



1993年
205

学位請求論文

超電導磁気浮上車の走行時の挙動解析

東京大学大学院 工学系研究科

電気工学専攻 07078

鳥居 肅

指導教官 正田英介 教授

提出 平成4年12月21日

目次

1	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.1.1	超高速鉄道の社会的必要性	1
1.1.2	超電導磁気浮上車の現状と問題点	4
1.1.3	超電導応用の研究開発状況	5
1.2	本研究の目的	7
1.2.1	超電導マグネットの安定化	7
1.2.2	電磁的・機械的挙動の連成解	7
1.2.3	車両運動の安定性と乗り心地	8
1.3	本論文の構成	10
2	磁気推進・浮上・案内の解析モデルの種別と手法	12
2.1	緒言	12
2.2	超電導磁気浮上・推進系の特殊性	13
2.3	コイル及びマグネットの解析手法	17
2.3.1	巻線を考慮しない解析	17
2.3.2	推進方向を重視する2次元解析	18
2.3.3	並進運動を主体とした3次元解析	23
2.3.4	3次元運動を主体とした解析	25
2.3.5	超電導コイルの変形を評価するための解析	25
2.4	結言	27
3	超電導磁気浮上台車の解析方法とモデル	28
3.1	緒言	28

3.2	超電導マグネットの取り扱い	29
3.2.1	超電導マグネットの巻線形状	29
3.2.2	クライオスタットの構造と電磁的影響	29
3.3	浮上推進コイルの取り扱い	32
3.3.1	浮上推進コイルの巻線形状と配置	32
3.3.2	各浮上コイルの電流間関係	32
3.4	超電導磁気浮上台車の特性解析のためのモデル化	36
3.4.1	推進コイルの空間高調波	36
3.4.2	レーストラック形状コイルの方形近似の妥当性	38
3.4.3	台車の質量無限大モデル	39
3.4.4	台車の2次元走行モデル	41
3.5	結言	45
4	超電導磁気浮上車両の走行シミュレーション	46
4.1	緒言	46
4.2	超電導磁気浮上車両の走行時の問題点	47
4.3	超電導磁気浮上車両の走行モデル	48
4.3.1	軌道座標系と台車座標系	48
4.3.2	3次元走行シミュレーションのためのモデル化手法	48
4.4	結言	52
5	各手法による解析結果及び考察	53
5.1	緒言	53
5.2	質量無限大モデルによるマグネットの走行特性の評価	54
5.2.1	地上推進コイルの空間高調波によるSCM電流擾乱の解析	54
5.2.2	パネル構造を持つ推進コイルによる擾乱の解析	55
5.2.3	台車に発生する力とクライオスタットへの熱侵入の評価	65
5.3	台車の走行シミュレーション	75
5.3.1	曲線通過時及び横風時の台車の挙動解析	75
5.3.2	3次元走行モデルによる検証	78
5.4	車両の走行シミュレーション	80

5.4.1	車両の曲線部突入時の挙動解析	80
5.4.2	軌道不整による外乱に対する挙動	82
5.5	結言	83
6	結論	85
6.1	本研究の結論	85
6.2	今後の課題と展望	89

目 次

1.1	電磁界・運動方程式の反復解法	8
1.2	電磁界・運動方程式の連成解法	9
2.1	超電導磁気浮上・推進系の断面図	15
2.2	超電導磁気浮上・推進系の構成要素と相関関係	16
2.3	巻線を考慮しない解析法概念図	18
2.4	領域のメッシュ分割による数値解析法	19
2.5	一次電流の面電流への展開	22
2.6	短絡コイルと等価な無限導電シート	23
2.7	在来形機と超電導機の磁路の比較	24
2.8	電磁界現象・台車運動・超電導マグネットへの擾乱の因果関係	26
3.1	車上超電導マグネットの構成	30
3.2	マグネット及び3層クライオスタットの構造的結合	31
3.3	地上コイルの構成	33
3.4	浮上コイル一単位の結線方式	35
3.5	推進コイルとSCMのみのモデル	37
3.6	SCM平面の中心線上における磁界	38
3.7	SCM平面の磁界の層別分布	39
3.8	SCM位置に対する鎖交磁束量	40
3.9	Neumann積分を行なう方形線電流コイルの座標系	41
3.10	2次元走行シミュレーションのための台車モデル	42
4.1	相対座標系と絶対座標系	49

5.1	SCM の左右変位に対する di/dt の変化	55
5.2	推進コイルのパネル構造	56
5.3	推進コイル平面上での磁束分布	57
5.4	推進コイルのパネル構造による推進力の変化	58
5.5	SCM の配置の変化	59
5.6	パネル継目での推進力の変化	60
5.7	パネル継目以外での推進力の変化	61
5.8	SCM 磁極対の間隔を変化させた時の推進力のリップル含有率	61
5.9	各 SCM の間隔を変化させた時の推進力のリップル含有率	62
5.10	パネル継目付近の推進コイル位置の変化	63
5.11	推進コイルをパネル中心へ等間隔に寄せた場合の推進力	64
5.12	推進コイルをパネル継目へ等間隔に寄せた場合の推進力	64
5.13	クライオスタット各層の導体板による近似	66
5.14	台車に発生する推進力	67
5.15	台車に発生する浮上力	67
5.16	台車走行時のクライオスタット各層における熱損失	69
5.17	台車走行時の浮上コイルにおける全熱損失	69
5.18	台車走行時のクライオスタット各層におけるうず電流	70
5.19	クライオスタット各層と等価な一枚の導体板	70
5.20	導体板の抵抗率とクライオスタット中の熱損失	71
5.21	外槽の要素分割数とクライオ内熱損失	72
5.22	導体板のうず電流要素への分割	73
5.23	台車の走行速度とクライオ内熱損失	74
5.24	電磁・運動の方程式を連成して解いて得られた浮上力特性	76
5.25	ステップ横方向力に対する浮上力特性	76
5.26	2次元走行モデルに横方向力を加える位置	77
5.27	ステップ横方向力に対する台車重心の軌跡	78
5.28	方形波パルス力に対する横方向変位特性	79
5.29	曲線突入及び通過時における浮上力特性	80
5.30	3次元走行モデルが突入する曲線部の概念図	81

表 目 次

1.1	各種輸送手段の大量輸送能力の比較	2
1.2	超高速鉄道の方式及び能力の比較	4
3.1	車上超電導マグネットの基本諸元	29
3.2	地上コイルの基本諸元	32
5.1	パネル構造推進コイルと超電導マグネットの諸元	54
5.2	地上コイルの電気定数	65

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

1.1.1 超高速鉄道の社会的必要性

鉄道は、現代日本において、自動車や飛行機と並んで重要な輸送手段である。これらの中では、Door-to-Door の利便性や融通性、プライバシーの確保などの面で自動車が、遠距離への移動速度という面で飛行機が一步先んじている。にもかかわらず、鉄道の重要性は依然として薄れないどころか、近年さらにその輸送機関としての地位を高めつつある。これは、鉄道の持つ以下のような点が高い評価を得ている結果に他ならない。

第一は、近距離から遠距離までの大量輸送機関としての重要性である。自動車や飛行機に比べて、鉄道はほぼ一桁近く大きな最大輸送能力を持つことが、表 1.1 のように概算できる。大量輸送は、特にわが国のように人口が密集している国における輸送機関の至上命題であり、その意味でも、鉄道は重要な意味を持っていると言える。

第二に、鉄道の時間的确实性とその社会的効率が挙げられる。特に大市街地においては頻繁に渋滞が起こり、自動車の平均移動速度は低くなる。理想の車社会を建設するべく計画されたロサンゼルスのような都市においても、相次ぐ道路建設・拡幅をもってしても膨れ上がる需要に追い付くことができず、交通渋滞を解消することはできなかった。日本においても、将来的にも需要を完全に満たすような道路交通網整備が可能であるとは考えにくい。このような道路交通事情では、移動時間の均一性が確保できず、社会的効率が低下することになる。この欠点を補い、相互に依存しつつ使用されるのが鉄道である。特にわが国の鉄道網は、その正確な運行で世界的にも高い評価を受けている。

その他には、鉄道の持つ高い安全性も利点として挙げられよう。交通事故による死者が

毎年1万人程度あることを考えると、鉄道の安全性は高く評価されるべきものである。さらに、環境問題が次第に重要視されつつある今日、自動車の内燃機関、飛行機のジェットエンジンの低効率と排気による大気汚染が指摘されており、比較的環境性に優れている鉄道は、大量輸送手段としてさらに重要性を増すことが予想される。

このように重要な輸送機関である鉄道を高速化することは、その歴史が始まって以来の人類の夢であった [1]。他の輸送手段との競争という意味でも、鉄道の発明以来常に高速化は第一の課題であったと言っても過言ではない。しかし、この半世紀の技術の進歩を振り返ってみると、鉄道の高速化は自動車や飛行機と比べて遅れていることに気付く。例えば日本においては、東京⇄大阪間の高速輸送手段は、初めて片道6時間を達成し、日帰りを可能とした特急“つばめ”、当時世界最高の営業運転速度を達成して注目を浴びた東海道新幹線“ひかり”を経て、近年の片道2時間30分の“のぞみ”の登場に至るまで、実需要も大きい看板路線として、常に注目を浴びてきた。しかし、これらの時間短縮は40年で高々2分の1程度であり、自動車や飛行機の性能の進歩のほうが進んでいると言える。すなわち、鉄道にとって、高速化は依然として最優先とすべき課題である。

また、一般にわが国における交通インフラストラクチャは容量的に貧弱であり、公共輸送サービスの設備上の制約のために、隠れた大きな需要を喚起できない状態である [2]。最近の事例では、便利で快適な移動手段の導入によって、新たな輸送需要が喚起されることも指摘されている。すなわち、高速鉄道の導入は、社会・経済の基盤整備に留まらず、その建設による経済波及効果 [3]、生活様式の変化に伴う需要の喚起も含めて、積極的に社会活動の発展を促す効果も持っていると言することができる。

このように高速化が求められる鉄道であるが、機関車の大型化、電気駆動方式の導入、

表 1.1: 各種輸送手段の大量輸送能力の比較

	鉄道	自動車	飛行機
前提	複線	片側2車線専用道路	滑走路1本
可能通過頻度	30~40[編成/時]	4000~7000[台/時]	30[機/時]
可能収容能力 [人]	3000 程度	4 程度	500 程度
最大輸送能力 [人/時]	100,000	20,000	15,000
問題点	ターミナルでの乗り替え	渋滞による速度低下	空港アクセスによる時間ロス

レール—車輪—台車システムの挙動の解明などが進み、一層の高速化が図られてはいるものの、次第にその限界も明らかになりつつある。鉄車輪—鉄レール間の粘着限界と車輪の転動音が大きな問題であることは古くから認識されているが、この他にも以下の問題が高速化への障害として挙げられる。空気抵抗は速度の2乗に比例し、これに対抗する駆動力が必要であることから、さらなる高速化には大容量の駆動系が不可欠である。しかし在来型の鉄道車両は駆動系を車上に持っているため、搭載可能な駆動系の容量には限界がある。また、車上への給電方法については、さらに高速の接触によって推進の動力源となるべき大電力を安定して送り込むことが必要となり、ここにも現状技術ではクリアできない限界が存在する。フランスのTGVでは400[km/h]を超える速度記録も作られているが、これは試験車による記録である。在来型鉄道の実用車の速度は、上に述べた各要素技術に何らかのブレークスルーがない限り、350[km/h]程度以上にはならないと考えるべきである。

これらの限界を克服して鉄道のさらなる高速化をはかる手段として、駆動力の発生手段にリニアモータ直接駆動を用いることを考えるのは、回転形モータの発展として考えられる自然な結論であり、一般には“リニアモータカー”と呼ばれている。日本でも既にその登坂性能を生かして、低速利用ではあるがリニア誘導モータ駆動の地下鉄が作られている。この方式は、車輪—レール間の摩擦に依存しないため、粘着限界と無関係に駆動力を発生することができる。リニアモータには、地上一次(Long Stator)と車上一次(Short Stator)の2方式が考えられるが、地上一次方式を用いることによってモータの一次側及び給電のための電力変換装置などはすべて軌道に沿って配置することができ、搭載容量の限界をクリアすることができる。また、車上への給電は小電力で十分となり、リニアジェネレータを用いて車内環境などのための電力を発生すれば十分であり、接触集電の限界も同時に逃れることができる。

もう一つの問題点である車輪とレールの転動音を減少させる手段として、車両と軌道が完全非接触の状態を保ちながら走行する、浮上車のアイデアも昔から存在する。浮上方法として空気浮上・水浮上などの試みもなされているが、実用的に車両を完全に支持できる浮上力を発生させられるようになったのは、近年の磁気浮上方式[4, 5]によるものが初めてと言ってよい。磁気浮上方式として提案されているものには、吸引制御方式(Electro-Magnetic Suspension; EMS)、誘導反発方式(Electro-Dynamic Suspension; EDS)、永久磁石反発方式、Mixed- μ 方式などがある。

近年、このリニアモータ推進・磁気浮上案内を組み合わせたシステムが続々と提案され

ている。これらはいずれも、従来の鉄道システムの車両形式を踏襲しながら、高い駆動、登坂性能を持ち、かつ静粛性も高いシステムとなっており、新たな輸送システムの一端を担う可能性を持つものとして注目されている。

1.1.2 超電導磁気浮上車の現状と問題点

前節で述べたように、磁気浮上鉄道にも各種方式が提案されているが、大都市間の超高速輸送システムを目指して開発を行なっているものの中で実用が近いと考えられているものとして、日本のJRグループが(財)鉄道総合技術研究所を中心に開発している超電導磁気浮上鉄道(リニアエクスプレス)[6]、ドイツの研究技術省の資金補助を受けて Thyssen Henschel 社など7社が協力して開発を行なっている TRANSRAPID の2者が挙げられる。両者の用いる方式を表1.2に示す。

表 1.2: 超高速鉄道の方式及び能力の比較

	JR 方式 (山梨実験線)	TRANSRAPID
浮上案内原理 浮上力発生	短絡コイルへの誘導電流 車上:超電導電磁石 地上:8の字短絡コイル	常電導電磁石の吸引制御 車上:制御電磁石 地上:鋼製レール(固定子兼用)
浮上ギャップ [mm]	100	10
案内力発生	左右コイル接続による ヌル-フラックス方式	常電導吸引電磁石を制御
推進方式 極ピッチ [mm]	地上一次リニア同期モータ 1350	地上一次リニア同期モータ 185
速度 計画輸送力 最急勾配 [%]	550[km/h](設計) 12,000[人/時] 100	400[km/h](TR-07 車両による実験) 75,000[人/日] 100

両者の共通点は、推進方式として地上一次リニア同期モータを採用していることである。400[km/h]以上の超高速におけるリニアモータの優位性は前節で述べた。モータの方式としては誘導モータ、同期モータが代表的であり、一般には、比較的容易かつ安価に製作でき、制御し易い誘導モータが用いられる。しかし高速走行用途の場合、誘導モータでは端効果が顕著となって推進力が低下し、効率が悪化するため、同期モータが選ばれる。両者の相違点は主に浮上方式にあり、浮上ギャップや推進系の極ピッチなどの相違もこれに起因して

いると考えてよい。

これらの中でも JR グループの超電導磁気浮上鉄道は、同時に超電導技術も用いた次世代技術として社会的期待も大きい [7]。JR グループでは、昭和 52 年から宮崎実験線において走行試験を行なっている。逆 T 型ガイドウェイを用いた無人走行実験から昭和 55 年に U 型ガイドウェイを用いた有人走行対応の実験に移行し、昭和 62 年には有人走行の最高速度 400.8[km/h] を達成している [8]。現在では各種コンポーネントの試験、分岐装置の開発なども行なわれているが、この実験線は、ほぼ直線・長さ 7[km] という限られた設備であり、連続耐久試験、すれ違い、曲線走行といったさらに実用に近付けるための実証試験を行なうには不向きである。このため、山梨県において複線で曲線部を持つ、長さ 32[km] の新実験線の建設が平成元年より始まっている。この実験線を用いて、上記の試験の他、き電区間の受け渡しなどの要素技術の確立と、経済性の確認を行なう予定となっている。

1.1.3 超電導応用の研究開発状況

超電導体は、その特殊な性質を利用した各分野への応用が考えられている [9, 10, 11]。エネルギー関係の応用としては、ゼロ抵抗を利用して損失を減少させることを主目的とした電力システムの各コンポーネント [12] や宇宙分野への応用、高電流密度が可能であることを利用して強力なマグネットを実現しようとする磁気浮上鉄道、垂直搬送システム、電磁冶金、レールガンへの応用、さらに反磁性を利用する磁気軸受、磁気遮蔽 [13] などが提案され、研究が進められている。

大電流が流れる超電導体には、部分的な常電導化が抵抗損をもたらし、発生熱によって周囲の超電導状態が失われ、全体の常電導化にいたる、クエンチと呼ばれる現象が生じる。発電機、超電導エネルギー貯蔵などの電気機器に、超電導体をエネルギー蓄積マグネットとして用いる場合、クエンチの際に放出されるエネルギーは、安全性の面からも問題となる。このため、超電導線の撚り線方法、巻き方、固定方法などの改良によってクエンチの原因となる部分的な常電導化を起こさないようにする対策や、巻線に銅を付加することによって、一部の常電導化を周囲が吸収して再び超電導状態に復するように設計する完全安定化などの対策がなされるようになってきている。これらを総合して、超電導体の導体としての利用技術は比較的研究が進んでいると言える。

しかし、超電導体の安定性を保つ上でもう一つ重要な対策は、システム側から、超電導体に常電導化の原因となる擾乱を与えないことである。特に侵入熱と機械的振動が擾乱とし

て問題になることが多いが、磁気的特性、およびこれらと機械的要素を総合した安定性は、超電導応用のキーテクノロジーであるにもかかわらず、あまり議論がなされていない。これらを解析・評価して新たな指針とすることが、これからのシステム設計において重要度を増すことになるだろう。

1.2 本研究の目的

実用化が期待されている JR 方式の超電導磁気浮上鉄道に関して、克服すべき技術的課題は様々な面でまだ残っている。現在明らかになっているもの以外の、技術的課題となり得る部分を発見すること、またそれらの解決策の指針を得るための数値解析ツールを作成することは重要である。しかし、これまでの研究にはこれらについての総合的な解析手法の提案を行なった例はなく、特に電磁力を受ける台車の運動解析についてはほとんど行なわれていないのが現状である。

本研究の主たる目的は、これらの諸問題について、問題に即した数値解析ツール作成の手法について論じ、またそれに沿った解析ツールを作成することである。また、これによって得られる解析ツールを用いて、超電導磁気浮上システムの挙動について新しい知見を得ることも本研究の目的の一つであり、これらを通じて今後の磁気浮上式鉄道の実用化の基礎となることを目指している。以下に、本研究で得られる解析手法・解析結果上のトピックをまとめて述べる。

1.2.1 超電導マグネットの安定化

超電導磁気浮上鉄道では、磁気浮上に必要な高磁界を得るために超電導マグネットを用いているが、これにおいても安定性は必須条件であり、特に在来の鉄道システムの高い信頼性と安全性を考えると、慎重な検討と設計が求められることは明らかである。鉄道総合技術研究所の試験車両においても、問題点の一つとしてそのマグネットの安定性が挙げられている。

この安定性を高めるために、超電導マグネットの安定化のための指針として、マグネットに加わる様々な擾乱を明らかにする。台車の直線運動のみによって引き起こされる擾乱として、地上推進コイルから加わる磁界の空間高調波、さらにこれと浮上案内コイルの反作用によって引き起こされるクライオスタットへの熱侵入の解析を行なう。

1.2.2 電磁的・機械的挙動の連成解

超電導磁気浮上車両のようなシステムを数値解析の対象とする上で問題となるのは、このシステムが電磁界方程式と運動方程式の双方を満足しており、双方が独立していないという点である。このような問題を解く際には、図 1.1 のように電磁界方程式の解を用いて運

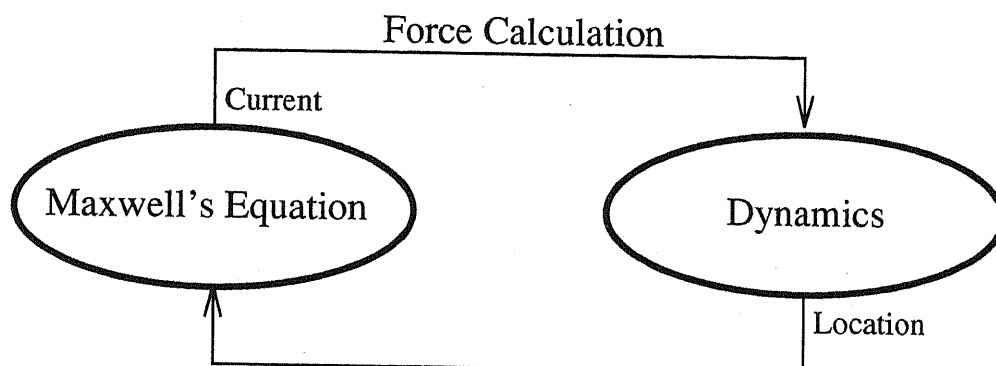


図 1.1: 電磁界・運動方程式の反復解法

動方程式のパラメータを定め、得られた運動方程式の解を用いて電磁界方程式のパラメータを定める、という反復的な方法が用いられることが多い。

しかし、この方法は近年数を増しつつあるソフトウェアパッケージに馴染まず、統合化が困難であるという問題を抱えている。実際に、車両の運動特性の演算パッケージである MEDUSA[14], MEDYNA[15] 等でも、誘導反発浮上を組み込むことは困難であるという結論が出されている。

これを克服することは現在の数値解析の課題の一つである。本研究では、図 1.2 に示す段階を追って、電磁的挙動と機械的挙動の連成表現を求め、これを解くことによって対象システムの挙動を正確に求める方法を提案する。

1.2.3 車両運動の安定性と乗り心地

超電導磁気浮上車両は、宮崎実験線で走行試験を行なっているが、これは直線往復運動のみであるため、曲線突入、曲線通過時などの挙動を明らかにしておくことは重要である。さらに、1995 年に実験開始が予定されている山梨実験線には現在宮崎でごく部分的に採用されている側壁浮上方式が全面的に用いられる予定があり、この評価を行なっておくことが必要である。この方式は本来、浮上・案内方向には非常にダンピングが小さい系であるにもかかわらず、実験結果によるとこれまでの解析による予測より大きなダンピングを示すなど、まだ不確定な要素も多い。

また、この手法と結果は車両運動の安定性と乗り心地を解析するためにも用いることが

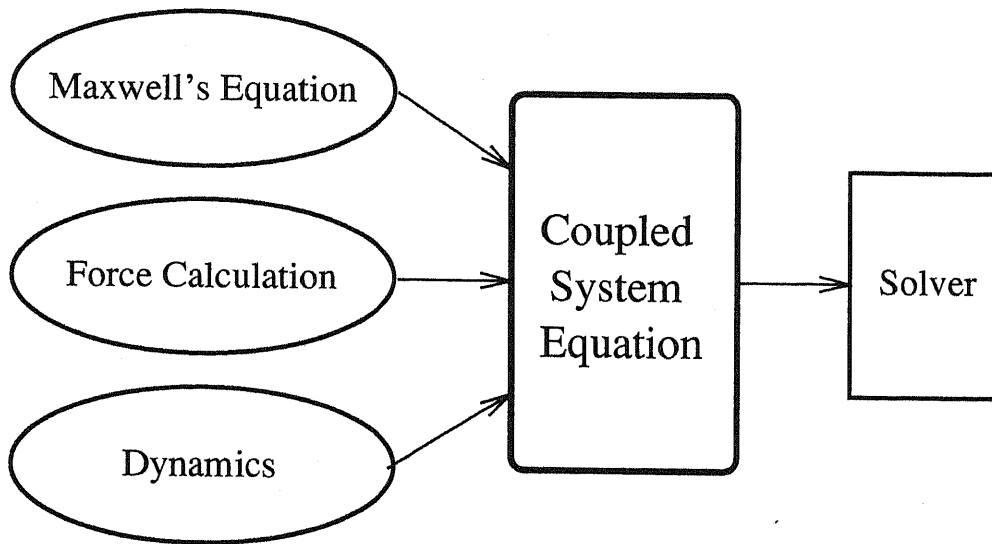


図 1.2: 電磁界・運動方程式の連成解法

できる。特に現在考えられている超電導磁気浮上システムでは、浮上・案内方向のダンピングの定量的な評価が行なわれておらず、浮上開始、曲線突入、曲線通過、段差通過時の走行特性が未知であるため、上記の解析ツールを用いてこれらについての評価を行なう。

1.3 本論文の構成

本論文は6章で構成される。論文の構成を、各章の題目及び内容と共に以下に示す。

第1章: 序論

本研究の背景, 目的について述べると共に, 本研究の主要な内容を概観し, 本研究の位置づけを示す。

第2章: 磁気推進・浮上・案内の解析モデルの種別と手法

磁気浮上推進系は推進, 浮上, 案内の3方向の力を発生するが, それぞれについて各種の発生方法があり, それらに対してさらに各種の理論的・数値的解析手法が用いられている。本章では, 本論文が対象としている超電導磁気浮上・推進システムの概要と特徴について述べ, これを解析対象とする場合の着眼点と問題点を明らかにするとともに, その特殊性について論じる。また, これまでに行なわれた推進・浮上・案内系の各種の理論的・数値的解析手法について, 特に発生力の算出方法に注目して分類・列挙し, 解析方法について分析するとともにそれらの適応範囲と得失について概観する。

第3章: 超電導磁気浮上台車の解析方法とモデル

本章では, この研究で対象としている, 超電導磁気浮上・案内・推進システムを構成する各コンポーネントの詳細について述べ, 行なう解析の条件を明確にする。また, 前章で明らかにしたこのシステムの挙動の特徴を踏まえて, 解析の対象となるべき問題点, そのシミュレーションを数値解析によって行なうためのモデル化手法, 及び解析方法についての検討結果を述べる。

第4章: 超電導磁気浮上車両の走行シミュレーション

第3章の解析を発展させることによって, 複数台車を持つ磁気浮上車両の走行シミュレーションを行なうことができる。本章では, この解析方法の拡張, 拡張に伴う諸問題とその解決方法について言及する。

第5章: 各手法による解析結果及び考察

本章では, 前章までで述べられてきた内容に基づいて, 実際に超電導磁気浮上・推進システムの各種の挙動の数値解析を行なった結果について述べる. そしてそれらが意味する内容についての考察を述べ, 新たなシステム構築への一助となるべき提案を行なう.

第6章: 結論

本論文で述べた解析方法, 得られた解析結果とそれについての考察をまとめて述べ, 本研究の総合的な結論とし, 併せて今後の課題について述べる.

第 2 章

磁気推進・浮上・案内の解析モデルの種別と手法

2.1 緒言

一口に“リニア”と呼ばれてはいるが、リニアモータ・リニアアクチュエータの推進・浮上・案内系には各種の方式が提案されている [16]. そして、その対象に応じてさらに各種の理論的・数値的解析手法が用いられている. 本章では、本論文が対象としている超電導磁気浮上・推進システムの概要と特徴について述べ、これを解析対象とする場合の着眼点と問題点を明らかにするとともに、その特殊性について論じる. また、これまでに行なわれた推進・浮上・案内系の各種の理論的・数値的解析手法について、特に発生力の算出方法に注目して分類・列挙し、解析方法について分析するとともにそれらの適応範囲と得失について概観する.

2.2 超電導磁気浮上・推進系の特殊性

現在日本で開発が進められている超電導磁気浮上鉄道のシステムでは、超電導マグネット (Superconducting Magnet; SCM) は図 2.1に示すように車上にとりつけられ、リニア同期モータ (Linear Synchronous Motor; LSM) の界磁磁石と浮上案内用励磁マグネットを兼用している。台車の材料は非磁性ではあるが、SCM の変形を抑えるために構造的には十分剛な設計がなされている。このため、力学的には台車は剛体系として扱うことができる。しかし、電磁気的にはこのシステムは解析的に扱いにくい性質を持っている。まず、空心のコイル・マグネットを用いる開磁路系であり、しかも高速で走行するため、極ピッチやギャップ長に対して非常に大きな3次元空間中に多数配置された、複雑な形状の巻線と導体が解析対象となる。このため、在来機の解析に用いられている有限要素法 (Finite Element Method; FEM)[17]、境界要素法 (Boundary Element Method; BEM)[18, 19]、差分法 (Finite Difference Method)[20]、のようなメッシュ分割を用いる解析法では計算量の点から限界がある。また、乱れのない磁界を確保するために、このシステムの有効磁路近辺には強磁性体が存在しない。これは解析を容易にする条件である。しかし、超電導マグネットのクライオスタットを主体とした導体が存在しているため、この電磁的性質を考慮することが必要となってくる。

これらの特徴をまとめると、このシステムは以下に列挙する4つの構成要素に分類して考えることができる。すなわち、

- 超電導マグネット
- 車上のクライオスタットなどの導体板
- 推進コイル
- 浮上案内コイル

である。図 2.2に示すように、これらは車上と地上の設備に分類できるが、これらが相対速度を持って運動するため、複雑な相互依存関係を持つことになる。これらの空間位置は固定もしくは周期的位置になく、高速で移動している。また、力学系との整合をとるためには浮上・案内系は解析的にバネ・ダンパ系に近似できることが望ましいが、地上と車上のコイル間のギャップが高々100[mm]程度であり、コイル類の大きさと比べて小さいため、非

線形性が強い。この理由により、どのような定式化を採用しても、数値解的に不安定になりやすい性質を持っている。

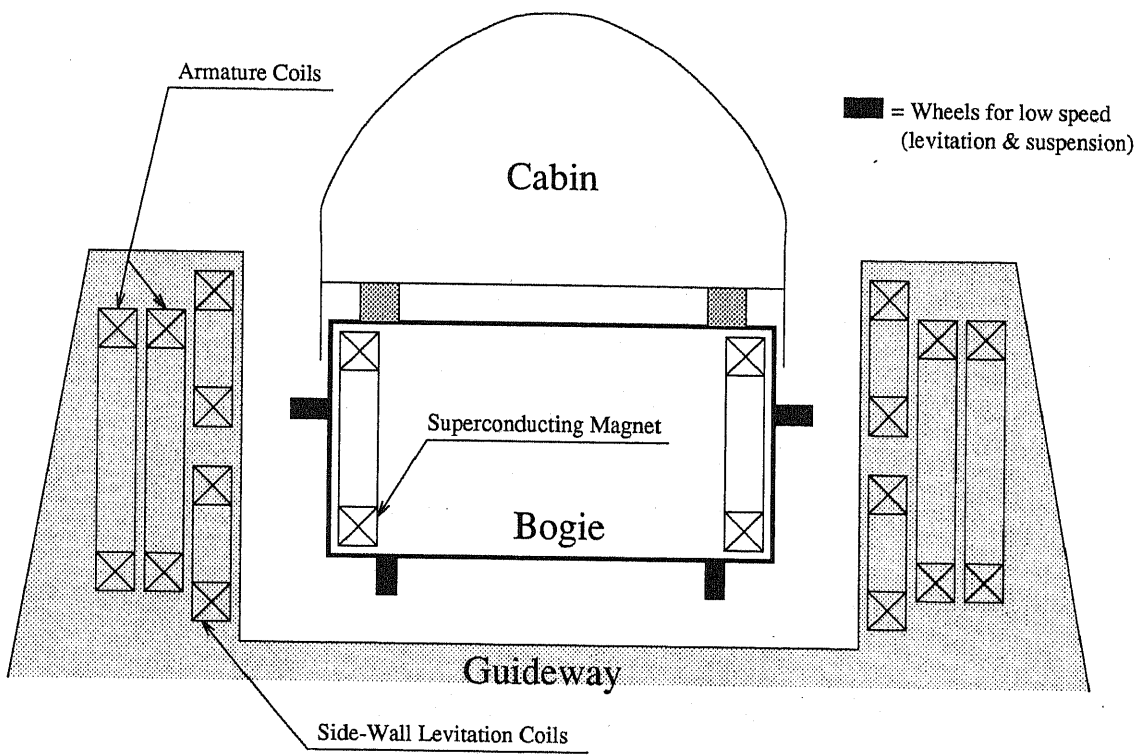


図 2.1: 超電導磁気浮上・推進系の断面図

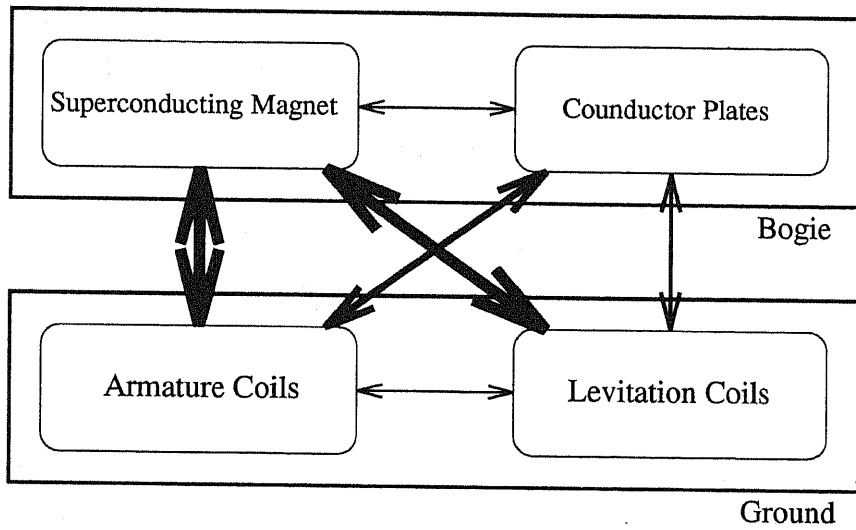


図 2.2: 超電導磁気浮上・推進系の構成要素と相関関係

2.3 コイル及びマグネットの解析手法

前節で述べたような性質のため、従来このシステムに適用できる解析はリニア同期モータの静止推力を求めるものが大部分であった。動特性を解析するものでは、電磁界の方程式と力学系の方程式を交互に解いて解とするものはあるが、これも微小変位を解析するものがほとんどである。ここで、これまでに行なわれたリニアモータ、浮上系のコイル及びマグネットの解析手法を概観してみよう。

2.3.1 巻線を考慮しない解析

一次側巻線のスロットや巻き方を無視し、一次側が二次側に起こす効果だけに着目すると、一次電流の作用は、式(2.1)のように、一次側の平坦な鉄心上に分布する進行波電流シート の作用として表現することができる。

$$J_s = J_m e^{j(\omega t - \beta x)} \quad (2.1)$$

ここで、 ω は角速度、 β は位置の電気角である。またはその積分形式として、式(2.2)に示すような、一次電流が一次側の表面に生ずる磁界による表現も考えられよう。

$$B_y = B_m e^{j(\omega t - \beta x)} \quad (2.2)$$

これらの表現の概念を図2.3に示す。

この表現を利用すると、一次側への電氣的入力に対応する起磁力分布が表現できるため、リニアモータ解析の基本式を導くことができる。これは、リニアモータ研究の最も初期から行なわれてきた [21] 解析方法である。

この解析方法は本来、一次側と二次側がともに無限長であるモータを対象とするものであり、巻線そのものに依存しないギャップでの電磁的挙動を表している。すなわちこの方法は、モータの基本的な推力特性を導き出すためには十分である。また、モータを電源側から見た特性を近似する手段としても用いられる。しかし、モータの外部特性、特に過渡特性を求めるにはモデルが不十分であり、せいぜい高調波特性の概略が知られる程度である。

実際に用いられた例としては、リニア誘導モータの端効果 (End Effect) の基本特性の解析式の導出 [22] や、リニア同期モータの給電セクション長を変化させた場合の基本特性の導出 [23] に用いられた例がある。また、推力概算式の算出 [24] にも用いられている。

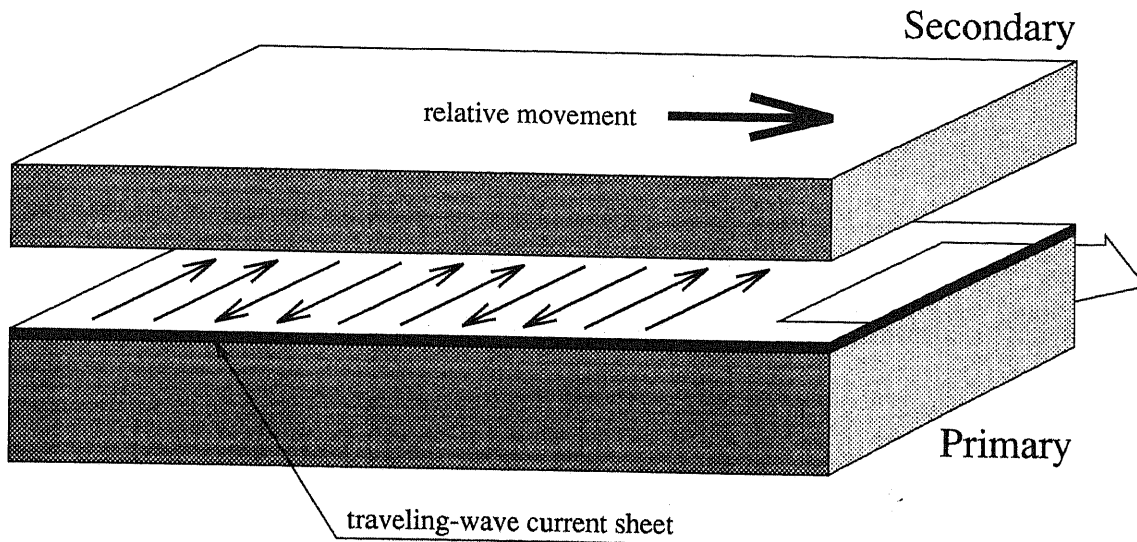


図 2.3: 巻線を考慮しない解析法 の概念図

2.3.2 推進方向を重視する 2 次元解析

推進方向を重視する 2 次元解析の中でも、駆動系について行なわれたものは例が多い。常電導モータ、常電導電磁石吸引支持の解析では、一次及び二次鉄心を持つために解析領域も狭く、回転機に用いる解析方法がほぼそのまま適用できる。図 2.4 に示すような、有限要素法、境界要素法、差分法などの数値解析法が通常用いられており、近年では設計支援に用いられるようにもなった。これによって、第 2.3.1 節では実現できなかった、一次側の空間高調波や二次側の突極性の影響を考慮に入れる解析が可能になる [25]。また、ギャップ長の変化やリニア誘導モータの給電方法の変化に伴う諸特性の解析 [26] も可能である。リニアモータの場合は、形状が直交座標系に適合するため、差分メッシュを用いることができ、解析が容易になる利点がある [27, 28]。また、得られたベクトルポテンシャルまたは磁束密度を、式 (2.15) に示す Maxwell の応力テンソル (stress tensor) [29] に従って閉曲面で積分することによって発生力を求められる。

式 (2.3) は、Fleming の法則を自由電流密度を用いて記述したものである。

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.3)$$

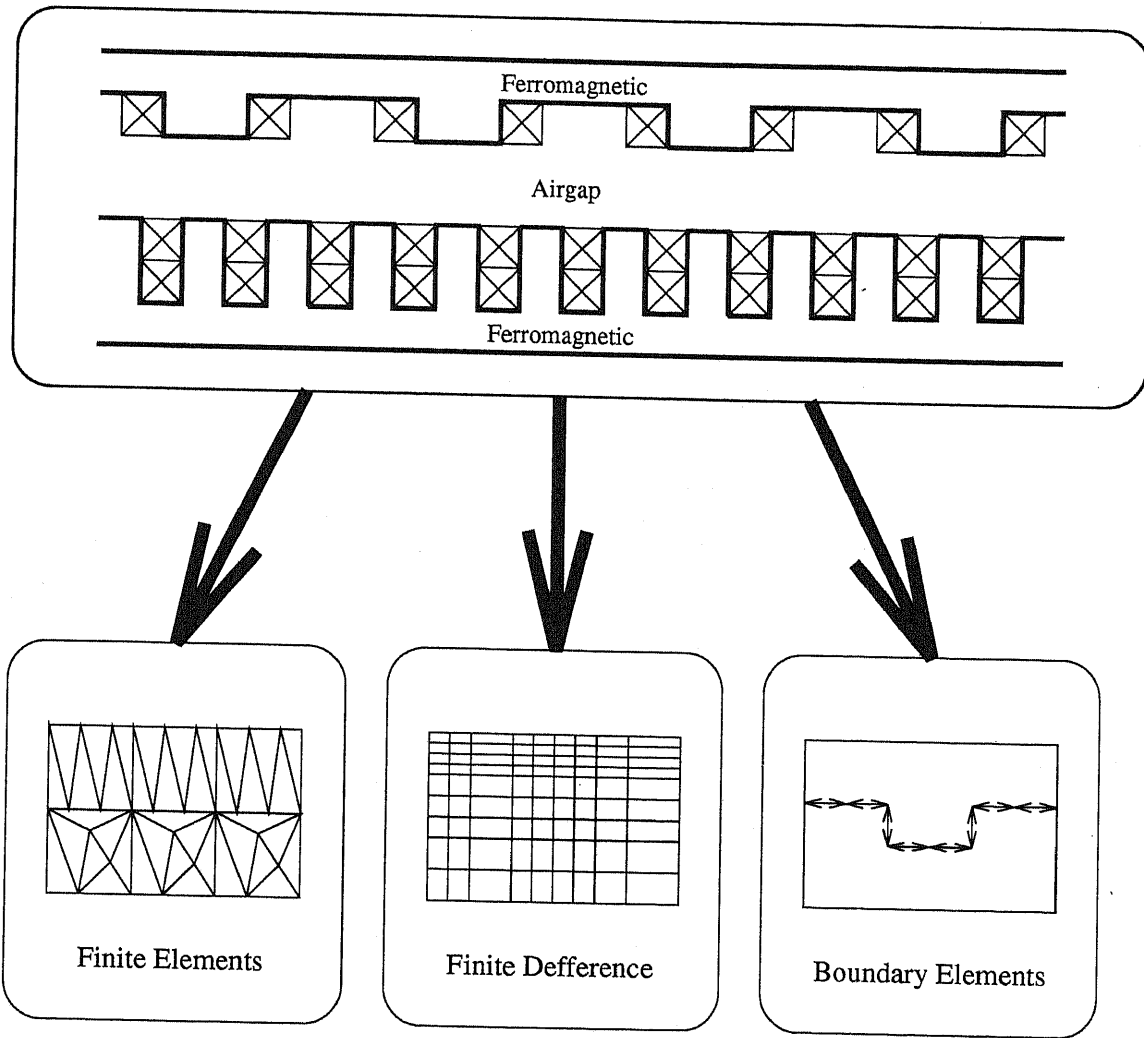


図 2.4: 領域のメッシュ分割による数値解析法

ここで

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.4)$$

であり, 一方, Maxwell の電磁界基本方程式で変位電流項を無視すると

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} \quad (2.5)$$

である. 式(2.3) から (2.5) までを用いて,

$$\mathbf{F} = \mu(\mathbf{H} \cdot \nabla)\mathbf{H} - \frac{\mu}{2}\nabla(\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) \quad (2.6)$$

が得られる. これを各方向成分に分解すると, 式(2.7) から (2.9) が得られる.

$$F_x = \mu(\mathbf{H} \cdot \nabla)H_x - \frac{\mu}{2}\frac{\partial}{\partial x}|\mathbf{H}|^2 \quad (2.7)$$

$$F_y = \mu(\mathbf{H} \cdot \nabla)H_y - \frac{\mu}{2}\frac{\partial}{\partial y}|\mathbf{H}|^2 \quad (2.8)$$

$$F_z = \mu(\mathbf{H} \cdot \nabla)H_z - \frac{\mu}{2}\frac{\partial}{\partial z}|\mathbf{H}|^2 \quad (2.9)$$

ここで偏微分項を分解すると, 式(2.7) から (2.9) は式(2.10) から (2.12) のように変形できる.

$$F_x = \mu \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_x}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) - \frac{\mu}{2} \frac{\partial}{\partial x} H_x^2 \quad (2.10)$$

$$F_y = \mu \left(H_x \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \frac{\mu}{2} \frac{\partial}{\partial y} H_y^2 \quad (2.11)$$

$$F_z = \mu \left(H_x \frac{\partial H_z}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_z}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) - \frac{\mu}{2} \frac{\partial}{\partial z} H_z^2 \quad (2.12)$$

ここで \mathbf{F} の各成分が \mathbf{H} の各成分の微分形関数となることから, テンソル \mathbf{T} を以下のように定義できる.

$$\mathbf{T} = \mu \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(H_x^2 - H_y^2 - H_z^2) & H_x H_y & H_x H_z \\ H_y H_x & \frac{1}{2}(H_y^2 - H_z^2 - H_x^2) & H_y H_z \\ H_z H_x & H_z H_x & \frac{1}{2}(H_z^2 - H_x^2 - H_y^2) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

これを用いて, 発生力は式(2.14) のように求められる.

$$F_m = \frac{\partial T_{mn}}{\partial x_n} \quad (2.14)$$

ここで添字の m と n は,1 から 3 までの整数で,それぞれ x, y, z 成分を表す. 2次元であれば,テンソル T はさらに容易な形で得られる.

$$T = \mu \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(H_x^2 - H_y^2) & H_x H_y \\ H_y H_x & \frac{1}{2}(H_y^2 - H_x^2) \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

このテンソルの形で得られる応力は,力密度であり,閉曲面上での和をとることによって発生力が求められる. この数値操作が容易であることも,メッシュ分割による数値解析法の利点の一つである.

これに対して,超電導磁気浮上台車の推進を考える場合は,第2.2節で述べたように開磁路の解析となる. このため,一次側もしくは二次側の電流が発生する磁界を求めて,他方の電流に生じる推進力を得る方法が一般的である. 2次元場においては,微小電流要素が作る磁界 B は,電流を I ,電流からの距離を r として,式(2.16)で与えられる.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (2.16)$$

式(2.17)は Fleming の法則の積分を有限長線電流についてとったもので,一般に Bil 則と呼ばれ,磁界 B と電流 i によって生じる力 F を表す. l は作用を受ける電流素片の長さである.

$$F = i \times B \cdot l \quad (2.17)$$

推進力を求める例としては,第5.2.2節で行なうような,推進コイルが発生する高調波の解析とその抑制を目的とする解析 [30]がある.

超電導磁気浮上台車の誘導反発浮上力を求める場合は,いくつかの解析手法が考えられる. 一次電流の表現としては,図2.5のように,離散的に分布している励磁コイルの電流を面電流とみなし, Fourier 級数展開によって基本波面電流と高調波面電流の線形重ね合わせに分離する方法 [31]が考えられている.

また,短絡コイル側の表現としては,図2.6に示すような等価無限導電シートを仮定する方法 [32]が代表的である. この方法を用いると,短絡コイルによる誘導反発浮上は,二次側がリアクションプレートのみで鉄心を持たないリニア誘導モータと等価であり,その推力と垂直力を求めることができる. ただし,通常この手法で解析される短絡コイルは複雑な形状をしており,必要となる等価導電シートの厚みと導電率は一意に決定できない. このため,等価無限導電シートを仮定した解析の結果には,これらのパラメータの決定に依存する部分が存在することが難点である.

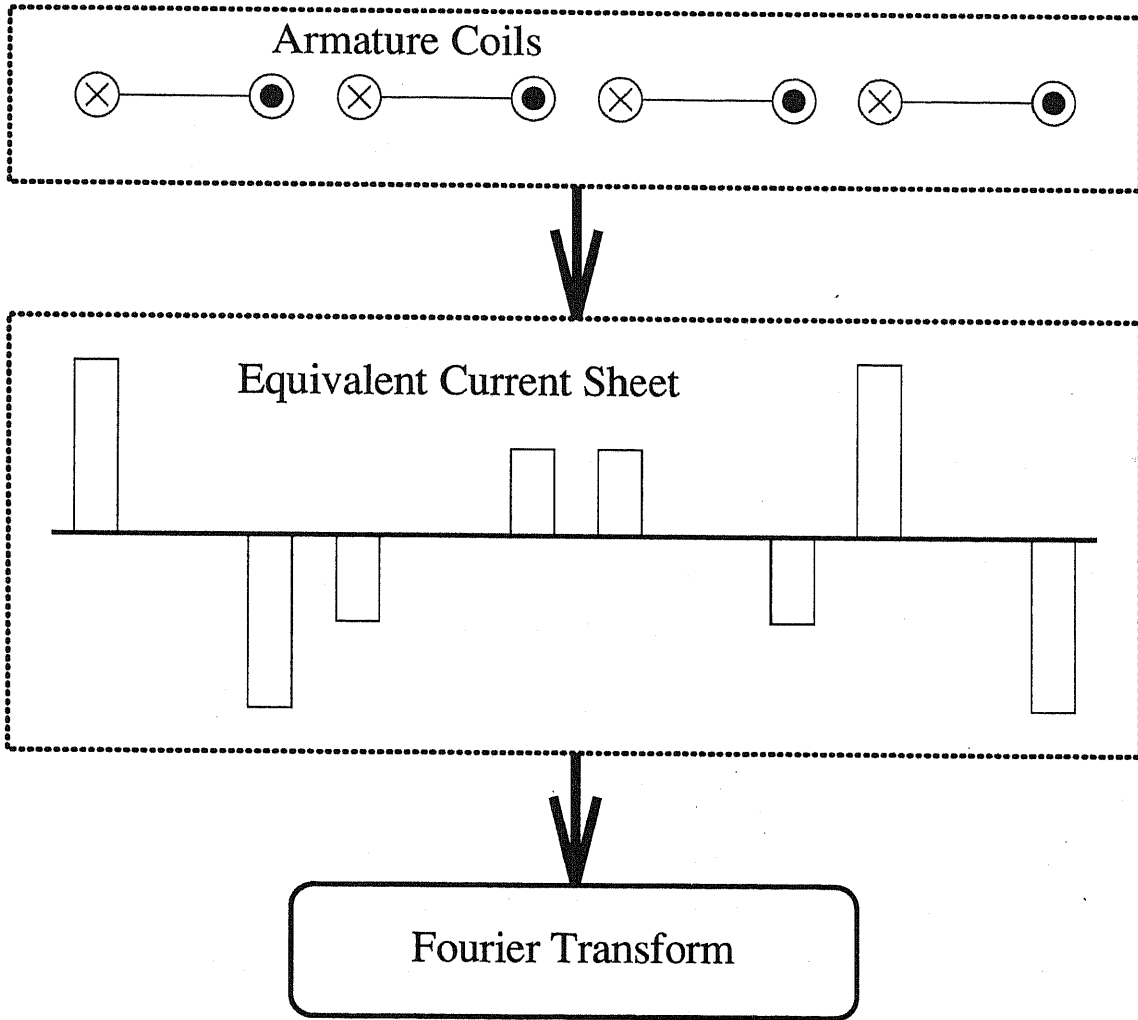


図 2.5: 一次電流の面電流への展開

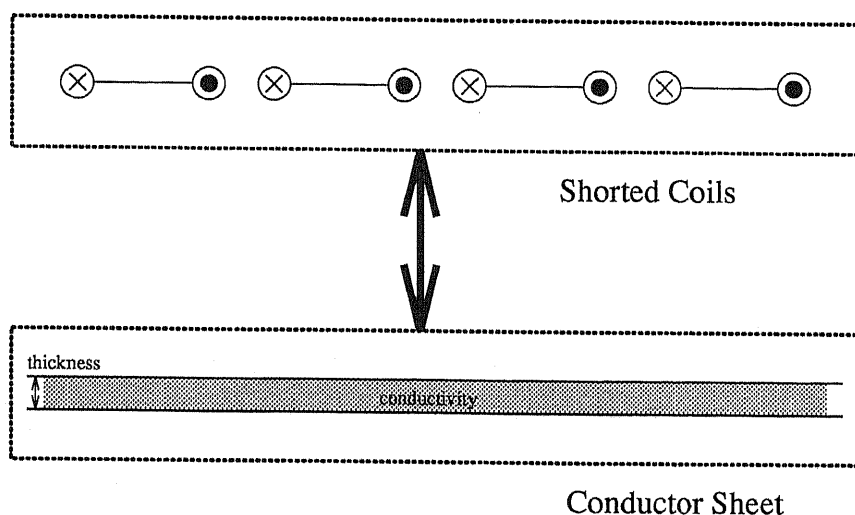


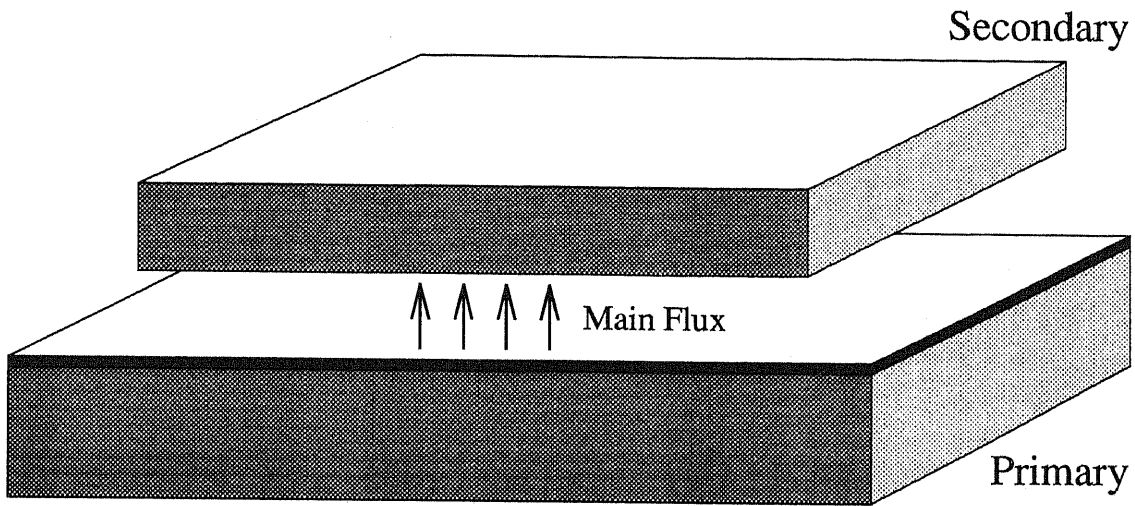
図 2.6: 短絡コイルと等価な無限導電シート

図 2.6の矢印で示したように、短絡コイルの代わりに導電プレートを持つシステムの場合、プレートを短絡コイルの集合体として近似することもできる。これによって3次元力の算出が可能である。この近似については、等価短絡コイルのパラメータ算出法が考案されており [33]、本論文ではこの手法に基づいた解析を第 5.2.3 節で行なっている。

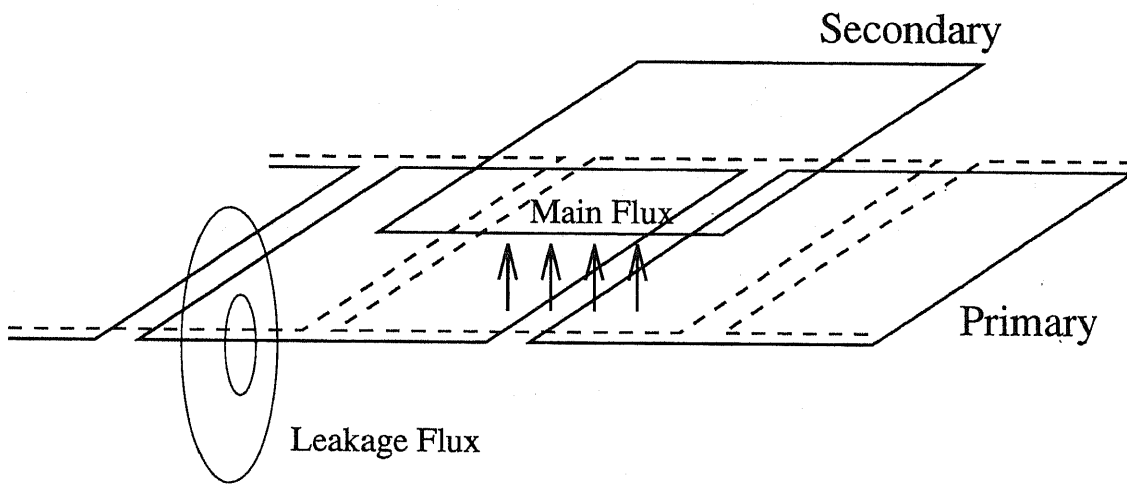
2.3.3 並進運動を主体とした 3 次元解析

在来形の回転機や、鉄心を持つリニアモータでは、図 2.7(a) に示すように幅に対してギャップ長が小さく、横方向への漏洩磁束が比較的小さい。このため、横方向の有限性に基づく縁効果 (Lim Effect) は端効果に比べて小さく、速度への依存性も小さい。このため、横方向も含めた 3 次元解析の必要性は比較的乏しく、例も少ない。3 次元解析を必要とする対象は、図 2.7(b) に示すような、開磁路系もしくはそれに類似の複雑な磁路を持つリニアモータに限られることになる。このような解析が行なわれた中で最も例が多いのは、超電導マグネットを用いるリニアモータの解析であるが、これらには、

- 台車運動を並進運動のみとしてその発生力を検証するもの [34, 35, 36]
- 角変位に対するバネ定数を求め、これによる運動解析を試みた例 [37]



(a) Conventional Machine



(b) Superconducting Machine

図 2.7: 在来形機と超電導機の磁路の比較

などがあり、前者の例が最も多い。特に台車運動を考えない場合、静磁界解析とそれを用いた電磁力の計算を行なうことになる。適当な仮定をおくことによってマグネット及びコイルの形状・配置を単純化し、解析式を導く [31] ことができる。また、数値計算でも、反復解法を必要としないため、比較的容易に結果を得ることができる。本論文でも、超電導マグネットへの電磁界の直接的な擾乱を導くために第 5.2.1 節でこの方法を用いている。

2.3.4 3次元運動を主体とした解析

3次元運動を主体とする解析は、主に常電導制御電磁石による浮上制御を行なっているシステムへの適用例が多い [38]。これらはいずれも、制御システムと台車の運動を一つの状態方程式群に統合して、その運動と浮上安定性を求めている。この方法は電磁石の非線形性を考慮しなければ線形システムの範囲内で議論でき、現代制御理論をそのまま適用できる。

超電導磁気推進・浮上・案内システムにおいても浮上・案内系の評価を行なうために3次元運動シミュレーションが必要となる。特にギャップ長が大きい場合は垂直及び横方向変位が持つエネルギーを考えると解析が必要不可欠であり、現在各国で行なわれつつある [39, 40]。本論文後半では、このシミュレーションの一つの方法を提案する。

2.3.5 超電導コイルの変形を評価するための解析

また、これらとは別方面からのアプローチとして、鉄心で力を発生できない超電導応用特有の問題である振動を、既成の数値演算パッケージを用いて解析した例が存在するが、これは純粋に構造力学の問題として一つのマグネットに発生する応力分布を求めたものである。

これは一見電磁気学上の問題からは離れたものである。しかし、例えば第 2.3.4 節で述べてきた運動解析で得られる結果は、車両の乗り心地に関係するばかりではなく、図 2.8 に示すように SCM に与える機械的擾乱として作用することになることを考えると、本研究で得られた結果を SCM の設計に生かすためには、このような構造解析も必要不可欠であると言える。

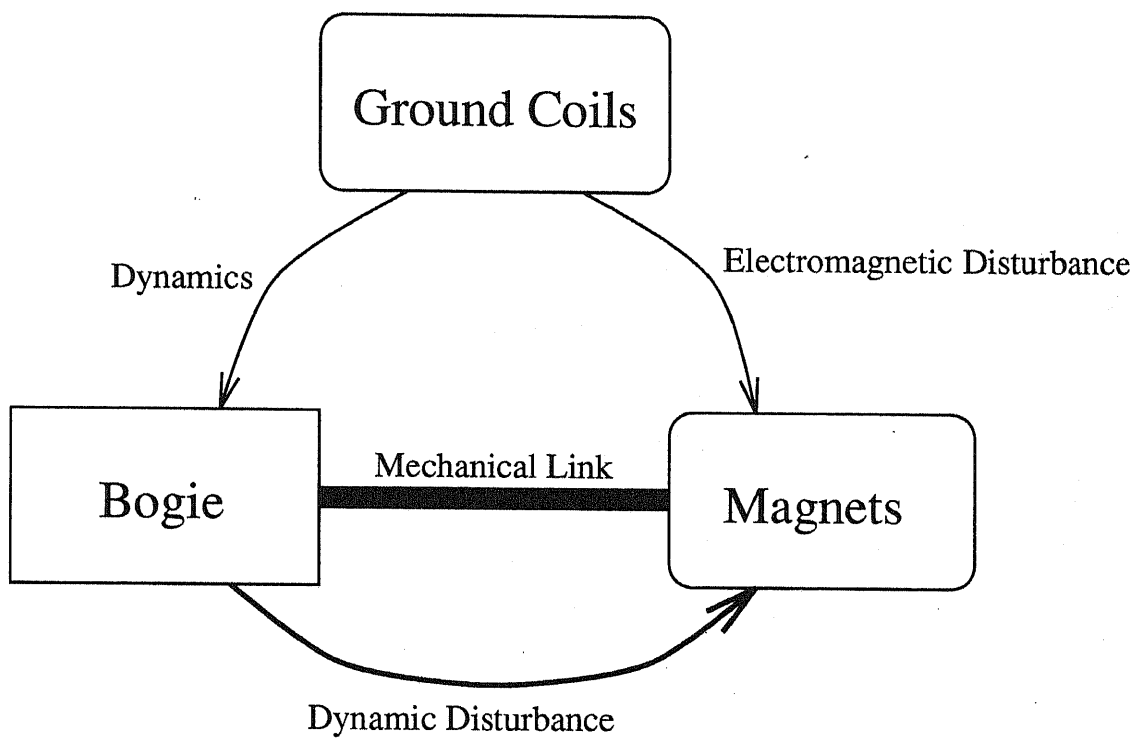


図 2.8: 電磁界現象・台車運動・超電導マグネットへの擾乱の因果関係

2.4 結言

本章では、まず本論文が対象としている超電導磁気浮上・推進システムの概要と特徴について述べた。このシステムを解析対象とする場合に重要となるのは以下の点である。

- 力学的には台車は剛体系
- 空心のコイル・マグネットを用いる開磁路系
- 大きな3次元空間中に多数配置された、複雑な形状の巻線と導体が解析対象
- 解析対象が固定もしくは周期的位置になく、高速で移動している
- 電磁力は原理的に2次形式であり、非線形性が強い

また、これまでに行なわれた推進・浮上・案内系の各種の理論的・数値的解析手法について、特に発生力の算出方法に注目して分類・列挙し、解析方法について分析するとともにそれらの適応範囲と得失について概観した。

これらの記述から結論づけられることは、本論文が対象としている超電導磁気浮上・推進システムは、その推進特性などは在来の手法を用いて解析することができるが、電磁的外乱や台車の運動特性などを求めるためには別の手法を用いる必要があるということである。次章以降では、これらに基づいた、それぞれの場合に対して適切な手法を用いて、超電導磁気浮上車両システムの性質を解析・評価していくことになる。

第 3 章

超電導磁気浮上台車の解析方法とモデル

3.1 緒言

本章では、この研究で対象としている、超電導磁気浮上・案内・推進システムを構成する各コンポーネントの詳細について述べ、行なう解析の条件を明確にする。また、前章で明らかにしたこのシステムの挙動の特徴を踏まえて、解析の対象となるべき問題点、そのシミュレーションを数値解析によって行なうためのモデル化手法、及び解析方法についての検討結果を述べる。

3.2 超電導マグネットの取り扱い

3.2.1 超電導マグネットの巻線形状

超電導マグネット (SCM) は, 各台車に片側 4 個, 合計 8 個装備される. 図 3.1 に示すように, 片側 4 個が一つのクライオスタット内に収納されており, 鉛直な平面上に整列した異極配置となっている. これがリニア同期モータの界磁マグネットと浮上案内の励磁マグネットを兼用している. 超電導マグネットの諸元を表 3.1 に示す.

表 3.1: 車上超電導マグネットの基本諸元

形状	レーストラック形
巻線中心間寸法	1.07 × 0.50[m]
定格起磁力	700[kA・turn]
定格電流	600[A]
巻数	1167[turn]
完成断面寸法	約 75 × 50[mm]
自己インダクタンス	2.02[H]
最大経験磁界	5.43[T]
質量	約 60[kg]

3.2.2 クライオスタットの構造と電磁的影響

SCM を液体ヘリウム温度に保つためのクライオスタットが車上側に存在している. クライオスタットは主として内槽, シールド板, 外槽の 3 層からなり, それぞれは単なる導体板と考えることができる. 図 3.1 はクライオスタットの 3 層構造を示す概念図である.

クライオスタットは台車にほぼ剛に固定されるが, 浮上・推進・案内の強大な力を受けるとマグネット本体が台車に固定される必要があるため, 構造的には単純に外側から内側へ順番に接続されているわけではない. まず, 内槽は内部にリング状の支持具を持っており, マグネットがその内側に固定されている. これは, 外部の振動に対して, 内槽内面⇄支持具, 支持具⇄マグネット巻線間に摩擦熱が生じないようにするためでもあるが, このため内槽とマグネット巻線とは, ほぼ剛に固定されていると考えてよい. そして, FRP のトルクチューブを用いて, 内槽への侵入熱を最小限に抑えながら, 低温部を直接台車構造物へ固

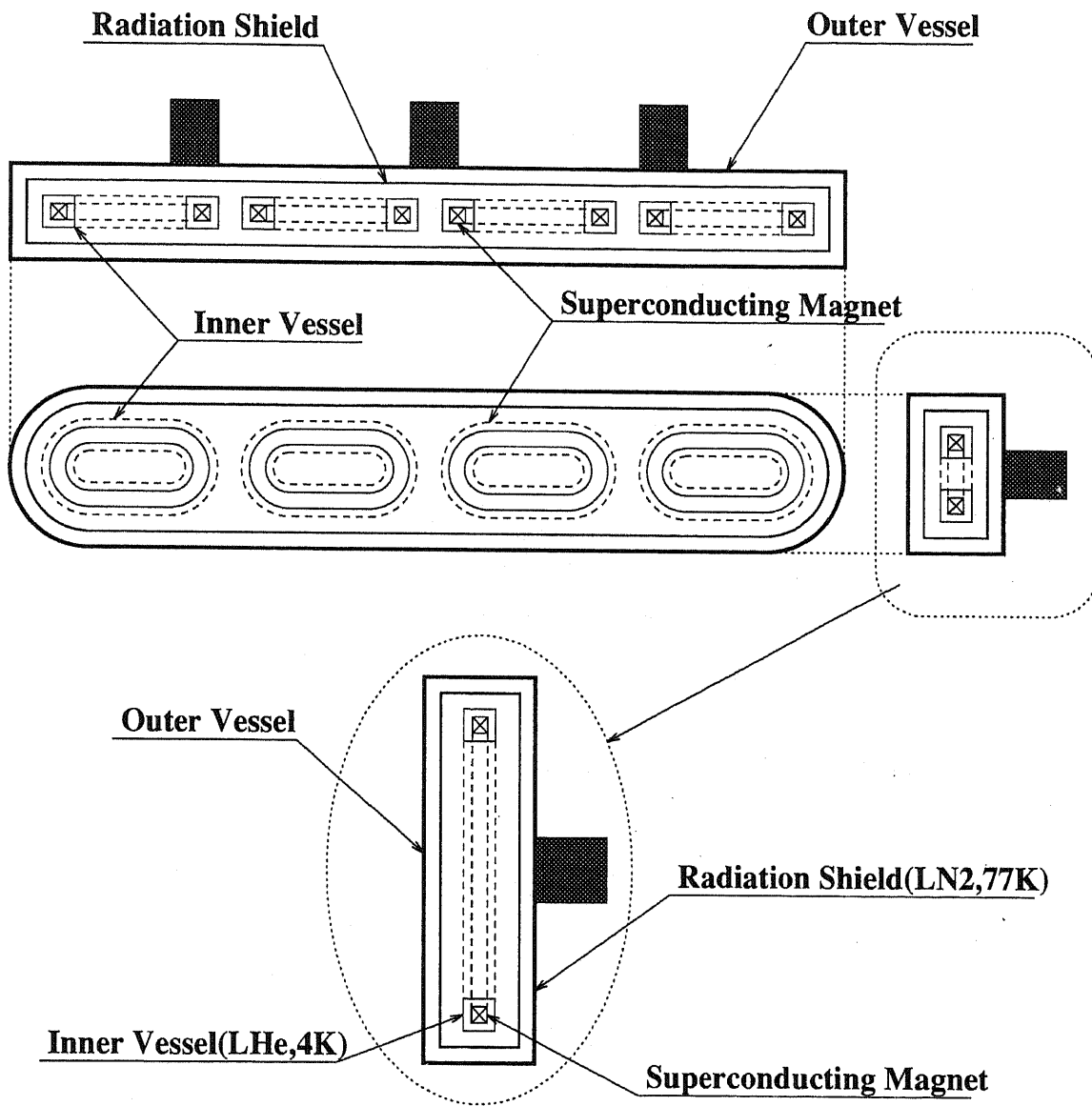


図 3.1: 車上超電導マグネットの構成

■ =Rigidly Connected

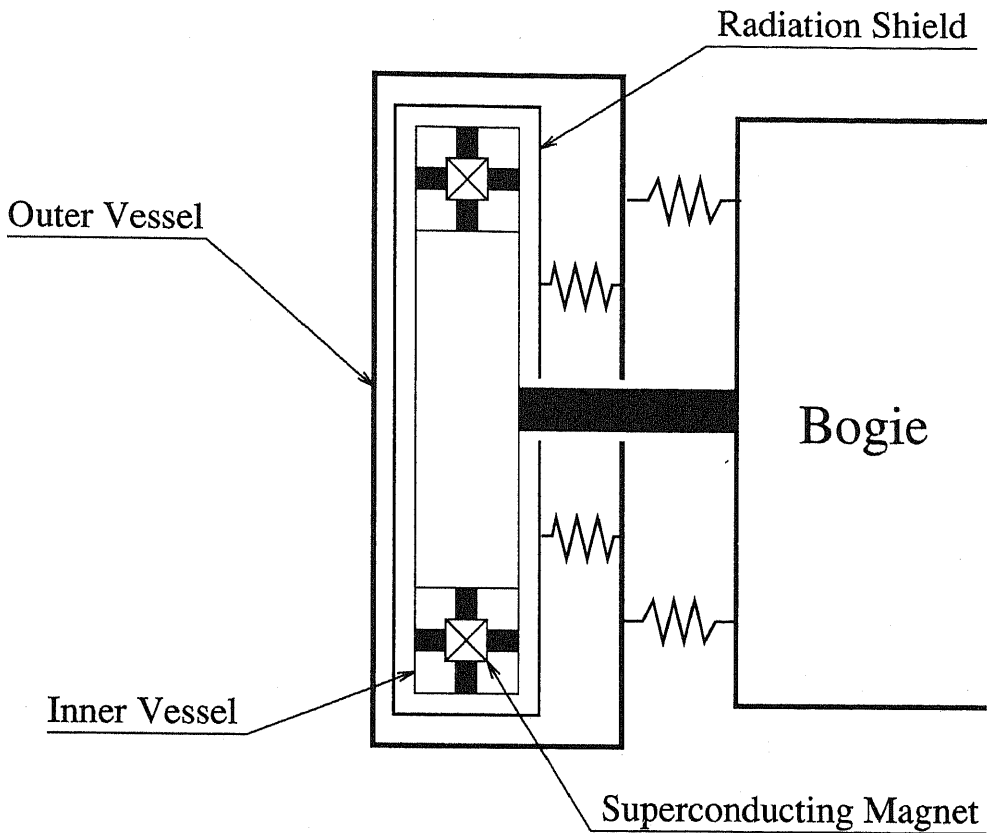


図 3.2: マグネット及び3層クライオスタットの構造的結合

定している。これに対して、外槽及びシールド板はこれらほど強固ではない構造材で台車に固定されている。これらの構造物の結合の様子を図 3.2に示す。

以上のような構造により、内槽への静止時の侵入熱は小さく抑えられている。しかし、液体ヘリウム温度の冷凍機は効率が悪く、冷却できる容量も限られている。鉄道総合技術研究所宮崎実験線の試験車両では、マグネット1つ当たりの許容損失・侵入熱は5[W]である。LSMの動作時における内槽への侵入熱は、推進系や浮上系の消費電力と比較すれば無視できるものである。しかし、上記の理由により内槽において許容されるジュール損失が非常に小さいため、侵入熱を極力小さくする設計が必要となる。

3.3 浮上推進コイルの取り扱い

3.3.1 浮上推進コイルの巻線形状と配置

地上側には LSM の一次巻線である推進コイルと、高速時に浮上力を発生する浮上コイルが側壁にとりつけられている。この様子を図 3.3 に示す。これらは、全てガイドウェイの側壁に配置されており、二層隔極配置の推進コイルが外側に、側壁浮上コイルが内側にある。各コイルの諸元を表 3.2 に示す。

3.3.2 各浮上コイルの電流間関係

図 3.4 に示すように、浮上コイルは上下で互いに異極方向となるように直列に結線されている。車両が走行して SCM が通過する時、それぞれの浮上コイルには式 (3.1) の誘導起電力 (Electro-Motive Force; e.m.f.) が発生する。

表 3.2: 地上コイルの基本諸元

推進コイル	基本構成 配置方式 コイルピッチ コイル形状 コイル巻数 最大電流 き電方式 ビーム長 給電セクション長	Al 導体をエポキシ樹脂でモールド 240 度二層隔極方式 0.9[m] ただし隣接するパネル間は -20[mm] レーストラック形 1.42 × 0.6[m] 端部は 0.42 × 0.6[m] の長方形 内層 8[turn] 外層 10[turn] 960[A] 三相 4 線式 三重き電 12.6[m] 453.6[m](36 ビーム)
浮上コイル	基本構成 配置方式 コイルピッチ コイル形状 定格浮上力 定格誘導電圧 定格誘導電流	Al 導体を GFRP でモールド 側壁配置 0.45[m] 長方形 0.35 × 0.34[m] 51[kN/coil] 600[V] 900[A]

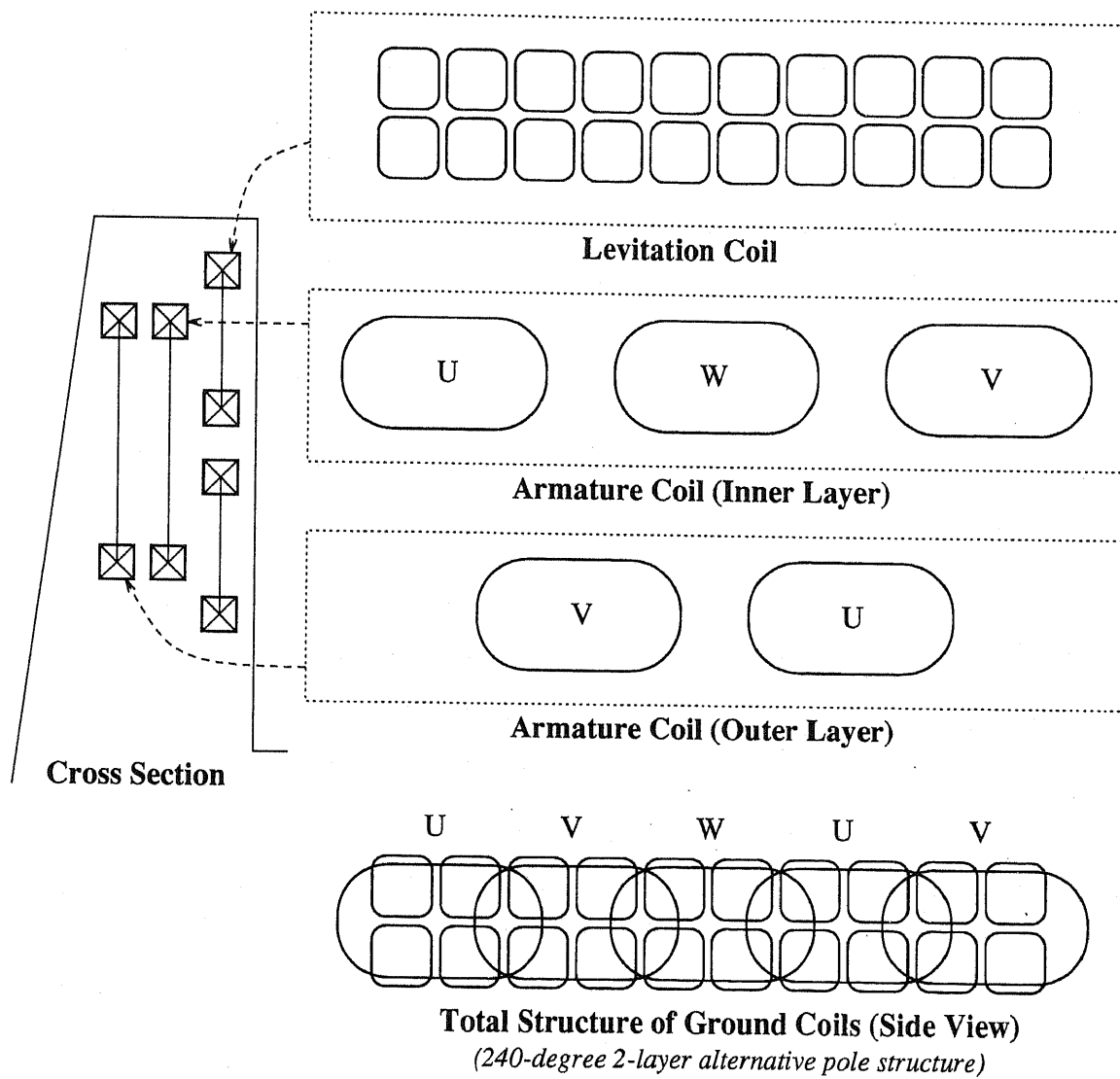


図 3.3: 地上コイルの構成

$$\text{e.m.f.} = \frac{d\phi}{dt} \quad (3.1)$$

車両の停止時及び低速走行時は、超電導マグネットの中心線が浮上コイルの中間位置にあるため、上下の浮上コイルの誘導起電力は打ち消しあい、誘導電流が生じない。従って浮上力も発生しないことになる。この走行位置をつりあい位置と呼ぶことにする。高速走行時、台車は走行用の車輪を車体に引き込んで走行する。これによって車体はつりあい位置より下方に沈み込んで走行する。このとき、上下の浮上コイルの誘導起電力に差が生じるため、上下の浮上コイルの組に誘導電流が8の字形に流れる。この誘導電流とSCMが発生する磁界との相互作用によって浮上力が発生する。誘導電流は浮上コイル内で抵抗損を生じるが、この電力損失は渦電流ブレーキと同じ原理であり、車両側からは推進力に対する抗力として観察される。

すなわち、この側壁浮上システムは、

- 停止時及び低速走行時は浮上力・抗力を発生しない
- 高速浮上走行時はつりあい位置からの変位に対応した浮上力・抗力を発生する

という性質を持っていることになる。

案内力発生のために、図3.4に示すヌル・フลักス線が左右の8の字浮上コイルを繋いでいる。これも浮上力発生と同じ原理で、左右変位によって左右のコイルの誘導起電力に差を生じるため、案内力が発生することになる。

以上のように浮上コイルは4つで一単位を形成するが、浮上コイル電流を変数として数値解析を行なう場合、上記の結線を行なっていることにより、4つの浮上コイル電流には、Kirchhoffの電流連続性に基づく条件が存在するため、実際には浮上コイル1単位について3つの電流を変数として解析を行なうことになる。

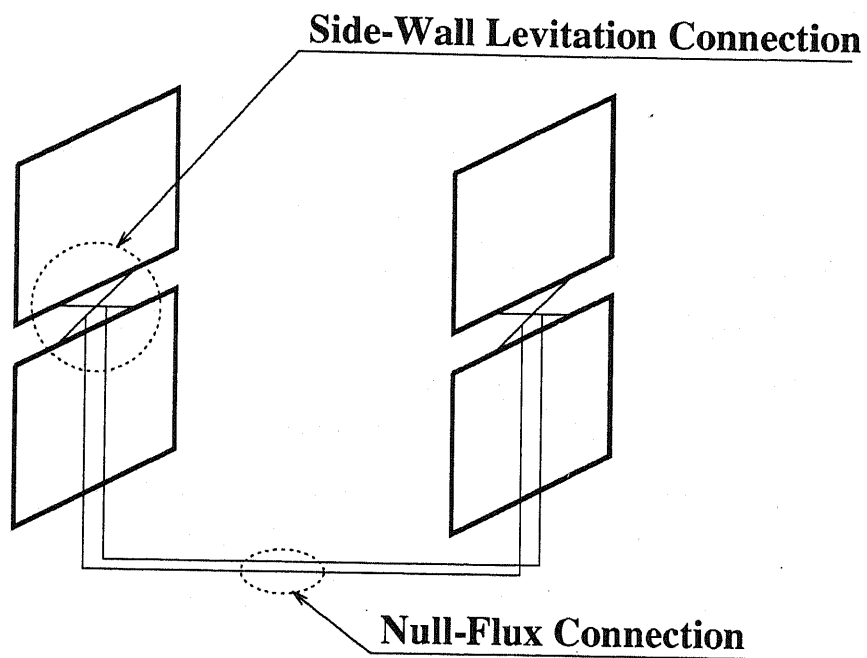


図 3.4: 浮上コイル単位の結線方式

3.4 超電導磁気浮上台車の特性解析のためのモデル化

3.4.1 推進コイルの空間高調波

SCM はこれらの地上コイルからの複雑な電磁的外乱にさらされることになる。外乱による振動を考えると、車上に取り付けられた SCM は超電導状態を保つためには非常に厳しい条件のもとに置かれていることになる。このシステムにおいて、SCM に加えられる擾乱は2つに分離して考えることができる。一つは SCM への直接の電磁的作用であり、もう一つはクライオスタット内槽での渦電流損の発生である。一つ目の問題は、従来の手法を用いて考えることができる。すなわち、SCM が存在する場所における磁界と磁束を求めることによって解析が可能である。

問題となる振動の最大の原因は地上コイルの配置によるものである。地上推進コイルは2層隔極配置であり、これに3相正弦波電流を流すことによって駆動する。これに同期して移動する SCM から見ると、推進コイルが発生する磁界は直流磁界であることになる。しかし、たとえ推進コイルに流れる電流が完全な正弦波であったとしても、実際に SCM に加わる一次側が発生する磁界は、地上コイルの空間配置に起因する高調波を含んだものとなる。

この高調波を確認し、推進コイルの空間配置の評価を行うために、磁界計算を行った。図 3.5 のように、2層隔極配置の地上推進コイルと SCM のみが存在する場合を考える。推進コイルに3相対称の正弦波電流を流すことを仮定して、時間変化を無視した静磁界解析を行なう。推進コイルの巻線断面は高々数十 [mm] 平方であるから、線電流に近似が可能である。またコイルのレーストラック形状は、直線部と半円弧部に分割し、それらをさらに微小電流要素に分割することによって表すことにする。電流が作る磁界は、微小電流要素の位置を r_2 、測定点の位置を r_1 、電流ベクトルを i とし、式 (3.2) の Biot-Savart の法則で与えられる。

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_C \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \cdot \mathbf{i}}{r^3} ds \quad (3.2)$$

ただし、式 (3.2) 中の r は電流要素↔測定点間の距離である。

$$r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1| \quad (3.3)$$

推進コイルに所定の電流を与えたときの SCM 平面の中心線上における磁界の垂直成分 B_y を図 3.6 に示す。理想的にはこの波形は正弦波でなければならないが、実際には歪んでおり、このコイル配置でも空間高調波が生じることがわかる。さらに2層配置による不均衡

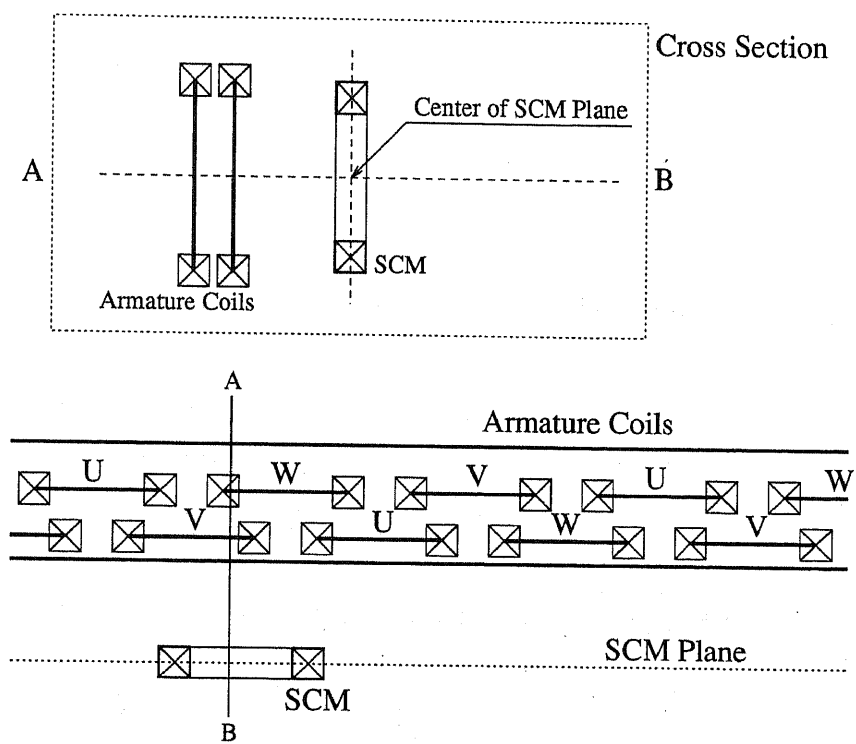


図 3.5: 推進コイルと SCM のみのモデル

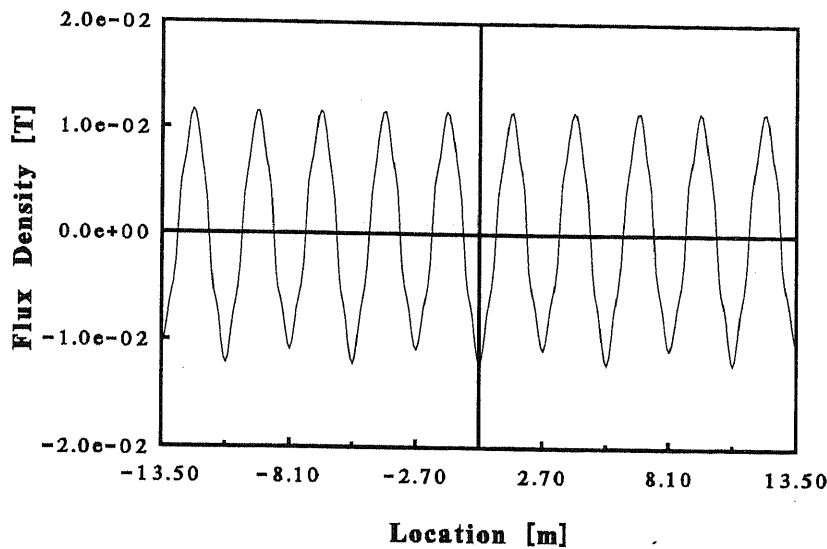


図 3.6: SCM 平面の中心線上における磁界

も見られる。この磁界を推進コイルの層別の成分に分解してみると図 3.7 が得られた。図 3.6 における不均衡は、2 層配置に原因があることが理解できる。なお、この計算方法を用いて、推進コイル配置の改良を図ることも可能である。

3.4.2 レーストラック形状コイルの方形近似の妥当性

第 3.4.3 節以下では磁気浮上台車の実際のモデル化を行なうが、このために必要な、コイル形状の近似方法の妥当性を検証してみよう。SCM に生じる磁束は、式 (3.2) の Biot-Savart の法則を用いて磁界を算出し、SCM 平面上の面積分をとることによっても求められるが、ここではより計算量の少ない計算法として式 (3.4) で示した Neumann 積分を用いる。

$$M = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{C_1} \int_{C_2} \frac{ds \cdot dr}{r} \quad (3.4)$$

ここで、 r は、式 (3.3) で表される電流素片間の距離である。

図 3.8 が、リニア同期モータの相差角を $\pi/2$ に保った時の SCM の鎖交磁束である。同時に、推進コイルと SCM 双方をレーストラック形状として計算した場合と、双方を等面積の方形コイルで近似した場合との結果を図中に比較して示してある。これから、SCM が相差

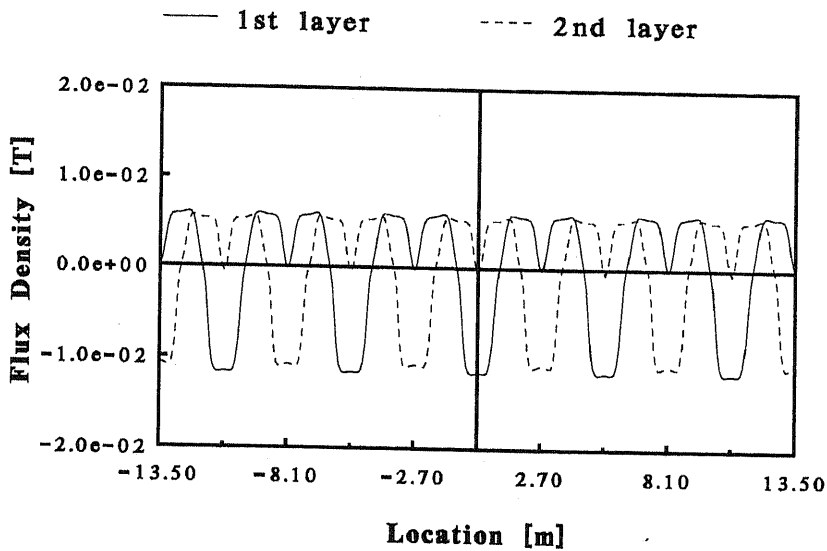


図 3.7: SCM 平面の磁界の層別分布

角 $\pi/2$ を保つ限り, SCM が軌道上のどの位置に存在する場合でも, SCM に生じる磁束, すなわち地上コイルと SCM との相互インダクタンスは方形近似によってもほぼ正確に表すことができる結論づけることができる。

3.4.3 台車の質量無限大モデル

コイルを方形近似する場合, 式 (3.4) の Neumann 積分は, 各コイルにつき 4 つの線分の間の積分で表示される. 2 つのコイルが互いに平行であると仮定すると, この積分は解析的に求められる. 図 3.9 に示すように, 2 つのコイル C_1, C_2 が平行な平面上に存在し, それぞれ $(x_n, y_n, z_n), (x'_n, y'_n, z'_n)$ で表される 4 つの頂点を持つとすると, コイル間の鎖交磁束, すなわち相互インダクタンスは式 (3.5) のようになる [41].

$$M = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j=1}^4 \sum_{i=1}^4 (-1)^{i+j} \{G(x_j, y_j, z_j, x'_i, y'_i, z'_i) + G(-y_j, -x_j, -z_j, -y'_i, -x'_i, -z'_i)\} \quad (3.5)$$

ただし G 及び r は

$$G(x, y, z, x', y', z') = -(x - x') \log \{-(x - x') + r\} + r \quad (3.6)$$

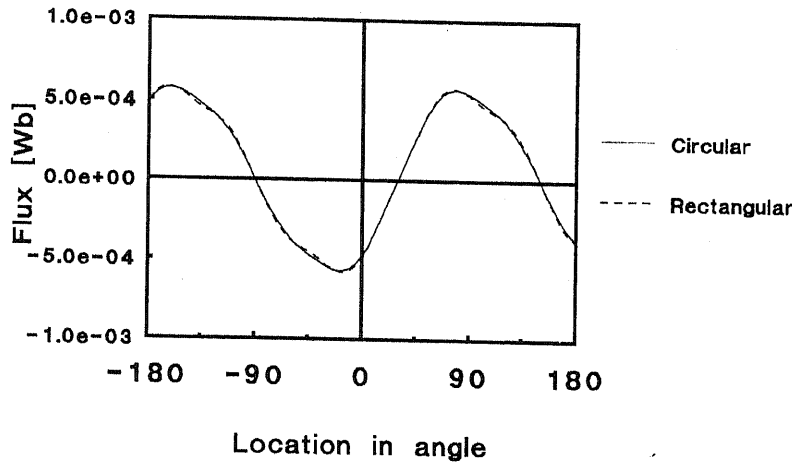


図 3.8: SCM 位置に対する鎖交磁束量

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} \quad (3.7)$$

で表されるものとする。

超電導マグネットには前述のようにクライオスタットが存在するが、この導体板は時変の磁界外乱に対して渦電流を発生して遮蔽体として働く。導体板に流れるうず電流を基準として、それぞれのうず電流要素が短絡コイルとして表現できる。導体が十分薄く、厚さ方向のうず電流分布が一様であり、外部強制電流源は存在しないものと仮定すると、うず電流の流れる平板導体中の電流密度の支配方程式は、式 (3.8) の積分形式である [33]。

$$j_e(\mathbf{x}, t) + \frac{d}{dt} \int_V \frac{\mu j_e(\mathbf{x}', t)}{\rho \cdot 4\pi(\mathbf{x} - \mathbf{x}')} dV = 0 \quad (3.8)$$

ただし、うず電流密度を j_e 、導体の抵抗率を ρ 、透磁率を μ 、全解析領域を V とする。この両辺について、換算するべきコイル間隔に基づく基底関数との関数内積をとることによって、コイル数と等しい数の方程式に離散化することができる。このとき、システム中に存在する電磁的要素はすべてコイルとして表すことができる。各コイル自身のインピーダンスと相互インピーダンスを決定することによって、渦電流要素の未知電流を変数とする、時

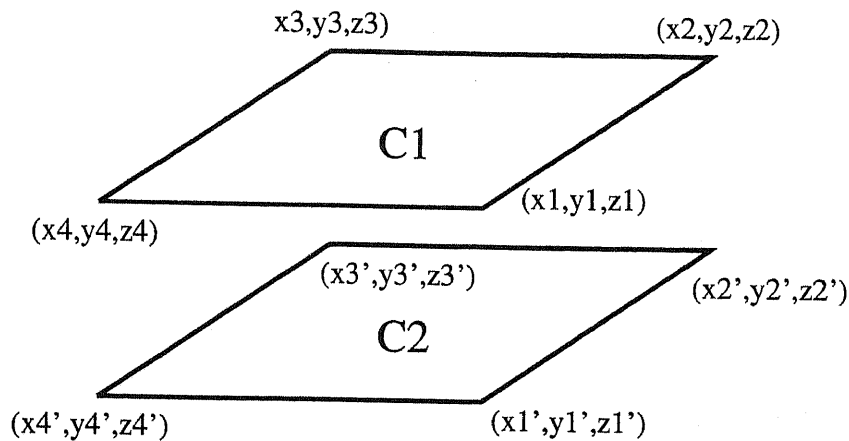


図 3.9: Neumann 積分を行なう方形線電流コイルの座標系

変の回路方程式が導かれる.

$$R \cdot I = -\frac{d}{dt} \phi \quad (3.9)$$

ただし R は各うず電流要素の抵抗からなる行列であり, ϕ は鎖交する磁束である. このうち ϕ は自己・相互インダクタンスを用いて, 次のように書き表すことができる.

$$\phi(t) = M_e \cdot I_e + M_a \cdot I_a + M_s \cdot I_s \quad (3.10)$$

ただし添え字の e は浮上コイルまたはクライオスタットのうず電流ループを, a は推進コイルを, s は超電導マグネットをそれぞれ表す. このうち I_a 及び I_s は既知であるから, これを解いて未知電流の値を定めることにより, システム全体の状態が定められ, 解として得られる電流値を用いて各要素に加わる力と, 導電体内での損失を求めることができる.

このモデル化手法を用いて, 台車に発生する推力及び浮上力の確認と, 地上コイルの空間高調波によるクライオスタットへの熱侵入の評価を第 5.2.3 節で行なう.

3.4.4 台車の 2 次元走行モデル

本節では, 磁気浮上台車の曲線通過時及び横風時の台車の挙動解析を目的としたシミュレーションを行なうための, 走行モデルについて考える. 2次元とは, この場合台車運動及び力の計算に関して, y - z 面内の変数だけについて解析することを指している. 台車の走

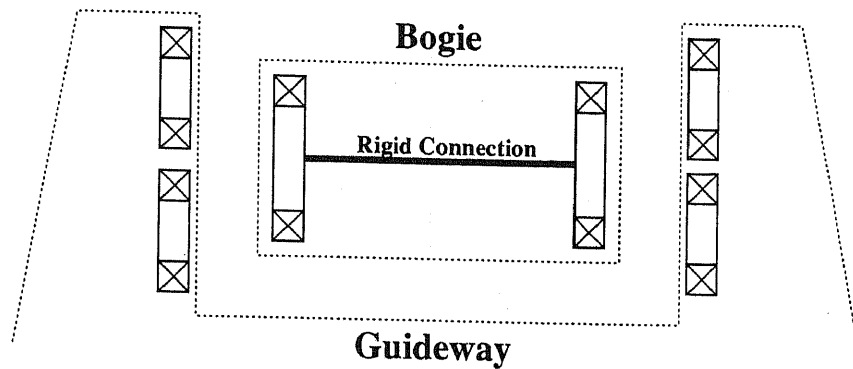


図 3.10: 2次元走行シミュレーションのための台車モデル

行シミュレーションにあたっては、クライオスタット各層のうず電流による発生力、熱損失は台車自体に発生する推進力や浮上コイルの損失に比べて十分小さい値であることに留意して、クライオスタット導体の影響は無視することとする。また、台車は x 方向、すなわち軌道に沿った方向に等速で運動するものと仮定する。このため、推進コイルの影響も無視できることになり、結局浮上コイル及び SCM の 2 要素によって台車運動が決定されると仮定した。この仮定によって示されるモデルの様子を図 3.10 に示す。

この台車の運動を考える時、問題は 3 つに分けて考えることができる。それは、力学的運動、電磁界現象、と力の計算である。

力学系は、長尺車両の速い運動を考えない限り集中定数系とするのが妥当であろう。台車運動に関して未知数となるのは、 y 及び z 方向の位置及び x 軸回りの回転角であるから、台車の質量を M 、重心回りのロール慣性モーメントを I とすると、運動方程式は式 (3.11) で表される。

$$\begin{aligned}
 F_y &= M\ddot{y} \\
 F_z &= M\ddot{z} \\
 F_{\theta_x} &= I\ddot{\theta}_x
 \end{aligned}
 \tag{3.11}$$

これを式 (3.12) の状態方程式表現に書き換えることは容易である。

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} y \\ \dot{y} \\ z \\ \dot{z} \\ \theta_x \\ \dot{\theta}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y \\ \dot{y} \\ z \\ \dot{z} \\ \theta_x \\ \dot{\theta}_x \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{M} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{M} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_y \\ F_z \\ F_{\theta_x} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

このようにして力学的現象についての状態方程式が得られる。一つの自由運動系について 2 次の 3 自由度系の支配方程式があるため、6 変数の方程式が得られることになる。

電磁界現象については、第 3.4.3 節で用いたモデル化手法をそのまま用いることができる。これより、電磁界現象を記述する方程式の変数は、未知電流要素である浮上コイルの数に依存することになる。第 3.3.2 節で述べたように、浮上コイルは 4 つで一単位を形成するが、浮上・案内用の側壁浮上結線とヌル・フラックス結線のために 4 つの浮上コイル電流には、Kirchhoff の電流連続性に基づく条件が存在する。このため、実際には浮上コイル 1 単位について 3 つの変数を持つ。(考慮する領域の浮上コイルの単位数)×3 が変数の個数となる。式 (3.9) と式 (3.10) より、推進コイル項を無視して、

$$R \cdot I = -\frac{d}{dt} (M_e \cdot I_e + M_s \cdot I_s) \quad (3.13)$$

が得られる。

電磁力はマグネット・コイルの相互位置に対して非線形であるため、近似・線形化が必要となる。これにはいくつかの方法が考えられるが、ここでは数値的な仮想変位法を用いた。 i_1, i_2 を相互作用を考える 2 つのコイルの電流、 E を 2 つのコイル間のエネルギー、 M を相互インダクタンスとして、相互に及ぼす電磁力 $F(F_y, F_z, F_{\theta_x})$ は、仮想変位の考え方によれば式 (3.14) で与えられる。ここで F_{θ_x} は、 x 軸を中心とするロール方向の力のモーメントを表す。

$$\begin{aligned} F_y &= \frac{dE}{dy} \\ F_z &= \frac{dE}{dz} \\ F_{\theta_x} &= \frac{dE}{d\theta_x} \end{aligned} \quad (3.14)$$

ここで、

$$E = \frac{1}{2} M i_1 i_2 \quad (3.15)$$

であるから,

$$\begin{aligned}F_y &= \frac{dM}{dy} i_1 i_2 \\F_z &= \frac{dM}{dz} i_1 i_2 \\F_{\theta_x} &= \frac{dM}{d\theta_x} i_1 i_2\end{aligned}\tag{3.16}$$

と表すことができ、相互インダクタンス M が相互位置の関数として求められればよいことになる。これを数値的に考えると、各コイル位置から 3 方向へそれぞれ微小変位したコイルを考え、本来の位置と変位後の位置における相互インダクタンスを求めることによって、電磁力が算出できることになる。

これらの定式化をまとめて、時間依存の係数を持つ一つの状態方程式ができる。これを Runge-Kutta-Gill 法で解くことによって、未知の電流、台車位置、電磁力が定められる。このモデル化手法を用いて、磁気浮上台車の曲線通過時及び横風時の台車の挙動解析を目的とした走行シミュレーションを、第 5.3 節で行なう。

3.5 結言

本章では、まず、この研究で対象としているシステムを構成する各コンポーネントの詳細について、車上のマグネットとクライオスタット、地上の推進及び浮上案内コイルに分けて述べ、解析に用いる数値と条件を明確にした。そして、推進コイルの形状と配置によって生じる空間高調波を求め、その超電導マグネットへの影響と重要性について指摘した。

また本章では、以下の2つのモデル化手法を提案した。

- 台車の質量無限大モデル
- 台車の2次元走行モデル

前者は、超電導マグネットへの電磁的外乱及び熱侵入量を評価し、基本的な推力及び浮上力特性を求めるためのモデルである。また後者は、台車の浮上・案内特性を求めてシステムが安定した走行状態を保てるかどうかを解析するためのモデルである。

2手法の共通点は、コイル及びマグネットの形状と空間的配置を回路方程式に置き換えるという部分にある。双方によって得ようとしている解析結果は、一見全く別のシステムの性質であるようだが、第2.3.5節で示したように、後者も結局は超電導マグネットの安定性に関わってくる問題でもあることに留意したい。

第 4 章

超電導磁気浮上車両の走行シミュレーション

4.1 緒言

前章の解析を発展させることによって、複数台車を持つ磁気浮上車両の走行シミュレーションを行なうことができる。本章では、この解析方法の拡張、拡張に伴う諸問題とその解決方法について言及する。

4.2 超電導磁気浮上車両の走行時の問題点

超電導磁気浮上車両は、宮崎実験線で走行試験を行なっているが、これは直線往復運動のみであるため、曲線突入、曲線通過時などの挙動を明らかにしておくことは重要である。また、軌道に中折れ、段差が存在する場合に、安定して走行できるかどうかを検証しておくことも必要となってくる。

4.3 超電導磁気浮上車両の走行モデル

4.3.1 軌道座標系と台車座標系

車両の走行シミュレーションには、大別して2つの座標系の考え方がある。この2つの考え方における台車座標系と軌道座標系のとり方を図4.1に示す。

一つは、図4.1(b)のように軌道の絶対座標枠をとる考え方である[38]。この方法は、たとえば車上一次リニア誘導モータ駆動-常電導磁石吸引制御浮上案内を行なっているHSSTのように、ギャップが短く車両と軌道の相互変位は小さく、軌道自体は都市内交通用に複雑な立体形状をしている時に有効である。軌道の複雑な形状に対する車両の姿勢が絶対座標上に表されることになる。

これに対して図4.1(a)のように、軌道を座標基準枠としてそこからの相対位置をとる考え方があり、これはMulti-Body[42],MEDUSA,MEDYNAなどの車体運動シミュレーション用の数値演算パッケージでも用いられている。超電導磁気浮上方式のようにギャップが大きく、高速走行のため軌道の変化が緩やかな場合はこのほうが座標系の記述がシンプルになる利点がある。本解析においては、方程式の解法上の制約からも出来る限り座標系の記述が単純であることが望ましいため、全座標系の記述を軌道基準の相対位置で行なうことにする。

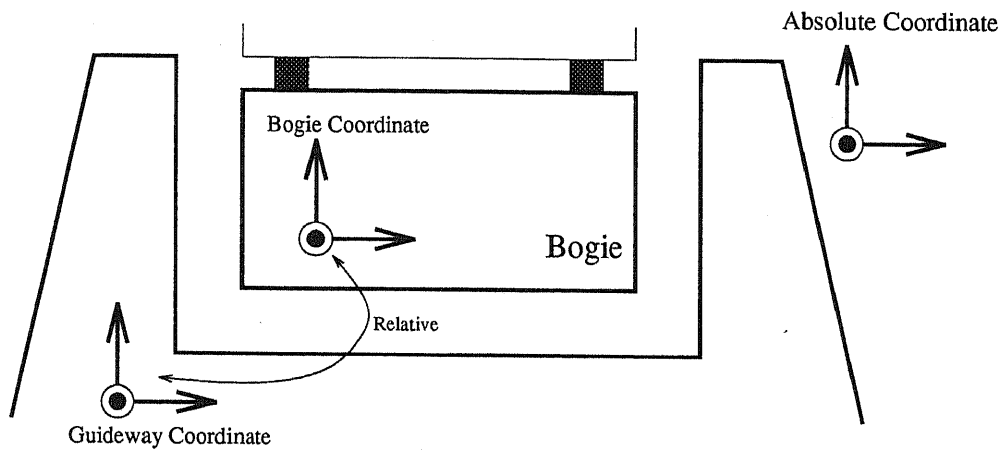
4.3.2 3次元走行シミュレーションのためのモデル化手法

本節では、3次元走行シミュレーションのためのモデル化を考える。基本的な定式化は第3.4.4節で述べた2次元のモデルと同様に考えることができる。

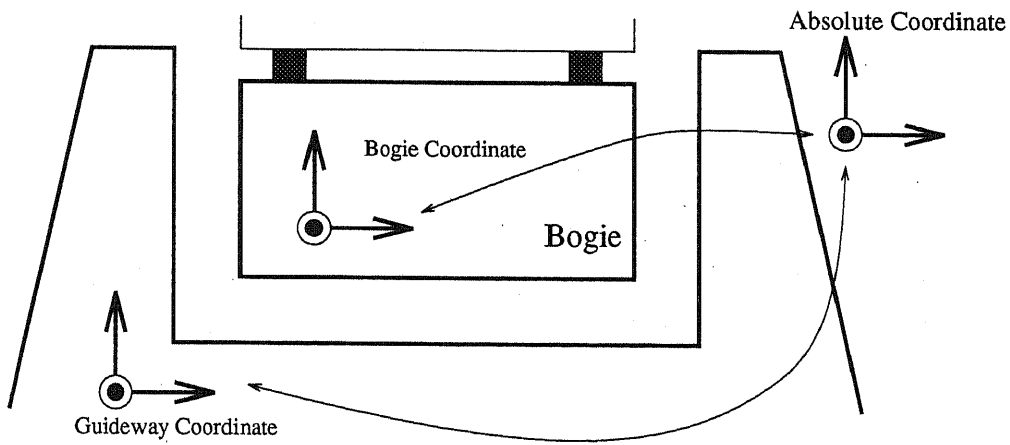
台車の質量を M 、 x 、 y 、 z 軸回りの慣性モーメントをそれぞれ I_x 、 I_y 、 I_z とすると、運動方程式は式(4.1)となる。

$$\begin{aligned} F_x &= M\ddot{x} & F_y &= M\ddot{y} & F_z &= M\ddot{z} \\ F_{\theta_x} &= I_x\ddot{\theta}_x & F_{\theta_y} &= I_y\ddot{\theta}_y & F_{\theta_z} &= I_z\ddot{\theta}_z \end{aligned} \quad (4.1)$$

2次の6自由度系なので、1つの自由運動系について変数は12個である。変数が多くなる



(a) Relative Coordinate



(b) Absolute Coordinate

図 4.1: 相対座標系と絶対座標系

が、これを状態方程式表現に書き換えたものが式 (4.2) である。

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x \\ \dot{x} \\ y \\ \dot{y} \\ z \\ \dot{z} \\ \theta_x \\ \dot{\theta}_x \\ \theta_y \\ \dot{\theta}_y \\ \theta_z \\ \dot{\theta}_z \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ \dot{x} \\ y \\ \dot{y} \\ z \\ \dot{z} \\ \theta_x \\ \dot{\theta}_x \\ \theta_y \\ \dot{\theta}_y \\ \theta_z \\ \dot{\theta}_z \end{bmatrix} \\
 &+ \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{M} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{M} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{M} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{I_x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{I_y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{I_z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ F_{\theta_x} \\ F_{\theta_y} \\ F_{\theta_z} \end{bmatrix} \tag{4.2}
 \end{aligned}$$

電磁界方程式については、変数は増えない。式 (3.13) との相違は、式を構成する外部入力項として推進コイルを考慮しなければならないことである。式 (3.9) と式 (3.10) から直接、式 (4.3) が得られる。

$$R \cdot I = -\frac{d}{dt} (M_e \cdot I_e + M_a \cdot I_a + M_s \cdot I_s) \tag{4.3}$$

電磁力についても運動方程式と同様に、変数が増えることになる。相互に及ぼす電磁力 F の各成分 $F_x, F_y, F_z, F_{\theta_x}, F_{\theta_y}, F_{\theta_z}$ は、仮想変位の考え方によれば式 (4.4) で与えられる。ここで $F_{\theta_x}, F_{\theta_y}, F_{\theta_z}$ は、それぞれ x, y, z 軸を中心軸とする回転方向、すなわちロール、ピッチ、ヨー方向の力のモーメントを表す。

$$F_x = \frac{dE}{dx} \quad F_y = \frac{dE}{dy} \quad F_z = \frac{dE}{dz}$$

$$F_{\theta_x} = \frac{dE}{d\theta_x} \quad F_{\theta_y} = \frac{dE}{d\theta_y} \quad F_{\theta_z} = \frac{dE}{d\theta_z} \quad (4.4)$$

これより,

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{dM}{dx} i_1 i_2 & F_y &= \frac{dM}{dy} i_1 i_2 & F_z &= \frac{dM}{dz} i_1 i_2 \\ F_{\theta_x} &= \frac{dM}{d\theta_x} i_1 i_2 & F_{\theta_y} &= \frac{dM}{d\theta_y} i_1 i_2 & F_{\theta_z} &= \frac{dM}{d\theta_z} i_1 i_2 \end{aligned} \quad (4.5)$$

と表すことができる。これを数値的に考えると、各コイル位置から6方向へそれぞれ微小変位したコイルを考え、本来の位置と変位後の位置における相互インダクタンスを求めることによって、電磁力が算出できることになる。これらの定式化をまとめて、時間依存の係数を持つ一つの状態方程式ができる。これを Runge-Kutta-Gill 法で解くことによって、未知の電流、台車位置、電磁力が定められる。

2次元解析においては仮想変位法は計算量も少なくなり有効である。これは、誘導反発浮上の2次元運動、すなわち y, z 及びロール方向の変位に対する安定性が保証されており、かつ推進方向の変位が既知であるため、数値計算上の不安定性を含んでいないことが理由である。しかし、3次元解析では推進方向の変位を許容する形であり、原理的に全6方向の安定性が保証されていない。すなわち、走行シミュレーションの3次元解析への拡張を行なうことによって、条件によっては収束計算の不安定性を生じる可能性がある。この不安定性を減じるためには、以下の方策が考えられる。

時間ステップを小さくする

この解法では、システムの支配方程式を変形して、最終的に状態方程式の形にしており、この状態方程式の求解には Runge-Kutta-Gill 法を用いている。本質的な解決策ではないが、前述の不安定性はこの求解法での時間刻み幅を小さくすることによって回避することができる。ただし、この結果計算量が増大することは避けられない。

時間ステップを小さくする

4.4 結言

前章の解析を発展させることによって、複数台車を持つ磁気浮上車両の走行シミュレーションを行なうことができる。本章では、この解析方法の拡張、拡張に伴う諸問題とその解決方法について言及した。

第 5 章

各手法による解析結果及び考察

5.1 緒言

これまで、超電導磁気浮上・推進システムの概要と特徴、解析の対象となるべき問題点、そのシミュレーションを数値解析によって行なうためのモデル化手法、及び解析方法について述べてきたが、本章では、これらを踏まえて、各種の解析法を用いて実際に解析を行った結果と、それが意味する内容についての考察を述べ、新たなシステム構築への一助となるべき提案を行なう。

5.2 質量無限大モデルによるマグネットの走行特性の評価

本節以下で解析に用いた, 超電導 LSM の諸元を表 5.1 に示す.

表 5.1: パネル構造推進コイルと超電導マグネットの諸元

推進コイル	パネル長さ	12.60[m]
	極ピッチ	1.35[m]
	SCM との間隔	内層 0.234[m] 外層 0.280[m]
	コイル形状	レーストラック形 1.3 × 0.6[m]
	コイル巻数	内層 8[turn] 外層 10[turn]
	コイル電流	三相对称交流 実効値 1.0[kA]
SCM	マグネット配置	片側 4 個 (2 磁極対)
	極ピッチ	1.35[m]
	起磁力	700.0[kA·turn]
	コイル形状	レーストラック形 1.08 × 0.5[m]

5.2.1 地上推進コイルの空間高調波による SCM 電流擾乱の解析

空間高調波が SCM に及ぼす影響を調べるため, 走行条件下で SCM と鎖交する磁束を求めた. 鎖交磁束は第 3.4.1 節で行なったように, 式 (3.2) の Biot-Savart の法則を用いて磁界を算出し, SCM 平面上の面積分をとることによって求められるが, ここではより計算量の少ない計算法として式 (3.4) で示した Neumann 積分を用いて SCM 閉ループと鎖交する一次磁束を求める. 超電導磁気浮上鉄道においては, 位置検出のフィードバックによる一次電流位相制御を行っているので, LSM の相差角は常に $\pi/2$ と考えてよい. この時, SCM と鎖交する磁束は理想的には 0 となるはずであるが, 第 3.4.1 節で述べた空間高調波の影響により, 図 5.1 のような変動を生じる. 超電導マグネットは永久電流モードで動作しており $R=0$ としてよい. このため磁束の外乱は式 (5.1) に示すようにマグネット電流値のゆらぎと比例する.

$$\frac{d\phi}{dt} \propto \frac{di}{dt} \quad (5.1)$$

この電流値のゆらぎは絶対値としては小さいが, 高い変化率を持っている. SCM において, マグネット電流の di/dt は, 素線間に流れる渦電流を引き起こし, 発生熱が安定性の面

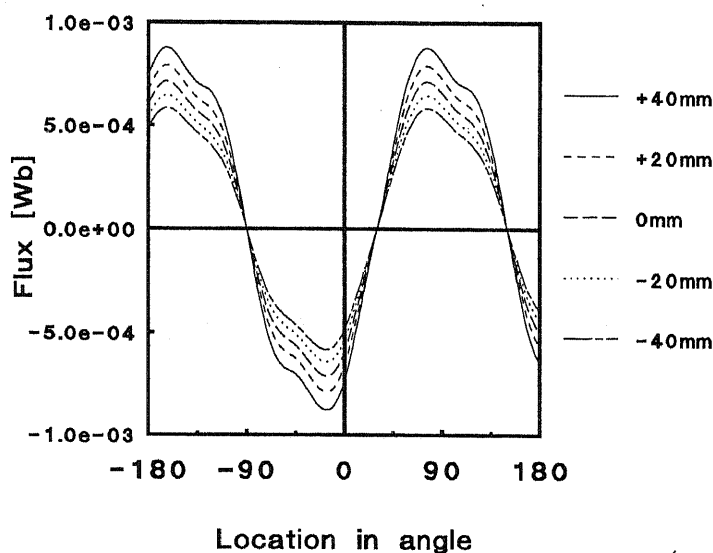
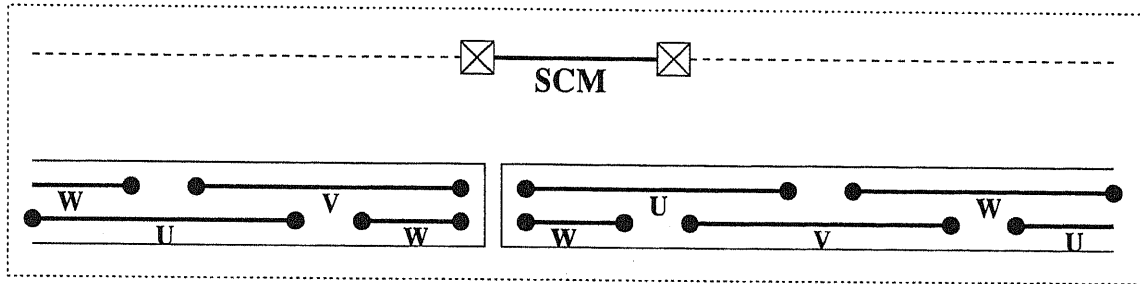


図 5.1: SCM の左右変位に対する di/dt の変化

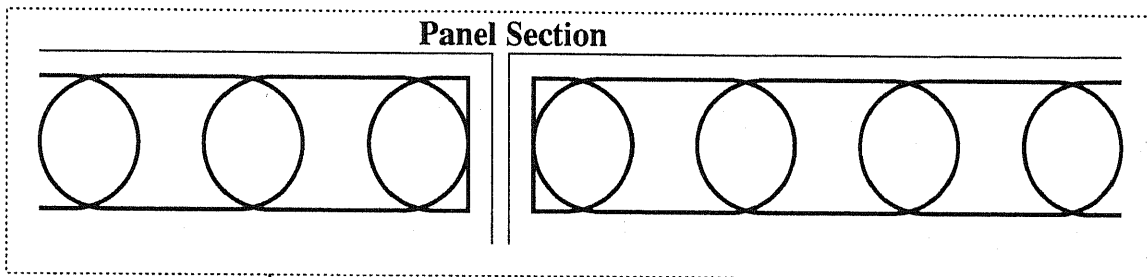
から問題になることがある。このため、空間高調波が引き起こす磁束の変化には注意が必要である。さらに、SCM が左右変位した場合の di/dt の感度解析を行った。この結果が図 5.1 である。SCM が地上推進コイルに近づいた時に磁束の変化が大きくなっている。解析対象としたシステムでは、SCM と 2 層の推進コイルの距離の差を、コイル巻数で補償している。つまり外側の推進コイルの巻数が多くなっている。図 5.1 に見られる特性の悪化は、この結果として必然的に現れるものである。この解析によって、推進コイルの空間高調波によって SCM に引き起こされる di/dt という形での擾乱が明らかになった。

5.2.2 パネル構造を持つ推進コイルによる擾乱の解析

実際の推進コイルは図 5.2 に示すようにパネル構造に取り付けられており、その端部コイルの形状のために推進力に擾乱を生じる [30]。この推進力の空間高調波成分は、超電導磁気浮上車両の乗り心地を悪化させるばかりでなく、車両連結部等の耐用年数にも影響し、さらに SCM への機械的擾乱となってマグネットの安定性を損なう原因となる。この擾乱を低下させ、より良いコイル配置を検討する目的で、変動の詳細を解析した。まず、SCM が地上推進コイル平面に作る磁界を計算した。実際には磁界は z 方向にも変動するが、ここ

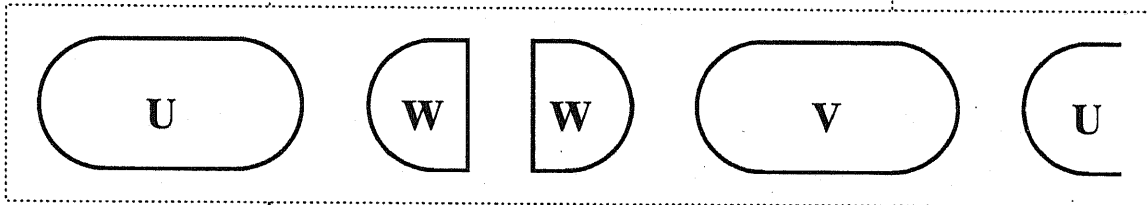


Top View

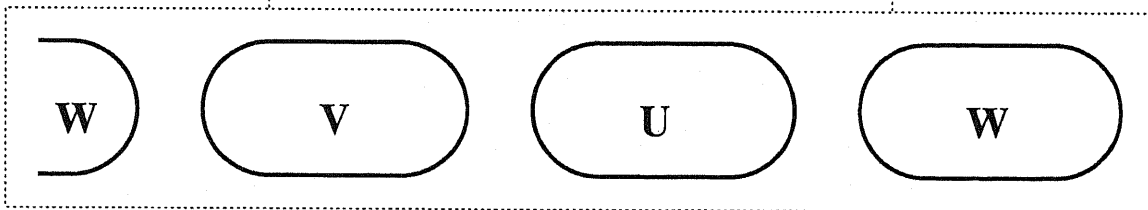


Panel Section

Side View



Outer Layer



Inner Layer

図 5.2: 推進コイルのパネル構造

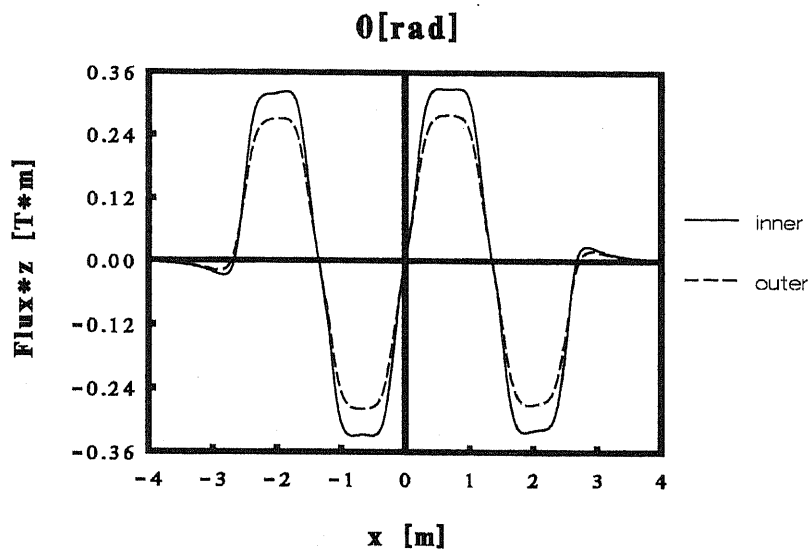


図 5.3: 推進コイル平面上での磁束分布

では推進コイル幅で積分した磁束の線密度を用いた。推進コイル平面上での磁束分布を図 5.3に示す。

この磁束密度分布を用いて SCM に生じる推力を解析した結果、図 5.4のように、空間高調波とともに推進力の低下が現れた。

推進力の低下は、図 5.2のパネルの継ぎ目において、コイルが2つに分かれているために生じるものであり、レーストラック形推進コイル一つの作る磁界を、その約半分の大きさの端部コイル2つを用いて完全に作り出すことは不可能であるから、原理的にこれを完全に除去することはできない。また、空間高調波は推力の変動分となって現れるため、SCM の振動をもたらすため、これを極力減少させなければならない。

パネル継目は、車両が 500[km/h] で走行した場合約 0.1[s] の間隔で通過するため、空間高調波と同様の周期的振動となる。SCM に加わる力の中でも、推進力は浮上力に次いで大きな力である。浮上力の振動に対しては、1 次及び 2 次サスペンションがこれを吸収する働きをするが、推進力方向はマグネット支持の形態が非常に剛であるため、この振動は SCM の安定性に対して有害である。

回転機においては、空間高調波の影響を減らすためには、分布巻、短節巻などの対策を行

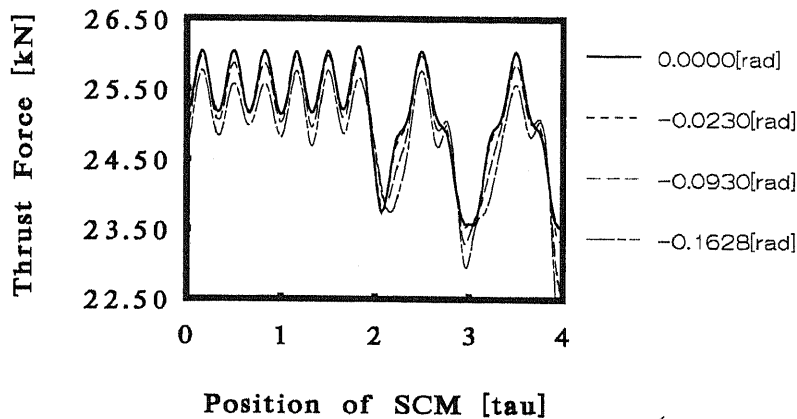


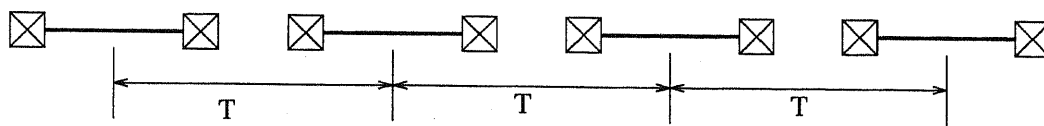
図 5.4: 推進コイルのパネル構造による推進力の変化

なっている。またドイツの高速磁気浮上車両 TRANSRAPID の常電導 LSM では、界磁側と電機子側との極ピッチをずらすことによって空間高調波の影響を減じている。

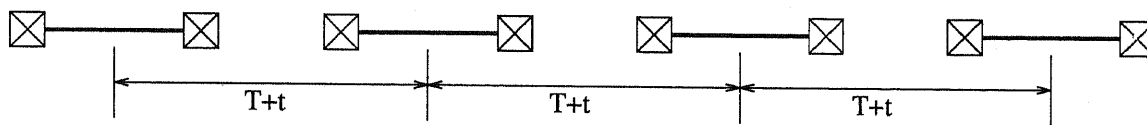
本方式の場合は、超電導マグネットを用いているため、界磁側の巻線を分布させることはほぼ不可能に近い。さらに推進コイルと SCM の距離は 200[mm] 以上離れており、2 層隔極配置のために巻線が在来型の回転機より疎であるため、分布巻の効果もそれほど上がらないと考えられる。このため、極ピッチをずらすなどの対策をとることが本来有効であろうと予測される。

ここでは、まず SCM の配置を変化させることによって高調波特性の改善を図った。通常の SCM の配置は、図 5.5(a) に示すように等間隔であり、一次側の極ピッチと一致している。

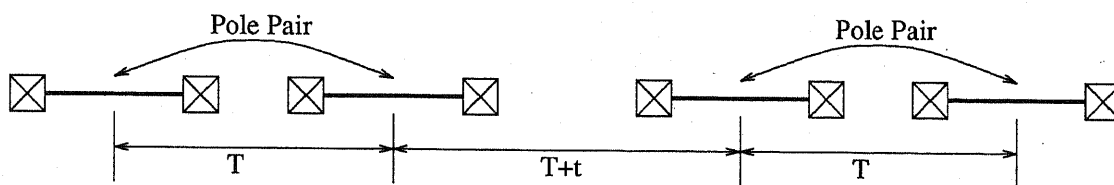
まず、図 5.5(c) のように 4 つの SCM を 2 つの磁極対とみなして、磁極対間の距離を変化させる方法を試みた。この結果を図 5.6 に示す。また、図 5.4 中の太実線でないものもこれと同じであるが、 $\Delta\tau$ が負、すなわち SCM の極ピッチを一次側より小さくした場合のものである。いずれをとってみても、わずかな改善しか見られないことがわかる。また、これと異なり、図 5.5(b) のように 4 つの SCM を等間隔に配置するが、その間隔を一次側の極



(a) Normal Configuration



(b) Change the Pole Pitch (Equal)



(c) Change the Pole Pair Distance

図 5.5: SCM の配置の変化

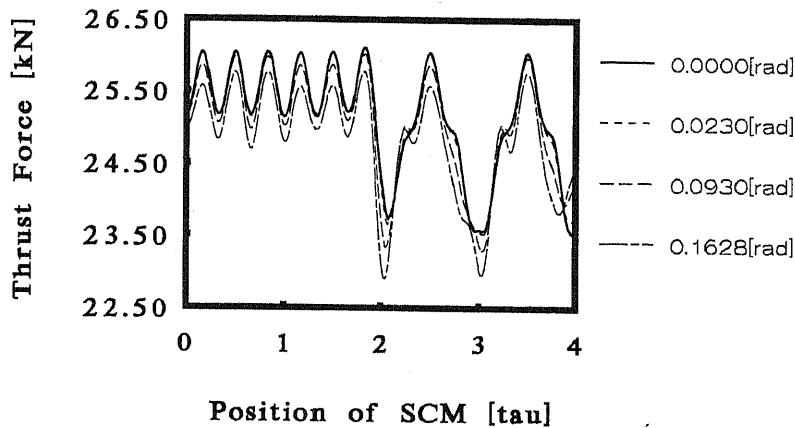


図 5.6: パネル継目での推進力の変化

ピッチと異なるものにするという方法も試みたが、これによっても推進力の低下は防げないことも判明している。すなわち、SCM の極配置を変化させることによっても、推進力の低下はわずかしき改善されないという結論を得た。

これらの方策をとると、パネル継目でない通常配置の部分での推進力も変化する。このようすを図 5.7 に示す。 $\Delta\tau$ が大きくなる、すなわち通常の SCM 配置からの変化が大きくなるのに伴って、推進力が低下すると同時にリップル含有率が変化していくことがわかる。この通常時の空間高調波によるリップル含有率の変化の様子を図 5.8 と 5.9 に示す。図 5.8 が SCM の磁極対間隔を変化させた場合、図 5.9 が各 SCM の間隔を変化させた場合の推進力のリップル含有率である。このリップル率は、車両の走行時に SCM に加わる推進力方向の振動の大きさを意味している。すなわち、これまでに述べてきたような対策をとることによって、SCM に定常的に加わる振動が逆に大きくなってしまふという結果が示されていることになる。この結果は、推進力の低下のわずかな改善に対してトレードオフの関係にあるが、いずれにしても SCM 極配置の変化による改善はほとんど不可能である、という結論を得たことになる。これは従来の回転機の常識と反する結果ではあるが、空心形のモータならば同様の結論が得られることが推測できる。すなわち、回転形の同期機であり、現在各国で開発

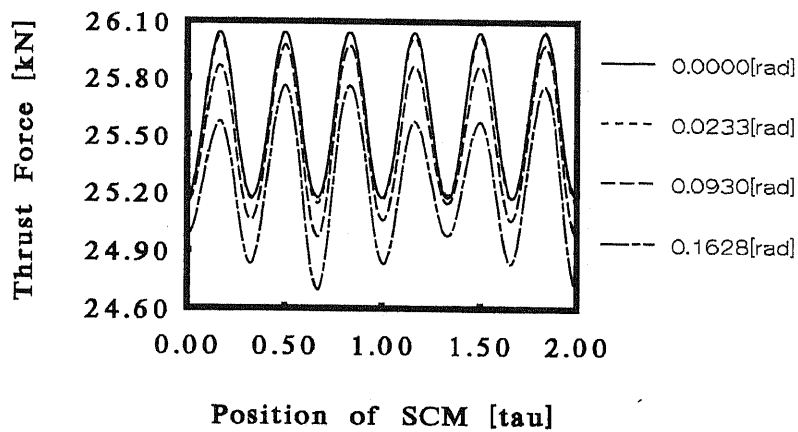


図 5.7: パネル継目以外での推進力の変化

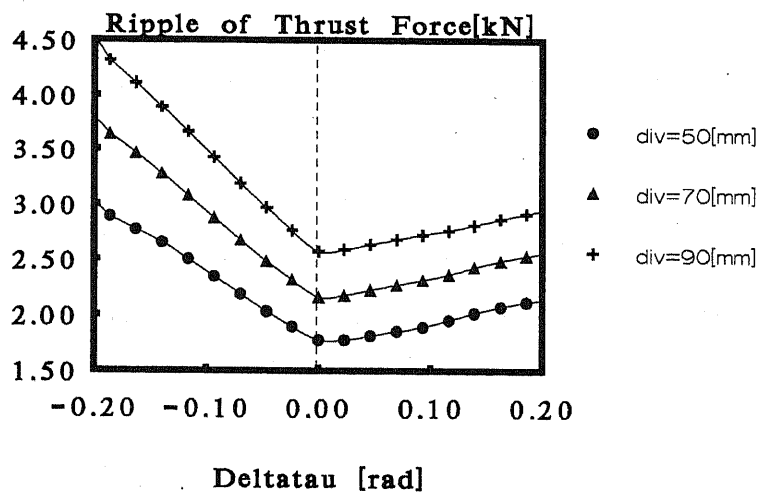


図 5.8: SCM 磁極対の間隔を変化させた時の推進力のリップル含有率

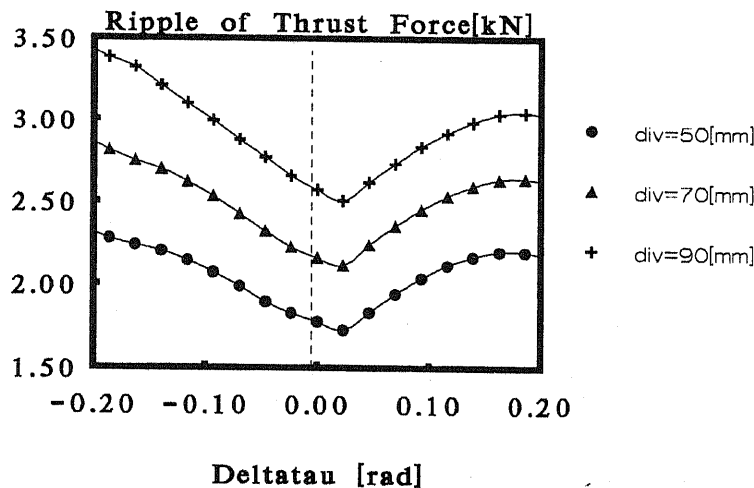


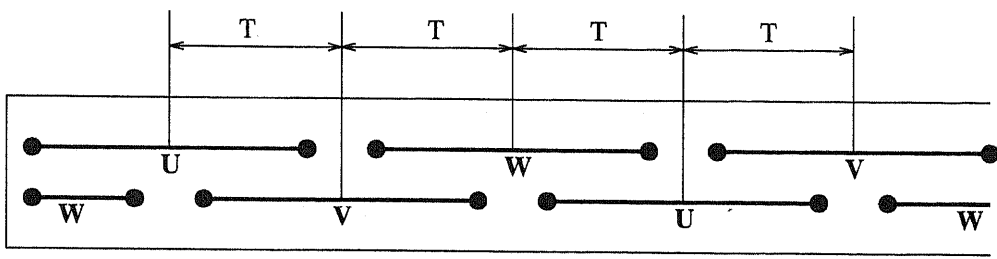
図 5.9: 各 SCM の間隔を変化させた時の推進力のリップル含有率

が進められている超電導発電機においても、発電電圧波形に対する空間高調波の影響が出てくることが予想できる。

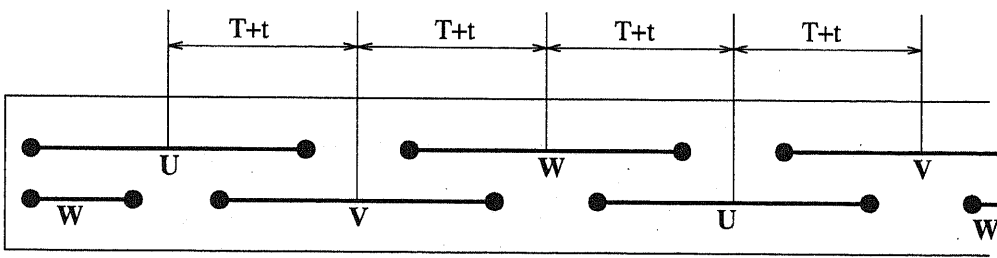
さらにここでは、本システムに特有の性質を利用して、特性の改善を試みた。回転機や、常電導の鉄心を用いた一次側を持つ LSM では一次側の巻線の位置を変えることは不可能であるが、このシステムの地上推進コイルは 2 層隔極配置であるから、図 5.10 のように推進コイルの位置を変化させることができる。パネル構造をとっているため、パネル継目周辺部だけの位置変化も可能である。

ここでは、推進コイルをパネル中心方向へ等間隔に寄せた場合、すなわち図 5.10(b) の増加量 t が正である場合と、逆にパネル継目方向に等間隔に寄せた場合、すなわち t が負である場合についての解析を行なった。図 5.11 が $t > 0$ 、図 5.12 が $t < 0$ の場合の推進力の変化である。

パネル中心方向へ等間隔に寄せた場合は特性が明らかに悪化している。パネル継目の推進コイルの配置は、起磁力の低下を意味する。このため、パネル継目方向に寄せた場合、この起磁力の低下を周辺部で補っている形になるため、推進力の低下は抑えられている。しかしローカルな最小値が下がってスパイク的変動になっていること、通常部分でのリップ



(a) Normal Configuration



(b) Change the Coil Pitch

図 5.10: パネル継目付近の推進コイル位置の変化

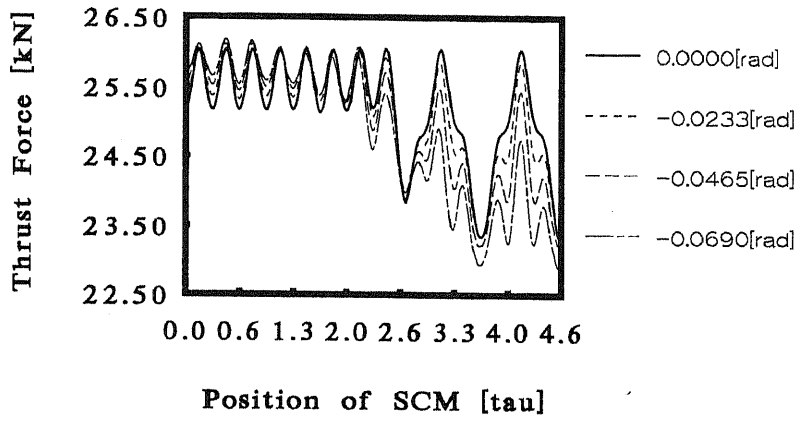


図 5.11: 推進コイルをパネル中心へ等間隔に寄せた場合の推進力

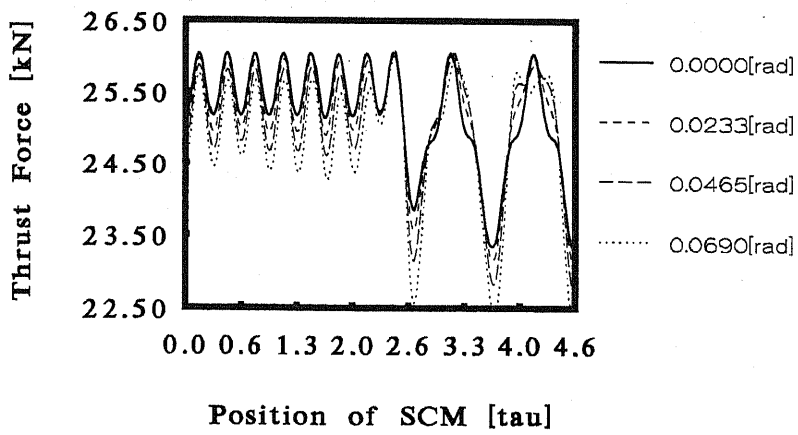


図 5.12: 推進コイルをパネル継目へ等間隔に寄せた場合の推進力

ル率が増加していることを考えると、いずれも一長一短であり、決定的な改善策とは言えない。

本節で得られた結論をまとめると、SCM に推進力の形で加えられる擾乱には、推進コイルの空間高調波によるものと、パネル継目での推進コイル配置によるものがあるが、これらの擾乱は推進コイルや SCM の配置の改良などでは除去し切れないということである。すなわち、システムが大きく変わらない限り、この擾乱は必然的に SCM が受け止める必要性があり、マグネット側の機械的加振に対する耐久力を高める必要性があることが結論づけられる。

5.2.3 台車に発生する力とクライオスタットへの熱侵入の評価

次に、台車に発生する推力及び浮上力を確認し、地上コイルの空間高調波によるクライオスタットへの熱侵入の評価を行なった。クライオスタット各層は SCM を取り囲む箱状であるが、台車の発生力と SCM への擾乱を考える上で地上コイルと反対側の導体板は必要ではない。このため、図 5.13 に示すように、導体板を地上コイル群と SCM の間に存在する平板として考えた。地上コイルの自己インダクタンス及び抵抗は既知であり、ここでは表 5.2 の電気定数を用いた。

表 5.2: 地上コイルの電気定数

推進コイル	抵抗	$73.2 \times 10^{-6} \Omega$
	自己インダクタンス	$2.00 \times 10^{-6} [H]$
	相互インダクタンス	(上下) $0.3908 \times 10^{-6} [H]$
		(隣接) $-0.0196 \times 10^{-6} [H]$
浮上コイル	抵抗	$16.9 \times 10^{-6} \Omega$
	自己インダクタンス	$0.512 \times 10^{-6} [H]$
	相互インダクタンス	(上下) $-0.0368 \times 10^{-6} [H]$
		(前後) $-0.0285 \times 10^{-6} [H]$

いずれも 1[turn] 換算の値

第 3.4.3 節で示した解析方法に基づいて、導体板をうず電流要素に分割して解析を行った結果を示す。図 5.14 が推進力、図 5.15 が浮上力である。

初期変動は、逐時計算における初期値が 0 であるため生じるもので、問題はない。中間

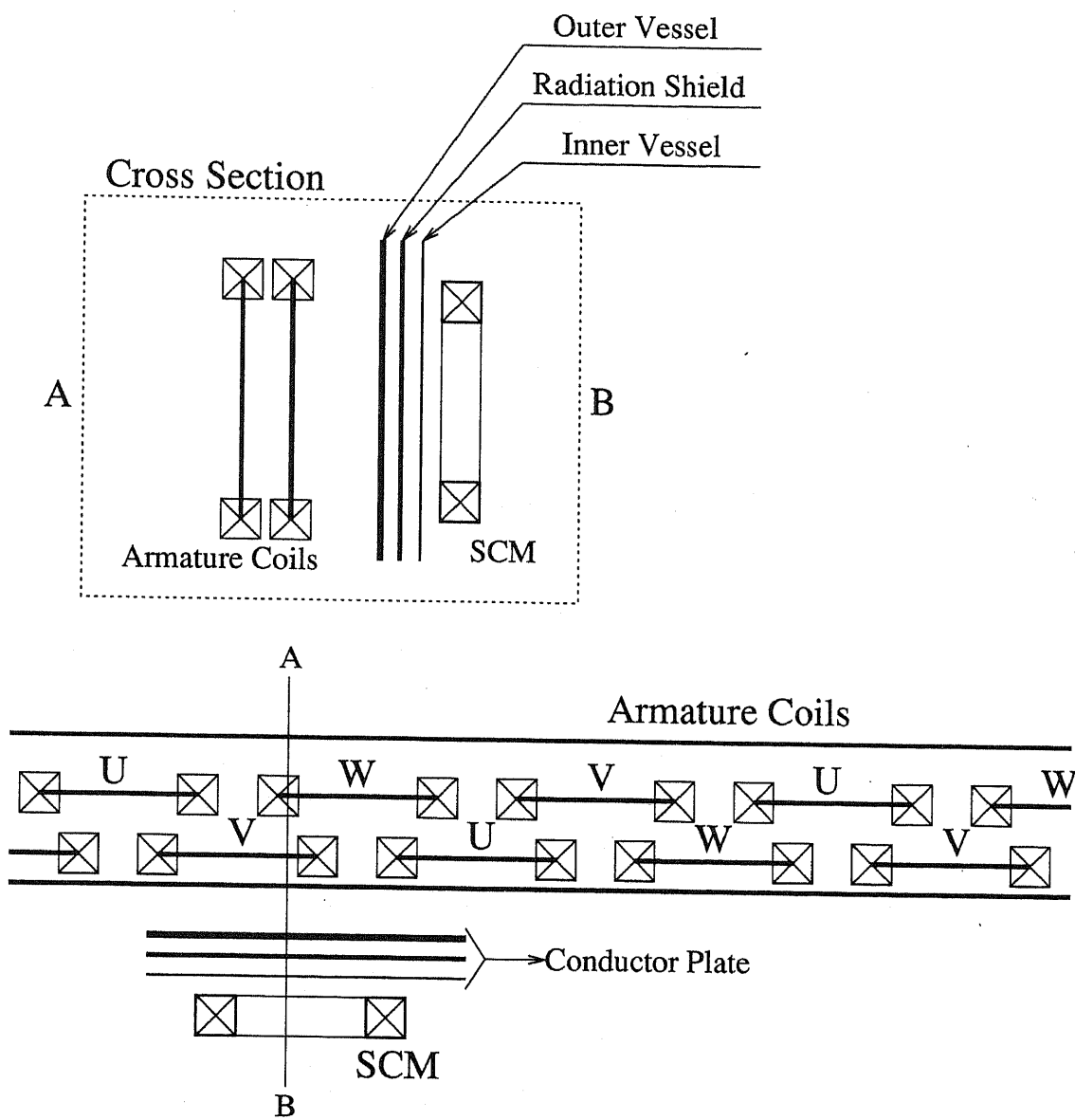


図 5.13: クライオスタット各層の導体板による近似

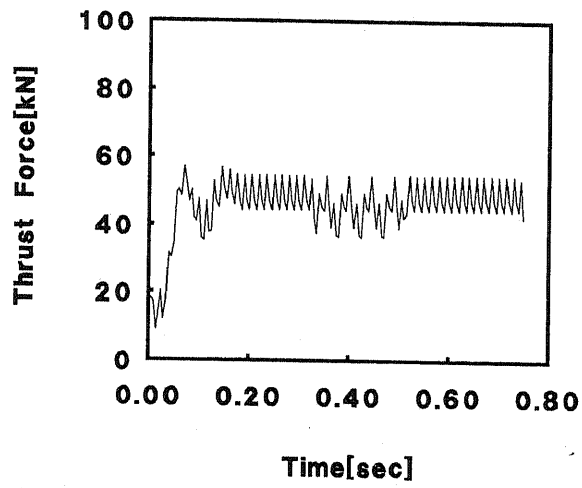


図 5.14: 台車に発生する推進力

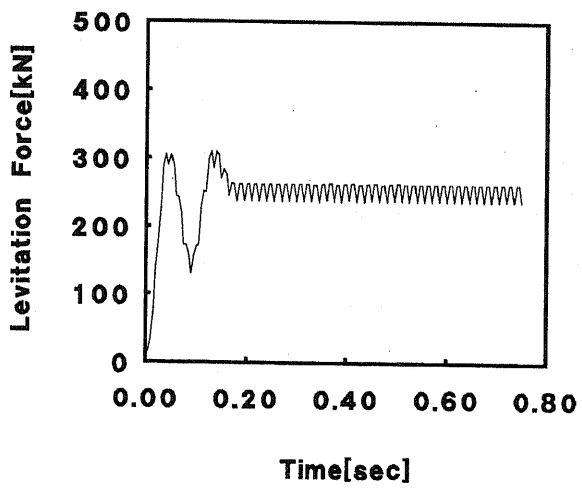


図 5.15: 台車に発生する浮上力

位置での推進力の低下は、第 5.2.2 節で述べた地上コイルのパネル継ぎ目が原因となっている。小さな振動は、浮上コイル及び推進コイルの空間高調波に起因する。このような力の変動、さらにそれから生じる振動は、SCM の安定性にとって重要である。この変動は、原理的に浮上コイルの非連続性によって生じると考えられるが、浮上コイルの軌道方向長さを短縮する、または連続した導体板を用いることによってこの振動の軽減が可能である。

さらに、この走行状態におけるクライオスタット内槽への熱侵入量の評価を行なってみよう。この計算によって求められたうず電流の大きさと、近似短絡コイルの抵抗を用いて、各部のうず電流損失を求めることができる。クライオスタット各層における損失を図 5.16 に、浮上コイルにおける全損失を図 5.17 に示す。クライオスタット内、特に内槽での損失は、ヘリウム温度冷凍機の定格に関わる重要な問題である。この損失は 8 個のマグネット全部についての和であるが、両側で 40[W] である冷凍機の定格に対して大きな値を示している。この損失は推進コイルと浮上コイルの空間高調波が原因であるため、さらに空間高調波を減少させる必要性、及び外槽及びシールド板の導電率向上による高調波遮蔽能力の向上の必要性がある。浮上コイルの損失については、この数値は走行セクション内での全損失であり、クライオスタット内の損失と比較してほぼ 1 桁大きいことがわかる。この台車の走行時における抗力は、これを速度で除することによって求められることになる。

この解析は電磁界解析に比べれば簡便であるものの、相互インダクタンスの計算量が多いためここでは計算量の軽減を行なう。考えられる方法として、クライオスタットの 3 層のうち、電流値の少ないものを省略することが考えられる。この検証のために、各層に流れるうず電流値を比較してみた。結果を図 5.18 に示す。

外槽、輻射シールド、内槽の順に電流値が減少しているが、2 倍以上の差はなく、どれも無視することは不適當である。このため計算量軽減の方向性として、重なり合うコイルの並列・単一化が考えられる。そこで、図 5.19 のように、3 枚の板を重ね合わせて並列にし、3 層を合わせた導電率を持つ一枚の導体板だけが存在するものと近似した電流要素を考え、解析を行った。未知の電流要素数、すなわち行列のサイズは (クライオ)+(浮上コイル) で

$$\text{旧 } 78 + 168 = 246$$

$$\text{新 } 30 + 168 = 198$$

とほぼ 80% となり、約 1/2 の計算量でほぼ同じ結果を得ることができた。この要素数からわかるように、計算量すなわち方程式の次元数に大きく寄与しているのは浮上コイルであ

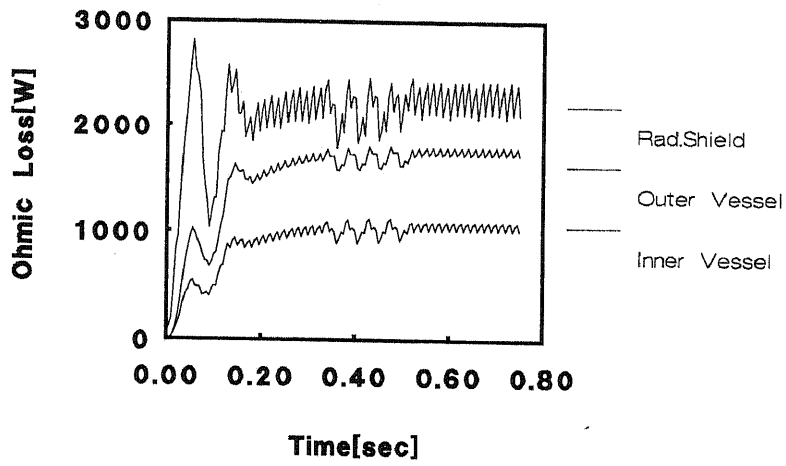


図 5.16: 台車走行時のクライオスタット各層における熱損失

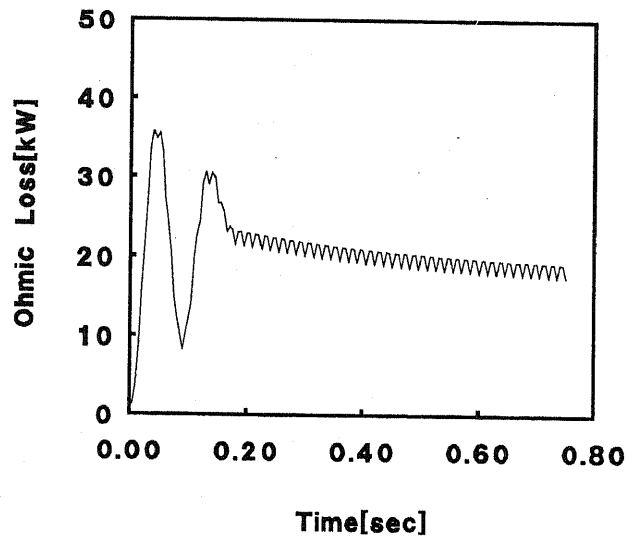


図 5.17: 台車走行時の浮上コイルにおける全熱損失

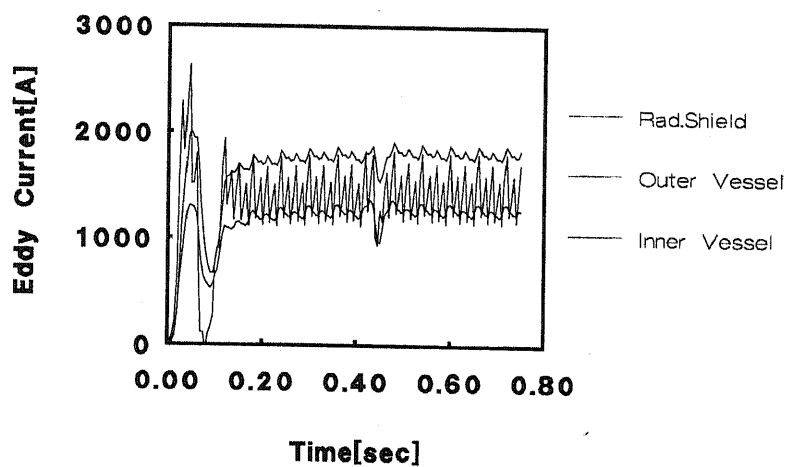


図 5.18: 台車走行時のクライオスタット各層におけるうず電流

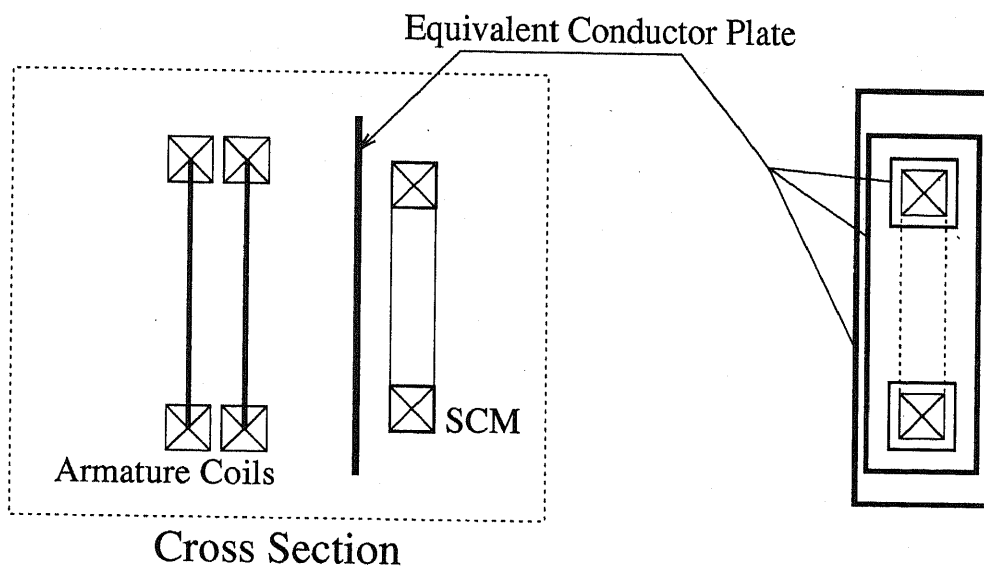


図 5.19: クライオスタット各層と等価な一枚の導体板

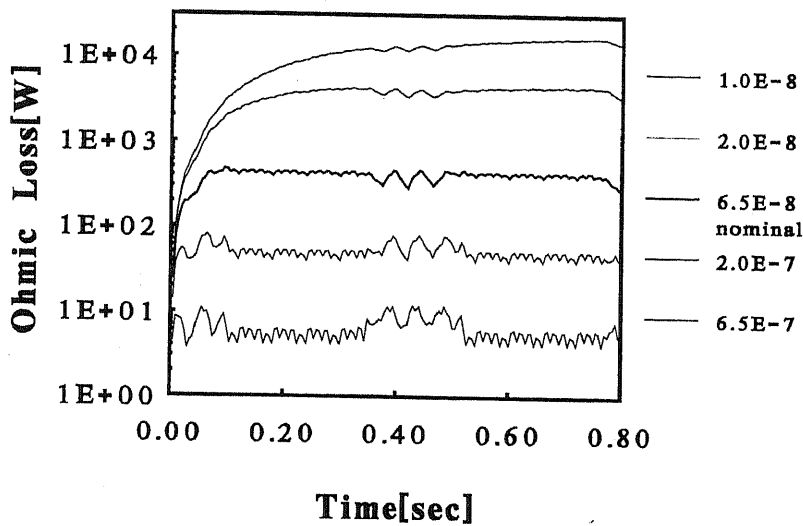


図 5.20: 導体板の抵抗率とクライオスタット中の熱損失

るため、この扱い方を工夫する必要がある。すなわち、遠距離でほとんど相互干渉がないコイルを自動的に計算から外すなどの処置によってさらに計算量の軽減を計ることができると考えられる。

図 5.20が導体板におけるオーム損である。この損失は地上推進コイルの空間高調波によって生じるもので、内槽と超電導巻線では十分小さくならない。クライオスタット外槽での損失とは外槽の遮蔽能力そのものであるから、図 5.20は外層の遮蔽効果の抵抗率依存性を表していることになる。抵抗率が低いほど遮蔽効果が高くなるが、あまり低くし過ぎると等価的な時定数が大きくなるため、速い外乱に追従できなくなってしまうことがわかる。

以下に示すのはこの解析の解析パラメータへの依存性である。図 5.21は、外槽を表現している導体板のうず電流要素への分割数をパラメータとして導体板中の総損失を求めたものである。15 nodes, 30 single とあるのが上下一列に要素をとったもの、30 double, 60 nodes とあるのが上下に二列要素を取ったものである。導体板のうず電流要素への分割の様子を図 5.22に示す。30 single だけが突出して大きな損失を示している。これは空間高調波と渦電流要素の進行方向の長さ、そして要素のインピーダンスが互いに相関して起こる

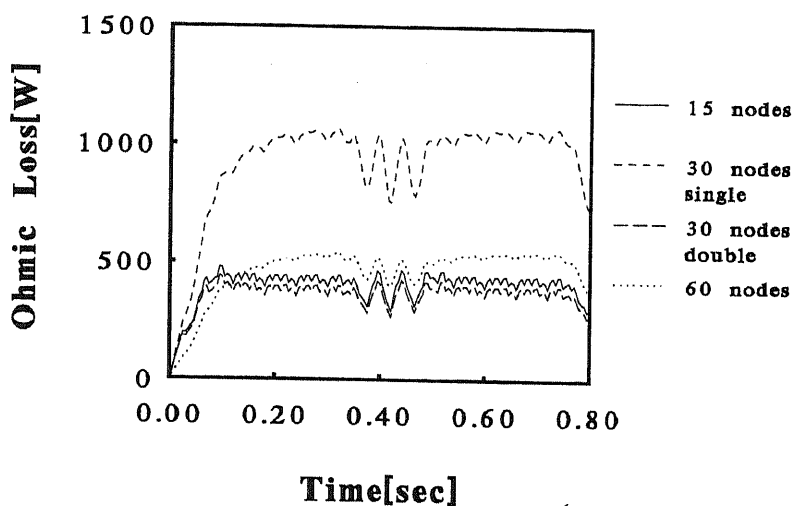
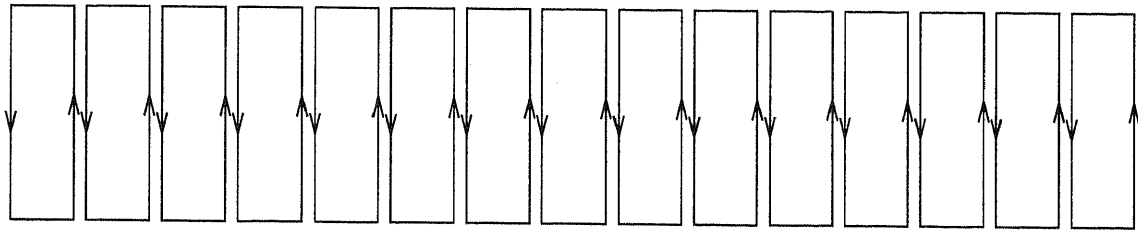


図 5.21: 外槽の要素分割数とクライオ内熱損失

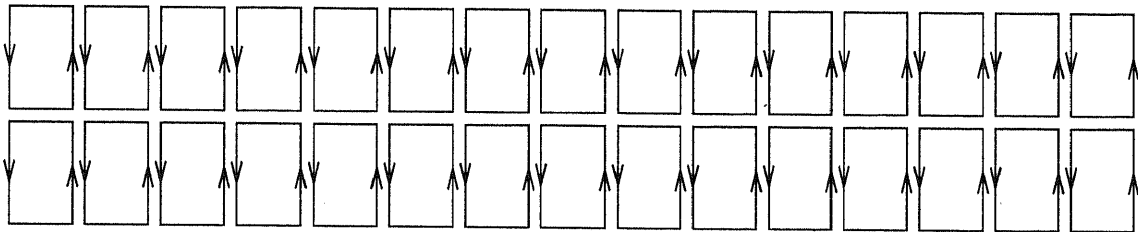
共振であると考えられ、この特異点をはずれた値でなければ解析に信頼性が乏しいと言える。一方、与えるパラメータだけからこの共振現象を予測するのは不可能に近いため、これを避けるためには cut& try が必要となる。

また図 5.23 は渦電流要素数を固定したまま、2 次側台車の移動速度を変化させたものである。これにおいてもやはり特異点が見られ、波形からみて 30[m/s] は臨界に近い動作状態であることがわかる。

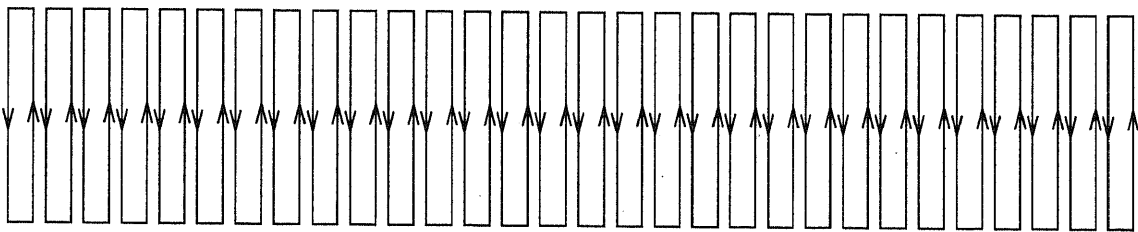
以上、この解析法はパラメータ感度が高いことが明らかになったが、反面、このシステムの SCM は非常に不安定であるということも言えるであろう。加減速の中途段階において共振が起こり得ることに注意が必要であるし、さらに複雑な構造をしたクライオスタットにおいて、わずかな構造の変化が大きな安定性の変化につながるとも言える。



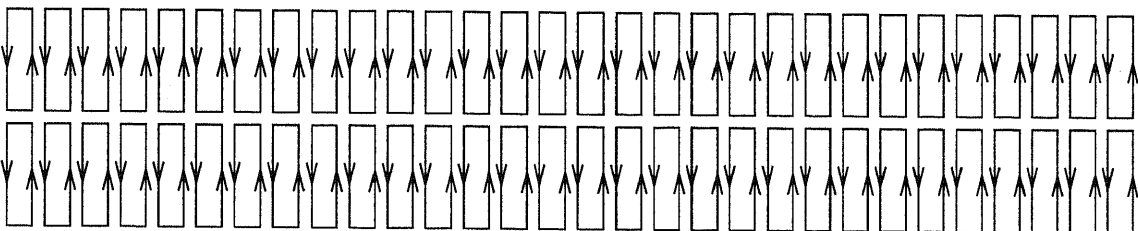
(a) 15nodes



(b) 30 nodes - Single line



(c) 30 nodes - Double line



(d) 60 nodes

図 5.22: 導体板のうず電流要素への分割

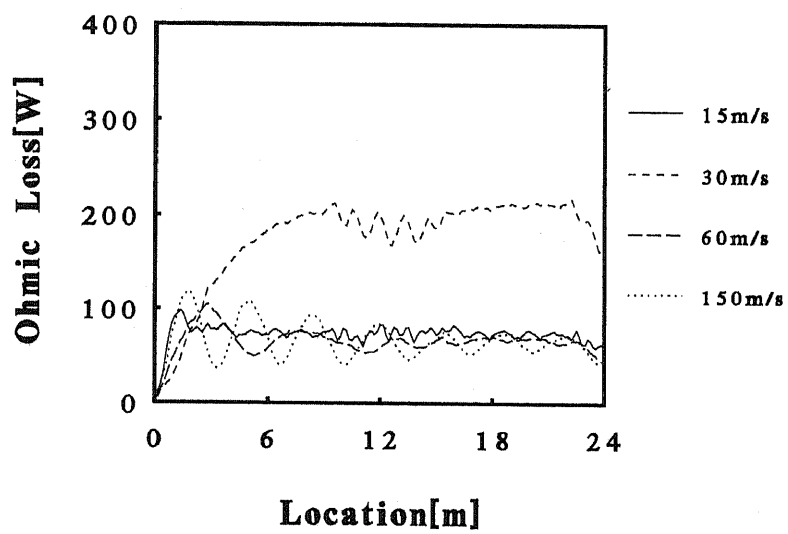


図 5.23: 台車の走行速度とクライオ内熱損失

5.3 台車の走行シミュレーション

第3.4.4節に述べた方法で、磁気浮上台車の走行シミュレーションを試みる。目的は $y-z$ 平面内での行動を記述することであり、クライオ各層の損失は浮上コイルのドラッグなどに比べて3桁程度小さい値であることが判明している [43] ため、仮定としてクライオ各層は無視することが妥当であろう。車上側は SCM だけ、地上側は浮上コイルだけというモデルについてこれらを連成して解いた結果の一例を図 5.24 に示す。これは左右方向にマグネットが変位した場合の定常浮上力特性を示すものである。示されている浮上力はマグネット 1 つについてのものであるが、図 5.15 との対照のためにマグネット 8 個 (1 台車両側) の値に換算した。浮上コイルのピッチに応じて浮上力に振動が生じていること、さらに片側コイルに生じる浮上力は左右変位に対して線形ではないことがわかる。

5.3.1 曲線通過時及び横風時の台車の挙動解析

台車が曲線部を通過する時、及び横風時は台車の左右変位が最も大きい時である。このときの台車の挙動解析が、前節のシミュレーションに外力を与えてやることによって実現できる。図 5.25 は、ステップ横方向力を加えたときの SCM に働く浮上力の時間変化である。この横方向力は、図 5.26(a) に示すように、台車の重心に加えられている。このステップ横方向力は曲線通過時の遠心力に対応する。パラメータは浮上コイルの抵抗で、収束する力の大きさが異なることから平衡点が変わることがわかり、これとともにダンピングや基本振動の時定数も変化していることも読みとれる。また、図 5.27 は、このときの台車重心の軌道断面上の軌跡である。台車は、初め下方向に沈み込むような挙動を示す。実際にはこの時点では同時にロール方向運動が発生している。その後、台車重心は横方向に約 40[mm]、上方に約 4[mm] ずれた新しい安定位置へ振動しながら収束する。小さな振動は浮上コイルの不連続性によるものである。0.2[G] の横方向外乱力で過渡的に 50[mm] 以上の横方向変位が発生することが判明したが、同時に、ステップ入力に対する安定性としては、大きなダンピングが得られていることもわかる。解析結果から得られる電流値から損失を求めると、エネルギー的にはこのダンピングは浮上コイルのオーム損に変化していることがわかる。

また、横方向の突風や対向車とのすれ違い時の外乱を模擬するために、方形波状のパルス入力に対する応答を求めた。この横方向力は、軌道を走行する車体への横風を模擬するた

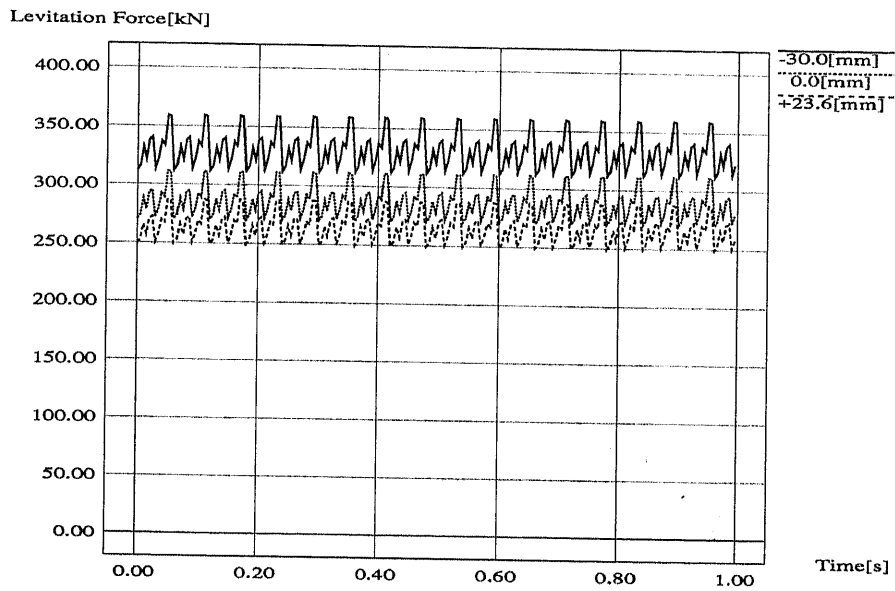


図 5.24: 電磁・運動の方程式を連成して解いて得られた浮上力特性

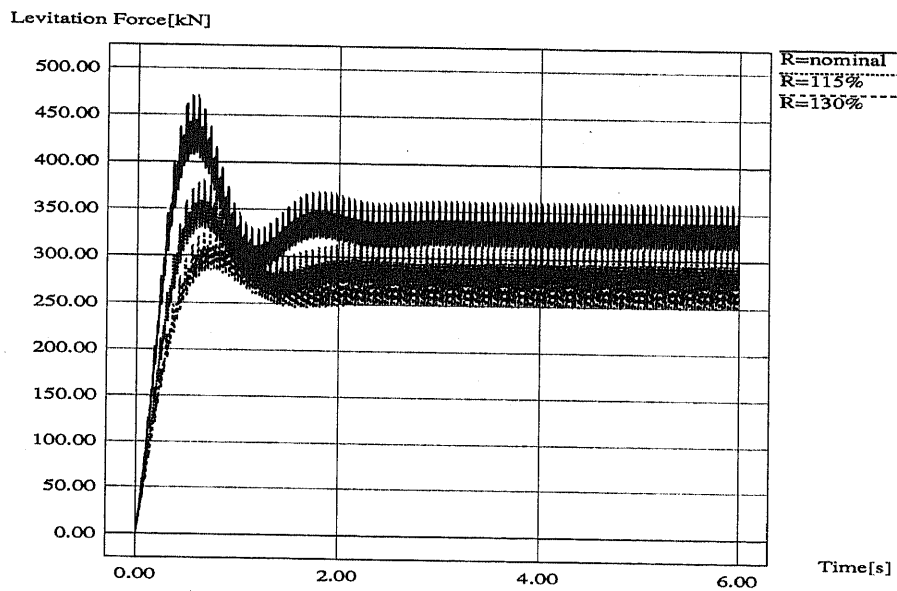
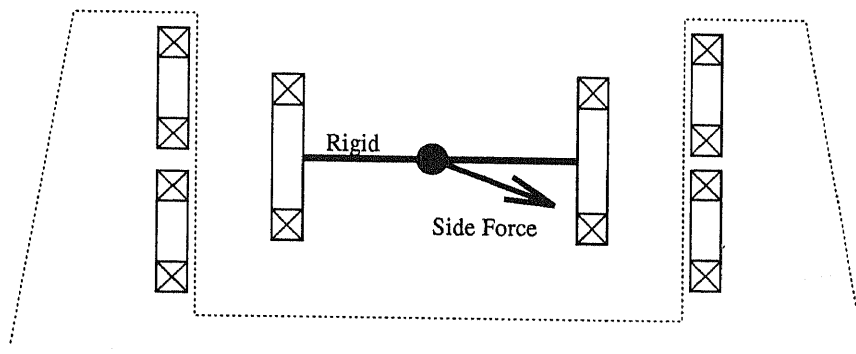
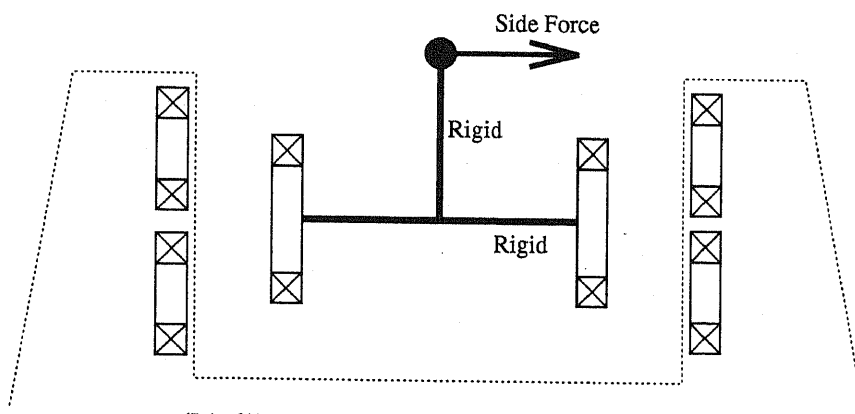


図 5.25: ステップ横方向力に対する浮上力特性



(a) Side Force to Simulate Curve



(b) Side Force to Simulate Gust

図 5.26: 2次元走行モデルに横方向力を加える位置

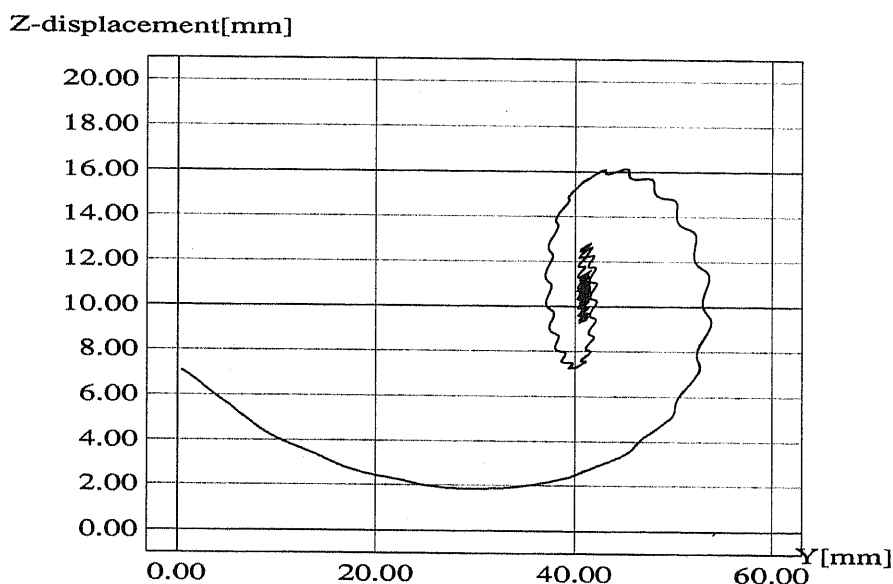


図 5.27: ステップ横方向力に対する台車重心の軌跡

めに, 図 5.26(b) に示す台車重心の上方に加えられている. 図 5.28が, 幅がそれぞれ 0.5[s], 1.0[s], 2.0[s] の単パルス入力に対する横方向変位の時間応答である. 電磁力の非線形性のために, 40[mm] 程度の変位ですでに単純な重ね合わせは成り立たないが, いずれの場合においても, 過渡的にも安定な浮上特性を持っていることがわかる.

誘導反発を用いる磁気浮上方式では, 高速度領域において負のダンピング係数を持ち不安定になる可能性があるとの指摘があるが, 本節の検討では, 全ての速度領域において大きなダンピングと良好な浮上特性が得られた. この解析の原理から考えると, 浮上コイルでは必ず横方向変位に対する損失が発生することからダンピングが負にはならないことは明らかである. ただしこのようなシステムでは, 推進方向の変位に対して抗力を発生すべき電流との線形重ね合わせの理が成り立たないことも事実であり, 類似のシステムでもダンピングが負にならないとは言い切れない.

5.3.2 3次元走行モデルによる検証

2次元モデルの正当性の検証と, 3次元走行モデルの動作確認の目的で前節と同内容のシミュレーションを行なった. 用いたモデルは第 4.3.2節で述べたものである. 結果は, ヨー及びピッチ方向にわずかな振動が発生し, このため 0.5[とはいえ, 結果としてはほぼ完全

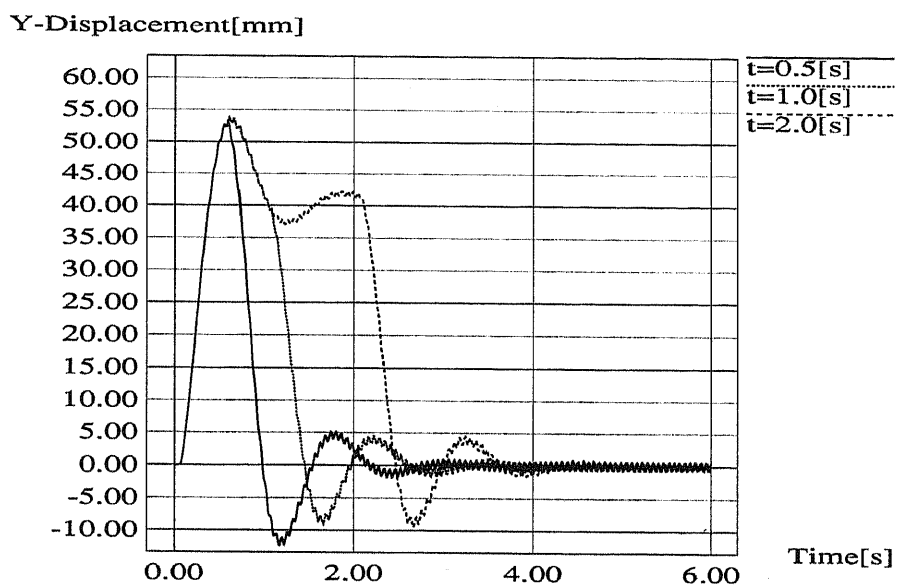


図 5.28: 方形波パルス力に対する横方向変位特性

に一致したと言って差し支えない挙動を示した. これによって, 前節の内容の正当性と, 次節で用いる 3次元走行モデルの動作が確認できた.

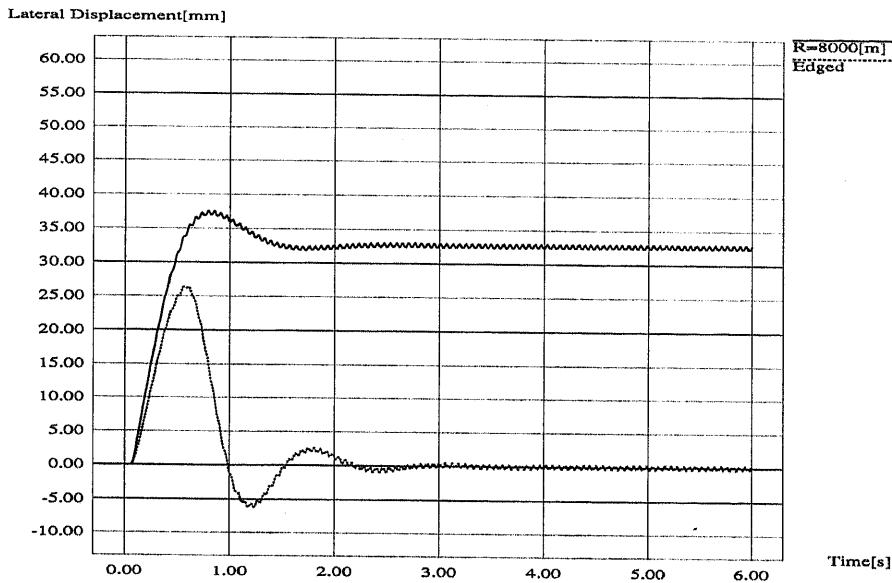


図 5.29: 曲線突入及び通過時における浮上力特性

5.4 車両の走行シミュレーション

本節では、第 4.3.2 節でそのモデル化について述べ、第 5.3.2 節でその正当性を検証した台車の 3 次元走行モデルを用いて、車両の走行シミュレーションを行なう。

5.4.1 車両の曲線部突入時の挙動解析

ここでは、宮崎実験線では確認することが不可能であった、台車が曲線部に突入する時の挙動解析を行なってみることにする。図 5.29 が、曲線部突入時の SCM に働く浮上力の時間変化である。この曲線部は、図 5.30 に示すように、小さな角折れの連続となっている。ただし、実際は曲線の半径 8000[m] に対してパネル長さは十分短いので、角折れはごく小さなものである。なお、このとき曲線手前に緩和曲線部分は設けていない。

パラメータは浮上コイルの抵抗で、収束する力の大きさが異なることから平衡点が変わることがわかり、これとともにダンピングや基本振動の時定数も変化していることも読みとれる。

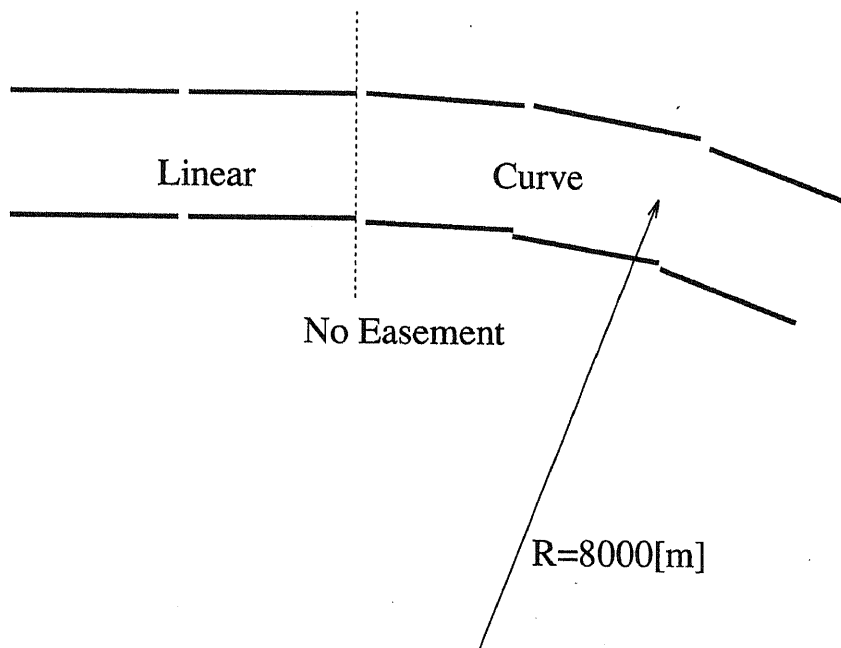


図 5.30: 3次元走行モデルが突入する曲線部の概念図

5.4.2 軌道不整による外乱に対する挙動

解析結果から得られる電流値から損失を求めると、エネルギー的にはこのダンピングは浮上コイルのオーム損に変化していることがわかる。

5.5 結言

本章では、前章までに示された結果と提案された手法を、実際の超電導磁気浮上・案内・推進システムに適用して様々な方面から解析を行ない、その複雑な性質の一部を明らかにした。

まず、地上推進コイルの空間高調波による SCM 電流擾乱の解析を行なった。磁束の外乱はマグネット電流値のゆらぎと比例するため、空間高調波が引き起こす磁束の変化には注意が必要である。さらに、SCM が左右変位した場合の di/dt の感度解析を行い、2層配置の推進コイルに起因する、左右変位時の SCM 電流値変化の増大が明らかになった。

次に、パネル構造を持つ推進コイルによる推進力擾乱の解析を行なった。推進コイルはパネル構造に取り付けられており、その端部コイルの形状のために推進力に擾乱を生じる。SCM に生じる静推力を解析した結果、推進コイルによる空間高調波とともに推進力の低下が現れた。これらの改善を図るために

- 4つの SCM を2つの磁極対とみなして磁極対間の距離を変化させる
- SCM の間隔を等間隔を保ったまま変化させる
- 推進コイルをパネル中心方向へ等間隔に寄せる
- 推進コイルをパネル継目方向へ等間隔に寄せる

などの方策について検討したが、いずれも一長一短であり、パネル継目でない通常配置の部分での推進力のリップル含有率が大きくなるという問題点があることが判明した。すなわち、SCM に推進力の形で加えられる擾乱には、推進コイルの空間高調波によるものと、パネル継目での推進コイル配置によるものがあるが、これらの擾乱は推進コイルや SCM の配置の改良などでは除去し切れない。この擾乱は必然的に SCM が受け止める必要性があり、マグネット側の機械的加振に対する耐久力を高める必要性があることがわかった。これは従来の回転機の常識と反する結論ではあるが、空心形のモータならば同様の結果が得られると予想されることも同時に指摘した。

また、第3.4.3節で示した解析方法に基づいて、台車に発生する推力及び浮上力を確認し、地上コイルの空間高調波によるクライオスタットへの熱侵入の評価を行なった。この結果内槽での損失を減少させる必要性があることを指摘した。この損失は推進コイルと浮上コイルの空間高調波が原因であるため、さらに空間高調波を減少させる必要性、及び外槽及

びシールド板の導電率向上による高調波遮蔽能力の向上の必要性がある。これに基づいて、導体板におけるオーム損の抵抗率依存性を求め、高調波遮蔽能力の向上のために外槽の導電率を上げるという改善策を示した。同時に、この方法でシステムを解析する際のパラメータ感度の高さについて指摘し、さらに複雑な構造をしたクライオスタットにおいて、わずかな構造の変化が大きな安定性の変化につながる可能性について言及した。

さらに、第3.4.4節に述べた方法で、車上側はSCMだけ、地上側は浮上コイルだけという2次元モデルを用いて曲線通過時及び横風時の台車の走行シミュレーションを試みた。これによって、浮上コイルの抵抗によって平衡点とダンピングや基本振動の時定数が変化すること、さらに曲線通過時の台車の軌道断面内での挙動が明らかになった。また、横方向の突風や対向車とのすれ違い時の外乱に対して過渡的にも安定な浮上特性を持っていることも判明した。ただしこのようなシステムでは、線形重ね合わせの理が成り立たないため、類似のシステムでもダンピングが負にならないとは言い切れない。

最後に、第4.3.2節で述べたモデルを用いた3次元走行シミュレーションを行ない、車両の曲線部突入時の挙動と軌道不整による外乱に対する挙動を明らかにした。

第 6 章

結論

6.1 本研究の結論

本研究で得られた結果, 考察についてまとめてみる.

第 1 章では, 本研究の背景, 目的について述べると共に, 本研究の主要な内容を概観し, 本研究の位置づけを示した.

第 2 章では, まず本論文が対象としている超電導磁気浮上・推進システムの概要と特徴について述べた. このシステムを解析対象とする場合に重要となるのは以下の点である.

- 力学的には台車は剛体系
- 空心のコイル・マグネットを用いる開磁路系
- 大きな 3 次元空間中に多数配置された, 複雑な形状の巻線と導体が解析対象
- 解析対象が固定もしくは周期的位置になく, 高速で移動している
- 電磁力は原理的に 2 次形式であり, 非線形性が強い

また, これまでに行なわれた推進・浮上・案内系の各種の理論的・数値的解析手法について, 特に発生力の算出方法に注目して分類・列挙し, 解析方法について分析するとともにそれらの適応範囲と得失について概観した.

これらの記述から結論づけられることは, 本論文が対象としている超電導磁気浮上・推進システムは, その推進特性などは在来の手法を用いて解析することができるが, 電磁的外乱や台車の運動特性などを求めるためには別の手法を用いる必要があるということである.

第3章では、まず、この研究で対象としているシステムを構成する各コンポーネントの詳細について、車上のマグネットとクライオスタット、地上の推進及び浮上案内コイルに分けて述べ、解析に用いる数値と条件を明確にした。そして、推進コイルの形状と配置によって生じる空間高調波を求め、その超電導マグネットへの影響と重要性について指摘した。また以下の2つのモデル化手法を提案した。

- 台車の質量無限大モデル
- 台車の2次元走行モデル

前者は、超電導マグネットへの電磁的外乱及び熱侵入量を評価し、基本的な推力及び浮上力特性を求めるためのモデルである。また後者は、台車の浮上・案内特性を求めてシステムが安定した走行状態を保てるかどうかを解析するためのモデルである。

2手法の共通点は、コイル及びマグネットの形状と空間的配置を回路方程式に置き換えるという部分にある。双方によって得ようとしている解析結果は、一見全く別のシステムの性質であるようだが、後者も結局は超電導マグネットの安定性に関わってくる問題でもあることに留意すべきである。

第4章では、前章の解析を発展させた磁気浮上車両の走行シミュレーションについて、この解析方法の拡張、拡張に伴う諸問題とその解決方法について言及した。

第5章では、前章までに示された結果と提案された手法を、実際の超電導磁気浮上・案内・推進システムに適用して様々な方面から解析を行ない、その複雑な性質の一部を明らかにした。

まず、地上推進コイルの空間高調波によるSCM電流擾乱の解析を行なった。磁束の外乱はマグネット電流値のゆらぎと比例するため、空間高調波が引き起こす磁束の変化には注意が必要である。さらに、SCMが左右変位した場合の di/dt の感度解析を行い、2層配置の推進コイルに起因する、左右変位時のSCM電流値変化の増大が明らかになった。

次に、パネル構造を持つ推進コイルによる推進力擾乱の解析を行なった。推進コイルはパネル構造に取り付けられており、その端部コイルの形状のために推進力に擾乱を生じる。SCMに生じる静推力を解析した結果、推進コイルによる空間高調波とともに推進力の低下が現れた。これらの改善を図るために

- 4つのSCMを2つの磁極対とみなして磁極対間の距離を変化させる
- SCMの間隔を等間隔を保ったまま変化させる

- 推進コイルをパネル中心方向へ等間隔に寄せる
- 推進コイルをパネル継目方向へ等間隔に寄せる

などの方策について検討したが、いずれも一長一短であり、パネル継目でない通常配置の部分での推進力のリップル含有率が大きくなるという問題点があることが判明した。すなわち、SCM に推進力の形で加えられる擾乱には、推進コイルの空間高調波によるものと、パネル継目での推進コイル配置によるものがあるが、これらの擾乱は推進コイルやSCM の配置の改良などでは除去し切れない。この擾乱は必然的にSCM が受け止める必要性があり、マグネット側の機械的加振に対する耐久力を高める必要性があることがわかった。これは従来の回転機の常識と反する結論ではあるが、空心形のモータならば同様の結果が得られると予想されることも同時に指摘した。

また、第3.4.3節で示した解析方法に基づいて、台車に発生する推力及び浮上力を確認し、地上コイルの空間高調波によるクライオスタットへの熱侵入の評価を行なった。この結果内槽での損失を減少させる必要性があることを指摘した。この損失は推進コイルと浮上コイルの空間高調波が原因であるため、さらに空間高調波を減少させる必要性、及び外槽及びシールド板の導電率向上による高調波遮蔽能力の向上の必要性がある。これに基づいて、導体板におけるオーム損の抵抗率依存性を求め、高調波遮蔽能力の向上のために外槽の導電率を上げるという改善策を示した。同時に、この方法でシステムを解析する際のパラメータ感度の高さについて指摘し、さらに複雑な構造をしたクライオスタットにおいて、わずかな構造の変化が大きな安定性の変化につながる可能性について言及した。

さらに、第3.4.4節に述べた方法で、車上側はSCM だけ、地上側は浮上コイルだけという2次元モデルを用いて曲線通過時及び横風時の台車の走行シミュレーションを試みた。これによって、浮上コイルの抵抗によって平衡点とダンピングや基本振動の時定数が変化すること、さらに曲線通過時の台車の軌道断面内での挙動が明らかになった。また、横方向の突風や対向車とのすれ違い時の外乱に対して過渡的にも安定な浮上特性を持っていることも判明した。ただしこのようなシステムでは、線形重ね合わせの理が成り立たないため、類似のシステムでもダンピングが負にならないとは言い切れない。

最後に、第4.3.2節で述べたモデルを用いた3次元走行シミュレーションを行ない、車両の曲線部突入時の挙動と軌道不整による外乱に対する挙動を明らかにした。

以上の各章の解析方法、解析結果についての考察から、以下のような結論を導くことができる。

超電導磁気浮上鉄道システムの挙動について、SCMの安定性の観点から、SCMが受ける擾乱を中心として定量的に解析を行った。また、この手法をさらに発展させて台車の走行シミュレーションを行なった。これらによって、未だ実験設備が完成していない超電導磁気浮上システムの挙動を予測することができ、さらにシステム設計上重要な諸問題についての提案をすることができた。

6.2 今後の課題と展望

実際にはマグネットそのものにも改良が施されて安定性を増す方向にあるので、SCMの許容外乱は少しずつ増加しつつある。しかし、特に超電導応用の場合、材料面からの要求と密接な関連を保ちながらシステム設計を行っていく必要性は依然として非常に高い。これは将来実用化されるであろう酸化物系超電導体の応用を考えて行く際にも言えることである。

Bibliography

- [1] 正田, 藤江, 加藤, 水間. 「磁気浮上鉄道の技術」. オーム社, 1992.
- [2] 曾根. 「交通サービス業の将来展望」. 電気学会雑誌, Vol. 107, No. 12, 1987.
- [3] 日経産業新聞編. 「リニア翔ぶ」. 日本経済新聞社, 1989.
- [4] B.V.Jayawant. "*Electromagnetic Levitation and Suspension Techniques*". Edward Arnold Ltd., 1981.
- [5] 正田英介. 「リニアドライブ技術とその応用」. オーム社, 1991.
- [6] 松田, 藤江, 藤原, 池田, 中島, 松浦, 関. 「小特集 超電導磁気浮上式鉄道」. 電気学会雑誌, Vol. 111, No. 6, 1991.
- [7] 正田ほか. 「リニアモーターの実用化に向けて」. 鉄道と電気技術, Vol. 2, No. 1, 1991.
- [8] 正田ほか. 「リニアモーター開発とその将来」. 鉄道と電気技術, Vol. 3, No. 11, 1992.
- [9] 山村昌ほか. 「超電導工学」. 電気学会大学講座. 電気学会, 1988.
- [10] A.C.Rose-Innes and E.H.Rhoderick. "*Introduction to Superconductivity*", Vol. 6 of *International Series in Solid State Physics*. Pergamon Press, 2nd edition, 1976.
- [11] 田中ほか. 「平成3年度超電導技術応用分野のフイージビリティ調査に関する報告書」. Technical Report 1, (財)国際超電導産業技術研究センター, 1992.
- [12] E.Masada. "Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) Application in Japan". In *4th International Symposium on Superconductivity(ISS'91)*, pp. 37-42, 1991.

- [13] 鳥居肅. 「酸化物系超電導体を用いる磁気遮蔽の研究」. 修士論文, 東京大学, 1990.
- [14] O.Wallrapp, W.Kortüm. “MEDUSA – ein Mehrkörperprogramm zur Analyse und Auslegung der Dynamik von spurgeführten Fahrzeugen”. *VDI Berichte*, pp. 267–274, 1984.
- [15] M.Jochim, W.Kortüm and G.Kocher. “Analysis of Railway Vehicle System Dynamics with the Multibody Program Medyna”. In *Computer Applications in Railway Operations*, pp. 189–208. Computational Mechanics Publications, 1990.
- [16] 正田, 北野, 水間, 藤原. 「リニアモーターカーの実用化の動向」. 電気学会産業応用部門誌, Vol. 110-D, No. 1, pp. 2–13, 1990.
- [17] 中田, 高橋. 「電気工学の有限要素法」. 森北出版, 第2版, 1982.
- [18] C.A.Brebbia 著, 神谷, 田中, 田中訳. 「境界要素法入門」. 培風館, 1980.
- [19] M.A.Jaswon, G.T.Symm 著, 関谷, 田中, 須見, 田中訳. 「境界要素法; 間接法と直接法」. 理工学海外名著シリーズ, No. 40. ブレイン図書出版, 1983.
- [20] S.V.Patankar 著, 水谷, 香月訳. 「コンピュータによる熱移動と流れの数値解析」. 森北出版, 1983.
- [21] S.A.Nasar and I.Boldea. “*Linear Motion Electric Machines*”. John Wiley & Sons, 1976.
- [22] 伊藤春雄. 「リニア誘導機に関する研究」. 博士論文, 東京大学, 1976.
- [23] 鳥居肅. 「リニア同期モーター駆動系の研究」. 東京大学卒業論文, 1988.
- [24] 森實, 古関, 正田. 「円筒形リニア誘導モーターの鉛直移動への応用可能性の検討」. 電気学会産業応用部門誌, Vol. 112-D, No. 12, pp. 1149–1156, 1992.
- [25] 古関, 森實, 正田, H.Weih. 「コントロールボリューム法を用いたリニア誘導モーターの解析」. 電気学会産業応用部門誌, Vol. 112-D, No. 12, pp. 1157–1163, 1992.
- [26] 古関, 森實, 正田. 「超多相スイッチングによる磁束合成形リニア誘導モーター」. 電気学会産業応用部門誌, Vol. 112-D, No. 9, pp. 869–876, 1992.

- [27] 古関隆章. “*Flux Synthesizing Linear Induction Motor*”. 博士論文, 東京大学, 1991.
- [28] 早船一弥. 「リニア電磁アクチュエータを用いた搬送位置決めシステムの基礎研究」. 博士論文, 東京大学, 1988.
- [29] H.H.Woodson, J.R.Melcher 著, 大越, 二宮訳. 「MIT コアカリキュラム 電気力学 II」. 産業図書, 1970.
- [30] 大橋俊介. 「パネル構造固定子を持つリニア同期モータの特性解析」. 東京大学卒業論文, 1992.
- [31] 山田忠利. 「超電導磁気浮上・推進方式の特性に関する研究」. 博士論文, 東京大学, 1977.
- [32] L.Urankar. “Basic Magnetic Levitation Systems with a Continuous Sheet Track”. *Siemens Forsch.- u. Entwickl.- Ber.*, Vol. 4, No. 1, 1975.
- [33] 野中, 坂本. 「超電導反発形磁気浮上車両におけるクライオスタット外槽定常渦電流の三次元解析」. 電気学会論文誌 B, Vol. 60, No. B24, 1985.
- [34] Cord Albrecht. “Elektrodynamische Trag-Führungs-Systeme”. *ETZ-A*, Vol. 96, No. 9, 1975.
- [35] J.L.He, Z.Wang, D.M.Rote, and S.Winkelman. “Investigation of the Stability of AC Repulsive-Force Levitation Systems for Low-Speed Maglev”. *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 28, No. 5, pp. 3315-3317, 1992.
- [36] J.L.He and Donald M. Rote. “Computer Model Simulation of Null-Flux Magnetic Suspension and Guidance”. In *6th World Conference on Transport Research*, No.490, 1992.
- [37] 藤原俊輔. 「側壁に浮上コイルを配置する超電導磁気浮上方式に関する研究」. 博士論文, 東京大学, 1992.
- [38] 藤崎敬介. 「電磁吸引制御式磁気浮上車両の走行特性の研究」. 博士論文, 東京大学, 1986.

- [39] Donald M. Rote, J.L.He, and L.R.Johnson. "Combined Suspension and Propulsion System for maglev Vehicles". In *6th World Conference on Transport Research*, No.491, 1992.
- [40] T.M.Mulcahy, J.R.Hill, and J.D.Almer. "Edge Effects on Forces and Magnetic Fields Produced by a Conductor Moving past a Magnet". *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 28, No. 5, pp. 3318-3320, 1992.
- [41] I.Boldea and S.A.Nasar. "*Linear Motion Electromagnetic Systems*". John Wiley & Sons, 1985.
- [42] W.Duffec, W.Kortüm, O.Wallrapp. "General Purpose Program for the Simulation of Vehicle-Guideway Interaction Dynamics". In *2nd IUTAM*, pp. 104-126, 1977.
- [43] 鳥居, 出口, 大崎, 正田, 関, 北野. 「超電導磁気浮上台車走行時の電磁力の解析」. 電気学会リニアドライブ・交通電気鉄道合同研究会, TER-91-21, LD-91-54, 1991.

謝辞

指導教官である正田英介教授は、本研究を遂行し論文を作成するにあたって、研究の方向づけ、機会を与えてくださり、国際的な広い視野のもとに終始親身な指導と励ましを与えてくださいました。心から感謝すると共に、御健康とますますの御発展をお祈り致します。

研究を進めていく上で有意義な助言を頂き議論をしてくださった大崎博之講師、研究環境の整備その他様々な相談に乗っていただいた田村穰助手には深く感謝いたします。

また、打ち合せを通して何度も議論をして頂き、また超電導磁気浮上システムの貴重なデータを提供してくださった東海旅客鉄道株式会社の関 秋生氏と北野 淳一氏、鉄道総合技術研究所の藤原 俊輔氏に感謝の意を表したいと思います。さらに、本研究の一部の数値計算に協力してくれた、現在住友電気工業(株)勤務の出口洋成氏、電気工学科河野研究室の大橋俊介氏に感謝いたします。

現在電気工学科助手の古関隆章氏には、大学院の良き先輩として研究者としての心構えから詳細な研究内容に至るまで、親切に御指導いただきました。大学院生としての研究室生活を有意義かつ楽しいものとしてくれたマタカス・ローレンス・ジュニア氏、森實俊充氏、今津知也氏、大村哲朗氏ほか正田研究室の方々とともに、ここに深く感謝いたします。

最後に、3年間の博士課程在学期間の心の支えともなってくれた友人たち、そして両親と兄に厚く感謝して謝辞とさせていただきます。

発表文献一覧

- [1] 鳥居, 大崎, 正田. 「酸化物系超電導体の静磁気遮蔽効果解析のための数値モデル」. 日本シミュレーション学会誌「シミュレーション」, Vol. 10, No. 3, pp. 245-252, 1991.
- [2] 鳥居, 正田. 「超電導磁気浮上推進方式における 推進力と電磁的擾乱についての検討」. 電気学会産業応用部門誌, 1993. (投稿中).
- [3] 鳥居, 正田. 「超電導磁気浮上推進車両の3次元運動シミュレーション」. 電気学会産業応用部門誌, 1993. (投稿予定).
- [4] S.Torii and E.Masada. "Side Wall Electrodynamic Levitation Characteristics for High Speed Linear Train". *IEEE Trans. on Magnetics*, 1993. (掲載予定).
- [5] E.Masada, H.Ohsaki, M.Tamura, and S.Torii. "A Study on the Power Supply Network for a Superspeed Maglev Transport". In *11th International Conference of Magnetically Levitated Systems and Linear Drives (Maglev'89)*, pp. 155-160, 1989.
- [6] E.Masada, H.Ohsaki, M.Tamura, and S.Torii. "A Study on the Power Supply for a Superspeed Maglev Transport". In *International Power Electronics Conference (IPEC-Tokyo)*, No.12-2, 1990.
- [7] T.Koseki, H.Ohsaki, T.Morizane, S.Torii, and E.Masada. "A New Control Scheme of a Linear Induction Motor to Reduce the End Effect". In *9th International Conference on Electric Machines (ICEM'90)*, No.9-6, 1990.
- [8] H.Ohsaki, S.Torii, H.Deguchi, and E.Masada. "Application of the Superconductive Diamagnetism to a Linear Machine". In *9th International Conference on Electric Machines (ICEM'90)*, No.10-3, 1990.
- [9] S.Torii, H.Ohsaki, and E.Masada. "Experiment and Modeling of the Static Magnetic Behaviour of Oxide Superconductor". In *International Conference on Magnetism (ICM'91)*, PA4-77, 1991.
- [10] H.Ohsaki, S.Torii, H.Deguchi, M.Tamura, and E.Masada. "Study of Superconducting Linear Drives from Electromagnetic and Electromechanical Point of View". In *4th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'91)*, 1991.

- [11] S.Torii, H.Ohsaki, and E.Masada. "Numerical Analysis and Evaluation of the Stability of Superconducting Magnets in MAGLEV System". In *4th International Symposium on Superconductivity (ISS'91)*, ASP-8, 1991.
- [12] S.Torii, H.Ohsaki, and E.Masada. "Static and Utility Frequency Magnetic Shielding by High-Tc Superconductors". In *4th International Symposium on Superconductivity (ISS'91)*, ASP-11, 1991.
- [13] 鳥居, 大崎, 正田. 「磁気環境と超電導体を用いた磁気遮蔽についての考察」. 第1回リニアドライブ若手研究者シンポジウム, 若S-8, 1989.
- [14] 鳥居, 大崎, 正田. 「超電導磁気遮蔽体の性質と可能性についての考察」. 電気学会リニアドライブ研究会, LD-89-28, 1989.
- [15] 正田, 大崎, 鳥居. 「超電導リニアモータ負荷の平準化」. 電気学会リニアドライブ研究会, LD-90-16, 1990.
- [16] 鳥居, 大崎, 正田. 「酸化物系超電導体を用いた磁気遮蔽の実験と解析的検討」. 電気学会静止器研究会, SA-90-2, 1990.
- [17] 鳥居, 出口, 大崎, 正田, 関, 北野. 「超電導磁気浮上台車走行時の電磁力の解析」. 電気学会リニアドライブ・交通電気鉄道合同研究会, TER-91-21, LD-91-54, 1991.
- [18] 鳥居, 正田. 「超電導側壁浮上システムの左右変位時の特性」. 電気学会リニアドライブ研究会, LD-92-73, 1992.
- [19] 鳥居, 古関, 正田. 「交通システム用リニア同期モータのセクション長短縮に伴う諸特性」. 昭和63年電気学会産業応用部門全国大会, No.168, 1988.
- [20] 鳥居, 大崎, 正田. 「超電導体を用いた磁気遮蔽の欠陥と異方性についての考察」. 平成元年電気学会全国大会, No.863, 1989.
- [21] 出口, 鳥居, 大崎, 正田. 「可変リラクタンス形超電導体リニアアクチュエータの提案」. 平成元年電気学会全国大会, No.677, 1989.
- [22] 鳥居, 大崎, 正田. 「超電導体を用いた磁気遮蔽の欠陥幅と漏れ磁界の関係」. 平成元年電気学会産業応用部門全国大会, No.200, 1989.
- [23] 鳥居, 大崎, 正田. 「高温超電導体を用いた磁気遮蔽の解析と実験的検討」. 平成2年電気学会全国大会, No.868, 1990.
- [24] 鳥居, 大崎, 正田. 「酸化物系超電導体の磁氣的性質のモデル化と解析」. 日本シミュレーション学会第9回シミュレーション・テクノロジー・コンファレンス, No.3-5, 1990.

- [25] 鳥居, 大崎, 正田. 「高温超電導体の静磁気遮蔽効果の解析的検討」. 平成2年電気学会産業応用部門全国大会, No.181, 1990.
- [26] 稲葉, 鳥居, 大崎, 正田. 「超電導体の遮蔽電流解析と空間効果に関する考察」. 平成3年電気学会全国大会, No.994, 1991.
- [27] 鳥居, 出口, 大崎, 正田, 関, 北野. 「走行する超電導磁気浮上台車の電磁力と損失の解析手法」. 平成3年電気学会産業応用部門全国大会, No.271, 1991.
- [28] 大橋, 鳥居, 大崎, 正田, 関, 北野. 「リニア同期モータ推進システムの極ピッチ操作による空間高調波抑制」. 平成4年電気学会全国大会, No.781, 1992.
- [29] 鳥居, 正田. 「超電導側壁浮上システムの三次元運動解析手法」. 平成5年電気学会全国大会, 1993. (発表予定).