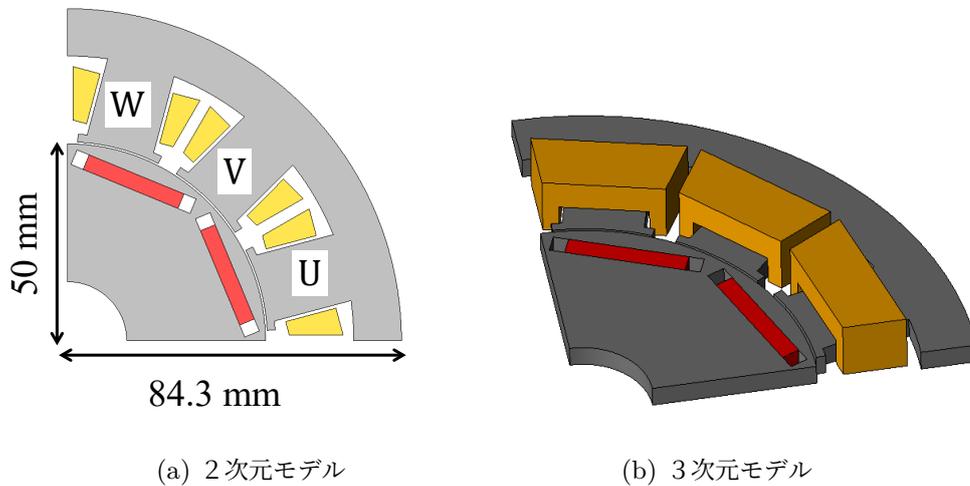


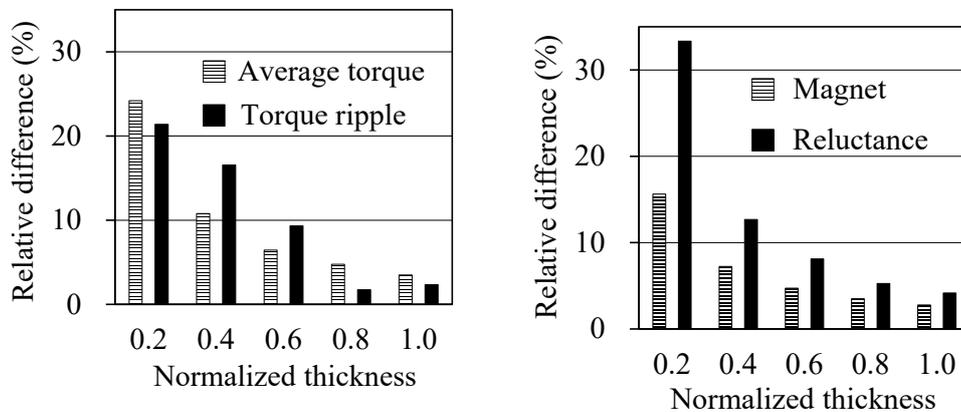
図 3.1: 参照 PM モータ ©2020 IEEJ

表 3.1: 参照 PM モータの仕様 ©2020 IEEJ

Number of poles	8
Number of slots	12
Rotor and stator grade	35H270
Number of coil turns	10
Coil current	150 A
Driving frequency	200 / 3 Hz
Initial U-phase current angle	20 deg
Initial mechanical angle	-7.5 deg
Rotating speed	1000 r/min
Magnetization of magnet	1.2 T
Thickness	10 mm to 50 mm

表 3.2: 参照 PM モータの特性比較結果 ©2020 IEEJ

Average torque (Nm)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	7.7	15.4	23.1	30.8	38.5
3-D	6.2	13.9	21.7	29.4	37.2
Torque ripple (%)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	17.6	17.6	17.6	17.6	17.6
3-D	14.5	15.1	16.1	17.3	17.2
Average magnet torque (Nm)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	3.7	7.4	11.1	14.8	18.5
3-D	3.2	6.9	10.6	14.3	18.0
Average reluctance torque (Nm)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	4.0	8.0	12.0	16.0	20.0
3-D	3.0	7.1	11.1	15.2	19.2



(a) 平均トルク・トルクリプル

(b) マグネット・リラクタンストルク

図 3.2: 参照 PM モータの2次元解析と3次元解析の相対差 ©2020 IEEJ

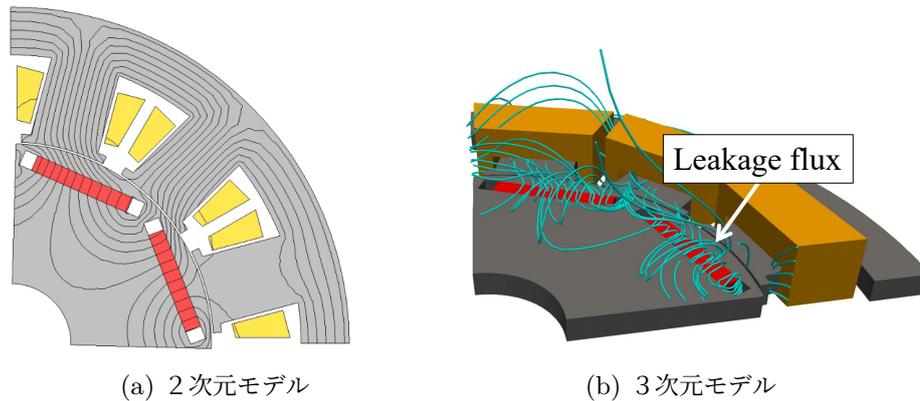


図 3.3: 参照 PM モータの磁束線分布 ©2020 IEEJ

3.1.2 2次元トポロジー最適化結果と漏れ磁束の影響比較

本節では、PM モータに対して2次元トポロジー最適化を行い、得られた最適化形状を厚さの異なる3次元モデルに拡張することによって、前節同様、2次元最適化形状における漏れ磁束の影響を定量的に評価する。第3章と同様にトポロジー最適化にはNGnet法を用いて、平均トルク最大化・トルクリプル最小化を実現する次の最適化問題を解く。

$$\min F(\mathbf{w}), \quad F(\mathbf{w}) = -\frac{T_{\text{ave}}(\mathbf{w})}{T_{\text{ave}}^{\text{Ref}}} + 0.2 \frac{T_{\text{rip}}(\mathbf{w})}{T_{\text{rip}}^{\text{Ref}}} \quad (3.1)$$

ここで、 $T_{\text{ave}}(\mathbf{w})$ 、 $T_{\text{rip}}(\mathbf{w})$ 、 $T_{\text{ave}}^{\text{Ref}}$ 、 $T_{\text{rip}}^{\text{Ref}}$ はそれぞれ最適化形状と参照形状の平均トルクおよび、トルクリプルである。本研究ではトルクリプルに対する項に重み係数を掛けることで、平均トルクの向上を優先している。2次元トポロジー最適化を適用した最適化モデルと、設計領域に対するガウス基底配置を図3.4に示す。トポロジー最適化の形状関数であるガウス基底はロータを対称形状とするため、図3.4bに示す1/4設計領域にのみ配置し、その領域で得られた形状を残りの領域にコピーした。GA (AREX) による最適化計算の収束履歴を図3.5に、2次元断面形状の最適化結果を図3.6に示す。ここで、2次元形状最適化に要した時間はIntel Xeon CPU (3.5 GHz, 16 core) を用いて約3.5時間であった。図3.6に示すように、径方向に発生する磁石端部の漏れ磁束を最小化するように、フラックスバリアが大きく広がっている。その一方、ステータティース近傍のロータ形状は傘型に広がることで、磁石およびステータティース間の磁束の流れをスムーズにしている。

前節同様、この最適化形状のそれぞれの厚さに対する2次元および、3次元解析結果を表3.3に、それらの間の相対的な差を比較した結果を図3.7に示す。ここで、3次元モデルは2次元最適化形状を単純に、回転軸方向にメッシュドラッグすることで構成した。2次元最適化形状も参照形状同様、ロータ半径に対し厚さが薄い場合の2次元解析と3次元解析の間の相対差は指数関数的に変化している。特に、今回設定した最適化問題より得られた形状は、トルクリ

プルに対する相対差が参照形状に比べて大幅に増大していることがわかる。厚さ 10 mm と 50 mm の場合における，参照形状と最適化形状の2次元および3次元解析によるトルク波形の比較結果を図 3.8 に，3次元拡張した2次元最適化形状の磁束線分布を図 3.9 にそれぞれ示す。なお，図 3.8 の凡例における“2D Ref.”，“3D Ref.”は参照形状の2次元および3次元解析結果を，“2D Opt.”，“3D Ext.”は2次元最適化形状の2次元解析および3次元拡張モデル解析結果を示す。2次元最適化形状のトルク波形は表 3.2, 3.3 でまとめた通り，コアの厚さおよび2次元，3次元解析の違いによらず，参照形状を上回っていることが見て取れる。しかし，コアの厚さが 10 mm の場合における3次元拡張した2次元最適化形状のトルク波形は，図 3.9a に示すロータ端部の漏れ磁束の影響を強く受けるため，2次元解析の結果とは乖離していることがわかる。その一方，コアの厚さが 50 mm の場合はモータ全体におけるロータ端部の漏れ磁束の影響が相対的に小さくなるため，トルク波形が相似に約 3 % 減少する程度で済んでいる。これより，厚さがロータ半径より薄い場合の形状最適化において，2次元形状最適化では考慮できていないロータ端部の漏れ磁束を最小化する，追加的な3次元形状最適化が実機の実機特性改善に必要と結論できる。

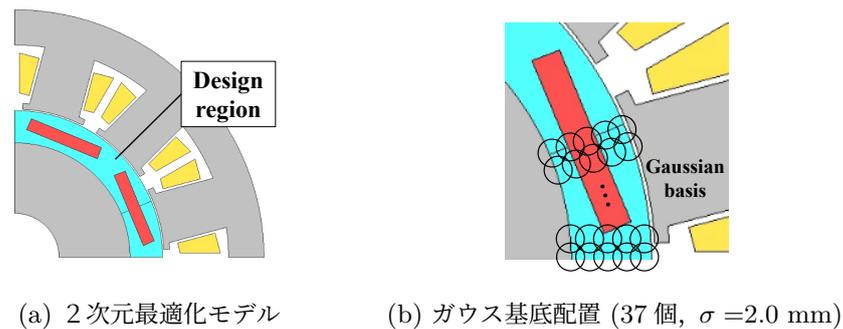


図 3.4: 2次元最適化モデルとガウス基底配置 ©2020 IEEJ

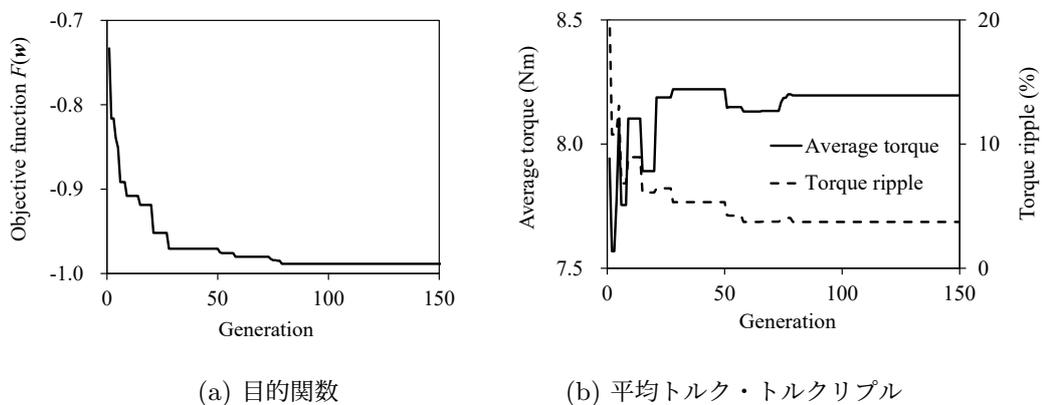


図 3.5: 2次元形状最適化の収束履歴 ©2020 IEEJ

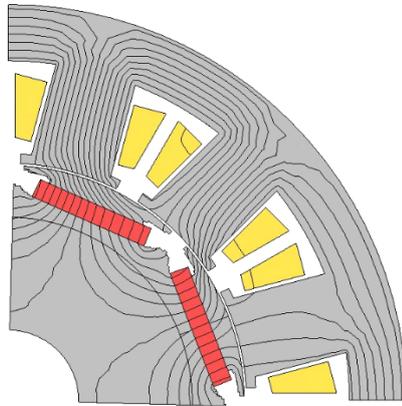
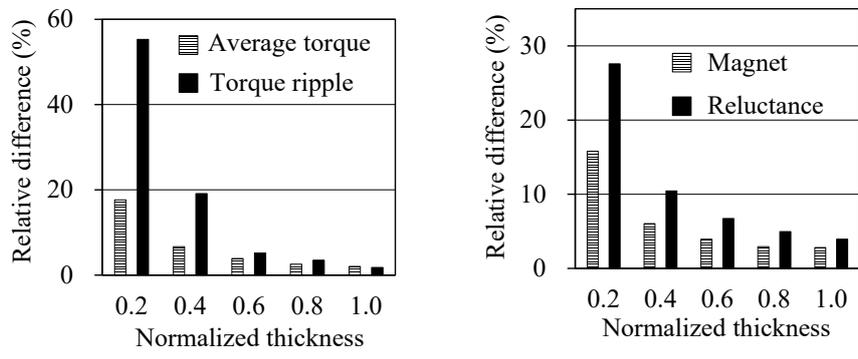


図 3.6: 2次元最適化 PM モータ ©2020 IEEJ

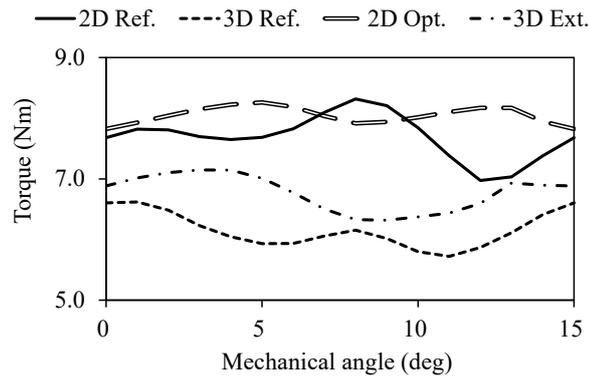
表 3.3: 2次元最適化 PM モータの特性比較結果 ©2020 IEEJ

Average torque (Nm)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	8.0	16.0	24.0	32.0	40.0
3-D	6.8	15.0	23.1	31.2	39.2
Torque ripple (%)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	5.5	5.5	5.5	5.5	5.5
3-D	12.3	6.8	5.8	5.7	5.6
Average magnet torque (Nm)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	4.4	8.8	13.2	17.6	22.0
3-D	3.8	8.3	12.7	17.1	21.4
Average reluctance torque (Nm)					
	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm
2-D	3.7	7.4	11.1	14.8	18.5
3-D	2.9	6.7	10.4	14.1	17.8

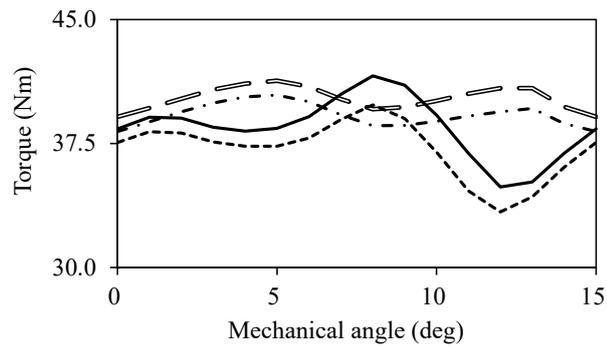


(a) 平均トルク・トルクリプル (b) マグネット・リラクタンストルク

図 3.7: 2次元最適化形状の2次元解析と3次元解析の相対差 ©2020 IEEJ



(a) コア厚さ 10 mm



(b) コア厚さ 50 mm

図 3.8: 2次元最適化形状と参照形状のトルク波形比較 ©2020 IEEJ

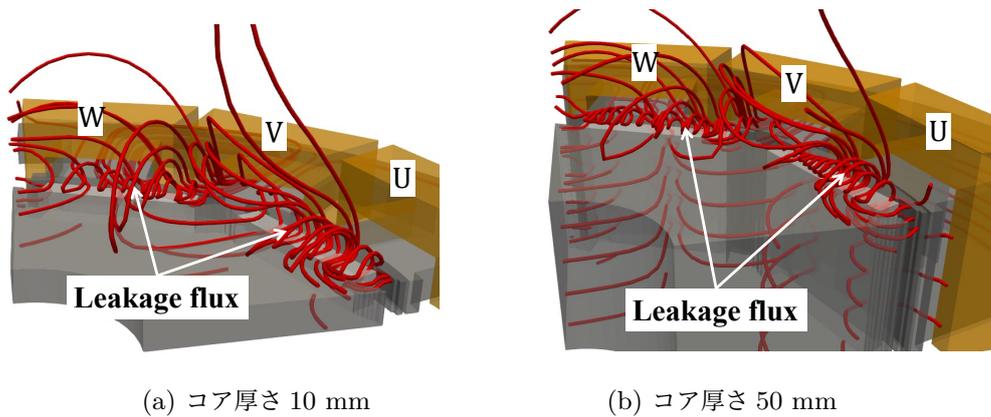


図 3.9: 3次元拡張した2次元最適化形状の磁束線分布 ©2020 IEEEJ

3.1.3 PM モータの3次元トポロジー最適化結果

径方向の磁束分布に対する主要な特性は前節の2次元形状最適化により改善可能なため、ロータ端部の3次元形状を追加的に最適化し、漏れ磁束の影響を抑制することを考える。なお、ロータコア全体の形状を3次元形状最適化で決定することも考えられるが、計算コストが非常に大きくなると同時に、著者らの経験ではロータ端部以外は2次元形状最適化を大きく上回る利点が見えづらい。このため、前述の通り3次元形状最適化の適用範囲を限定した。本研究では、コアの厚さの違いによる3次元形状最適化の効果の違いを比較するため、厚さ10 mm, 30 mm, 50 mmの3種類のモデルに対し検討を行う。3.1式で示した最適化問題設定の下、 μGA を用いて得られた最適化の収束履歴を図3.10に、ステータ側から見たロータ端部の各最適化形状を図3.11に示す。ここで、最適化に要した時間はIntel Xeon CPU (3.5 GHz, 5 core)を用いて約3~4日であった。いずれの最適化形状とも、磁石端部付近においてコアの体積が2次元最適化形状より減少することがわかる。

3次元形状最適化により得られた各特性を表3.4に示す。厚さ10 mmおよび30 mmの3次元最適化形状のトルクリプルは、表3.3に示す3次元拡張した2次元最適化形状に対し、平均トルクを維持した状態で改善されていることがわかる。一方、ロータ半径に等しい厚さ50 mmの場合は、平均トルクが表3.3の結果に比べて低下している。これより、図3.7, 3.8において示した通り、漏れ磁束の影響を強く受ける厚さの薄いPMモータにおいては、3次元形状最適化が特に有効であるとわかる。厚さ10 mmの参照形状と2次元最適化形状の3次元モデル解析結果(3D Ref., 3D Ext.)および、3次元最適化形状の解析結果(3D Opt.)を図3.12でそれぞれ比較する。また、図3.13に厚さ10 mmの3次元最適化形状の磁束線分布を示す。3次元最適化形状では、コア体積の減少によりロータ端部における磁気抵抗が増加するため漏れ磁束が減少し、それに起因するリラクタンストルクの脈動を低減している。一方、状態より全体として低下した平均リラクタンストルクを、3次元最適化形状では図3.12bに示すマグネットト

ルクで保証していることがわかる。これより、全体としてはトルクリプルを低減しながら、平均トルクを維持する特性を実現している。

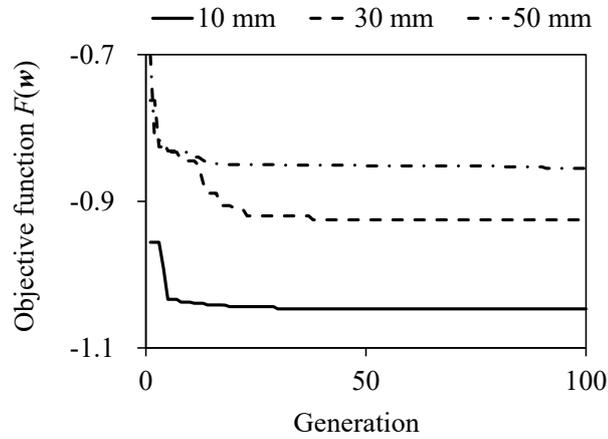


図 3.10: 3次元形状最適化の収束履歴 ©2020 IEEJ

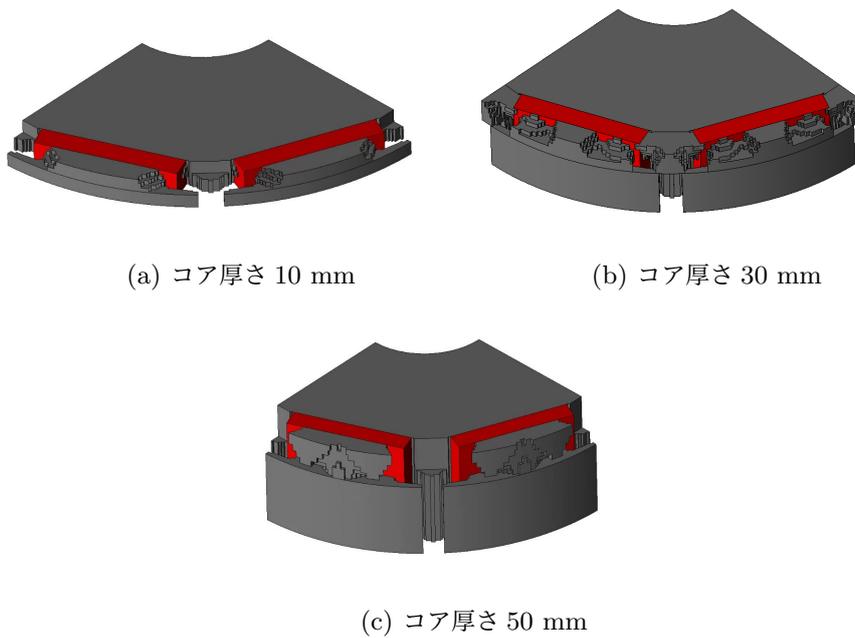
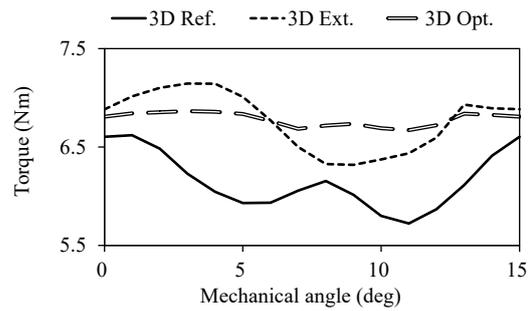


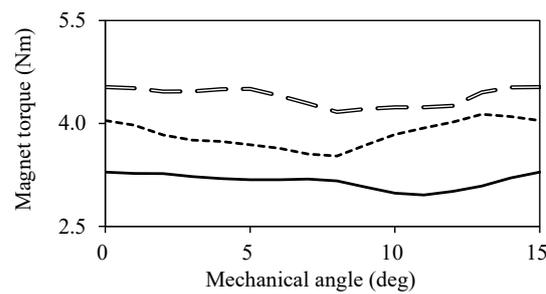
図 3.11: 3次元ロータコアの端部最適化形状 ©2020 IEEJ

表 3.4: 3次元最適化 PM モータの特性比較結果 ©2020 IEEJ

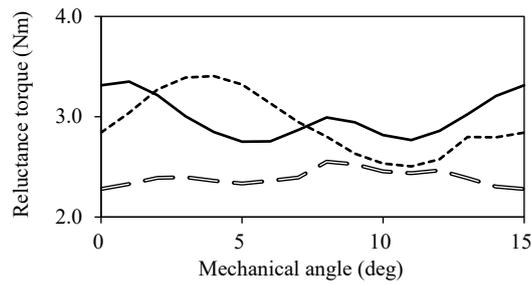
Average torque (Nm)		
10 mm	30 mm	50 mm
6.8	22.9	38.0
Torque ripple (%)		
10 mm	30 mm	50 mm
2.8	2.7	3.5
Average magnet torque (Nm)		
10 mm	30 mm	50 mm
4.4	12.6	22.7
Average reluctance torque (Nm)		
10 mm	30 mm	50 mm
2.4	10.4	15.3



(a) トルク



(b) マグネットトルク成分



(c) リラクタンストルク成分

図 3.12: 厚さ 10 mm の PM モータトルク波形比較 ©2020 IEEEJ

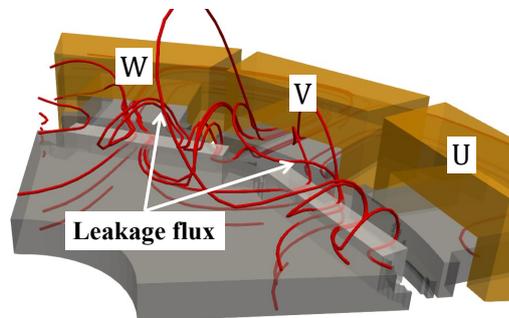


図 3.13: 厚さ 10 mm の 3次元最適化形状の磁束線分布 ©2020 IEEEJ

3.1.4 PM モータの3次元トポロジー最適化まとめ

本節では、ロータ半径に比べコアの厚さが薄い PM モータにおける漏れ磁束の影響について議論した。また、漏れ磁束を抑制するための、モータ端部の3次元トポロジー最適化を提案した。ロータ半径に対しコア厚さが薄い場合においては漏れ磁束の影響が顕著に現れるため、2次元モデルの解析結果と、3次元モデルにした場合の解析結果との間に無視できない差が生じることがわかった。さらに、漏れ磁束の影響が強く現れるロータ端部に対し3次元トポロジー最適化を適用し、得られた3次元形状によって漏れ磁束に起因するトルクリプルを低減できることを明らかにした。これらより、厚さの薄い PM モータに対する3次元トポロジー最適化は、トルクリプルの改善に特に有効であると結論される。

今後は磁気コア形状のみならず磁石配置も同時に最適化し、更なる特性改善を検討する必要がある。また、実製造を考慮した3次元形状最適化の検討も今後の課題として残されている。

3.2 同期リラクタンスモータ (SynRM) のトポロジー最適化

同期リラクタンスモータ (SynRM) は堅牢かつ構造が単純であり、製造コストを低く抑えることができるため、空調機や鉄道を始めとする幅広い用途で用いられているモータの一つである。SynRM は永久磁石を用いないモータであるため、ロータコア内部におけるフラックスバリア形状の僅かな違いがモータのトルク特性に強く影響を及ぼす。そのため、SynRM のトルク特性を改善するために、先行研究においてはフラックスバリア形状のパラメータ最適化法が広く提案されている [17]-[19]。

対して、NGnet 法やレベルセット法による SynRM のトポロジー最適化も PM モータ同様、幅広く検討がなされており、いくつかの最適化条件の下ではパラメータ最適化を上回る結果が報告されている [20]-[22]。しかしながら、先行研究において提案されている SynRM のトポロジー最適化法はいずれも、パラメータ最適化法において一般に検討されるスリット状の磁気コア形状を容易に実現できない問題を抱える。ここで、スリット状の磁気コア形状は、SynRM において磁極間の磁束を整流する役割を果たすため、様々な運転条件におけるモータのトルクリプル低減や鉄損低減に重要となる。そのため、幅広い運転条件において要求仕様を満足する SynRM のトポロジー最適形状を獲得するためには、スリット状の磁気コア形状をも表現可能なトポロジー最適化法が要求される。

NGnet 法やレベルセット法による既存の SynRM のトポロジー最適化において、スリット状の磁気コア形状が獲得困難な理由としては大きく2つ考えられる。まず一つ目の理由として、スリット状の形状は最適化過程における形状の僅かな変化によってもその連続性が崩れてしまうため、最適化計算が収束するまでスリット形状を維持し続けるのは難しいという点が挙げられる。また、二つ目の理由として、NGnet 法を始めとするトポロジー最適化はその形状関数に等方的な分布を持つ関数を採用しているため、異方性の空間分布を持つスリット状の形状表現が難しい問題がある。よって、スリット状の磁気コア形状をも包含する SynRM のトポロジー最適化を実現するためには、これの課題を解決する必要があった。

本研究では、スリット状の磁気コア形状をも含む高性能な SynRM のトポロジー最適化のため、画像処理分野に広く用いられているガボールフィルタ [23] を用いた新しいトポロジー最適化法を提案する。提案法に用いるガボールフィルタは異方性の空間分布を有する形状関数であるため、薄いスリット状の磁気コア形状を容易に実現できる。

本節では著者らの提案法に関して以下の通り述べる。3.2.1 節においてまず、提案するガボールフィルタを用いたトポロジー最適化法について述べる。3.2.2 節ではトポロジー最適化を適用する SynRM の最適化モデルについて導入し、本研究において検討する最適化問題を定義する。3.2.3 節ではガボールフィルタを用いたトポロジー最適化形状と、既存の NGnet 法によるトポロジー最適化形状を比較し、提案法の有効性について議論する。3.2.4 節では得られた最適化形状の実製造を検討するため、最適化形状のスミージングを実施し、スミージング前後における特性の違いを比較する。3.2.5 節ではガボールフィルタの波長や配置個数による最適化形

状の変化について議論する。最後に、3.2.6節においてガボールフィルタを用いたSynRMのトポロジー最適化の内容をまとめる。

3.2.1 ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化

ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化の概念図を図3.14に示す。ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化においては、設計領域 Ω_{core} における材料分布を次の形状関数の出力から決定する。

$$y(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \boldsymbol{\theta}) = \sum_{i=1}^N w_i g(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \theta_i) \quad (3.2)$$

ここで、 w_i ($-1 \leq w_i \leq 1$)、 N はそれぞれ、重み係数とガボールフィルタの個数を表す。また、関数 $g(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \theta_i)$ はガボールフィルタであり、

$$g(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \theta_i) = b_i(\mathbf{x}) \cos [k(X_i \cos \theta_i + Y_i \sin \theta_i)] \quad (3.3)$$

により定義される [23]。ここで、 k 、 $(X_i, Y_i) = (x - x_i, y - y_i)$ 、 $\mathbf{x}_i \equiv (x_i, y_i)$ 、 θ_i ($0 \leq \theta_i \leq 2\pi$) はそれぞれ、ガボールフィルタの波数、ガウス基底関数 $G_i(\mathbf{x})$ の中心座標、ガボールフィルタの回転角を表す。また、 $b_i(\mathbf{x})$ は正規化ガウス基底関数を表し、NGnet 法と同様

$$b_i(\mathbf{x}) = \frac{G_i(\mathbf{x})}{\sum_{j=1}^N G_j(\mathbf{x})} \quad (3.4a)$$

$$G_i(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} |\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^2 \right\} \quad (3.4b)$$

より与えられる。ここで、 σ はガウス基底の標準偏差を表す。3.2式の出力値より、設計領域内の有限要素 e における材料分布 M_e は次式によって与えられる。

$$M_e = \begin{cases} \text{iron} & y(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \boldsymbol{\theta}) \geq 0 \\ \text{air} & y(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \boldsymbol{\theta}) < 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

3.5式より、ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化は重み係数 $\mathbf{w} = [w_1, w_2, \dots, w_N]^t$ と、回転角 $\boldsymbol{\theta} = [\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N]^t$ のパラメータ最適化問題に帰着されるとわかる。本研究では、設定した最適化問題における目的関数値が改善されるよう、GA(AREX)を用いて上記パラメータを決定した。

3.3式および図3.14を見て分かる通り、ガボールフィルタは異方性の形状関数となっているため、設計空間内にスリット形状を生成することができる。また、波数 $k = 0$ に設定した場合、ガボールフィルタは正規化ガウス基底関数 $b_i(\mathbf{x})$ に一致する。ゆえに、提案するガボールフィルタによるトポロジー最適化は、NGnet法の高次元化と考えることができる。

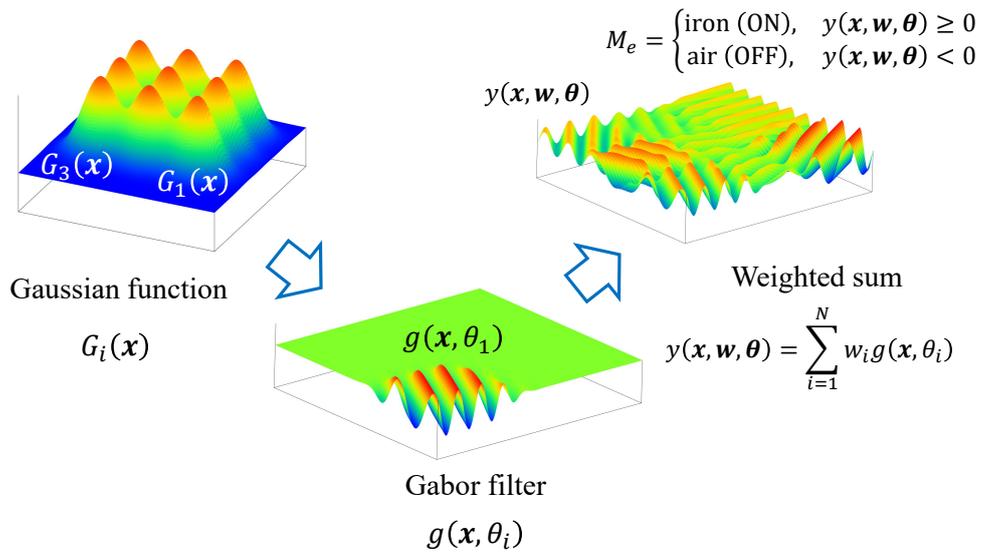


図 3.14: ガボールフィルタを用いた on/off 法 ©2021 IEEE

3.2.2 SynRM の形状最適化設定

3本のスリット状のフラックスバリアを持つ SynRM の参照形状と、それに基づき設定したロータコアの最適化モデルを図 3.15 にそれぞれ示す。また、検討する SynRM の仕様と運転条件を表 3.5 にまとめる。図 3.15b に示す最適化モデルの設計領域は形状対称性を確保するため、1/8 領域に対してのみ設定している。また、実製造を考慮するために、シャフト近傍とロータ外周は設計領域から予め除外している。

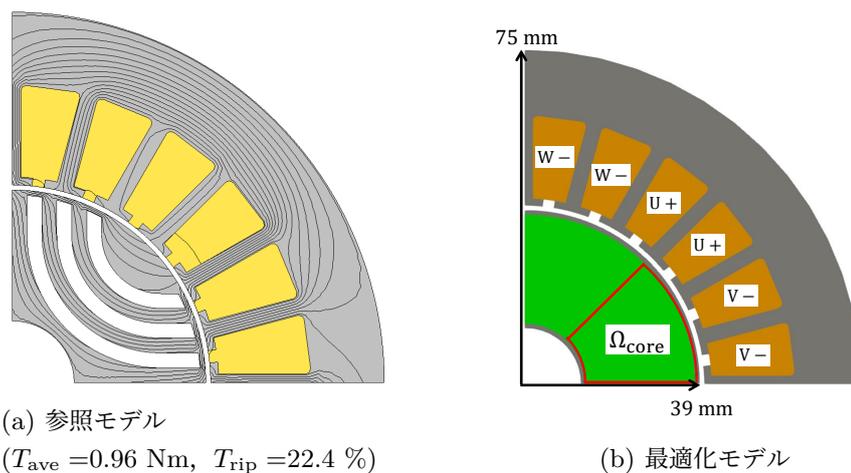


図 3.15: SynRM の参照モデルと最適化モデル ©2021 IEEE

表 3.5: SynRM の仕様 ©2021 IEEE

Phase and pole	Three-phase, four poles
Coil current (A)	3.0
Driving frequency (Hz)	20
Initial current phase angle (deg)	135
Number of coil turns	100
Rotation speed (r/min)	600
Thickness (mm)	37.5
Rotor and stator grade	50JN400

本研究では、SynRM の平均トルクを最大化すると同時に、トルクリプルを最小化するため、次の最適化問題を設定した。

$$\min F(\mathbf{w}, \boldsymbol{\theta}), \quad F(\mathbf{w}, \boldsymbol{\theta}) = -\frac{T_{\text{ave}}(\mathbf{w}, \boldsymbol{\theta})}{T_{\text{ave}}^{\text{Ref}}} + 0.25 \frac{T_{\text{rip}}(\mathbf{w}, \boldsymbol{\theta})}{T_{\text{rip}}^{\text{Ref}}} \quad (3.6)$$

ここで、 $T_{\text{ave}}(\mathbf{w}, \boldsymbol{\theta})$ 、 $T_{\text{rip}}(\mathbf{w}, \boldsymbol{\theta})$ 、 $T_{\text{ave}}^{\text{Ref}}$ 、 $T_{\text{rip}}^{\text{Ref}}$ はそれぞれ、最適化モデルと参照モデルの平均トルクおよびトルクリプルを表す。また、PM モータの最適化同様、目的関数内において平均トルクの向上が優先されるよう、トルクリプルに関する項には重み係数を掛けている。3.6 式の最適化問題を解くため、GA による最適化計算を 1,500 世代に渡って実施した。この最適化計算には Intel Xeon CPU (3.5 GHz, 16 core) を用いて約 6 日を要した。

3.2.3 ガボールフィルタと NGnet 法による最適化形状の比較

ここではガボールフィルタによる最適化形状と、既存の NGnet 法による最適化形状を参照形状と比較し、提案法の有効性について検討する。図 3.16 に示すのは本形状最適化における各基底関数の配置図である。ここで、ガボールフィルタにおける λ は波長を表す。各手法共に設計領域 Ω_{core} 全体を覆うよう、密に基底関数を配置している。ここで、図 3.16b に示すガウス基底関数をガボールフィルタの 2 倍配置しているのは、ガボールフィルタによる最適化の設計変数の数と、NGnet 法による最適化の設計変数を数を一致させるためである。

各最適化手法により得られた SynRM の最適化形状を図 3.17 に示す。図 3.17a のガボールフィルタによる最適化形状は図 3.15a に示す参照形状同様、スリット状の磁気コア形状が複数形成されているとわかる。対照的に、図 3.17b の NGnet 法による最適化形状は厚みのある 1 本の磁気コア形状に収束している。ここで、NGnet 法による最適化形状がこのような形状に収束するのは、前述の通り、形状表現に用いているガウス基底関数が等方的な空間分布を有することに起因する。なお、SynRM のトポロジー最適化に関する先行研究においても [20]-[22]、今回得られた図 3.17b と同様の形状が報告されている。

得られた最適化形状と参照形状のトルク特性を比較するため、図 3.18 に各形状のトルク波形を示す。図 3.18 より、ガボールフィルタによる最適化形状のトルク波形は参照形状に対し、トルクリプルが大幅に低減されているとわかる。一方、NGnet 法による最適化形状のトルク波

形は参照形状に対しほとんど改善が見られない。この違いを明確にするため、図 3.19 にトルク波形および、エアギャップにおける電磁力密度のスペクトル解析結果をそれぞれ示す。図 3.19 より、ガボールフィルタによる最適化形状はトルクリプルを生じる高次のトルク成分および電磁力密度の成分が、参照形状に対し低減されているとわかる。対して、NGnet 法による最適化形状は高次成分が参照形状と同等、またはそれよりも悪化しており、トルクリプルがほとんど改善し得ない形状になっているとわかる。ゆえに、提案法を用いた SynRM におけるスリット状の最適化形状の実現は、トルク特性の改善に極めて重要と結論できる。

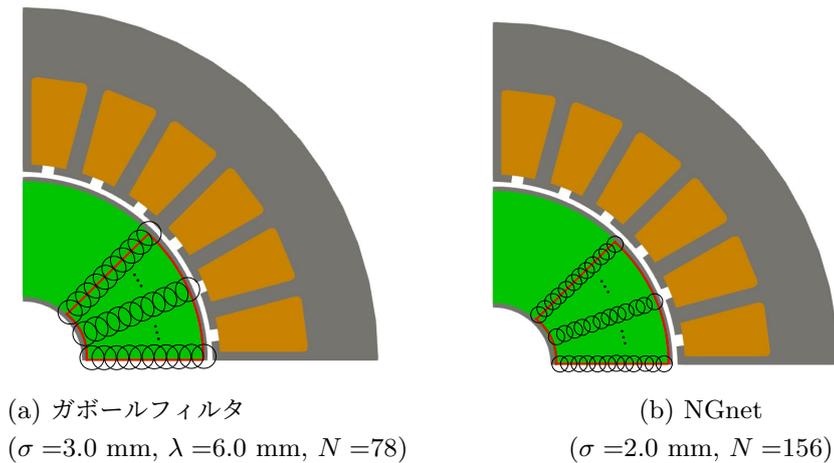


図 3.16: SynRM に対する基底関数の配置 ©2021 IEEE

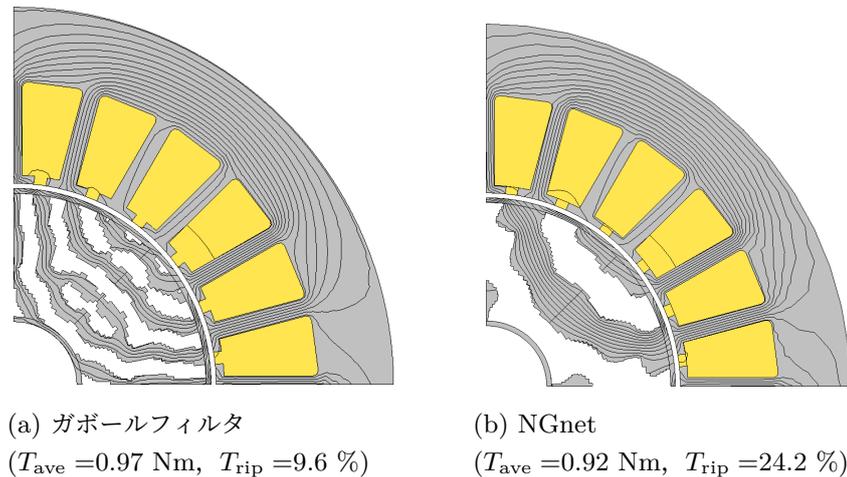


図 3.17: SynRM の最適化形状 ©2021 IEEE

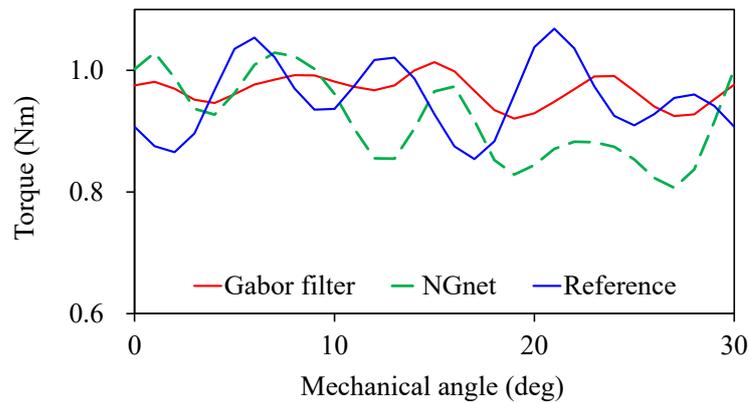


図 3.18: SynRM 最適化形状のトルク波形 ©2021 IEEE

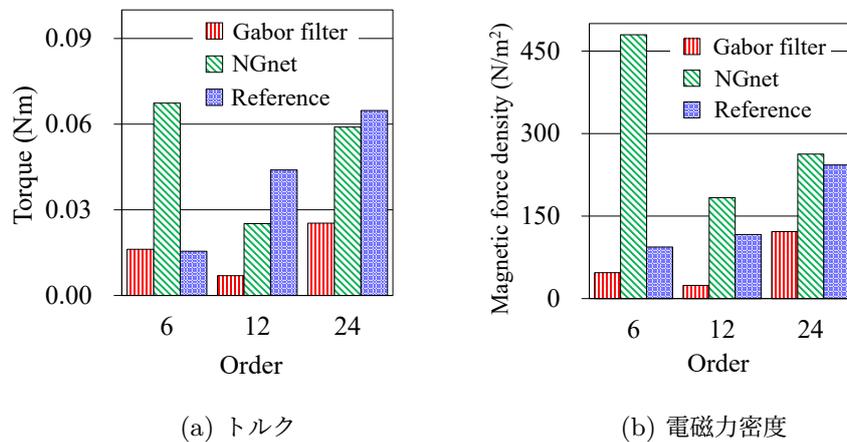


図 3.19: トルクと電磁力密度のスペクトル解析結果 ©2021 IEEE

3.2.4 実製造を考慮した最適化形状のスージング

図 3.17 に示す各最適化形状は設計領域内に事前に定義した有限要素の影響により、磁気コア表面が波打った形状となっている。ここで、実製造を考慮した場合、このような形状をそのまま加工することは難しいため、磁気コア表面の形状を滑らかにする必要がある。また、図 3.17b の NGnet 法による形状はシャフトと主たる磁気コアが連結されていないため、モータとしての機能をこのままでは発揮することができない。そこで、実製造を考慮しスージングを施した形状を図 3.20 に、その各形状に対するトルク波形を図 3.21 にそれぞれ示す。図 3.20a に示すガボールフィルタの最適化形状は、スージング前後でそのトルク特性がほとんど変化していないとわかる。一方、図 3.20b に示す NGnet の最適化形状は、シャフトと主たる磁気コアを連結したことで主磁束の流れが変化し、平均トルクおよびトルクリプル共に大幅に悪化して

いるとわかる。本結果より、ガボールフィルタを用いた SynRM の形状最適化は、スリット状の最適形状を実現できるだけでなく、実製造の観点からも既存のトポロジー最適化法に対し優位な手法とわかる。

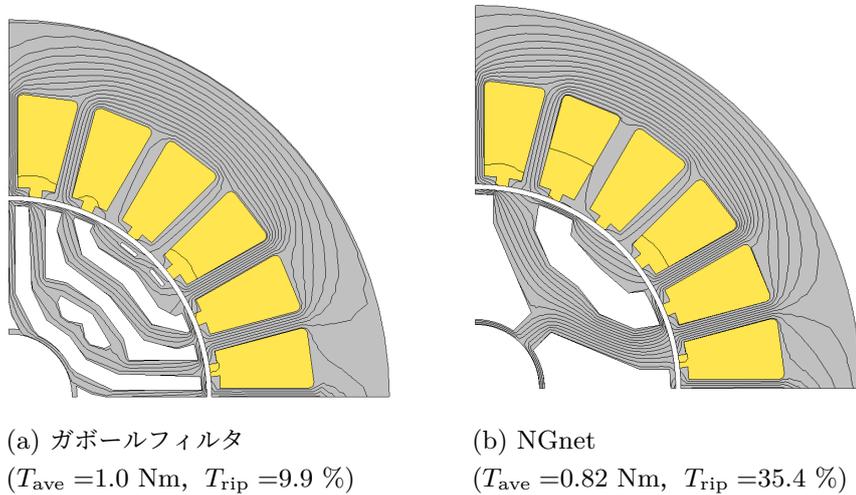


図 3.20: 実製造を考慮した SynRM の最適化形状 ©2021 IEEE

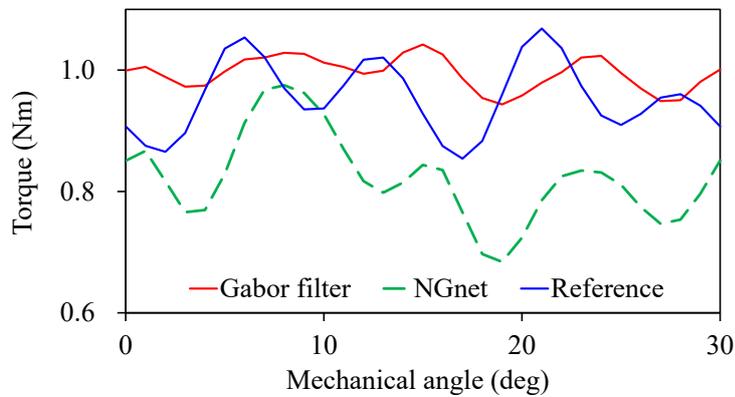


図 3.21: 実製造を考慮した SynRM 最適化形状のトルク波形 ©2021 IEEE

3.2.5 ガボールフィルタの設定に関する検討

ここまで、提案するガボールフィルタを用いた最適化と既存の NGnet 法を用いた SynRM の最適化結果について比較してきた。一方、ガボールフィルタにおける波長 λ やガボールフィルタの個数によっても、得られる最適化形状は変化すると考えられる。そこで、ガボールフィルタの設定の違いによる影響について検討する。波長および個数を変えたガボールフィルタの配置を図 3.22 に、それにより得られた最適化形状を図 3.23 にそれぞれ示す。ここで、波長 λ

は図 3.22a においてステータティースの幅よりも小さく，図 3.22b においてティース幅よりも大きく設定している．ティース幅に対し波長を小さく設定した図 3.23a に示す最適化形状はスリットが細分化されたため，主磁束の流れる量が図 3.17a に対し減少してしまい，平均トルクが悪化している．一方，ティース幅に対し波長を大きく設定した図 3.23b に示す最適化形状は，ガポールフィルタの配置個数を減らしているにもかかわらず，図 3.17a と同様の形状および特性を有するとわかる．したがって，SynRM のトポロジー最適化にガポールフィルタを用いる場合，少なくともティース幅以上にガポールフィルタの波長を設定する必要がある．また，ガポールフィルタの配置個数に関しては図 3.22b 未満とした場合，スリット状の形状を維持できなくなると想定されるため，設計領域を密に覆うガポールフィルタの配置が適切と考えられる．

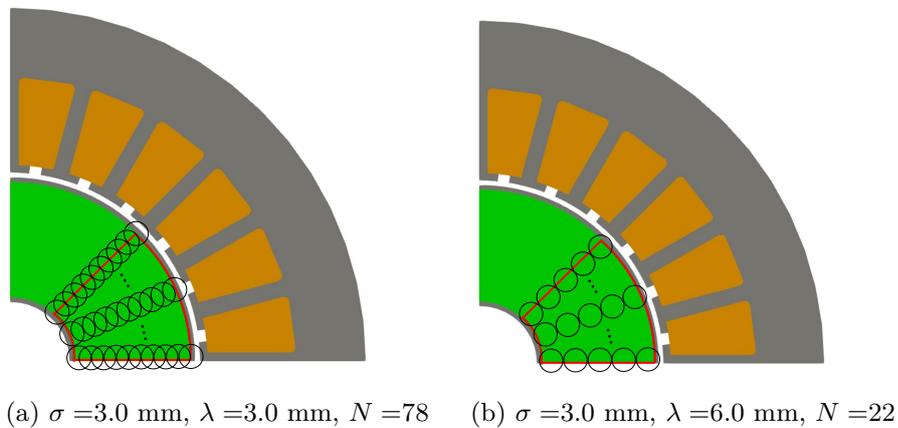


図 3.22: ガポールフィルタの配置図 ©2021 IEEE

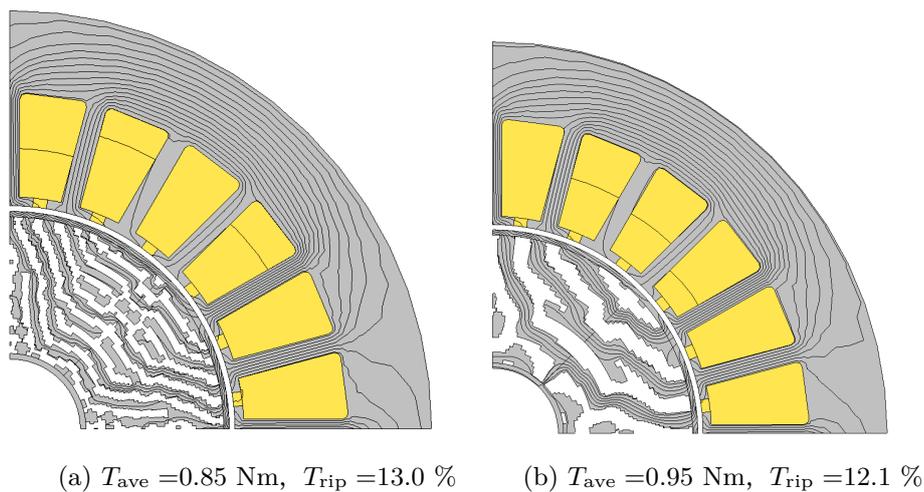


図 3.23: 異なるガポールフィルタの設定により得られた最適化形状 ©2021 IEEE

3.2.6 SynRM のトポロジー最適化のまとめ

本節では、既存のトポロジー最適化法によって実現が難しい、SynRM におけるスリット状の最適化形状を実現するため、ガボールフィルタを用いた新しいトポロジー最適化法を提案した。提案法に用いるガボールフィルタは異方性の空間分布を持つ形状関数であるため、スリット形状をトポロジー最適化において容易に実現できる。提案法により得られた SynRM の最適化形状はスリット状の磁気コアを有すると共に、トルクリプルが大幅に改善されることを示した。これより、ガボールフィルタを用いる提案法は、SynRM のトポロジー最適化問題に対し特に有効であると結論される。

今回は SynRM に対してのみ提案法を適用したが、PM モータの磁気コア形状最適化問題においても、スリット状のフラックスバリア形状は有効と考えられる。そのため、SynRM 以外のモータに対する提案法の有効性を今後検討する必要がある。

第4章

クローポールオルタネータの二段階トポロジー最適化

4.1 はじめに

近年、自動車における電装品の搭載量増加に伴い、発電機の一つである自動車用クローポールオルタネータの高出力・高効率化が強く求められている。クローポールオルタネータの発電性能を向上するためには、3次元的な磁極形状を最適化する必要がある、そのような磁気回路を設計者の知見に基づいて新たに決定するのは容易ではない。そのため、近年では磁界解析に基づくロータ磁極形状のパラメータ最適化法が提案されている [24]-[27]。しかし、パラメータ最適化は第3章および第4章において述べた通り、設計者が事前に定義するパラメータ空間の範囲内でしか形状が変化しないため、全く新しい最適形状を探索することが困難という欠点を抱える。

一方、前章において3次元形状最適化問題に対しその有効性を示した NGnet 法によるトポロジー最適化は、クローポールオルタネータの形状最適化問題においてもその有効性を発揮すると考えられる。ここで、NGnet 法の最適化アルゴリズムに採用される確率論的手法 (遺伝的アルゴリズムなど) は、解空間から大域的最適解の候補を探索する能力に優れる一方、局所的な特性を改善する能力は劣るという性質がある。この局所探索性能が劣るという性質は、最適化の解空間 (設計変数の次元) が広大になるほど顕著に現れるため、例えば、設計変数が数百にも及ぶクローポールオルタネータ全体のトポロジー最適化を検討する場合、十分に性能改善された最適形状が確率論的手法だけでは得られない恐れがある。

この問題を解決するための手法として現在、二段階トポロジー最適化手法が提案されている。文献 [28] において述べられている手法では、確率論的手法を用いて大域探索を実施した後、得られた形状に対しレベルセット法を用いた局所探索を二段階で適用することによって、適応度の高い最適形状の獲得を実現している。文献 [28] の二段階形状最適化を、NGnet 法を用いたオルタネータの形状最適化問題に適用する場合、形状表現に用いる基底関数をガウス関数からレベルセット関数に置き換えなければならない。そのため、設計者は基底関数をそれぞ

れ独立に定義しなければならず、同じ基底関数を用いた連続最適化を実現できない問題が依然として残る。

本章では、従来の二段階最適化法における煩雑さを解消し、なおかつ適応度の高いクローポールオルタネータの最適形状を探索するための、新しい二段階トポロジー最適化法を提案する。提案する二段階最適化法は、NGnet法で大域探索を実施した後、ガウス基底関数を置き換えることなく局所探索を実現できるため、容易に適応度の高い最適形状の探索を実現できる。

本章では著者らの提案法に関して以下の通り述べる。4.2節においてまず、提案する二段階最適化手法について述べる。4.3節では低速回転時におけるオルタネータのトポロジー最適化を実施し、大域探索形状、二段階最適化形状および、参照形状の性能差について議論する。4.4節では発電電流による反磁界の影響を無視できない、高速回転時におけるオルタネータの二段階トポロジー最適化を実施し、参照形状に対する発電電流の差を議論する。最後に、4.5節で本章における内容をまとめる。

4.2 二段階最適化手法

設計領域 Ω_{core} 中の材料物性を、NGnetを用いた大域探索と局所探索より決定する。NGnet on/off法を用いた1段階目の大域探索については前章までに述べた通りであるため、ここでは2段階目の局所探索法に関して述べる。

提案法では、大域探索により得られる最適化形状を初期解として、NGnetの重み係数 \mathbf{w} に関する感度解析により形状の局所探索を実施する。ここで、通常の感度解析では目的関数 $F(\mathbf{x})$ を各設計変数 x_i ($i = 1, 2, \dots$) で偏微分し、その偏微分の値を用いて設計変数 \mathbf{x} の値を更新する。しかし、NGnetの重み係数 \mathbf{w} を設計変数とする目的関数 $F(\mathbf{w})$ は一般に重み係数 \mathbf{w} の陰関数となるため、直接微分によりその感度を求めることは難しい。そこで、本研究では随伴変数法を感度解析に適用することを考える。随伴変数法では拡張された目的関数

$$\bar{F}(\mathbf{w}) = F(\mathbf{w}) + \Phi^t(\mathbf{K}\mathbf{A} - \mathbf{b}) \quad (4.1)$$

を考える。ここで、 Φ 、 $\mathbf{K}\mathbf{A} - \mathbf{b}$ は随伴変数ベクトル、静磁界の有限要素方程式である。磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} が静磁界の有限要素方程式に対する良い近似解になっているならば、 $\bar{F}(\mathbf{w}) \approx F(\mathbf{w})$ となる。クローポールオルタネータに用いられる磁性材料の磁気特性が非線形であることに注意し、4.1式を p 番目の重み係数 w_p に関して偏微分すると

$$\frac{\partial \bar{F}(\mathbf{w})}{\partial w_p} = \Phi^t \frac{\partial \mathbf{K}}{\partial w_p} \mathbf{A} + \left[\left(\mathbf{K} + \frac{\partial \mathbf{K}}{\partial \mathbf{A}} \mathbf{A} \right) \Phi + \frac{\partial F(\mathbf{w})}{\partial \mathbf{A}} \right]^t \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial w_p} \quad (4.2)$$

を得る。ここで、4.2式において磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は重み係数 \mathbf{w} に陰的に関係すると仮定している。直接計算困難な4.2式右辺第二項を消去するため、次の随伴方程式を考える。

$$\left(\mathbf{K} + \frac{\partial \mathbf{K}}{\partial \mathbf{A}} \mathbf{A} \right) \Phi = - \frac{\partial F(\mathbf{w})}{\partial \mathbf{A}} \quad (4.3)$$

ここで、4.3式左辺の係数行列 \mathbf{K} は、非線形解析に用いる Newton-Raphson 法の係数行列に対応している。4.3式を解いた結果得られる随伴変数ベクトル Φ を4.2式に代入することで、4.2式における右辺第二項が消去され、各重み係数に対する目的関数の感度を

$$\frac{\partial \bar{F}(\mathbf{w})}{\partial w_p} = \Phi^t \frac{\partial \mathbf{K}}{\partial w_p} \mathbf{A} \quad (4.4)$$

と求めることができる。NGnet に基づく最適化においては、媒質の磁気抵抗率 ν が重み係数 \mathbf{w} により決定されることから、4.4式の偏微分 $\partial \mathbf{K} / \partial w_p$ は

$$\frac{\partial K_{ij}}{\partial w_p} = \int_{\Omega_{\text{core}}} \text{rot} \mathbf{N}_i \frac{\partial \nu(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \mathbf{B})}{\partial w_p} \text{rot} \mathbf{N}_j d\Omega \quad (4.5)$$

のように求められる。ここで、 \mathbf{N}_i , \mathbf{x} , \mathbf{B} はそれぞれベクトル補間関数、有限要素の位置ベクトル、磁束密度である。NGnet on/off 法による大域探索では要素の材料種、すなわち要素の磁気抵抗率 $\nu(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \mathbf{B})$ が形状関数 $y(\mathbf{x}, \mathbf{w})$ の正負に応じてステップ状に変化していたが、そのようなステップ関数に対して4.5式右辺の偏微分を定義することはできない。ゆえに、提案する局所探索においては連続的なシグモイド関数を用いて磁気抵抗率を

$$\nu(\mathbf{x}, \mathbf{w}, \mathbf{B}) = \nu_0 + \frac{\nu_m(\mathbf{B}) - \nu_0}{1 + \exp\{-\alpha y(\mathbf{x}, \mathbf{w})\}} \quad (4.6)$$

と与える。ここで、 ν_0 , $\nu_m(\mathbf{B})$, α は空気および磁性材料の磁気抵抗率、ならびにシグモイド関数の傾きを決定する任意定数である。4.6式を用いると微分の連続性が保証される一方、空気にも磁性材料にも属さない中間媒質（グレー透磁率）を生じ得る。そのため、局所探索を実施する際は任意定数 α を調整し、グレー透磁率の発生を抑制する必要がある。上記局所探索を用いることで、適応度の高いクローポールオルタネータの最適化形状を、基底関数の置き換えを実施することなく獲得できる。

4.3 低速回転時の形状最適化

4.3.1 最適化問題設定

図4.1に今回参照形状に設定したクローポールオルタネータのロータ形状を、図4.2に最適化モデルとそれに対するガウス基底配置をそれぞれ示す。図4.2aに示す通り、今回の最適化においてはクローポールオルタネータの特性に強く影響を及ぼす、ロータポール部分を設計領域に設定した。また、図4.2bのガウス基底関数は設計領域全体を取り囲むよう432個配置した。すなわち、本最適化における設計変数の次元は432次元となる。

発電量が小さい低速回転時は発電電流による反磁界の影響を無視できるため、コイル巻線間の無負荷開放電圧から発電性能を直接評価することが可能となる。すなわち、次の最適化問題

$$\max_{\mathbf{w}} F_1(\mathbf{w}), \quad F_1(\mathbf{w}) = V_{\text{UV}}^{1000}(\mathbf{w}) \quad (4.7)$$

を検討する．ここで， $V_{UV}^{1000}(\mathbf{w})$ は 1000 r/min 時における U-V 相間の開放電圧を表す．前述の無負荷開放電圧は有限要素解析において，後退差分近似を用いると，

$$V_{UV}^{1000}(\mathbf{w}) = \frac{1}{\Delta t} \sum_{j=1} (A_j^n(\mathbf{w}) - A_j^{n-1}(\mathbf{w})) \int_{\Omega_U} \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{J}_U d\Omega - \frac{1}{\Delta t} \sum_{j=1} (A_j^n(\mathbf{w}) - A_j^{n-1}(\mathbf{w})) \int_{\Omega_V} \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{J}_V d\Omega \quad (4.8)$$

と与えられる．ここで， Δt ， \mathbf{J}_U ， \mathbf{J}_V はそれぞれ時間ステップ幅，U 相，V 相コイルの単位電流密度を表す．また， $A_j^n(\mathbf{w})$ ， $A_j^{n-1}(\mathbf{w})$ はそれぞれ n ステップ目と $n-1$ ステップ目の磁気ベクトルポテンシャルであり，重み係数 \mathbf{w} の陰関数となっている．したがって，二段階最適化における局所探索時には，提案法による感度解析が必要となる．特に，本最適化問題において 4.8 式は時間ステップごとに，直接微分困難な磁気ベクトルポテンシャル $A_j^n(\mathbf{w})$ が発生する．ゆえに，次の拡張された目的関数

$$\bar{F}_1(\mathbf{w}) = F_1(\mathbf{w}) + \sum_{k=1}^{N_t} \Phi_k^t(\mathbf{K}_k \mathbf{A}_k - \mathbf{b}_k) \quad (4.9)$$

を考える必要がある．ここで， N_t は時間ステップ数である．4.9 式より，無負荷開放電圧を最大にする局所探索を行うことができる．なお，本研究では計算時間を短縮するため，電圧波形が最大となる時間ステップに対してのみ最適化計算を行った．

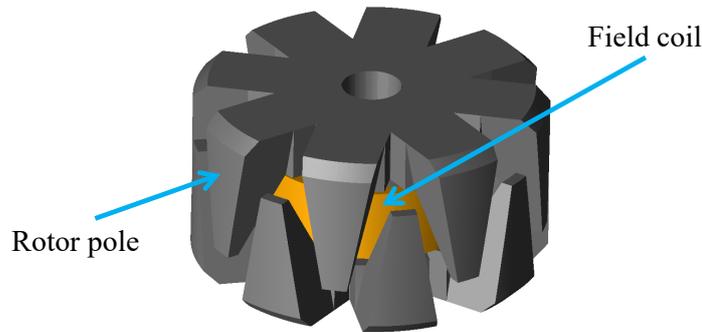


図 4.1: クローポールオルタネータの参照形状 ©2019 IEEE

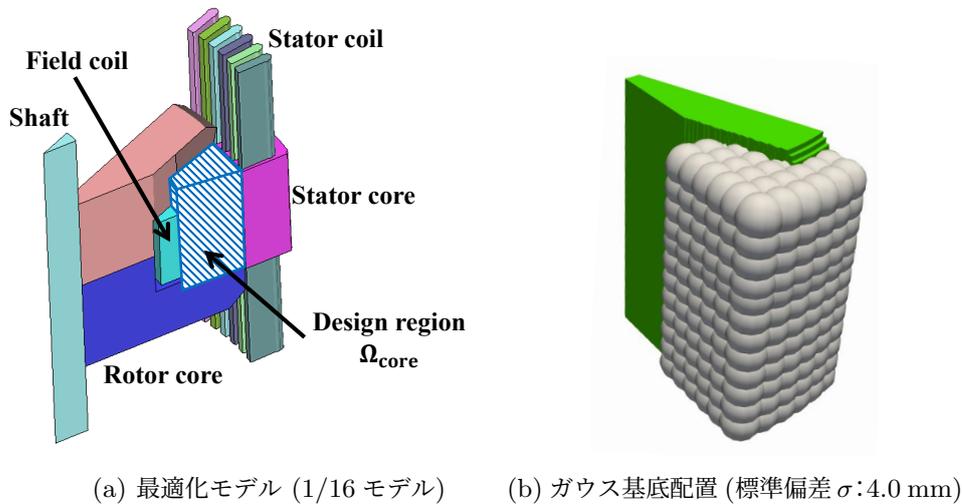


図 4.2: クローポールオルタネータの最適化モデルとガウス基底配置 ©2019 IEEE

4.3.2 最適化結果

二段階最適化の第一段階である大域探索では個体数 5 個体の μ GA を用い、目的関数の収束まで 120 世代の最適化計算を実施した。また、大域探索後に実施する局所探索についても同様、目的関数の収束まで 120 回の反復計算を実施した。この最適化設定の下、Intel Xeon CPU(3.5 GHz, 5 コア) を用いて二段階最適化の全過程に約 3 週間の計算時間を要した。ここで、前述の計算時間の内、約 70 % が大域探索に要した時間である。

大域探索と二段階最適化による最適化形状を図 4.3a および図 4.3b に、パラメータ最適化による参照形状 [25] を図 4.3c にそれぞれ示す。大域探索形状および二段階最適化形状を参照形状と比較すると、ロータポール幅や長さが大きく異なると確認できる。また、二段階最適化形状は大域探索形状と比較し、ロータポールの形状がよりシャープに変化しているとわかる。ここで、二段階最適化の局所探索における収束履歴と、これら形状の無負荷開放電圧比較結果を図 4.4 と図 4.5 にそれぞれ示す。図 4.4 より、大域探索形状の目的関数値 (無負荷開放電圧) は参照形状に対し低い値で収束していると分かる。これは、今回の形状最適化における解空間の自由度が 432 次元にも及ぶため、 μ GA による大域探索では解空間における局所的な目的関数値の変動を捉えることができず、結果的に十分な性能改善を実現できなかったためと考えられる。一方、二段階最適化形状の目的関数値はグレー透磁率の影響により、反復計算の初期において他の最適化形状より低い値となっているが、最終的に参照形状を上回る値で収束していることが見て取れる。実際、図 4.5 に示す無負荷開放電圧は、参照形状および大域探索形状よりも高い値が出力されているとわかる。

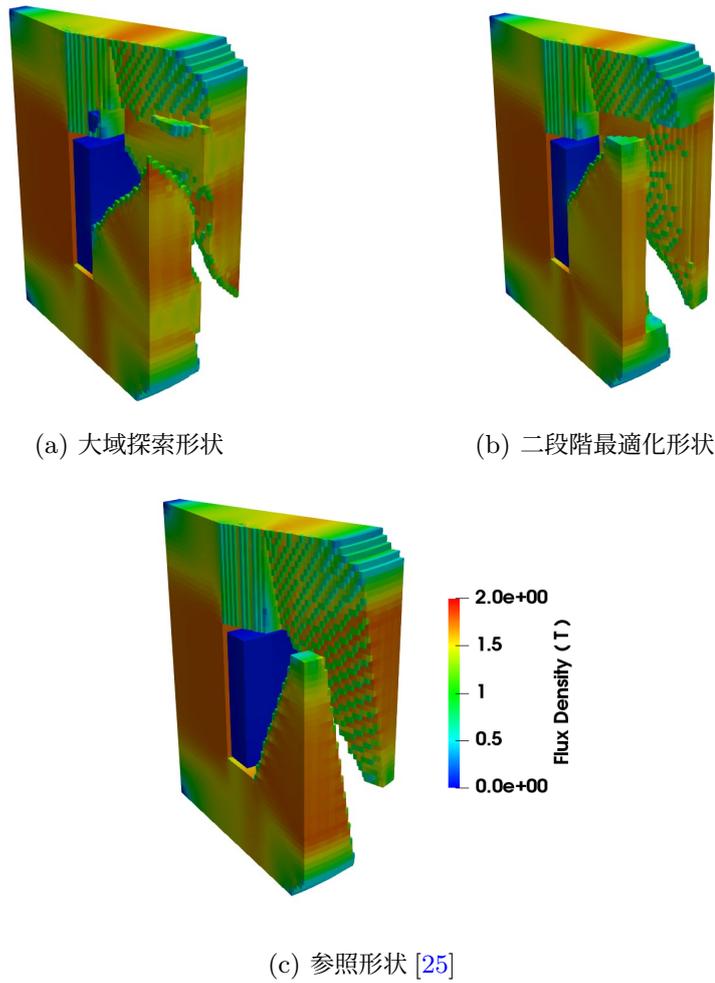


図 4.3: 低速回転時における最適化形状と参照形状 ©2019 IEEE

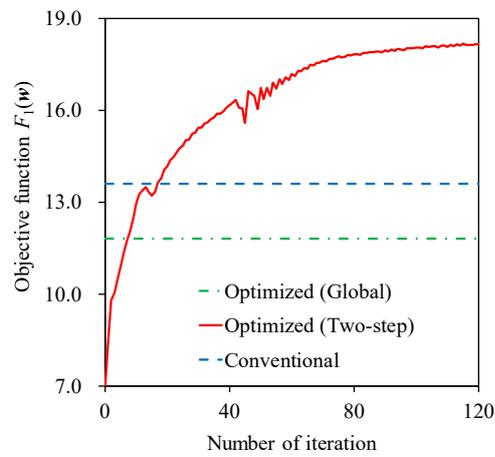


図 4.4: 局所探索の収束履歴 ©2019 IEEE

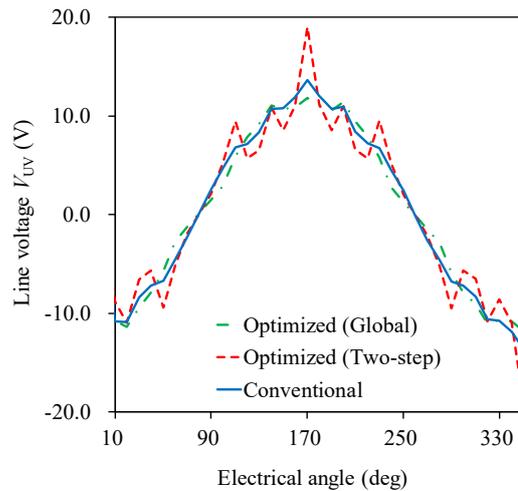


図 4.5: 無負荷開放電圧の比較結果 ©2019 IEEE

上記形状ごとの性能差をここでは、磁束密度分布の違いから比較することを考える。図 4.6 に示すのは各ロータ形状とステータの低速回転時における磁束密度分布である。図 4.6a に示す大域探索形状のステータコアにおける磁束密度は図 4.6c に示す参照形状に対し、その飽和領域が小さいと分かる。これは、図 4.3a に示す大域探索によるロータ形状は、ステータコアに対し磁束を十分集中させる形状となっていない事に起因する。そのため、大域探索形状は参照形状に対し小さな値の無負荷開放電圧しか出力できない。次に、図 4.6b に示す二段階最適化形状と参照形状を比較すると、二段階最適化形状はステータコアの端部に至るまで磁束密度が飽和していると確認できる。これは、図 4.3b に示す二段階最適化形状はステータコアに対し鎖交磁束を集中させるよう、ステータコアに対向する面が絞られた形状に変化しているのと同時に、主磁束が通過する磁気コア体積が回転軸方向に増加したことによる。そのため、参照形状を上回る無負荷開放電圧の出力を実現している。

以上より、提案する二段階最適化は低速回転時におけるクローポールオルタネータの特性改善に有効と結論できる。

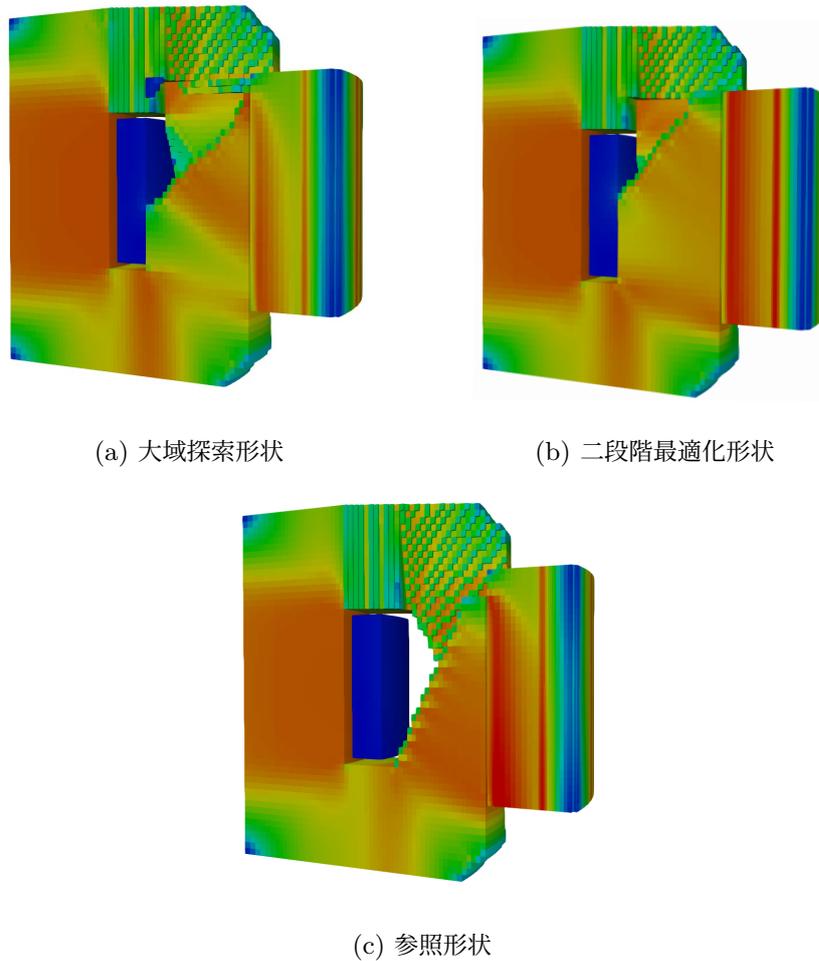


図 4.6: 低速回転時における最適化形状と参照形状の磁束密度分布 ©2019 IEEE

4.4 高速回転時の形状最適化

4.4.1 最適化問題設定

前節では発電電流による反磁界の影響を無視できる低速回転時の形状最適化を検討したが、高速回転時には発電電流が増大するため、反磁界の影響を無視することは難しい。ここで、高速回転時に反磁界を考慮しなければならない理由として、オルタネータの発電状態を維持するためには、反磁界を上回る界磁磁束をロータ側からステータ側に鎖交させなければならないことによる。発電電流による反磁界の影響を正確に考慮する場合、形状ごとに回路出力が定常状態に達するまで磁界解析を行う必要があるが、そのような解析は膨大な時間を要するため現実的な方法とは言えない。そこで、本研究では高速回転時における参照形状の発電電流を事前にテーブルデータとして磁界解析の際に考慮し、反磁界の影響を簡易的に反映した。高速回転時にはロータ側から供給される界磁磁束が反磁界による磁束を上回るよう、次の最

適化問題

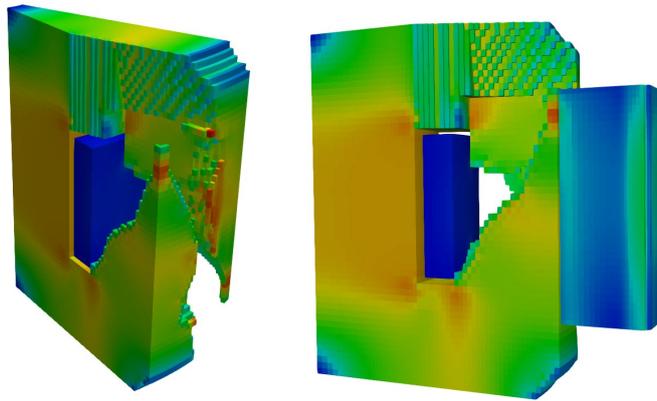
$$\max_{\boldsymbol{w}} F_2(\boldsymbol{w}), \quad F_2(\boldsymbol{w}) = \Phi_R^{6000}(\boldsymbol{w}) - \Phi_S^{6000}(\boldsymbol{w}) \quad (4.10)$$

を設定した。ここで、 $\Phi_R^{6000}(\boldsymbol{w}) - \Phi_S^{6000}(\boldsymbol{w})$ は 6000 r/min 時においてエアギャップを通過する磁束を表す。この磁束が正の値であるならば、ロータ側から供給される界磁磁束 $\Phi_R^{6000}(\boldsymbol{w})$ が反磁界による磁束 $\Phi_S^{6000}(\boldsymbol{w})$ を上回っていることになり、高速回転時においても発電状態を維持できる。なお、4.10 式に局所探索を適用する場合は 4.7 式と同様、拡張された目的関数に変換して評価を行う。

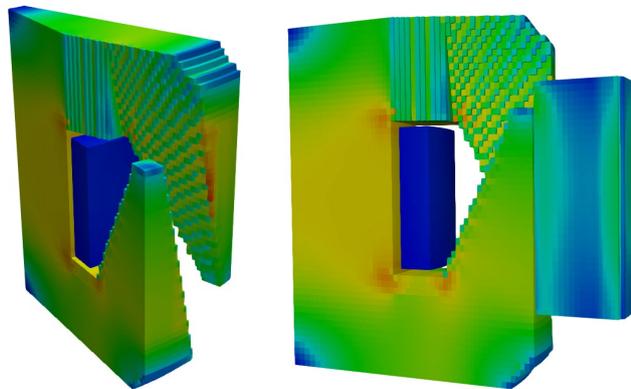
4.4.2 最適化結果

高速回転時における二段階最適化形状と参照形状の磁束密度分布を図 4.7 にそれぞれ示す。なお、図 4.7 の磁束密度分布は、参照形状の発電電流をテーブルデータとして考慮した際の磁束密度分布であることに留意する。無負荷時における二段階最適化形状と異なり、高速回転時における二段階最適化形状は発電電流による反磁界の効果を打ち消すよう、ステータコアに向向する磁気コア面積が増大しているとわかる。これは、反磁界の影響を無視した低速回転時における最適化形状と全く異なる特徴である。ステータコアの磁束密度分布を比較するとロータコア近傍において、二段階最適化形状の磁束密度が参照形状より低下していることが確認できる。これは、二段階最適化されたロータコアの界磁磁束が発電電流による反磁界を打ち消している事に起因するものであり、二段階最適化形状が高速回転時において参照形状に対し効率的な形状になっている事を示唆している。

上記最適化形状の磁気的な特性についてここまで考察してきたが、実際に発電電流が最適化形状により増大するのかを検証するため、図 4.8 に示す発電回路とオルタネータの磁界解析を連成し、その発電電流を参照形状と比較した。ここで、各形状の発電電流は図 4.7 のキャプションに示す通りである。結果より、二段階最適化形状の発電電流は参照形状に対して約 10% 程向上しており、実際の発電状態においてその効果を発揮している。以上より、提案する二段階トポロジー最適化法は低速回転時のみならず、反磁界の影響を考慮しなければならない高速回転時の形状最適化問題に対しても有効な手法と結論できる。



(a) 二段階最適化形状 ($I_{DC} = 194 \text{ A}$)



(b) 参照形状 ($I_{DC} = 176 \text{ A}$)

図 4.7: 高速回転時における最適化形状と参照形状の磁束密度分布 ©2019 IEEE

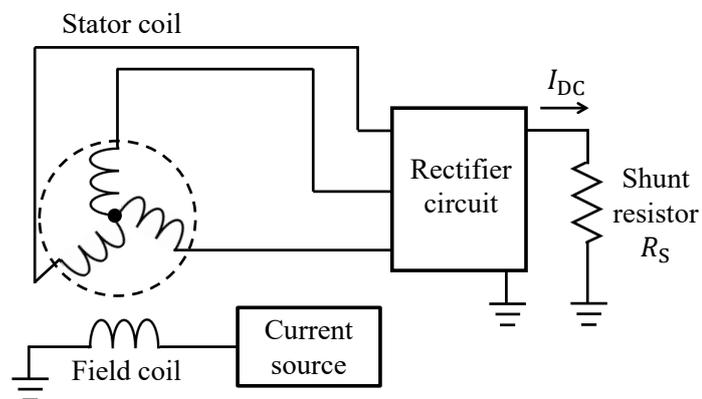


図 4.8: 発電回路 (界磁電流: 6 A , $R_S = 0.1 \Omega$) ©2019 IEEE

4.5 第4章のまとめ

本章では、解空間の自由度が膨大となるクローポールオルタネータの3次元形状最適化問題に対し、適応度の高い最適化形状を獲得するための新しい二段階トポロジー最適化法を提案した。提案法は大域探索を確率論的手法によって、局所探索を随伴変数法によってそれぞれ行うので、各最適化手法の欠点が相殺されるという利点がある。また、従来提案されていた二段階最適化法は、形状表現に用いる基底関数を大域探索と局所探索でそれぞれ置き換えなければならなかったが、提案法は同じ基底関数で連続的に二段階最適化を実行することができる。

本研究では提案法を用いて低速回転時と、反磁界の影響を考慮しなければならない高速回転時における二段階形状最適化をそれぞれ実施し、発電特性が従来のパラメータ最適化形状に対し改善されることを示した。

本章では提案法をクローポールオルタネータの形状最適化問題に対してのみ適用したが、永久磁石モータを始めとする他の電気機器の形状最適化問題に対しても提案法は有効と考えられる。そのため、他の電気機器の形状最適化問題における二段階最適化手法の適用が今後の検討課題として残されている。

第5章

リッツ線の3次元均質化解析法

5.1 はじめに

電気機器の駆動周波数は機器の小型化のため、数十 kHz～数 MHz 帯域に高周波化している。これに伴い、表皮厚さが小さくなるため、インダクタなどのコイル巻線に発生する表皮効果の影響が無視できなくなる問題を生じる。そこで、この表皮効果による交流抵抗の増大を緩和するために、表皮厚さに対して十分小さい半径の素線を数百～数千本撚ったリッツ線が、高周波で駆動する電気機器のコイル巻線には一般に用いられる [29]-[32]。しかし、このリッツ線も交流損失を完全にゼロにすることはできず、撚られた素線間の鎖交磁束の変化により、近接効果損や循環電流損を依然として生じる。したがって、リッツ線を用いた電気機器の開発においては、リッツ線内に生じるこれら交流損失を正確に把握し、その損失をできる限り低減する設計が求められる。

現状の磁界解析を用いてリッツ線の近接効果損および循環電流損を評価する場合、撚られた無数の素線1本1本を有限要素分割する必要があるため、要素数が膨大となり、実用的な時間内で損失解析を実施することは困難となる。また、撚られた素線束の幾何学的な構造がそもそも複雑になるため、そのような3次元モデルの有限要素分割を行うこと自体難しいという問題もある。そのため、直接にリッツ線の構造をモデル化せず、正確な交流損失解析を実現することが望まれる。

解析式または、微細な要素分割を必要としない静磁界解析の結果を用いて準解析的に、リッツ線の交流損失を評価する手法が提案されている [33]-[36]。これら手法では表皮・近接効果損を評価するため、周波数依存の交流損失係数を導入し、その係数を用いてリッツ線コイル全体の損失解析を実施する。また、交流損失係数ではなく、複素透磁率を用いる準解析的手法として、均質化解析法も提案されている [37]-[41]。均質化解析ではリッツ線の近接効果損を複素透磁率により表すことで、リッツ線全体を一様な均質媒質として取り扱うことが可能となる。これより、リッツ線の幾何学的な構造を考慮した有限要素分割が不要となるため、交流損失解析を実用的な時間内で容易に実施することができる。しかし、上記手法はいずれもリッツ線の主要な交流損失の一つである、循環電流損失を無視できる状況しか仮定していない問題がある。

リッツ線の表皮・近接効果損だけでなく、循環電流損をも同時に評価するための手法は既にいくつか提案されている [42]-[45]. 文献 [42] および [43] においては、リッツ線の各素線間を流れる循環電流を、“Partial Element Equivalent Circuit” (PEEC 法) により解析する手法が示されている. PEEC 法は小規模な問題に対しては効果的であるが、リッツ線を構成する素線本数が増大するにつれて、その解析時間が許容不可能なレベルにまで増加し得る問題を抱えている. 文献 [44] に示されているズーミング法は磁気ベクトルポテンシャルを境界条件として、解析対象全体とその中に存在するリッツ線を階層的に評価する手法である. 本法もリッツ線全体の詳細な構造を考慮した解析を1回は必要とするため、PEEC 法同様に素線が無数に存在するモデルに対する適用は難しい問題がある. その他、確率密度関数を用いて後处理的に循環電流損を考慮する手法も存在するが、限定されたモデルに対する適用例しか示されていないのが現状である [45].

本章では、リッツ線の交流損失解析における先行研究の課題点を改善するため、表皮・近接効果損失と循環電流損失を同時に考慮可能な、リッツ線の新しい3次元均質化解析法を提案する. 提案法では近接効果損失を複素透磁率による磁場分布から、循環電流損失を有限要素方程式と連成した回路方程式からそれぞれ算出する.

本章では著者らの提案法に関して以下の通り述べる. 5.2 節においてまず、リッツ線の交流損失要因についてまとめる. 5.3 節では提案する3次元均質化解析法について述べる. 5.4 節ではリッツ線における循環電流の影響を議論するために、スパイラルコイルおよびソレノイドコイルを従来の均質化法によって解析する. 5.5 節では循環電流損失が支配的に現れるリアクトルを提案する均質化法によって解析し、提案法の有効性について議論する. 5.6 節ではリッツ線において循環電流損失が発生する要因についてまとめると同時に、循環電流損失の周波数依存性について議論する. 最後に、5.7 節で本章における内容をまとめる.

5.2 リッツ線における交流損失要因

図 5.1 に示すような、無数の素線から構成されるリッツ線の交流損失要因について考える. リッツ線は一般に、数百本の素線を撚った素線束同士をさらに撚り合わせることによって構成される. 各素線および素線束は絶縁被膜によって電氣的に絶縁されているが、端子においてそれらは電氣的に短絡される. ゆえに、図 5.1 に示すリッツ線は各素線に生じる表皮・近接効果損失のみならず、端子を介して素線間を流れる循環電流によっても損失を生じる. 本節では、リッツ線に生じるこれら交流損失を、表皮・近接効果に起因する要因と、循環電流に起因する要因とに分けてそれぞれまとめる.

5.2.1 表皮・近接効果

表皮・近接効果の概念図を図 5.2 にそれぞれ示す. 表皮効果は図 5.2a に示すように、周波数に依存し電流密度分布を素線表面付近に局在化させるので、高周波化するに従って素線の交流

抵抗が増大する。リッツ線を用いる場合は一般に、この表皮効果が顕在化しないよう、表皮厚さに対して十分小さい半径の素線を選択するので、表皮効果による損失は無視することができる [46]。他方、図 5.2b に示す近接効果は、他の素線に流れる電流が作る外部磁界 H_{ext} によって発生する。近接効果ではこの外部磁界 H_{ext} の時間変化を打ち消すよう、素線内に渦電流 J_{eddy} が流れ、この渦電流により近接効果損失が発生する。前述の通り、表皮効果は無視できる状況において、この近接効果による損失はリッツ線における支配的な交流損失要因となる。

5.2.2 循環電流

素線からリッツ線を構成するに至るまでの、各レベルにおける循環電流の概念図を図 5.3 にそれぞれ示す。端子で電氣的に短絡されている素線間、素線束間および、リッツ線間に外部磁界 H_{ext} が鎖交することで、端子を介して循環電流 I_{circ} がファラデーの法則に従い図のように流れる。ここで、素線、素線束および、リッツ線が理想的に撚られており、なおかつ外部磁界 H_{ext} が空間的に一様に分布するならば、循環電流は完全に相殺される。これは、ノイズ対策に用いられるツイストペアケーブルと同様の考え方である。しかしながら、実際のリッツ線を外部磁界の空間変化に対して、常に理想的に撚ることは困難となる。ゆえに、リッツ線はファラデーの法則による誘導起電力を完全に相殺できず、リッツ線内には循環電流が流れる。例えば、図 5.3b の場合、中央の素線束 (Bundle) 位置は幾何学的に変化しないため、同一方向の誘導起電力が素線束内で発生し、結果的に循環電流が素線束間に流れてしまう [45]。したがって、近接効果のみならず、循環電流もリッツ線の交流損失として支配的な要因となる。

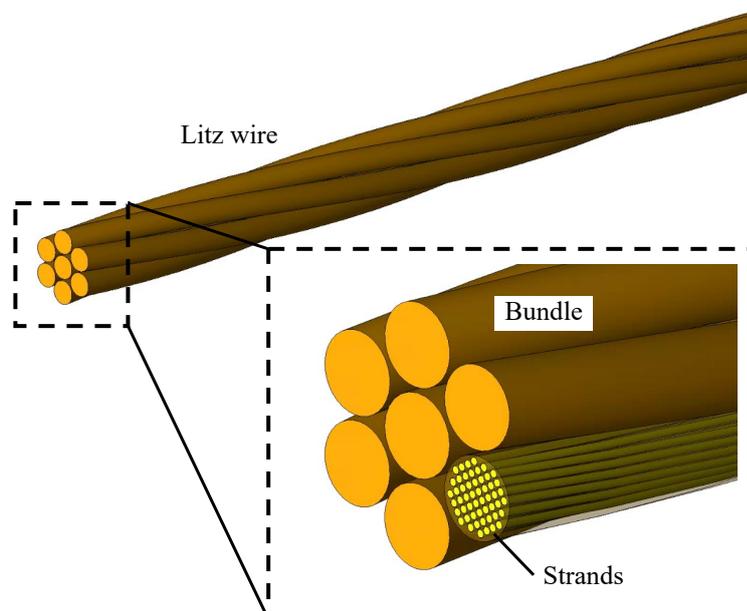


図 5.1: リッツ線の模式図 ©2021 IEEE

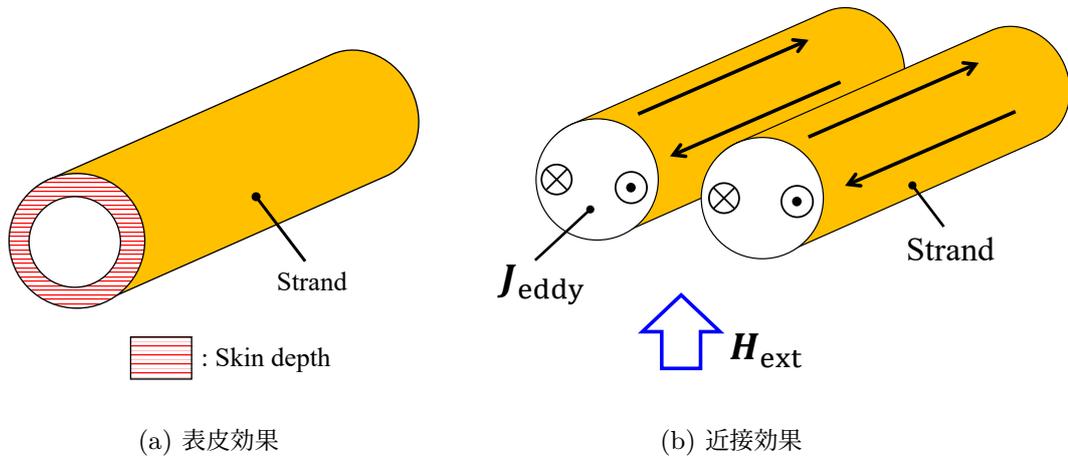
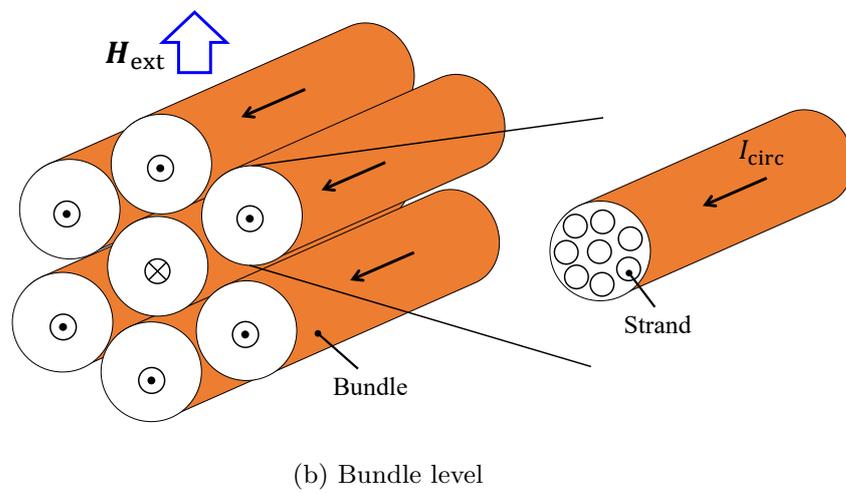
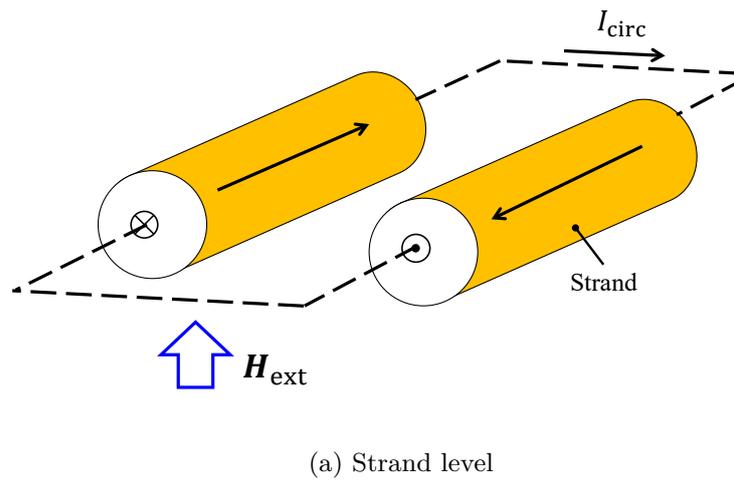
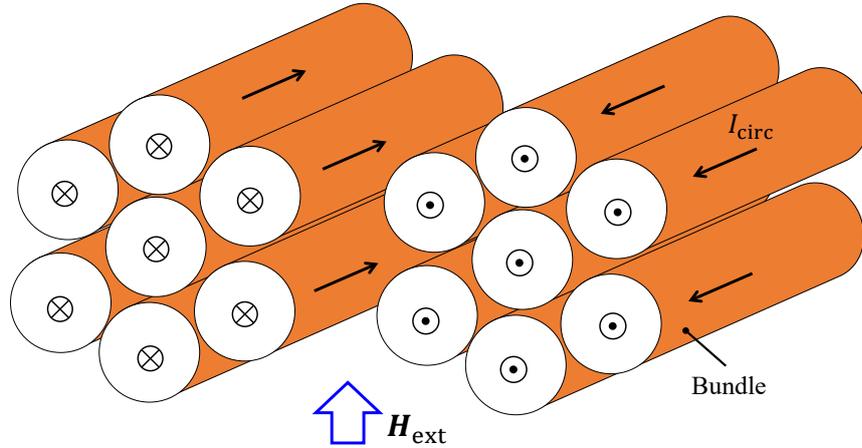


図 5.2: 表皮・近接効果の概念図 ©2021 IEEE





(c) Wire level

図 5.3: 循環電流の概念図 ©2021 IEEE

5.3 3次元均質化解析法

5.3.1 複素透磁率を用いた近接効果の評価

リッツ線内で生じる交流損失の内、近接効果による損失は複素透磁率 $\dot{\mu}$ を導入することで容易に評価することが可能となる [40]. 図 5.4 に示すように、円形断面導体の半径に対して一様とみなせる外部磁界 \mathbf{H}_0 を仮定すると、導体の渦電流を解析的に求めることができる. すなわち、渦電流によるジュール損失と反磁界の影響を考慮した複素比透磁率 $\dot{\mu}_r$ は、次式のように導くことができる [40].

$$\dot{\mu}_r = \mu_r \frac{J_1(z)}{zJ_0(z) - J_1(z)} \quad (5.1a)$$

$$z = \frac{a(1-j)}{\delta} \quad (5.1b)$$

ここで、 μ_r , $J_i(z)$ ($i = 0, 1$), a , j , δ はそれぞれ、導体の比透磁率, i 次の Bessel 関数, 導体(素線)半径, 虚数単位, 表皮厚さを表す. 5.1 式を Ollendorff の式に代入することで、マクロ複素透磁率

$$\langle \dot{\mu} \rangle = \mu_0 \left\{ 1 + \frac{2\eta(\dot{\mu}_r - 1)}{2 + (1 - \eta)(\dot{\mu}_r - 1)} \right\} \quad (5.2)$$

が得られる [40], [47]. ここで、 μ_0 および η はそれぞれ、真空の透磁率と均質化領域におけ

る導体の体積充填率を表す。これより、図 5.5 に示すようにリッツ線を、マクロ複素透磁率を持つ一様な均質媒質として取り扱うことが可能となる。近接効果による渦電流の効果は全てマクロ複素透磁率に包含されるので、表皮厚さや撚り線構造を考慮した有限要素分割は必要なくなる。

5.3.2 均質化有限要素解析

5.2 式を用いて均質化したリッツ線を含む系全体の有限要素解析を考える。3次元有限要素解析を行う場合、図 5.5 に示す均質化されたリッツ線の透磁率は断面方向 τ_1, τ_2 に $\langle \mu \rangle$ を、長手方向 τ_3 に μ_0 を設定する。ここで、 (τ_1, τ_2, τ_3) は局所座標を意味する。ゆえに、系全体の3次元解析においては、均質化領域に対して磁気抵抗率テンソル $\mathbf{v} = [1/\langle \mu \rangle, 1/\langle \mu \rangle, 1/\mu_0]^t$ を与える。リッツ線によるコイルを除いて導体が存在しない場合、磁界の支配方程式は次式で与えられる。

$$\text{rot } \mathbf{v}(\text{rot } \mathbf{A}) - \mathbf{J} = 0 \quad (5.3)$$

ここで、 \mathbf{A} および \mathbf{J} はそれぞれ、磁気ベクトルポテンシャルと電流密度を表す。もし、リッツ線によるコイル以外の導体が存在する場合は、渦電流に関する項 $j\omega\sigma\mathbf{A}$ を 5.3 式に追加する。ここで、 ω および σ は角周波数と導体の導電率を表す。加えて、循環電流を考慮するため回路方程式

$$\frac{R_k z J_0(z)}{2J_1(z)} I_k + j\omega\Phi_k = V_k, \quad (k = 1, 2, \dots) \quad (5.4)$$

を 5.3 式と連成する。ここで、 R_k, I_k, Φ_k, V_k はそれぞれ、 k 番目の均質化されたリッツ線における直流抵抗、回路電流、鎖交磁束、入力電圧を表す。また、5.4 式左辺第1項は表皮効果によるインピーダンスを表している [40]。リッツ線を流れる循環電流は、電源から供給されるソース電流と共に全て回路方程式の I_k に含まれる。5.3 式および 5.4 式を離散化すると、有限要素方程式

$$\sum_j A_j \int_{\Omega} (\text{rot } \mathbf{N}_i)^t \mathbf{T}^t \mathbf{v} \mathbf{T} (\text{rot } \mathbf{N}_j) d\Omega - \sum_k I_k \int_{\Omega_{\text{coil}}} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{j}_k d\Omega = 0 \quad (5.5a)$$

$$\frac{R_k z J_0(z)}{2J_1(z)} I_k + j\omega \sum_j A_j \int_{\Omega_{\text{coil}}} \mathbf{N}_j \cdot \mathbf{j}_k d\Omega = V_k \quad (5.5b)$$

が導かれる。ここで、 \mathbf{N}_i および \mathbf{j}_k はベクトル補間関数と、単位電流密度 $\mathbf{j}_k = \mathbf{J}_k/I_k$ を表す。加えて、 $\mathbf{T}^t \mathbf{v} \mathbf{T}$ は磁気抵抗率テンソルを図 5.5 に示す局所座標から、カーテシアン座標に変換することを意味する。5.5 式を解くことで、近接効果と循環電流を考慮したリッツ線の均質化解析を実現できる。なお、以降の解析においては電磁界解析ソフト JMAG-Designer を用いた。

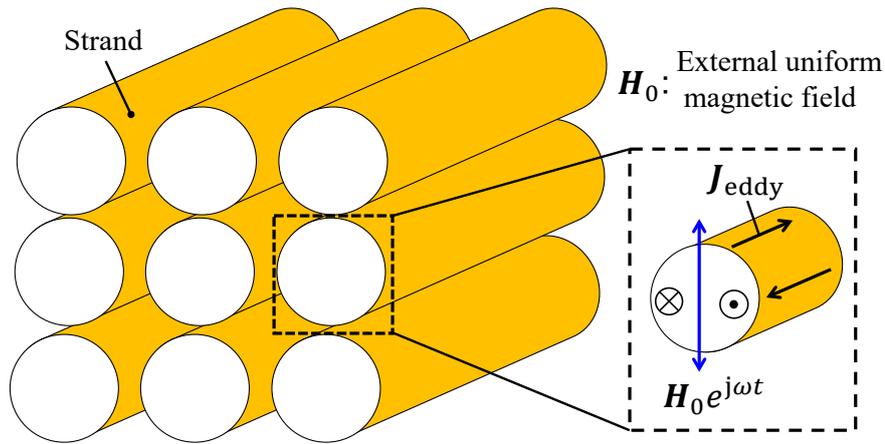


図 5.4: 一様磁界中の円形断面導体 ©2021 IEEE

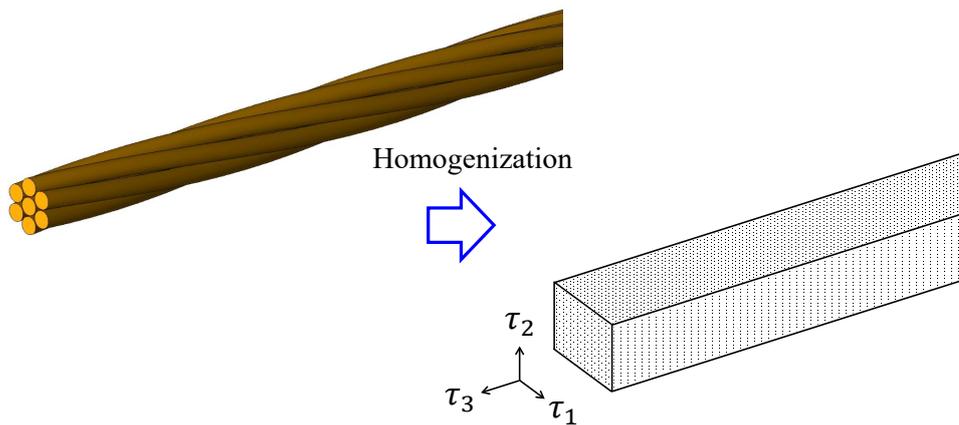


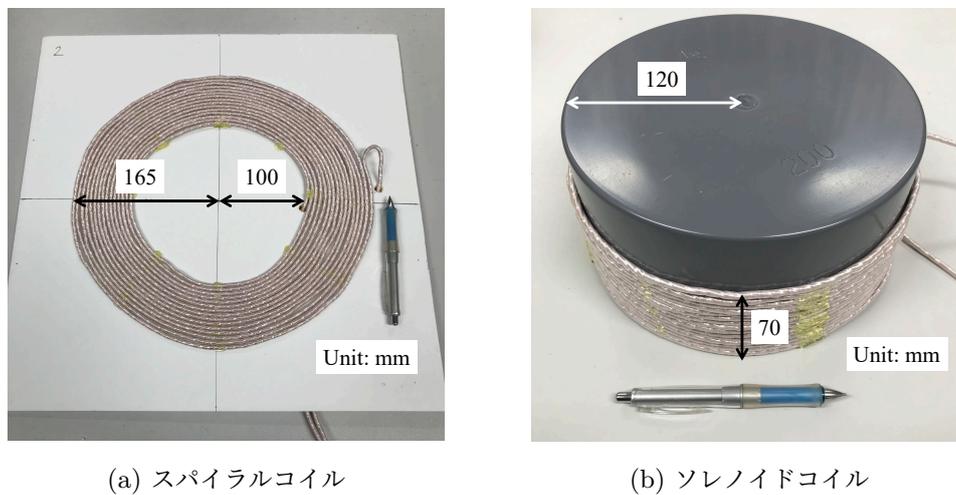
図 5.5: マクロ複素透磁率を用いて均質化したリッツ線 ©2021 IEEE

5.4 解析結果：スパイラルコイル・ソレノイドコイル

リッツ線の循環電流による交流損失の影響を調査するため、図 5.6 に示す簡易的なスパイラルコイルおよびソレノイドコイルに対して従来の均質化解析を適用し、実測結果との比較を実施した。ここで、従来の均質化解析とは、近接効果のみ考慮する均質化解析を意味する [?]. 図 5.6 に示す2つの空芯コイルは巻線方向の磁場分布がほぼ一様と推察できるので、近接効果に対し循環電流の影響は十分小さいと考えられる。図 5.6 に示すコイルを構成するリッツ線の全体図および、その仕様を図 5.7 ならびに表 5.1 に示す。使用するリッツ線は4本の素線束から構成されているので、図 5.3a および図 5.3b に示す循環電流が流れ得る。図 5.6 に示すコイル

を均質化解析するため、図 5.8 に示すような軸対称有限要素モデルを使用した。

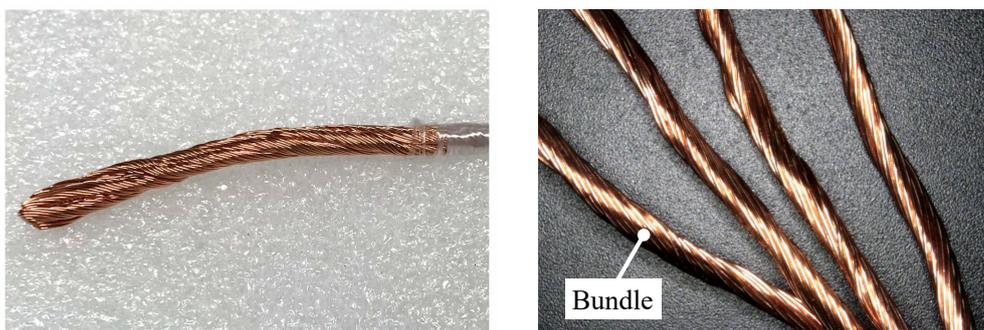
従来の均質化有限要素解析を用いて、各コイルの交流抵抗を計算した結果を図 5.9 に示す。ここで、図中における“Ollendorff”は循環電流を考慮しない、従来の均質化解析結果を意味する。交流抵抗の実測には LCR メータ (HIOKI IM3523) を使用した。図 5.9 の解析結果は循環電流を考慮していないにもかかわらず、全ての周波数範囲で実測とよく一致していることがわかる。したがって、磁場の空間分布に対し十分小さいピッチで素線や素線束が撚られている場合には、近接効果による交流抵抗が支配的になると結論できる。言い換えれば、素線間や素線束間の循環電流は撚りの効果で相殺されているので、循環電流損失を無視することができる。なお、表皮厚さに対して素線半径が小さい場合、リッツ線の近接効果損は撚りピッチにほとんど依存しない [41]。



(a) スパイラルコイル

(b) ソレノイドコイル

図 5.6: 15 回巻スパイラルコイルとソレノイドコイル ©2021 IEEE



(a) 全体図

(b) リッツ線の素線束

図 5.7: スパイラルコイルとソレノイドコイルに用いたリッツ線 ©2021 IEEE

表 5.1: スパイラルコイルとソレノイドコイルに用いたリッツ線の仕様 ©2021 IEEE

Number of strands	100
Number of bundles	4
Number of strands per bundle	25
Twist pitch of litz wire	45 mm
Strand radius	0.15 mm

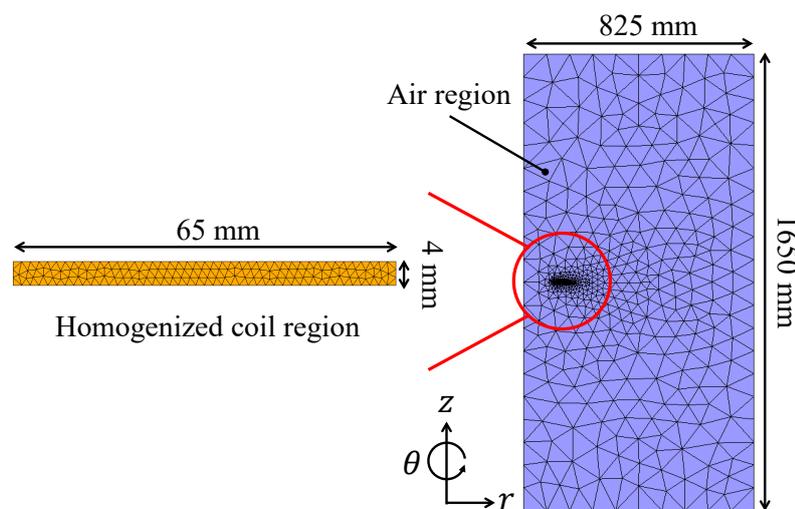
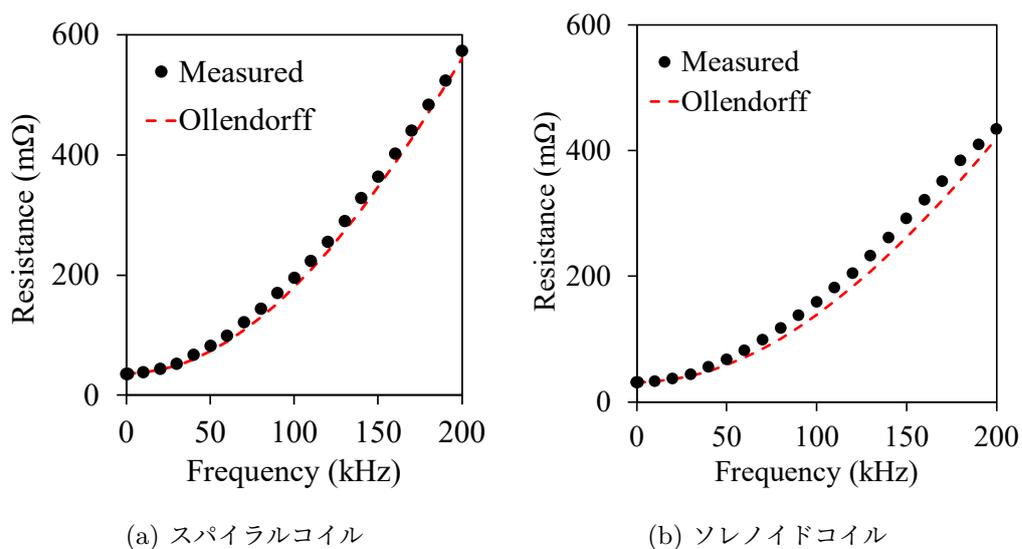


図 5.8: スパイラルコイルに対する軸対称有限要素モデル (要素数: 1,400) ©2021 IEEE



(a) スパイラルコイル

(b) ソレノイドコイル

図 5.9: スパイラルコイルとソレノイドコイルの交流抵抗 ©2021 IEEE

5.5 解析結果：高周波リアクトル

5.5.1 2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトル

前節ではリッツ線コイルに対し磁場が一様に分布する場合、素線間および素線束間に発生する循環電流は撚りの効果で相殺されることを示した。他方、電源用のリアクトルなど大電流が流れるため、容量確保のために複数のリッツ線を並列化してコイル巻線を構成することがある。そのような場合、リアクトル全体におけるコイル巻線領域の空間的な制約のため、並列化したリッツ線同士を撚ることが困難な場合がある。図 5.10 に示すのは上述の並列化したリッツ線を持つ高周波リアクトルであり、その仕様を表 5.2 にまとめる。図 5.10 の場合、2本のリッツ線間 (Wire 1, Wire 2) に撚りは存在しないため、線間に生じる誘導起電力を相殺できず、図 5.11 に示す循環電流 I_{circ} が支配的に流れ得る。ゆえに、このような状況においては近接効果と循環電流による損失を同時に解析する必要がある。

従来の均質化解析と提案する均質化解析における解析モデルを、図 5.12a および図 5.12b にそれぞれ示す。従来の均質化モデルはコイル領域全体を均質化可能だが、2本の並列化したリッツ線を独立に扱えないので、リッツ線間の循環電流を評価することはできない。対して、提案する解析モデルは各リッツ線を構成する7本の素線のみを均質化している。これは、各リッツ線を構成する7本の素線同士は撚られているので、素線間には支配的な循環電流が流れないと仮定していることによる。なお、提案法における均質化モデルの体積充填率は $\eta = 1$ である。図 5.13 には有限要素分割した提案法に対する解析モデルを示す。

提案法と従来法により図 5.12 に示すモデル解析し、得られた交流抵抗の周波数依存性を図 5.14a に示す。提案法により各周波数サンプリング点で解析を行うのに要した時間は約 10 秒である (Intel Core i7-4790 CPU, 3.6 GHz, 2 コア)。提案法による交流抵抗解析値の実測に対する差は最大で約 5 m Ω であるのに対し、循環電流を考慮していない従来法は実測に対し過小評価となっている。循環電流の交流抵抗に対する影響を明らかとするため、提案法による解析値を成分ごとに分離した結果を図 5.14b に示す。リッツ線間の循環電流による交流抵抗 R_{circ} が、近接効果による交流抵抗 R_{prox} と共に支配的に分布していることが確認できる。ここで、 R_{circ} が高周波領域で飽和する理由については、次節で詳細に議論する。図 5.15 には、100 kHz での磁束密度分布と電流密度分布をそれぞれ示す。エアギャップ付近 (図の下部) でリッツ線間に鎖交する径方向磁束の時間変化を相殺するよう、リッツ線間に循環電流が流れ、電流密度分布に差を生じていることが確認できる。対して、巻線方向の磁束分布はほとんど変化していないので、各リッツ線を構成する素線間の循環電流は撚りの効果で相殺される。すなわち、本解析対象は図 5.3c に示す循環電流のみ考慮すればよく、図 5.3a に示す循環電流は無視できる。

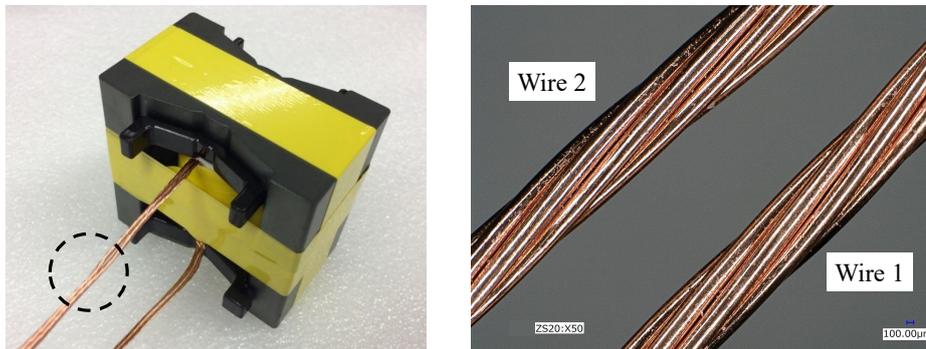


図 5.10: 2本の並列リッツ線から構成される10ターンの高周波リアクトル ©2021 IEEE
(左:全体図, 右:点線内の拡大図)

表 5.2: 2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの仕様 ©2021 IEEE

Number of strands per wire	7
Twist pitch	20 mm
Strand radius	0.16 mm
Length of each wire	1000 mm
Air gap in magnetic core	4 mm
Magnetic core type	PQ65

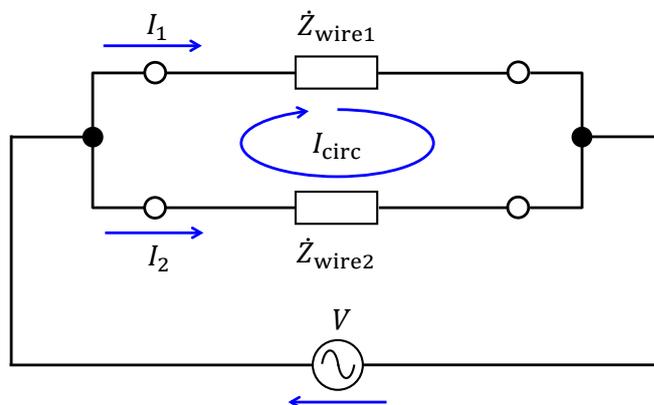


図 5.11: 2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの等価回路 ©2021 IEEE

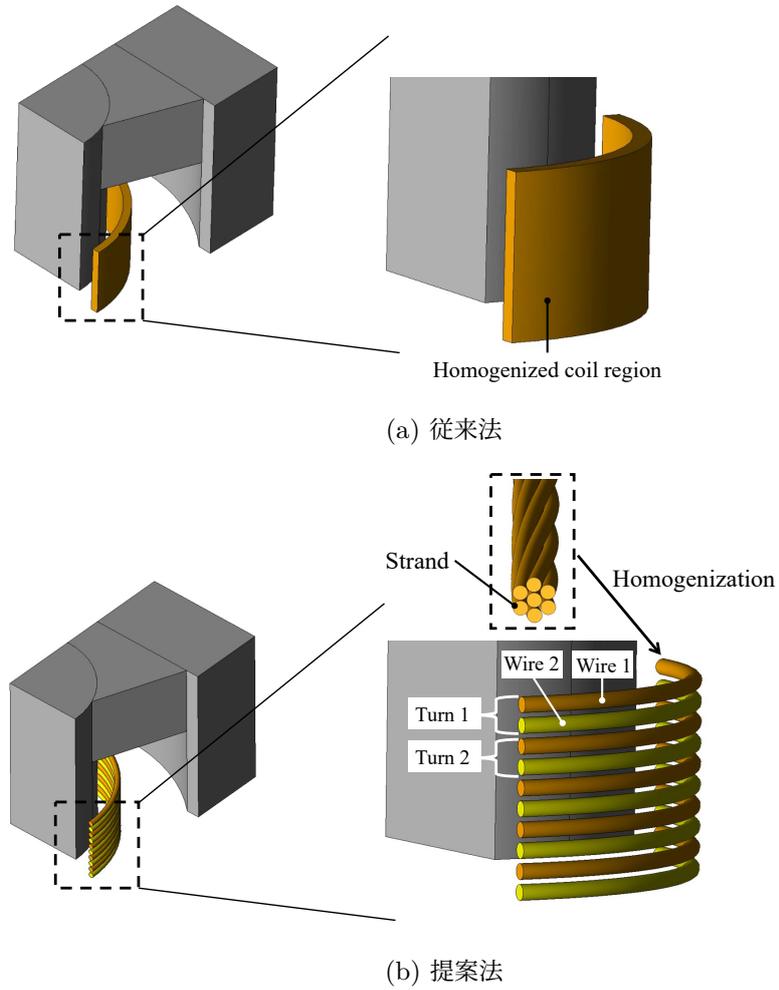


図 5.12: 2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの解析モデル (1/8モデル)
©2021 IEEE

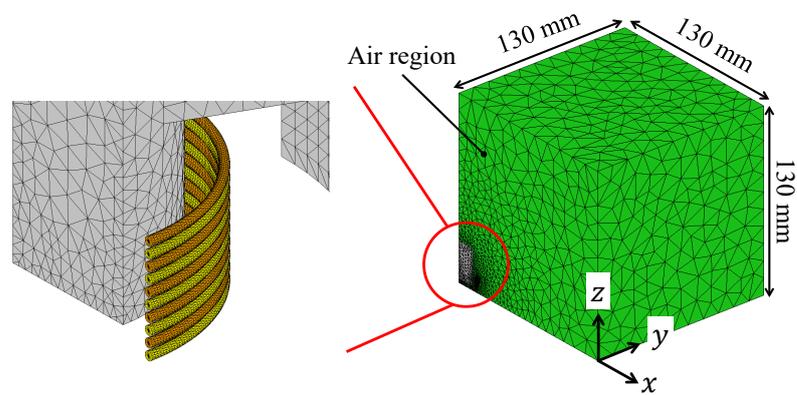


図 5.13: 2本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの有限要素モデル (要素数: 125,590) ©2021 IEEE

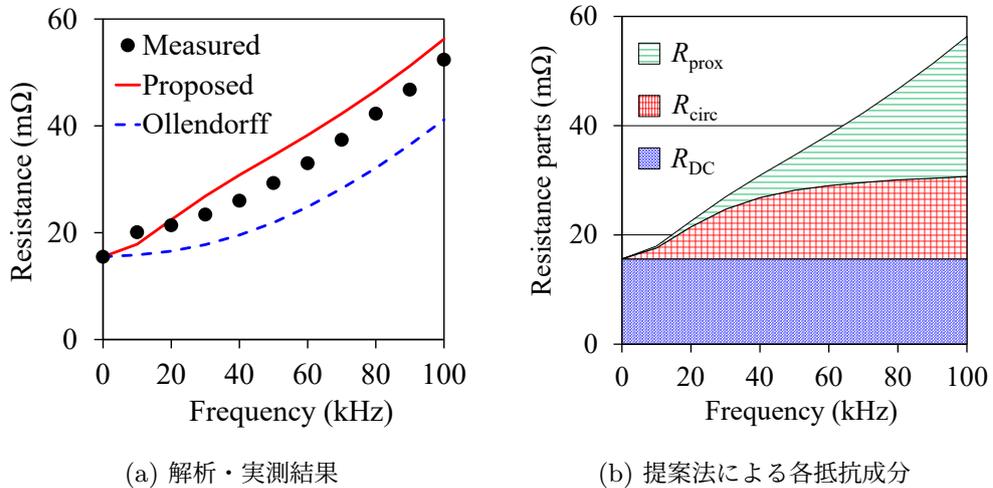


図 5.14: 2本の並列リッツ線を持つリアクトルの交流抵抗 ©2021 IEEE

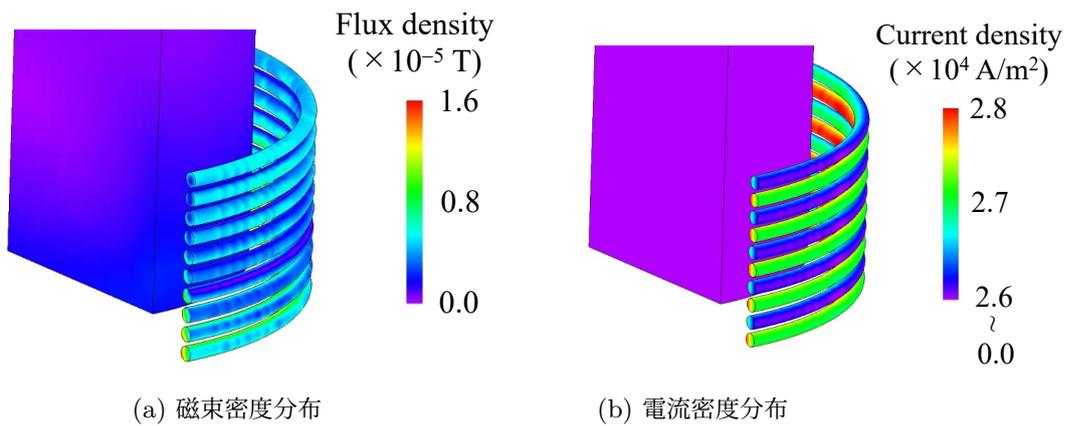


図 5.15: 2本の並列リッツ線を持つリアクトルの磁束密度・電流密度分布 (周波数: 100 kHz, 入力電圧: 1 V) ©2021 IEEE

5.5.2 14本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトル

実際上の問題に近いモデルに対する提案法の有効性を検証するため、図 5.16 に示す 14本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの周波数特性解析を行う。このリアクトルを構成するリッツ線の全素線本数は $7 \times 14 = 980$ 本となるため、素線 1 本 1 本をモデリングする従来の有限要素解析で、実用的な時間内に特性解析を行うのは困難となる。図 5.17 には図 5.16 に対する解析モデルとそれを有限要素分割したモデルをそれぞれ示す。各レイヤーは 7 本のリッツ線から構成され、それを 2 層構造としたものをコイル 1 ターンとみなす。ここで、並列化されている各リッツ線同士はリアクトル内で撚られていないため、図 5.3c に示すリッツ線間の循環電流が流れ得る。本解析モデルを等価回路で表すと図 5.18 となる。2 本の並列リッツ線モデルと同様の計算環境で図 5.17b に示す有限要素モデルを解析した場合、一つの周波数サンプリング点を解析するのに約 90 秒を要する。

提案法と従来法により得られた周波数特性の比較結果と、提案法による周波数特性を成分ごとに分離した結果を図 5.19 に示す。図 5.19a に示す通り、従来の均質化解析による結果は循環電流を考慮していないため、2 本並列の場合と同様に交流抵抗を過小評価している。対して、提案法による交流抵抗は実測に対し $10 \text{ m}\Omega$ 以内の誤差で解析できている。なお、 $20 \text{ kHz} \sim 70 \text{ kHz}$ 付近で提案法による解析値と測定値の差が開いているが、これは図 5.17a に示すコイル巻線をエアギャップに対し平行近似したためと推察される。言い換えると、実機はコイル巻線がエアギャップに対し斜めに巻かれるため、解析モデルと実機の間鎖交磁束の差を生じ、それが交流抵抗の差になっていると考えられる。一般に、実機同士でもエアギャップ近傍の巻線に対する鎖交磁束は完全に同様とはならないため、平均的な特性を知る上では今回の解析モデルで問題ないと思われる。図 5.19b に示す交流抵抗の各成分は、低周波領域で循環電流による抵抗 R_{circ} が支配的となっており、高周波領域で近接効果による抵抗 R_{prox} が増加していると分かる。図 5.20 には 14 本の並列リッツ線を持つリアクトルの磁束密度分布と電流密度分布を示す。エアギャップ付近でリッツ線に鎖交する磁束を相殺するよう、各リッツ線間に循環電流が流れ、電流密度分布に大きな差を生じていることが確認できる。以上より、リッツ線の近接効果と循環電流を同時に考慮した均質化解析を実現できる提案法は、交流特性の解析精度向上と計算時間短縮に有効と結論できる。

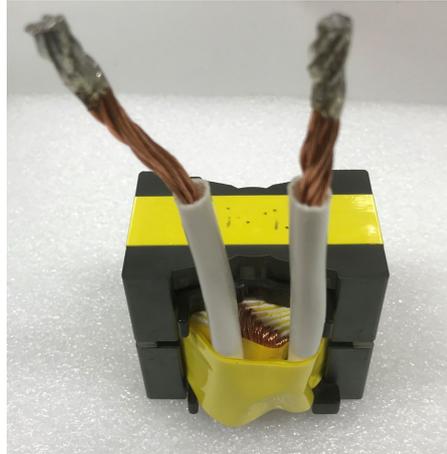
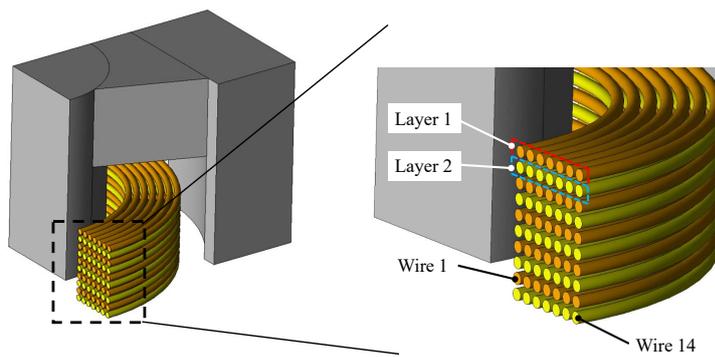
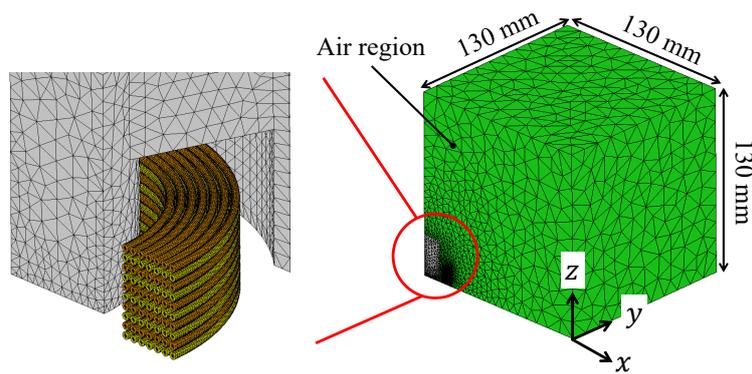


図 5.16: 14本の並列リッツ線から構成される10ターンの高周波リアクトル ©2021 IEEE



(a) 解析モデル (1/8モデル)



(b) 有限要素モデル (要素数: 804,020)

図 5.17: 14本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの解析・有限要素モデル ©2021 IEEE

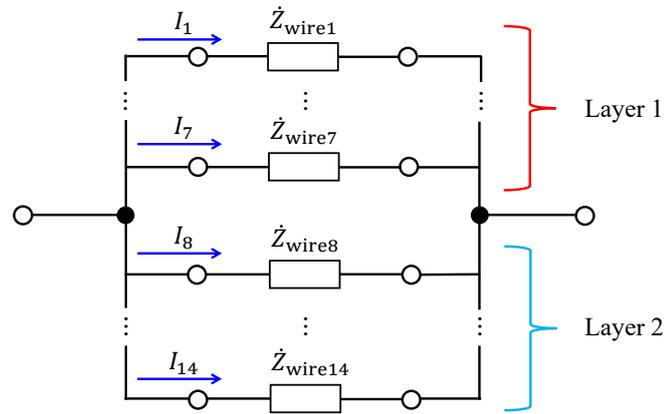
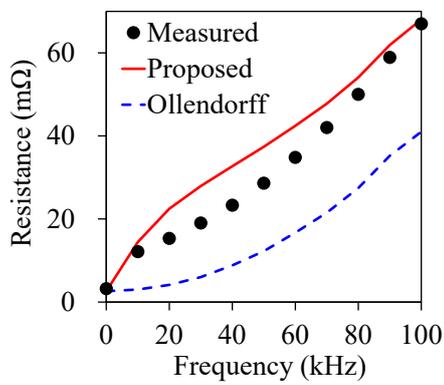
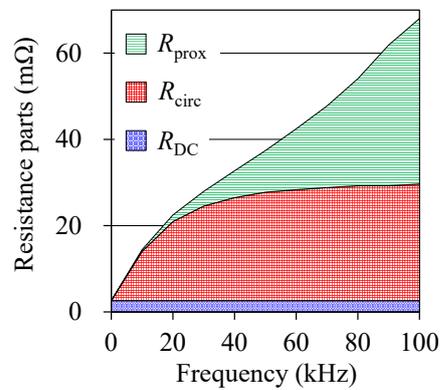


図 5.18: 14本の並列リッツ線から構成される高周波リアクトルの等価回路 ©2021 IEEE

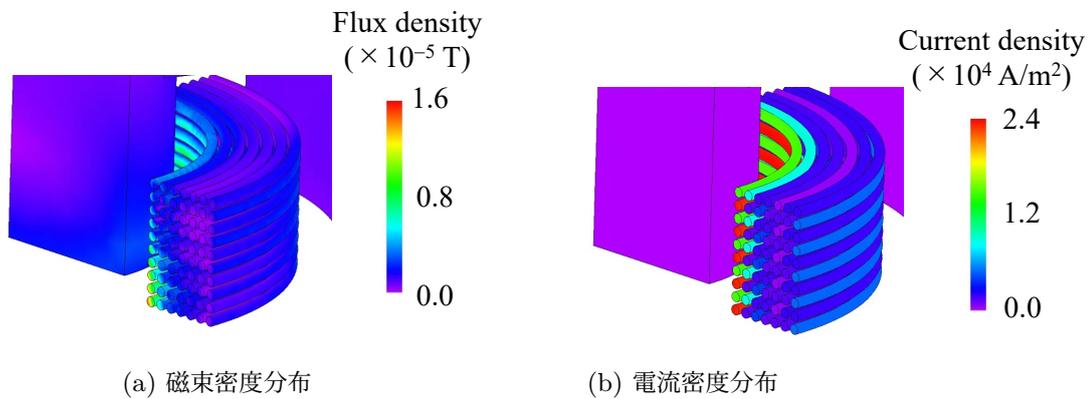


(a) 解析・実測結果



(b) 提案法による各抵抗成分

図 5.19: 14本の並列リッツ線を持つリアクトルの交流抵抗 ©2021 IEEE



(a) 磁束密度分布

(b) 電流密度分布

図 5.20: 14本の並列リッツ線を持つリアクトルの磁束密度・電流密度分布 (周波数: 100 kHz, 入力電圧: 1 V) ©2021 IEEE

5.6 リッツ線における循環電流損失の発生要因と周波数特性

5.6.1 循環電流損失の発生要因

前節まで、リッツ線の循環電流を考慮すべき状況について議論してきたが、循環電流の発生は磁場の空間分布とリッツ線における撚りピッチとの関係で決定される。ここでは、図 5.21 に示す2本（実線および点線）の平行線および撚り線と、磁場分布の関係から、リッツ線における循環電流の発生要因について定性的に議論する。なお、図 5.21 に示す2本の平行線および撚り線はリッツ線同様、端子で電氣的に短絡されているものとする。

図 5.21a に示す平行線に対して時間変化する外部磁場が紙面上向き方向に鎖交する場合、ファラデーの法則に従い誘導起電力 e が導線に沿って図のように発生する。この場合、外部磁場による鎖交磁束 Φ を相殺するように、循環電流 I_{circ} が平行線内を流れる。この平行線に対し、磁場の空間分布に対して十分に小さいピッチで撚られている図 5.21b の撚り線は、ノイズ対策に用いられるツイストペアケーブルでよく知られているように循環電流が相殺される。その理由は、各ループに発生する誘導起電力の大きさがほぼ等しくなる ($e'' \approx e' \approx e$) と同時に、誘導起電力の向きが互いに逆向きになることによる。もし、リッツ線が図 5.21b のように理想的に撚られているならば、循環電流損失は一切発生しないと考えることができるので、素線間に生じる近接効果損失のみ考えればよい。しかし、磁場の空間分布に対して大きいピッチで撚られている図 5.21c の撚り線は、各ループに生じる誘導起電力がバランスしないため、撚られていても循環電流 I_{circ} が流れることになる。

本章において検討した問題の内、5.4 節で示した結果は図 5.21b の状況を仮定できるため、循環電流を無視した従来の均質化解析結果と実測がよく一致したと考えられる。対して、5.5 節で示した結果は、各リッツ線単体で見ると図 5.21b の状況を仮定できるが、並列化されたリッツ線同士は図 5.21a の状況となっているため、循環電流がリッツ線間に流れる。今回は、図 5.21c に示す状況を検討しなかったが、図 5.21c は撚りの効果による循環電流の緩和が少なからず存在すると考えられるので、撚りピッチによる循環電流の変化を考慮できるよう提案法を拡張する必要がある。

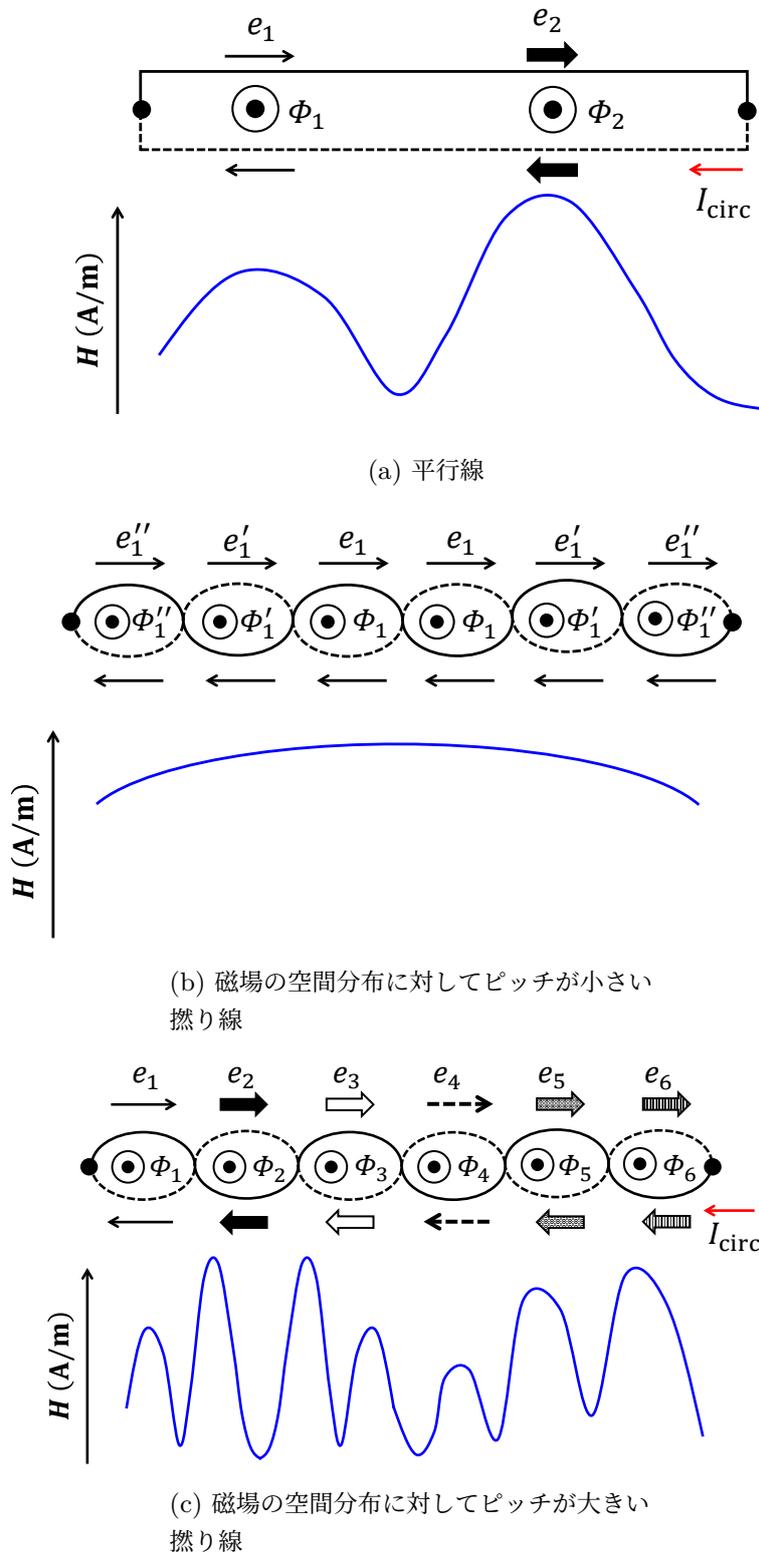


図 5.21: 各磁場分布に対する平行線と撚り線 ©2021 IEEE

5.6.2 循環電流損失の周波数特性

図 5.14b および図 5.19b で示した通り，循環電流損失は高周波領域において飽和特性を有している．ここではその理由を，図 5.22 に示す2本の平行導線から考える．磁気結合している2本の導体に対して回路方程式を立てると，

$$(R_1 + j\omega L_1)I_1 + j\omega MI_2 = V_1 \quad (5.6a)$$

$$(R_2 + j\omega L_2)I_2 + j\omega MI_1 = V_2 \quad (5.6b)$$

が与えられる．ここで， I_i ， V_i ， R_i ， L_i ($i = 1, 2$)， M は各導体の，回路電流，回路電圧，直流抵抗，自己インダクタンスおよび，相互インダクタンスを表す．2本の平行導体が端子で電氣的に短絡されている場合，5.6式は次のように書き直すことができる．

$$\{R_1 + j\omega(L_1 - M)\}I_1 = \{R_2 + j\omega(L_2 - M)\}I_2 \quad (5.7)$$

5.7式から，導体の電流比 κ は次式で記述できる．

$$\kappa = \frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2 + j\omega(L_2 - M)}{R_1 + j\omega(L_1 - M)} \quad (5.8)$$

2本の平行導体の自己インダクタンスが理想的に等しい場合 ($L_1 = L_2$)，5.8式の電流比は周波数によらず一定値となる．すなわち，導体間に電磁誘導による循環電流が流れないことを意味する．一方，図 5.23 のように磁気コアなどによって鎖交磁束が変化する場合，各導体は異なる自己インダクタンス ($L_1 \neq L_2$) となる．この場合，5.8式より I_1 と I_2 の間に位相差が生じるので，循環電流が導体間に流れることになる．これら導体間の自己インダクタンスの差と電流比 κ の関係を，図 5.24 に示す6ターンの簡易インダクタ（素線半径：0.15 mm，磁気コア比透磁率：1000）を例に示す．図 5.25 に示す各インダクタの磁束密度分布において，磁気コアがあるインダクタは空気ギャップ周辺の漏れ磁束により，その分布が不均一になっていることが確認できる．したがって，各導体の自己インダクタンスに差を生じるので，図 5.26 に示す通り循環電流による電流比を周波数に依存し生じる．

最初の目的である循環電流損失の周波数に対する飽和特性を，5.8式に対する極限を取ることにより，次式として得る．

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \kappa = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{R_2 + j\omega(L_2 - M)}{R_1 + j\omega(L_1 - M)} = \frac{L_2 - M}{L_1 - M} \quad (5.9)$$

5.9式より電流比 κ は定数に収束している．これより，図 5.14b および図 5.19b において観測される循環電流損失の飽和特性を説明できる．

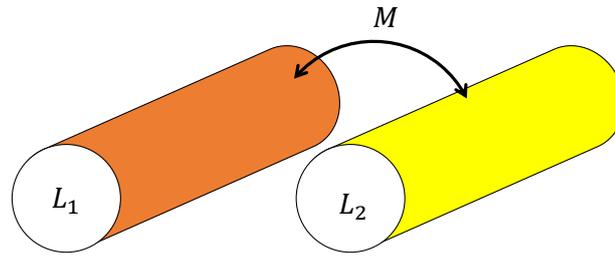


図 5.22: 2本の平行導線 ©2021 IEEE

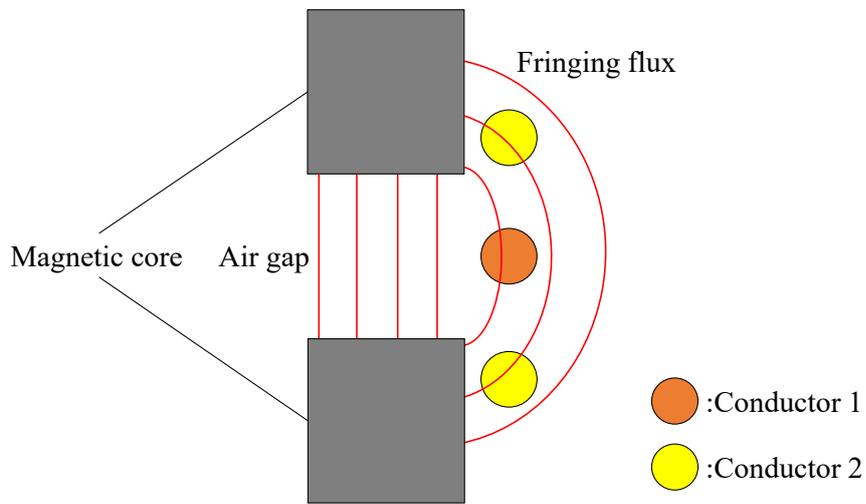


図 5.23: 磁気コアがある場合の平行導線周りの磁場分布 ©2021 IEEE

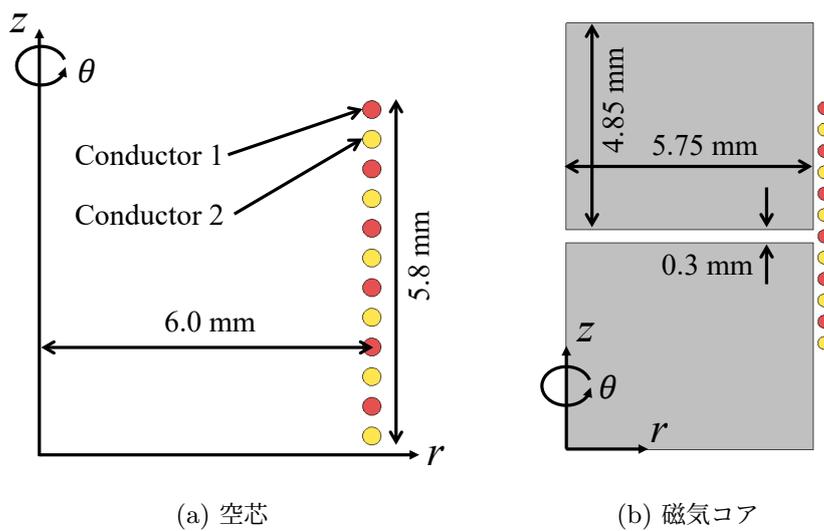


図 5.24: 2本の平行導体からなる6ターンの簡易インダクタ ©2021 IEEE

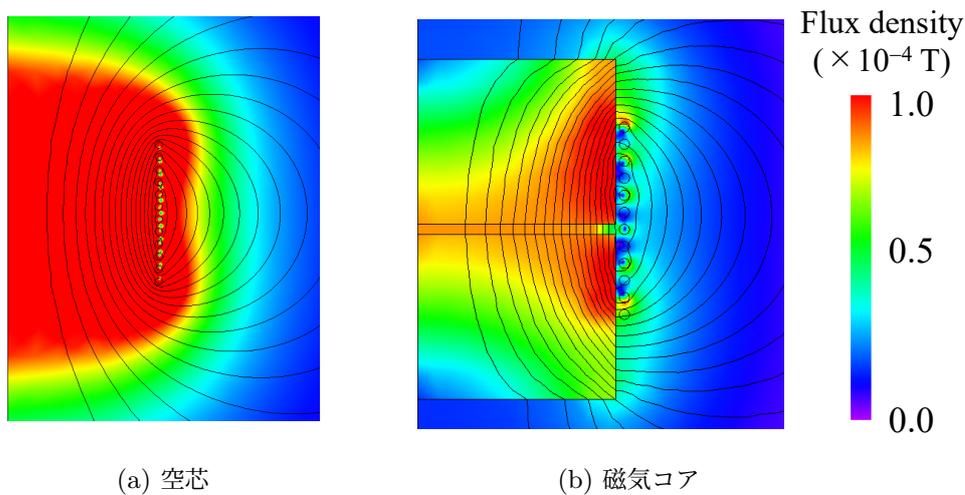


図 5.25: 100 kHz における磁束密度分布 (入力電圧: 1 V) ©2021 IEEE

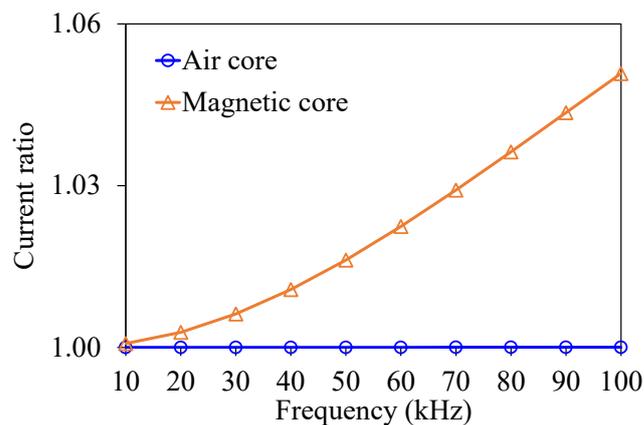


図 5.26: 6 ターンの簡易インダクタの電流比 κ ©2021 IEEE

5.7 第5章のまとめ

本章では、リッツ線に生じる近接効果損失と循環電流損失を同時に考慮可能な、新しい3次元均質化解析法を提案した。提案法では近接効果損失を複素透磁率によって評価し、循環電流損失を回路方程式によって評価する。提案法はリッツ線を構成する素線1本1本をモデリングする必要が無いので、リッツ線における交流損失の計算時間を大幅に短縮できる。

リッツ線の循環電流による損失への影響を検討するため、まず始めに空芯のスパイラルコイルとソレノイドコイルを評価した。これらコイルに関しては近接効果損失に対し、素線間や素線束間の循環電流損失が十分に小さいことを示した。これは、磁場の空間分布に対しリッツ線の撚りピッチが小さい場合、リッツ線内の循環電流が相殺されることを意味する。

次に、より現実的なモデルとして、複数のリッツ線により並列化された磁気コアを有するリアクトルについて検討を行った。本モデルは前述のモデルと異なり、空気ギャップに生じる漏れ磁束がリッツ線に対し局所的に鎖交するので、リッツ線間に無視できない循環電流損失が発生することを示した。この循環電流が流れるモデルの提案法による解析値は、実測値とよく一致することも合わせて示した。

今回の提案法は、リッツ線の撚りピッチが磁場の空間分布に対し小さいことを前提としている。したがって、リッツ線の撚りピッチが磁場の空間分布に対し大きい場合における、リッツ線の循環電流損失をも評価可能な手法の検討が今後の課題として残されている。

第 6 章

測定データに基づく電気機器の 等価回路合成法

6.1 はじめに

パワー半導体素子の高性能化に伴い，トランスやモータなどの駆動周波数は高周波化されている．これにより，古典的な電気機器の理論で考慮されている抵抗およびインダクタンス成分のみならず，表皮・近接効果による渦電流損失の考慮も機器設計において重要となっている．第 5 章において述べた通り，従来の渦電流場に対する有限要素解析は表皮厚さ以下の微細な要素分割を必要とするため，解析に非常に長大な時間を要する．ゆえに，有限要素解析を用いずに，渦電流解析を高速化する手法の開発が望まれていた．

上記解析実現のため近年，渦電流による効果を等価回路モデルにより扱う手法が提案されている．例として，準静 Maxwell 方程式から解析的に電磁鋼板の Cauer 型等価回路を導く方法や [48]-[50]，モデル縮約法により有限要素方程式から Foster 型等価回路を導く方法が挙げられる [51]-[52]．また，Foster 型等価回路を有理多項式を通じて，Cauer 型等価回路に変換する手法も検討されている [53]．さらに，モデル縮約法を用いず，2次元および3次元の有限要素方程式から直接 Cauer 型等価回路を導く手法も提案されている [54]-[55]．上記はいずれも，渦電流を考慮した電気機器の幅広いモデル化に Cauer 型等価回路が有効である事を意味している．実際，永久磁石モータや誘導モータ，電気化学反応のモデル化において，Cauer 型等価回路の有効性が既に示されている [56]-[58]．一度 Cauer 型等価回路による電気機器のモデル化が実現できれば，計算負荷が特に大きい渦電流場の時間領域解析を，SPICE を始めとする回路シミュレータにより高速に実現することが可能となる．

Cauer 回路の回路パラメータを同定する手法として，曲線フィッティングを用いる手法も提案されている．曲線フィッティングでは対象とする周波数範囲において，回路の入力インピーダンスと機器の周波数サンプリング特性の二乗誤差の総和が最小化されるように，各回路パラメータが決定される．曲線フィッティングのため用いられる最適化法として，様々な問題に対するロバスト性から，遺伝的アルゴリズム (GA) を始めとする確率論的手法が広く採用されて

いる [59]-[63]. 実際, GA を用いて同定された回路の周波数特性は, 機器特性を模擬するのに十分な効果があることが示されている. この曲線フィッティングを用いる手法の利点は, 前述の有限要素方程式を用いる解析的な手法に対し, 機器の入力インピーダンス測定値以外に要求されない点にある. これは, 機器の材料特性が事前に明らかでない場合や, 圧粉磁芯などのように微細構造を有する場合など, 有限要素方程式の算出が困難な状況において特に効果を発揮する. 一方, 最適化に GA などの確率論的手法を用いる問題点として, 設定しなければならないハイパラメータが複数存在する問題や, 計算コストが前述の解析的手法に比べて相対的に増大してしまう問題が挙げられる. 特に, 計算コスト増大の問題は, 等価回路による解析時間短縮のボトルネックとなってしまう.

確率論的手法とは対照に, 決定論的手法である感度解析によって回路を設計する手法が古くから提案されている [65]-[72]. 決定論的手法は確率論的手法に対し, 単純かつ計算コストが非常に小さいという利点を有する. 決定論的手法の中でも特に, 随伴変数法 (AVM) を用いる方法は直接に回路方程式の感度を計算できるため, 現在に至るまで広く回路設計に応用されている [68]-[72]. しかしながら, 随伴変数法を用いて回路パラメータを曲線フィッティングにより同定する手法はほとんど検討されておらず, Cauer 回路に対する手法は先行研究において未だ検討されていなかった.

本章では, 電気機器の渦電流解析に広く有効な Cauer 回路の回路パラメータを, 機器の周波数サンプリング特性から随伴変数法を用いて高速に同定する手法を提案する. 著者らの提案法に関して以下の通り述べる. 6.2 節においてまず, 準静 Maxwell 方程式の Cauer 回路表現を導く. 6.3 節では提案する等価回路合成法について述べる. 6.4 節では簡易インダクタモデルに対する Cauer 回路の合成を遺伝的アルゴリズムと随伴変数法によって行い, 得られる回路パラメータおよび周波数特性の違いについて数値的に比較検討を行う. 6.5 節では実際のリアクトルとパワーインダクタに対する回路合成を随伴変数法により行い, 実機に対する提案法の有効性について検討を行う. 最後に, 6.6 節で本章における内容をまとめる.

6.2 準静 Maxwell 方程式の Cauer 回路表現

図 6.1 に示す Cauer 回路を準静 Maxwell 方程式より導き, 両者の関係を明らかにする. 周波数領域において, 準静 Maxwell 方程式は

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) + j\omega \sigma (\mathbf{A} + \text{grad} \varphi) = \mathbf{J} \quad (6.1a)$$

$$\text{div}\{j\omega \sigma (\mathbf{A} + \text{grad} \varphi)\} = 0 \quad (6.1b)$$

により表される. ここで, \mathbf{A} , φ , ν , \mathbf{j} , ω , σ , \mathbf{J} はそれぞれ, 磁気ベクトルポテンシャル, 電気スカラーポテンシャル, 磁気抵抗率, 虚数単位, 角周波数, 導電率, 電流密度を表す. Galerkin 法を 6.1 式に適用することで, 離散化された有限要素方程式

$$\begin{aligned} \sum_j A_j \left[\int_{\Omega} \text{rot} N_i \cdot \nu \text{rot} N_j d\Omega + j\omega\sigma \int_{\Omega} N_i \cdot N_j d\Omega \right] \\ + j\omega\sigma \sum_k \varphi_k \int_{\Omega} N_i \cdot \text{grad} N_k d\Omega = I \int_{\Omega} N_i \cdot \mathbf{j}_0 d\Omega \end{aligned} \quad (6.2a)$$

$$j\omega\sigma \sum_j A_j \int_{\Omega} N_j \cdot \text{grad} N_u d\Omega + j\omega\sigma \sum_k \varphi_k \int_{\Omega} \text{grad} N_k \cdot \text{grad} N_u d\Omega = 0 \quad (6.2b)$$

を得る。ここで、 N_i , N_j , I , \mathbf{j}_0 はそれぞれ、ベクトル補間関数、スカラー補間関数、電流、単位電流密度を表す。外部回路との連成を仮定すると、次の回路方程式が得られる。

$$V = R_0 I + j\omega(L_0 I + \phi) \quad (6.3)$$

ここで、 R_0 , L_0 , V , ϕ はそれぞれ、外部回路の抵抗とインダクタンス、入力電圧、有限要素領域の鎖交磁束を表し、 $\phi = \sum_j A_j \int_{\Omega} N_j \cdot \mathbf{j}_0 d\Omega$ である。6.2 式と 6.3 式を行列形式で書き表すと、

$$Kz + j\omega Nz = Vb \quad (6.4)$$

ここで、 $K, N \in \mathbb{R}^{m \times m}$, $z \in \mathbb{C}^m$, $b = [0, 0, \dots, 1]^t \in \mathbb{R}^m$ であり、 m は 6.2 式と 6.3 式の自由度を表す。加えて、6.4 式を解いた結果得られる回路電流は、

$$I = b^t z \quad (6.5)$$

より得られる。アドミタンス $Y(\omega)$ に対応する伝達関数を得るため、モデル縮約法を 6.4 式に適用し [51]-[52]、次式を得る。

$$Y(\omega) = \frac{\beta_0 + \beta_1(j\omega) + \beta_2(j\omega)^2 + \dots}{\alpha_0 + \alpha_1(j\omega) + \alpha_2(j\omega)^2 + \dots} \quad (6.6)$$

Euclid の互除法を 6.6 式に適用することで、次の連分数形式

$$Z(\omega) = \frac{1}{Y(\omega)} = R_{\text{DC}} + \frac{1}{\frac{1}{j\omega L_1} + \frac{1}{R_1 + \frac{1}{\frac{1}{j\omega L_2} + \dots}}} \quad (6.7)$$

を得る [52]。6.7 式は図 6.1 に示す Cauer 回路の入力インピーダンスに対応していると分かる。これより、準静 Maxwell 方程式に支配される場の入出力関係は、Cauer 回路によって近似できる。

Cauer 回路の特徴は各回路素子に物理的意味を付与できることにある。例えば周波数が十分低い場合において $j\omega L_1$ は非常に小さな値となり、回路電流の大半は L_1 を通過することになる。これは、 R_{DC} および L_1 が直流抵抗と直流インダクタンスに対応することを意味する。一方、周波数が高くなると渦電流損失および渦電流による反磁界を生じるが、これらは後段の R_k ($k \geq 1$) および L_k ($k \geq 2$) によってそれぞれ表現される。

本研究の最終目標は冒頭で述べた通り、測定された周波数サンプリングデータから Cauer 回路を合成することにある。これは、材料特性が事前に明らかでない電気機器の回路合成や、リッツ線・圧粉磁芯のように微細構造を有する機器の回路合成において特に有効となる。

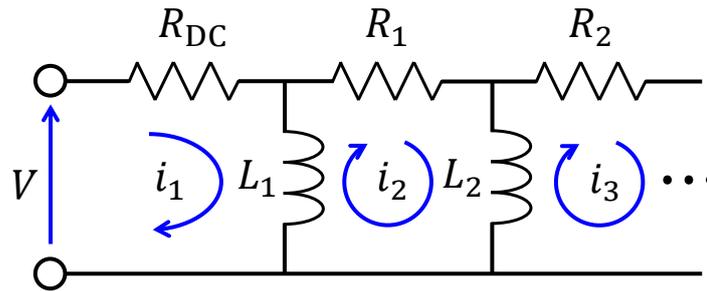


図 6.1: Cauer 型等価回路 ©2020 IEEE

6.3 等価回路合成法

回路段数 P 段の Cauer 回路に対する回路パラメータ $\mathbf{x} = [R_1, R_2, \dots, R_{P-1}, X_1, X_2, \dots, X_P]^t \in \mathbb{R}^{2P-1}$ を決定するため、次の最適化問題を考える。

$$\begin{aligned} \min F(\mathbf{x}), \quad F(\mathbf{x}) &= \sum_{q=1}^{N_S} |Z(\mathbf{x}, R_{DC}, \omega_q) - Z_S(\omega_q)|^2 \\ \text{sub. to } R_k &\geq 0, \quad L_k \geq 0 \quad (k = 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (6.8)$$

ここで、 N_S , ω_q , $Z(\mathbf{x}, R_{DC}, \omega_q)$, $Z_S(\omega_q)$ はそれぞれ、周波数サンプリング点数、 q 番目の角周波数、Cauer 回路の入力インピーダンス、実測等によりサンプリングされた機器のインピーダンスを表す。加えて、回路パラメータにおけるリアクタンス X_k は最大サンプリング周波数 ω_0 を用いて、 $X_k = \omega_0 L_k$ と与えられる。また、Cauer 回路の回路方程式を考えると

$$Z(\omega)\mathbf{i} = \mathbf{v} \quad (6.9a)$$

$$Z_{kl}(\omega) = \begin{cases} -j\frac{\omega}{\omega_0}X_{l-1} & (k = l-1) \\ R_{l-1} + j\frac{\omega}{\omega_0}(X_{l-1} + X_l) & (k = l) \\ -j\frac{\omega}{\omega_0}X_l & (k = l+1) \end{cases} \quad (6.9b)$$

$$\mathbf{v} = [V, 0, 0, \dots, 0]^t \quad (6.9c)$$

となる。ここで、 $k = l = 1$ の時、 $R_{l-1} = R_{DC}$ となる。6.8式の各回路パラメータに対する感度 $\partial F(\mathbf{x})/\partial x_n$ ($n = 1, 2, \dots, 2P-1$)を求めることで、目的関数を最小化する回路パラメータを決定できる。しかし、高々数段のCauer回路に対する感度解析であったとしても、それを直接計算するのは難しい。そこで、随伴変数法を適用することにより、元の最適化問題を、次の修正された目的関数 $\bar{F}(\mathbf{x})$ の最小化問題に置き換える。

$$\begin{aligned} \min \bar{F}(\mathbf{x}), \quad \bar{F}(\mathbf{x}) &= F(\mathbf{x}) + \sum_{q=1}^{N_S} \Phi_q^t (Z(\omega_q)\mathbf{i}_q - \mathbf{v}) \\ \text{sub. to } R_k &\geq 0, \quad L_k \geq 0 \quad (k = 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (6.10)$$

ここで、 $\Phi_q^t \in \mathbb{C}^P$ は随伴変数である。電流 \mathbf{i}_q が6.9a式に対する良い近似解となっているならば、 $\bar{F}(\mathbf{x}) \approx F(\mathbf{x})$ となる。 n 番目の回路パラメータ x_n より修正された目的関数 $\bar{F}(\mathbf{x})$ の感度を求めると、

$$\frac{\partial \bar{F}(\mathbf{x})}{\partial x_n} = \sum_{q=1}^{N_S} \left[\Phi_q^t \frac{\partial Z(\omega_q)}{\partial x_n} \mathbf{i}_q + \left\{ Z(\omega_q)\Phi_q + \frac{\partial F(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{i}_q} \right\}^t \frac{\partial \mathbf{i}_q}{\partial x_n} \right] \quad (6.11)$$

となる。ここで、電流 \mathbf{i}_q は回路パラメータ x_n の陰関数であると仮定している。6.11式右辺第二項の計算は困難であるため、次の随伴方程式を考える。

$$Z(\omega_q)\Phi_q = -\frac{\partial F(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{i}_q}, \quad q = 1, 2, \dots, N_S \quad (6.12)$$

一般に、6.12式より得られる随伴変数 Φ_q を6.11式に代入することで右辺第二項が消去され、修正された目的関数 $\bar{F}(\mathbf{x})$ の感度を計算できる。しかし、今回扱う最適化問題は複素数となり得る電流 \mathbf{i}_q に対し、目的関数 $F(\mathbf{x})$ が以下に示すCauchy-Riemannの関係式を満足し得ないので、6.12式の右辺を計算できない問題を生じる。

$$\frac{\partial F^r(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{i}_q^r} = \frac{\partial F^i(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{i}_q^i} \quad (6.13a)$$

$$\frac{\partial F^r(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{i}_q^i} = -\frac{\partial F^i(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{i}_q^r} \quad (6.13b)$$

ここで、添え字 r と i は実部と虚部を表している。この問題解決のため、本研究においては複素随伴変数法を用いて、6.12 式を次のように修正する [71]-[72]。

$$Z(\omega_q)\Phi_q = \frac{\partial F(\mathbf{x})}{\partial i_q^r} - j \frac{\partial F(\mathbf{x})}{\partial i_q^i} \quad (6.14)$$

Cauer 回路の入力インピーダンスは $Z(\mathbf{x}, R_{DC}, \omega_q) = V/i_{1q}$ により評価できるので、6.14 式右辺の計算は1段目の回路電流 i_{1q} のみ考慮すればよい。回路パラメータ x_n による $\bar{F}(\mathbf{x})$ の感度を改めて求めると、

$$\frac{\partial \bar{F}(\mathbf{x})}{\partial x_n} = -\text{Re} \left(\sum_{q=1}^{N_S} i_q^t \frac{\partial Z(\omega_q)}{\partial x_n} \Phi_q \right) \quad (6.15)$$

となる [72]。上記に加えて、結果的に得られる全ての回路素子値が非負となるよう、制約を課すことを考える。拡大ラグランジュ関数法を用いて [73]、制約関数 $g_k(\mathbf{x})$, $k = 1, 2, \dots$ を次のように考慮する。

$$\begin{aligned} \min M(\mathbf{x}, \boldsymbol{\lambda}; r), \quad M(\mathbf{x}, \boldsymbol{\lambda}; r) = & F(\mathbf{x}) + \sum_{q=1}^{N_S} \Phi_q^t (Z(\omega_q) i_q - \mathbf{v}) \\ & + \frac{1}{4r} \sum_k \left[\{\min(0, 2rg_k(\mathbf{x}) + \lambda_k)\}^2 - (\lambda_k)^2 \right] \end{aligned} \quad (6.16)$$

ここで、 r , $\boldsymbol{\lambda}$ はペナルティ係数とラグランジュの未定乗数を表す。 $M(\mathbf{x}, \boldsymbol{\lambda}; r)$ に対する感度を求めると

$$\begin{aligned} \frac{\partial M(\mathbf{x}, \boldsymbol{\lambda}; r)}{\partial x_n} = & -\text{Re} \left(\sum_{q=1}^{N_S} i_q^t \frac{\partial Z(\omega_q)}{\partial x_n} \Phi_q \right) \\ & + \frac{1}{2r} \sum_k \left[\min(0, 2rg_k(\mathbf{x}) + \lambda_k) \min \left(0, 2r \frac{\partial g_k(\mathbf{x})}{\partial x_n} \right) \right] \end{aligned} \quad (6.17)$$

となる。6.17 式を用いて各回路パラメータを決定するため、本研究では準ニュートン法を採用した。上記回路合成のフローを図 6.2 にまとめる。

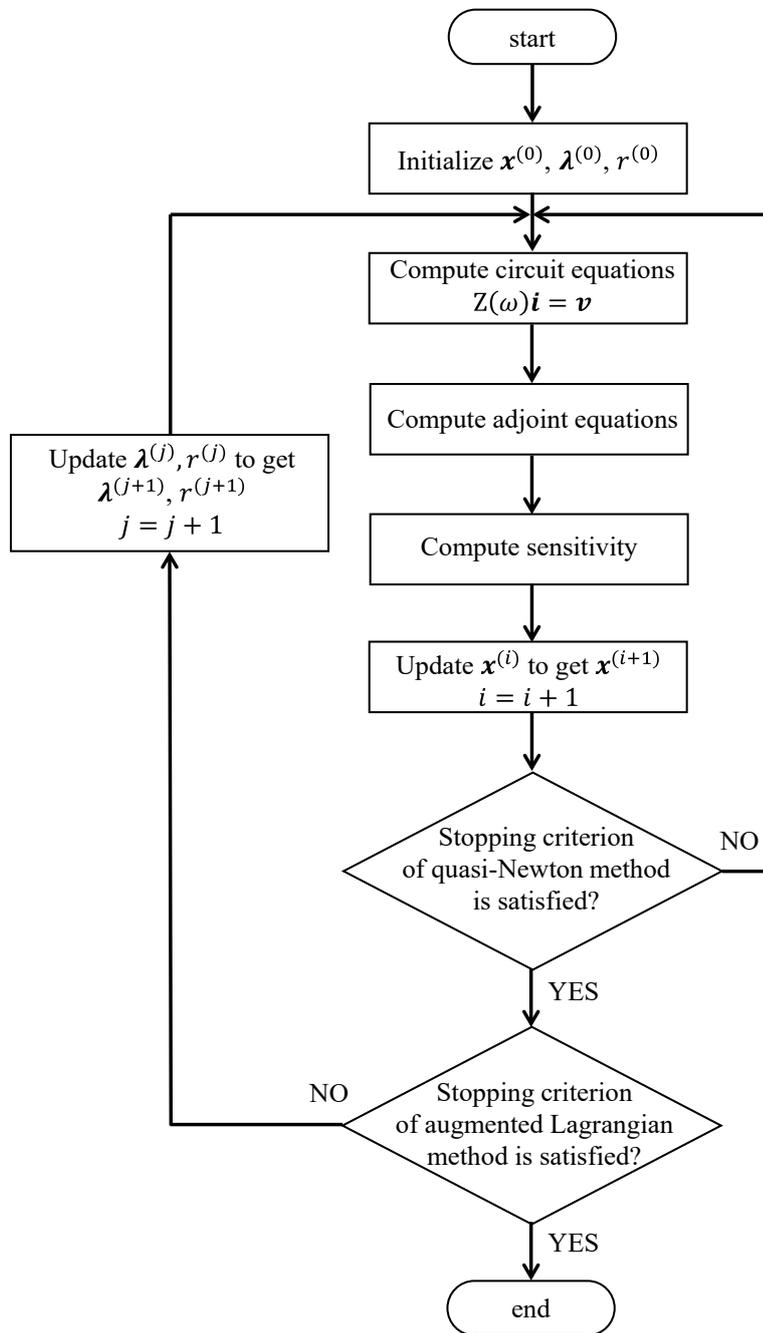


図 6.2: 回路合成のフローダイアグラム ©2020 IEEE

6.4 数値比較結果

提案法は様々な電気機器の等価回路合成に有効であるが、本節ではその検証のため、簡易インダクタモデルに対する等価回路を合成し、従来広く用いられている GA による結果と比較検討する。

6.4.1 周波数特性と回路パラメータ

ここでは、図 6.3 に示す 20 ターンの簡易インダクタモデルを考える。回路合成のため用いる周波数サンプリング値は、有限要素解析により取得した。表 6.1 と表 6.2 には、提案法と GA の最適化パラメータ設定をそれぞれ示す。これらのパラメータ設定の下で等価回路を合成し、回路の入力インピーダンスと周波数サンプリング値を比較した結果を図 6.4 に示す。提案法と GA 共に、2～6 段の Cauer 回路で曲線フィッティングを実施したが、両者とも対象とする周波数範囲においてサンプリング値に回路特性が良く一致していることが分かる。ここで、最大サンプリング周波数 200kHz における表皮厚さは素線半径 (0.15 mm) より大きいため、交流抵抗の増大は近接効果損による。

図 6.4 の特性比較では、提案法と GA による回路特性の違いを十分に検証できなかったため、図 6.5 において 4 段の Cauer 回路に対するフィッティング誤差を比較する。図より、提案法による回路のフィッティング誤差は GA による回路に対して 1/100 倍程度小さいことが分かる。これは、図 6.3 に示す単純なモデルにおいても、GA のフィッティング特性が十分になり得ないことを示唆している。

図 6.6 には提案法と GA による等価回路合成の収束履歴を示す。また、表 6.3 と 6.4 には各手法による回路パラメータの収束値をそれぞれ示す。ここで、 R_{DC} は図 6.3 に示すモデルの形状から、カーブフィッティングを用いずに事前計算した。図 6.6 から分かる通り、提案法の目的関数値は 4 段の Cauer 回路で約 5.0×10^{-10} まで減少しているのに対し、GA の目的関数値は 10,000 の進化計算を以てしても回路段数によらず 10^{-4} 程度に停滞している。加えて、GA による回路パラメータには確率的手法の性質から自然発生してしまう異常値 (e.g. $R_3 = 8.3 \times 10^{133} \Omega$) がいくつか含まれており、物理的には提案法による回路パラメータがより適切な値に収束していると分かる。

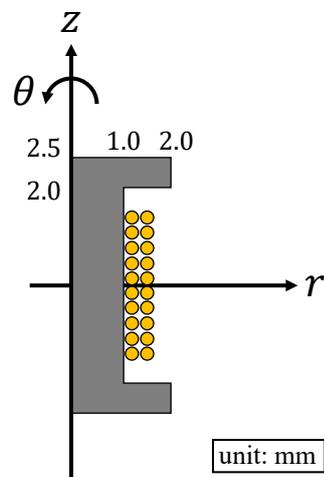


図 6.3: 20 ターン簡易インダクタモデル ©2020 IEEE
 (素線半径 : 0.15 mm, 磁気コアの比透磁率 : 1000, 素線の導電率 : 5.76×10^7 S/m)

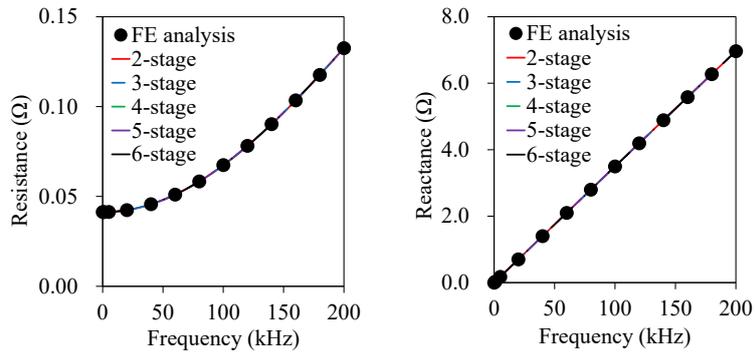
表 6.1: 提案法の最適化パラメータ ©2020 IEEE

Initial circuit parameter $x_n^{(0)}$	1.0 Ω
Initial multiplier value $\lambda_n^{(0)}$	0.0
Initial penalty parameter $r^{(0)}$	5.0
Stopping criterion of the quasi-Newton method	$\left \frac{\partial M(x, \lambda, r)}{\partial x} \right < 10^{-8}$
Stopping criterion of the augmented Lagrangian method	$ \min\{g(x), -\lambda/2r\} < 10^{-6}$

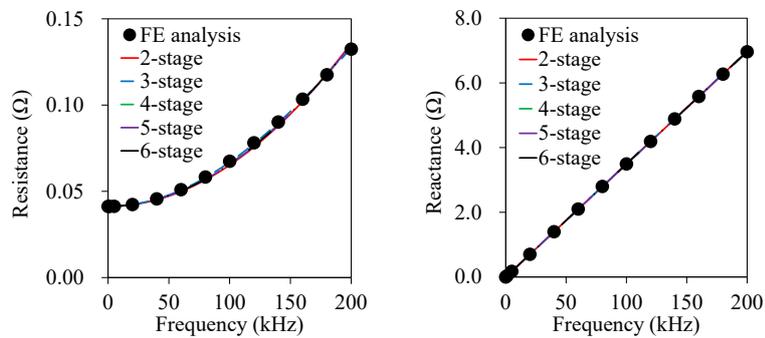
表 6.2: GA の最適化パラメータ ©2020 IEEE

Number of generations	10,000
Number of populations ¹	$50 \times (2P - 1)$

¹Note that P denotes the number of stages of the Cauer circuit.



(a) 提案法



(b) GA

図 6.4: 提案法と GA による回路周波数特性の比較結果 ©2020 IEEE

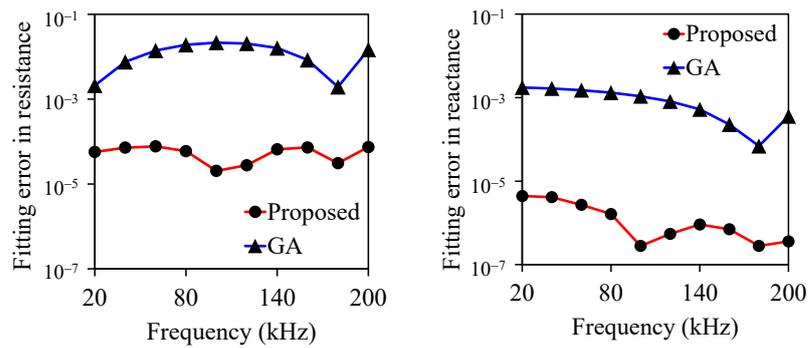


図 6.5: 4 段の Cauer 回路に対するフィッティング誤差 ©2020 IEEE

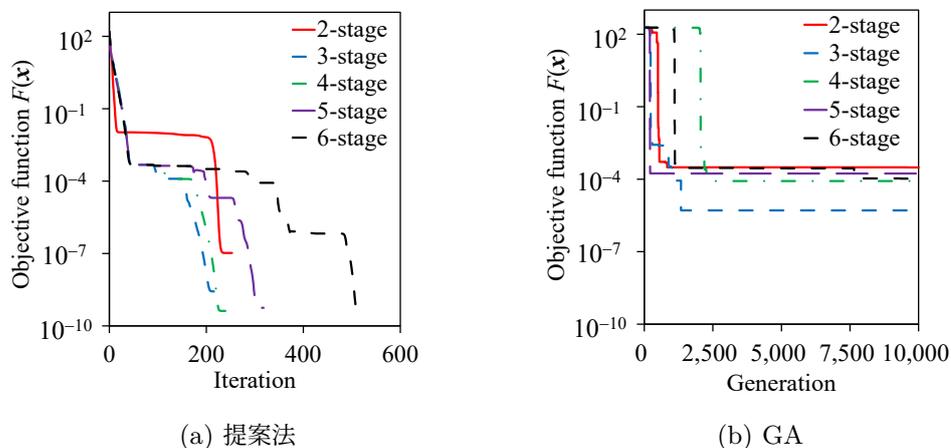


図 6.6: 提案法と GA による回路合成の収束特性 ©2020 IEEE

表 6.3: 提案法による回路パラメータ ©2020 IEEE

	NUMBER OF CIRCUIT STAGES				
	2	3	4	5	6
$R_{DC} (\Omega)$	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}
$R_1 (\Omega)$	4.49×10^2	4.45×10^2	4.45×10^2	4.46×10^2	4.46×10^2
$R_2 (\Omega)$		6.20×10^3	6.77×10^3	3.14×10^3	9.01×10^3
$R_3 (\Omega)$			1.23×10^3	6.02×10^3	1.03×10^4
$R_4 (\Omega)$				2.23×10^4	1.45×10^1
$R_5 (\Omega)$					6.78×10^{-4}
$L_1 (H)$	5.57×10^{-6}	5.57×10^{-6}	5.57×10^{-6}	5.57×10^{-6}	5.57×10^{-6}
$L_2 (H)$	1.53×10^{-4}	1.55×10^{-4}	1.54×10^{-4}	1.54×10^{-4}	1.53×10^{-4}
$L_3 (H)$		2.93×10^{-3}	6.61×10^{-2}	9.48×10^{-3}	4.02×10^{-4}
$L_4 (H)$			2.18×10^{-3}	2.72×10^{-5}	3.82×10^{-3}
$L_5 (H)$				6.45×10^{-7}	4.32×10^{-6}
$L_6 (H)$					7.44×10^{-5}

表 6.4: GA による回路パラメータ ©2020 IEEE

	NUMBER OF CIRCUIT STAGES				
	2	3	4	5	6
$R_{DC} (\Omega)$	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}	4.13×10^{-2}
$R_1 (\Omega)$	5.08×10^2	4.60×10^2	4.85×10^2	4.96×10^2	4.91×10^2
$R_2 (\Omega)$		2.61×10^0	4.48×10^3	2.04×10^3	8.34×10^4
$R_3 (\Omega)$			1.64×10^{18}	8.3×10^{133}	9.28×10^3
$R_4 (\Omega)$				1.3×10^{137}	9.06×10^4
$R_5 (\Omega)$					2.8×10^{150}
$L_1 (H)$	5.56×10^{-6}	5.57×10^{-6}	5.56×10^{-6}	5.56×10^{-6}	5.56×10^{-6}
$L_2 (H)$	4.45×10^{-5}	1.41×10^{-4}	1.01×10^{-4}	7.48×10^{-5}	9.35×10^{-5}
$L_3 (H)$		7.61×10^{-1}	2.8×10^{-15}	7.5×10^{-17}	7.1×10^{-12}
$L_4 (H)$			6.12×10^0	1.9×10^{117}	9.24×10^{-7}
$L_5 (H)$				8.1×10^{119}	4.0×10^{-12}
$L_6 (H)$					4.6×10^{140}

6.4.2 回路同定時の最適化パラメータ設定による影響

前項では表 6.1 と表 6.2 に示す最適化パラメータ設定の下、等価回路合成を実施した。しかし、提案法と GA による手法は共に、設定する最適化パラメータの初期値に応じて最終的に得られる結果が変化し得る。そこで、本項では各手法の初期値依存性について議論する。4 段の Cauer 回路に対して最適化パラメータの初期値を変更し、その収束履歴を比較した結果を図 6.7 および図 6.8 にそれぞれ示す。図 6.7 より、提案法は初期回路パラメータによらず目的関数値が約 5.0×10^{-7} まで低減していると分かる。一方、図 6.8 に示す GA の収束値は、初期値によらず約 10^{-4} で停滞してしまっている。GA はその集団数および世代数をさらに増やせば、収束値をより改善し得る。しかし、その計算時間は集団数および世代数に応じ増大するため、提案法による回路同定が精度および計算速度の観点から望ましいと言える。

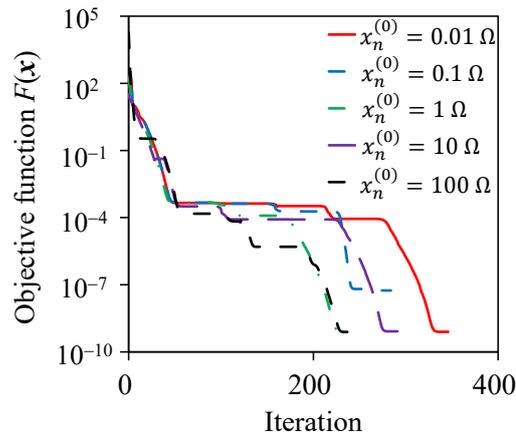


図 6.7: 提案法の各初期値に対する収束履歴 ©2020 IEEE

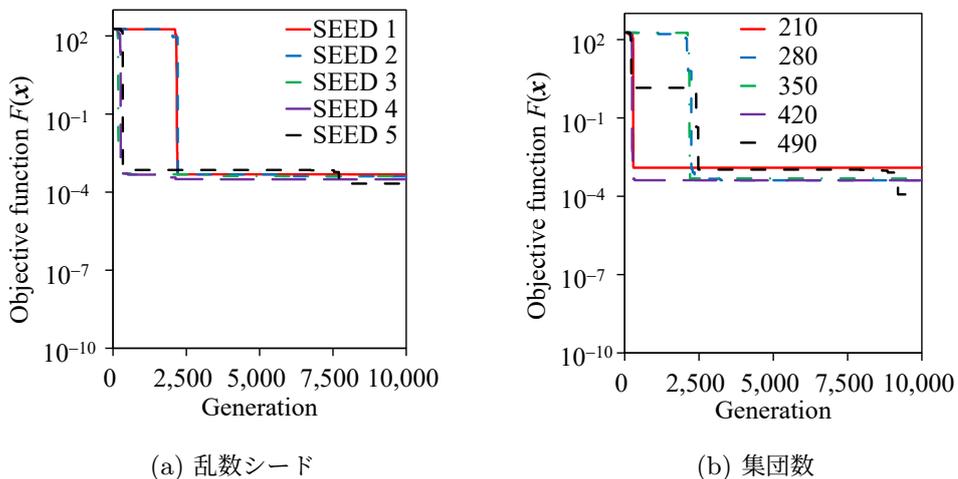
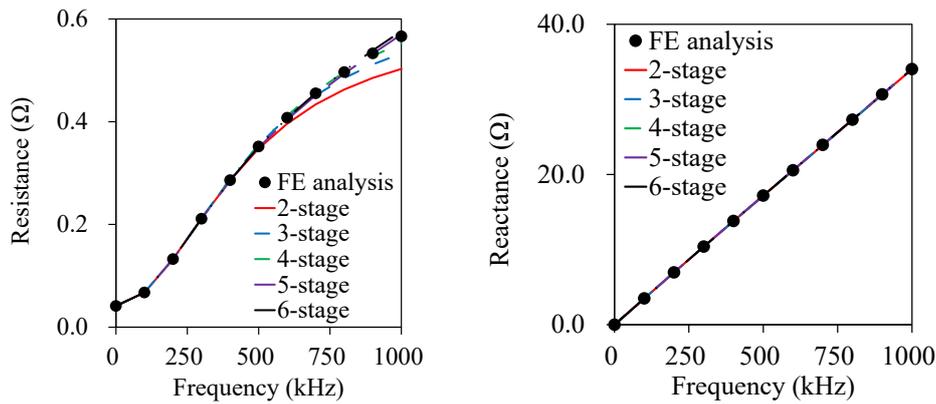


図 6.8: GA の各初期値に対する収束履歴 ©2020 IEEE

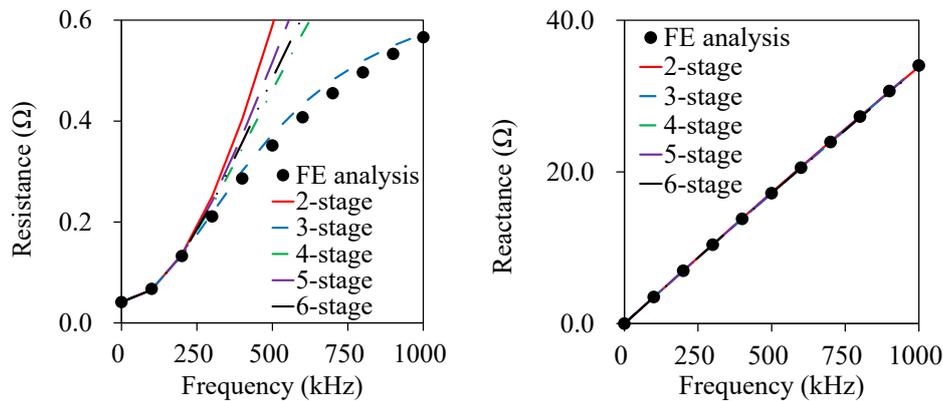
6.4.3 回路の外挿特性

ここまで、内挿範囲における等価回路の周波数特性を議論してきたが、実応用の観点では、高周波の外挿範囲まで回路解析できることが望ましい。そこで、本項では最大サンプリング周波数 (200 kHz) を超える高周波での外挿特性について議論する。図 6.9 に示すのは、200 kHz までのサンプリング周波数を用いて同定された等価回路の、高周波外挿特性である。なお、回路特性との比較のため、ここでは 200 kHz を超える高周波での有限要素解析の結果を参照値とする。提案法による等価回路は前述の通り、回路段数によらずフィッティング誤差が非常に小さいので、最大サンプリング周波数に対して 4～5 倍の高周波領域も精度良く外挿できて

いる。対して、GAによる等価回路は内挿範囲で精度を有する一方、外挿範囲では3段の場合を除き全く精度が得られていない。これは、GAによる手法のフィッティング誤差や回路パラメータの異常値の影響が、高周波の外挿範囲において強く表れることに起因する。したがって、今回検討した簡易インダクタモデルにおいては外挿特性を含め、提案法がより優れた結果に至ることを明らかとした。



(a) 提案法



(b) GA

図 6.9: 等価回路の高周波における外挿特性 ©2020 IEEE

6.5 実機との比較結果

本節では提案法を実際のリアクトルおよびパワーインダクタの回路合成に適用し、実験結果との比較によってその有効性を実証する。

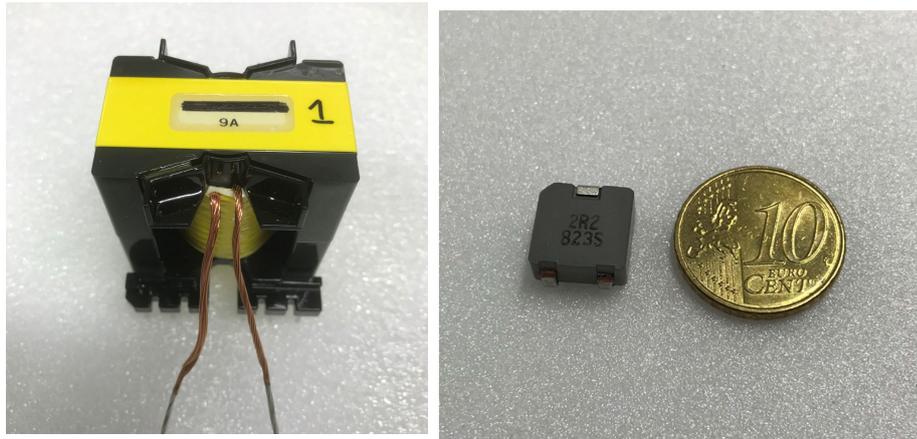
6.5.1 回路同定結果

図 6.10 に示すのは、実機検証のため使用した、10ターンのリッツ線により構成されるリアクトルとパワーインダクタ [74] である。表 6.5 にはリアクトルの仕様をまとめている。それぞれの周波数特性を LCR メータ (HIOKI IM3523) により測定し、その結果に基づいて得られた等価回路の周波数特性を図 6.11 に示す。交流抵抗とリアクタンスは共に、3段以上の Cauer 回路で測定された周波数特性に良く一致していると分かる。表 6.6 および表 6.7 には同定した各回路パラメータを、図 6.12 には回路同定における収束履歴をそれぞれ示す。表 6.6 に示すリアクトルの回路パラメータには負値が含まれているが、その値は他のパラメータに対し十分小さいため、数値計算上の誤差と考えられる。また、図 6.12 に示す収束履歴において、リアクトルの目的関数収束値がパワーインダクタの収束値に対して十分低減していないと分かる。これは、実測値に Cauer 回路で十分近似できない損失が含まれるためと考えられる。

上記において、リアクトルの収束値が十分に低減しなかった理由を改めて考察する。第 5 章において議論した通り、リッツ線は渦電流損失の他に、素線間を鎖交する磁束によって循環電流損失が発生する。そのため、リッツ線の損失は素線本数や撚りピッチを始めとする、様々な幾何パラメータの影響を強く受ける。一方、準静 Maxwell 方程式より導かれる Cauer 回路は、そのような幾何パラメータに起因する損失を事前に包含していない。そのため、今回のリッツ線を使用したインダクタのフィッティング誤差が、他のモデルに対し十分低減しなかったものと考えられる。

表 6.5: 10ターンのリアクトルの仕様 ©2020 IEEE

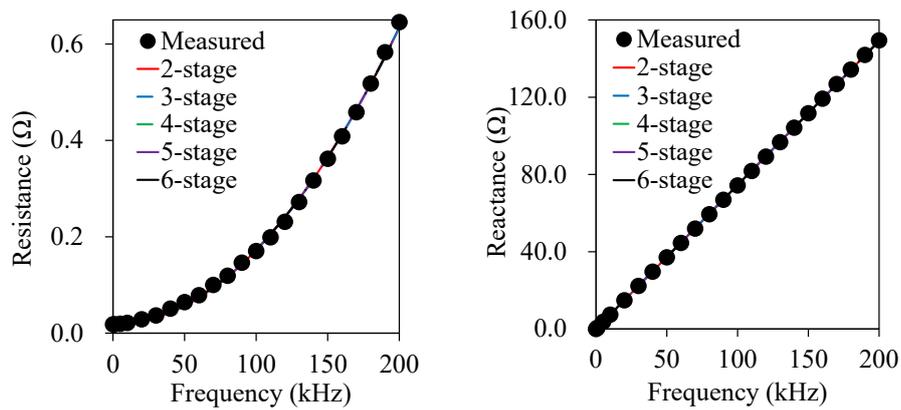
Number of strands	12
Strand radius	0.16 mm
Twist pitch	20 mm
Magnetic core type	PQ 50/50
Magnetic core material	PC47
Air gap in magnetic core	0.3 mm



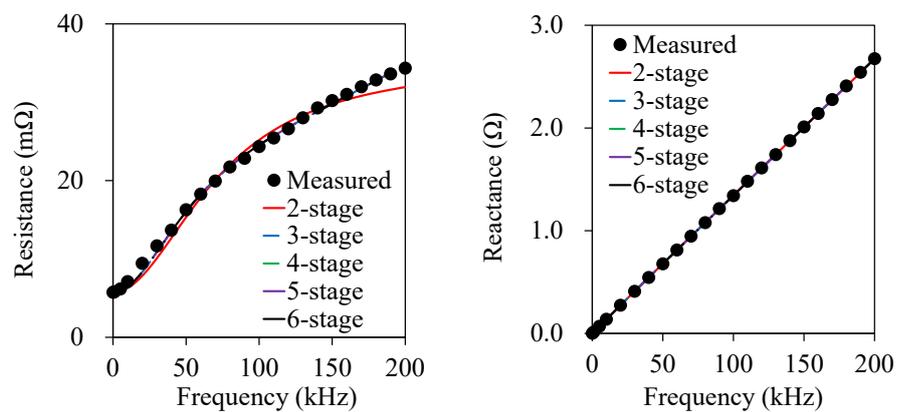
(a) 10ターンのリアクトル

(b) パワーインダクタ

図 6.10: 実機検証のためのリアクトルとパワーインダクタ ©2020 IEEE



(a) 10ターンのリアクトル



(b) パワーインダクタ

図 6.11: リアクトルとパワーインダクタの周波数特性 ©2020 IEEE

表 6.6: 10 ターンリアクトルの回路パラメータ ©2020 IEEE

	NUMBER OF CIRCUIT STAGES				
	2	3	4	5	6
R_{DC} (Ω)	1.85×10^{-2}	1.85×10^{-2}	1.85×10^{-2}	1.85×10^{-2}	1.85×10^{-2}
R_1 (Ω)	3.61×10^4	3.61×10^4	3.61×10^4	3.61×10^4	2.50×10^{-3}
R_2 (Ω)		2.27×10^1	1.16×10^{-5}	6.41×10^4	3.63×10^4
R_3 (Ω)			1.87×10^2	5.48×10^3	1.86×10^4
R_4 (Ω)				7.43×10^2	3.02×10^3
R_5 (Ω)					2.14×10^3
L_1 (H)	1.19×10^{-4}	1.19×10^{-4}	1.19×10^{-4}	1.19×10^{-4}	7.30×10^{-3}
L_2 (H)	-1.6×10^{-13}	8.62×10^{-3}	2.97×10^{-2}	-1.6×10^{-13}	1.21×10^{-4}
L_3 (H)		-1.6×10^{-13}	-1.6×10^{-13}	7.08×10^{-3}	-1.6×10^{-13}
L_4 (H)			8.10×10^{-3}	1.40×10^{-3}	1.58×10^{-4}
L_5 (H)				7.68×10^{-4}	3.97×10^{-3}
L_6 (H)					1.03×10^{-3}

表 6.7: パワーインダクタの回路パラメータ ©2020 IEEE

	NUMBER OF CIRCUIT STAGES				
	2	3	4	5	6
R_{DC} (Ω)	5.73×10^{-3}	5.73×10^{-3}	5.73×10^{-3}	5.73×10^{-3}	5.73×10^{-3}
R_1 (Ω)	3.32×10^1	2.58×10^1	2.56×10^1	2.57×10^1	2.57×10^1
R_2 (Ω)		7.70×10^2	7.68×10^2	7.69×10^2	7.15×10^2
R_3 (Ω)			5.62×10^{-3}	2.05×10^{-2}	5.48×10^1
R_4 (Ω)				4.03×10^{-1}	1.96×10^0
R_5 (Ω)					2.25×10^0
L_1 (H)	2.18×10^{-6}	2.19×10^{-6}	2.19×10^{-6}	2.19×10^{-6}	2.19×10^{-6}
L_2 (H)	7.10×10^{-5}	6.99×10^{-5}	6.99×10^{-5}	6.99×10^{-5}	7.00×10^{-5}
L_3 (H)		4.95×10^{-9}	4.50×10^{-5}	2.70×10^{-5}	1.56×10^{-4}
L_4 (H)			3.91×10^{-5}	1.06×10^{-5}	2.26×10^{-5}
L_5 (H)				1.82×10^{-5}	1.21×10^{-16}
L_6 (H)					1.61×10^{-7}

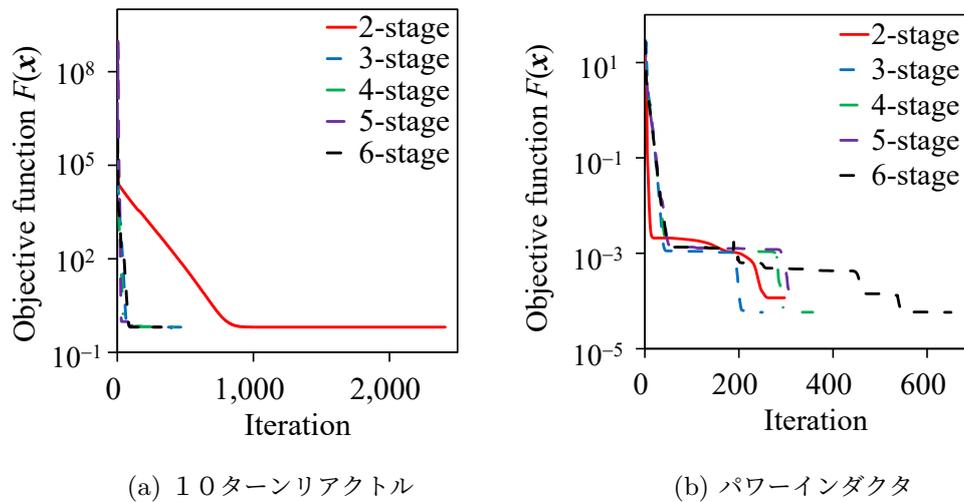


図 6.12: リアクトルとパワーインダクタの回路同定における収束特性 ©2020 IEEE

6.5.2 時間応答の比較

提案法により同定した10ターンリアクトルに対する4段Cauer回路を用いて、渦電流損失の時間応答を計算する。リアクトルに共振用コンデンサ C 、負荷 R_{LOAD} および、正弦波電圧源 V_{AC} を接続したテスト回路1を図6.13に示す。ここで、 Z_p は共振用コンデンサと負荷抵抗の寄生インピーダンスを表す。時間応答の解析にはLTspiceを、実測にはパワーアナライザ(HIOKI PW6001)を用いた。表6.6に示す回路パラメータの負値は非常に微小ではあるが、回路解析の安定化のため、ここでは絶対値を採用した。図6.14にリアクトルと負荷の時間応答波形を、表6.8に負荷の有効電力比較結果をまとめる。ここで、“Conventional”は直流抵抗のみ考慮した等価回路の時間応答を表している。結果より、提案する等価回路はリアクトルで生じる渦電流損失が正確に考慮されているので、実測に対する有効電力の誤差が5%未満となっている。対して、直流抵抗のみ考慮した従来の等価回路は渦電流損失を無視しているため、負荷抵抗に誤差10%を超える過大な電力が供給されていると分かる。本結果より、実際の電気機器に対する回路シミュレーションにおいて、提案法により同定した等価回路はその損失解析の精度向上に有効であると結論できる。

表 6.8: 負荷 R_{LOAD} の有効電力比較結果 ©2020 IEEE

Measured	3.76 W
Proposed	3.91 W
Conventional	4.21 W

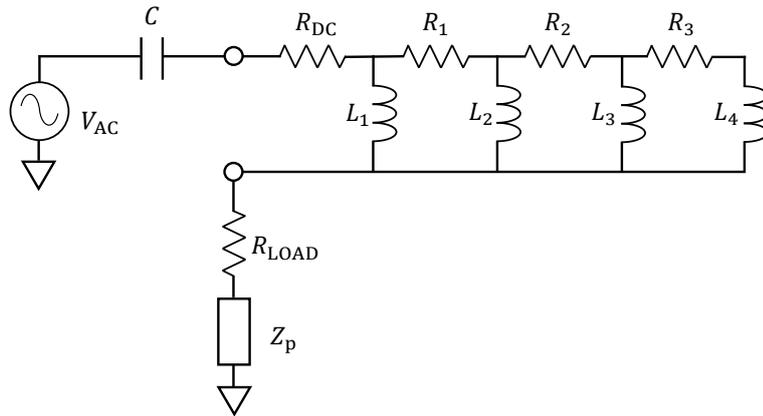
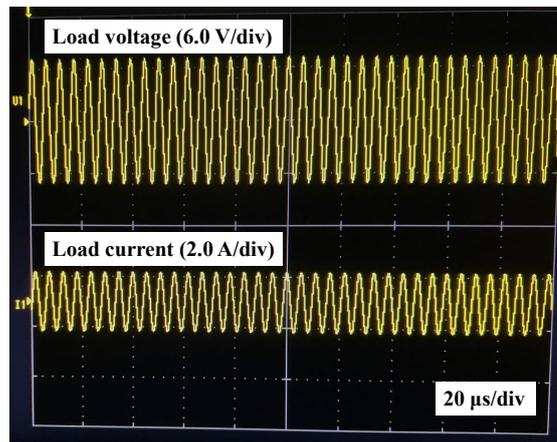
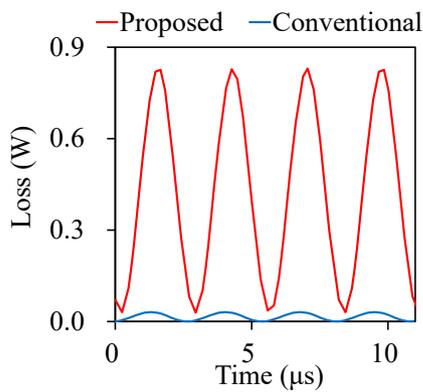


図 6.13: テスト回路 1 ($V_{AC} = 11 \text{ V}$, $f = 183 \text{ kHz}$, $C = 6 \text{ nF}$, $R_{LOAD} = 5 \text{ } \Omega$, $Z_p = 1.4 + j1.6 \text{ } \Omega$)

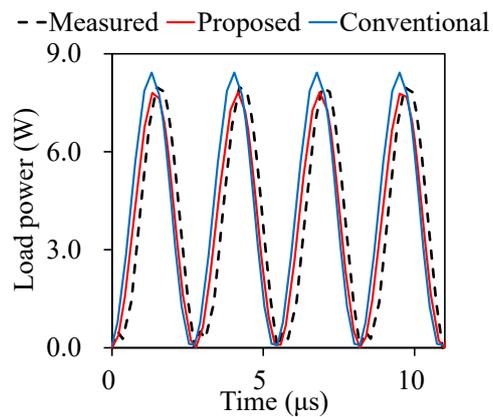
©2020 IEEE



(a) 負荷電圧と負荷電流の実測値



(b) リアクトルの電力損失



(c) 負荷電力

図 6.14: テスト回路 1 の時間応答 ©2020 IEEE

6.6 第6章のまとめ

本章では、渦電流損失を考慮可能な Cauer 回路による電気機器の等価回路合成法を提案した。提案法は電気機器の周波数サンプリング特性から、複素随伴変数法を用いて Cauer 回路の回路パラメータを直接決定する。

提案法の有効性を検証するため、回路パラメータの同定に従来用いられてきた GA による手法との比較検討を行い、提案法が優れた特性を示すことを明らかとした。また、実機に対する提案法の有効性を検証するため、リッツ線を用いたリアクトルとパワーインダクタの回路合成を行い、その回路特性が実測値に良く一致することを示した。

今回の提案法は、静止器に対する実機検証しかできていない。そのため、回転機に対する有効性の検証が今後の検討課題として残されている。また、磁性材料の非線形特性を考慮した等価回路の合成も今後検討する必要がある。

第7章

結論

本研究では、電気機器設計技術の高度化を目的として、電気機器の3次元トポロジー最適化手法および、それら3次元的な構造を有する電気機器の高精度かつ高速な解析手法を開発した。電気機器の3次元モデルを設計・解析するに当たり、従来法では以下の課題が存在した。

- 従来主に用いられてきたパラメータ最適化は、形状パラメータを最適化対象に設定する必要があるため、そのパラメータ設定によっては所望の特性を得られない恐れがある。
- パラメータ最適化は前述の通り、事前に規定されたパラメータ空間内でしか解形状を探索できないため、既存形状には見られない、全く新しい最適形状を獲得することは困難である。
- 既存の3次元有限要素法による渦電流損失解析や高調波を含む時間領域解析は、計算負荷が非常に大きいため、これら要因を考慮した形状最適化が困難。

そこで、本研究ではこれら従来法における課題を解決するため、新しい3次元形状最適化法および解析手法の開発を行った。以下に各内容の詳細を示し、最後に今後の展望を述べる。

7.1 電気機器のトポロジー最適化法

第2章から第4章では、従来のパラメータ最適化に代わる電気機器の形状最適化手法として、NGnetを用いた3次元トポロジー最適化法、ガポールフィルタを用いたトポロジー最適化法ならびに、二段階トポロジー最適化法を提案した。今回提案した最適化法により得られた知見は以下の通りである。

- NGnetを用いた3次元トポロジー最適化を非接触給電装置のコイル・磁気コア形状最適化に適用し、送受電コイル間位置ずれに対して磁気特性がロバストな最適形状を獲得できた。また、得られた最適化形状の磁気特性は、非接触給電によく用いられる棒状磁気コア形状の磁気特性を凌駕することを示した。
- 永久磁石モータの3次元トポロジー最適化ではまず、ロータ半径と積層厚さの比に対するロータ端部の漏れ磁束の影響を定量的に評価し、ロータ半径に対して積層厚さの薄い

モータでは漏れ磁束の影響が顕著に現れることを示した。この結果に基づいて、漏れ磁束の影響が顕著に現れるロータ端部の磁気コア形状を3次元トポロジー最適化により決定し、トルクリプル低減の効果が得られることを確認した。

- 同期リラクタン্সモータの特性改善に有効なスリット状の磁気コア形状を実現するため、ガポールフィルタを用いたトポロジー最適化法を新たに提案した。ガポールフィルタは異方性の空間分布を持つ形状関数であるため、スリット状の形状表現に適した関数となっている。ガポールフィルタを用いて得られた同期リラクタン্সモータの最適化形状はスリット状の磁気コア形状を有すると同時に、トルクリプルが参照形状およびNGnet法によるトポロジー最適化形状に対して大幅に低減することを示した。
- GAによる大域探索と随伴変数法による局所探索を組み合わせた、ガウス基底関数による新しい二段階トポロジー最適化法を提案した。二段階トポロジー最適化を用いる利点は、大域探索法と局所探索法に存在する欠点を相殺できることにあり、より適応度の高い最適化形状の獲得を実現できる。本研究では提案法をクロールオルタネータの3次元トポロジー最適化に適用し、発電性能が従来のパラメータ最適化形状に対して大幅に増大することを示した。

7.2 電気機器の損失解析手法

第5章および第6章では、高精度かつ高速な電気機器の損失解析手法を確立するため、リッツ線の3次元均質化解析法および、Cauer型等価回路合成法を提案した。今回提案した損失解析法により得られた知見は以下の通りである。

- リッツ線に生じる表皮・近接効果損失と循環電流損失を考慮可能な、新しい3次元均質化解析法を提案した。提案法を用いてリアクトルの損失解析を行い、解析結果が交流抵抗の実測値と良く一致することを示した。また、リッツ線の循環電流損失を考慮しなければならない状況について議論した。
- 電気機器の周波数サンプリング結果から、随伴変数法によりCauer型等価回路を合成する手法を提案した。提案法を用いてインダクタの等価回路を合成し、その回路シミュレーション結果が実測値に良く一致することを示した。また、同定したCauer型等価回路の回路段数に対する解析精度や、外挿精度についても議論した。

7.3 今後の展望

非接触給電装置のトポロジー最適化では磁気特性の改善を実現した一方、駆動回路における損失や動作特性を今回の提案法では考慮できていない。そのため、提案法により得られた送受電コイルの最適化形状は、駆動回路に接続した状態で必ずしも最適な形状とは限らない恐れがある。したがって、駆動回路と連成した非接触給電装置のトポロジー最適化法を今後は検討す

る必要がある。

PM モータのトポロジー最適化では、磁石位置を固定した3次元最適化形状を示したが、性能の更なる改善を実現するには、磁石位置も含めた3次元トポロジー最適化が必要になると考えられる。今後は、そのような形状最適化を実現するため、3次元マルチマテリアル最適化法を検討する必要がある。

リッツ線の3次元均質化解析法では、リッツ線の撚りピッチの差が損失に与える影響は十分小さいという前提の下で解析を行った。しかし、撚りピッチの影響が無視できるという前提が必ずしも成り立つとは限らないため、今後は撚りピッチの影響をも考慮可能な3次元均質化解析法を検討する必要がある。

電気機器のCauer型等価回路合成法では、磁気特性が非線形性が無視できる事を前提に手法を構築した。一方、磁気飽和領域まで用いる電気機器の交流損失解析も工学的には重要であり、非線形磁気特性をも含む等価回路合成を実現する必要がある。

参考文献

- [1] M. Budhia, G. A. Covic and J. T. Boys, “Design and Optimization of Circular Magnetic Structures for Lumped Inductive Power Transfer Systems,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 26, no. 11, pp. 3096-3108, 2011.
- [2] M. Chigira, Y. Nagatsuka, Y. Kaneko, S. Abe, T. Yasuda and A. Suzuki, “Small-Size Light-Weight Transformer with New Core Structure for Contactless Electric Vehicle Power Transfer System,” in *Proc. ECCE*, pp. 260-266, 2011.
- [3] A. A. S. Mohamed, S. An and O. Mohammed, “Coil Design Optimization of Power Pad in IPT System for Electric Vehicle Applications,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 4, Art. no. 9300405, 2018.
- [4] M. Budhia, J. T. Boys, G. A. Covic and C. Y. Huang, “Development of a Single-Sided Flux Magnetic Coupler for Electric Vehicle IPT Charging Systems,” *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 60, no. 1, pp. 318-328, 2013.
- [5] A. Tejada, C. Carretero, J. T. Boys and G. A. Covic, “Ferrite-Less Circular Pad with Controlled Flux Cancellation for EV Wireless Charging,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 32, no. 11, pp. 8349-8359, 2017.
- [6] T. Yilmaz, N. Hasan, R. Zane and Z. Pantic, “Multi-Objective Optimization of Circular Magnetic Couplers for Wireless Power Transfer Applications,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 8, Art. no. 8700312, 2017.
- [7] A. Hariri, A. Elsayed and O. A. Mohammed, “An Integrated Characterization Model and Multiobjective Optimization for the Design of an EV Charger’s Circular Wireless Power Transfer Pads,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 6, Art. no. 8001004, 2017.
- [8] L. D. S. Coelho, V. C. Mariani, F. A. Guerra, M. V. F. da Luz and J. V. Leite, “Multiobjective Optimization of Transformer Design Using a Chaotic Evolutionary Approach,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 2, Art. no. 7016504, 2014.
- [9] T. Sato, K. Watanabe and H. Igarashi, “Multimaterial Topology Optimization of Electric Machines Based on Normalized Gaussian Network,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 3, Art. no. 7202604, 2015.
- [10] O. Sigmund and J. Petersson, “Numerical instabilities in topology optimization:

- A survey on procedures dealing with checkerboards, mesh-dependencies and local minima,” *Structural Optimization*, vol. 16, no. 1, pp. 68-75, 1998.
- [11] ONO GOMU KOUGYO, “Soft Ferrite Sheet,” [Online]. Available: <http://www.onogomu.co.jp/wp-content/themes/onogomu-child/pdf/mag02.pdf>
- [12] H. Igarashi, A. Kost, and T. Honma, “A Three Dimensional Analysis of Magnetic Fields Around a Thin Magnetic Conductive Layer Using Vector Potential,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, no. 5, pp. 2539-2542, 1998.
- [13] S. Chung, S. Moon, D. Kim, and J. Kim, “Development of a 20-Pole-24-Slot SPMSM with Consequent Pole Rotor for In-Wheel Direct Drive,” *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 63, no. 1, pp. 302-309, 2016.
- [14] J. Lee, J. Kim, and B. Woo, “Optimal Design of In-Wheel Motor for an E-bike,” in *Proc. IEEE ITEC*, pp. 441-443, 2016.
- [15] H. Sasaki, and H. Igarashi, “Topology Optimization Accelerated by Deep Learning,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 6, Art. no. 7401305, 2019.
- [16] S. Doi, H. Sasaki, and H. Igarashi, “Multi-Objective Topology Optimization of Rotating Machines Using Deep Learning,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 6, Art. no. 7202605, 2019.
- [17] F. Cupertino, G. Pellegrino, and C. Gerada, “Design of Synchronous Reluctance Motors with Multiobjective Optimization Algorithms,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 50, no. 6, pp. 3617-3627, 2014.
- [18] Y. Wang, D. M. Ionel, V. Rallabandi, M. Jiang, and S. J. Stretz, “Large-Scale Optimization of Synchronous Reluctance Machines Using CE-FEA and Differential Evolution,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 52, no. 6, pp. 4699-4709, 2016.
- [19] M. H. Mohammadi, R. C. P. Silva, and D. A. Lowther, “Incorporating Control Strategies into the Optimization of Synchronous AC Machines: A Comparison of Methodologies,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 3, Art. no. 8101204, 2018.
- [20] S. Sato, T. Sato, and H. Igarashi, “Topology Optimization of Synchronous Reluctance Motor Using Normalized Gaussian Network,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 3, Art. no. 8200904, 2015.
- [21] Y. Okamoto, R. Hoshino, S. Wakao, and T. Tsuburaya, “Improvement of Torque Characteristics for a Synchronous Reluctance Motor Using MMA-based Topology Optimization Method,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 3, Art. no. 7203104, 2018.
- [22] Y. Yamashita and Y. Okamoto, “Design Optimization of Synchronous Reluctance Motor for Reducing Iron Loss and Improving Torque Characteristics Using Topology Optimization Based on Level-set Method,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 56, no. 3, Art. no. 7510704, 2020.
- [23] J. R. Movellan, “Tutorial on Gabor Filters,” MPLab Tutorials, Univ. California, San

- Diego, USA, Tech. Rep., 2005.
- [24] S. Wu, S. Zuo, and Y. Zhang, “Optimization for Electromagnetic Noise Reduction in Claw Pole Alternator by Rotor Claw Chamfering,” *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 65, no. 12, pp. 9325-9335, 2018.
- [25] Y. Hidaka and H. Igarashi, “Three-Dimensional Shape Optimization of Claw-Pole-Motors,” *J. Adv. Simulat. Sci. Eng.*, vol. 4, no. 1, pp. 64-77, 2018.
- [26] A. Tan-Kim, V. Lanfranchi, S. Vivier, J. Legranger, and F. Palleschi, “Vibro-Acoustic Simulation and Optimization of a Claw-Pole Alternator,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 52, no. 5, pp. 3878-3885, 2016.
- [27] B. Ma, G. Lei, J. Zhu, and Y. Guo, “Design Optimization of a Permanent Magnet Claw Pole Motor with Soft Magnetic Composite Cores,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 3, Art. no. 8102204, 2018.
- [28] Y. Hidaka, T. Sato, and H. Igarashi, “Topology Optimization Method Based on On-Off Method and Level Set Approach,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 2, Art. no. 7015204, 2014.
- [29] R. P. Wojda, and M. K. Kazimierczuk, “Winding Resistance and Power Loss of Inductors with Litz and Solid-Round Wires,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 54, no. 4, pp. 3548 – 3557, 2018.
- [30] M. Al Eit, F. Bouillault, C. Marchand, and G. Krebs, “2-D Reduced Model for Eddy Currents Calculation in Litz Wire and Its Application for Switched Reluctance Machine,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, no. 3, Art. no. 7401304, 2016.
- [31] H. Hämäläinen, J. Pyrhönen, J. Nerg, and J. Talvitie, “AC Resistance Factor of Litz-Wire Windings Used in Low-Voltage High-Power Generators,” *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 61, no. 2, pp. 693 – 700, 2014.
- [32] C. Roth, and D. Gerling, “Novel Calculation Model for Bunched Litz Wires,” in *Proc. IEEE WPTC*, pp. 162 – 165, 2019.
- [33] F. Tourkhani, and P. Viarouge, “Accurate Analytical Model of Winding Losses in Round Litz Wire Windings,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, no. 1, pp. 538 – 543, 2001.
- [34] H. Li, N. Zhang, S. Wang, and J. Zhu, “An Analytical Loss Model of Litz-Wire Winding for Transformers Excited by Converters with Winding Configurations Considered,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 9, Art. no. 7500405, 2019.
- [35] C. R. Sullivan, and R. Y. Zhang, “Analytical Model for Effects of Twisting on Litz-Wire Losses,” in *Proc. COMPEL*, pp. 1 – 10, 2014.
- [36] Z. Liu, J. Zhu, and L. Zhu, “Accurate Calculation of Eddy Current Loss in Litz-Wired High-Frequency Transformer Windings,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 11, Art. no. 8401605, 2018.
- [37] J. Gyselinck, P. Dular, “Frequency-Domain Homogenization of Bundles of Wires in

- 2-D Magnetodynamic FE Calculations,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 5, pp. 1416 – 1419, 2005.
- [38] K. Niyomsatian, J. J. C. Gyselinck, and R. V. Sabariego, “Experimental Extraction of Winding Resistance in Litz-Wire Transformers: Influence of Winding Mutual Resistance,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 34, no. 7, pp. 6736 – 6746, 2019.
- [39] Y. Sato, and H. Igarashi, “Homogenization Method Based on Model Order Reduction for FE Analysis of Multi-Turn Coils,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 6, Art. no. 1100104, 2017.
- [40] H. Igarashi, “Semi-Analytical Approach for Finite Element Analysis of Multi-turn Coil Considering Skin and Proximity Effects,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 1, Art. no. 7400107, 2017.
- [41] S. Hiruma, Y. Otomo, and H. Igarashi, “Eddy Current Analysis of Litz Wire Using Homogenization-Based FEM in Conjunction with Integral Equation,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 3, Art. no. 7001404, 2018.
- [42] T. Guillod, J. Huber, F. Krismer, and J. W. Kolar, “Litz Wire Losses: Effects of Twisting Imperfections,” in *Proc. COMPEL*, pp. 1 – 8, 2017.
- [43] A. Roßkopf, E. Bär, C. Joffe, and C. Bonse, “Calculation of Power Losses in Litz Wire Systems by Coupling FEM and PEEC Method,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 31, no. 9, pp. 6442 – 6449, 2016.
- [44] H. Katagiri, H. Sano, K. Semba, N. Mimura, and T. Yamada, “Fast Calculation of AC Copper Loss for High Speed Machines by Zooming Method,” *IEEJ Journal of Ind. Appl.*, vol. 6, no. 6, pp. 395 – 400, 2017.
- [45] S. Gyimóthy, S. Kaya, D. Obara, M. Shimoda, M. Masuda, S. Bilicz, J. Pávó, and G. Varga, “Loss Computation Method for Litz Cables with Emphasis on Bundle-Level Skin Effect,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 6, Art. no. 6300304, 2019.
- [46] M. Leibl, G. Ortiz, and J. W. Kolar, “Design and Experimental Analysis of a Medium-Frequency Transformer for Solid-State Transformer Applications,” *IEEE Emerg. Sel. Topics Power Electron.*, vol. 5, no. 1, pp. 110 – 123, 2017.
- [47] F. Ollendorff, “Magnetostatik der massekerne,” *Arch. Elektrotechnik*, vol. 25, no. 6, pp. 436 – 447, 1931.
- [48] T. Miyazaki, T. Mifune, T. Matsuo, Y. Shindo, Y. Takahashi, and K. Fujiwara, “Equivalent circuit modeling of dynamic hysteretic property of silicon steel under pulse width modulation excitation,” *J. Appl. Phys.*, 117, 17D110, 2015.
- [49] Y. Shindo and O. Noro, “Simple Circuit Simulation Models for Eddy Current in Magnetic Sheets and Wires,” *IEEJ Trans. FM*, vol. 134, no. 4, pp. 173-181, 2014.
- [50] E. J. Tarasiewicz, A. S. Morched, A. Narang, and E. P. Dick, “Frequency Dependent Eddy Current Models for Nonlinear Iron Cores,” *IEEE Trans. Power Systems*, vol.

- 8, no. 2, pp. 588-597, 1993.
- [51] Y. Sato and H. Igarashi, "Generation of Equivalent Circuit from Finite-Element Model Using Model Order Reduction," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, no. 3, Art. no. 1100304, 2016.
- [52] Y. Sato, T. Shimotani, and H. Igarashi, "Synthesis of Cauer-Equivalent Circuit Based on Model Order Reduction Considering Nonlinear Magnetic Property," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 6, Art. no. 1100204, 2017.
- [53] T. Shimotani, Y. Sato, and H. Igarashi, "Direct synthesis of equivalent circuits from reduced FE models using proper orthogonal decomposition," *COMPEL*, vol. 35, no. 6, pp. 2035-2044, 2016.
- [54] S. Hiruma and H. Igarashi, "Model Order Reduction for Linear Time-Invariant System with Symmetric Positive-Definite Matrices: Synthesis of Cauer-Equivalent Circuit," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 56, no. 3, Art. no. 7400608, 2020.
- [55] A. Kameari, H. Ebrahimi, K. Sugahara, Y. Shindo, and T. Matsuo, "Cauer Ladder Network Representation of Eddy-Current Fields for Model Order Reduction Using Finite-Element Method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 3, Art. no. 7201804, 2018.
- [56] T. Matsuo, K. Sugahara, A. Kameari, and Y. Shindo, "Model Order Reduction of an Induction Motor Using a Cauer Ladder Network," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 56, no. 3, Art. no. 7514704, 2020.
- [57] N. Minowa, Y. Takahashi, and K. Fujiwara, "Iron Loss Analysis of Interior Permanent Magnet Synchronous Motors Using Dynamic Hysteresis Model Represented by Cauer Circuit," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 6, Art. no. 7401404, 2019.
- [58] A. A. Moya, "A Ladder Network Modeling the Electrochemical Impedance of the Diffusion and Reaction Processes in Semi-Infinite Space," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 18, no. 5, pp. 3812-3816, 2016.
- [59] P. Mukherjee and L. Satish, "Construction of Equivalent Circuit of a Single and Isolated Transformer Winding from FRA Data Using the ABC Algorithm," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 27, no. 2, pp. 963-970, 2012.
- [60] N. V. Korovkin, V. L. Chechurin, and M. Hayakawa, "Inverse Problems in Electric Circuits and Electromagnetics," US: Springer, Chapter 5, pp. 275-285, 2007.
- [61] M. M. Shabestary, A. J. Ghanizadeh, G. B. Gharehpetian, and M. Agha-Mirsalim, "Ladder Network Parameters Determination Considering Nondominant Resonances of the Transformer Winding," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 29, no. 1, pp. 108-117, 2014.
- [62] A. Shintemirov, W. H. Tang, and Q. H. Wu, "Transformer Core Parameter Identification Using Frequency Response Analysis," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, no. 1, pp. 141-149, 2010.

- [63] V. Rashtchi, E. Rahimpour, and E. M. Rezapour, "Using a genetic algorithm for parameter identification of transformer R-L-C-M model," *Elect. Eng.*, vol. 88, no. 5, pp. 417-422, 2006.
- [64] T. Shimotani, H. Igarashi, E. Hashimoto, and H. Imanari, "Equivalent Circuit Allowing Loss Separation Synthesized from Field Computations: Application to Induction Heating," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 56, no. 2, Art. no. 7505405, 2020.
- [65] S. W. Director and R. A. Rohrer, "The Generalized Adjoint Network and Network Sensitivities," *IEEE Trans. Circuit Theory*, vol. 16, no. 3, pp. 318-323, 1969.
- [66] S. W. Director and R. A. Rohrer, "Automated Network Design - The Frequency - Domain Case," *IEEE Trans. Circuit Theory*, vol. 16, no. 3, pp. 330-337, 1969.
- [67] P. Penfield, R. Spence, and S. Duinker, "A Generalized Form of Tellegen's Theorem," *IEEE Trans. Circuit Theory*, vol. 17, no. 3, pp. 302-305, 1970.
- [68] V. A. Monaco and P. Tiberio, "Computer-Aided Analysis of Microwave Circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 22, no. 3, pp. 249-263, 1974.
- [69] Z. Ren, H. Qu, and X. Xu, "Computation of Second Order Capacitance Sensitivity Using Adjoint Method in Finite Element Modeling," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 2, pp. 231-234, 2012.
- [70] S. Barmada, A. Musolino, R. Rizzo, and M. Tucci, "Multi-Resolution Based Sensitivity Analysis of Complex Non-Linear Circuits," *IET Circuits Devices Syst.*, vol. 6, no. 3, pp. 176-186, 2012.
- [71] N. K. Nikolova, J. W. Bandler, and M. H. Bakr, "Adjoint Techniques for Sensitivity Analysis in High-Frequency Structure CAD," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, no. 1, pp. 403-419, 2004.
- [72] H. Igarashi and K. Watanabe, "Complex Adjoint Variable Method for Finite-Element Analysis of Eddy Current Problems," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, no. 8, pp. 2739-2742, 2010.
- [73] J. Nocedal and S. J. Wright, "Numerical Optimization," US: Springer, Chapter 17, pp. 497-528, 2006.
- [74] Murata Manufacturing Co., Ltd., "FDA1055-H-2R2M" , [Online]. Available: <https://www.murata.com/en-global/products/productdetail?partno=FDA1055-H-2R2M%23>
- [75] 秋本 洋平, 永田 裕一, 佐久間 淳, 小野 功, 小林 重信, 「適応的実数値交叉 AREX の提案と評価」, 人工知能学会論文誌, 24 巻, 6 号, pp. 446-458, 2009.
- [76] C. A. C. Coello and G. T. Pulido, "A Micro-Genetic Algorithm for Multiobjective Optimization," in Proc. EMO, pp. 126-140, 2001.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの方々にお世話になりましたことを御礼申し上げます。

五十嵐 一教授には論文の書き方や研究の進め方をはじめとする、多くのご助言を頂きましたことを心より感謝申し上げます。また、野口 聡准教授には普段の研究室生活や学会等で様々なご助言を頂きましたことを心より感謝申し上げます。

技術職員の今井 適氏には研究室の計算機管理において支援していただきましたことを、厚く御礼申し上げます。また、事務補佐員の齊藤 尚代氏には学会および研究費に関する事務処理を行っていただきましたことを厚く御礼申し上げます。

本論文の第5章を執筆するにあたり解析データやご助言を頂きました、三菱電機株式会社の日高 勇氣氏、小松 大河氏、山田 正樹氏、佐々木 秀徳氏に厚く御礼申し上げます。

本論文の第6章を執筆するにあたり研究資料や実験データを提供して頂きました、株式会社JSOLの鈴木 理明氏、佐野 広征氏、山田 隆氏ならびに、田淵電機株式会社の上田 幸平氏、西田 雄亮氏に厚く御礼申し上げます。

また、共同研究を通じて電気機器の解析および最適化手法に関してご助言を頂きました、関係各社の皆様に心より感謝申し上げます。特に、共同研究において得られた成果の学会発表を快く許可してくださいました、株式会社アイシン 佐藤 智宏氏、末次 恵久氏、藤岡 英二氏、ヤマハ発動機株式会社 加藤 鷹志氏、栗田 洋敬氏、太陽誘電株式会社 寺内 直也氏、佐藤 奈津子氏、松田 好文氏、長野 将典氏、磁気デバイス研究所 上原 裕二氏に深く感謝申し上げます。

本博士論文の審査において、電磁界解析分野とは異なる多角的な視点から貴重なご意見を下さいました、小笠原 悟司教授、北 裕之教授に深く感謝申し上げます。

普段の研究室においては、明るい雰囲気のもと研究させていただきました、電磁工学研究室の皆様に感謝申し上げます。

最後に、大学院進学の機会を与えてくださり、様々な面で支援してくださいました母に深く感謝いたします。

2022年1月

大友 佳嗣

研究業績

査読付き原著論文

1. Yoshitsugu Otomo, Yuki Sato, Shogo Fujita, and Hajime Igarashi, “Synthesis of Equivalent Circuit of Wireless Power Transfer Device Using Homogenization-Based FEM,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 54, no. 3, Art. no. 7401005, 5 pages, 2018.
2. Shingo Hiruma, Yoshitsugu Otomo, and Hajime Igarashi, “Eddy Current Analysis of Litz Wire Using Homogenization-Based FEM in Conjunction with Integral Equation,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 54, no. 3, Art. no. 7001404, 4 pages, 2018.
3. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “3-D Topology Optimization of Magnetic Cores for Wireless Power Transfer with Double Sided Winding Coils,” *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 60, no. S1, pp. S115-S123, 2019.
4. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “A 3-D Topology Optimization of Magnetic Cores for Wireless Power Transfer Device,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 55, no. 6, Art. no. 8103005, 5 pages, 2019.
5. Yoshitsugu Otomo, Hajime Igarashi, Yuki Hidaka, Taiga Komatsu, and Masaki Yamada, “3-D Topology Optimization of Claw-Pole Alternator Using Gaussian-Basis Function With Global and Local Searches,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 56, no. 1, Art. no. 7504604, 4 pages, 2020.
6. Yunyi Gong, Yoshitsugu Otomo, and Hajime Igarashi, “Multi-Objective Topology Optimization of Magnetic Couplers for Wireless Power Transfer,” *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 64, no. 1-4, pp. 325-333, 2020.
7. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “Synthesis of a Cauer Equivalent Circuit for Electric Devices from Computed and Measured Data,” *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 36, no. 4, pp. 4513-4521, 2021.
8. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “Topology Optimization Using Gabor Fil-

- ter: Application to Synchronous Reluctance Motor,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 57, no. 6, Art. no. 8203004, 4 pages, 2021.
9. Yoshitsugu Otomo, Hajime Igarashi, Hiroyuki Sano, and Takashi Yamada, “Analysis of Litz Wire Losses Using Homogenization-Based FEM,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 57, no. 8, Art. no. 7402409, 9 pages, 2021.
 10. Yunyi Gong, Yoshitsugu Otomo, and Hajime Igarashi, “Sensorless Metal Object Detection for Wireless Power Transfer Using Machine Learning,” *COMPEL - The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering*, 2021 (採録決定済).
 11. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “Topology Optimization of Magnetic Cores for WPT Using the Geometry Projection Method,” *COMPEL - The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering*, 2021 (採録決定済).

講演 (国際会議)

1. Yoshitsugu Otomo, Yuki Sato, Shogo Fujita, and Hajime Igarashi, “Synthesis of Equivalent Circuit of Wireless Power Transfer Device Using Homogenization-Based FEM,” The 21st International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (Compumag 2017), PB-A6-7, Daejeon, Korea, Jun., 2017.
2. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “Analysis of Wireless Power Transfer Device Using Homogenization-Based FEM,” The 18th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics (ISEM 2017), O-SOC-4:5, Chamonix-Mont-Blanc, France, Sep., 2017.
3. Yoshitsugu Otomo, Yunyi Gong, and Hajime Igarashi, “3-D Topology Optimization of Magnetic Cores for Wireless Power Transfer with Double-Sided Winding Coils,” The 15th International Workshop on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism (OIPE 2018), Oral Session 5-3, Hall-in-Tirol, Austria, Sep., 2018.
4. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, “3-D Topology Optimization of Magnetic Cores for Wireless Power Transfer Device,” The 18th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC 2018), TAP3-29, Hangzhou, China, Oct., 2018.
5. Yoshitsugu Otomo, Hajime Igarashi, Yuki Hidaka, Taiga Komatsu, and Masaki Yamada, “3-D Topology Optimization of Claw-Pole Alternator Using Gaussian-Basis Function with Global and Local Searches,” The 22nd International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (Compumag 2019), PB-M5-7, Paris,

- France, Jul., 2019.
6. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, "Topology Optimization of Magnetic Couplers for Wireless Power Transfer Considering Electromagnetic Shields," The 45th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society (IECON 2019), pp. 4201-4204, Lisbon, Portugal, Oct., 2019.
 7. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, "Topology Optimization of Magnetic Cores for WPT Using Geometry Projection Method," The 19th International IGTE Symposium (IGTE 2020), P2-37, Online, Sep., 2020.
 8. Yoshitsugu Otomo and Hajime Igarashi, "Topology Optimization Using Gabor filter: Application to Synchronous Reluctance Motor," The 19th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC 2020), 326, Online, Nov., 2020.

講演 (国内会議)

1. 大友 佳嗣, 藤田 祥伍, 五十嵐 一, 「均質化有限要素法を用いた非接触給電系の等価回路生成」, 第 25 回 MAGDA コンファレンス, PS-34, 群馬, 11 月, 2016.
2. 大友 佳嗣, 藤田 祥伍, 五十嵐 一, 「均質化有限要素法を用いた非接触給電系の解析」, 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-17-023, RM-17-023, 東京, 1 月, 2017.
3. 大友 佳嗣, 五十嵐 一 (北海道大学), 鈴木 理明, 佐野 広征, 山田 隆 (JSOL), 上田 幸平, 西田 雄亮 (田淵電機), 「均質化法を用いたリッツ線の 3 次元有限要素解析」, 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-17-068, RM-17-099, 佐賀, 9 月, 2017.
4. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「渦電流損失を考慮した非接触給電系の解析」, 電気・情報関係学会北海道支部連合大会, 11, 函館, 10 月, 2017.
5. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「非接触給電装置の磁気コアの 3 次元トポロジー最適化」, 平成 30 年電気学会 全国大会, 5-125, 福岡, 3 月, 2018.
6. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「随伴変数法を用いた電気機器の等価回路定数の決定」, 平成 30 年電気学会 電子・情報・システム部門大会, MC7-4, 札幌, 9 月, 2018.
7. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「随伴変数法を用いた等価回路定数の決定—リッツ線コイルへの適用—」, 平成 31 年電気学会 全国大会, 4-034, 札幌, 3 月, 2019.
8. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 日高勇氣, 小松大河, 山田正樹, 「クローポールオルタネータの 3 次元トポロジー最適化」, 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-19-006, RM-19-006, 岡山, 3 月, 2019.
9. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「電磁シールドによる遮蔽効果を考慮した非接触給電装置の磁気コアのトポロジー最適化」, 2019 年電気学会 産業応用部門大会, 1-27, 長崎, 8 月, 2019.
10. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「EV 用非接触給電の磁気コアのトポロジー最適化」, 日本機械学

- 会 第32回計算力学講演会, 043, 川越, 9月, 2019.
11. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化の基礎検討—同期リラクタンスモータへの適用—」, 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-19-080, RM-19-100, 仙台, 9月, 2019.
 12. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「ガボールフィルタを用いたトポロジー最適化—表面磁石同期モータへの適用—」, 令和2年電気学会 全国大会, 5-026, 東京, 3月, 2020.
 13. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「永久磁石モータの3次元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-20-059, RM-20-083, オンライン, 9月, 2020.
 14. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「随伴変数法を用いた Cauer 型等価回路定数の決定～パワーインダクタへの適用～」, 非線形問題の解法と可視化に関する研究会, no. 5, オンライン, 3月, 2021.
 15. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 佐藤智宏, 末次恵久, 藤岡英二, 「永久磁石モータの2.5次元マルチフェーズ最適化の基礎検討」, 2021年電気学会 産業応用部門大会, 3-28, オンライン, 8月, 2021.
 16. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「変位電流と表皮・近接効果を考慮した等価回路モデルの基礎検討」, 電気学会 静止器・回転機合同研究会, SA-21-053, RM-21-074, オンライン, 9月, 2021.
 17. 大友 佳嗣, 五十嵐 一, 「変位電流と渦電流を考慮した等価回路モデルの基礎検討」, 日本機械学会 第34回計算力学講演会, 035, オンライン, 9月, 2021.

受賞

1. 一般社団法人電気学会, 「優秀論文発表 A 賞」受賞, 2018年3月.
2. 公益社団法人自動車技術会, 「大学院研究奨励賞」受賞, 2019年3月.
3. 一般社団法人電気学会, 「優秀論文発表 A 賞」受賞, 2021年3月.

外部資金の獲得

日本学術振興会 科学研究費補助金 (特別研究員奨励費)

課題番号: 19J20375

研究課題名: トポロジー最適化を用いた高効率非接触給電の実現

研究期間: 2019年4月～2022年3月

配分額: 310万円 (2019年度: 110万円, 2020年度: 100万円, 2021年度: 100万円)

付録 A

最適化の基礎理論

ここでは、本研究において用いた最適化アルゴリズムの基礎的内容についてまとめる。

A.1 実数値遺伝的アルゴリズム

本節では、実数値遺伝的アルゴリズム (Real-coded Genetic Algorithm : RGA or GA) について述べる。GA は確率論的最適化アルゴリズムの一つであり、多峰性の解空間において大域的最適解を探索する能力に優れることから、電気機器の形状最適化問題において幅広く採用されている。ここでは、著者らの経験から、電気機器のトポロジー最適化問題に対し有効と考えられる、「AREX」を用いた遺伝的アルゴリズム [75] の処理の流れを以下に示す。

1. 任意の初期集団個体をランダムに生成する。電気機器のトポロジー最適化問題など、事前に解空間の多峰性が想定される問題においては、設計変数の 5 ~ 10 倍程度の初期集団を生成することが望ましい。
2. 集団個体の中から、子個体を生成するため用いる親個体を複数選択する。選択方法としてはトーナメント選択やルーレット選択などが挙げられるが、本研究では世代交代モデル JGG(Just Generation Gap) に基づいて、親個体を選択している。本研究における親個体の具体的な選択個数は、(設計変数 + 1) 個である。
3. 交叉の中心を有望領域にシフトする交叉中心降下を、REX(real-coded ensemble crossover) に組み込んだ AREX(adaptive real-coded ensemble crossover) を用いて、子個体を選択した親個体から生成する。AREX は個体集団の遺伝子重心が移動している場合において、その重心移動を加速し、子個体生成領域を広げる特徴がある。子個体の生成個数は文献 [75] の推奨値に基づいて、設計変数の 4 倍とした。
4. 生成した全子個体を評価値順にソートし、親個体数分の上位子個体と、親個体に対応する集団個体の入れ替えを実施する。これは、世代交代モデル JGG に基づく操作であり、集団重心を効率よく大域的最適解の方向へ移動させることができる。
5. 子個体生成領域の広がりや決定する「拡張率」を、生成した子個体の情報に基づいて適応的に更新する。これにより、探索効率を維持しながら、かつ、集団の初期収束を回避

することが可能になる。

- 以降, 2~5 に示す操作を目的関数値が収束するまで繰り返す。

A.2 マイクロ遺伝的アルゴリズム

前節において述べた GA は処理手順において示した通り, 設計変数以上の子個体を毎世代評価しなければならない。そのため, 1 回の評価値計算に時間を要し, かつ, 設計変数が高次元となるような最適化問題において, GA は現実的な時間内で最適解を獲得することが難しい問題を有する。実際, 電気機器の3次元形状最適化は設計変数が数百次元にも及び得るため, 現実的な時間内で最適解を獲得するためには, 2.1 節に示す GA 以外の方法を検討する必要がある。

上記問題解決のため, 毎世代に評価する個体数を大幅に削減した遺伝的アルゴリズムとして, マイクロ遺伝的アルゴリズム (μ GA) が提案されている [76]。 μ GA はごく少ない個体数で進化計算を行うため, 評価値の計算負荷が大きい問題においても, 最適化時間を大幅に短縮することが可能になる。 μ GA の処理の流れを以下に示す。

- ランダムに初期個体を 3~6 個体の間で生成する。本研究では, 初期個体数を $n = 5$ 個体とした。
- 各個体の評価値を計算し, 最も評価値が高いエリート個体は次世代へと保存する。
- トーナメント選択と BLX- α 交叉を用いて, $n - 1$ 個の子個体を生成する。
- 子個体間における遺伝子の収束を確認する。子個体間の遺伝子の距離が近い場合は局所解への収束を防ぐために, エリート個体を残して $n - 1$ 個の個体をランダムに生成する。本研究では, 5 世代ごとに個体をランダム生成する方法を採用した。
- エリート個体と, 生成された子個体 $n - 1$ 個を合わせて次世代の個体とする。
- 以降, 2~5 に示す操作を目的関数値が収束するまで繰り返す。