

令和3年度 博士論文

高温環境で使用する小型高推力な  
スタッカブル電磁アクチュエータの  
設計と特性解析

Design and Characteristics Analysis of Small-Sized  
and High Thrust Stackable Electromagnetic Actuator  
on High Temperature Field

提出日 令和4年1月26日

所属 名古屋工業大学 工学研究科 電気・機械工学専攻

指導教員 竹下 隆晴 教授

令和2年度入学 32513006

氏名 武井 賢太



# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	研究背景	1
1.1.1	電磁アクチュエータ	1
1.1.2	ホットメルト塗布機器の現状	2
1.2	研究目的	6
1.3	本論文の概要	6
<b>2</b>	<b>三次元有限要素法解析の概要</b>	<b>9</b>
2.1	緒論	9
2.2	基礎方程式の導出	9
2.2.1	マクスウェルの電磁方程式	9
2.2.2	磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$	10
2.2.3	永久磁石の取り扱い	12
2.2.4	時間微分項の考慮	13
2.3	有限要素法の概要と線形問題の解析法	14
2.3.1	有限要素法の概要	14
2.3.2	残差方程式の導出	16
2.4	非線形問題の解析法	17
2.4.1	$BH$ 曲線の取り扱い方	17
2.4.2	ニュートン・ラフソン法	17
2.5	電磁力計算	20
2.5.1	節点力法	20
2.6	伝熱解析との連成	21
2.6.1	電磁界解析で得られた損失による電磁機器の温度分布	21
2.6.2	熱伝導方程式	22
2.6.3	第2章の結論	22
<b>3</b>	<b>スタッカブル電磁アクチュエータの基本構造</b>	<b>23</b>
3.1	緒論	23
3.2	基本構造	23

3.3	動作原理と可動域 . . . . .	29
3.3.1	提案電磁アクチュエータの動作原理 . . . . .	29
3.3.2	推力発生原理 . . . . .	30
3.4	提案電磁アクチュエータの可動域 . . . . .	31
3.5	三次元解析モデル . . . . .	33
3.5.1	解析諸元 . . . . .	33
3.5.2	解析結果 . . . . .	35
3.5.3	従来製品との比較 . . . . .	39
3.6	第3章の結論 . . . . .	40
<b>4</b>	<b>直列型モデルと並列型モデルの構造と諸特性</b>	<b>41</b>
4.1	緒論 . . . . .	41
4.2	直列型モデルと並列型モデル . . . . .	41
4.2.1	モデル構造 . . . . .	41
4.3	三次元解析モデル . . . . .	45
4.3.1	解析諸元 . . . . .	45
4.3.2	解析結果 . . . . .	46
4.4	第4章の結論 . . . . .	52
<b>5</b>	<b>応答性の向上を目的とした可動子形状の最適化</b>	<b>53</b>
5.1	緒論 . . . . .	53
5.2	スペーサーモデル . . . . .	53
5.2.1	モデル構造 . . . . .	53
5.2.2	解析諸元 . . . . .	54
5.2.3	解析結果 . . . . .	55
5.3	可動子コア高さの最適化 . . . . .	55
5.3.1	解析諸元 . . . . .	55
5.3.2	解析結果 . . . . .	56
5.3.3	直列型モデルへの適用 . . . . .	58
5.4	第5章の結論 . . . . .	61
<b>6</b>	<b>電磁アクチュエータ駆動時の温度特性</b>	<b>63</b>
6.1	緒論 . . . . .	63
6.2	磁界・熱流体連成解析 . . . . .	63
6.3	第6章の結論 . . . . .	71

7	結論	72
7.1	本研究で得られた成果 . . . . .	72
7.2	今後の課題 . . . . .	73
	参考文献	74
	発表論文リスト	78
	謝 辞	80

# 目 次

1.1	国内電力消費総量における電力使用機器内訳 (2005 年) <sup>[3]</sup> . . . . .	2
1.2	ホットメルトアプリケーション <sup>[8]</sup> . . . . .	3
1.3	ホットメルトの用途例 <sup>[12]~[14]</sup> . . . . .	3
1.4	ホットメルト塗布手法 <sup>[8]</sup> . . . . .	5
2.1	磁気ベクトルポテンシャルの計算 . . . . .	11
2.2	一次四面体辺要素 . . . . .	15
2.3	$B-H$ 曲線 . . . . .	18
2.4	減磁特性曲線 . . . . .	18
3.1	基本モデルの全体構造 . . . . .	24
3.2	固定子コアとコイルヨーク構造 . . . . .	25
3.3	FMCМ-HB1 の $B-H$ 曲線 . . . . .	26
3.4	コイルボビンとコイル構造 . . . . .	27
3.5	固定子構造 . . . . .	27
3.6	可動子構造 . . . . .	28
3.7	基本モデル構造 . . . . .	29
3.8	固定子コアと可動子コアの磁化 . . . . .	30
3.9	基本モデルにおける磁束フロー . . . . .	30
3.10	固定子コア・可動子コア簡略図 . . . . .	32
3.11	可動域 . . . . .	32
3.12	メッシュモデル . . . . .	33
3.13	電流波形 . . . . .	34
3.14	推力波形 . . . . .	35
3.15	応答性 . . . . .	36
3.16	1A 時の磁束密度コンター図 . . . . .	36
3.17	-1A 時の磁束密度コンター図 . . . . .	36
3.18	基本モデルにおける漏れ磁束 . . . . .	37
3.19	面 A および面 B を通過する漏れ磁束の磁束密度 . . . . .	38

3.20	基本モデルにおけるミーゼス応力解析	38
4.1	直列2段型モデル	43
4.2	直列3段型モデル	44
4.3	並列2列型モデル	45
4.4	可動子コア連結部	45
4.5	基本モデルの応用例	46
4.6	直列型モデルの推力波形	47
4.7	直列型モデルの最大推力値	47
4.8	直列型モデルの応答性	48
4.9	2段型モデルの磁束密度分布	49
4.10	並列型モデルの推力波形	50
4.11	並列型モデルの最大推力値	50
4.12	並列型モデルの応答性	51
4.13	直並列型モデルの諸特性マッピング	51
5.1	従来の基本モデルの可動子構造	54
5.2	提案する基本モデルの可動子構造	54
5.3	スペーサーモデルの可動子質量	54
5.4	スペーサーモデルの最大推力値比較	56
5.5	スペーサーモデルの応答性比較	56
5.6	スペーサーモデルの可動子コア高さ	57
5.7	可動子コア高さ変更モデルの可動子質量	57
5.8	可動子コア高さ変更モデルの応答性比較	58
5.9	可動子コア高さ変更モデルの最大推力値比較	58
5.10	可動子コア高さ2.8mmモデルの磁束密度分布	59
5.11	中間可動子コア付近の削減図	59
5.12	突極部を設けたモデルの応答性比較	60
6.1	2段型モデルの全体構造	64
6.2	2段型モデルの損失	65
6.3	2段型モデルの自然空冷結果	65
6.4	2段型モデルにおける永久磁石温度変化時の最大推力値	66
6.5	2段型モデルにおける強制空冷の流出入口	67
6.6	圧力0.12MPa時の強制空冷結果	68
6.7	圧力0.22MPa時の強制空冷結果	69
6.8	高温環境における最適モデルの推力波形	70

6.9 高温環境における最適モデルの応答波形 . . . . .	70
----------------------------------	----



# 表 目 次

3.1	FMCM-HB1 の材質特性 . . . . .	26
3.2	NF45UH の材質特性 . . . . .	28
3.3	磁界解析の解析諸元 . . . . .	34
3.4	提案電磁アクチュエータと従来電磁アクチュエータの性能比較 . . . . .	39
3.5	提案電磁アクチュエータとホットメルト塗布用アクチュエータの性能比較	39

# 第1章

## 序論

### 1.1 研究背景

#### 1.1.1 電磁アクチュエータ

モータや人工筋肉, 空圧シリンダのように電源や空気圧をリソースとして運動を生み出すデバイスをアクチュエータという。現在, アクチュエータは私達の身近なスマートフォンやウェアラブルデバイスから医療現場, 工場まで幅広い領域で利用されており, 私達の生活を豊かにし, 社会の発展を支える技術として位置づけられている。特に, 様々な所で利用されているのが電磁アクチュエータである。回転運動を行う電磁モータや直進運動を行うリニアモータ, 磁気浮上アクチュエータは自動車<sup>[1]</sup> やリニア鉄道<sup>[2]</sup> にも活用されている。図 1.1 に国内電力消費総量における電力使用機器別電力消費内訳を示す。新機能素子研究開発協会によると, 電磁モータの電力消費量は電力消費総量の 57.3%であり, 電源で駆動できる電磁アクチュエータの汎用性の高さが窺える。近年においては, コンピュータ技術および解析技術の発展, さらには材料科学の発展によって使用用途に適用したアクチュエータ開発が盛んとなっている<sup>[4]</sup>。本研究では, ホットメルト接着剤の塗布機器への適用を目的として開発した電磁アクチュエータを提案する。

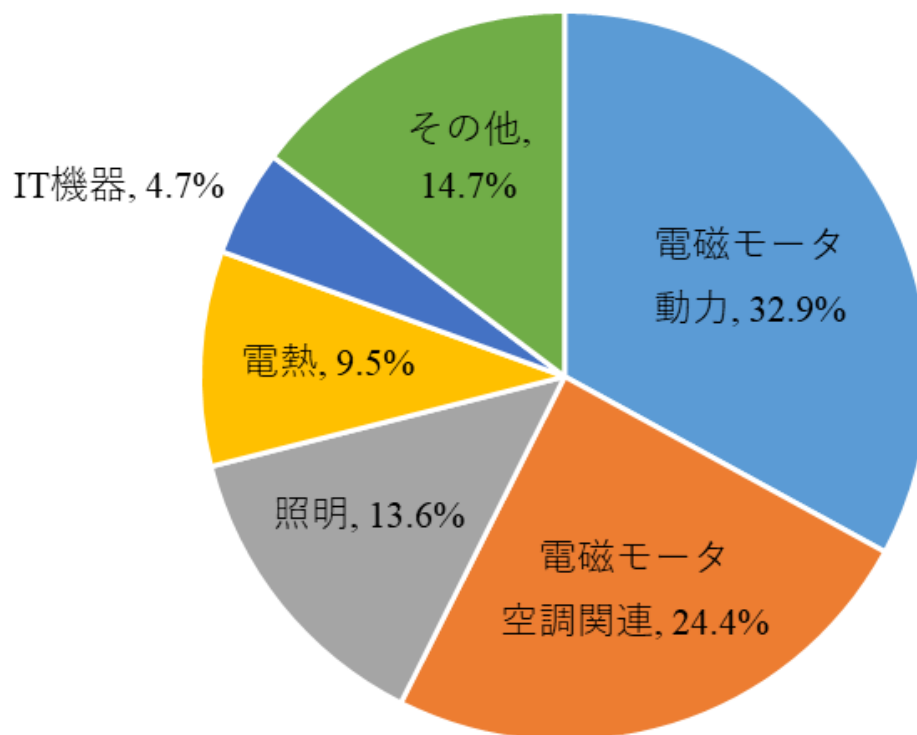


図 1.1: 国内電力消費総量における電力使用機器内訳 (2005 年) <sup>[3]</sup>

### 1.1.2 ホットメルト塗布機器の現状

ホットメルトは常温で固体のポリウレタンやエチレン酢酸ビニルといった熱可塑性樹脂である <sup>[5]~[7]</sup>。図 1.2 に一般的なホットメルトアプリケーションを示す。ホットメルトはホットメルトアプリケーションのタンク内部で加熱融解され、液状化したホットメルトはホースを通して塗布機器まで送られ、対象に塗布されることで冷却固化し接着される <sup>[9][10]</sup>。ホットメルト材料にもよるが、およそ 120°C から 180°C 程度で塗布接着されることが多い <sup>[7][11]</sup>。ホットメルトは 100% 固形分で水分や溶剤を含まないことから短時間での接着が可能で作業効率を向上させることができ、且つ環境に配慮した接着をすることができる。図 1.3 に示すように、現在、ホットメルト接着剤は自動車内装やスマートフォン、ロボット <sup>[15]</sup>、食品 <sup>[16]</sup> や段ボールの梱包など様々な用途があり、塗布方法においても図 1.4 に示すように線状に塗布するビード塗布や一定間隔で点状に塗布するドット塗布、少量で広く塗布できるスパイラル塗布といった多種多様の塗布技術がある。そのためホットメルトの塗布機器には、接着量の高精度な調整や複雑な塗布を液状ホットメルトを漏らすことなく可能とする高い即応性が求められる。

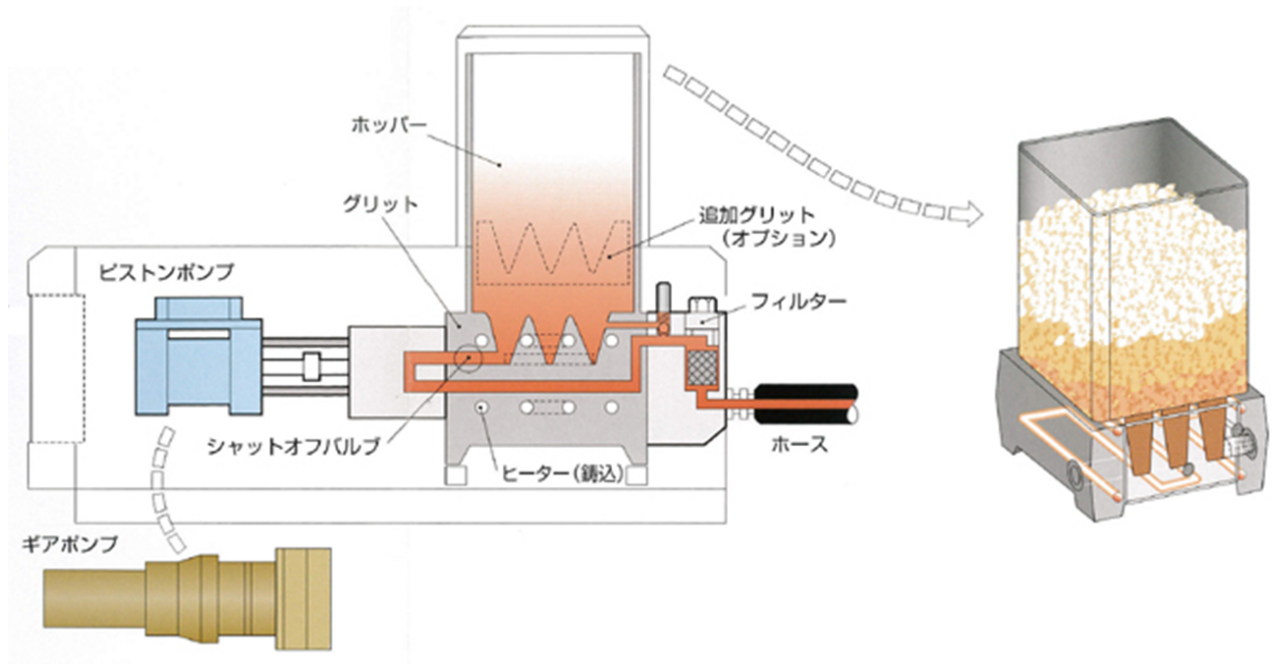


図 1.2: ホットメルトアプリケーター [8]



<「アイカメルト W-4000」の塗布の様子>

図 1.3: ホットメルトの用途例 [12]~[14]

現在、ホットメルト用の塗布機器は空圧式アクチュエータやピエゾアクチュエータが主流である<sup>[17]~[20]</sup>。空圧式アクチュエータは構造が単純でタンクにエネルギーを蓄積できるため、安定した推力が得られることからホットメルト塗布機器に利用されてきた。一方で、圧縮空気を利用した制御は即応性が低く、長期使用に伴いシリンダパッキンの摩耗が起ることや圧縮空気を作り出す大型のエアコンプレッサや配管などのエア設備が必要であること、フィルタ類の交換等の定期メンテナンスが必要であることといった問題がある<sup>[21]</sup>。

ピエゾアクチュエータは電圧を加えると変位するピエゾ素子を利用するため、電圧制御により高い即応性を持ち、安定して高推力を発生させることができる。さらに、空圧式アクチュエータのような部品の摩耗が無く、経年劣化による性能低下も起こりにくく長寿命である<sup>[22]</sup>。しかし、ピエゾ方式によるホットメルト塗布はノズル先端を対象に接触させて塗布することはできず、ノズル先端と対象にギャップを設けて液状のホットメルトを飛ばすことで塗布する仕組みであるため、対象形状が立体的であったり凹凸がある場合ノズル先端と対象のギャップが変化するため、正確な塗布に課題がある。また、ピエゾ素子は変位量が非常に小さいことも塗布手法の選択肢を狭める要因となっている<sup>[4][23]</sup>。近年では、ピエゾ素子を積層させた積層圧電アクチュエータが開発され、より大きな変位で駆動できるものの、全長の0.1%程度である<sup>[24]</sup>。

電磁アクチュエータは電源とインバータで駆動できるため塗布システム全体を小型化することができる。また、磁氣的吸引を利用して動作することから高い即応性を持ち、摩耗が少ないといった特徴を持つ。エアコンプレッサを必要とする空圧式アクチュエータと比較して騒音性も低い。また、ピエゾアクチュエータよりも大きく変位することが可能であり、ノズルと対象を接触させてホットメルトを塗布できるので、対象が立体あるいは凹凸があっても問題ではない。しかしながら、ホットメルト塗布機器とする電磁アクチュエータの製品は現在のところ多くはない。ホットメルト塗布機器に電磁アクチュエータを利用する際の課題は、第一に電磁アクチュエータモデル全体が高温となることである。ホットメルト塗布システムにおいて、図1.2にも示したようにアプリケーションのタンク内部で固形のホットメルトを融解することで機器全体が高温となる。電磁アクチュエータ付近にある120°Cから180°C程度のタンクから熱が伝達、また電磁アクチュエータ自身も駆動時に発熱することが想定される。電磁アクチュエータに用いられる永久磁石は温度に依存して磁気特性が変化するため、周囲温度により永久磁石が高温になると磁力が低下し、推力および応答性が低下する恐れがある。また、コイルの銅損による発熱からコイルが高温となることも懸念される。こうした熱の問題からホットメルト塗布機器に利用される電磁アクチュエータ製品が少なく、連続通電を制限した製品であったりする。以上のことから、高温環境での使用が前提となるホットメルト塗布システムへの電磁アクチュエータの適用には課題が残る。

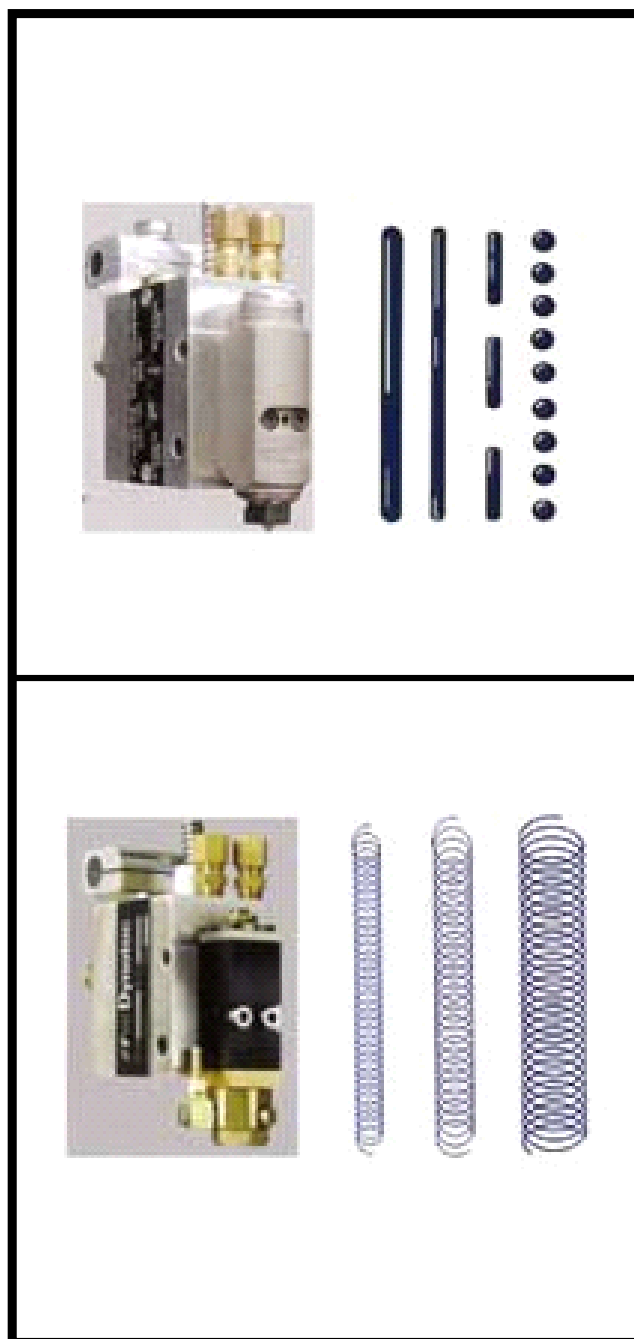


図 1.4: ホットメルト塗布手法<sup>[8]</sup>

## 1.2 研究目的

前節ではホットメルト塗布機器に利用される空圧式アクチュエータとピエゾアクチュエータの利点と課題を述べた。本論文では日本で一般的に利用されてきた空圧式アクチュエータの代替となる電磁アクチュエータを提案する。したがって、現在の空圧式アクチュエータの寸法および性能を満足する必要がある。具体的には、縦と横幅にそれぞれ29.6mm, 50mmの制約があり、高さは120mm程度の制約がある。また、ホットメルト塗布時に液状ホットメルトを漏らすことなく遮断するクリーンカットを実現する必要がある。遮断時に最大でも132Nが要求される。応答性に関しては、本論文では可動子が一方のストローク端からもう一方のストローク端へ変位するのに要する時間として0.5msを目標とする。

筆者は、電磁アクチュエータに要求される高推力を満足するため希土類磁石の中でも最も磁力の強いネオジム磁石を使用した小型高推力な電磁アクチュエータを提案する。ホットメルトは材料によって特性が様々であり、用途によっても様々な性能が要求される。筆者は電磁アクチュエータのコイルに流れる電流値の変更によるソフト面での性能選択ではなく、基本ユニットをスタックすることによるハード面での性能選択ができるよう選択肢の幅を増やし、要求場面に柔軟に対応したモデルを構成できる電磁アクチュエータを提案する。三次元有限要素法による磁界解析や高温環境・発熱を考慮した熱流体解析の連成解析を行う<sup>[25]~[34]</sup>。また、応答性向上を目的として可動子の軽量化を提案する。提案する電磁アクチュエータ駆動時の損失を熱源とした熱解析を実施し、モデル全体の温度評価、冷却用エア注入時の温度上昇抑制効果を確認し、高温環境でも動作可能であることを確認する。

## 1.3 本論文の概要

本論文は6つの章より成り立つ。各章の概要を以下に示す。

### 第1章 序論

研究背景として、開発の自由度が高まっている電磁アクチュエータの使用領域の広さについて述べ、ホットメルト塗布機器への電磁アクチュエータの適用にあたり、ホットメルト材料の性質や用途を示している。また、従来のホットメルト塗布機器に利用されている空圧式アクチュエータやピエゾアクチュエータの利点や課題を述べ、続いて電磁アクチュエータを利用する利点を述べるとともに解決すべき課題を示している。最後に、本論文の研究目的について述べている。

### 第2章 三次元有限要素解析の概要

第2章では、電磁界数値解析において三次元有限要素法の基となる電磁場の基

礎方程式を導出し、電磁機器への適用法について説明する。また、伝熱解析との連成解析手法について説明する。

### 第3章 スタッカブル電磁アクチュエータの基本構造

第3章では、スタッカブル電磁アクチュエータの基本モデル構造を提案する。基本モデルについて三次元有限要素法を用いた磁界解析により推力および応答性を確認する。矩形波電流通電時の推力波形、応答波形について述べる。

### 第4章 直列型モデルと並列型モデルの構造と諸特性

第4章では、基本モデルのチェーン構造を利用して基本モデルを縦方向、横方向に積み重ねた直列型モデルと並列型モデルの構造について述べる。また、直列型モデルと並列型モデルについて磁界解析により諸特性を確認する。

### 第5章 応答性の向上を目的とした可動子形状の最適化

第5章では、可動子を軽量化したスペーサーモデルを提案し、可動子形状を最適化することで電磁アクチュエータの応答性の向上を確認する。続いて、スペーサーモデル構造を直列型モデルに適用し、応答性の向上を確認する。

### 第6章 電磁アクチュエータ駆動時の温度特性

第6章では、磁界・熱流体連成解析により高温環境の考慮および電磁アクチュエータ駆動時の損失を熱源とした熱解析を行い、空冷システムの必要性について述べる。さらには空冷による冷却効果を確認する。また空冷システムを導入することで、電磁アクチュエータが高温環境においても要求性能を満足することを確認する。

### 第7章 結論

第7章では、本研究の成果および今後の課題についてまとめる。





## 第2章

# 三次元有限要素法解析の概要

### 2.1 緒論

本章では三次元有限要素法を用いた電磁界数値解析および熱解析の概要を説明し、電磁機器の磁界分布や電磁節点力分布の解析法、熱伝導について述べる。

### 2.2 基礎方程式の導出

本節では、マクスウェルの電磁方程式等から時間依存場において有限要素解析を行う際に用いる磁界ベクトルポテンシャルを求める基礎方程式 ( $A - \phi$  法) を導出する。

#### 2.2.1 マクスウェルの電磁方程式

電磁界の現象を表すマクスウェルの電磁方程式は次式で表される。

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho \quad (2.4)$$

ここで、 $\mathbf{B}$  は磁束密度、 $\mathbf{H}$  は磁界の強さ、 $\mathbf{D}$  は電束密度、 $\mathbf{E}$  は電界の強さ、 $\mathbf{J}$  は電流密度である。また、 $\rho$  は電荷密度である。 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{J}$ の間には次式の関係がある。

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.7)$$

ここで、 $\mu$  は透磁率、 $\varepsilon$  は誘電率、 $\sigma$  は導電率である。

### 2.2.2 磁気ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$

磁束は常に連続であり、その回転は電流分布と関連付けられる。静電界は保存的でありその回転は零であるという性質を利用して電位量を用いることができる（静電界においては、A点から出発し、B点を経由してA点まで一回りしたとき、その経路について電位を積分すると零）。しかし、磁界の場合、次式が要求され保存的の場でない。

$$\text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.8)$$

したがって、電位に相当する量を用いることはできない。ところが、磁界は静電界とは違いその発散は常に零である。この性質を利用して、次式に示す磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を定義することができる。

$$\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A} \quad (2.9)$$

ここで、磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  の物理的意味を考えてみると、図2.1において導体に電流  $I$  が流れている場合の点Pにおける磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  は次式で表される。

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \oint_C \frac{I_0}{r} ds \quad (2.10)$$

ここで、 $ds$  は電流の流れている導体に沿った微小ベクトル、 $C$  は導体に沿った積分路、 $r$  は  $ds$  からの距離である。上式はベクトル  $\mathbf{A}$  が電流の流れる方向と等しいことを示しており、その大きさは距離  $r$  とともに小さくなることを表している。

また、磁束密度  $\mathbf{B}$  の  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向成分  $B_x$ 、 $B_y$ 、 $B_z$  は (2.9) 式より、次式で表される。

$$\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z) = \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \quad (2.11)$$

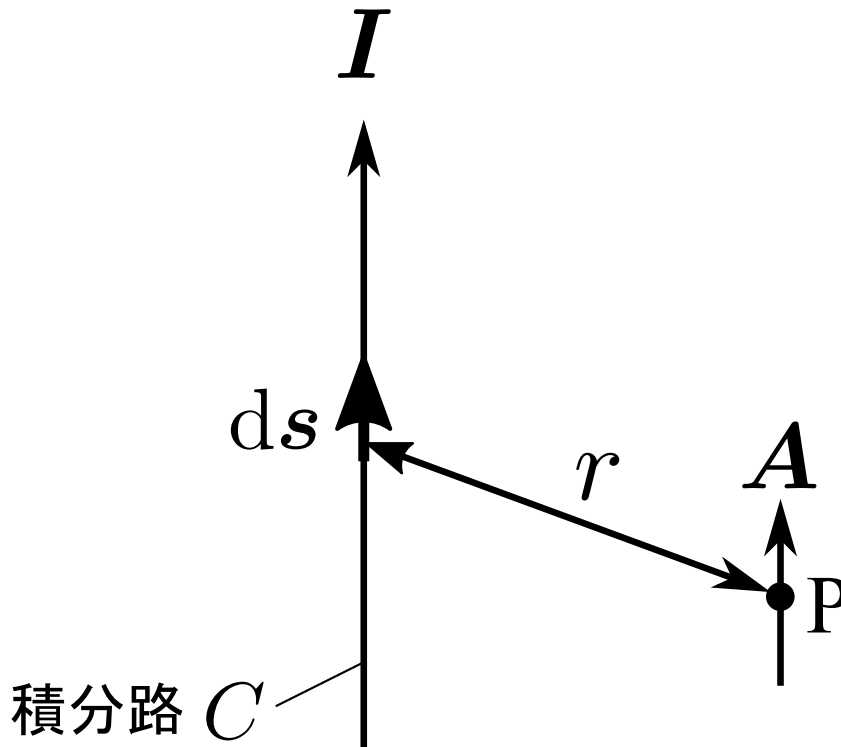


図 2.1: 磁気ベクトルポテンシャルの計算

(2.5) 式を磁気抵抗率  $\nu (= 1/\mu)$  を用いて書き換えると, 次式で表される.

$$\mathbf{H} = \nu \mathbf{B} \quad (2.12)$$

磁気抵抗率  $\mu$  はテンソルであり, テンソル磁気抵抗率の対角成分以外を零とおける場合には, 磁束密度  $\mathbf{B}$  および磁界の強さ  $\mathbf{H}$  の  $x, y, z$  方向成分  $B_x, B_y, B_z, H_x, H_y, H_z$  の間には次式の関係がある.

$$\begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \nu_x & 0 & 0 \\ 0 & \nu_y & 0 \\ 0 & 0 & \nu_z \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{Bmatrix} \quad (2.13)$$

対象とする領域に外部から電流 (これを強制電流と呼ぶ) が流入している場合, その電流密度  $\mathbf{J}_0$  として, 変位電流 (電極間の空間に変動する電場) を無視すると, (2.1) 式は次のようになる.

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}_0 \quad (2.14)$$

(2.14) 式に (2.9) 式, (2.12) 式を代入すれば, 次式が得られる.

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 \quad (2.15)$$

ゆえに,  $\mathbf{J}_0$  の  $x$  成分  $\mathbf{J}_{0x}$  は次式のように定義できる.

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{0x} &= \{\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A})\}_x \\ &= \frac{\partial}{\partial y} (\nu \text{rot} \mathbf{A})_z - \frac{\partial}{\partial z} (\nu \text{rot} \mathbf{A})_y \\ &= \frac{\partial}{\partial y} \{\nu_z (\text{rot} A_z)\} - \frac{\partial}{\partial z} \{\nu_y (\text{rot} A_y)\} \\ &= \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_z \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \nu_y \left( \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.16)$$

他の成分も同様にして表すことができ, (2.14) 式は次式のように成分表示することができる.

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{0x} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu_z \frac{\partial A_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_y \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu_z \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_y \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) \\ \mathbf{J}_{0y} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_x \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_z \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_x \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_z \frac{\partial A_y}{\partial x} \right) \\ \mathbf{J}_{0z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_y \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu_x \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_y \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu_x \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を用いて三次元の磁界解析を行う場合は, 上式のように  $A_x$ ,  $A_y$ ,  $A_z$  の3成分を未知数として, 全ての未知の磁気ベクトルポテンシャルを持つ節点について解かなければならない.

### 2.2.3 永久磁石の取り扱い

永久磁石内の磁束密度と磁界には次の関係が成り立つ.

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.18)$$

(2.14) 式と (2.18) 式から磁界  $\mathbf{H}$  を消去すると,

$$\text{rot} \nu_0 (\mathbf{B} - \mathbf{M}) = \mathbf{J}_0 \quad (2.19)$$

となる. したがって, 次式が得られる.

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \text{rot} \nu_0 \mathbf{M} \quad (2.20)$$

(2.20) 式から, 永久磁石を有する領域を解析する場合は (2.15) 式の右辺に磁化  $\mathbf{M}$  から算出される等価磁化電流を追加する.

### 2.2.4 時間微分項の考慮

時間変化する電流が解析領域外から流れ, 導体に渦電流が発生する場合について考える. このとき, 渦電流密度を  $\mathbf{J}_e$  とすると,

$$\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E} \quad (2.21)$$

である. ここで,  $\sigma$  は導体の導電率,  $\mathbf{E}$  は電界である. ここで, (2.2) 式, および (2.9) 式から,

$$\text{rot} \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.22)$$

となり, 任意スカラ  $\phi$  に対して  $\text{rot}(\text{grad}\phi) = 0$  が成立することから,

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad}\phi \quad (2.23)$$

が成立する. これを (2.24) に代入すると,

$$\mathbf{J}_e = -\sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad}\phi \right) \quad (2.24)$$

となる. したがって, 渦電流が流れる場合の磁界の方程式は,

$$\text{rot}(\nu \text{rot}\mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e = \mathbf{J}_0 - \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad}\phi \right) \quad (2.25)$$

となる. この手法は  $\mathbf{A} - \phi$  法と呼ばれ, 渦電流を解析する際の一般的な手法である. 本手法では未知数として新たに電気スカラポテンシャル  $\phi$  が加わるため, 次の渦電流連続の式を追加する必要がある.

$$\text{div}\mathbf{J}_e = \text{div} \left\{ -\sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad}\phi \right) \right\} = 0 \quad (2.26)$$

時間微分項の取り扱いとしては, 短時間間隔  $\Delta t$  ごとに解析を行うステップバイステップ法を用いる. また, 後述する一次四面体辺要素を用いた場合, (2.25) 式の  $\phi$  を零として時間微分項を考慮することが可能である.

## 2.3 有限要素法の概要と線形問題の解析法

本節では、本論文で使用している有限要素法による電磁界数値解析の概要や手法を、線形問題の範囲について述べる。

### 2.3.1 有限要素法の概要

有限要素法とは、ある領域中のポテンシャル分布を有限の要素に細分化し、各々の要素内の分布を単純な関数で近似して解析する手法である。実モデルは無数の要素で構成されていると考えれば、十分に領域を細分化した有限の要素を持つ解析モデルにてポテンシャル分布を解析することで近似解が得られる。本論文においては磁気回路が三次元磁路を構成するため、三次元の解析モデルを作成し、図 2.2 に示す一次四面体辺要素を用いる。

一次四面体辺要素では、各辺の接線方向成分の積分値として磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$ 、各節点にスカラーポテンシャル  $\phi$  を定義する。また、辺  $l$  に対するベクトル補間関数  $\mathbf{N}_l$  は次式で表される。

$$\mathbf{N}_l = N_m \text{grad} N_n - N_n \text{grad} N_m \quad (2.27)$$

ここで、 $N_m, N_n$  はそれぞれ辺  $l$  の両端の節点  $m, n$  のスカラー補間関数であり、体積座標 (節点  $n$  の体積座標は節点  $n$  以外と要素内任意点  $P$  でできた四面体体積と、要素四面体体積の比) である。このとき、要素  $e$  における磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}^{(e)}$ 、スカラーポテンシャル  $\phi^{(e)}$  は、

$$\mathbf{A}^{(e)} = \sum_{l=1}^6 \mathbf{N}_l A_l, \quad \phi^{(e)} = \sum_{m=1}^4 N_m \phi_m \quad (2.28)$$

と表される。

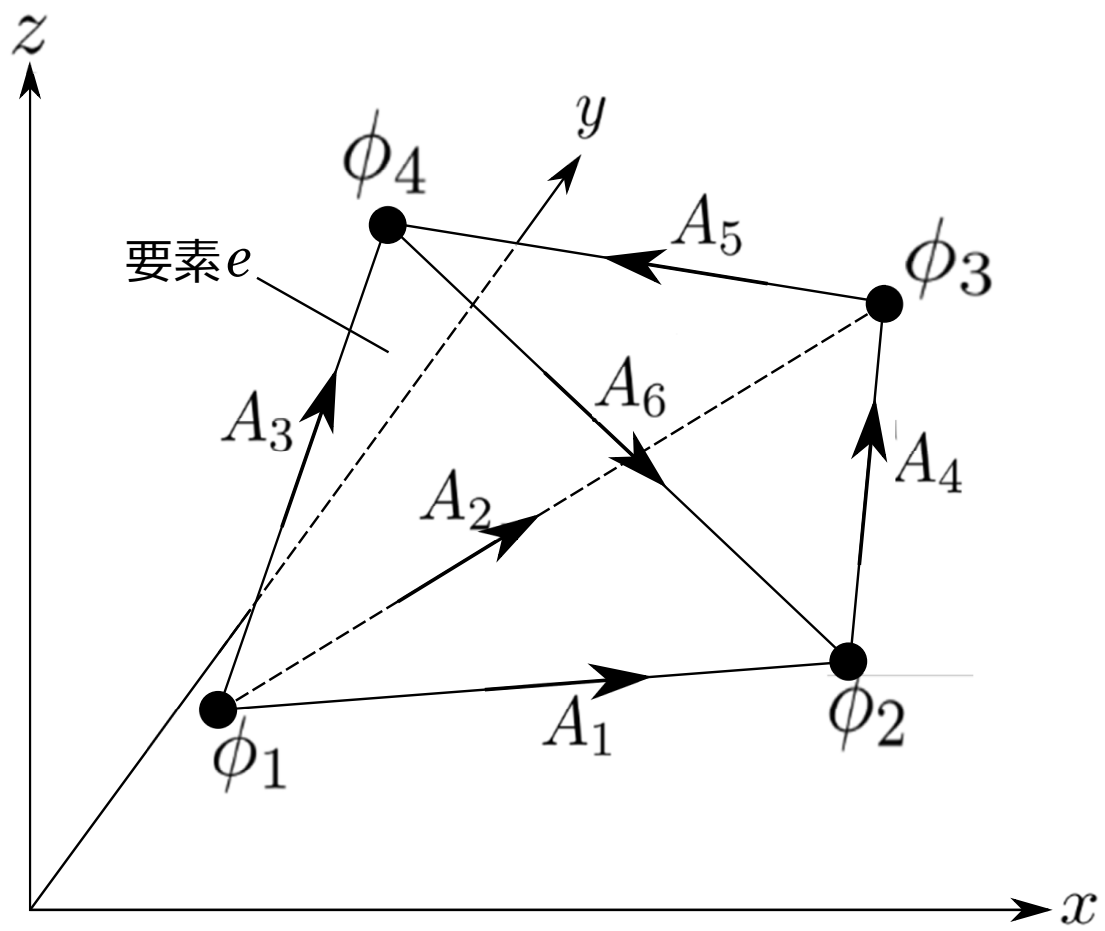


図 2.2: 一次四面体辺要素



### 2.3.2 残差方程式の導出

一般に (2.17) 式で表される偏微分方程式を直接解くことは極めて困難である。したがって、何らかの方法を用いて積分方程式型に表現を改める必要がある。各要素内ベクトルポテンシャルは (2.28) 式のように低次の多項式で近似されているため、積分が容易である。

変分法と重み付き残差法はともに偏微分方程式を積分形式に改める手段の一つであるが、変分法は変分原理を用いるためにエネルギーを表す式 (汎関数) が分かっている必要はない。それに対し、重み付き残差法は汎関数が分かっている場合や変分原理が成立しない場合でも使用することができるため、こちらを採用している。

重み付き残差法は、ベクトルポテンシャルの真値  $A$ 、近似値  $A'$  としたとき、残差  $R$  の対象領域  $V$  全体にわたる積分を最小にする方法である。すなわち、微分方程式を

$$f(A) = 0 \quad (2.29)$$

としたとき、

$$f(A') = R \quad (2.30)$$

であり、

$$\int_V R w dV \rightarrow \text{最小} \quad (2.31)$$

とする。ここで、重み関数  $w$  を導入することで、領域全体で残差の重み付き積分を零にすることができる。重み付き残差法の一般式は次式で表される。

$$G = \int_V R w dV = 0 \quad (2.32)$$

重み関数の選び方としては、ベクトルポテンシャルの重み関数をベクトル補関数  $N_i$ 、電気スカラーポテンシャルの重み関数をスカラー補関数  $N_i$  とするガラーキン法が最もよく用いられており、本論文において使用する。また、 $R$  には (2.20) 式、および (2.25) 式を代入する。(2.33) 式で表す残差方程式をマトリクス表示することで多元一次連立方程式を導出し、それを反復計算法により解くことで未知数の解を得る。

$$\begin{aligned} G_k &= \int_V \text{rot} \mathbf{N}_k \cdot (\nu \text{rot} \mathbf{A}) dV - \int_V \mathbf{N}_k \cdot \mathbf{J}_0 dV + \int_V \mathbf{N}_k \cdot \left\{ \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \right\} dV = 0 \\ G_{di} &= \int_V N_i \cdot \left\{ \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \right\} dV = 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

ここで、 $V$  は解析領域全体を表す。永久磁石領域では 2.2.3 で述べたように等価磁化電流

の項が追加される。

また、本論文では計算時間を短縮するため、ICCG法(不完全コレスキー分解付共役勾配法)を使用する。

## 2.4 非線形問題の解析法

本節では、磁性材料の非線形磁化特性を考慮した非線形問題を解析する方法について述べる。

### 2.4.1 $BH$ 曲線の取り扱い方

一般に磁性材料の  $B$  と  $H$  の間の関係は、高磁界中で磁気飽和が起こることから図 2.3 のような関係になっており、 $\mu = B/H$  で求めた透磁率は図中の破線のように変化する。すなわち、磁気抵抗率  $\nu$  も変化する。変圧器やモータのように、磁性材料で構成され磁気回路を有する機器の磁界解析を行う場合は、解析に用いる式に含まれている磁気抵抗率などの材料定数が磁束密度などによって変化する現象（これを磁気特性が非線形であるという）を考慮する必要がある。本論文では、図 2.3 の  $B-H$  曲線（初磁化曲線と呼ぶ）のデータ点列を計算機に入力しておき、解析によって求められたベクトルポテンシャルから磁束密度  $B$  を計算し、磁気抵抗率  $\nu$  を計算する。この際データ点間は補間関数によって近似される。この  $B-H$  曲線としては、直流を印加して測定したものをを用いる。

また、永久磁石の減磁特性曲線も同様にデータ点列を入力する。永久磁石を構成する要素では (2.18) 式の関係と永久磁石の寸法から、図 2.4 に示す減磁特性曲線における動作点  $P$  が求められ、(2.20) 式から磁石内の磁束密度  $B$ 、および磁界  $H$  が求められる。また、本論文において使用するネオジム磁石の減磁特性曲線は第 2 象限でほぼ直線であり、その傾きはほぼ  $\mu_0$  である。したがって磁化  $M$  としては残留磁束密度  $B_r$  が用いられる。

### 2.4.2 ニュートン・ラフソン法

磁性材料の非線形性から、電磁機器の解析においては線形解析による実モデルの測定結果との誤差が大きい。したがって、非線形反復手法や収束判定法を用いて線形解から非線形解の真値へ近づける必要がある。本論文ではその手法としてニュートン・ラフソン法を使用する。まず、ニュートン・ラフソン法を非線形有限要素解析に適用した場合の

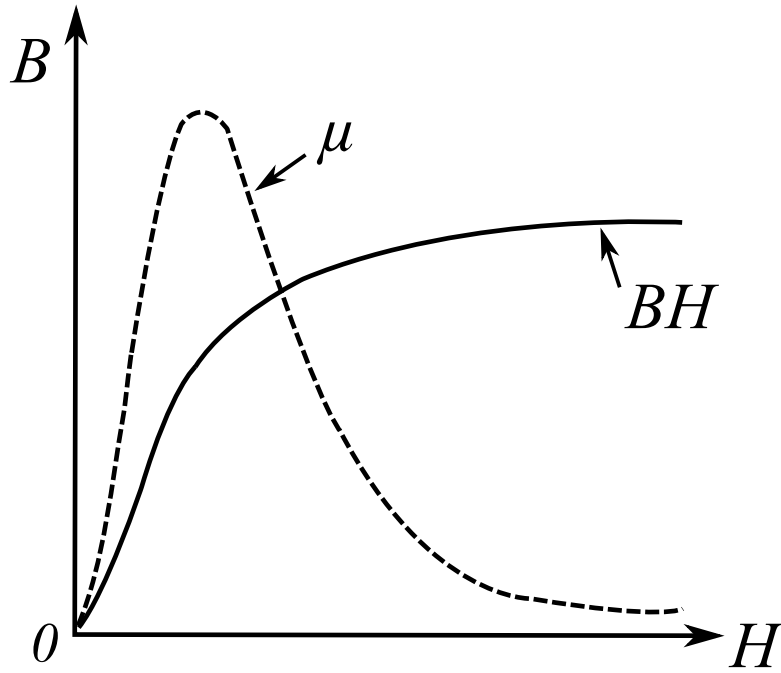
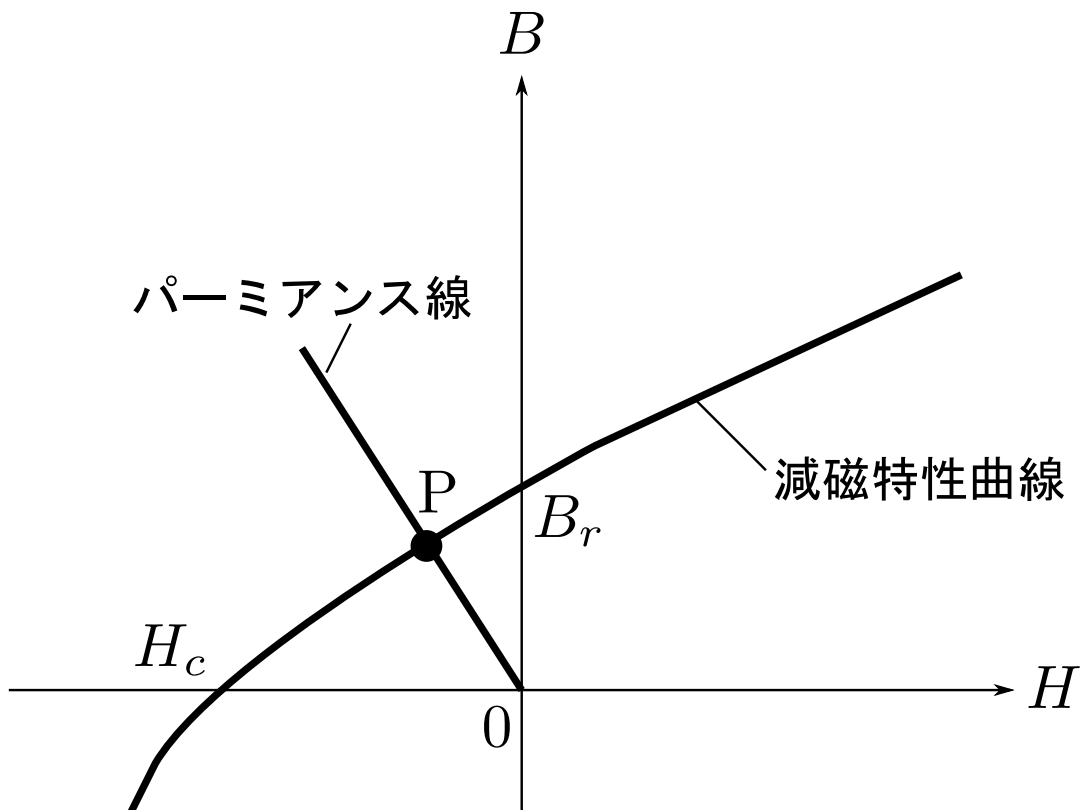
図 2.3:  $B - H$  曲線

図 2.4: 減磁特性曲線

一般式を導出するため、簡単に次の2変数の連立方程式について考える。

$$f(x, y) = 0, \quad g(x, y) = 0 \quad (2.34)$$

$u$  回目の根の推測値を  $x^{(u)}, y^{(u)}$  とし,  $f(x, y), g(x, y)$  を二変数関数のテイラー展開すると,

$$\begin{aligned} & f(x^{(u)} + \delta x^{(u)}, y^{(u)} + \delta y^{(u)}) \\ &= f(x^{(u)}, y^{(u)}) + \frac{\delta}{\delta x^{(u)}} f(x^{(u)}, y^{(u)}) \delta x^{(u)} + \frac{\delta}{\delta y^{(u)}} f(x^{(u)}, y^{(u)}) \delta y^{(u)} + \dots \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} & g(x^{(u)} + \delta x^{(u)}, y^{(u)} + \delta y^{(u)}) \\ &= g(x^{(u)}, y^{(u)}) + \frac{\delta}{\delta x^{(u)}} g(x^{(u)}, y^{(u)}) \delta x^{(u)} + \frac{\delta}{\delta y^{(u)}} g(x^{(u)}, y^{(u)}) \delta y^{(u)} + \dots \end{aligned} \quad (2.36)$$

2次以上の項を無視し,  $x^{(u)} + \delta x^{(u)}, y^{(u)} + \delta y^{(u)}$  が真値であるとして,  $f(x^{(u)} + \delta x^{(u)}, y^{(u)} + \delta y^{(u)}), g(x^{(u)} + \delta x^{(u)}, y^{(u)} + \delta y^{(u)})$  を零とおき, マトリックス表示すると次式のようなになる。

$$\begin{bmatrix} \frac{\delta f^{(u)}}{\delta x^{(u)}} & \frac{\delta f^{(u)}}{\delta y^{(u)}} \\ \frac{\delta g^{(u)}}{\delta x^{(u)}} & \frac{\delta g^{(u)}}{\delta y^{(u)}} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \delta x^{(u)} \\ \delta y^{(u)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -f(x^{(u)}, y^{(u)}) \\ -g(x^{(u)}, y^{(u)}) \end{Bmatrix} \quad (2.37)$$

(2.37) 式を解くことで  $\delta x^{(u)}, \delta y^{(u)}$  が求められる。また,  $(u+1)$  回目の反復により得られる近似値  $x^{u+1}, y^{u+1}$  は次式で与えられる。

$$x^{(u+1)} = x^{(u)} + \delta x^{(u)}, \quad y^{(u+1)} = y^{(u)} + \delta y^{(u)} \quad (2.38)$$

有限要素法の場合は, 未知数が非常に多い多元連立非線形方程式を解くことになる。解くべき方程式は (2.33) 式の残差法定式であり,  $u+1$  回目の反復で得られる辺  $l$  のベクトルポテンシャルの近似解  $A_l^{(u+1)}$  は,

$$A_l^{(u+1)} = A_l^{(u)} + \delta A_l^{(u)} \quad (2.39)$$

で与えられる。また,  $\delta A_l$  は次式を解くことで得られる。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial G_1}{\partial A_1} & \dots & \frac{\partial G_1}{\partial A_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial G_k}{\partial A_1} & \dots & \frac{\partial G_k}{\partial A_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial G_n}{\partial A_1} & \dots & \frac{\partial G_n}{\partial A_n} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \delta A_1 \\ \vdots \\ \delta A_l \\ \vdots \\ \delta A_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -G_1 \\ \vdots \\ -G_k \\ \vdots \\ -G_n \end{Bmatrix} \quad (2.40)$$

なお、収束判定では全ての辺について  $\delta A$  が設定した値以下になれば収束したものとみなす。また、初期値として未知節点のベクトルポテンシャルを  $A = 0$  とすると、(2.40) 式はガラーキン法による線形解を求める式と一致する。したがって、ニュートン・ラプソン法の1回目の計算は線形解となる。

## 2.5 電磁力計算

本節では、有限要素法において電磁力の計算法として用いられる節点力法について述べる。

### 2.5.1 節点力法

磁性体に働く力の計算方法としては、マクスウェルの応力法と節点力法がある。マクスウェルの応力法は、ある領域に作用する力を領域（例えば回転機の回転子全体）を囲む閉曲面  $S$  に働くマクスウェルの応力の総和として求めるものである。この方法では閉曲面  $S$  のとり方によって誤差が生じることが問題点として挙げられる。

本論文では、磁性体内の各節点に働く力の和を求めることによって磁性体全体に働く力を計算する節点力法を使用する。この方法では積分路のとり方に注意を払う必要が無く、また磁性体内の電磁力分布を知ることができるという利点がある。

磁界による体積力  $\mathbf{f}_v$ 、および表面力  $\mathbf{f}_s$  は次式のように表される。

$$\mathbf{f}_v = \text{div}T \quad (2.41)$$

$$\mathbf{f}_s = (T|_2 - T|_1) \cdot \mathbf{n} \quad (2.42)$$

ここで、添え字 1, 2 はそれぞれ別の媒質であることを表しており、 $\mathbf{n}$  は媒質 1 から 2 へ向かう面の法線ベクトルである。また、 $T$  はマクスウェルの応力テンソルであり、次式で表される。

$$T = \frac{1}{2\mu} \begin{bmatrix} B_x^2 - B_y^2 - B_z^2 & 2B_xB_y & 2B_xB_z \\ 2B_yB_x & B_y^2 - B_x^2 - B_z^2 & 2B_yB_z \\ 2B_zB_x & 2B_zB_y & B_z^2 - B_x^2 - B_y^2 \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

ここで、要素の仮想変位  $\delta u$  を節点の仮想変位  $\delta u_i$  とスカラー補間関数  $N_i$  を用いて、

$$\delta u = \sum_i N_i \delta u_i \quad (2.44)$$

とし, そのときの仮想仕事  $\delta W$  について考えると,

$$\begin{aligned}
 \delta W &= \iiint_V (\text{div}T)\delta u dV + \iint_S \{(T|_2 - T|_1) \cdot \mathbf{n}\} \delta u dS \\
 &= \iint_S \mathbf{n} \cdot T \delta u dS - \iiint_V \text{grad}\delta u \cdot T dV + \iint_S \{(T|_2 - T|_1) \cdot \mathbf{n}\} \delta u dS \\
 &= - \iiint_V \text{grad}\delta u \cdot T dV \\
 &= - \iiint_V T \cdot \text{grad}N_i \cdot \delta u_i dV
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

となる. 外部から加えられたエネルギーの変化分が上式的全節点合計に等しく,  $\sum_i \mathbf{f}_i \cdot \delta \mathbf{u}_i$  とおけるとすると, 節点力  $\mathbf{f}_i$  は,

$$\mathbf{f}_i = - \iiint_V (T \cdot \text{grad}N_i) dV \tag{2.46}$$

と表すことができる. したがって, 磁性体に働く力  $\mathbf{F}$  は,

$$\mathbf{F} = - \sum_i \frac{\delta W}{\delta \mathbf{u}_i} = \sum_i \mathbf{f}_i \tag{2.47}$$

で求められる.

## 2.6 伝熱解析との連成

本論文では電磁界解析と熱解析の連成解析は各々の場ごとのシーケンシャル解析で実施している. すなわち, 電磁界解析を実施した後, 得られた結果を参照し, 熱解析を実施, そして再び電磁界解析を実施する.

### 2.6.1 電磁界解析で得られた損失による電磁機器の温度分布

導体に発生する渦電流損波形は磁性体が非線形な特性を持つことから歪み波となるため, 単位長当たりの渦電流損  $W_{ed}$  は (2.24) 式を用いると次式で求められる<sup>[35][36]</sup>.

$$W = \frac{1}{\tau/2} \int_t^{t+\tau/2} \left\{ \int_{V_e} \frac{J_e^2}{\sigma} dV_e \right\} dt \tag{2.48}$$

ここで,  $\tau$  は周期,  $V_e$  は渦電流の流れる導体の領域である.

また, 銅損  $W$  は電磁界解析で得られた電流密度  $J$  から次式で求められる.

$$W = \int_V \frac{J^2}{\sigma} R dv \tag{2.49}$$

ここで,  $V$  はジュール熱が発生する領域,  $\sigma$  は導電率,  $R$  は抵抗である.

鉄損  $W_h$  は周波数ごとの磁束密度-損失密度曲線を参照して計算する.

以上の損失を次に示す熱伝導方程式に導入して温度分布を求めることができる.

### 2.6.2 熱伝導方程式

物体中における熱伝導方程式は次式で与えられる.

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \kappa_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q \quad (2.50)$$

ここで,  $T$  は温度,  $\rho$  は密度,  $c$  は比熱,  $\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の熱伝導率であり,  $Q$  は物体内部の発熱密度である.

続いて, 非定常熱伝導方程式は初期条件と境界条件が課せられる. 初期条件は, 時刻  $t$  における位置  $\mathbf{r}$  の温度を  $T(\mathbf{r}, t)$  とすると,

$$T(\mathbf{r}, 0) = \Psi(\mathbf{r}) \quad (2.51)$$

と表せる. ただし,  $\Psi(\mathbf{r})$  は既知関数である.

また, 境界条件は熱の移動形態によって条件が異なり, 物体の境界上で温度が定められる場合 (固定温度境界) と境界上で熱流束が定められる場合 (自然温度境界) の二種類に分けられる.

(1) 固定温度境界 (ディリクレ型境界条件)

$$T = \bar{T} \quad (2.52)$$

(2) 自然温度境界 (ノイマン型境界条件)

$$\kappa_x \frac{\partial T}{\partial x} l_x + \kappa_y \frac{\partial T}{\partial y} l_y + \kappa_z \frac{\partial T}{\partial z} l_z + h(T - \bar{T}) = 0 \quad (2.53)$$

ここで,  $\bar{T}$  は既知温度,  $h$  は熱伝導率,  $l_x, l_y, l_z$  は方向余弦を表している.

本論文は解析モデルと外側空気との間に自然温度境界条件を設定している.

### 2.6.3 第2章の結論

本章では, 三次元有限要素法を用いた電磁界数値解析と熱解析の概要を示し, 電磁機器の磁界分布および電磁節点力分布の解析法, 熱伝導について述べた.

## 第3章

# スタッカブル電磁アクチュエータの基本構造

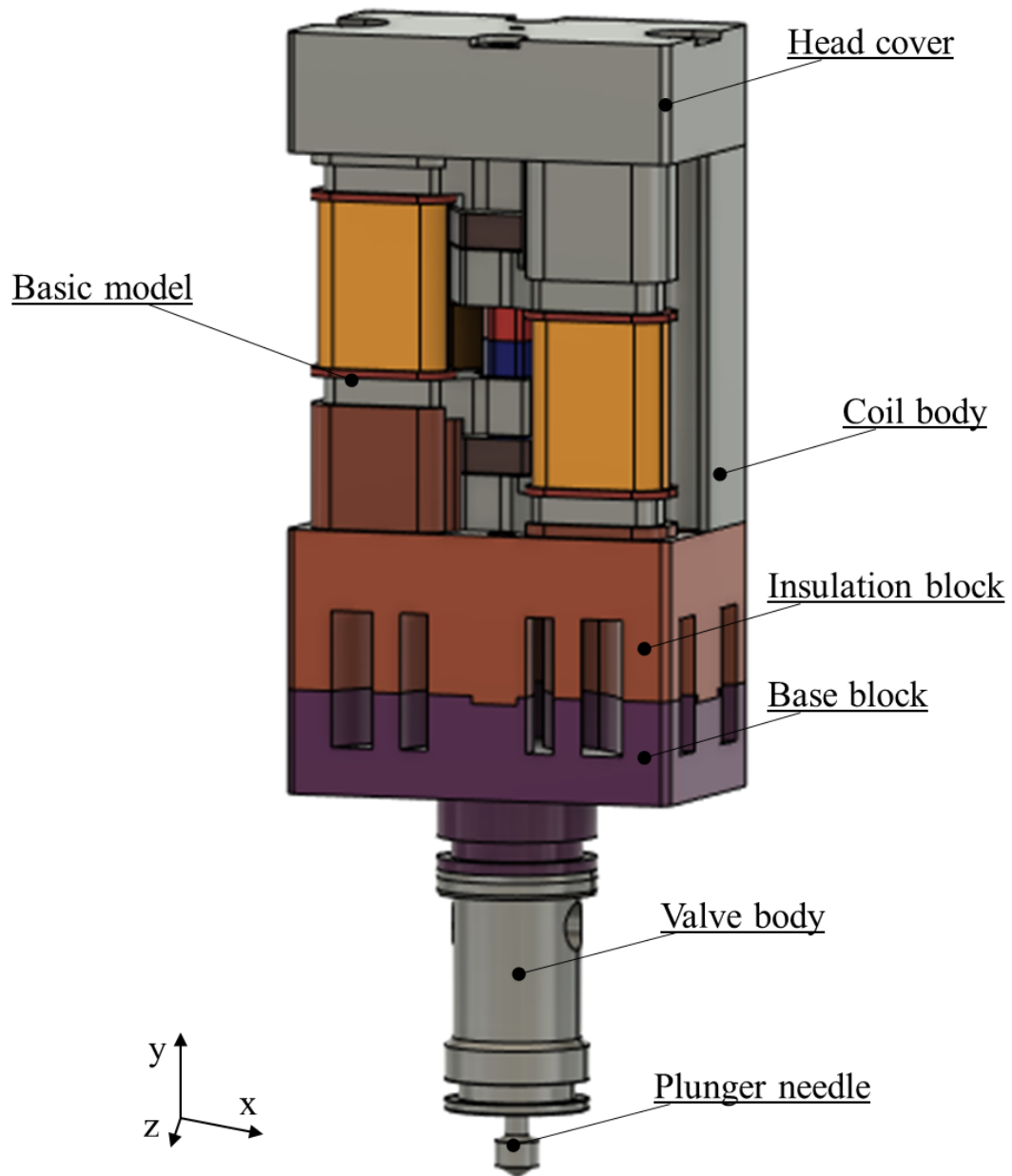
### 3.1 緒論

本章ではスタッカブル電磁アクチュエータを提案する。提案する電磁アクチュエータは基本モデルを積み重ねることで、推力や応答性といった諸特性を変更することができる。基本構造と動作原理について述べ、三次元有限要素法を用いた磁界解析により、提案する電磁アクチュエータの諸特性を明らかにする。さらに、従来製品との性能比較を行い、提案する電磁アクチュエータの有用性について述べる。

### 3.2 基本構造

提案する電磁アクチュエータは主に固定子、可動子、プランジャーニードル、カバー類で構成されている。図 3.1 に提案する電磁アクチュエータの全体構造を示す。固定子と可動子で構成される基本モデルの周囲にはヘッドカバー、コイルボディ、断熱ブロック、ベースブロック、バルブボディを設け、電磁アクチュエータの中心をプランジャーニードルが通っている。ヘッドカバーにはアルミニウムの A7075 を使用する。ヘッドカバーはプランジャーニードルの水平方向への動きを抑制する機能を持つ。コイルボディもヘッドカバー同様、A7075 を使用する。コイルボディは電磁アクチュエータを内部に固定する役割を持ち、電磁アクチュエータのスタック数に応じてコイルボディの高さを調整する。断熱ブロックにはポリアミドイミド等の断熱性の高い樹脂を使用する。断熱ブロック下部はエア流路となっており、モジュール下部にあるホットメルト樹脂を溶かすヒーターから伝わる熱を遮断する役割を持つ。ベースブロックとバルブボディ、プランジャーニードルには SUS316 を使用する。ヘッドカバーやコイルボディ、プランジャーニードルなどは磁界解析の解析時間の省略のため、本章では考慮しない。





1.21.2

図 3.1: 基本モデルの全体構造

図 3.2 に基本モデルにおける固定子コアとコイルヨークの構造を示す。固定子コアは 2 つのコアを同軸上で正対するように配置する。2 つのコイルヨークは 2 つの正対した固定子コアを接続するように配置している。本論文の電磁アクチュエータは 29mm× 50mm× 120mm の制限された直方体スペースで要求される推力値を満足する必要があるため、三次元磁路を形成するように設計している。コア材料には SMC コアを採用している。SMC コアとは軟磁性材複合材料 (Soft Magnetic Composite) の略称であり、絶縁コーティングした軟磁性粉末を高密度に圧縮成形して作製される。従来、ラジアルギャップモータや変圧器には電磁鋼板が使用されているが、近年では三次元の磁気回路を形成する電磁機器の開発・実用化が進められており、三次元的に渦電流経路を断つことができる SMC コアの重要性が増している<sup>[37]~[40]</sup>。本論文の提案アクチュエータは三次元磁路を形成するため、コア材料には SMC コアが適当である。本論文では、SMC コアに住友重工焼結合金株式会社の FMCM-HB1 を使用している。図 3.3 に FMCM-HB1 の B-H 曲線を、表 3.1 に材質特性を示す。図 3.3 から、透磁率が一定となる 1.8T 以上において磁束飽和を起こすと考える。

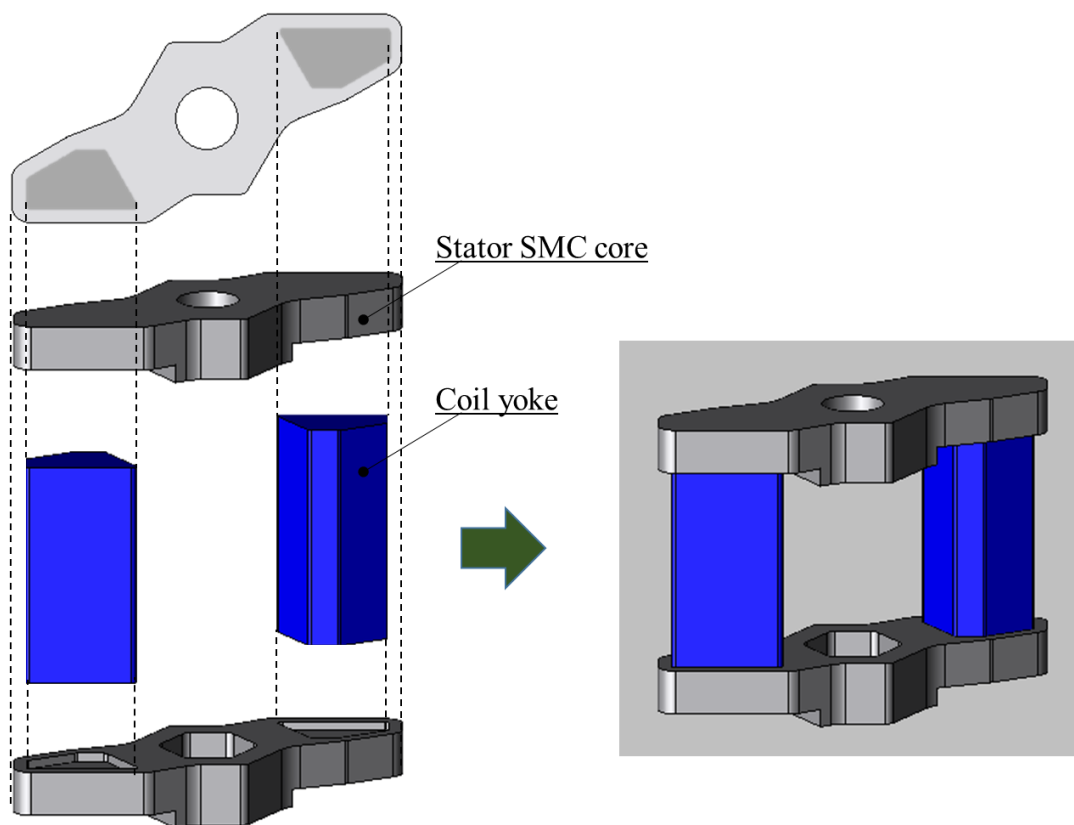


図 3.2: 固定子コアとコイルヨーク構造

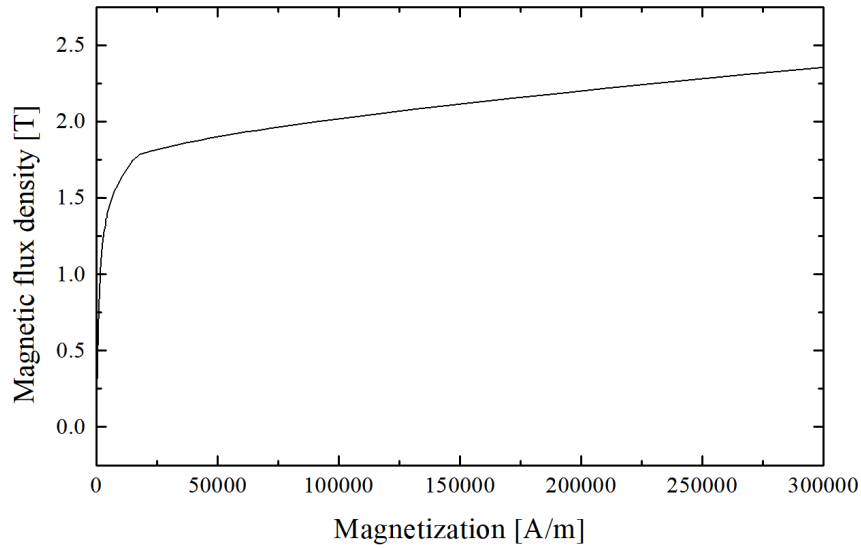


図 3.3: FMCM-HB1 の B-H 曲線

表 3.1: FMCM-HB1 の材質特性

Density [kg/m <sup>3</sup> ]	7850
Thermal conductivity [W/m/K]	33
Specific heat [J/kg/K]	453

図 3.4 にコイルボビンとコイルを固定子に取り付けた構成図を示す。コイルヨークはコイルボビンの鉄心として配置し、ボビンにコイルを巻いている。一般的な電磁アクチュエータはモデルの中心にある可動子を巻き込むようにコイルを巻く構造が多いが、提案する電磁アクチュエータではコイルを分散して配置したことで、制限された直方体のスペースでも巻き数を確保している。図 3.5 には基本モデルにおける固定子の構成図を示す。基本モデルでは2つの固定子ユニットを組み合わせることでチェーン構造を形成している。この構造から、提案アクチュエータは基本モデルをスタックすることが可能となる。

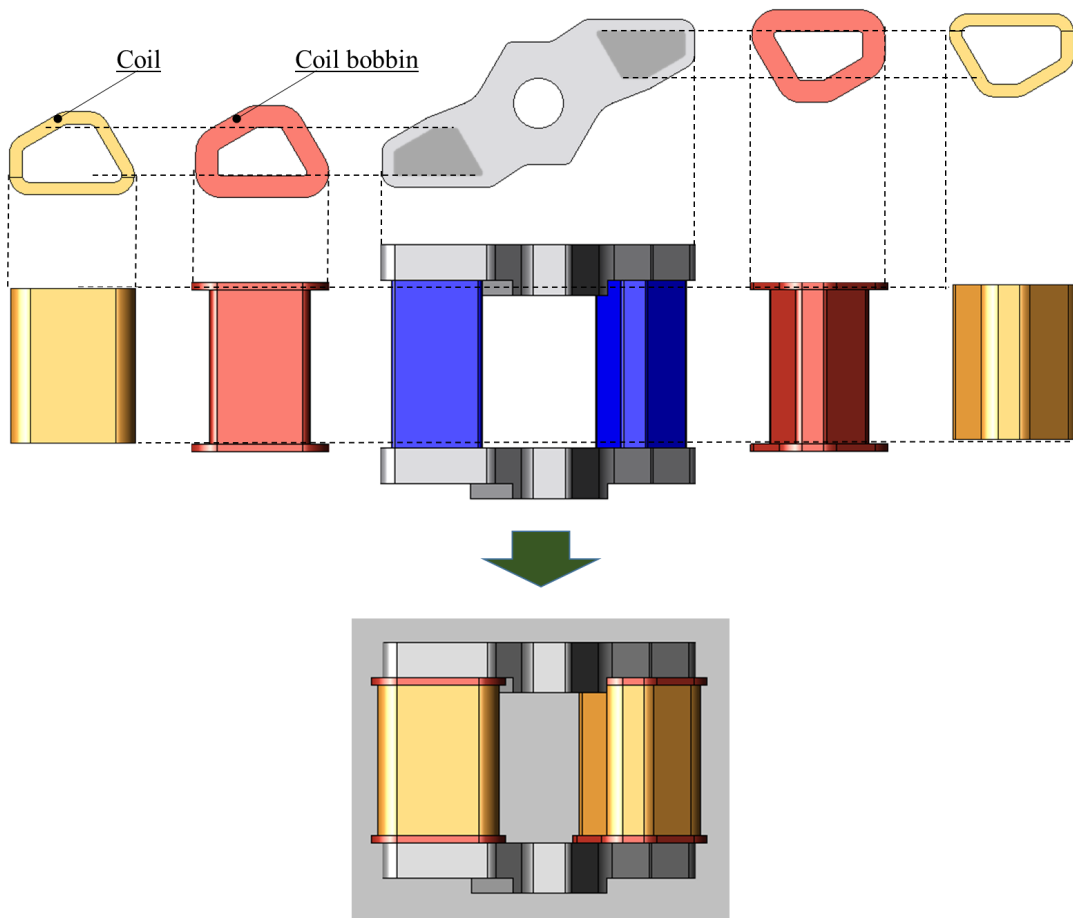


図 3.4: コイルボビンとコイル構造

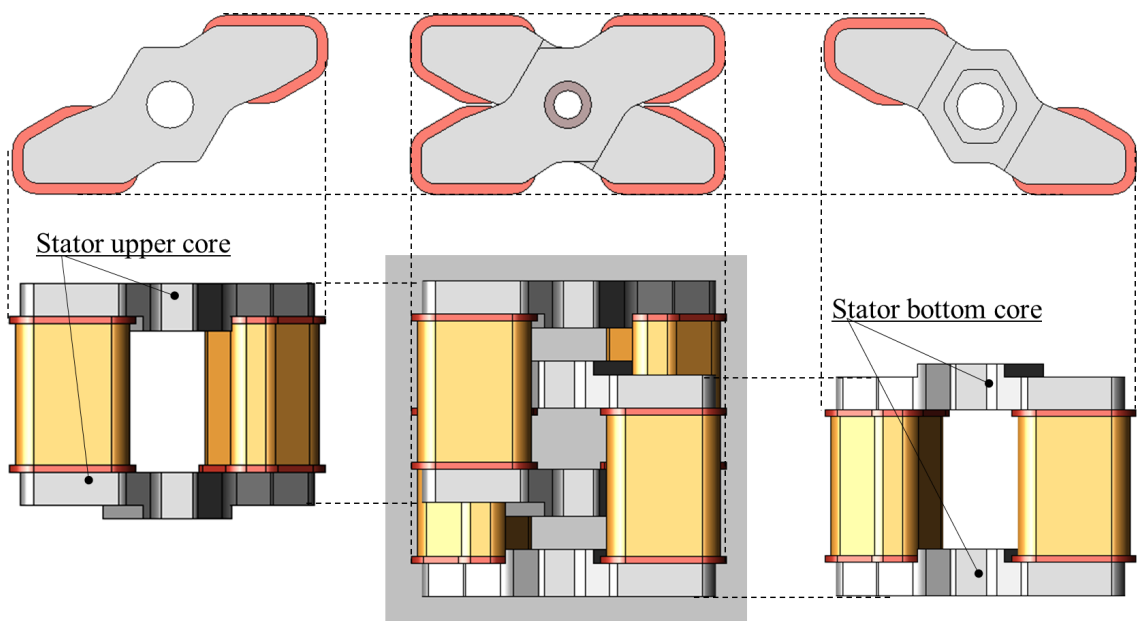


図 3.5: 固定子構造

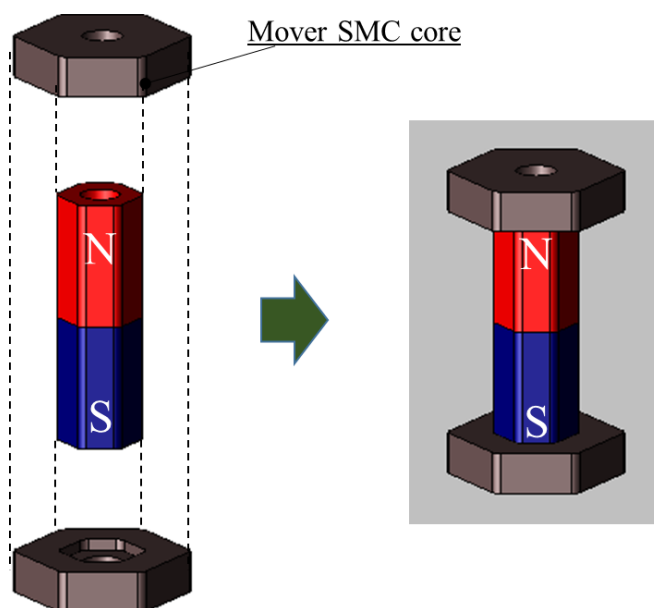


図 3.6: 可動子構造

表 3.2: NF45UH の材質特性

Residual magnetic flux density [T]	1.35
Coercive force( $H_{cb}$ ) [kA/m]	1018
Density [kg/m <sup>3</sup> ]	7500
Thermal conductivity [W/m/K]	6.5
Specific heat [J/kg/K]	460

図 3.6 に可動子構造を示す。可動子は 2 つの可動子コアで 1 つの永久磁石を挟むように構成されている。磁石は軸方向に着磁しており、コア材料には固定子コア同様、SMC コアを採用している。永久磁石材料には株式会社相模科学金属の NF45UH を使用する。表 3.2 に温度 20°C のときの NF45UH の材質特性を示す。永久磁石と可動子コアで構成された基本モデルの可動子質量は 22.8g である。

図 3.7 に示す通り、可動子を固定子内部に組み込むことで基本モデルが構成されている。固定子内部に組み込まれた可動子が y 軸方向に上下にストロークすることで提案電磁アクチュエータは駆動する。先述した通り、設計する電磁アクチュエータには直方体スペースのサイズ制限があり、従来の電磁アクチュエータのような可動子を径方向に覆うようにコイルを巻くことが困難であった。そこで、高推力を確保できるように、電磁アクチュエータを y 軸方向から見たときに 4 カ所に分散してコイルを巻くことでコイル巻線数を確保した。この点に付随して、コイルを分散配置したことで冷却空気を損失の大きいコイルおよび可動子にある永久磁石へ当てることが容易となり、冷却システムによる冷却効果が得られる構造となっている。また、推力発生面である固定子コアと可動子コアをストローク方向に対向して配置することで発生する推力ベクトルがストローク方向

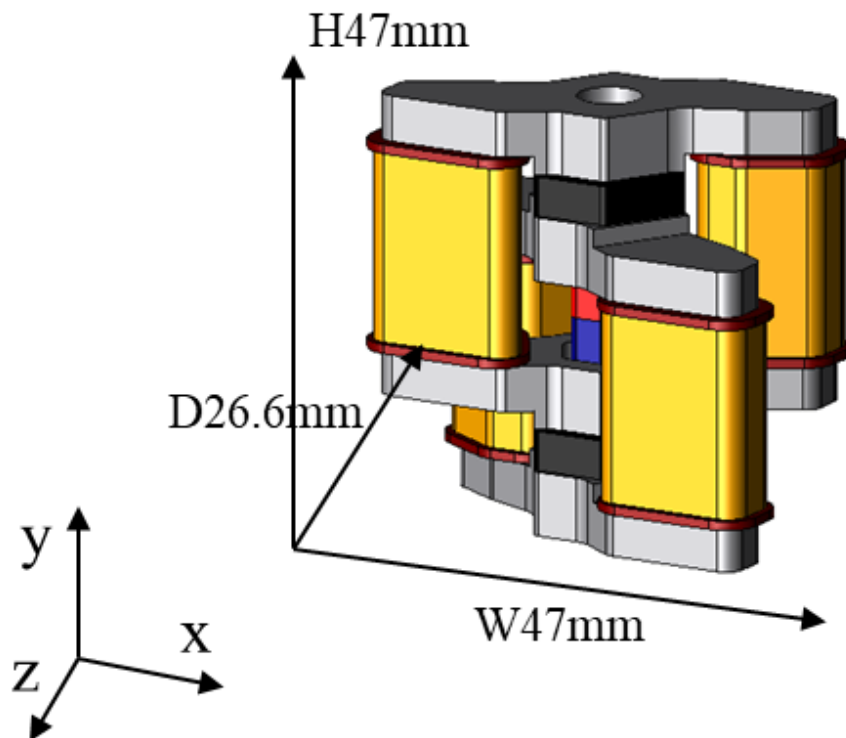


図 3.7: 基本モデル構造

へ向き, 推力発生に関わる磁束を有効利用することができている. 加えて, 永久磁石と電磁石の作用で動作するため, スプリングによる復帰が必要なく, 応答性が良く, 省メンテナンスを実現している.

### 3.3 動作原理と可動域

#### 3.3.1 提案電磁アクチュエータの動作原理

図 3.8 に基本モデルを  $z$  軸正方向から見た磁化された固定子コアと可動子コアを示し, 図 3.9 に基本モデルの磁束フローを示す. 通電開始時, 永久磁石が発生させる磁場によって, 接続する可動子コアが磁化されている. 通電後, 電磁石が発生させる磁場によって, 固定子コアが磁化される. 磁化された可動子コアと固定子コア間で磁気的な吸引・反発が発生し, 可動子に  $y$  軸正方向の推力が作用し可動子がストロークする. その後, コイルに流れる電流の向きを反転させることで固定子コアの磁極が反転し, 可動子に  $y$  軸負方向の推力が作用し可動子がストロークする. 図 3.9 に示す通り, 永久磁石起因の磁束は可動子コア固定子コア間を N 極から S 極へ, また N 極から S 極を通る磁気回路を形成するが, コイル起因磁束は可動子コア固定子コア間の同極部分で反発し, 近傍のコイルヨーク

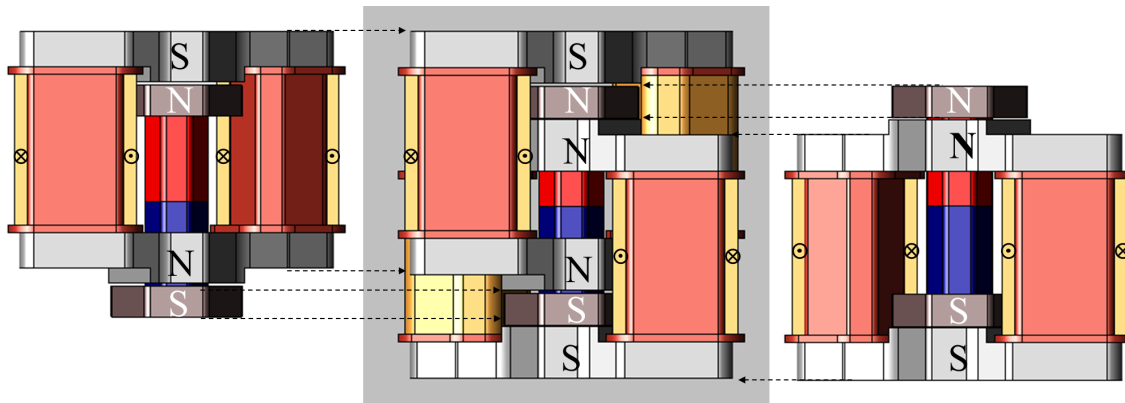


図 3.8: 固定子コアと可動子コアの磁化

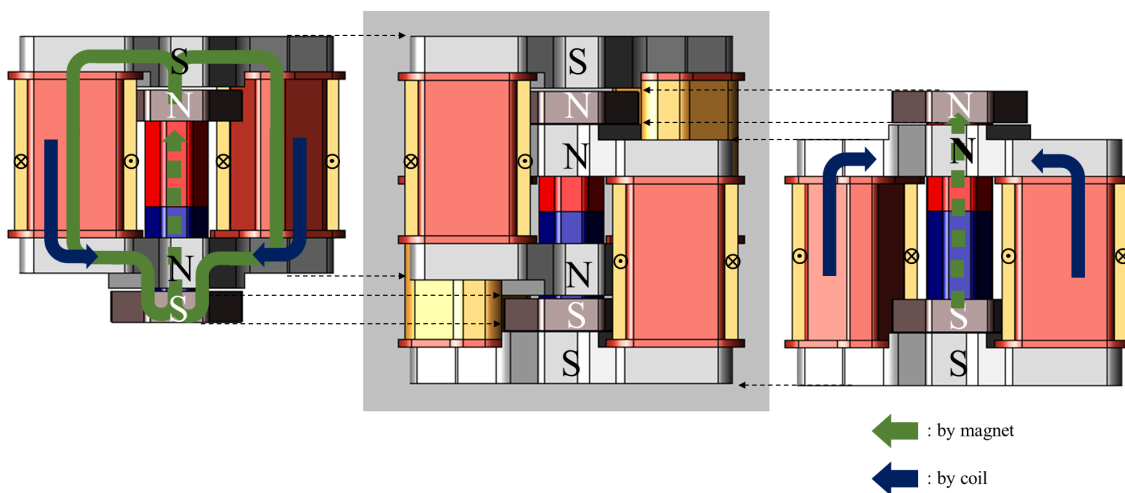


図 3.9: 基本モデルにおける磁束フロー

ヘアギャップを経由する、あるいは反発が生じたパーツ側面へ流れることでストロークと逆方向の推力を生じる。しかし、ストロークと逆方向の推力を発生させた磁束はその後ストローク方向の推力を生むため、アクチュエータの動作には支障ない。本論文では、提案電磁アクチュエータには振幅 1A の矩形波電流を通電させており、上記の動作を繰り返すことで駆動する。したがって、提案する電磁アクチュエータはスプリングを必要としない。なお、可動子が可動域上端、下端に到達したときはヘッドカバー y 軸方向上部で機械的な接触で停止するため、可動子コアと固定子コアが接触することはない。

### 3.3.2 推力発生原理

固定子コア・可動子コアを簡略化した図 3.10 を用いて、対向する固定子コア・可動子コア間に働く推力の発生原理を説明する<sup>[41]</sup>。可動子コアのギャップ付近の磁束密度を  $B_0$ 、対向する固定子コアと可動子コアの断面積はともに等しいものとし、固定子コア・可動

子コア間のギャップでの磁束の漏れはないものとする。磁束は一定であるため、コアおよびギャップ中において磁束密度は一様に  $B_0$  である。

そこで、可動子コアが磁気力  $F$  により固定子コアに吸引されて  $\Delta x$  だけ移動したとする。移動前の  $\Delta x$  のエネルギーは

$$W_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot S_i \cdot \Delta x \quad (3.1)$$

移動後の  $\Delta x$  のエネルギーは

$$W_m' = \frac{B_0^2}{2\mu_i} \cdot S_i \cdot \Delta x \quad (3.2)$$

であるから、移動前後の磁気エネルギーの差  $\Delta$  は

$$\Delta = W_m' - W_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \left( \frac{\mu_0}{\mu_i} - 1 \right) \cdot S_i \cdot \Delta x \quad (3.3)$$

である。ここで、

$$\Delta = F \cdot \Delta x \quad (3.4)$$

と表すことができるため、磁気力  $F$  は

$$F = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot \left( \frac{\mu_0}{\mu_i} - 1 \right) \cdot S_i \quad (3.5)$$

である。

提案電磁アクチュエータの基本モデルは1つの永久磁石と4つの電磁石の磁気的な吸引と反発により動作するため、小型ながらも高推力が得られる。ただし、形状が複雑であることやギャップでの漏れ磁束があることなどの理由から、得られる推力は理論式通りとはならず、有限要素法を用いた磁界解析に依ることとなる。

### 3.4 提案電磁アクチュエータの可動域

図3.11に電磁アクチュエータの駆動域を示す。電磁アクチュエータの可動域は0.3mmとしている。通電開始時、可動子は下降ストローク端に位置している。このとき、可動子コアと下部固定子コア間ギャップは0.2mmであり、可動子コアと上部固定子コア間ギャップは0.5mmである。正電流を通電すると、可動子にy軸正方向の推力が作用し、可動子が上昇ストローク端まで上昇する。可動子が下降ストローク端から0.3mm上昇し上昇ストローク端に到達すると、可動子と下部固定子コア間ギャップは0.5mmとなり、可動子



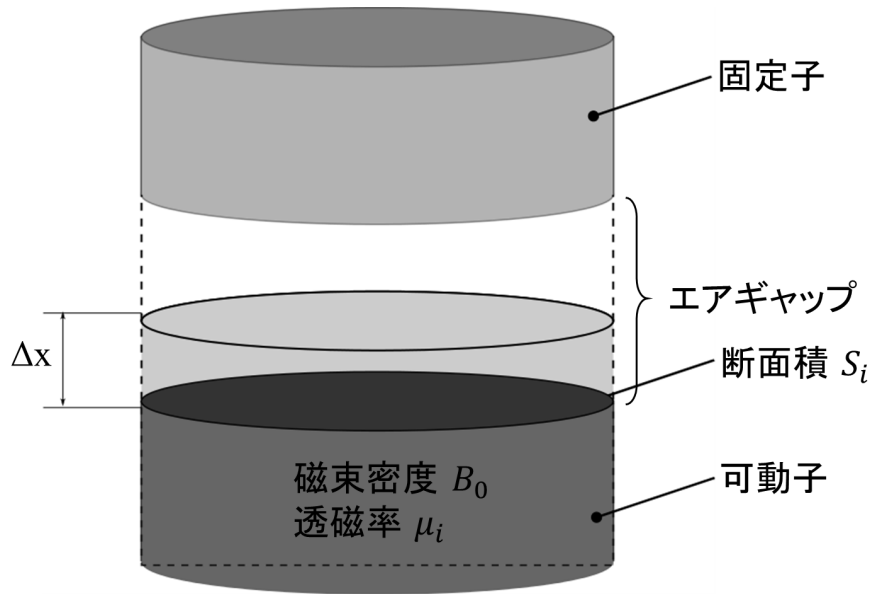


図 3.10: 固定子コア・可動子コア簡略図

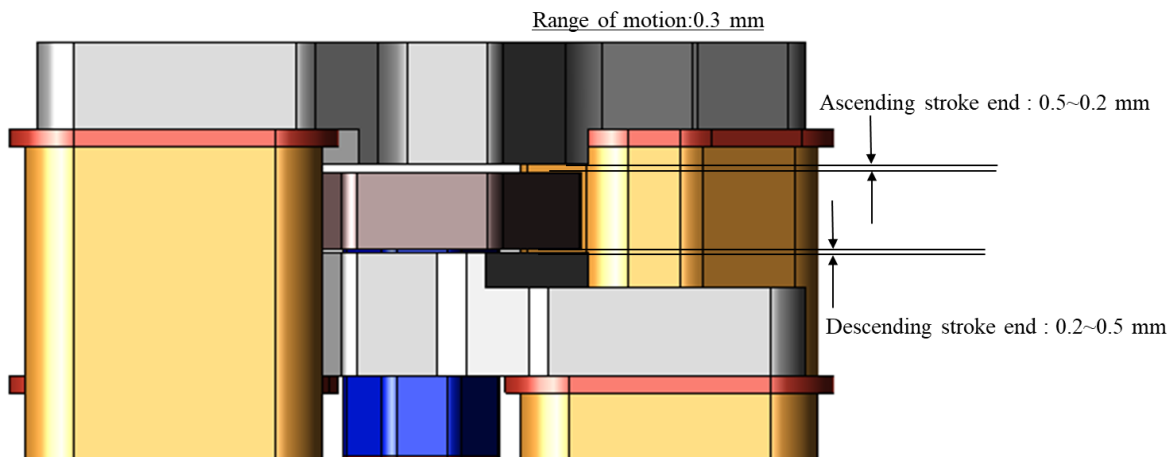


図 3.11: 可動域

と上部固定子コア間ギャップは 0.2mm となる。ここで電流の正負が逆転し、負電流が流れると、可動子は上昇ストローク端から 0.3mm 下降し下降ストローク端まで変位し、通電前の位置まで戻る。ホットメルト塗布機器の仕様としては、可動子が下降ストローク端まで移動することでアクチュエータ下部に設けられた接着剤吐出口が開き接着剤が塗布され、上昇ストローク端まで移動することで接着剤吐出口が遮断される。したがって、ホットメルトを漏らすことなく多様な塗布手法を実現するためには y 軸正方向で高推力が必要であり、要求される最大推力値は 132N である。

## 3.5 三次元解析モデル

### 3.5.1 解析諸元

基本モデルを用いて磁界解析を実施し、基本モデルの諸特性を検討する。磁界解析に使用する電磁アクチュエータのメッシュモデルを図3.12に示す。可動子が下降ストローク端にある状態から可動子がy軸方向にストロークするように矩形波電流を通電させた。表3.3に基本モデルにおける解析諸元を示す。本章では永久磁石温度を20度に設定しており、永久磁石の残留磁束密度は1.35Tである。またコア材料の飽和磁束密度は1.8Tである。また、通電電流は図3.13に示す通り、1Aの矩形波電流であり、周波数は500Hz、立ち上がり時間は0.125msとしている。さらに、過渡応答解析における可動子のストロークを考慮するために、次式に示す運動方程式を条件付けしている。

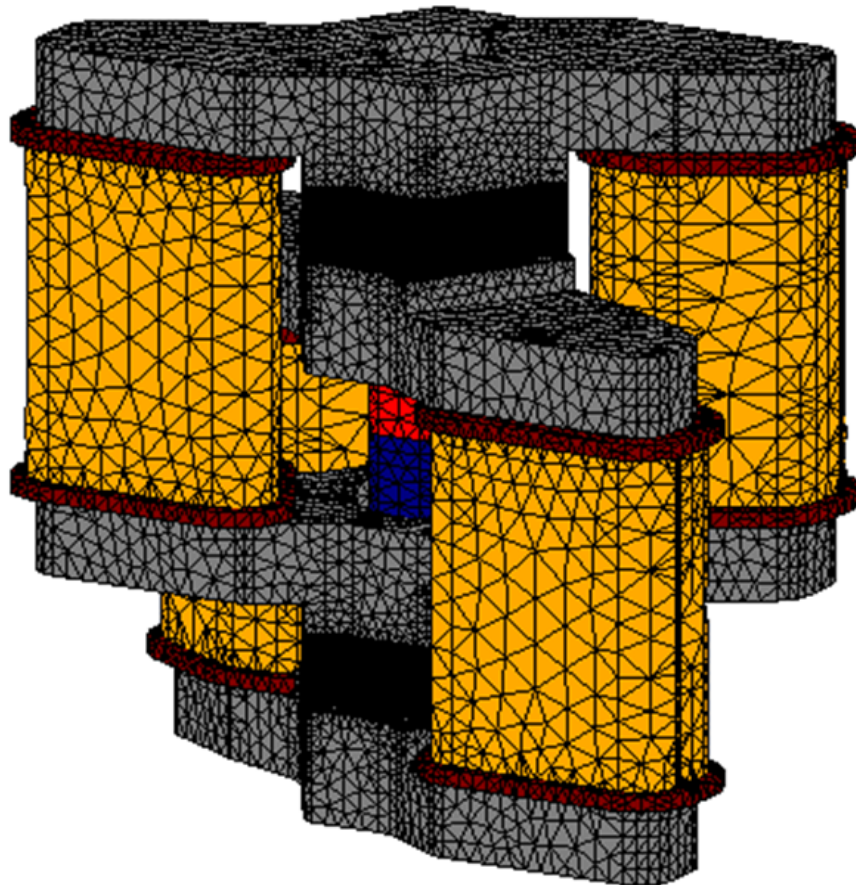


図3.12: メッシュモデル

$$F = m \frac{d^2 y}{dt^2} + \lambda \frac{dy}{dt} + ky \quad (3.6)$$

ここで,  $F$  は電磁力,  $m$  は可動子の質量,  $\lambda$  は減衰成分,  $k$  はバネ成分を表す. 本論文は  $\lambda$  および  $k$  を零として無負荷条件の下で解析した.

表 3.3: 磁界解析の解析諸元

要素数	395405
節点数	67557
磁石材料	NF45UH
磁性材材料 (固定子コア・可動子コア・ヨーク)	FMCM-HB1
ギャップ長 [mm]	0.2-0.5
巻数 [turn]	516
電流振幅 [A]	1
電流周波数 [Hz]	500

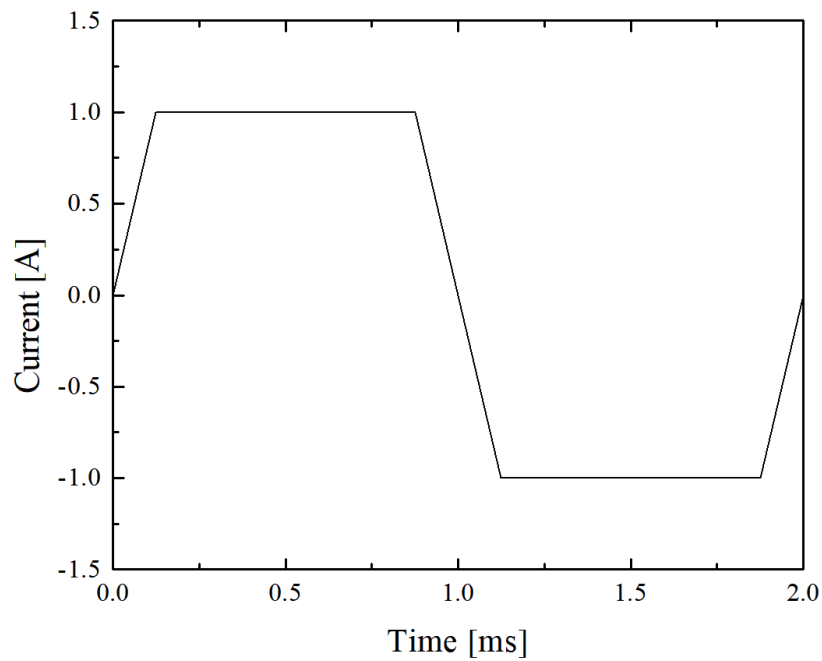


図 3.13: 電流波形

### 3.5.2 解析結果

いま、可動子が下降ストローク端にある状態から通電し、アクチュエータが発生させる推力および応答性を解析した。y 軸正方向の推力を正として、図 3.14 に推力波形、図 3.15 に応答性を示す。なお、応答性とは可動子が下降ストローク端から上昇し上昇ストローク端へ到達する時間と定義する。可動子が下降ストローク端にあるとき、可動子コアと下降側の固定子コア間のギャップ長が可動子コアと上昇側の固定子コア間のギャップ長より短いため、解析開始 ( $t = 0\text{ms}$ ) 時に  $-4.9\text{N}$  の永久磁石による吸引力が生じる。電流を流し始めると、永久磁石と電磁石の吸引・反発が発生するため高推力が発生する。さらに、可動子が上昇側固定子コアに近づきギャップ長が短くなるにつれてより大きな推力が得られる。その後、可動子が上昇ストローク端に到達する ( $t = 0.67\text{ms}$ ) と、推力は最大値  $66.7\text{N}$  で一定となる。矩形波電流が  $0\text{A}$  となったとき、可動子は上昇ストローク端にあるため永久磁石による  $4.9\text{N}$  の吸引力が生じる。矩形波電流の正負が逆転した後も同様にして推力が変動し、可動子が下降ストローク端に到達する ( $t = 1.67\text{ms}$ ) と、推力は最小値  $-66.7\text{N}$  で一定となる。

図 3.16 に通電開始から  $0.67\text{ms}$  後の磁束密度コンター図を示す。便宜上、コイルおよびコイルボビンを非表示としている。このとき可動子は上昇ストローク端にあり、それぞれのコイルに  $1\text{A}$  の電流を流している状態である。これは可動子が下降ストローク端から上昇し上昇ストローク端へ到達していることを意味している。同様に、図 3.17 に  $1.67\text{ms}$

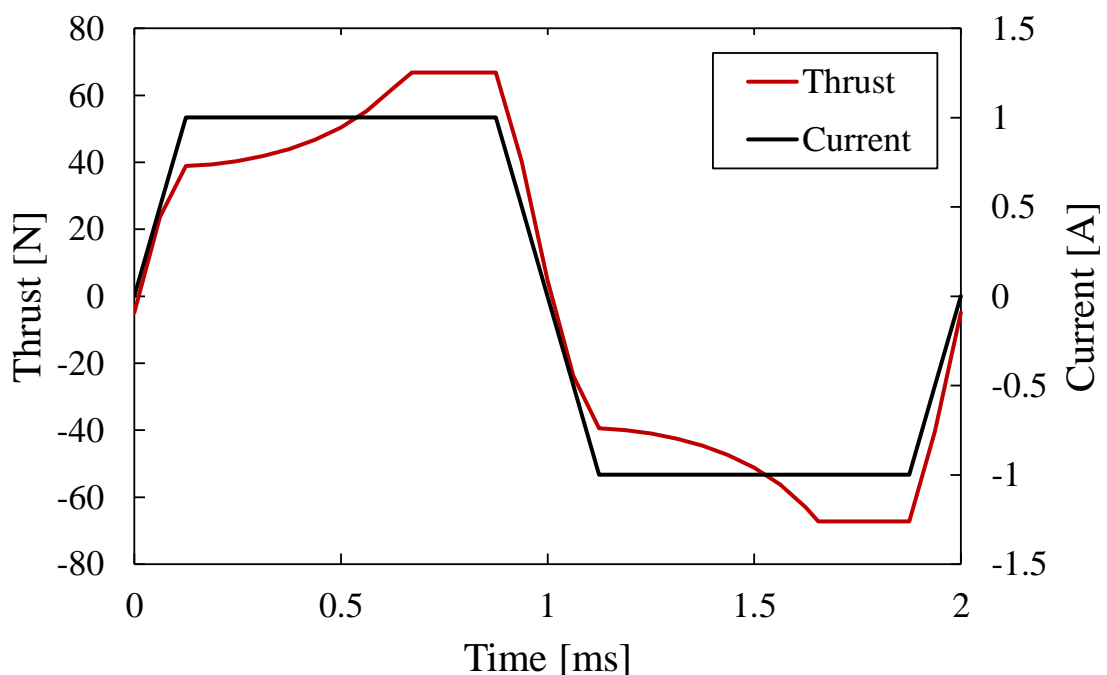


図 3.14: 推力波形

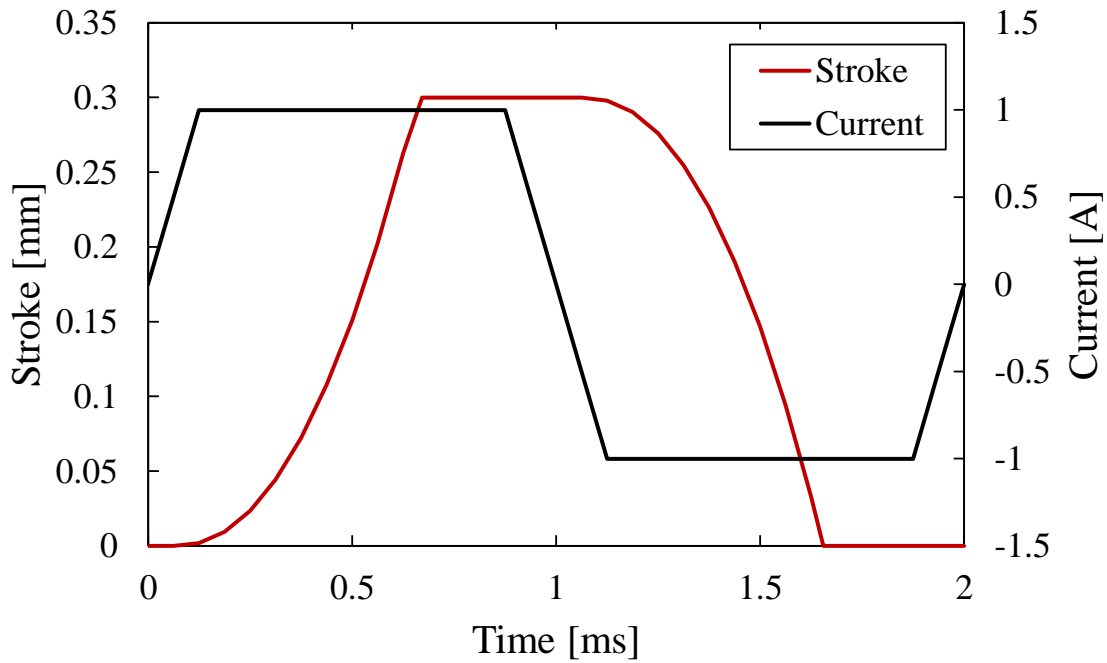


図 3.15: 応答性

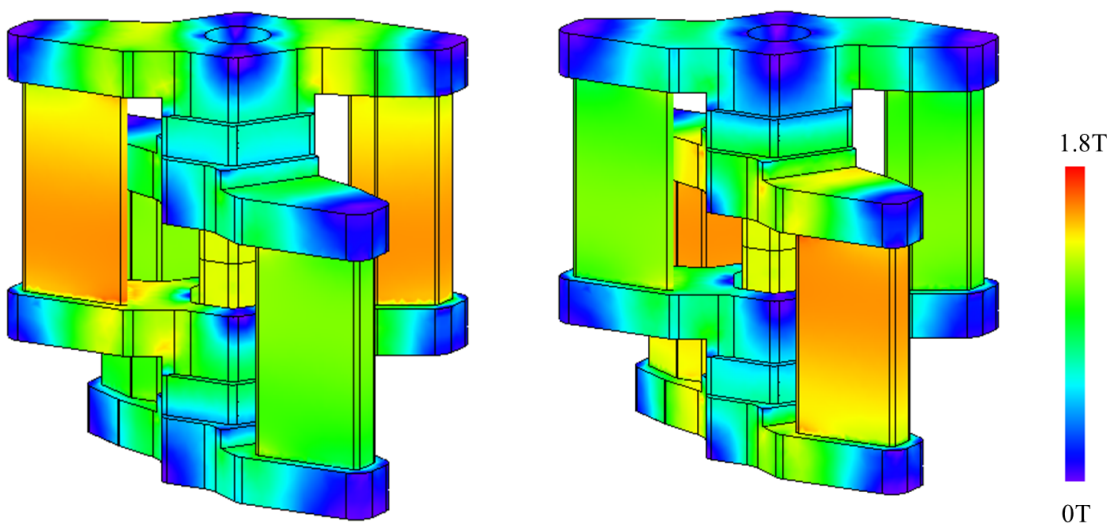


図 3.16: 1A 時の磁束密度コンター図 図 3.17: -1A 時の磁束密度コンター図

後の磁束密度コンター図を示す. このとき, 可動子は下降ストローク端にあり, それぞれのコイルに-1A の電流を流している状態であり, 可動子が下降して下降ストローク端へ到達していることを意味する. これらはコイルヨークや可動子コア, 各部品における磁束密度が最も大きくなっている状態である.

図 3.16, 図 3.17 から, モデル全体で磁束密度が 1.8T を超えていないため磁束飽和はないと考えられる. 図 3.16 において, 電磁石起因の磁束に加えて永久磁石起因の磁束が流れるコイルヨークの磁束密度が 1.6T と大きくなっている. 一方で, 可動子の上昇時に磁束密度が大きくなるコイルヨークは図 3.17 において下降時の磁束密度が 1.0T であることがわかる. コイルヨークにおける磁束密度が大きいため, 渦電流損やヒステリシス損による発熱量が大きくなると考えられる.

また, 図 3.16 および図 3.17 において, コイルヨークの磁束密度分布が均一でないことがわかる. これは磁束が固定子コアからエアギャップを経て可動子コアへ流れる際に, 近傍のコイルヨークへ漏れているからである. この漏れ磁束量に関して検討する. いま, 可動子を下降ストローク端から 0.15mm 上昇させた位置, すなわち可動子コアが上下固定子コア間のちょうど中間に位置する地点で固定し, コイルに矩形波電流を流した. 図 3.18 に通電電流 1A 時の磁束密度ベクトルプロットを示す. 図 3.18 に示す破線部において可動子からコイルヨークへの漏れ磁束が確認できる. 続いて, 図中の面 A および面 B における漏れ磁束量を図 3.19 に示す. 図 3.19 より, 基準地点 A' から 16mm および 21mm 離れた地点における漏れ磁束が多くなることが確認できる. また, 基準地点 B' から 2mm および 7mm 離れた地点における漏れ磁束が多いことが確認できる. これらはどちらも可動子コアに対面する固定子コア面を意味し, 磁束が「固定子コアから可動子コアへ」「可動子コアから固定子コアへ」流れる際にコイルヨークへ漏れていることがわかる. この漏

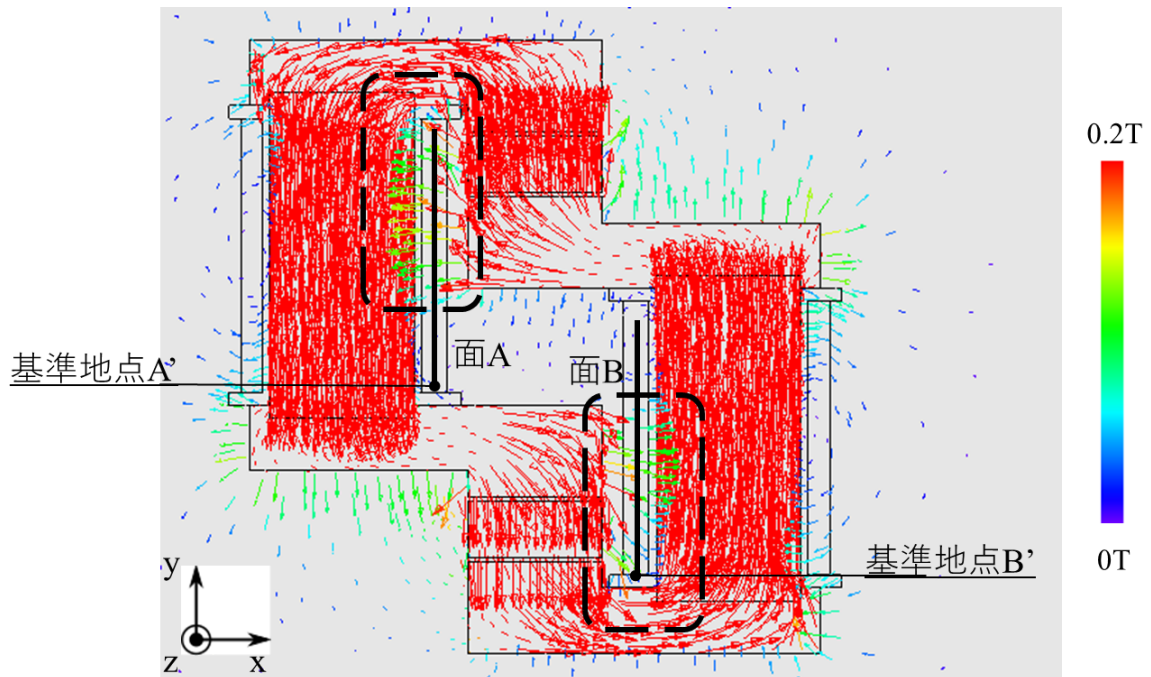


図 3.18: 基本モデルにおける漏れ磁束

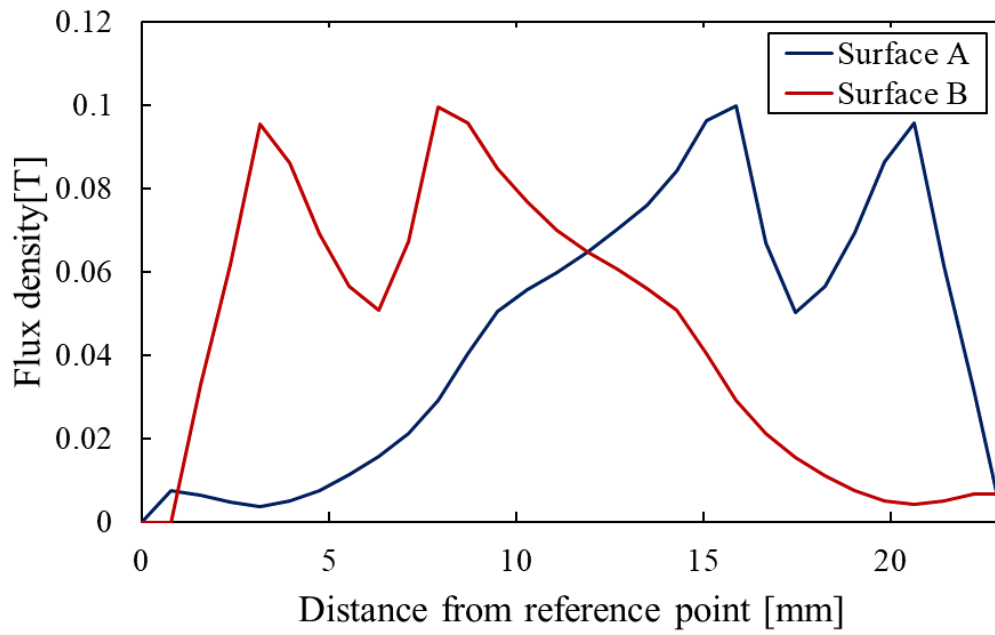


図 3.19: 面 A および面 B を通過する漏れ磁束の磁束密度

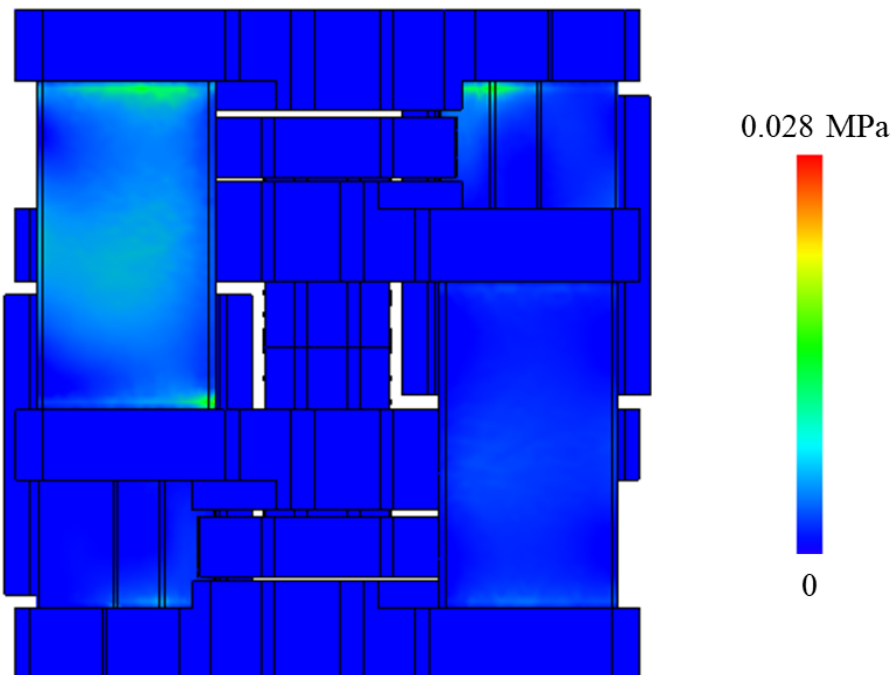


図 3.20: 基本モデルにおけるミーゼス応力解析

れ磁束によりコイルヨークの磁束密度分布が均一となっていない。続いて、コイルヨークにおける磁束密度の不均一な分布はモデル構造に影響があるのか構造解析を実施することで検討する。図 3.20 にはコイルヨークに作用する磁束によるミーゼス応力分布を示す。結果として、最大 0.028MPa の力が作用することが確認できる。金属であるコイルヨーク

に対して非常に小さい力であることから構造に問題はないと考えられるものの、今後の取り組みで実機による耐久試験から妥当性を検証する必要がある。

### 3.5.3 従来製品との比較

提案する電磁アクチュエータと従来の電磁アクチュエータやホットメルト塗布に使用されている電磁アクチュエータとの性能比較を行う。表 3.4 に提案電磁アクチュエータと従来電磁アクチュエータ A, B との性能比較を示し、表 3.5 に提案電磁アクチュエータとホットメルト塗布用電磁アクチュエータ C との性能比較を示す。表 3.4 において、従来製品 A は透磁率の高い材料を使用し、外部に設けた電磁石による補助磁束により高い推力を確保している。また、メンテナンスの観点では永久磁石を使用していないため、可動子の復帰にはスプリングが必要であり、提案電磁アクチュエータよりも優れていない。一方、従来製品 B は固定子に電磁石と永久磁石を配置したことで、高推力を確保している。従来製品 B は永久磁石と電磁石の作用により可動子が復帰できるためスプリングは必要ない。表 3.5 において、ホットメルト塗布に使用されている従来製品 C は高い周波数で動作できるものの、出力は小さい。これは製品ごとに様々な特性を持つホットメルト樹脂の中でも粘性の小さい製品に向いている装置であると考えられる。提案電磁アクチュエータは出力も大きいいため、従来製品よりも多くのホットメルト樹脂を扱うことができると考えられる。

提案電磁アクチュエータの独創的な点は主に次の 3 点にある。1 つ目は推力発生面である固定子コアと可動子コアを対向させていることである。ストローク方向に対向させることで発生する推力ベクトルがストローク方向へ向くため、推力発生に関わる磁束を有効利用することができる。2 つ目は電磁石と永久磁石の作用により動作させていることである。固定子に配置された電磁石と可動子に配置された永久磁石の磁気的な吸引反

表 3.4: 提案電磁アクチュエータと従来電磁アクチュエータの性能比較

	提案電磁アクチュエータ	従来製品 A	従来製品 B
推力密度 (N/mm <sup>3</sup> )	0.00138	0.00074	0.00089
周波数 (Hz)	746	172	166
メンテナンス	○	×	○

表 3.5: 提案電磁アクチュエータとホットメルト塗布用アクチュエータの性能比較

	提案電磁アクチュエータ	従来製品 C
圧力 (MPa)	21	8
体積 (mm <sup>3</sup> )	26 × 47 × 47	40 × 87 × 90
周波数 (Hz)	746	600



発を利用し、高い磁束密度を推力発生に利用することができる。3つ目は電磁石と永久磁石の作用で可動子が復帰できるため、スプリングを使用していないことである。スプリングを使用しないことで応答性が良く、省メンテナンスを実現している。また、コイルを可動子を覆うように巻くのではなく、分散配置としたことで、可動子の永久磁石にも冷却空気を触れさせやすく、温度上昇の抑制にも有用であることも特徴である。

### 3.6 第3章の結論

本章では、基本モデルを積み重ねることができるスタッカブル電磁アクチュエータを提案した。基本構造と動作原理について述べ、三次元有限要素法を用いた磁界解析を実施した。可動子が下降ストローク端にある状態から可動子がy軸方向にストロークするように矩形波電流を通電させ、推力波形と応答波形を確認した。さらに、提案する電磁アクチュエータと従来製品との性能を比較し、提案する電磁アクチュエータの有用性を述べた。

## 第4章

# 直列型モデルと並列型モデルの構造と諸特性

### 4.1 緒論

本章では, スタッカブル電磁アクチュエータの基本モデルを縦方向, 横方向に積み重ねたときの直列型モデルおよび並列型モデル構造について述べる. 基本モデル同様, 三次元有限要素法を用いた磁界解析により直列型モデル, 並列型モデルの諸特性を明らかにする. 基本モデルから直列型並列型を組み合わせた3段3列型モデルの諸特性マッピングを示す.

### 4.2 直列型モデルと並列型モデル

前章では磁界解析から基本モデルの諸特性を確認した. 基本モデルの出力する最大推力値は67.7Nであり, 要求推力の132Nを満足しない. したがって, 本章では基本モデルをスタックした直列型並列型モデルを提案する.

#### 4.2.1 モデル構造

提案電磁アクチュエータの独創的な点は, 基本モデルを積み重ねることで様々な性能を満足するモデルを作製することができる点にある. 基本モデルはチェーン構造をしていることから, 縦方向および横方向に基本モデルを積み重ねることができる. 図4.1に基本モデルを縦方向に2つスタックした直列2段型モデルを示す. 直列型モデルは単純に基本モデルを積み重ねるのではなく, チェーン構造を繋げるように積み重ねている. そのため, 図4.1に示したように, 基本モデル間には新たに中間可動子コアを設けている. このとき, 固定子コアaとa', 固定子コアbとb'がそれぞれA, Bのように共通コアとな

り、可動子コア  $c$  と  $c'$  が  $C$  のように共通コアである中間可動子コアとすることで積み重ねることができる。これによって、高さを2倍以下に抑えつつ、高推力を獲得することができる。また、2つの永久磁石は着磁方向を互いに逆方向としている。これにより、磁気回路を並列化することができるためコイルヨークや可動子コアなどの磁束が集中する部分での磁束飽和を抑制することができる。図4.2には基本モデルを3つスタックした3段型モデルを示す。2段型モデルと同様に、固定子コア  $a$  と  $a'$ 、 $b$  と  $b'$ 、さらに  $d$  と  $d'$ 、 $e$  と  $e'$  がそれぞれ  $A$ 、 $B$ 、 $D$ 、 $E$  のように共通コアとなり、可動子コア  $c$  と  $c'$ 、 $f$  と  $f'$  がそれぞれ  $C$ 、 $F$  のように共通コアとして中間可動子コアとしている。3段型モデルにおいても、高さを基本モデルの3倍以下に抑えつつ、高推力を獲得することができる。また、永久磁石は隣り合う永久磁石と着磁方向を互いに逆方向とすることで磁気飽和を抑制することができる。以上のように、固定子コアおよび可動子コアを共通コアとし、永久磁石の着磁方向を互いに逆方向着磁とすることで基本モデルをいくつもスタックすることができる。

図4.3に基本モデルを横方向に2つスタックした並列2列型モデルを示す。並列型モデルは隣接する可動子コアどうしを図4.4に示す可動子コア連結部で接続している。また、可動子コア  $d$  と  $d'$ 、 $e$  と  $e'$  が連結コアで連結される。可動子コア連結部にはコア材同様、圧粉磁心 (FMCM-HB1) を使用している。横並びの電磁アクチュエータの動作を1つにできるため、インバータの個数を減らすことができる。

さらには、直列型モデルと並列型モデルを組み合わせることも可能であり、基本モデル応用することで図4.5のように多種多様な性能を持つ電磁アクチュエータを容易に作製可能である。

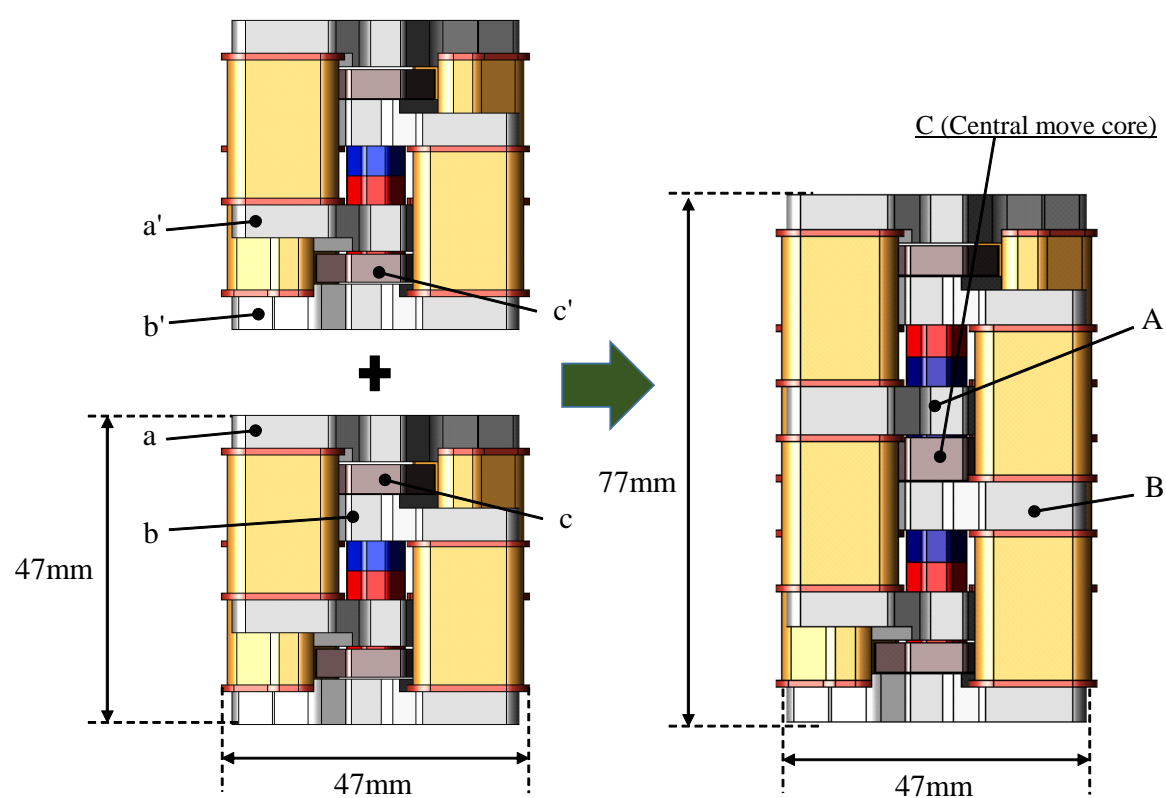


図 4.1: 直列 2 段型モデル

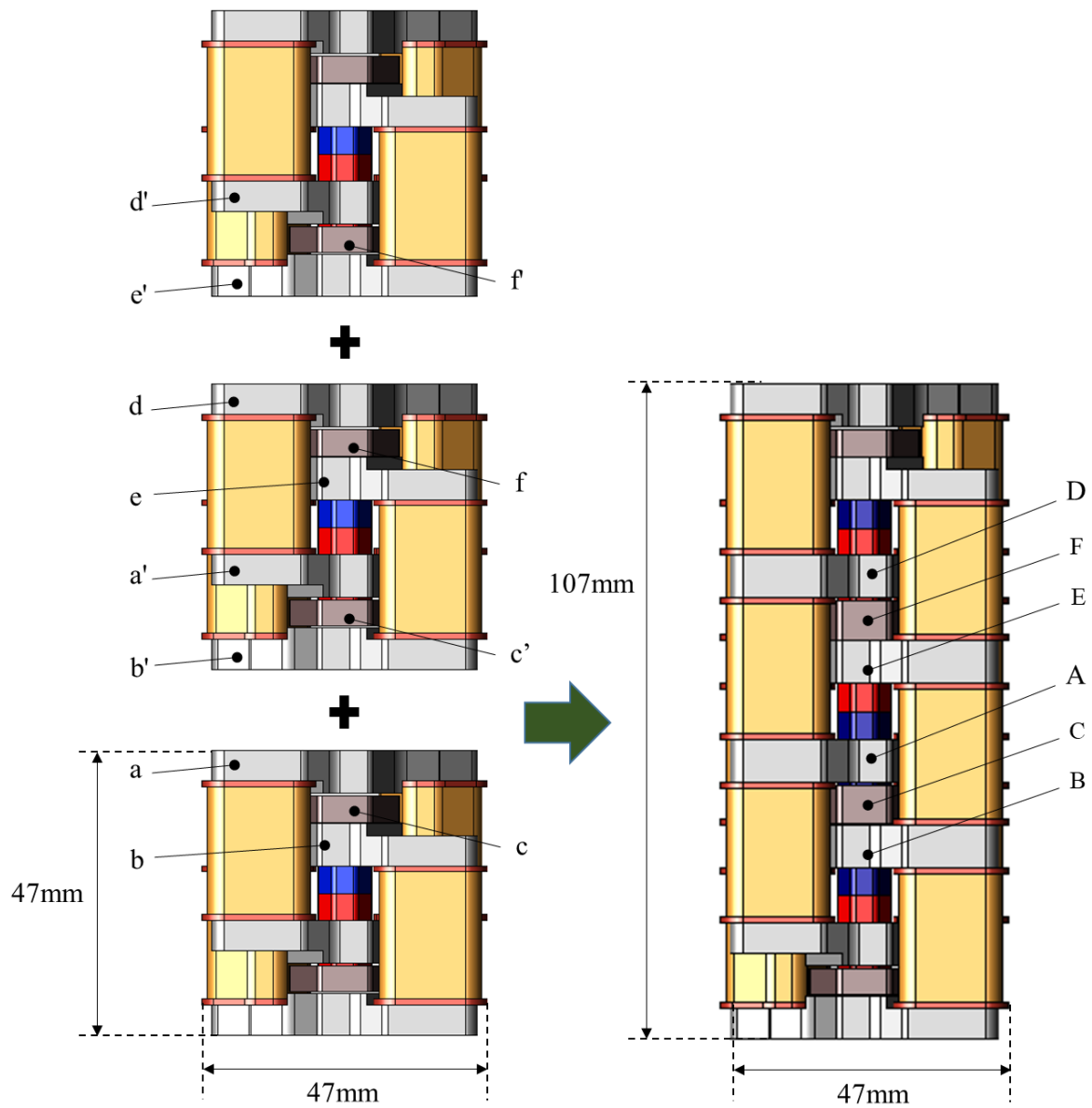


図 4.2: 直列 3 段型モデル

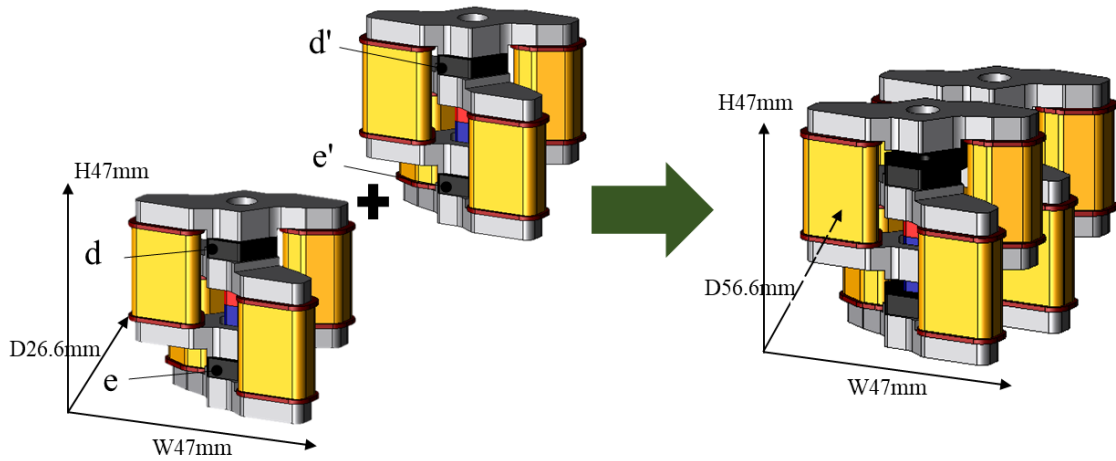


図 4.3: 並列 2 列型モデル

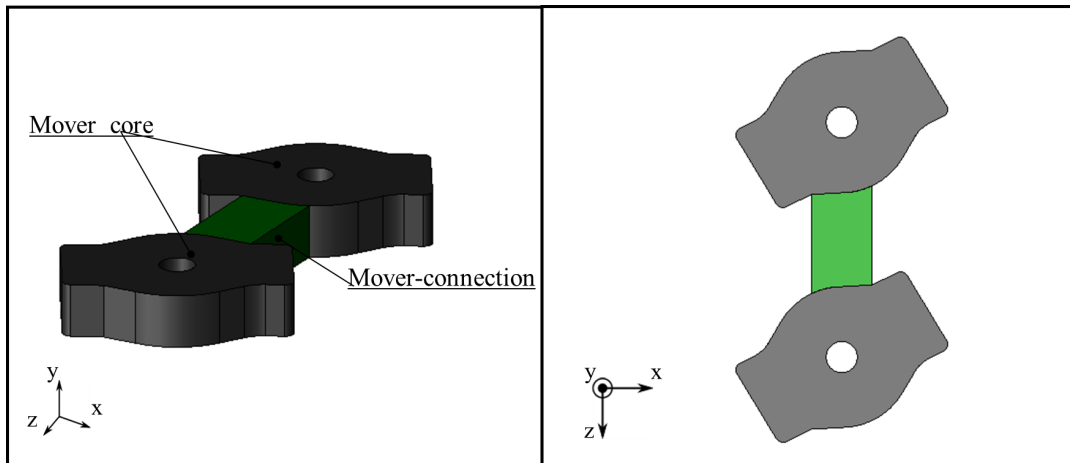


図 4.4: 可動子コア連結部

## 4.3 三次元解析モデル

### 4.3.1 解析諸元

基本モデルおよび 2 段型モデル, 3 段型モデルを用いて磁界解析を実施し, 直列型モデルの諸特性比較を行う. 同様に, 基本モデルおよび 2 列型モデル, 3 列型モデルを用いて磁界解析を実施し, 並列型モデルの諸特性比較を行う. 各モデルに対して, 可動子が下降ストローク端にある状態から可動子が y 軸方向にストロークするように矩形波電流を通電させる. 前章の磁界解析同様, 表 3.3 に示す解析諸元を設定する. 各モデルの可動子質量は可動子体積と材料密度から算出され, 基本モデルおよび 2 段型モデル, 3 段型モデルの可動子質量はそれぞれ 22.7g, 41.6g, 60.4g である. また, 2 列型モデル, 3 列型モデルの可動子質量はそれぞれ 52.1g, 81.4g である.

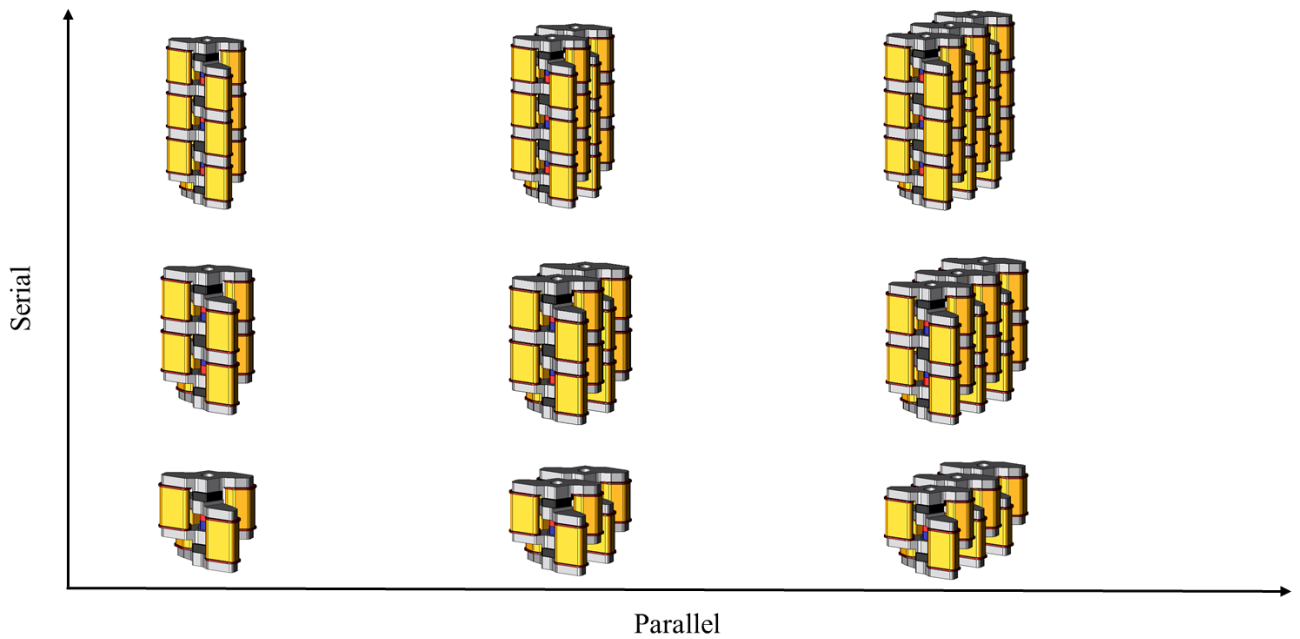


図 4.5: 基本モデルの応用例

### 4.3.2 解析結果

可動子が下降ストローク端にある状態から通電させ、直列型モデルが発生させる推力および応答性を解析した。y 軸正方向の推力を正として、図 4.6 に基本モデルと直列型モデルの推力波形、図 4.7 に各モデルの最大推力値を示す。図 4.6、図 4.7 より、基本モデルの最大推力値は 67.7N であるのに対して、2 段型モデルと 3 段型モデルの最大推力値はそれぞれ 148.0N および 226.8N である。この結果から、直列型モデルにおける最大推力値はスタック数を増やすと増加し、最大推力値は基本モデルの 2 倍以上、3 倍以上と高推力を獲得することができる。1 つの基本モデルでは要求推力 132N を満足することができなかったが、直列型モデルではスタックすることで要求性能を上回ることができている。図 4.8 に直列型モデルの応答性を示す。基本モデルの応答性は 0.67ms であるのに対して、2 段型モデルと 3 段型モデルの応答性はそれぞれ 0.62ms および 0.61ms である。直列型モデルの応答性が向上する理由は、縦方向にスタックすることで倍以上の推力を得ることができるからである。

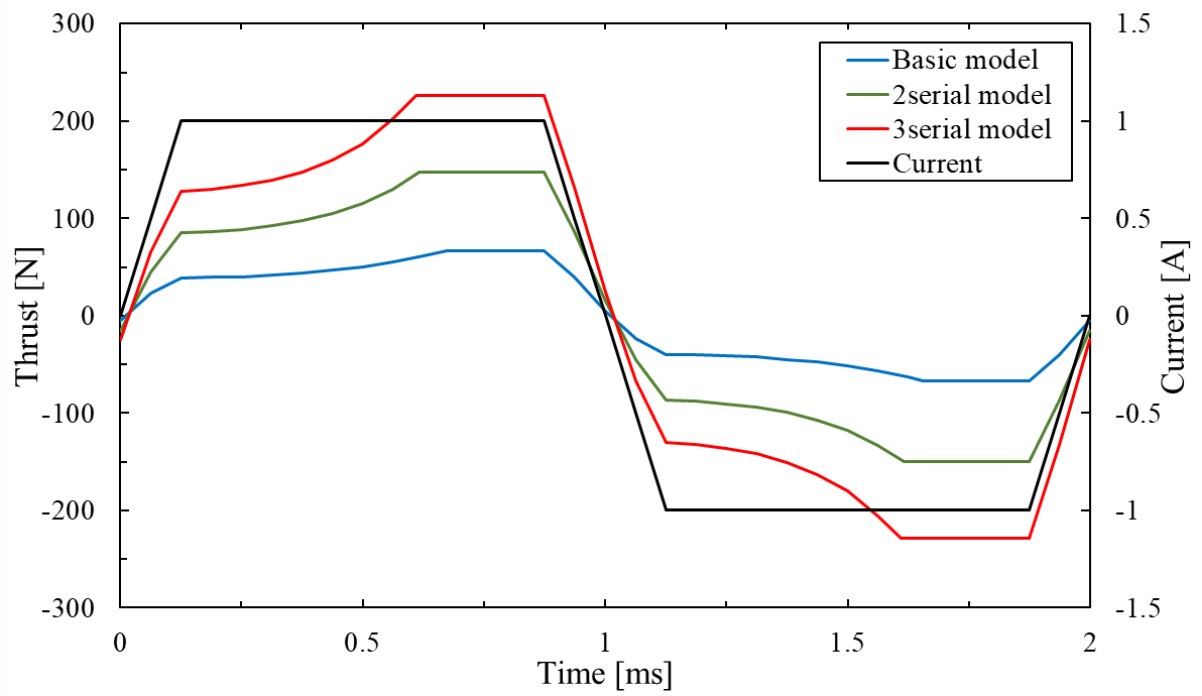


図 4.6: 直列型モデルの推力波形

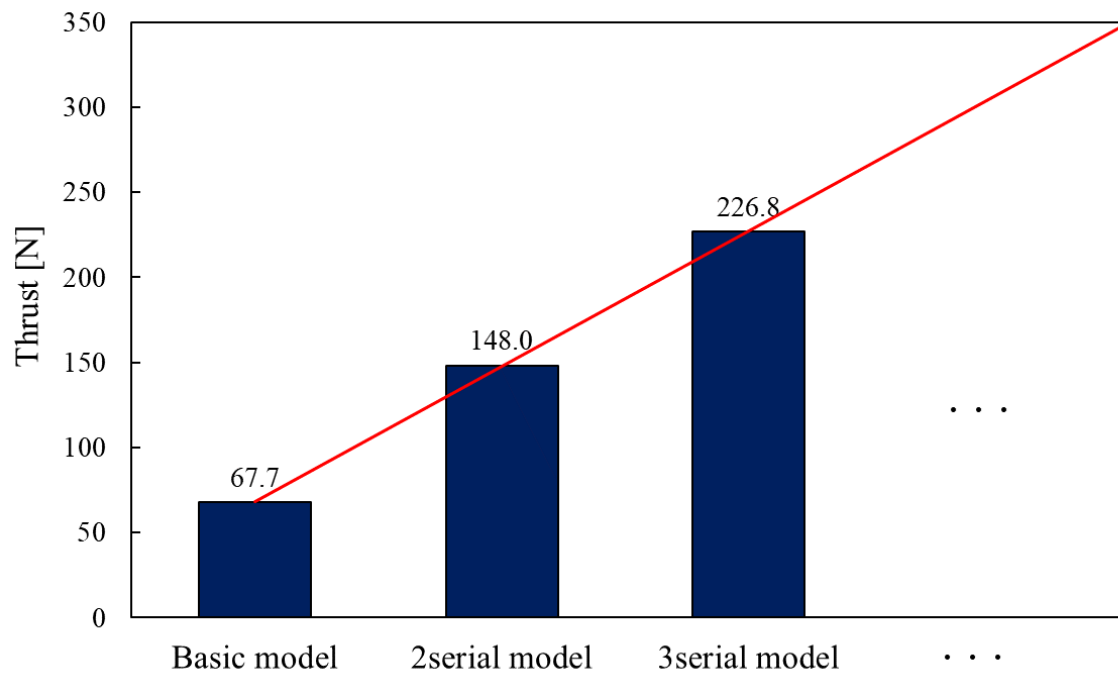


図 4.7: 直列型モデルの最大推力値



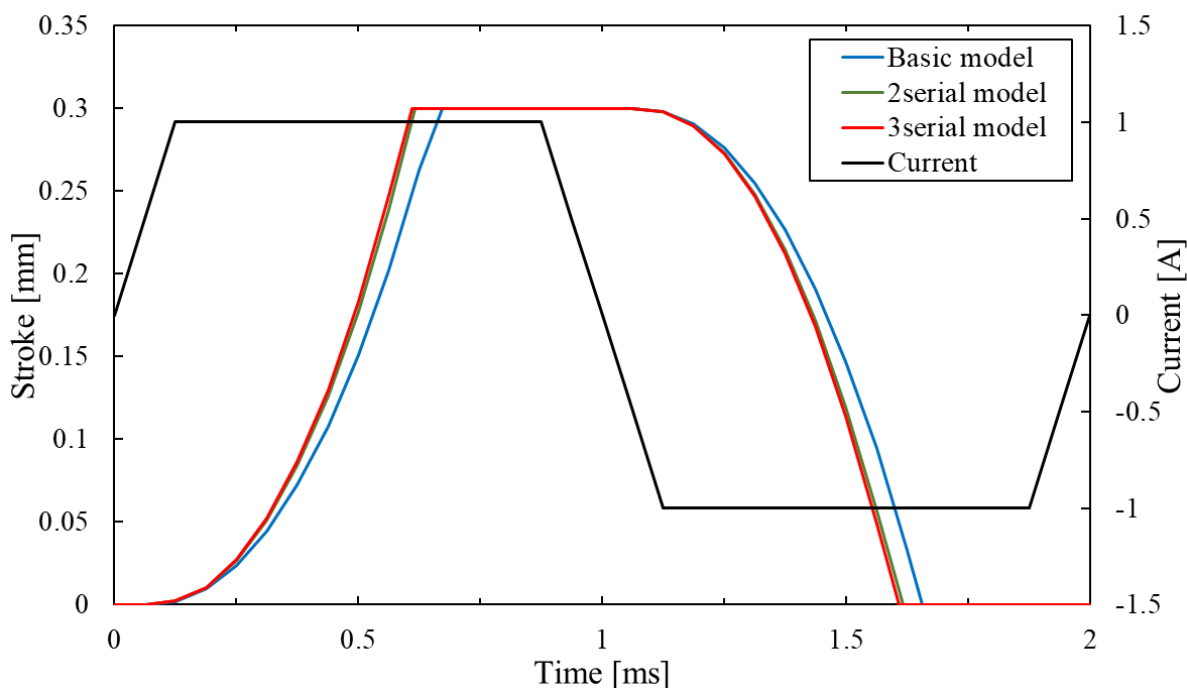


図 4.8: 直列型モデルの応答性

中間可動子コアにおいて高推力が発生する理由を2段型モデルを用いて考察する。図 4.9 に磁束密度分布を示す。永久磁石起因磁束は図 3.8 に示した基本モデル同様、可動子コア固定子コア間をN極からS極へ、またN極からS極を透磁気回路を構成する。中間可動子コアは2つの永久磁石起因磁束の磁気経路となっており、中間可動子コアにおけるギャップ近傍の磁束密度は高くなる。一方、コイル起因磁束はN極の固定子コアからS極の可動子コアを流れるため、永久磁石起因磁束とコイル起因磁束が中間可動子コアを経由するため、中間可動子コアにおいてストローク方向に大きな推力が発生する。コイル起因磁束が中間可動子コアを流れた後、同極の可動子コア固定子コア間で反発作用が起こると、中間可動子コアから近傍のコイルヨークへと漏れ磁束が生じる。同極間での漏れ磁束はアクチュエータ上部、下部の可動子コア近傍でも発生するが、中間可動子コアの特徴はコイル起因磁束によってストローク方向の推力が発生した後、漏れ磁束が発生していることである。異極の中間可動子コア中間固定子コア間で大きな推力が発生した後、同極間であっても磁束が流れストロークに反する推力が生じてしまうが、漏れ磁束が生じることでこの力を低減させることができている。この作用によって、直列型モデルでは高推力を得ることができると考えられる。

同様にして、基本モデルを横方向に積み重ねた並列型モデルに関して2列型モデルおよび3列型モデルの諸特性解析を行い、基本モデルとの性能比較を行った。図 4.10 に基本モデルと並列型モデルの推力波形、図 4.11 に各モデルの最大推力値を示す。基本モデ

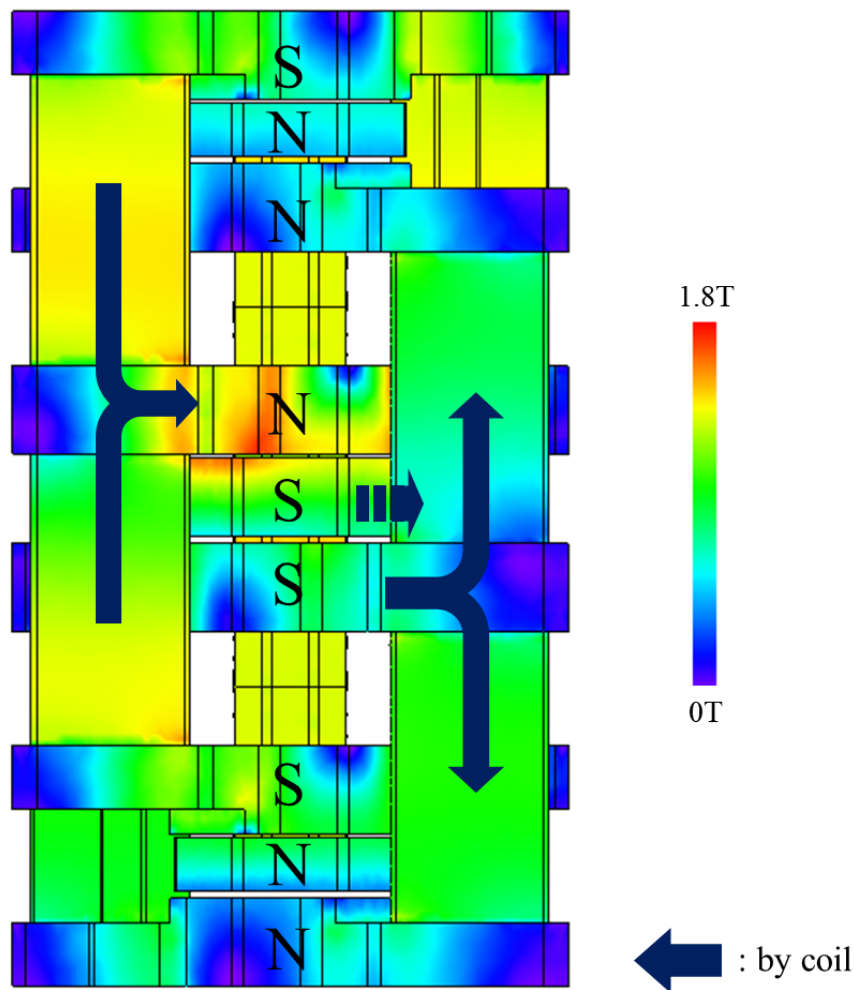


図 4.9: 2 段型モデルの磁束密度分布

ルの最大推力値は 67.7N であるのに対して、2 列型モデルと 3 列型モデルの最大推力値はそれぞれ 133.3N および 200.0N である。このことから並列型モデルは基本モデルのスタック数の倍率の推力を得られることがわかる。また、並列型モデルも直列型モデル同様、スタックすることで要求推力 132N を上回ることができている。並列型モデルの応答性を図 4.12 に示す。基本モデルの応答性は 0.67ms であるのに対し、2 列型モデルと 3 列型モデルの応答性は 0.71ms および 0.73ms である。並列型モデルにおいて応答性が低下した理由は可動子連結部を設けたことで可動子質量が大きくなったからである。基本モデルの可動子質量は 22.7g であるのに対して、2 列型モデルの可動子質量は 52.1g であり、質量が 2 倍以上に大きくなったために応答性が低下したと考えられる。

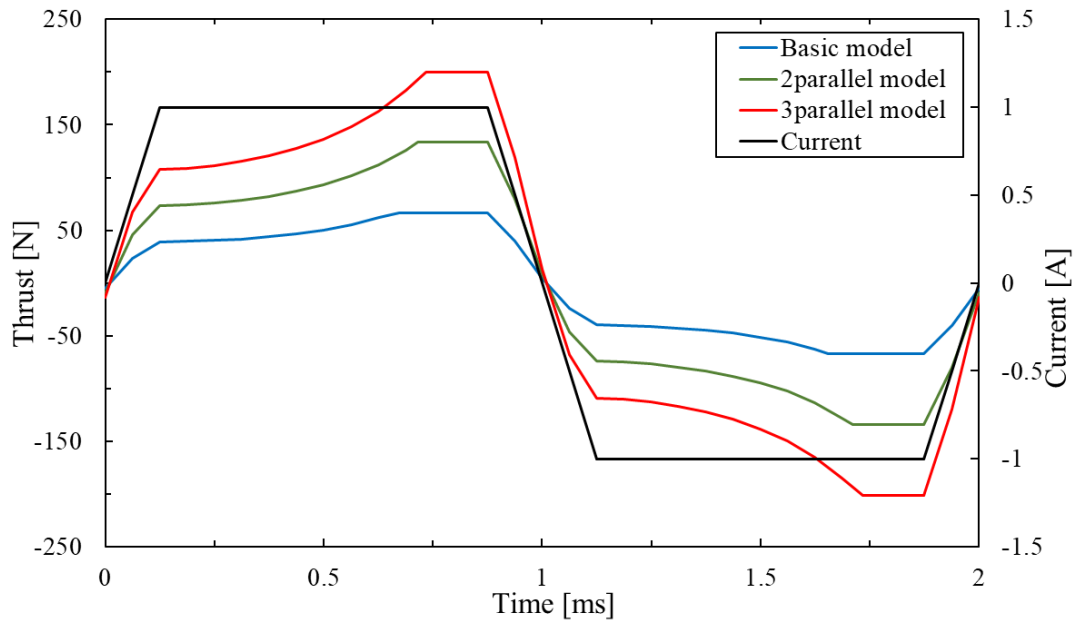


図 4.10: 並列型モデルの推力波形

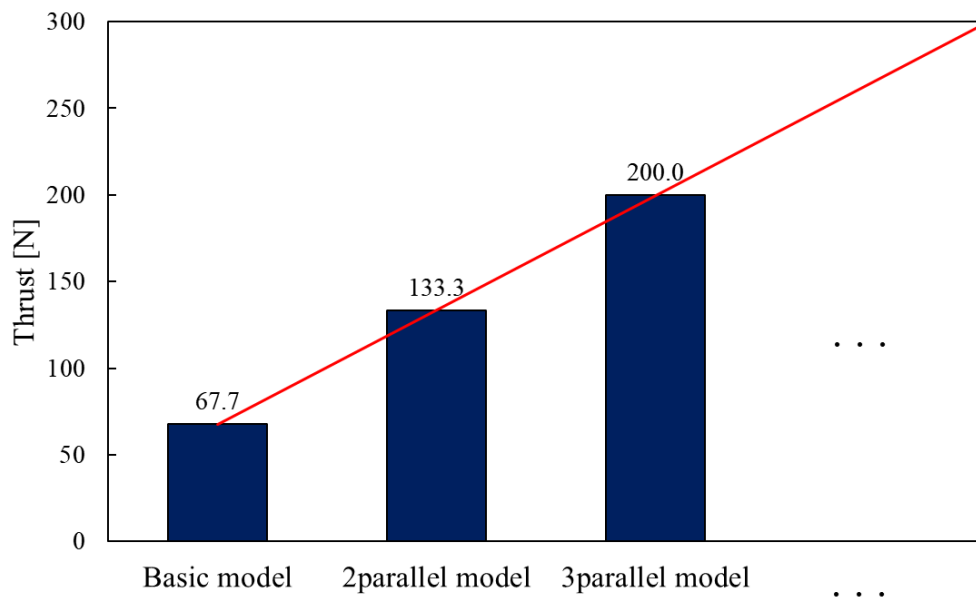


図 4.11: 並列型モデルの最大推力値

さらに、図 4.5 に示した 9 通りの基本モデルを組み合わせたモデルの諸特性マッピングを図 4.13 に示す。このように、基本モデルを組み合わせるだけで様々な性能の電磁アクチュエータを構成することができるため、要求性能の異なる場面でも最適な電磁アクチュエータを選択することができる。さらに、1 つの用途だけではなく、インジェクタや高速開閉器などへの応用も期待できることが提案電磁アクチュエータの特色である。前章で述べた通り、提案する電磁アクチュエータの基本モデルの構造はその独創性から活

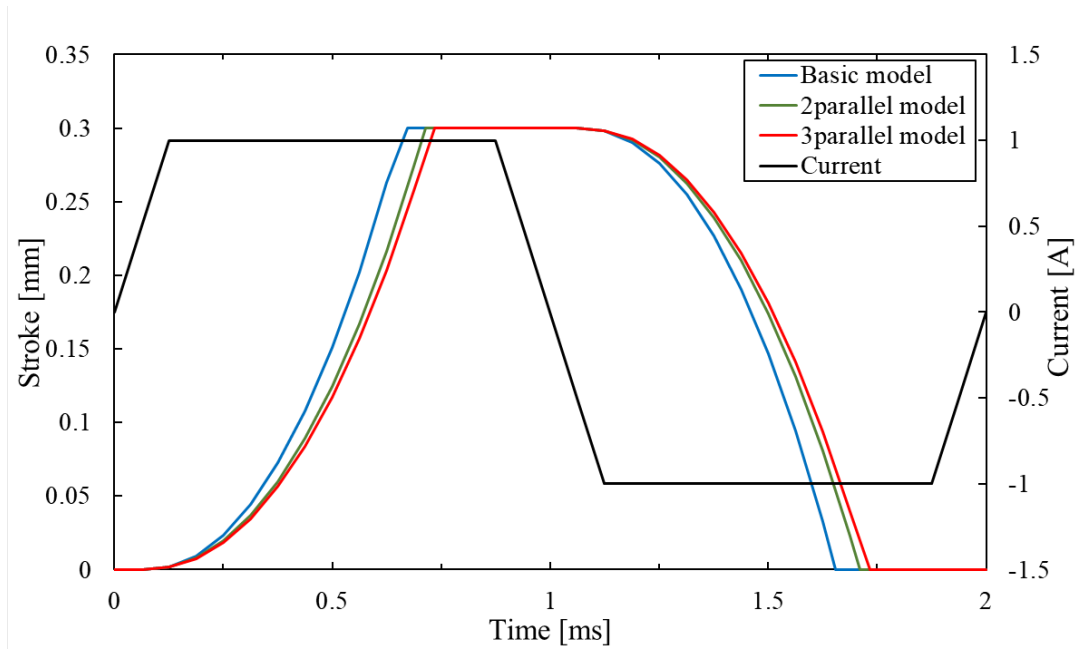


図 4.12: 並列型モデルの応答性

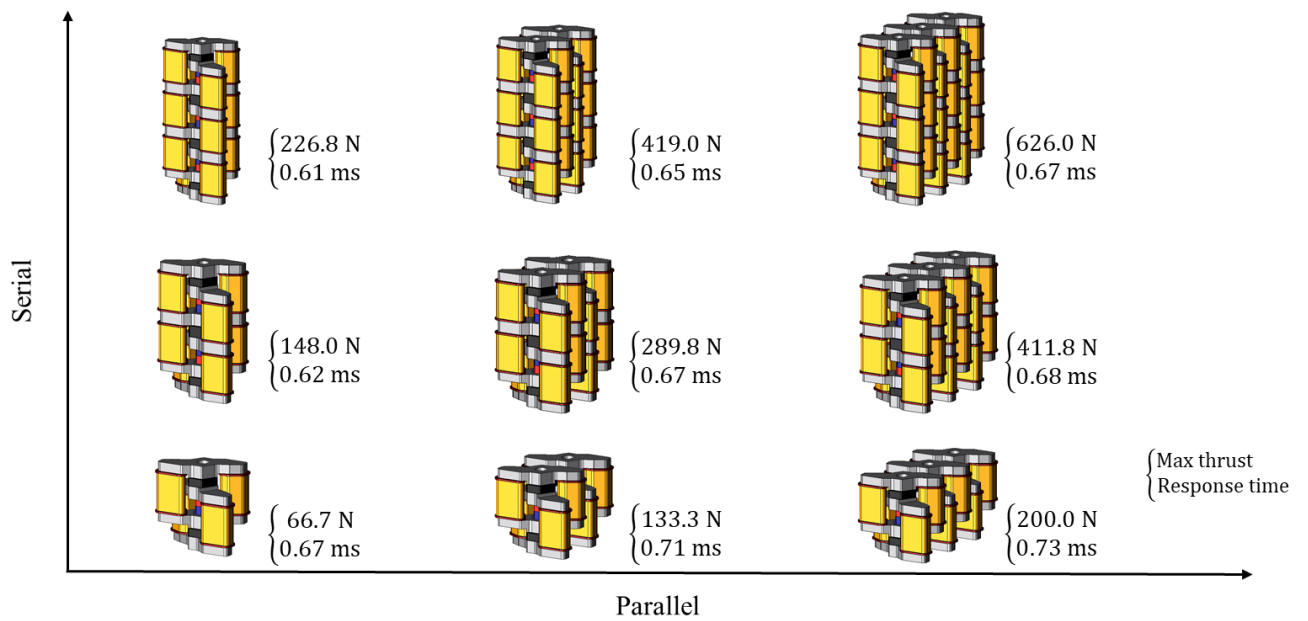


図 4.13: 直並列型モデルの諸特性マッピング

用する価値があり、対象機器に適した基本モデルを作製すれば様々な電磁アクチュエータを構成することができる。

## 4.4 第4章の結論

本章では、スタッカブル電磁アクチュエータの基本モデルを縦方向、横方向に積み重ねたときの直列型モデルおよび並列型モデル構造について述べた。基本モデル同様、三次元有限要素法を用いた磁界解析により直列型モデル、並列型モデルの諸特性を明らかにした。基本モデルから直列型並列型を組み合わせた3段3列型モデルの諸特性マッピングを示した。

## 第5章

# 応答性の向上を目的とした可動子形状の最適化

### 5.1 緒論

前章では、基本モデルをスタックすることで要求推力を満足することを確認した。しかしながら応答性も改善されたものの、ストロークに目標とする 0.5ms 以上かかっている。並列型モデルに関しては可動子コア連結部による可動子質量の増加が原因で応答性の低下が確認されている。そこで本章では、ストローク 0.5ms 以下を満足するよう直列型モデルを対象とした形状最適化を実施する。具体的には従来形状の可動子軽量構造を提案する。可動子軽量化において、永久磁石体積を削減したことで可動子コア体積の削減を行う。基本モデルおよび直列 2 段型モデルを用いた磁界解析により応答性改善を確認する。

### 5.2 スペーサーモデル

#### 5.2.1 モデル構造

応答性を向上させるためには運動方程式にしたがって推力を向上させること、あるいは可動子質量を減少させることが有用である。本章では従来形状の可動子軽量案を示し、従来モデルと提案するスペーサーモデルの特性比較を行う。

図 5.1 に従来の基本モデル可動子構造を示し、図 5.2 に提案する可動子構造を示す。従来構造は 2 つの可動子コア間に全高 26mm の永久磁石が組み込まれている。提案構造では可動子コア間ギャップは変更せず、永久磁石を 2 分割し、スペーサーとして中間に樹脂を挟み込むことで軽量化を狙っている。また、2 つ永久磁石の着磁方向は同じ向きにすることで磁気回路を構成している。図 5.2 に示した可動子構造には、全高 10mm の 2 つの永久磁石間に 6mm の樹脂を挟み込んでいる。磁界解析においては、非磁性体であるスペー

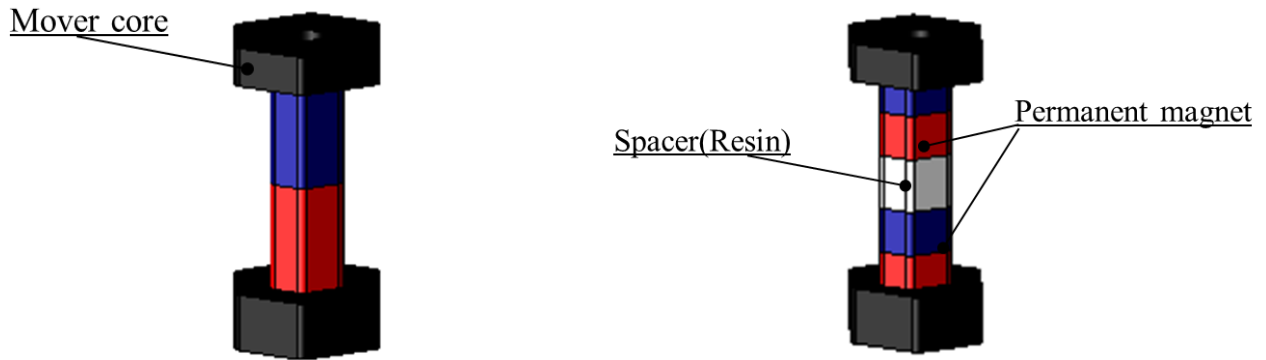


図 5.1: 従来の基本モデルの可動子構造

図 5.2: 提案する基本モデルの可動子構造

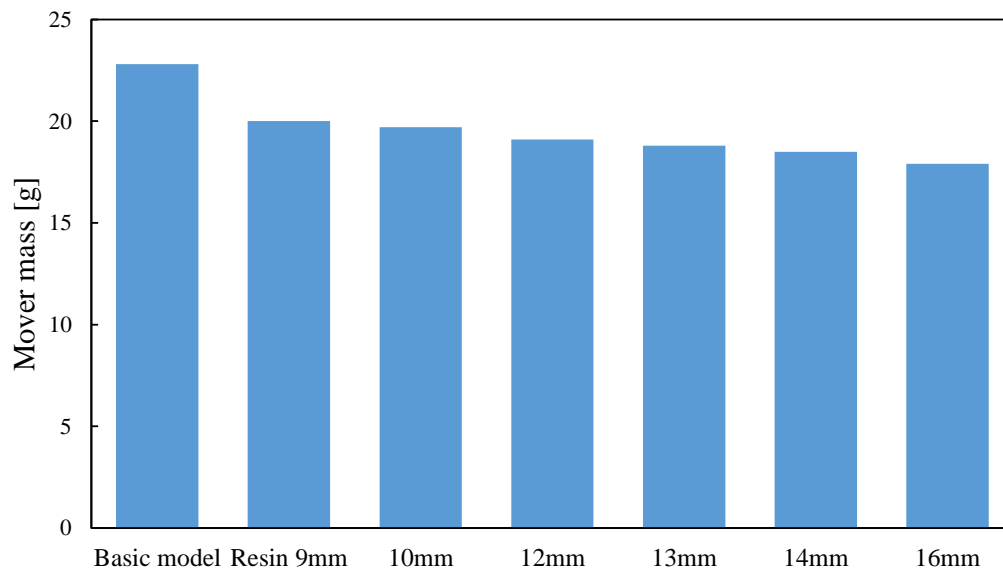


図 5.3: スペーサーモデルの可動子質量

サーは解析結果に影響を及ぼさないとし、可動子の質量計算では密度  $1000\text{kg}/\text{m}^3$  として算出する。

### 5.2.2 解析諸元

従来の基本モデルと1段スペーサーモデルを用いて磁界解析を実施し、諸特性を比較検討する。またスペーサーモデルにおいて、2つの可動子コア案ギャップは変更しないまま挿入する樹脂の高さを9mmから16mmまで変更し、解析評価することで最適な形状を検討する。例を挙げると、従来の永久磁石の全高は26mmであるが、スペーサーモデルでは全高6mmの樹脂を挿入するとき2つの永久磁石の全高はそれぞれ10mmとする。図5.3に各モデルの可動子質量を示す。基本モデルの可動子質量は22.8gであるのに対して、スペーサーモデルの樹脂高さ9mmモデル、10mmモデル、12mmモデル、13mmモデル、

14mm モデル, 16mm モデルの可動子質量はそれぞれ 20.0g, 19.7g, 19.1g, 18.8g, 18.5g, 17.9g である. 各モデルに対して, 可動子が下降ストローク端にある状態から通電させる. また, 前章までの解析同様, 表 3.3 に示す解析諸元を設定する.

### 5.2.3 解析結果

可動子が下降ストローク端にある状態から通電させ, 従来の基本モデルおよび提案モデルの樹脂高さを 9mm から 16mm まで変更したモデルが発生させる推力および応答性を解析した. 図 5.4 に各モデルの最大推力値を示し, 図 5.5 に応答性比較を示す. 図 5.4, 図 5.5 より提案モデルは樹脂 13mm(このとき永久磁石 6.5mm×2個)としたとき応答性が最も優れていることがわかる. 基本モデルの応答性は 0.67ms, 樹脂高さ 13mm モデルの応答性は 0.61ms であり, 9.0%改善することができる. また, 従来モデルと樹脂 13mm モデルを比較すると同等の推力を得ることができる. 従来モデルにおいて, 通電開始前の永久磁石によるディテント力は-4.9N である一方で, 矩形波電流を通電すると最大 66.7N の推力を発生させる. つまり, 発生推力のうち永久磁石起因の推力は 7.3%ほどしかないので電磁石起因の推力が支配的であると考えられる. 以上のことから, スペーサーモデルにおいて, 永久磁石体積を削減しても基本モデルと同等の力が得られた.

## 5.3 可動子コア高さの最適化

### 5.3.1 解析諸元

スペーサーモデルでは永久磁石体積を削減したことで可動子コアにかかる磁束密度が低減されるため, 可動子コア体積を小さくすることができる. 推力は y 軸方向に発生するよう可動子コアと固定子コアを対向させているため, 可動子コア体積を径方向に削減すると磁束飽和が起りやすくなると考え, 本論文では可動子コア高さを変更することで軽量化を実現する. 図 5.6 に示すように, スペーサーモデルにおいて可動子コア高さを従来の 4.3mm から 2.7mm まで変更したときの応答性を検討する. ここで, 可動子コア・固定子コア間ギャップを維持するために, 可動子コア高さの変化量を挿入する樹脂高さに増減させる. したがって, 可動子コア高さを 1mm 削減した場合, 樹脂高さを 1mm 高くすることでバランスを取ることとする. その他のパラメータ設定はこれまでと同じとする. 図 5.7 に可動子コア高さを変更した各モデルの可動子質量を示す. 可動子コア高さ 4.3mm モデル, 3.5mm モデル, 3mm モデル, 2.8mm モデル, 2.7mm モデルの可動子質量はそれぞれ 18.8g, 16.2g, 14.5g, 13.8g, 13.5g である.



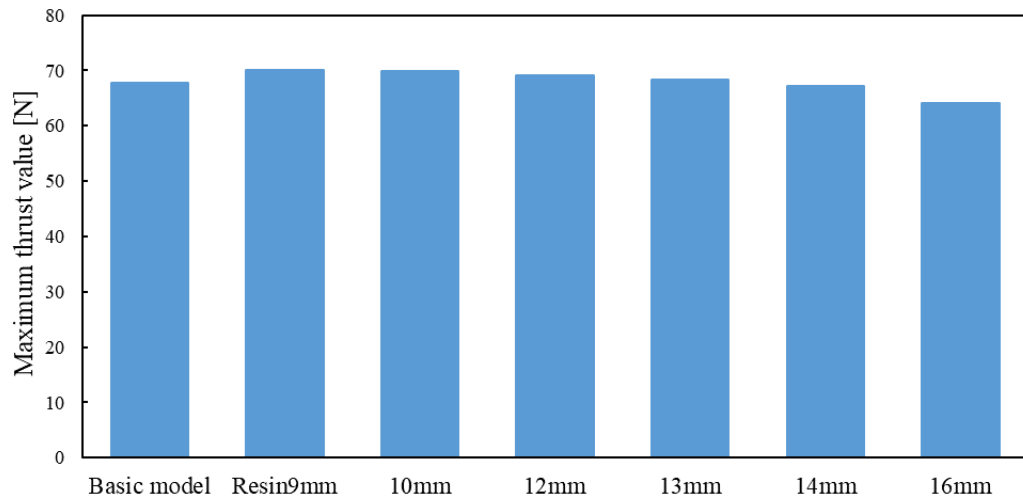


図 5.4: スペーサーモデルの最大推力値比較

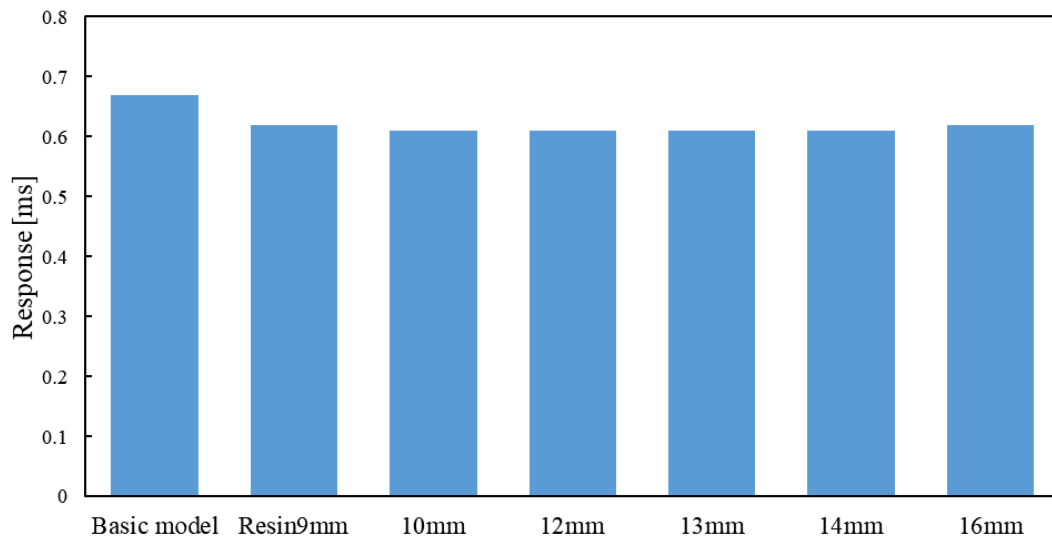


図 5.5: スペーサーモデルの応答性比較

### 5.3.2 解析結果

可動子が下降ストローク端にある状態から通電させ、スペーサーモデルの可動子コア高さを 4.3mm から 2.7mm まで変更したモデルの推力および応答性を解析した。図 5.8 に各モデルの応答性を示し、図 5.9 に最大推力値と推力密度を示す。図 5.8 より、従来のスペーサーモデルの応答性は 0.609ms であるのに対して、可動子コア高さを 2.8mm としたモデルの応答性は 0.527ms である。この結果、応答性はおよそ 13.1%改善することができた。可動子コア高さ 2.7mm モデルでは、可動子コアの磁路断面積が小さくなったことで磁気飽和が発生している。また、図 5.9 より、可動子コア高さが 4.3mm から 2.8mm までのモデルでは、同等の推力が得られているが、可動子コア高さが低くなるほど推力密

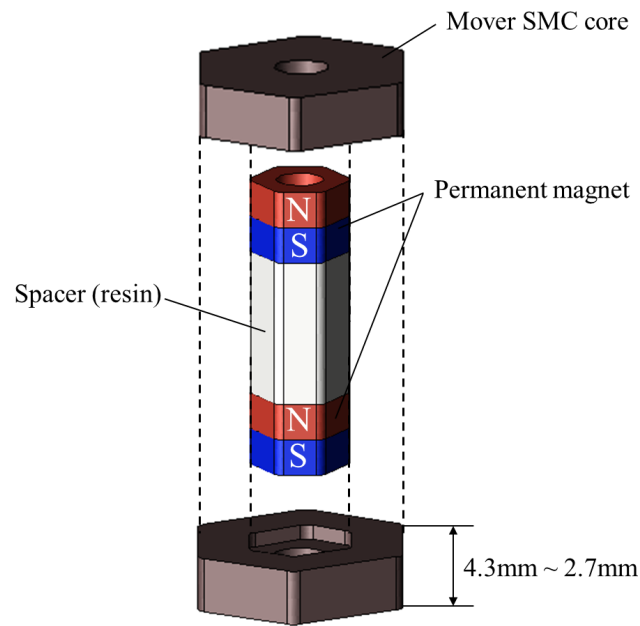


図 5.6: スペースモデルの可動子コア高さ

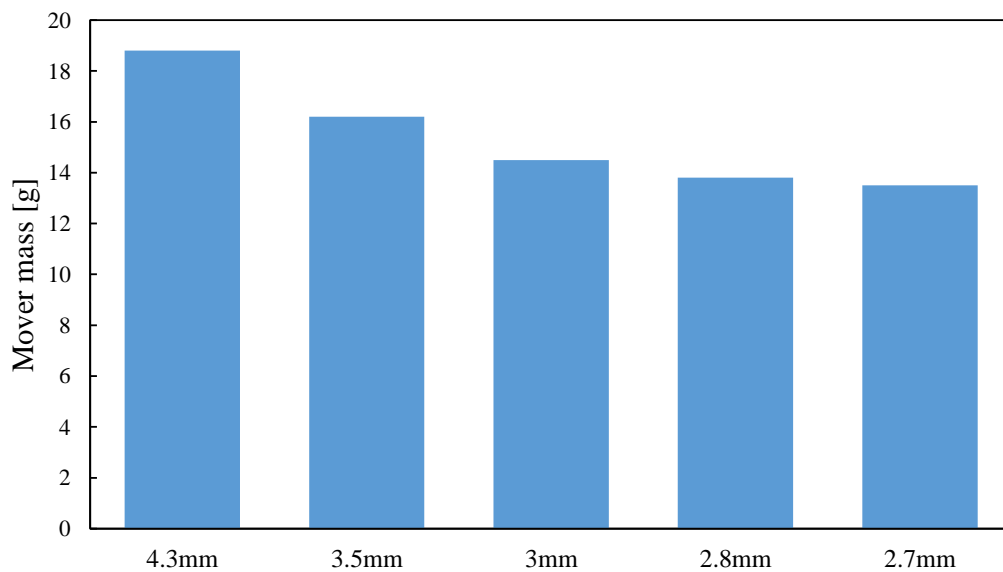


図 5.7: 可動子コア高さ変更モデルの可動子質量

度が高くなっていることが分かる。これは可動子コア高さを低くしたことで、可動子コア・固定子コア間ギャップを維持するために固定子ユニットをシフトしモデル全体の高さが小さくなったからである。可動子コア 2.7mm モデルでは、磁気飽和により推力が低下し、推力密度も低下している。図 5.10 に可動子コア 2.8mm モデルの磁束密度分布を示す。2.8mm モデルでは、磁束密度が 1.8T を越えておらず、磁気飽和が発生していない。以上のことから、可動子コア高さは 2.8mm が最適であると考えられる。

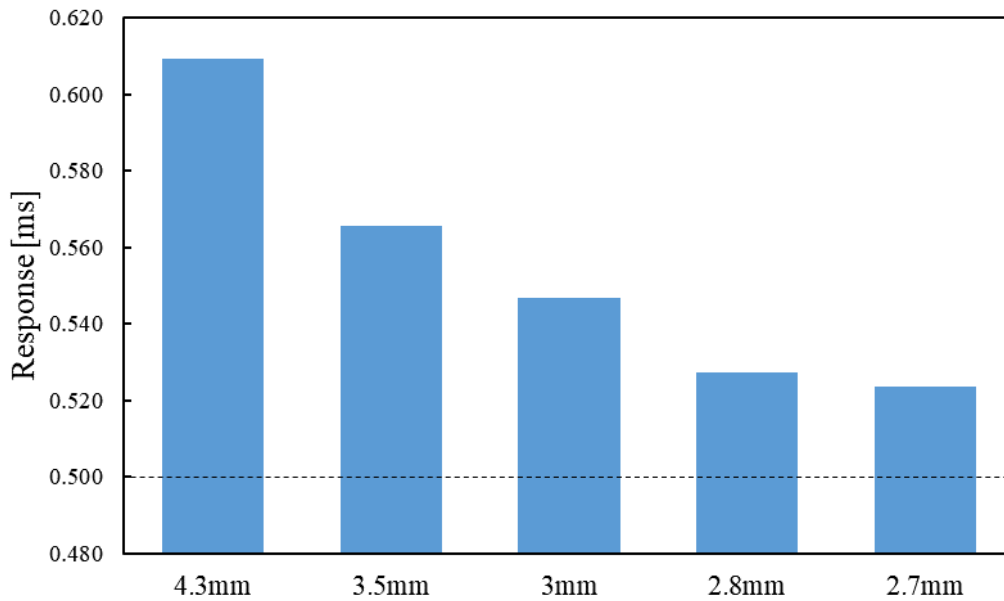


図 5.8: 可動子コア高さ変更モデルの応答性比較

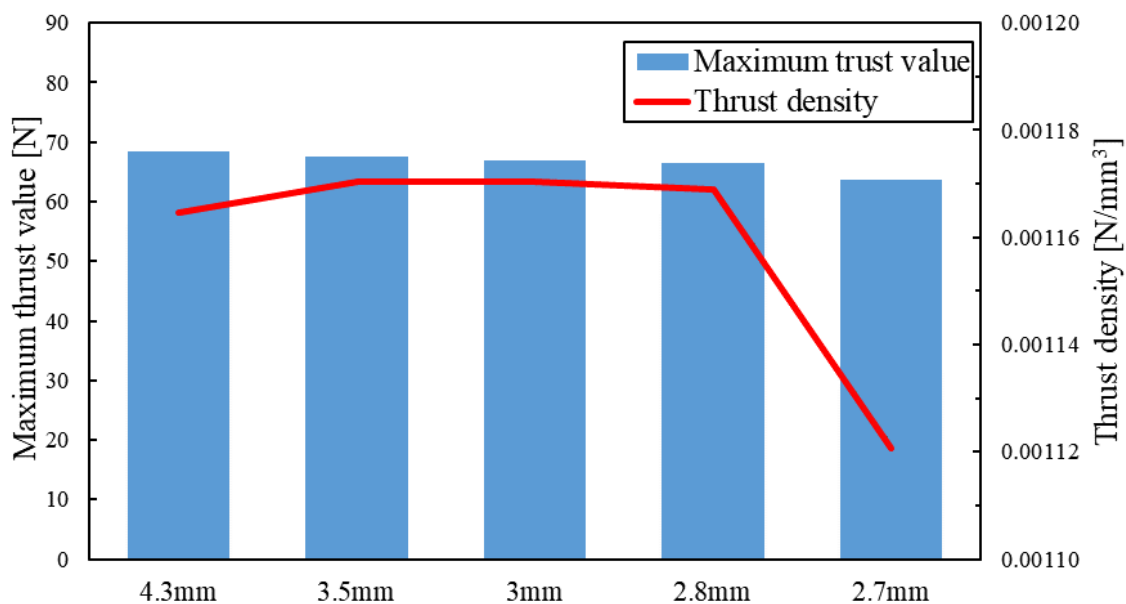


図 5.9: 可動子コア高さ変更モデルの最大推力値比較

### 5.3.3 直列型モデルへの適用

直列型モデルにおいて、可動子コア高さを削減するには工夫が必要である。その原因は直列型モデルには中間可動子コアがあるためである。本節では直列2段型モデルを例に説明する。直列2段型モデルでは、中間可動子コアを除く2つの可動子コア高さを低くしたとき、中間固定子コア高さを可動子コア高さの変化量と同じだけ削減すると、中間可動子コアと接触している永久磁石間にギャップが生じる。このギャップを埋め合わせる

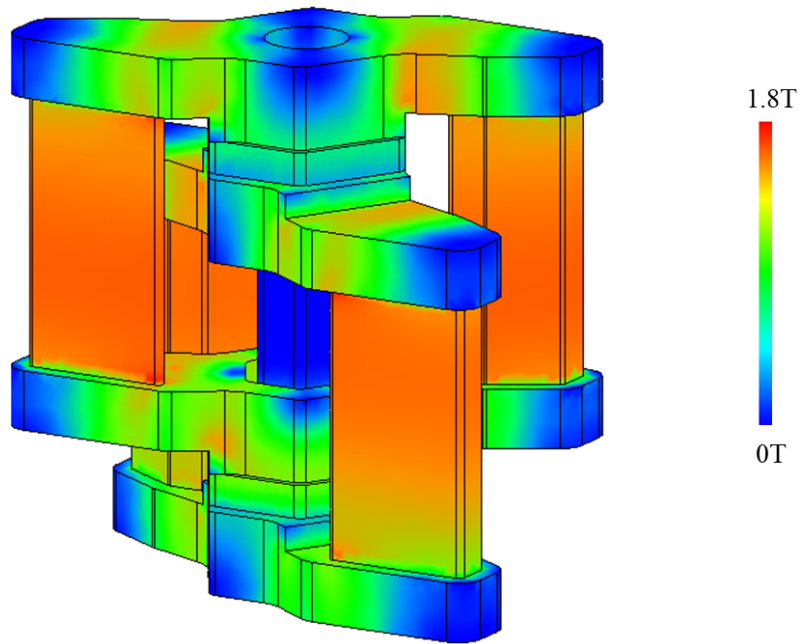


図 5.10: 可動子コア高さ 2.8mm モデルの磁束密度分布

ために樹脂を高くする方法がある。しかし、この方法では樹脂を高くした分可動子質量が増加してしまうので、可動子軽量化案としては適していない。そこで、本論文では中間

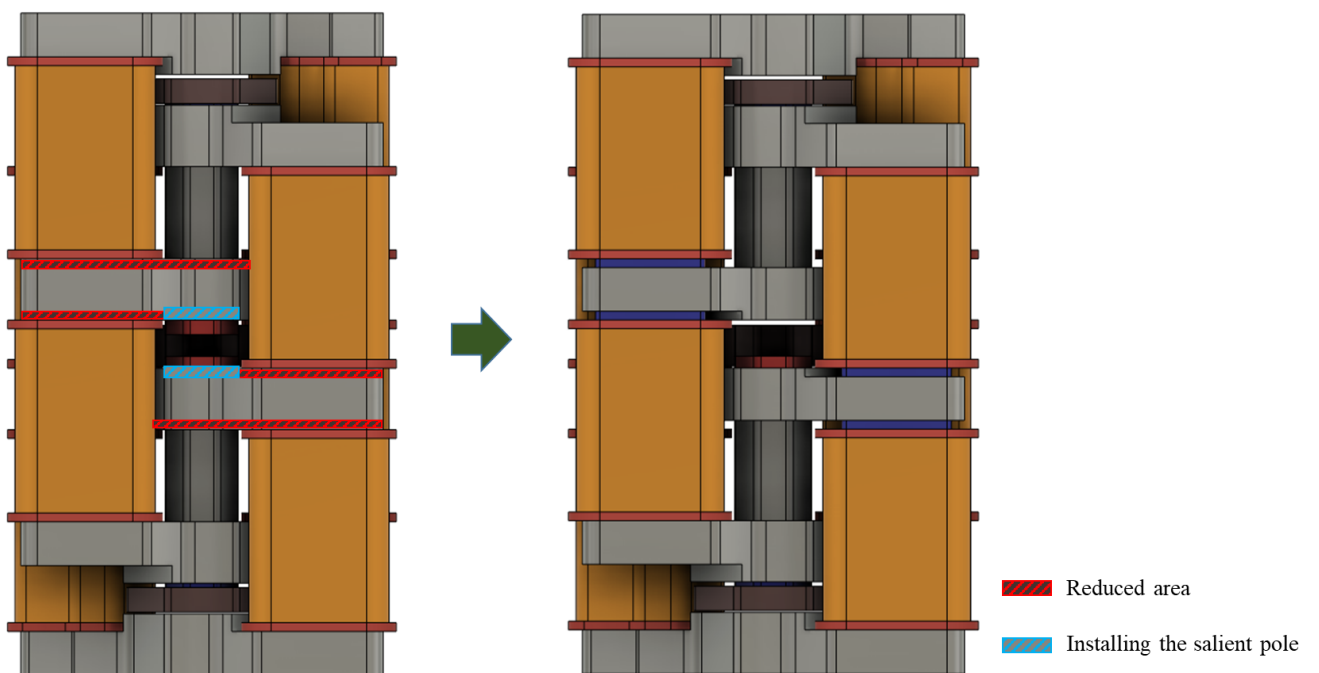


図 5.11: 中間可動子コア付近の削減図

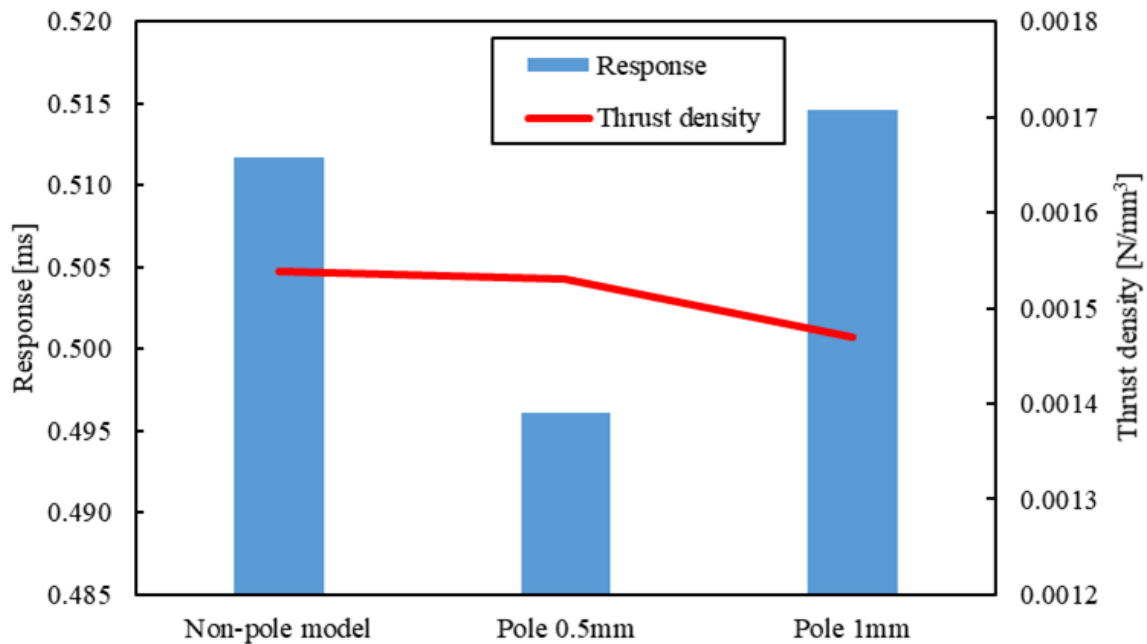


図 5.12: 突極部を設けたモデルの応答性比較

固定子コア高さを低くし、中間可動子コア対向面に突極部を設ける方法を検討する。図 5.11 に中間可動子コア付近の削減図を示す。中間固定子コアに 0.5mm の突極を設ける場合、中間固定子コアの上面と下面をそれぞれ 0.5mm 削減する。このとき、中間固定子コアと接触するコイルヨーク間に 0.5mm のギャップが生じるため、これを埋め合わせるために樹脂高さを 0.5mm 削減することができる。この方法であれば、モデル全体の高さが低くなるため高い推力密度が期待でき、また樹脂高さを小さくすることで可動子質量を軽量化することができる。

図 5.12 に 2 段スペーサーモデルと中間固定子コアに突極部を 0.5mm 設けたモデル、突極部を 1mm 設けたモデルの応答性を示す。可動子コアの高さは 2.8mm としている。2 段スペーサーモデルの可動子質量は 26.24g、突極部を 0.5mm 設けたモデルは 26.19g、突極部を 1mm 設けたモデルは 26.13g であり、中間固定子コアに突極部を設けることで可動子質量を軽量化できている。図 5.12 より、2 段スペーサーモデルの応答性は 0.512ms、突極部を 0.5mm 設けたモデルは 0.496ms であり、目標値の 0.5ms を満足している。突極部を 1mm 設けたモデルでは、中間固定子コアに磁気飽和が発生するため、応答性と推力密度が低下した。以上のことから、可動子コア高さを 2.8mm、突極部を 0.5mm 設けたモデルが最適であると考えられる。

## 5.4 第5章の結論

本章では, ストローク 0.5ms 以下を満足するよう直列型モデルを対象とした形状最適化を実施した. 具体的には従来形状の可動子軽量構造を提案した. 可動子軽量化において, 永久磁石体積を削減したことで可動子コア体積の削減を行った. 基本モデルおよび直列2段型モデルを用いた磁界解析により応答性改善を確認した.



## 第6章

# 電磁アクチュエータ駆動時の温度特性

### 6.1 緒論

本章では、高温環境において磁界解析で得られた損失結果をもとに熱流体解析を実施することで本電磁アクチュエータの温度分布および永久磁石の温度上昇を確認する。また、フルモデルを用いて空冷による冷却効果および温度分布を検討し、高温環境における本電磁アクチュエータの諸特性を明らかにする。

### 6.2 磁界・熱流体連成解析

前章では、本電磁アクチュエータに使用される永久磁石の温度を20度として諸特性解析を実施し、要求推力132Nを満足する結果を得た。しかし、ホットメルト塗布機構周辺の高温環境およびアクチュエータ駆動時の発熱による温度上昇を考慮していないことに留意する必要がある。永久磁石は温度依存性の磁気特性を持つことから、永久磁石の温度が上昇すると諸特性が低下し、要求性能を満足しない可能性がある。そこで、高温環境を考慮した熱流体解析から冷却の必要性を検討し、必要であれば永久磁石を何度以下にすべきであるか、またこのとき注入する空気の圧力はいくらか検討する。さらに、モデル温度を考慮した磁界解析を実施することで、高温環境においても要求性能を満足することを確認する。図6.1にカバー類を含む2段型モデルの全体構造を示す。基本モデルから2段型モデルへ高さが伸びた分コイルボディを高くしている。



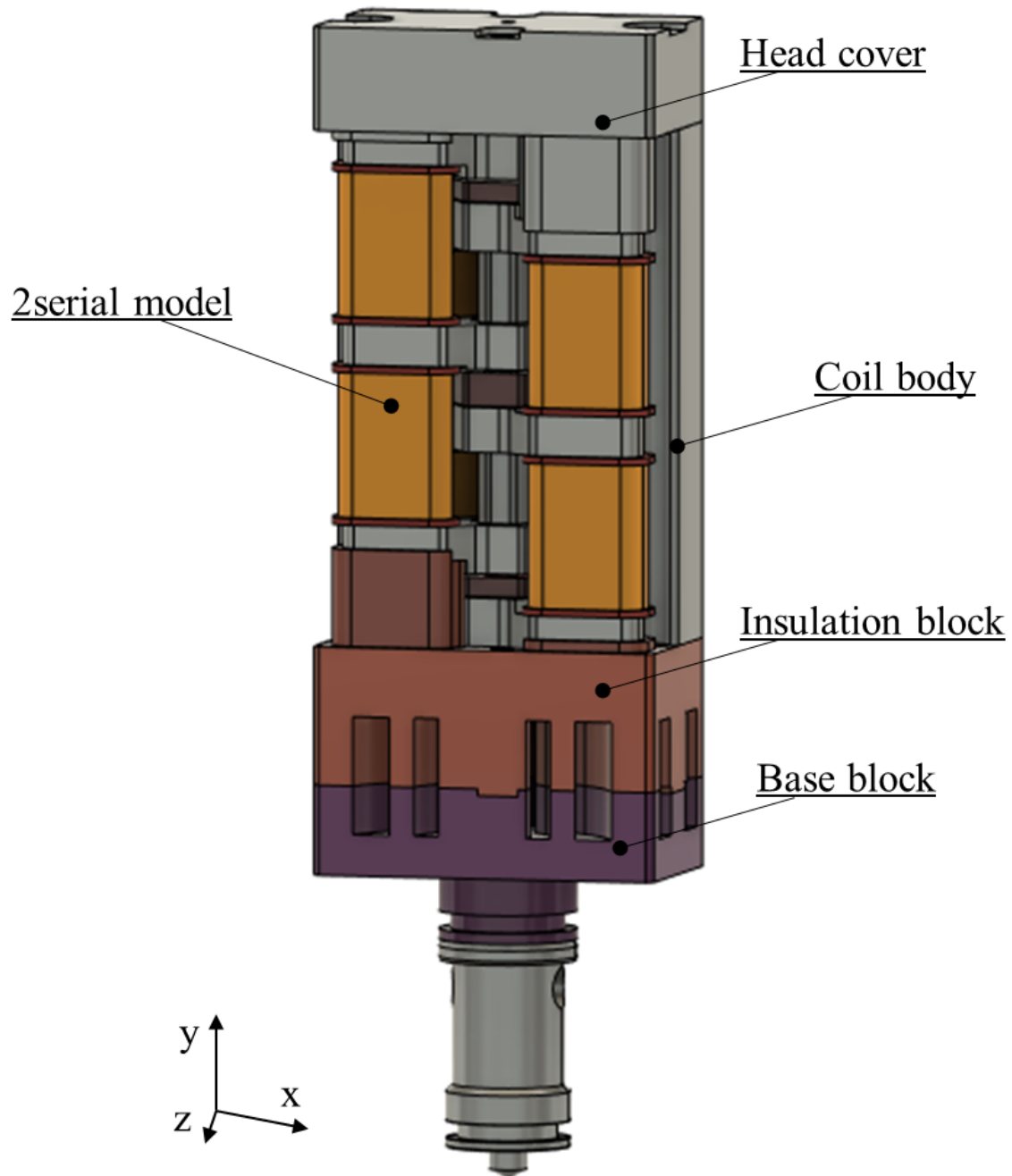


図 6.1: 2 段型モデルの全体構造

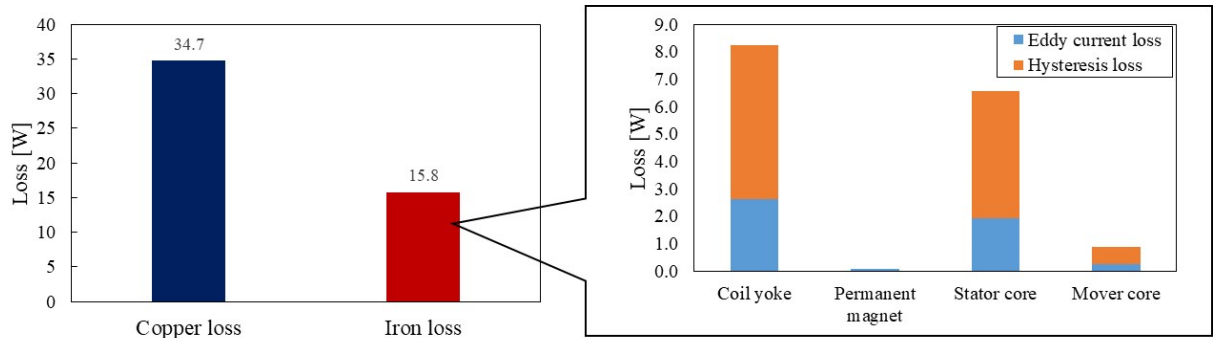


図 6.2: 2 段型モデルの損失

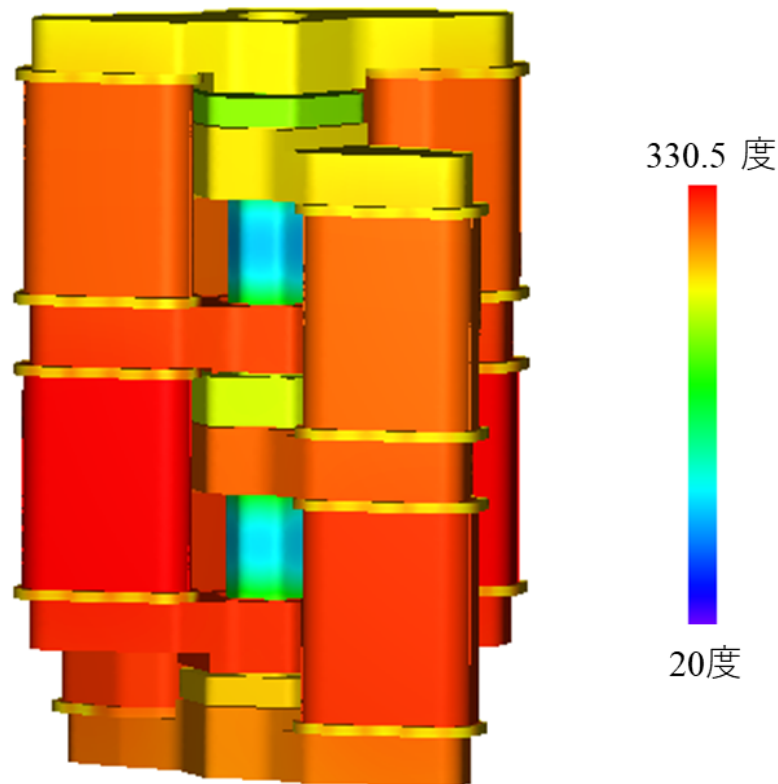


図 6.3: 2 段型モデルの自然空冷結果

フルモデルを用いて、高温環境および発熱を考慮した熱解析を実施する。磁界解析で得られた2段型モデルの損失を図6.2に2段型モデルの損失を示す。図6.2より、コイル銅損やコイルヨークの損失が大きいいため、これら部品が電磁アクチュエータの主な熱源となることが予想される。この損失データを各部品で発生する熱量として、自然空冷時の電磁アクチュエータの温度変化を確認する。なお、ホットメルト塗布機構の高温環境を考慮するため、周囲環境は160度としている。自然空冷時の電磁アクチュエータの温度

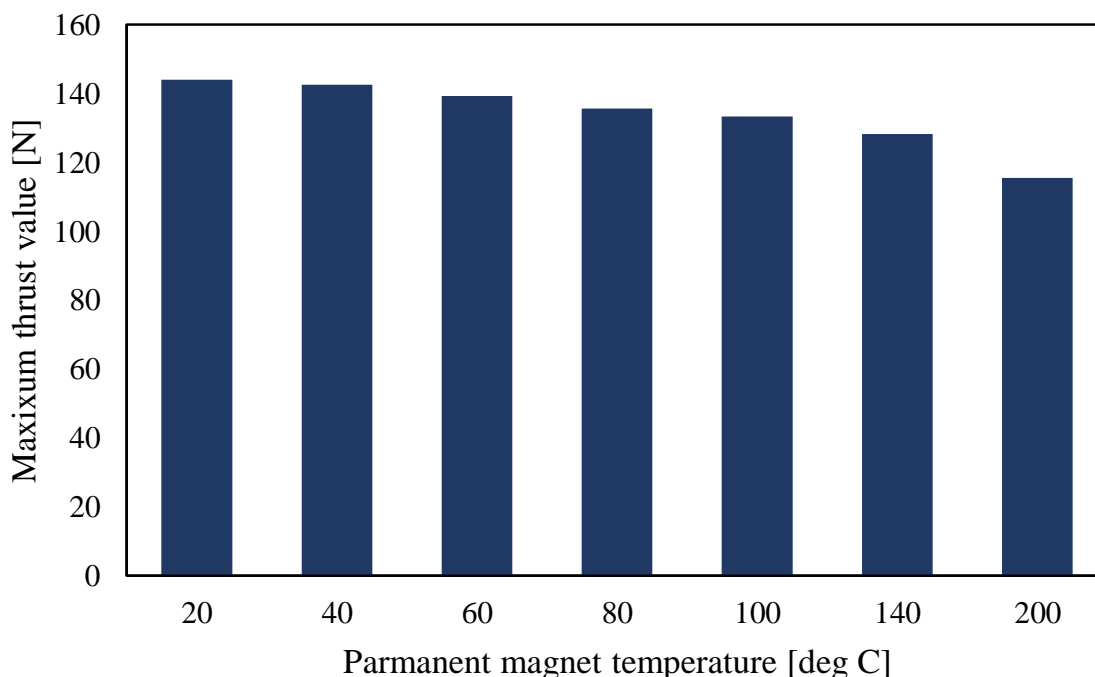


図 6.4: 2 段型モデルにおける永久磁石温度変化時の最大推力値

分布を図 6.3 に示す。解析結果から、電磁アクチュエータは周囲環境の影響を受けて最高 330.5 度まで上昇するため、強制空冷による冷却が必要であることが分かる。

ここで、強制空冷するとき永久磁石を何度以下にする必要があるのか検討する。図 6.4 には永久磁石温度を 20 度から 200 度まで変化させたときの最大推力値を示している。永久磁石温度が 80 度のとき、最大推力値は 135.7N であり、永久磁石温度が 100 度のときには 133.4N、永久磁石温度が 140 度のときには 128.2N 発生する。この結果から、永久磁石の温度が 100 度を越えると要求推力 132N を下回ることが懸念される。自然空冷で本電磁アクチュエータを駆動した場合、永久磁石温度が 100 度を越えるため、本電磁アクチュエータに冷却システムを導入し、永久磁石温度を 80 度程度までに冷却することを目標とする。

続いて、電磁アクチュエータの強制空冷時の熱流体解析を実施した。強制空冷するために、図 6.5 に示すようにコイルカバー中央に冷却空気の流入口を正面と裏面の 2 カ所に設け、流出口をコイルカバー上下の計 8 カ所に設ける。冷却空気を 20 度、流入口のオリフィス径を直径 1mm とし、注入する空気の圧力を変化させることで流量を調整する。

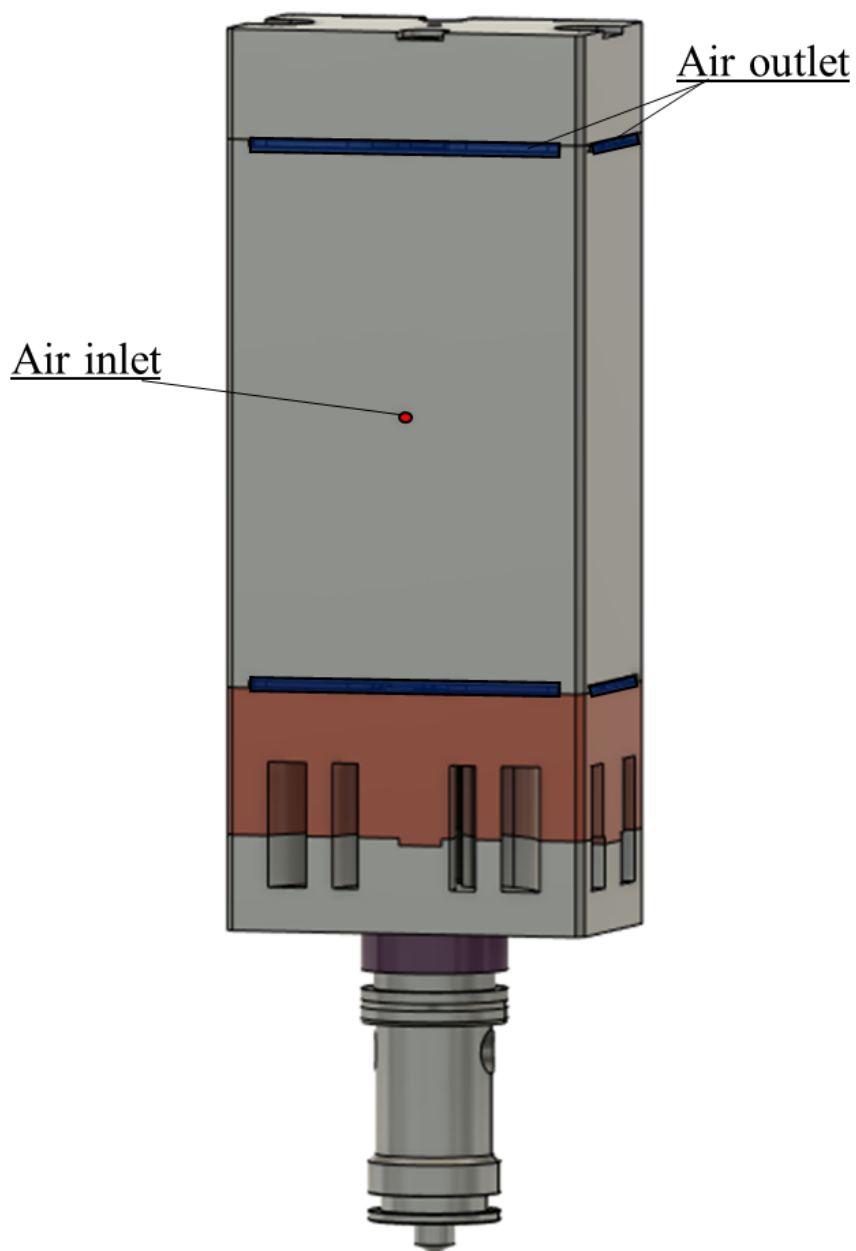


図 6.5: 2 段型モデルにおける強制空冷の流出入口

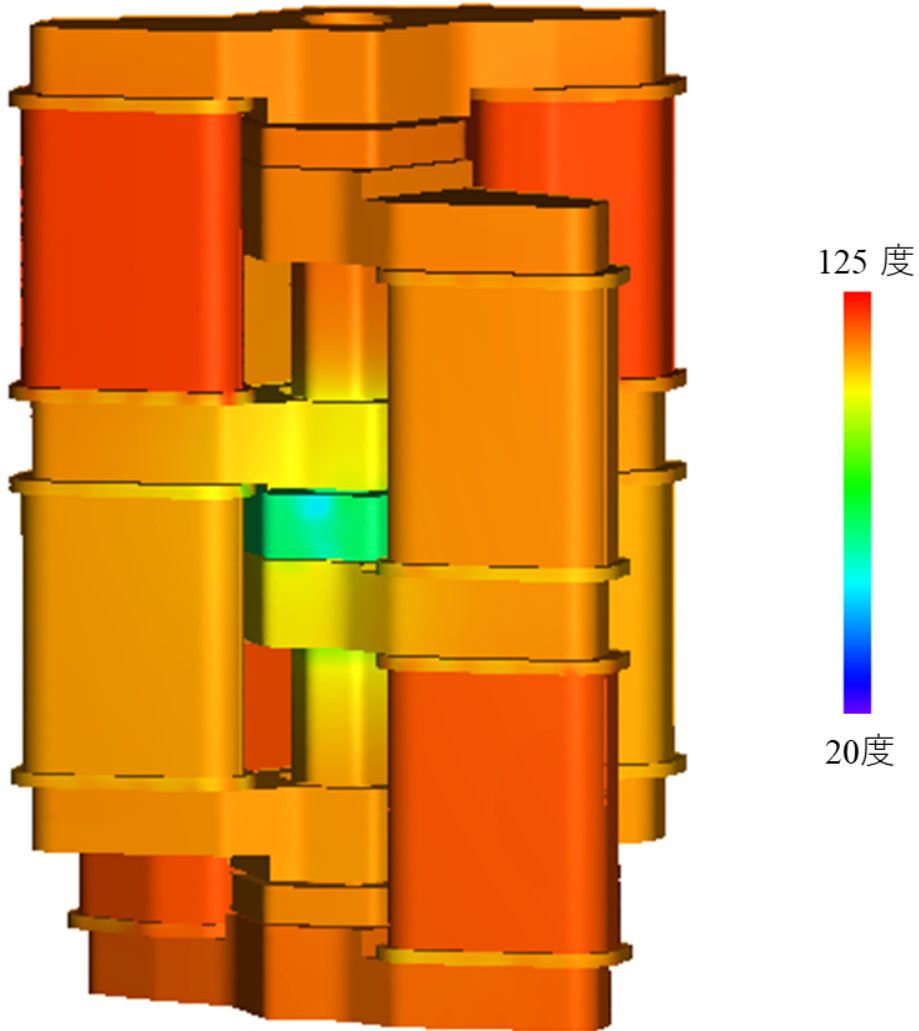


図 6.6: 圧力 0.12MPa 時の強制空冷結果

圧力を 0.12MPa としたときの強制空冷時の電磁アクチュエータの温度分布を図 6.6 に示す。圧力を 0.12MPa としたとき、流量は 20L/min である。図 6.6 より、電磁アクチュエータは最高 118.4 度まで上昇し、永久磁石は平均 91.5 度となる。コイルは最大 118.4 度までの上昇を抑えることができている。したがって、冷却効果が得られていることが確認できる。

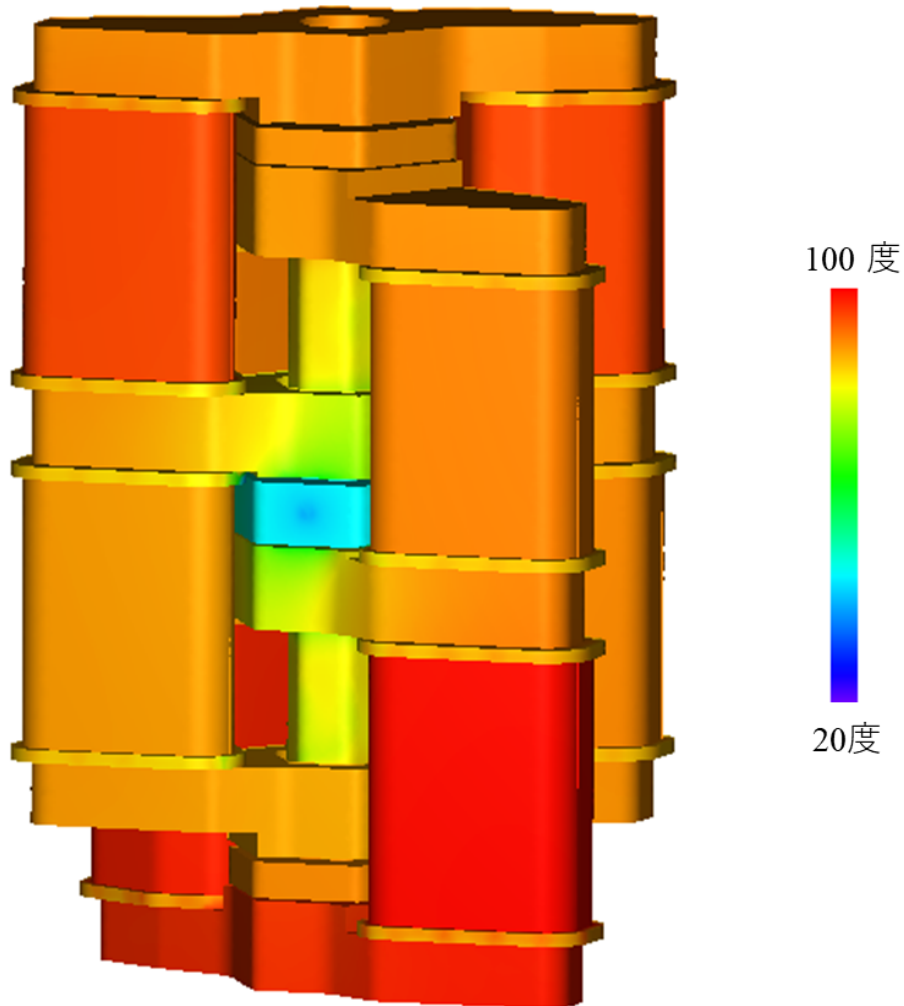


図 6.7: 圧力 0.22MPa 時の強制空冷結果

同様に、圧力を 0.22MPa としたときの強制空冷時の電磁アクチュエータの温度分布を図 6.6 に示す。圧力を 0.22MPa としたとき、流量は 30L/min である。図 6.6 より、電磁アクチュエータは最高 99.0 度まで上昇し、永久磁石は平均 71.0 度となる。コイルは最大 99.1 度までの上昇に抑えることができている。永久磁石温度を 80 度以下に抑えることができているため、強制空冷の圧力は 0.22MPa とするのが良いと考えられる。

最後に、熱流体解析で得られた電磁アクチュエータ駆動時の永久磁石およびコイルの温度を考慮し、磁界解析を実施することで高温環境においても要求性能を満足することを確認する。永久磁石温度を 71.0 度、コイル温度を 99.1 度に設定し、前章で得られた最適モデルの推力および応答性を検討した。y 軸正方向の推力を正として、図 6.8 に推力波形、図 6.9 に応答波形を示す。最大推力値は 136.8N であり、応答性は 0.498ms である。し

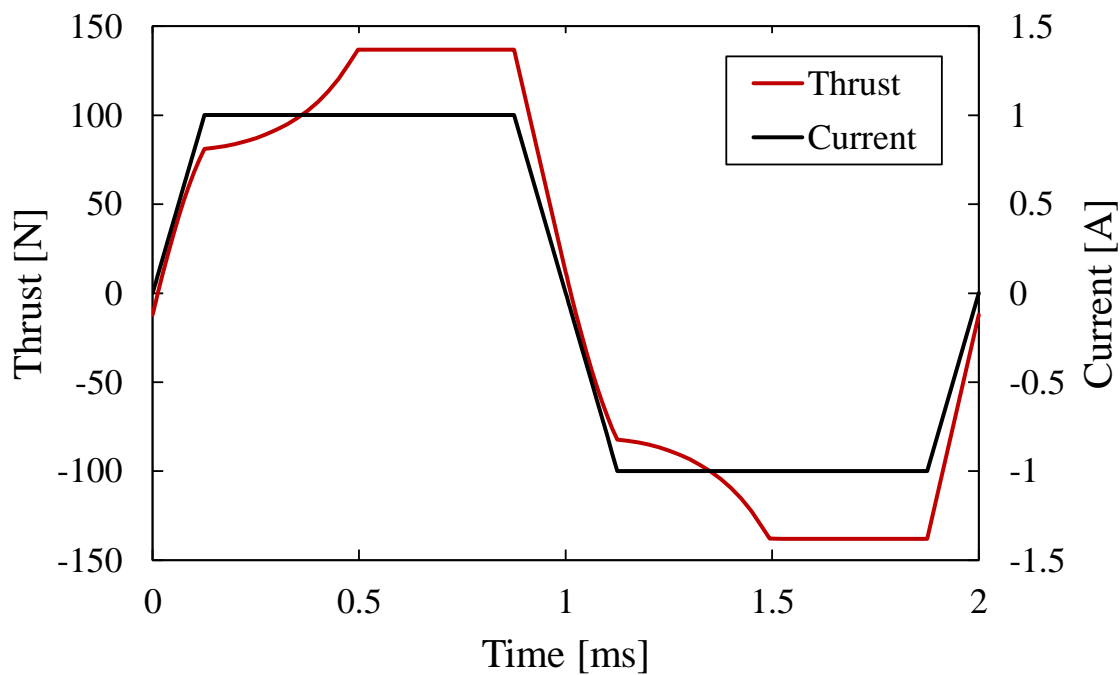


図 6.8: 高温環境における最適モデルの推力波形

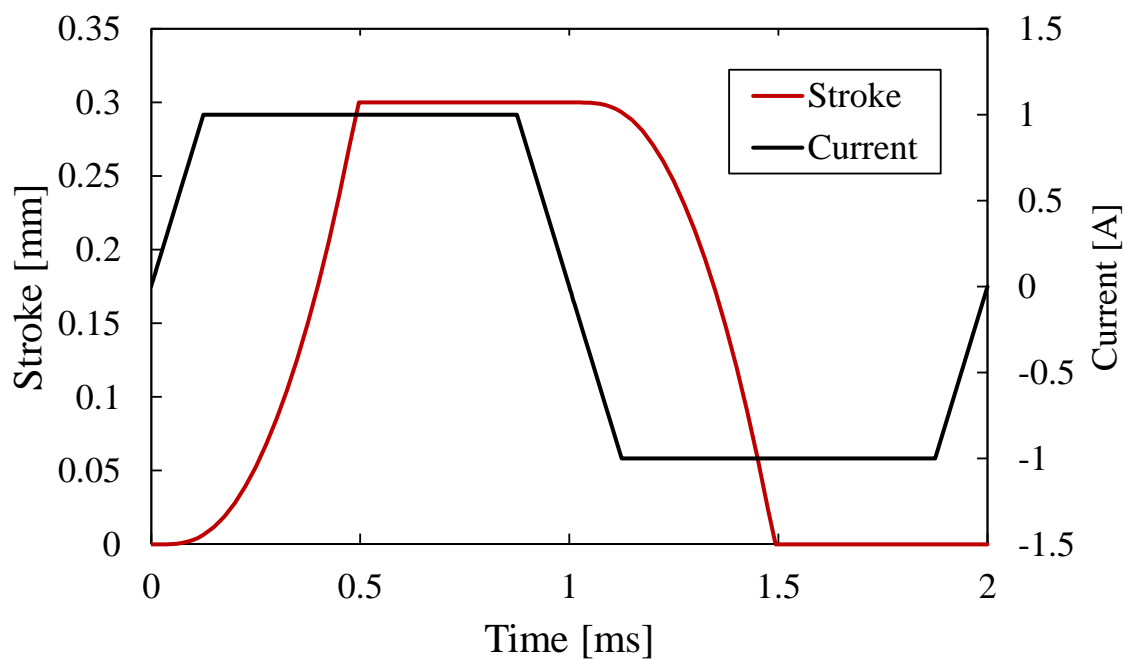


図 6.9: 高温環境における最適モデルの応答波形

たがって、高温環境において電磁アクチュエータを駆動した場合も要求推力 132N 以上を出力することが可能であり、0.5ms 以下の応答性を満足することができる。

## 6.3 第6章の結論

本章では、高温環境を考慮するために本電磁アクチュエータフルモデルの周囲環境を160度とし、さらに磁界解析で得られた損失結果をもとに熱流体解析を実施することで本電磁アクチュエータ駆動時の温度上昇を確認し、空冷システムの必要性を明らかにした。また、空冷による冷却効果および温度分布を検討し、さらに本電磁アクチュエータが高温環境においても要求性能を満足することを明らかにした。



## 第7章

### 結論

本論文では、使用環境が高温となるホットメルト用電磁アクチュエータの設計を目的として、スタック可能な電磁アクチュエータを提案した。提案した電磁アクチュエータは基本モデルがチェーン状の構造をしていることから、基本モデルを縦方向、横方向に積み重ねることで推力や応答性を向上させることができる。ホットメルトは材料ごとに特性が様々であり、ホットメルト塗布機器には用途によっても様々な性能が要求されるため、コイルに流れる電流値の変更によるソフト面での性能選択ではなく、基本ユニットをスタックすることによるハード面での性能選択を実現することでユーザの選択肢の幅を拡げ、要求場面に柔軟に対応したモデル構築を可能とする。また、本論文では基本モデルの生じうる推力および応答性を三次元有限要素法を用いた磁界解析より確認した。さらに、基本モデルを縦方向、横方向にスタックした直列型モデルおよび並列型モデルのモデル構築を提案し、磁界解析から諸特性を確認した。また、応答性の向上を目的として、可動子質量を軽量化したスペーサーモデルを提案した。スペーサーモデルにおいて、挿入する樹脂高さの最適モデルを諸特性比較から決定した。スペーサーモデルを直列型モデルに適用し、応答性の目標値 0.5ms 以下を実現した。また、電磁アクチュエータ周辺温度を 160 度と定め、電磁アクチュエータ駆動時の損失を熱源とした熱解析を実施することで冷却システムの必要性を明らかにし、強制空冷による冷却効果を確認した。さらに高温環境においても最適な 2 段スペーサーモデルは要求推力 132N 以上を出力し、応答性 0.5ms 以下を実現している。

#### 7.1 本研究で得られた成果

第2章では、三次元有限要素法の基礎となる電磁気におけるマクスウェルの電磁方程式とベクトルポテンシャルを用いた電磁場の数値解析法について説明し、電磁機器への適用法について説明した。また、電磁界解析と伝熱解析の連成解析手法について説明した。

第3章では、電磁アクチュエータの基本モデルを提案した。また、提案アクチュエータについて三次元有限要素法を用いた磁界解析により諸特性を確認した。矩形波電流通電時の推力波形、応答波形について述べた。解析より推力値は66.7Nであることを確認し、基本モデルにおいて要求推力132Nを満足しないことを確認した。

第4章では、基本モデルを縦方向、横方向に積み重ねた直列型モデルと並列型モデルを提案した。磁界解析から直列型モデルは推力と応答性が向上することを確認した。並列型は推力は向上するものの応答性が低下することを確認した。

第5章では、応答性の向上を目的として可動子の軽量化したスペーサーモデルを提案した。従来モデルおよび挿入する樹脂高さを9mmから16mmまで変更したスペーサーモデルの諸特性比較を行い、最適な樹脂高さを決定した。また、スペーサーモデル構造を直列型モデルに適用して応答性の向上を行うことで、目標値である0.5ms以下を実現した。

第6章では、磁界・熱流体連成解析を行うことで冷却システムの必要性を明らかにし、フルモデルを用いた強制空冷による冷却効果を確認した。さらに、冷却することで高温環境においても要求性能温を満足することを確認した。

## 7.2 今後の課題

本研究の今後の課題についてまとめる。

- 駆動方式の確立

現在までに電磁アクチュエータの駆動方式は確立されていない。本論文で提案した電磁アクチュエータはコイル巻き数が多く、駆動する上で誘起電圧が大きくなることが予想されている。今後、駆動方式を確立し回路シミュレーションとの連携解析を行う必要があり、本電磁アクチュエータの実用化に向けてドライブ側を含めた小型高効率化を進めていく必要がある。

- 実機による検証

本論文における電磁アクチュエータの動作および特性は三次元有限要素法を用いたシミュレーションの結果であり、先述した電磁アクチュエータの駆動方式の確立と併せて実機による検証を行い、解析の妥当性を確認すること、またコイルヨークや樹脂などの引張試験を実施し耐久性を検討することで本論文で提案したスタックカブル電磁アクチュエータの実現に近づくと考えている。

## 参考文献

- [1] 久保田 猛：「電気自動車の駆動モータと電磁鋼板」，電気学会誌，Vol.130, No.5, pp.276-279, 2010 年 5 月
  
- [2] 正田 英介：「21 世紀の交通輸送システムとしての磁気浮上鉄道」，電気学会誌，Vol.121, No.10, pp.678-681, 2001 年 10 月
  
- [3] 財団法人新機能素子研究開発協会：「電力使用機器の消費電力量に関する現状と近未来の動向調査 <調査報告書>」 2009 年 3 月
  
- [4] 岡山大学アクチュエータ研究センター編：「Actuator アクチュエータが未来を創る」，産業図書, 2011 年 11 月
  
- [5] 加越株式会社：「ホットメルトとは？」  
<http://www.hotmelt.co.jp/info/what.html>
  
- [6] アイメルト株式会社：「ホットメルト形接着剤アイメルトの紹介」  
<https://eimelt-daikyo.co.jp/product.html>
  
- [7] 株式会社 MORESCO：「ホットメルト接着剤」  
<https://www.moresco.co.jp/products/hotmelt.php>
  
- [8] 泰平ケマック株式会社：「ホットメルトアプリケーションについて」  
<http://www.taihei-chemack.co.jp/features/>
  
- [9] JX 金属商事：「ホットメルト接着剤供給装置・塗布装置用部品の洗浄受託事業」  
<http://jx-kinzokushoji.com/product/hotmelt.html>
  
- [10] アイメルト株式会社：「ホットメルト形接着剤アイメルトの紹介」  
<https://eimelt-daikyo.co.jp/product.html>

- [11] X. Tang, H. W. Cui, X. Z. Lu, Q. Fan, Z. Yuan, L. Ye, J. Liu: “Development and Characterisation of Nanofiber Films with High Adhesion”, In Proceedings of the 2011 IEEE 61st Electronic Components and Technology Conference, ECTC 2011, pp.673-677, May 31-June 3, 2011
- [12] 旭化学合成株式会社：「ホットメルト製品情報」  
<http://www.asahimelt.com/hm/car.html>
- [13] アイカ工業株式会社：「バイル機器組み立て用接着剤『アイカメルト W-4000 シリーズ』」  
<http://www.aica.co.jp/news/products/2015/03/w-400.php>
- [14] 三洋ライフマテリアル株式会社：「段ボールの封函」  
<https://www.sanyo-hotmelt.com/adhesive/865.html>
- [15] L. Brodbeck, L. Wang, F. Iida: “Robotic body extension based on Hot Melt Adhesives”, Proceedings of IEEE on the International Conference on Robotics and Automation, pp.4322-4327, May 14-18, 2012
- [16] トーヨーケム株式会社：「食品包装ヒートシール用ホットメルト～トヨメルト®H シリーズ～」  
<https://www.toyo-chem.com/ja/products/adhesives/hotmelt/food-packaging-heat-seal.html>
- [17] 加越株式会社：「ホットメルト アプリケータ（塗布装置）」  
[http://www.hotmelt.co.jp/products/lineup\\_cat/apri](http://www.hotmelt.co.jp/products/lineup_cat/apri)
- [18] 株式会社エイリンケージ：「ホットメルトアプリケーション セレクションガイド」
- [19] 株式会社サンエイテック：「液剤吐出システム」
- [20] バーミスジャパン株式会社：「ピエゾ式ジェットディスペンサーの利点」  
<http://www.vermes-japan.com/movie1.html>
- [21] 飯島 清二：「メンテナンスフリーと空気圧機器—保全現場（TPM）から見た空気圧機器」, 油空圧技術, Vol.42, No.7, pp.1-4, 2003年7月
- [22] ノードソン株式会社：「高速ピエゾ式ジェットバルブによる最新のモジュールディスペンスソリューション」

- [23] 株式会社メステック：「 Piezoアクチュエータ トータル技術資料」
- [24] 間宮 洋一：「圧電応用デバイス 圧電アクチュエータの応用」
- [25] 竹山 説三：「電磁気学現象論」，丸善出版，1949年
- [26] 高橋 則雄：「三次元有限要素法 磁界解析技術の基礎」，電気学会，2006年
- [27] 河瀬 順洋，山口 忠，北川 亘：「回転機の電磁界解析 実用化技術と設計法」，科学情報出版
- [28] 中田 高義，高橋 則雄：「電気工学の有限要素法」，森北出版，1986年
- [29] K. Fujiwara, T. Nakata, and H. Ohashi: "Improvement of Convergence Characteristic of ICCG Method for the  $\mathbf{A} - \phi$  Method Using Edge Elements", IEEE Trans. Magnetics, Vol.32, No.3, pp.804-807, 1996
- [30] 亀有 昭久：「節点力法による電磁界解析」，電気学会静止器・回転機合同研資，SA-93-11, RM-93-49, 1993年
- [31] A. Kameari："Local Force Calculation in 3D FEM with Edge Elements", International Journal of Applied Electromagnetics in Materials, Vol.3, pp.231-240, 1993
- [32] 河瀬 順洋，伊藤 昭吉：「最新三次元有限要素法による電気・電子機器の実用解析」，森北出版，1997年
- [33] 伊藤 昭吉，河瀬 順洋：「最新有限要素法による電気・電子機器のCAE」，森北出版，2000年

- [34] 中田 高義, 伊藤 昭吉, 河瀬 順洋:「有限要素法による交直電磁石の設計と応用」, 森北出版, 2005 年
- [35] 河瀬 順洋, 山口 忠:「渦電流を考慮した有限要素法による回転機の磁界及び三次元熱伝導解析」, 電気学会静止器・回転機合同研資, SA-96-25, RM-96-75, 1996
- [36] 藤野 勉:「熱伝導と熱応力」, 培風館, 1975 年
- [37] S. Takanami, W. Kitagawa, T. Takeshita: “Design for improvement of torque-thrust characteristic in simultaneous drive in two-degree-of-freedom electromagnetic actuator”, Proceedings of the 19th International Conference on Electrical Machines and Systems, ICEMS 2016, pp.1-6, November 13-16, 2016
- [38] M. Mori, W. Kitagawa, T. Takeshita: “Design of Two-Degree-of-Freedom Electromagnetic Actuator using PMSM and LSM”, Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.21, No.3, pp.144-149, 2013
- [39] 上野 友之, 鶴田 聖, 齋藤 達哉, 渡辺 麻子, 伊志嶺 朝之, 山田 浩司:「磁気特性に優れる圧粉磁心の開発経緯と実用化事例及び今後の展開」, SEI テクニカルレビュー・188号, pp.4-9, 2016 年 1 月
- [40] 渡辺 麻子, 齋藤 達哉, 上野 友之, 鶴田 聖, 中村 悠一:「圧粉磁心による薄型・高トルクなアキシヤルギャップモータの実現」, SEI テクニカルレビュー・192号, 2018 年 1 月
- [41] 雨宮 好文, 松井 信行:「アクチュエータ入門」, オーム社, 2008 年

# 発表論文リスト

## 学術論文（フルペーパー）

- [1] Kenta Takei, Wataru Kitagawa, Takaharu Takeshita, Yoshio Fujimura:  
“Design and Characteristic Analysis of Small-Sized and High Thrust Electromagnetic Actuator on High Temperature Field”  
Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.27, No.1, pp.13-18, March 2019
- [2] Kenta Takei, Wataru Kitagawa, Takaharu Takeshita, Yoshio Fujimura:  
“Analysis of a Serial/Parallel Type of Electromagnetic Actuator”  
Sensors, Vol.20 No.10, pp.1-13, May 2020 (open access)
- [3] 武井 賢太, 北川 亘, 竹下 隆晴, 藤村 嘉雄 :  
「スタッカブル電磁アクチュエータの設計と諸特性向上を目的とした可動子構造最適化」  
日本 AEM 学会誌, Vol.29, No.1, pp.65-71, 2021 年 4 月
- [4] 齊藤 航, 武井 賢太, 北川 亘, 竹下 隆晴, 藤村 嘉雄 :  
「スタック可能な電磁アクチュエータにおける駆動特性解析」  
日本 AEM 学会誌, Vol.29, No.1, pp.45-51, 2021 年 4 月

## 口頭発表-国際会議（全て査読有り）

- [5] Kenta Takei, Wataru Kitagawa, Takaharu Takeshita, Yoshio Fujimura:  
“Design and Characteristic Analysis of Small-Sized and High Thrust Electromagnetic Actuator on High Temperature Field”,  
9th Asia Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, APSAEM 2018, pp.48-49, July 24-27, 2018
- [6] Kenta Takei, Wataru Kitagawa, Takaharu Takeshita, Yoshio Fujimura:  
“Design and Analysis of Serial/Parallel Type of Electromagnetic Actuator”,

19th International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, ISEF 2019, pp.1-2, August 29-31, 2019

- [7] Kenta Takei, Wataru Kitagawa, Takaharu Takeshita, Yoshio Fujimura:  
“A Study of Improving Response Characteristics of Stackable Electromagnetic Actuator”,  
20th International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, ISEF 2021, pp.1-2, September 20-23, 2021

#### 口頭発表-国内会議

- [8] 武井 賢太, 北川 亘, 竹下 隆晴, 藤村 嘉雄 :  
「スタッカブル電磁アクチュエータの設計と諸特性向上を目的とした可動子構造最適化」  
第32回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム, pp.451-456, 2020年5月20-22日
- [9] 斉藤 航, 武井 賢太, 北川 亘, 竹下 隆晴, 藤村 嘉雄 :  
「スタック可能な小型・高推力電磁アクチュエータの設計及び誘起電圧特性解析」  
平成31年電気学会全国大会, pp.9-10, 2019年3月12-14日
- [10] 斉藤 航, 武井 賢太, 北川 亘, 竹下 隆晴, 藤村 嘉雄 :  
「スタック可能な電磁アクチュエータにおける駆動特性解析」  
第28回 MAGDA コンファレンス, pp.172-177, 2019年10月30-31日



## 謝 辞

本研究は名古屋工業大学 竹下・北川研究室に在籍した期間で、名古屋工業大学 竹下隆晴 教授，北川亘 准教授のご指導のもと行われたものであります。竹下先生，北川先生には，終始熱心なご指導，ご鞭撻を賜り，ここに学位論文をまとめるに至りましたこと心より厚く御礼申し上げます。そして，共同研究者として多くの議論を交わし合い，様々な意見を下さった株式会社和広エンジニアリングの藤村嘉雄 様に心から感謝いたします。また，学位審査に携わりご指導賜りました 岐阜大学 山口忠 教授，名古屋工業大学 水野幸男 教授，森田良文 教授に深く感謝いたします。

本研究に対して，ご討論頂いた名古屋工業大学卒業生の齊藤航氏，ならびに研究室生活を共にした竹下・北川研究室の皆様心より感謝致します。

最後に，大学入学から本研究遂行に至るまでの8年間という長きにわたり，生活面，精神面で多大なるご助力・ご厚情を頂きました家族に心より御礼申し上げます。

令和4年1月26日記す