

ペンレコーダ用リニア直流モータ  
の磁気回路設計に関する研究

信州大学学位論文  
1996年9月

織 田 順 平



# 目 次

記号表	1
第1章 序論	4
1.1 背景	4
1.2 研究目的	5
1.3 論文の構成	6
第1章の参考文献	8
第2章 ペンレコーダ用リニアモータの構造と理論	9
2.1 はじめに	9
2.2 リニア直流モータ (LDM) の選定	9
2.3 LDMの構造	12
2.4 LDMの推力発生原理	15
2.4.1 電流力	15
2.4.2 磁気勾配力	16
2.4.3 推力の基本式	18
2.4.4 LDMの回路方程式	18
2.5 LDMの伝達関数	19
2.5.1 摩擦を考慮しない場合のLDMの伝達関数	20
2.5.2 摩擦を考慮した場合のLDMの伝達関数	23
2.5.3 ペンレコーダユニットの構成	24
2.5.4 ペンレコーダユニットの伝達関数	25
2.6 まとめ	29
第2章の参考文献	30
第3章 ペンレコーダ用単極型リニアモータ初期モデルの 特性解析	31
3.1 はじめに	31
3.2 単極型LDMサーボユニットの構造と仕様	31
3.3 初期モデルLDMの磁束密度分布	33
3.4 LDMの推力測定	36
3.4.1 推力コイルの巻数特性	36
3.4.2 推力定数の変位による変動	38

3.4.3	LDMの定電圧特性	40
3.4.4	磁束密度からの推力算出法	42
3.5	可動子コイルの電気的特性と時定数	46
3.5.1	コイルの電気的特性	46
3.5.2	LDMの電気的時定数	51
3.5.3	LDMの機械的時定数	52
3.6	有限要素法による初期モデルLDMの磁界解析	54
3.6.1	初期モデルLDMの磁界解析	54
3.6.2	初期モデルLDMの磁束分布	57
3.7	推力定数の算出法と初期モデルの推力定数	63
3.7.1	FEMによる解析結果からの推力定数の算出法	63
3.7.2	初期モデルの推力定数	64
3.8	まとめ	67
	第3章の参考文献	68
<b>第4章</b>	<b>ペンレコーダ用リニア直流モータの改良設計</b>	<b>69</b>
4.1	はじめに	69
4.2	LDMの改良設計	69
4.2.1	改良モデルの設計条件	69
4.2.2	改良型LDMの設計変数	72
4.3	推力定数増大を目的とした改良設計	73
4.3.1	設計手順	73
4.3.2	コイルの巻数を一定としたLDMの推力定数	75
4.3.3	コイルの巻数を可変としたLDMの推力定数	75
4.4	機械的時定数を最小にする改良設計	78
4.4.1	機械的時定数を最小とするLDMの設計手順	78
4.4.2	設計したモデルの機械的時定数の評価	78
4.4.3	ペンレコーダのインディシャル応答	80
4.5	数理計画法を併用した設計法	81
4.5.1	目的関数と設計変数	81
4.5.2	有限要素法を用いた磁界解析	84
4.5.3	拳動変数 $\bar{B}(t_p, g)$ の特性	86
4.5.4	LDMの設計空間	87
4.5.5	LDMの設計法	87
4.5.6	設計したモデルの推力評価	88
4.6	まとめ	90
	第4章の参考文献	91

第5章 結論	92
謝辞	94
研究業績	95
1. 審査付研究論文	95
2. 口頭発表論文	95
3. 一般雑誌	97



## 記号表

---

$A$	: ゲイン [dB], コイルの断面積 [ $\text{m}^2$ ]
$A_{cu}$	: 銅線の断面積 [ $\text{m}^2$ ]
$B$	: コイルに作用する磁束密度 [T]
$B_c$	: コイルがつくる磁束密度 [T]
$B_g$	: センタヨークー永久磁石間の磁束密度 [T]
$B_l$	: コイル左に作用する磁束密度 [T]
$B_m$	: 最大磁束密度 [T]
$B_n$	: コイルが存在する要素の磁束密度 [T]
$B_u$	: コイル上に作用する磁束密度 [T]
$B_p$	: 永久磁石の作る磁束密度 [T]
$B_r$	: コイル右に作用する磁束密度 [T]
$B_x$	: $x$ の位置の有効磁束密度 [T]
$B_z$	: $z$ 方向の磁束密度の平均値 [T]
$e$	: 逆起電力 [V]
$E$	: 印加電圧 [V]
$E_D$	: 指令電圧 [V]
$f$	: 周波数 [Hz]
$F$	: 推力 [N]
$F_{cal}$	: コイルの作用する磁束密度より算出した推力 [N]
$F_e$	: 電流力 [N]
$F_m$	: 磁気勾配力 [N]
$F_s$	: 起動推力 [N]
$g$	: センターヨークー永久磁石間のギャップの長さ [m]
$G_x(s)$	: 変位伝達関数
$G_{cx}(s)$	: 閉ループ伝達関数
$H$	: 磁界の強さ [A/m]
$H_c$	: 永久磁石の保磁力 [A/m]
$H(s)$	: ADコンバータの伝達関数
$I$	: コイル電流 [A]
$K_1$	: 変位センサの感度 [V/m]
$K_2$	: ADコンバータの増幅率
$K_A$	: PWM変調器の増幅率
$K_c$	: コイルのゲイン定数
$K_e$	: 逆起電力定数 [ $\text{V}\cdot\text{s/m}$ ]

$K_f$	: 推力定数 [N/A]
$K_{ave}$	: 推力定数の平均値 [N/A]
$K_{max}$	: 推力定数の最大値 [N/A]
$K_{min}$	: 推力定数の最小値 [N/A]
$K_{fx}$	: 推力定数 [T]
$K_g$	: コイル下の推力定数 [N/A]
$K_l$	: コイル左の推力定数 [N/A]
$K_r$	: コイル右の推力定数 [N/A]
$K_u$	: コイル上の推力定数 [N/A]
$l$	: 磁束密度が作用するコイルの長さ [m]
$l_{co}$	: コイルの円周の長さ [m]
$l_g$	: コイル下の長さ [m]
$l_l$	: コイル左の長さ [m]
$l_n$	: 磁束密度が交差する長さ [m]
$l_r$	: コイル右の長さ [m]
$l_u$	: コイル上の長さ [m]
$l_y$	: 各要素のy方向の長さ [m]
$l_{cp}$	: センタヨーク端面ー永久磁石の端面間の長さ [m]
$L$	: コイルのインダクタンス [H]
$L_0$	: インダクタンス定数 [H]
$l_c$	: コイル一周の長さ [m]
$l_s$	: 可動子に働くストロークと可動子コイルの幅の和 [m]
$M$	: 可動子の質量 [kg]
$M_0$	: 巻数1回あたりのコイルの質量 [kg]
$M_c$	: 可動子コイルの質量 [kg]
$M_l$	: コイル以外の可動子の質量 [kg]
$N$	: コイルの巻数
$N_0$	: コイルの厚さが1[mm]のときの巻数
$n$	: コイルの存在する要素
$R$	: コイルの抵抗 [ $\Omega$ ]
$R_0$	: コイルの抵抗定数 [ $\Omega$ ]
$R_c$	: クーロン摩擦 [N]
$R_g$	: ギャップ部の磁気抵抗 [ $H^{-1}$ ]
$R_{hs}$	: 標準抵抗 [ $\Omega$ ]
$R_{hv}$	: 可変抵抗 [ $\Omega$ ]
$R_m$	: 磁気抵抗 [ $H^{-1}$ ]



$R_y$	: ヨーク部の磁気抵抗 [H <sup>-1</sup> ]
$s$	: Laplace演算子
$t$	: 時間 [s]
$t_b$	: ボトムヨークの厚さ [m]
$t_c$	: センターヨークの厚さ [m]
$t_{co}$	: コイルの厚さ [m]
$t_p$	: 永久磁石の厚さ [m]
$T_e$	: 電氣的時定数 [s]
$T_f$	: ADコンバータの時定数 [s]
$T_m$	: 機械的時定数 [s]
$U_m$	: LDMの永久磁石による起磁力 [A]
$v$	: コイルの速度 [m/s]
$v_e$	: 終速度 [m/s]
$V_c$	: 磁束密度の作用するコイルの体積 [m <sup>3</sup> ]
$W_m$	: コイルに作用する体積内の磁気エネルギー [J/m <sup>3</sup> ]
$x$	: 変位 [m]
$x_c$	: 可動子の変位 [m]
$x_m$	: LDMの最大ストローク [m]
$\alpha$	: 誤差 [%]
$\lambda$	: 粘性摩擦係数
$\delta$	: 変動率 [%]
$\Delta K_r$	: 推力定数の変化量 [N/A]
$\zeta$	: 減衰係数
$\mu_0$	: 真空の透磁率 ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ ) [H/m]
$\mu_r$	: センタヨークの比透磁率
$\phi$	: 位相差 [°]
$\phi_s$	: 磁束 [Wb]
$\omega_n$	: 固有角周波数 [rad/s]
$\rho$	: 銅の抵抗率 [ $\Omega \cdot m$ ]

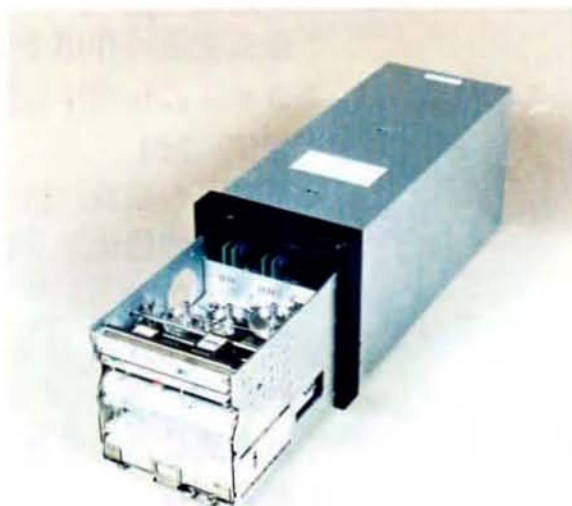
# 第1章 序論

## 1.1 背景

筆者は共同研究者と共に記録計の開発設計を行った<sup>[1,2]</sup>。ペン書き記録計は現象を連続的にリアルタイムに計測記録できるため、証明用など重要な用途に利用されている。近年、製品の品質管理、機器の安全運転等のためペン書き記録計が重要視されている。また、記録計の有効利用のため小型でペン数の多いものの要求がなされてきた。このため、4ペンまで装着できる記録計を開発した。従来の記録計は回転型ACサーボモータに回転形位置検出器を一体化し、張り糸を利用したペン駆動ユニットで記録していた。



(a) 外観図



(b) 内部図

図1.1 回転形モータを使用した従来形のペンレコーダ

図1.1(a)に従来形記録計の外観図、図1.1(b)に従来形記録計内部図を示した。従来のサーボユニットを使用する場合は、ペン駆動ユニットが大きく、複雑構造のため、3ペンユニットを組み込むのが限界であった。4ペンを組み込むためには新モータを採用し、構造を変える必要があった。この結果、採用した構造は薄形モータを開発し、積層構造にすることであった。積層構造にすると、1ペンユニットの高さは13 [mm]と制限される。これに適合するペン駆動ユニットの開発が課題となった。従来から用いられているペン駆動用モータはACサーボモータ、DCサーボモータ等の回転形モータであった。この場合、モータの回転運動を直線運動に変換しなければならないため、変換機構が必要



とされる。このため駆動系の小型化に限界があった。しかし、リニア直流モータ (Linear DC Motor, 以下LDMと略称) を用いることにより、ペンを直接駆動させることが出来る。さらに、従来の回転型モータに比べ、可動部、摺動部が少なくなり高速応答、低騒音となり性能の向上が可能となる。

筆者らは様々な方式、形状のあるLDMの中で、構造上最も簡単な単極形のコイル可動形LDMをペン駆動源として選定し、LDM駆動ペンレコーダユニットを構成した<sup>1,2)</sup>。

LDMは、直流電源によりコイルに電流を流すことによって駆動できる。可動方向は、コイルに流す電流の極性で決まる。LDMは閉ループ制御により位置決めが可能となる。LDMの位置決め精度は、位置センサの精度に依存する。従って、LDMは高精度の位置決め用サーボモータとして制御装置に組み込むことが出来る<sup>1,3)</sup>。図1.2にLDM駆動ペンレコーダユニット、図1.3(a)にLDM駆動記録計外観図を示した。LDMペンレコーダユニットを積層構造にしたLDM駆動記録計の内部図を図1.3(b)に示した。

## 1.2 研究目的

一般的に、単極形のLDMはロングストロークを必要とするモータとしては不向きであったが、永久磁石材の進歩により現在では多数つくられている<sup>1,3)</sup>。しかし、ヨークの磁気飽和、もれ磁束等の影響で単極形でのロングストローク化には限界がある。ペンレコーダユニットは多層に積み重ねて使用されるため、一つのユニットの高さは13 [mm]と薄形化が要求される<sup>1,2)</sup>。そのために、限定された寸法内にて推力を出す設計を行なった。しかし、高さ、13 [mm]、長さ100 [mm]の寸法内で可能な最大推力を得たものではなかった。

本研究の目的は、以下の2項目である。

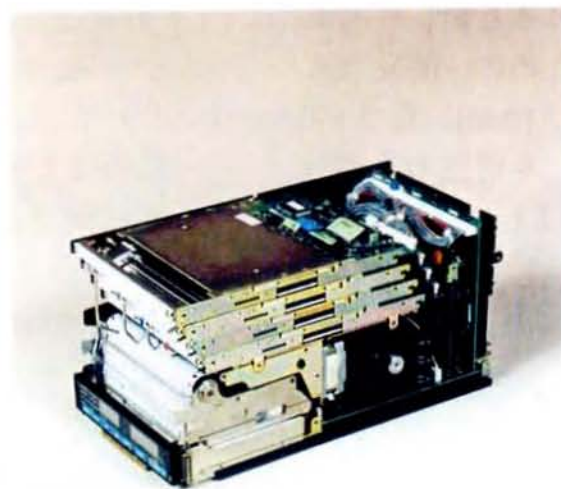
- (1) 寸法の制限があるなかで推力が大きいペンレコーダ用LDMの磁気回路設計手法の確立。
- (2) 応答性の良いペンレコーダ用LDMの磁気回路設計手法の確立。



図1.2 LDM駆動ペンレコーダユニット



(a) 外観図



(b) 内部図

図1.3 リニアモータを使用したペンレコーダ



### 1.3 論文の構成

本文では単極形リニアモータを使用したペンレコーダ用LDMの設計手法の検討と改良設計を以下の章構成で行っている。

第2章ではLDMの構造と動作理論を示す。リニアモータの基本構造を決定し、その動作理論として推力発生原理、伝達関数、ペンレコーダユニットの構成およびその閉ループ伝達関数について述べる。

第3章では、ペンレコーダ用LDMの設計をおこなう場合の基礎特性として、初期設計LDM（初期モデル）の磁束密度分布、推力特性、応答特性の測定、有限要素法（Finite Element Method 以下FEMと略す。）による磁界解析を行った結果について述べる<sup>1,4)</sup>。

第4章では、推力定数を最大にすることを目的にした設計手法を明らかにし、改良設計の評価につて述べる。また、応答性の良いLDMの指標である機械的時定数を最小にする設計手法を明らかにし、応答性の評価を行った。さらに、数理計画法を併用した設計法を用いて効率的に設計できることについて述べる。

第5章では本研究の成果についてまとめる。

## 第1章の参考文献

- 1.1) 織田順平, 三上三男, 森村利昭, 川口俊彦: RM10/18形ハイブリッド記録計, 大倉電気技報, No.8, pp.52-57, 1991.
- 1.2) J.Oda, T.Morimura, H.Wakiwaka, and H.Yamada : A magnetic circuit design method of linear DC motor for pen recorder, The First International Symposium on Linear Drives for Industry Applications (LDIA'95), No. AC-2, pp.413-416, 1995.
- 1.3) 電気学会磁気アクチュエータ調査専門委員会編: リニアモータとその応用, p.6, 電気学会, 1987.
- 1.4) 中田高義, 高橋則雄: 電気工学の有限要素法, p.36, 森北出版, 1982.

## 第2章 ペンレコーダ用リニアモータの構造と理論

### 2.1 はじめに

ペンレコーダ用サーボモータとして、従来は回転形ACモータが主に使用されていた。しかし、多ペン化の要求がされるに従い、小型レコーダでは従来の回転形モータでの対応が困難になった。その理由は、円筒形モータは配置するうえで効率が悪いとため、大きな構造となる。また、回転運動から直線運動への変換機構が必要となり、構造が複雑になるためである。そのため、それらの問題を解決したリニア直流モータを設計した。設計にあたり、その基本構造を決定した理由を明かにし、動作理論として推力発生原理を初めとした基本原理について明らかにした。本章では以下のことを明らかにした。

- (1) ペンレコーダ用リニア直流モータの選定理由
- (2) LDMサーボユニットの構造
- (3) 推力発生原理
- (4) LDMの伝達関数

### 2.2 リニア直流モータ (LDM) の選定

レコーダ用モータは回転形モータとリニアモータに分類される。回転形モータは、張り糸で回転運動を直線運動に変換しペンを駆動する構造となる。その場合、各ペン間で張り糸が交差しないようにモータ、張り糸を配置するため各ユニットは段階的に取り付ける必要がある。このため、モータの大きさ、張り糸の固定スペース等のため3ペンユニットまでが限界であった。

一方、リニアモータの場合、可動部に直接ペンを取り付けることにより中間の運動変換機構がなく、シンプルな構造となる。また、モータは薄形構造になりやすく記録計の仕様に適している。

図2.1に動作原理によりリニアモータを分類した<sup>2)1)</sup>。リニアモータはその動作原理から交流用と直流用に分類される。交流用は大推力、長ストロークのモータとして搬送用等に使用されているように大推力が容易に得られる特長を持っている。一方、直流用は短ストローク、小推力である。しかし、小変位の中では高速応答が期待でき、速度制御が容易に行える特長を持っている。レコーダ用リニアモータユニットは高さが13[mm]と薄形、長さは100[mm]である。この記録計用モータには直流リニアモータが適している。



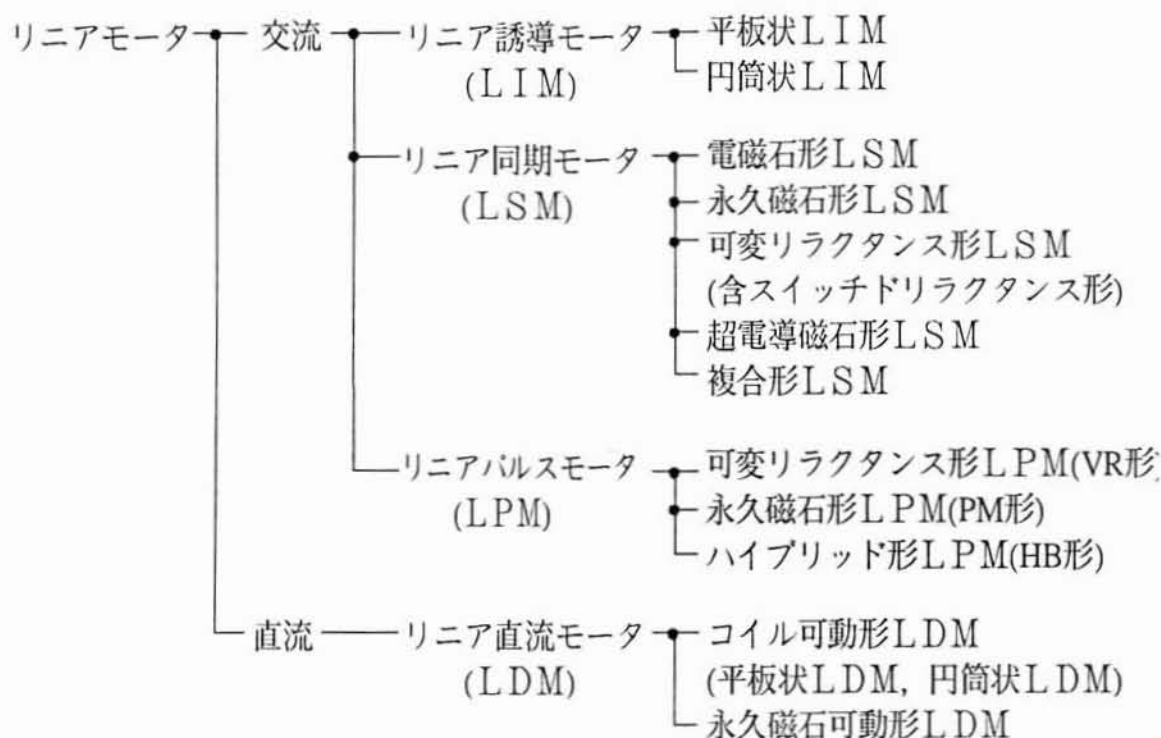


図2.1 動作原理によるリニアモータの分類

図2.2にLDMの種類を示した<sup>2,2)</sup>。LDMは大きく分類して、可動子がコイルであるコイル可動形LDMと、可動子が永久磁石である永久磁石可動形LDMがある。また、それぞれの場合において単極形、多極形がある。ペンレコーダユニットでは高速応答が要求される。そのため可動子は軽量化が望まれるため、可動子はコイル形とした。以下では、コイル可動形LDMについて述べる。図2.3に単極形と多極形のコイル可動LDMの構造を示した。コイル可動単極形LDMはコイルのストローク範囲において同方向に着磁された永久磁石、コイル、ヨークによって構成されている。これよりコイルのストローク範囲のギャップ内には、永久磁石によって一定方向の磁束密度を形成している。可動子であるコイルはフレミングの左手の法則によって、コイルに流れる電流と、コイルに作用する磁束密度に直交する方向に推力を発生する。従って、コイルに流す電流の極性を変えることによって、コイルは永久磁石による磁束密度が分布する範囲において、自由に往復運動をすることができる。一般にコイル可動単極形LDMは、ヨーク内で磁気飽和が起こり、ヨークの端部において磁気抵抗が大きくなり、空気と磁気抵抗がほぼ等しくなり、もれ磁束の割合が大きくなる。もれ磁束が大きくなることにより、推力の発生方向に対して作用する磁束が減少する<sup>2,3)</sup>。そのため、ロングストローク化は困難とされてきたが、永久磁石材の進歩によってロングストロ

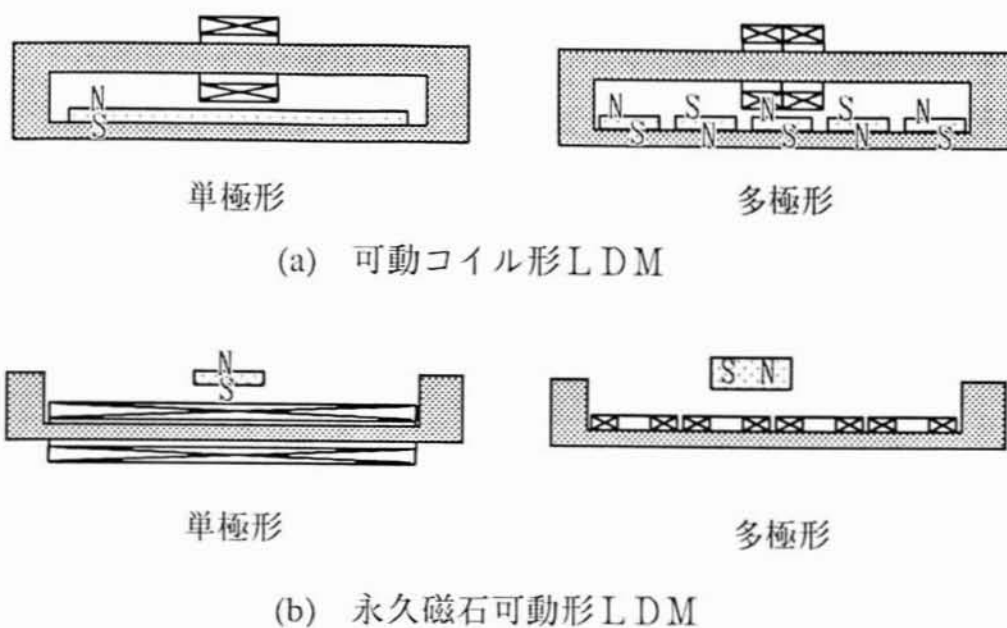


図2.2 LDMの分類

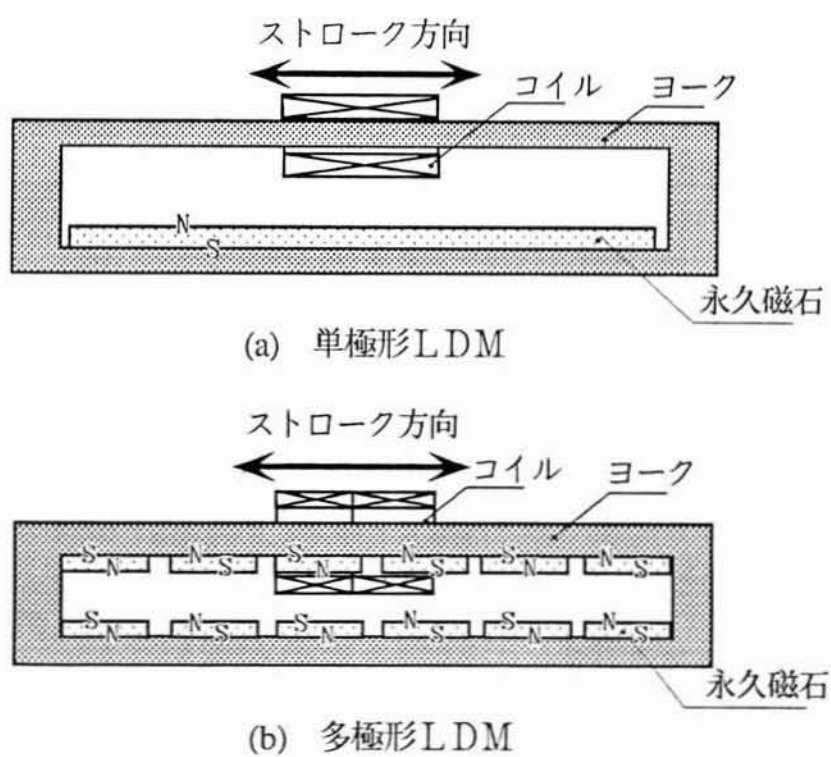


図2.3 コイル可動式 LDM の構造

ーク化が実現されている。多極形LDMは、単極形にくらべて、磁気飽和を考慮しなくても良いのでロングストローク化は容易である。しかし、コイルを多相巻きにして、コイル電流を切り換える必要がある。したがって、位置検出センサに加えて、磁極検出センサが必要となり、駆動装置も複雑になる。また、構造上薄形化が困難である<sup>2.11)</sup>。

## 2.3 LDMの構造

図2.4に単極形LDMを使用したペンレコードユニットの外観図を示した。単極形LDMはキャリッジ内に配置された可動子コイル、永久磁石、センタヨーク、サイドヨーク、ボトムヨークからなる。本LDMは、片側着磁タイプのLDMであり、厚さ13[mm]、幅129[mm]、奥行き200[mm]の薄形平板状に併せ最大ストローク102[mm]のロングストロークを実現している<sup>2.4)</sup>。

リニアモータを使用してサーボ機構を構成する場合、ペンの位置検出機構が必要である。従来の回転形サーボモータと組み合わせる位置検出器はモータの近くに併設する回転形検出器（一般には抵抗体をブラシで擦るタイプ）である。しかし、サーボモータがリニアモータの場合、回転形位置検出器では不適當であるため新しく直線形位置検出器を実現した。構造図を図2.5に示した。この検出器は電磁誘導を利用した非摺動形で一次側の発信器により二次側の位置に比例した電圧が誘起される。一次側の発信には10[kHz]の矩形波を用い、コイルによってEI型コアのギャップ内に均一な矩形波磁界を発生させる。二次側には、一次発信器の位置に比例して二次側磁束通過面が連続的になるよう二次側コイルをプリント板配線パターンで形成する。一次側のコイルによる発生磁束が二次側パターンを通過することにより、通過した面積に比例した電圧が誘起される。誘起電圧は一次コイルの位置に比例する。この一次コイルユニットにリニアモータの可動子コイルを固定することによりサーボ機構が出来る<sup>2.4)</sup>。本検出器の検出部は非接触、非摺動の電磁誘導形となっており信頼性、耐久性に優れている。

図2.6にLDMを組み込んだペンレコードユニットの構成図を示した<sup>2.4)</sup>。リニアサーボ機構はプリント回路基板、リニアモータ、直線形位置検出器、（リニアポテンショメータ）ペンホルダで構成され、一つのユニットとなる。プリント基板の中には、入力取り込み用アンプ、ADコンバータ、制御用マイクロプロセッサ、リニアモータ駆動ドライバ、ポテンショメータ回路（発信器、受信アンプ、ADコンバータ）が納められ、デジタルサーボとして動作する。指令部の取り込み周期は60[ms]、ポテンショメータからの位置信号の取り込み周期は4[ms]である。また、ポテンショメータのADコンバータは12bitのICを使用し、位置信号の分解能は0.07[mm]である。LDMを用いたペンレコードユニットの位置決め精度は高精度のものが確保される。



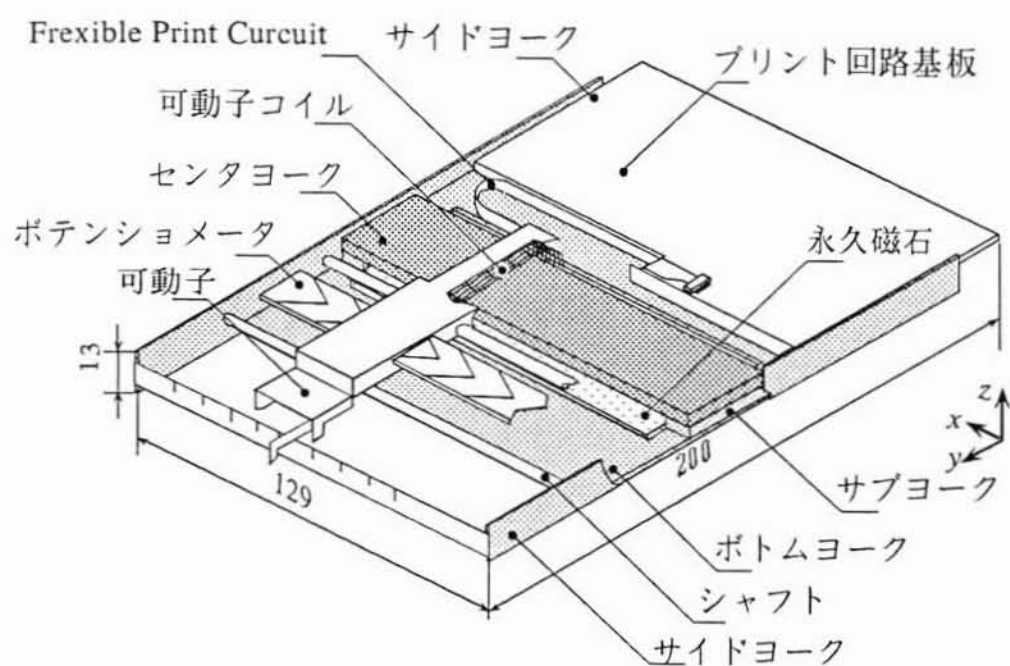


図2.4 単極形LDMを使用したペンレコーダユニットの外観図  
(単位 : [mm])

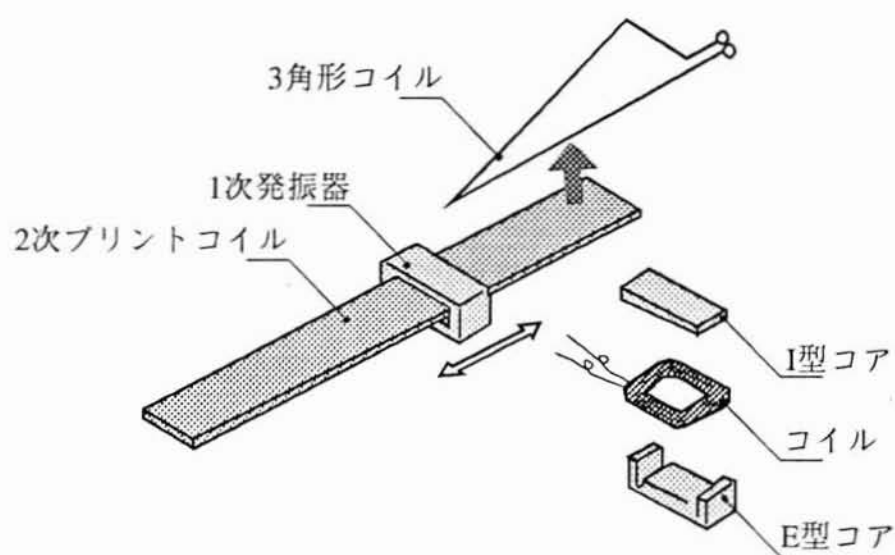


図2.5 直線形位置検出器の構造図

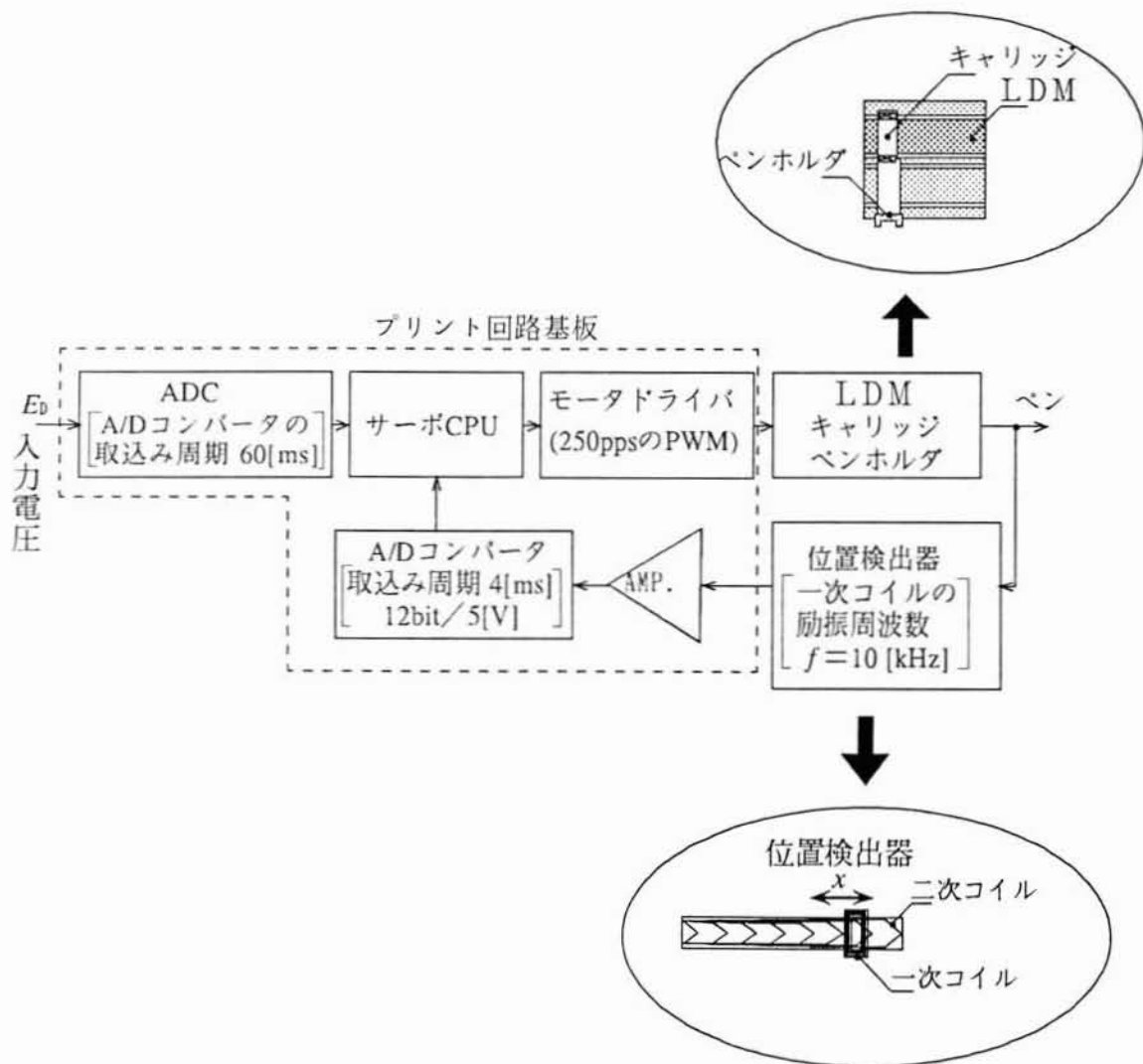


図2.6 LDMを組み込んだペンレコーダユニットの構成図

## 2.4 LDMの推力発生原理

### 2.4.1 電流力

図2.7に電流力の発生原理を示した。永久磁石によって形成した磁束密度分布内でコイルに電流を流すと、コイルにはフレミングの左手則によって電流力  $F_c$  が発生する。電流力  $F_c$  は次式で与えられる<sup>2.5)</sup>。

$$F_c = NBI \quad [\text{N}] \quad (2.1)$$

ここに、 $N$  : コイルの巻数  
 $l$  : 磁束密度が作用するコイルの長さ [m]  
 $I$  : コイルに流す電流 [A]  
 $B$  : コイルに作用する磁束密度 [T]

式(2.1)より、電流力を増加させるためには、コイルの巻数の増加およびコイルに作用する磁束の増加、コイル電流の増加が有効であると考ええる。

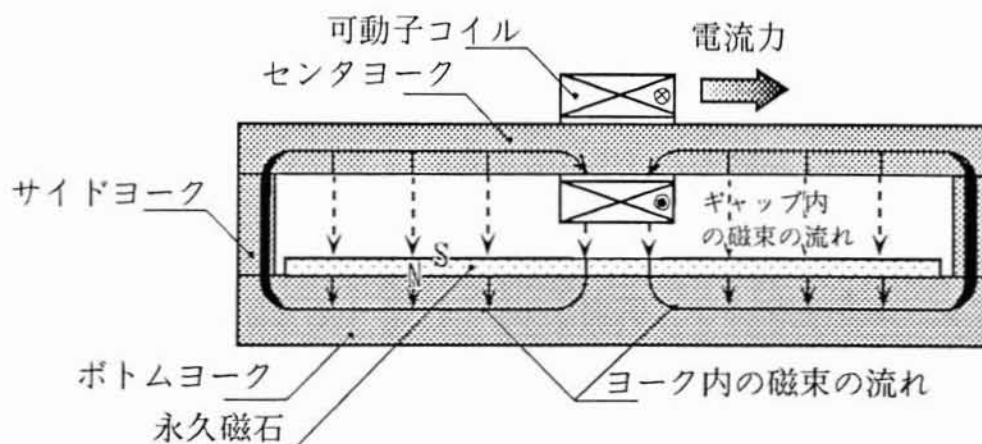


図2.7 電流力発生原理



### 2.4.2. 磁気勾配力

LDMの永久磁石と中心ヨークの間のギャップに貯えられる単位体積あたりの磁気エネルギー $W_m$ は、次式で与えられる<sup>2.6)</sup>。

$$\begin{aligned} W_m &= \frac{1}{2} HB \\ &= \frac{1}{2 \mu_0} B^2 \quad [\text{J/m}^3] \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここに、 $H$  : 磁界の強さ [A/m]  
 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  : 真空の透磁率 [H/m]

コイルに働く起磁勾配力  $F_m$  は次式で与えられる。

$$F_m = V_c \frac{dW_m}{dx} \quad [\text{N}] \quad (2.3)$$

ここに、 $x$  : コイルの位置 [m]  
 $V_c$  : 磁束密度が作用するコイルの体積 [m<sup>3</sup>]

式 (2.2)、式 (2.3) より磁気勾配力  $F_m$  は次式のように表される。

$$F_m = V_c \frac{1}{\mu_0} B \frac{dB}{dx} \quad [\text{N}] \quad (2.4)$$

式 (2.4) より磁気勾配力は磁気勾配  $dB/dx$  によって生じる。

図2.8に磁気勾配力の発生原理を示した。コイルに電流を流すことによって、磁束  $B_c$  が発生する。また、永久磁石による磁束  $B_p$  は、センタヨークと永久磁石の間において均一である。コイルがつくる磁束密度は、コイルの両端において一方は永久磁石の磁束密度を強める方向に、もう一方は永久磁石の磁束密度を弱める方向に分布する。その結果ギャップに形成された磁束密度は、コイル幅の範囲において磁気勾配を生じる。磁気勾配は、コイルの運動方向に対して負の傾斜になることから、磁気勾配力は電流力によるコイルの運動方向と反対の方向に働く<sup>2.7)</sup>。

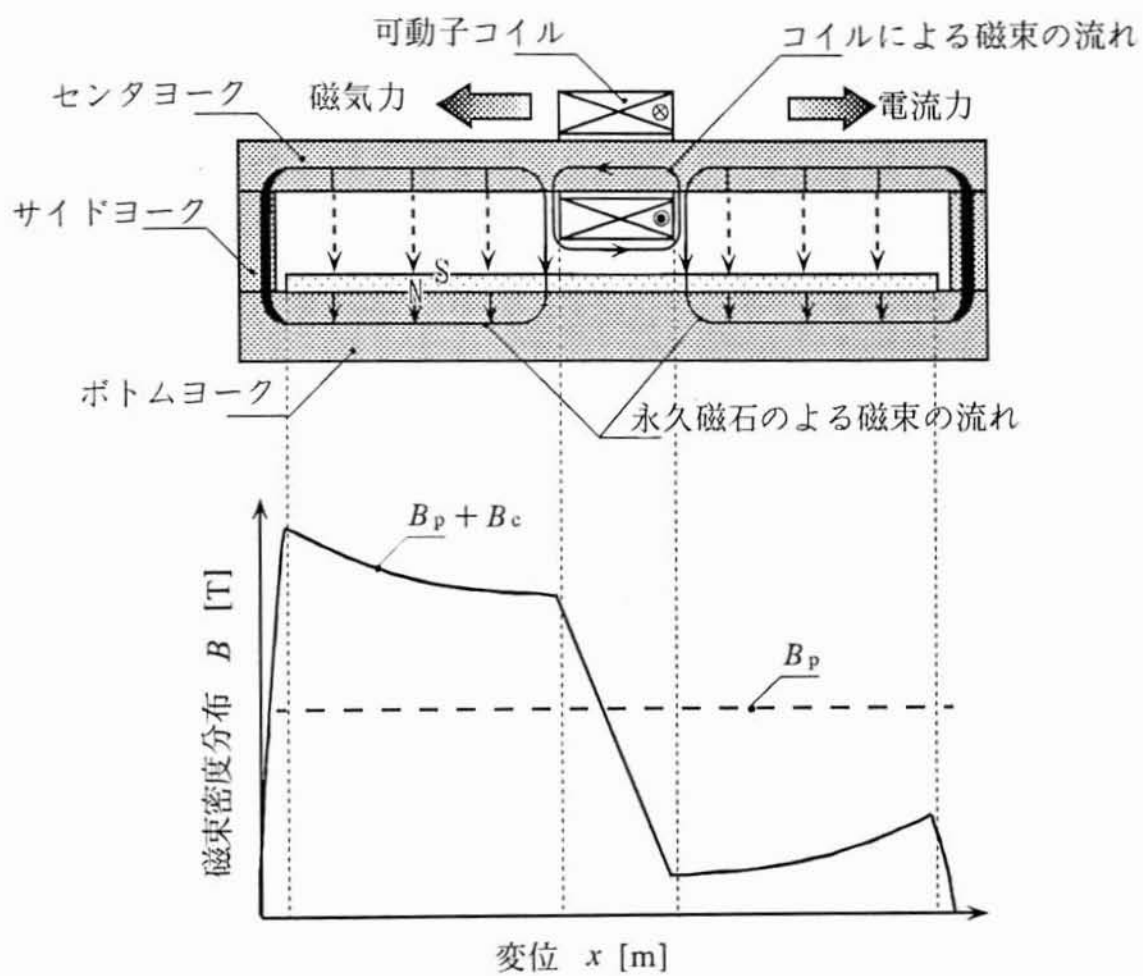


図2.8 磁気力発生原理

### 2.4.3 推力の基本式

LDMの推力  $F$  は、電流力  $F_e$  と磁気勾配力  $F_m$  の和になる。従って、推力は次式で与えられる<sup>2.6)</sup>。

$$F = NIBI + V_c \frac{1}{\mu_0} B \frac{dB}{dx} \quad [\text{N}] \quad (2.5)$$

コイルに流れる電流が小さい場合は、コイル電流がつくる磁束が小さくなるため、磁気勾配も小さくなる。従って、磁気勾配力は無視できるほど小さな値になることから、推力はほぼ電流力によって表される。その結果、推力は電流力のみで近似出来る。従って、次式によりLDMの推力は与えられる。

$$\begin{aligned} F &= F_e \\ &= NIBI \\ &= K_f I \quad [\text{N}] \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\text{ここに, } K_f = NIB \quad : \text{推力定数} \quad [\text{N/A}] \quad (2.7)$$

以後、磁気勾配力の影響は微少であり、無視できるものとして電流力による推力について検討する。

### 2.4.4 LDMの回路方程式

LDMのコイルが一定速度  $v$  で働いているとき、コイルの速度  $v$  に比例し逆起電力  $e$  が生じる。逆起電力は次式で与えられる。

$$e = K_e v \quad [\text{V}] \quad (2.8)$$

$$\text{ここに, } K_e = NIB \quad : \text{逆起電力定数} \quad [\text{V} \cdot \text{s/m}] \quad (2.9)$$

LDMの電気回路に於ける回路方程式は次式で与えられる<sup>2.8)</sup>。

$$E = RI + e \quad [\text{V}] \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに, } E &: \text{印加電圧} \quad [\text{V}] \\ R &: \text{コイルの抵抗} \quad [\Omega] \end{aligned}$$



式 (2.6) ～ (2.9) より LDM の推力  $F$  は次式で与えられる。

$$F = \frac{K_f(E - K_e v)}{R} \quad [\text{N}] \quad (2.11)$$

式(2.11)より、LDMの推力－速度特性は図2.9のような垂下特性となる。図2.9はコイルの速度に比例してLDMの推力が線形に減少することを示している。よって、記録計のサーボモータとして使用する場合、適している特性であることがわかる。しかし、巻数は500、磁束密度は0.04[T]、コイルの長さは0.085[m]程度のため、 $K_e$ は約1.7[V・s/m]となり、速度は実用的には0～0.2[m/s]の低いところで使用される。そのため、逆起電力は駆動電圧15[V]に対して1～2[%]である。よって、速度による推力の低下は無視される。

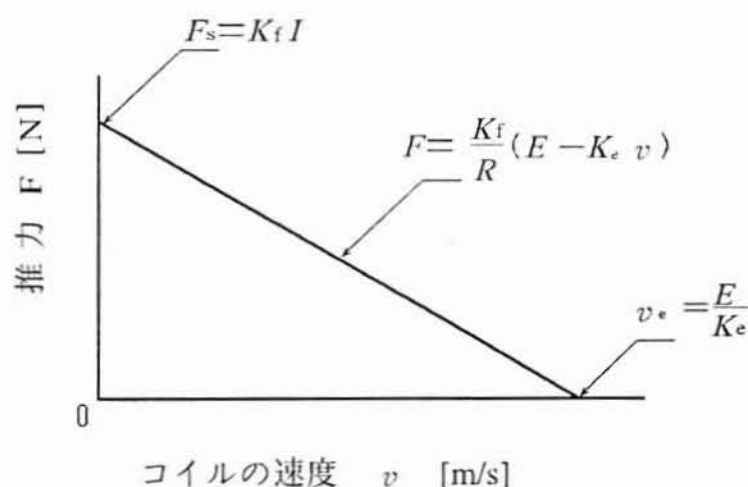


図2.9 LDMの推力－速度特性(垂下特性)

( $F_s$ : 起動推力 [N],  $v_e$ : 終速度 [m/s])

## 2.5 LDMの伝達関数

高速応答が要求されるペンレコードに用いるサーボモータの時定数は推力とともに考慮されなければならない。また、伝達関数は制御系全体の安定性、応答性を知る上で、重要な指標となるものである。以下、電氣的時定数、機械的時定数、および伝達関数について示す。

## 2.5.1 摩擦を考慮しない場合のLDMの伝達関数

### (1) 時定数

摩擦を考慮しない場合の可動子コイルの運動方程式は次式で与えられる。

$$(M_L + M_C) \frac{d^2 x}{dt^2} = K_f I \quad (2.12)$$

ここに、 $M_L$  : コイル以外の可動子の質量 [kg]  
 $M_C$  : コイルの質量 [kg]  
 $x$  : 変位 [m]  
 $t$  : 時間 [s]  
 $K_f = NBl$  : 推力定数 [N/A]  
 $I$  : コイル電流 [A]

可動子コイルのインダクタンス $L$ と逆起電力を考慮した場合の回路方程式は、次式で与えられる。

$$L \frac{dI}{dt} + RI = E - K_e v \quad [\text{V}] \quad (2.13)$$

ここに、 $L$  : コイルのインダクタンス [H]  
 $R$  : コイルの抵抗 [ $\Omega$ ]  
 $E$  : 印加電圧 [V]  
 $K_e = NBl$  : 逆起電力定数 [ $\text{V} \cdot \text{s/m}$ ]  
 $v$  : コイルの速度 [m/s]

式(2.12), (2.13)より、次式が与えられる。

$$T_e T_m \frac{d^2 v}{dt^2} + T_m \frac{dv}{dt} + v = \frac{E}{K_f} \quad (2.14)$$

$$\text{ここに、} T_e = \frac{L}{R} \quad ; \text{電気的時定数} \quad [\text{s}] \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned}
 T_m &= \frac{(M_L + M_c)R}{K_t K_e} \\
 &= \frac{(M_L + M_c)R}{(NBl)^2} \quad : \text{機械的時定数 [s]}
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

ここに、 $M = (M_L + M_c)$  : 可動子の質量 [kg]  
 $M_L$  : コイル以外の可動子の質量 [kg]  
 $M_c$  : 可動子コイルの質量 [kg]

電氣的時定数  $T_e$  は、コイルの電氣的要因によって定められる時定数である。機械的時定数  $T_m$  は、コイルの機械的要因によって定められる時定数であり、LDMの場合、磁気回路による時定数である。この機械的時定数は、完全に停止しているモータに電源をいれてから終速度の63.2[%]になるまでの時間である。

## (2) 伝達関数

式(2.14)をラプラス変換することにより、次式が与えられる。

$$(T_e T_m s^2 + T_m s + 1) v(s) = \frac{E(s)}{K_t} \tag{2.17}$$

ここに、 $s$  : Laplace演算子

式(2.17)より、入力電圧 $E$ で、出力が変位 $x$ の変位伝達関数  $G_x(s)$  は、次式で与えられる<sup>2.10)</sup>。

$$G_x(s) = \frac{1}{K_t s (T_e T_m s^2 + T_m s + 1)} \tag{2.18}$$

ここに、 $G_x(s)$  : 変位伝達関数

図2.10に、摩擦を考慮しないLDMのブロック線図を示した。図2.10のブロック線図を用いることにより、入力電圧と変位の関係をとらえるのが容易になる。

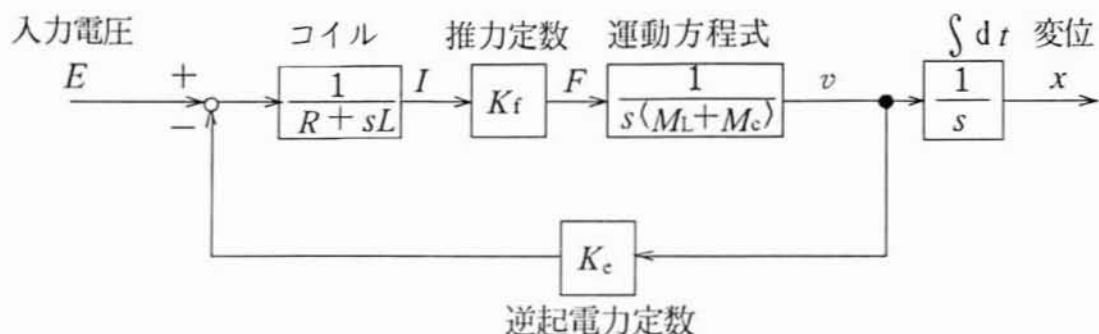


図 2.10 摩擦を考慮しない LDM のブロック線図

変位関数は、3次遅れ系であるが、応答性の解析において2次遅れ系の速度伝達関数  $G_v(s)$  で近似できる。式(2.18)より、LDMの変位伝達関数は2次遅れ系で与えられる。したがって、固有角周波数  $\omega_n$  と減衰係数  $\zeta$  は次式で与えられる。

$$\omega_n = \frac{1}{T_e T_m} \quad [\text{rad/s}] \quad (2.19)$$

$$\zeta = \frac{1}{2} \frac{T_m}{T_e} \quad (2.20)$$

ここに、 $\omega_n$  : 固有角周波数 [rad/s]  
 $\zeta$  : 減衰係数

LDMの応答性の向上のためには、固有角周波数を大きくする必要がある。そのため、式(2.19)より電氣的時定数と機械的時定数を小さくするように設計しなければならない。また、オーバシュートのない応答をさせるためには減衰係数  $\zeta$  が1に近づけばよい。つまり、機械的時定数が電氣的時定数の2倍が望ましい。

## 2.5.2 摩擦を考慮した場合のLDMの伝達関数

摩擦を考慮した可動子コイルの運動方程式は、次式で与えられる<sup>2,9)</sup>。

$$(M_L + M_C) \frac{d^2 x}{dt^2} = K_f I - \lambda \frac{dx}{dt} - R_c \quad [N] \quad (2.21)$$

ここに、 $\lambda$  : 粘性摩擦係数  $[N \cdot s/m]$

$R_c$  : クーロン摩擦

式 (2.13), (2.21) より、次式が与えられる。

$$T_e T_m \frac{d^3 x}{dt^3} + \left( \frac{L \lambda}{K_f^2} + T_m \right) \frac{d^2 x}{dt^2} + \left( \frac{\lambda}{M} T_m + 1 \right) \frac{dx}{dt} + \frac{R_c T_m}{M} x = \frac{E}{K_f} \quad (2.22)$$

式 (2.22) をラプラス変換することにより、次式が与えられる。

$$\{ T_e T_m s^3 + \left( \frac{L \lambda}{K_f^2} + T_m \right) s^2 + \left( \frac{\lambda}{M} T_m + 1 \right) s + \frac{R_c T_m}{M} \} x(s) = \frac{E(s)}{K_f} \quad (2.23)$$

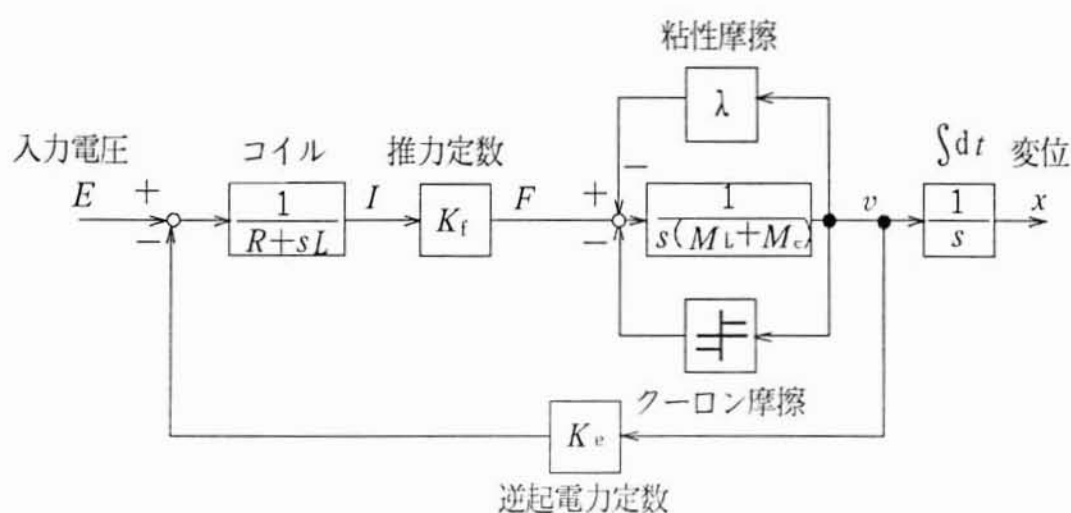


図2.11 摩擦を考慮したLDMのブロック線図



式 (2.23) より、摩擦を考慮した変位伝達関数は次式で与えられる<sup>2.10)</sup>。

$$G_x(s) = \frac{1}{K_f \left\{ T_e T_m s^3 + \left( \frac{L \lambda}{K_f^2} + T_m \right) s^2 + \left( \frac{\lambda}{M} T_m + 1 \right) s + \frac{R_c T_m}{M} \right\}} \quad (2.24)$$

図2.11に摩擦を考慮したLDMのブロック線図を示した。

### 2.5.3 ペンレコーダユニットの構成

図2.12に、ペンレコーダユニットの構成を示した。ペンレコーダユニットに入力された指令電圧  $E_D$  は、まず、サーボ回路に入力され周期60[ms]のADコンバータによりA/D変換される。この値が目標値となり、フィードバックされた現在位置との偏差値がモータドライバにて250ppsのPWM変調をなされ、可動子コイルに印加され、コイルが移動する。その移動量が位置検出器を通して増幅器 (AMP)，周期4[ms]のADコンバータにて変換され、フィードバック量として帰還される。

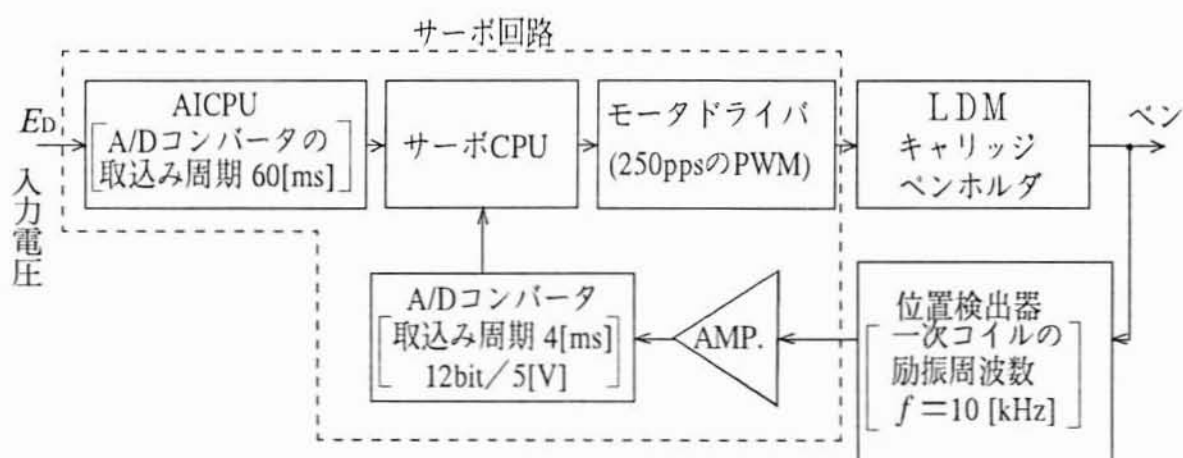


図2.12 ペンレコーダユニットの構成

## 2.5.4 ペンレコーダユニットの伝達関数

### (1) 閉ループ伝達関数

図2.13に、フィードバックループ内に1次遅れ系を考慮したペンレコーダユニットのブロック線図を示した。位置検出器からの情報をADコンバータ内で読みとる際の1次遅れ系 $H(s)$ は、次式で与えられる。

$$H(s) = \frac{K_2}{sT_f + 1} \quad (2.25)$$

ここに、 $H(s)$  : ADコンバータの伝達関数  
 $K_2$  : ADコンバータの増幅率  
 $T_f$  : ADコンバータの時定数 [s]

ペンレコーダユニットの閉ループ伝達関数  $G_{cx}(s)$  は次式で与えられる。

$$G_{cx}(s) = \frac{K_A G_x(s)}{1 + K_A K_i H(s) G_x(s)} \quad (2.26)$$

ここに、 $K_A$  : PWM変調器の増幅率  
 $K_i$  : 位置検出器の感度 [V/m]

式(2.26)よりペンレコーダユニットの閉ループ伝達関数は次式で与えられる。

$$G_{cx}(s) = \frac{K_A(sT_f + 1)}{T_c T_m T_f s^3 + T_m(T_c + T_f)s^2 + (T_m + T_f)s + K_A K_i + 1} \quad (2.27)$$

式(2.27)より、ADコンバータに1次遅れ系を考慮した場合、ペンレコーダユニットの閉ループ伝達関数は1次進み系を含む3次遅れ系で与えられた。

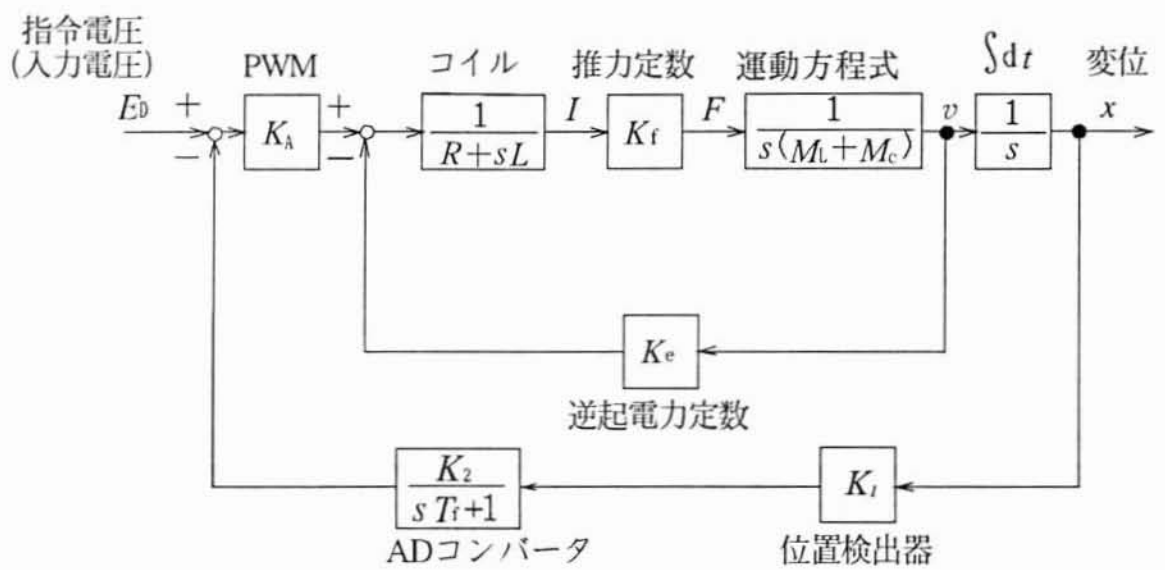


図2.13 フィードバックループ内に1次遅れ系を考慮した  
ペンレコーダユニットのブロック線図

## (2) 閉ループ伝達関数の周波数応答

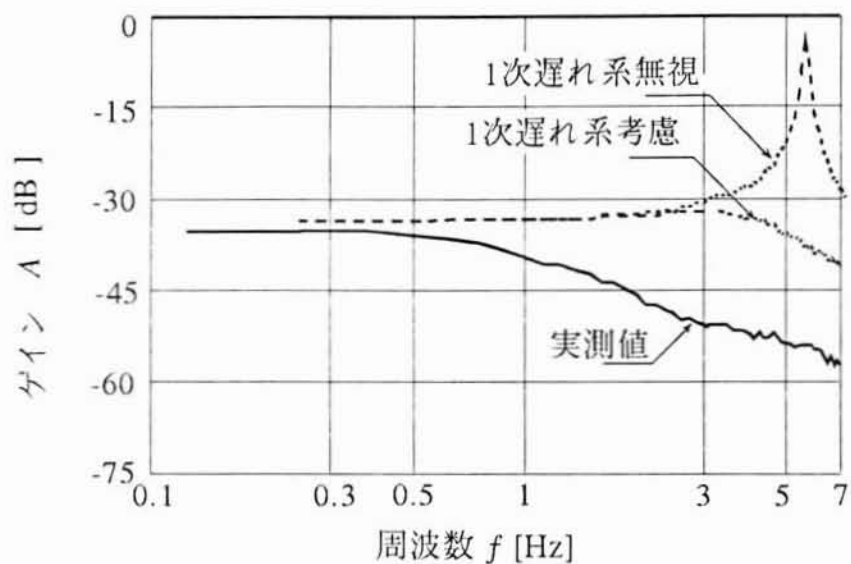
ペンレコーダユニットの閉ループ伝達関数の周波数応答シミュレーションを行った。表2.1にシミュレーションに使用したペンレコーダユニットの諸量を示した。ただし、 $T_f$ の値以外は実測値である。

図2.14にペンレコーダユニットの周波数応答を示した。ゲイン特性、位相特性とも実測値に近付いている。

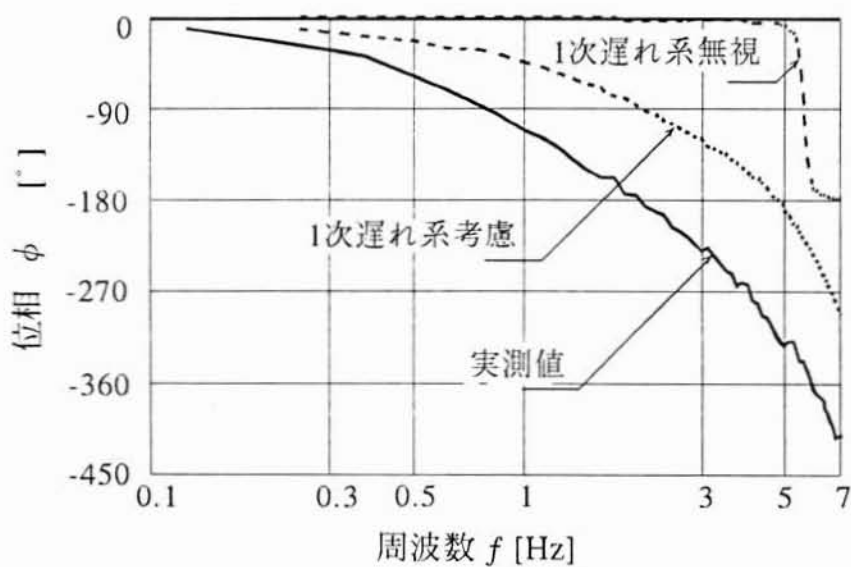
表 2.1 シミュレーションに使用したペンレコーダユニットの諸量

項目	記号	値	単 位
PWM変調器の増幅率	$K_A$	13.29	
位置検出器の感度	$K_1$	$50 \times 0.0312$	[V/m]
ADコンバータの増幅率	$K_2$	$1/0.0312$	
逆起電力定数	$K_e$	1.7	[V・s/m]
推力定数	$K_f$	1.193	[N/A]
電氣的時定数	$T_e$	0.08	[s]
機械的時定数	$T_m$	1.5	[s]
ADコンバータの時定数	$T_f$	0.01	[s]
可動子コイルの巻数	$N$	500	
磁束の作用する可動子コイルの長さ	$l$	0.085456	[m]
磁束密度の大きさ	$B$	0.03526	[T]
可動子コイルのインダクタンス	$L$	0.215~0.3	[mH]
可動子コイルの抵抗	$R$	3.96~4.4	[Ω]
可動子コイルの質量	$M_c$	0.023	[kg]

注)可動子コイルのインダクタンスと抵抗は可動子を固定し、周波数特性により測定された値である。



(a) ゲイン特性



(b) 位相特性

図2.14 ペンレコーダユニットの周波数応答  
(点線は計算値を示す)



## 2.6 まとめ

本章にて明かにしたことは以下の通りである。

- (1) LDMは長ストロークのアクチュエータには向かないが短ストロークでは適しているため、ペンレコーダ用サーボモータとして実用的である。
- (2) 可動子の移動により生じる回路方程式から、LDMは始動推力が最大になり、制御性の良いモータであることを示した。
- (3) LDMの伝達関数より応答性を向上させるためには、電氣的時定数と機械的時定数を小さく、機械的時定数を電氣的時定数の2倍に近づければよいことを示した。
- (4) ペンレコーダの閉ループ関数を求め、シュミレーションを行った。その結果、ゲイン特性、位相特性とも実測値に近付いていることを確認した。

## 第2章の参考文献

- 2.1) 正田英介：リニアドライブ技術とその応用，オーム社，pp.10-13,1991.
- 2.2) 山田 一：リニアモータ応用ハンドブック，工業調査会，pp.191-192, 1986 .
- 2.3) 海老原 大樹，宮尾 昌弘，山崎 真人，荻田 充二：長ストローク単極型リニア直流モータの非線形特性の補償，電気学会マグネティックス研究会資料，MAG-85-117,pp.59-66,1985.
- 2.4) 織田順平，三上三男，森村利昭，川口俊彦：RM10/18形ハイブリッド記録計，大倉電気技報，No.8,pp.52-57,1991.
- 2.5) 海老原 大樹，今川 和彦，征矢 靖，荻田 充二：単極型LDMの推力解析，電気学会マグネティックス研究会資料，MAG-85-45,pp.29-37, 1985 .
- 2.6) 電気学会：リニアモータとその応用，電気学会，pp.11-12,1984.
- 2.7) 電気学会磁気アクチュエータ調査専門委員会編：リニアモータとその応用，電気学会，p.11,1984.
- 2.8) 電気学会磁気アクチュエータ調査専門委員会編：リニアモータとその応用，電気学会，p.12-13,1984.
- 2.9) 齊藤 潤，鈴木康夫，堀 宏展，松本 義一：直流リニアモータの特性解析，電気学会回転機研究会資料，RM-91-29，pp.25-33,1991.
- 2.10) 織田順平，矢島久志 ，脇若弘之，森村利昭，山田 一：MC形リニア直流モータの時定数を考慮した設計，電気学会リニアドライブ研究会資料，LD-94-82,pp.79-88,1994 .
- 2.11) 脇若弘之，妹尾伸一，矢島 久志，織田順平，山田 一：多極型リニア直流モータのヨーク薄型化の検討，日本応用磁気学会誌，Vol.20,No.2, pp.593-596,1996.

## 第3章 ペンレコード用単極形リニア直流モータ 初期モデルの特性解析

### 3.1 はじめに

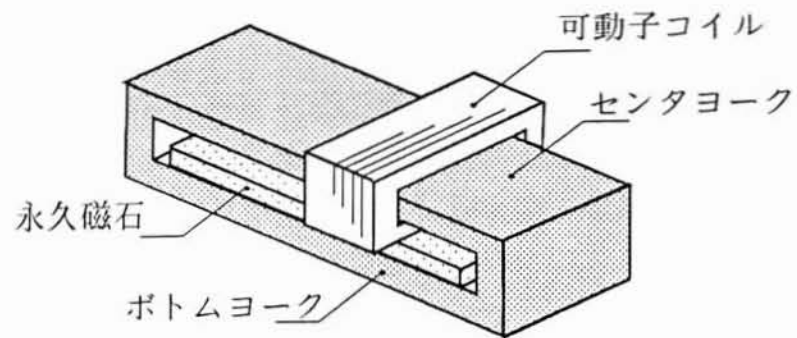
ペンレコード用リニア直流モータを改良設計するためには、推力を計算することは基本的なことである。計算方法を決定するため、初期モデルの特性解析を行ない、磁束密度分布からの推力計算を検討した。また、有限要素法による磁界解析と推力定数の計算方法について検討した。本章では以下のことを明らかにした。

- (1) 初期モデルの磁束密度分布測定と推力の測定。
- (2) 磁束密度分布から推力の計算方法の確認。
- (3) 有限要素法による初期モデルの磁界解析。
- (4) 有限要素法による推力定数の算出方法の確認。

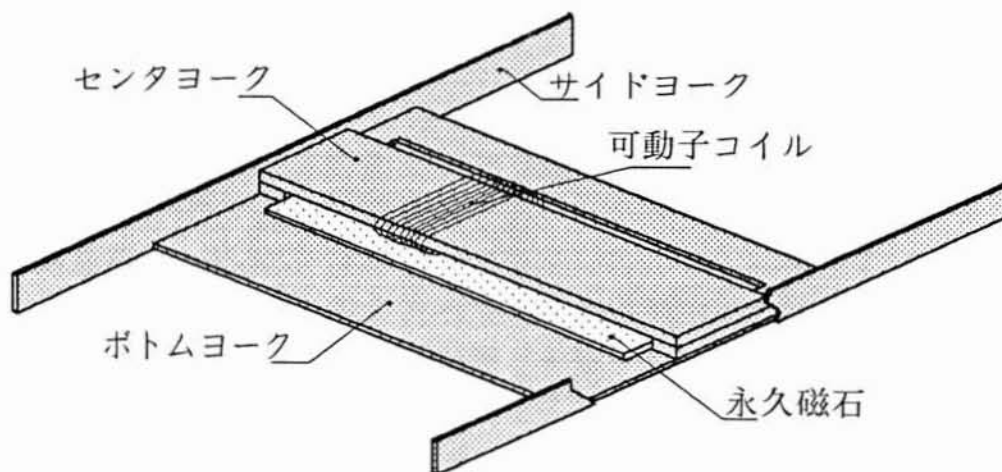
### 3.2 単極形LDMサーボユニットの構造と仕様

図3.1に単極形LDMを使用したペンレコードユニットの構造図を示した。単極形LDMはキャリッジ内に配置された可動子コイル、永久磁石、センターヨーク (SUB-1)、サイドヨーク (SPCC-SD)、ボトムヨーク (SPCC-SD)からなる。また、ペンレコード本体の外箱を磁性体 (SPCC-SD)とすることによって、ペンレコード本体に収納したときサイドヨーク部分の磁路面積を大きくできる。本LDMは、片側着磁タイプのLDMであり、厚さ13[mm]、幅129[mm]、奥行き92[mm]の薄型平板状と併せ、最大ストローク102[mm]のロングストロークを実現している。

表3.1に単極形LDMの仕様を示した。センターヨークはコイルの大きさと相互関係で推力に影響するため、一般的に透磁率が大きいとされる電磁純鉄 (SUZYB-1) を使用した。永久磁石の材質は、保磁力、最大エネルギー積の高い希土類鉄系を使用した。その結果、全体の厚さが13[mm]と薄いLDMを実現できた。



(a) 可動コイル型LDMの構造



(b) 薄型のLDMの構造

図3.1 ペンレコーダユニットの構造図

表3.1 単極形LDMの仕様

項目	記号	数値	[単位]
本体寸法		200 × 129 × 13	[mm <sup>3</sup> ]
可動部寸法		87 × 17 × 8	[mm <sup>3</sup> ]
永久磁石寸法		38 × 116 × 1.3	[mm <sup>3</sup> ]
磁石材料		Nd-Fe-Bプラスチックマグネット (FMG-4900H,住友ベークライト)	
永久磁石の個数		1	
ヨーク材料		SUYB-1(センターヨーク) SPCC-SD(他のヨーク)	
ギャップの長さ	$g$	2.9	[mm]
コイルの巻数	$N$	500	
コイルの寸法		12 × 36 × 8	[mm <sup>3</sup> ]
最大ストローク	$x_m$	102	[mm]
全体の質量	$M$	525	[g]
可動部の質量	$M_c + M_L$	20	[g]

### 3.3 初期モデルLDMの磁束密度分布

LDMの磁束密度分布をホール素子を用いて測定した<sup>3.1)</sup>。図3.2に磁束密度測定ブロックを示した。図3.3に、LDMのセンタヨークー永久磁石間の変位による磁束密度分布の測定結果を示した。ストローク方向の磁束密度分布は、変位  $x = -8.7$ [mm]において最小値を示した。センタヨークの中心部では変位  $x = -49.3$ [mm]において、最大値 $-87.6$ [mT]を示した。図3.4に、 $x$ 方向の磁束密度分布を示した。また、図3.5に  $y$  方向の磁束密度分布を示した。本LDMにおいて、 $x$  方向のセンタヨークー永久磁石間の磁束密度は、センタヨークの中心部から端部に向かうにしたがい増加する傾向にある。また、 $y$  方向についてはセンタヨークの中心部から端部にいくにしたがい増加する傾向がある。 $x$  方向について、センターヨークの中心として対称となるのが理想であるが、実測値では $-8.7$ [mm]とずれている。これは永久磁石の着磁むらと考える。



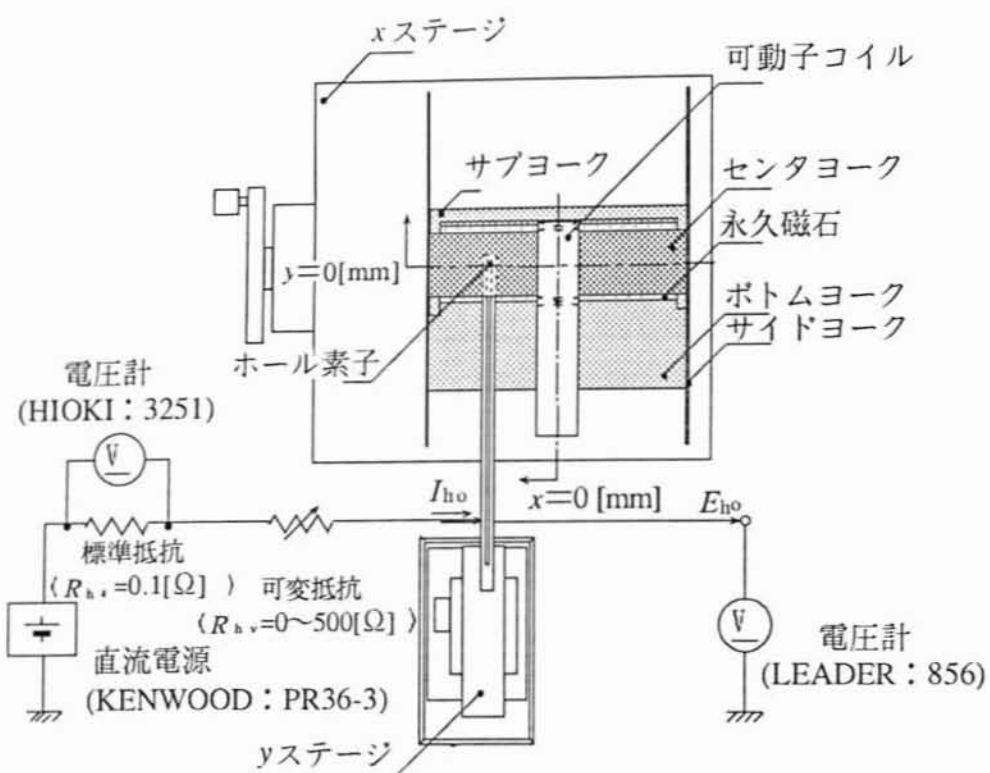
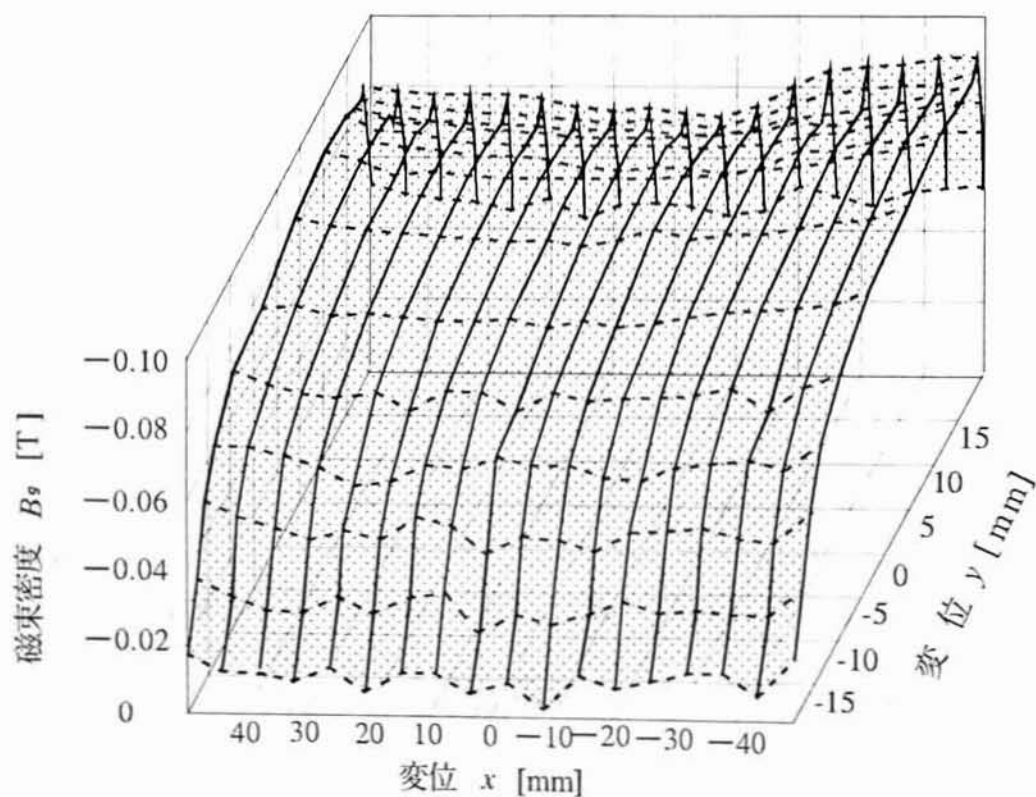


図3.2 磁束密度測定ブロック



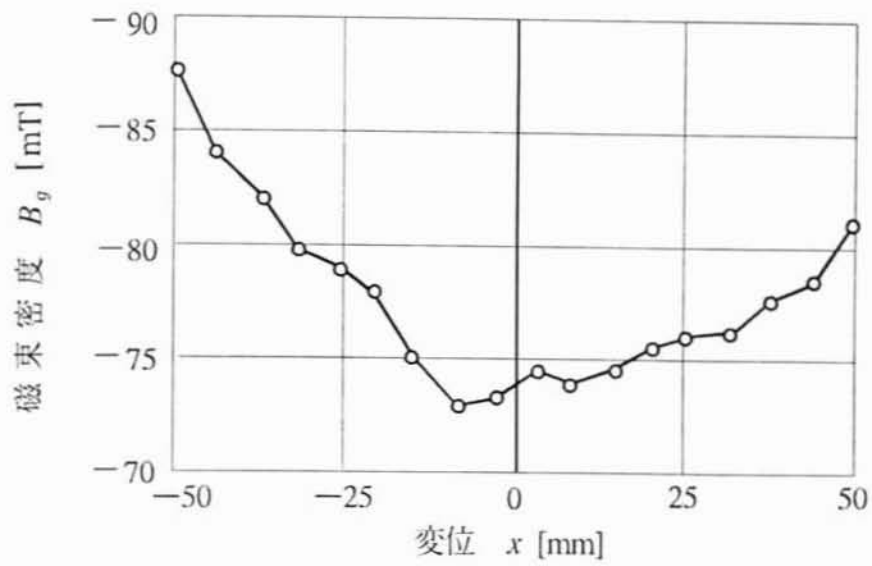


図3.4  $x$  方向の磁束密度分布  
( $y = 3.5$  [mm])

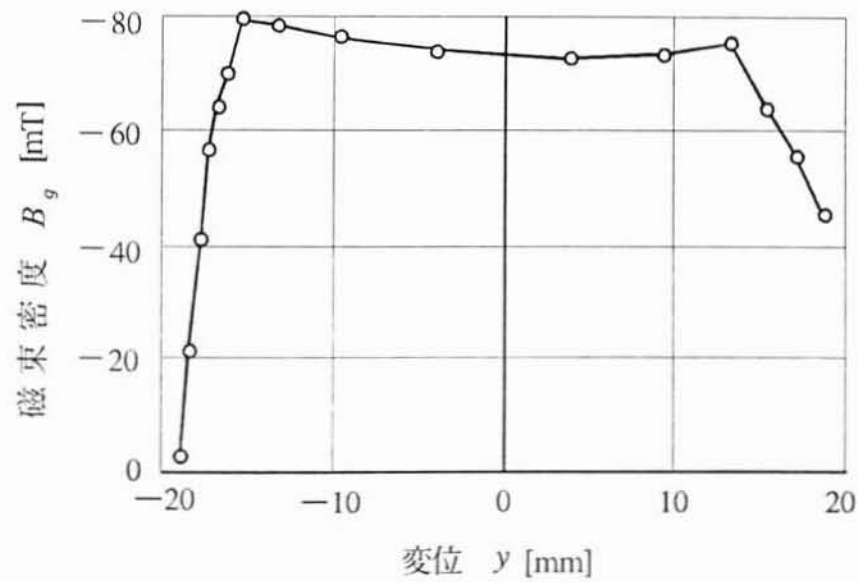


図3.5  $y$  方向の磁束密度分布  
( $x = -8.7$  [mm])

### 3.4 LDMの推力測定

コイルの巻数による推力の変化, 変位による推力の変化について実測した。図3.6にLDMの静推力の測定ブロックを示した。直流電源から可動子コイルに電流を流すことにより発生した推力は可動子が固定されているため, 作用反作用の法則から固定子により電子式上皿天秤に推力がかかり測定される。

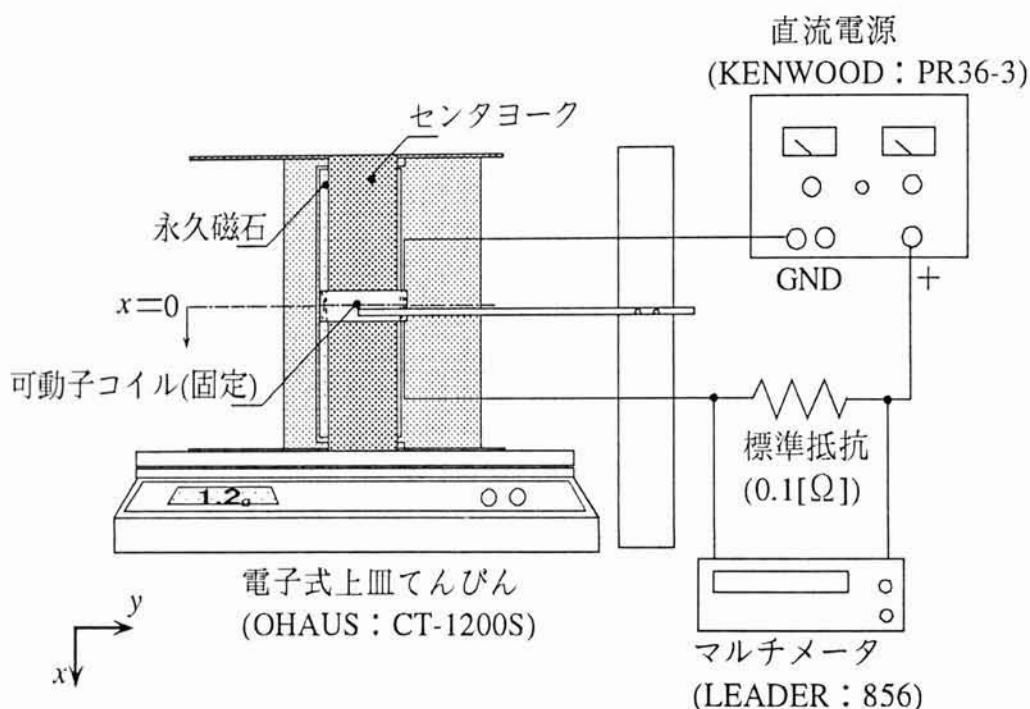


図3.6 LDMの静推力測定ブロック(可動子は固定)

#### 3.4.1 推力ーコイルの巻数特性

図3.7にコイルの巻数に対する推力ーコイル電流特性を示した。推力は, コイル電流に比例して, 線形に増加している。コイル電流の立ち上がりとしち下がりで推力の差が最大4.9[mN]となった。この差は, コイルの巻数が多いためコイルの厚さが増加し, コイルが固定子と接触したためと考える。

式(2.7)により各コイルの推力定数  $K_f$  は与えられる。推力定数を最小自乗法により一次近似で求めた。図3.8に推力定数ーコイルの巻数特性を示した。推力定数はコイルの巻数の増加に対して線形に増加した。

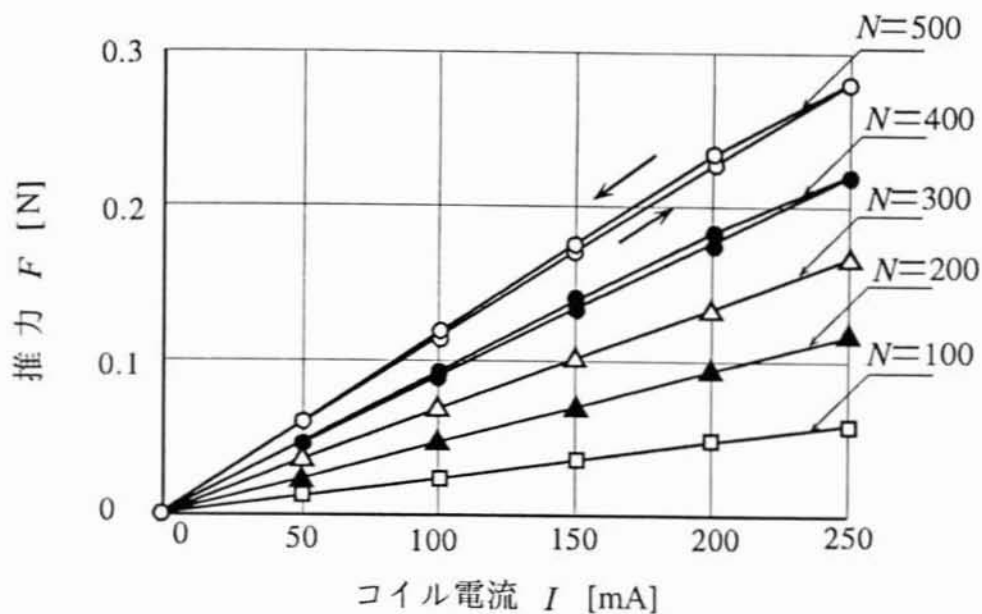


図3.7 コイルの巻数に対する推力ーコイル電流特性  
(可動子変位:  $x_c=0$  [mm],  $N$ : コイルの巻数)

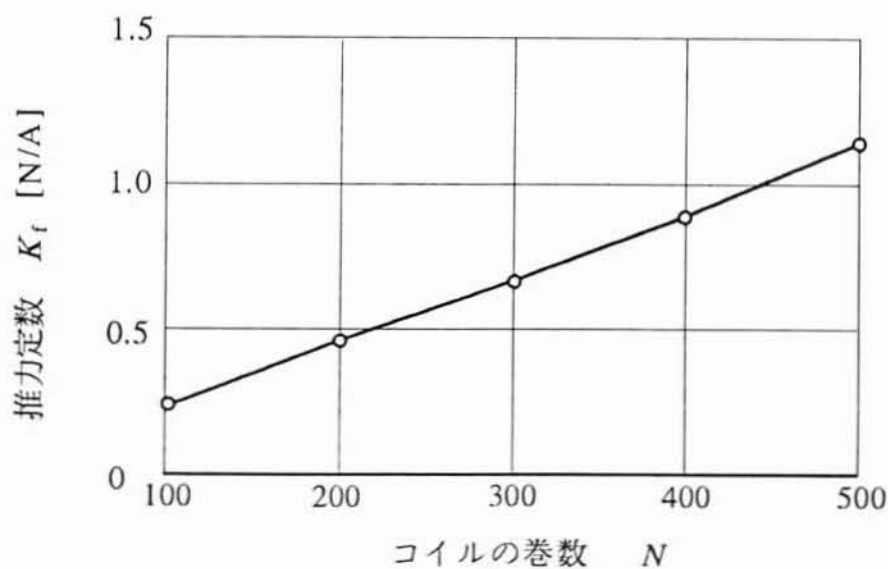


図3.8 推力定数ーコイルの巻数特性  
(可動子変位:  $x_c=0$  [mm])

### 3.4.2 推力定数の変位による変動

変位 $x$ を10[mm]間隔で $-40 \sim 40$ [mm]の範囲にとり、推力定数を求めた。図3.9に、変位による推力定数の変動を示した。変位 $-10$ [mm]において推力定数は、各コイルにおいて最小値を示した。また、コイルの巻数200を除いて、変位 $40$ [mm]において推力定数は最大値を示した。この変動は磁束密度の不均一分布である。

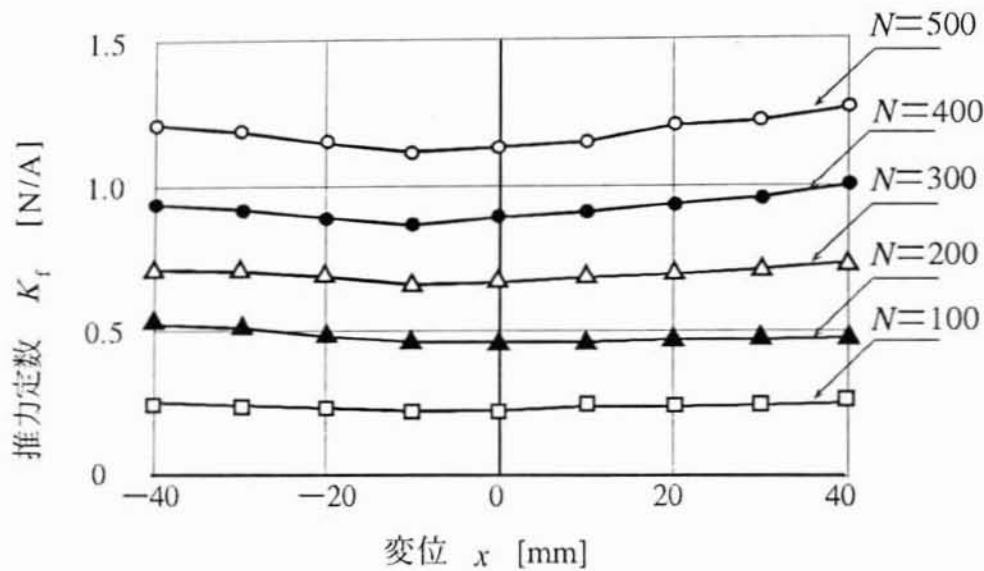


図3.9 変位による推力定数の変動

表3.2に、各コイルの推力定数を示した。なお、推力定数の変化量 $\Delta K_f$ 、推力定数の平均値 $K_{ave}$ 、変動率 $\delta$ はそれぞれ次式によって与えられる。

$$\Delta K_f = K_{max} - K_{min} \quad [N] \quad (3.4)$$

$$K_{ave} = \frac{K_{max} + K_{min}}{2} \quad [N] \quad (3.5)$$

$$\delta = \frac{\Delta K_f}{K_{ave}} \times 100 \quad [\%] \quad (3.6)$$



ここに、 $\Delta K_f$	: 推力定数の変化量	[N/A]
$K_{max}$	: 推力定数の最大値	[N/A]
$K_{min}$	: 推力定数の最小値	[N/A]
$K_{ave}$	: 推力定数の平均値	[N/A]
$\delta$	: 変動率	[%]

変位による推力定数の変動率から、コイルに作用する磁束密度の変動が12 [%]程度存在していることがわかる。

表3.2 各コイルの推力定数

項 目	コイルの巻数 $N$				
	100	200	300	400	500
推力定数の最大値 $K_{max}$ [N]	0.257	0.529	0.732	0.998	1.266
推力定数の最小値 $K_{min}$ [N/A]	0.227	0.468	0.663	0.869	1.120
推力定数の変化量 $\Delta K_f$ [N/A]	0.030	0.061	0.069	0.129	0.146
推力定数の平均値 $K_{ave}$ [N/A]	0.242	0.499	0.698	0.933	1.193
変動率 $\delta$ %	12.4	12.2	9.9	13.8	12.2

### 3.4.3 LDMの定電圧特性

#### (1) LDMの推力式

LDMの推力は電流力で与えられる。したがって、式(2.6)によって推力は与えられる。また、コイル抵抗はコイルの巻数に比例するので、式(3.7)によって与えられる。

$$F = K_d I \quad (2.6)$$

$$R = R_0 N \quad [\Omega] \quad (3.7)$$

$$\text{ここに, } R_0 = \rho \frac{l_{co}}{A_{cu}} \quad ; \text{コイルの抵抗定数 } [\Omega]$$

$$\rho = 1.7 \times 10^{-8} \quad ; \text{銅の抵抗率 } [\Omega \cdot \text{m}]$$

$$l_{co} \quad ; \text{コイルの円周の長さ } [\text{m}]$$

$$A_{cu} \quad ; \text{銅線の断面積 } [\text{m}^2]$$

式(2.6), (3.7)より, コイル電圧と推力の関係を表す式は, 次式で与えられる。

$$F = \frac{Bl}{R_0} E \quad [\text{N}] \quad (3.8)$$

ここに,  $E$  : コイル電圧[V]

#### (2) コイル電圧に対するLDMの推力特性

図3.10に, 推力の測定位置を示した。可動子の変位 $x_c$ は, センタヨークの中心を原点とし, 変位0,  $-30[\text{mm}]$ で測定した。図3.11に, コイルの巻数に対する推力-電圧特性を示した。

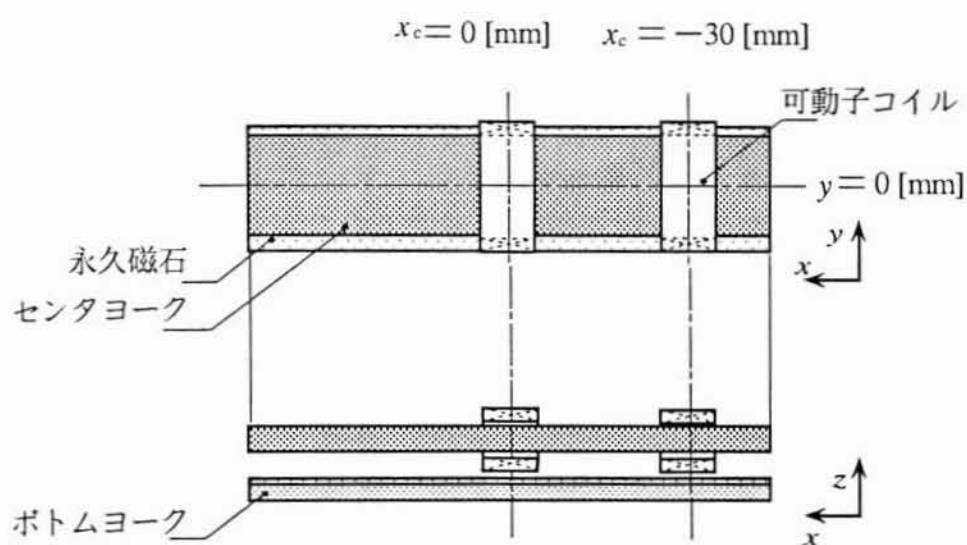


図3.10 推力の測定位置

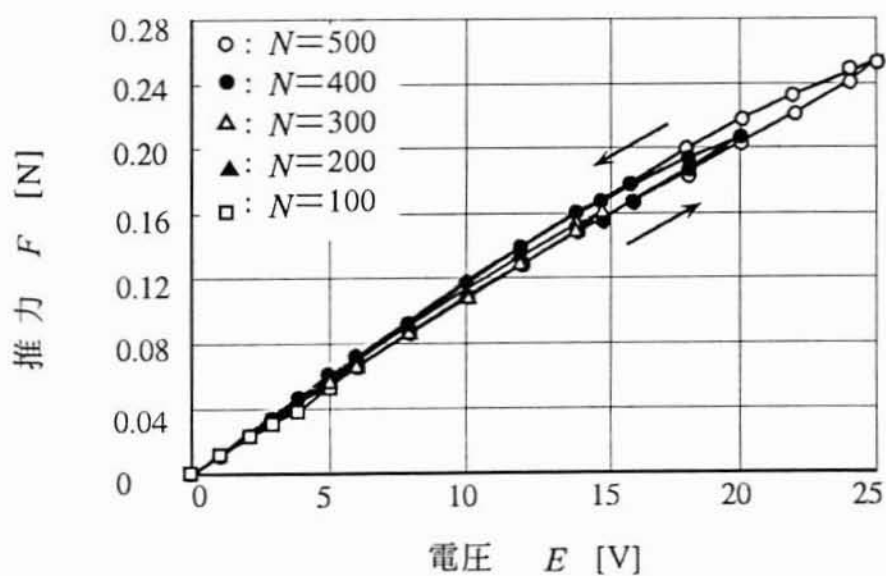


図3.11 コイルの巻数に対する推力－電圧特性  
(変位  $x_c = 0$  [mm],  $N$  : コイルの巻数)

### 3.4.4 磁束密度からの推力の算出法

3.3節と同様の測定方法でセンタヨークー永久磁石間について磁束密度を測定した。図3.12, 図3.13に, センタヨーク上部とセンタヨーク永久磁石間の磁束密度分布を示した。磁束の向きは, センタヨーク上部およびセンタヨークー永久磁石間ともに $z$ 軸に対して負の方向である。したがって, コイルに電流を流した場合, センタヨーク上部において可動子コイルの進行方向に対して負の向きに, センタヨークー永久磁石間において正の向きに推力が発生する。コイルの変位0[mm]において, センタヨーク上部およびセンタヨークー永久磁石間で, 磁束密度は変位が正方向になるにしたがい増大している。コイルの変位-30[mm]において, 磁束密度は変位が正方向になるにしたがい逆に減少している。このように電流を流さない場合でも, コイルに作用する磁束密度には変位により傾きが生じている。この磁束密度の傾きにより, 微小な磁気力が存在していると考えられる。しかし, 微小であるので以後は考慮しないこととする。

図3.14に, コイルの分割図を示した。測定した $z$ 方向の磁束密度を用い $x$ 方向の磁束密度の平均値 $\bar{B}_z$ に, 各要素の $y$ 方向の長さ $l_y=2$ [mm]をかけることによってコイルの長さ $l_y$ あたりの推力は与えられる。求めた推力の和によって, コイルの変位0, -30[mm]における推力を求めた。次式(3.0)が, コイルの推力を与える。ただし, コイルが薄型なので, コイルの角は無視した。

$$F_{cal} = \frac{E}{R_0} \sum \bar{B}_z l_y \quad [\text{N}] \quad (3.9)$$

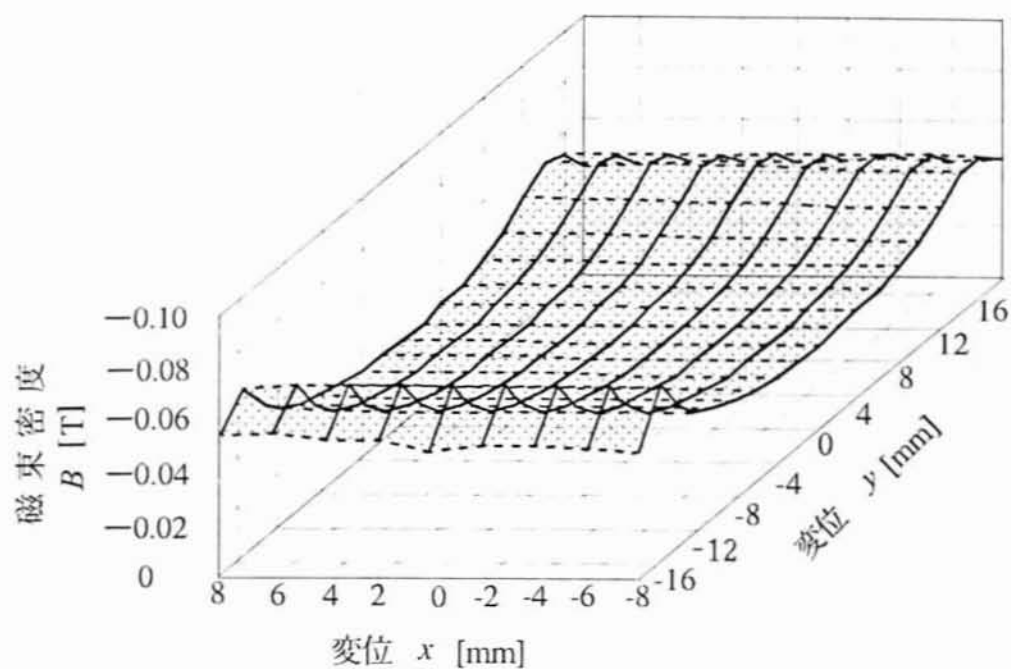
ここに,  $F_{cal}$  : コイルの作用する磁束密度より算出した推力 [N]

$\bar{B}_z$  :  $z$ 方向の磁束密度の平均値 [T]

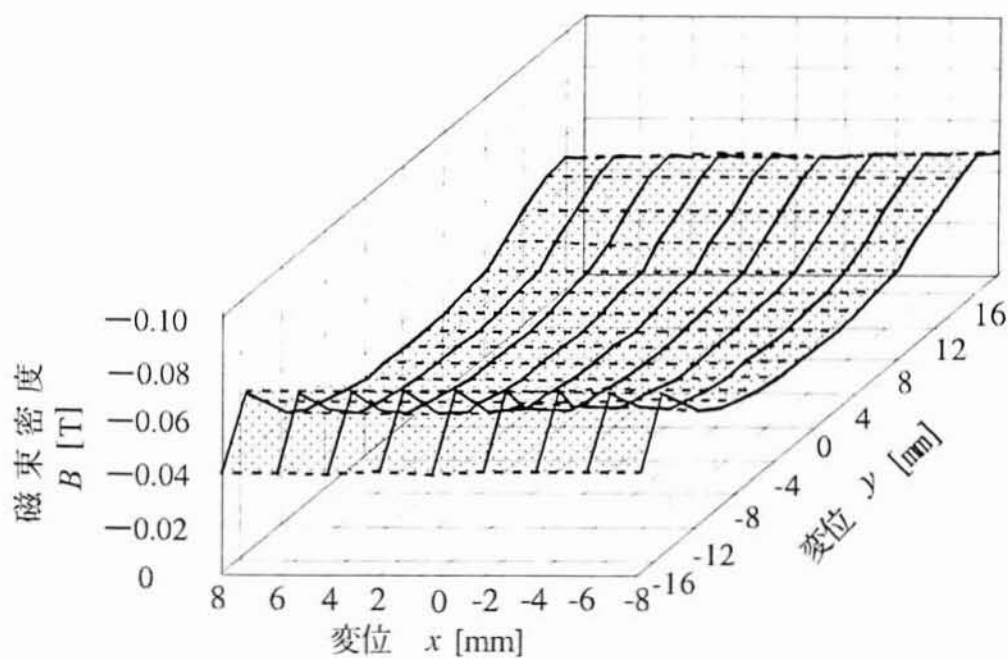
$l_y = 0.002$  : 各要素の $y$ 方向の長さ [m]

表3.3に, 式(3.9)で磁束密度より求めた推力と3.4.3(2)で実測した推力( $E = 5$ [V])を示した。ただし, 推力の実測値は, 立ち上がりの推力を使用している。また, 図3.15に, 計算と実測による推力の比較を示した。

図3.15の変位0[mm], コイルの巻数300のときの実測値と計算値の誤差は, 4.1[mN], 7.09[%]と大きい。これは推力を実測した際の測定器の誤差であると考えられる。それ以外のとき実測値と計算値の誤差は5[%]以内と小さい。この結果より, 本LDMにおける磁束密度分布から求めた推力は, 実測による推力とほぼ一致した。したがって, ペンレコード用LDMの推力をコイルに作用する $z$ 方向の磁束密度の分布より算出する方法は, 妥当である。

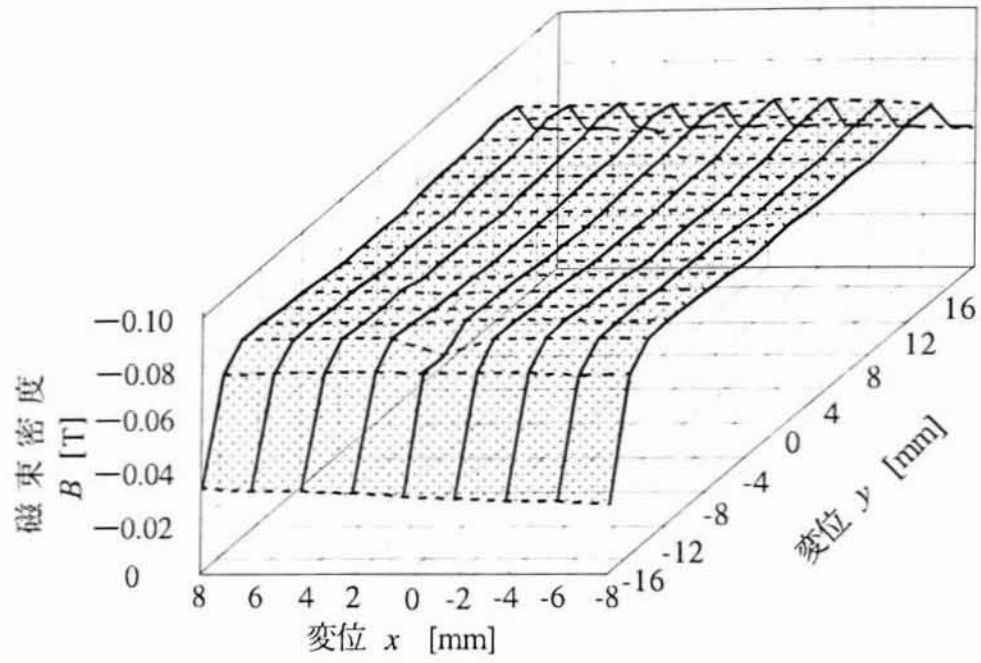


(a) 可動子の変位  $x_c = 0$  [mm]

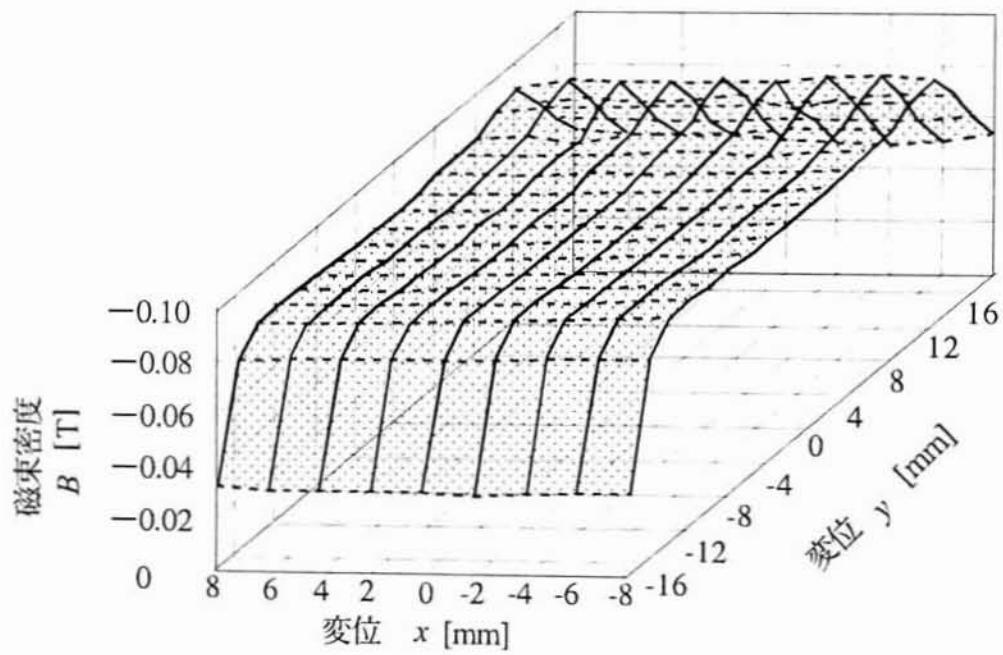


(b) 可動子の変位  $x_c = -30$  [mm]

図3.12 コイルの存在範囲におけるセンタヨーク上部の磁束密度 ( $I = 0$  [A])



(a) 可動子の変位  $x_c = 0$  [mm]



(b) 可動子の変位  $x_c = -30$  [mm]

図3.13 コイルの存在範囲におけるセンタヨーク下部の磁束密度( $I = 0$  [A])

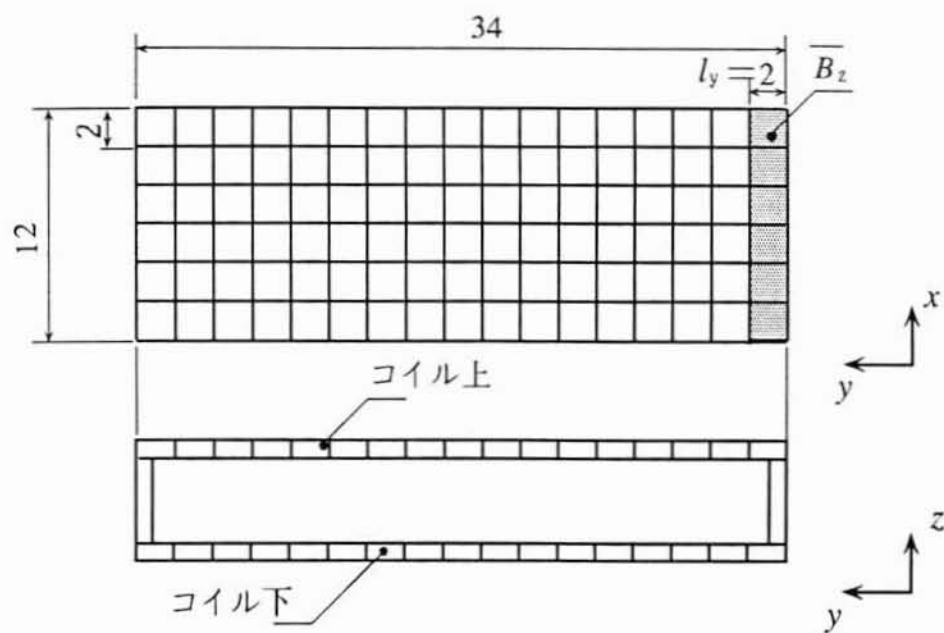


図3.14 コイルの分割図(単位:[mm])

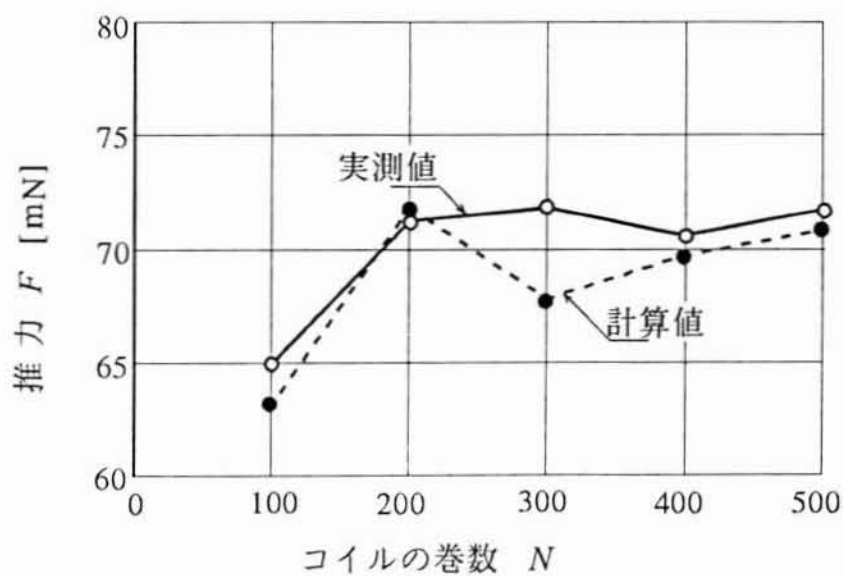


図3.15 計算と実測による推力の比較  
(可動子変位:  $x_c = 0$  [mm], コイル電圧:  $E = 5$  [V])



表3.3 コイルの巻数に対する推力( $E=5[V]$ )

変位 $x[\text{mm}]$	コイル巻数 $N$	推力(計算値) $F_{\text{cal}}[\text{mN}]$	推力(実測値) $F[\text{mN}]$	誤差 $F_{\text{cal}}-F[\text{mN}]$	誤差 $\alpha [\%]$
0	100	54.8	52.9	1.9	3.59
0	200	61.3	61.7	-0.4	-0.65
0	300	61.9	57.8	4.1	7.09
0	400	60.6	59.8	0.8	1.34
0	500	61.7	60.8	0.9	1.48
-30	100	59.2	56.8	2.4	4.23
-30	200	66.2	65.7	0.5	0.76
-30	300	66.9	64.7	2.2	3.40
-30	400	65.5	63.7	1.8	2.83
-30	500	66.7	63.7	3.0	4.71

### 3.5 可動子コイルの電気的特性と時定数

#### 3.5.1 コイルの電気的特性

コイルの電気的特性を下記の5項目について測定し、計算値と比較した。

- (1)周波数応答特性
- (2)コイルの巻数に対する直流抵抗
- (3)コイルの巻数に対するインダクタンス特性
- (4)変位による直流抵抗特性
- (5)変位によるインダクタンス特性

##### 1) 周波数応答特性

入力電圧ーコイル電流の周波数応答特性を測定した。図3.16にその測定ブロックを示した。図3.17は巻数500, 変位0[mm]のLDMにおけるゲイン特性と位相特性の測定結果である。

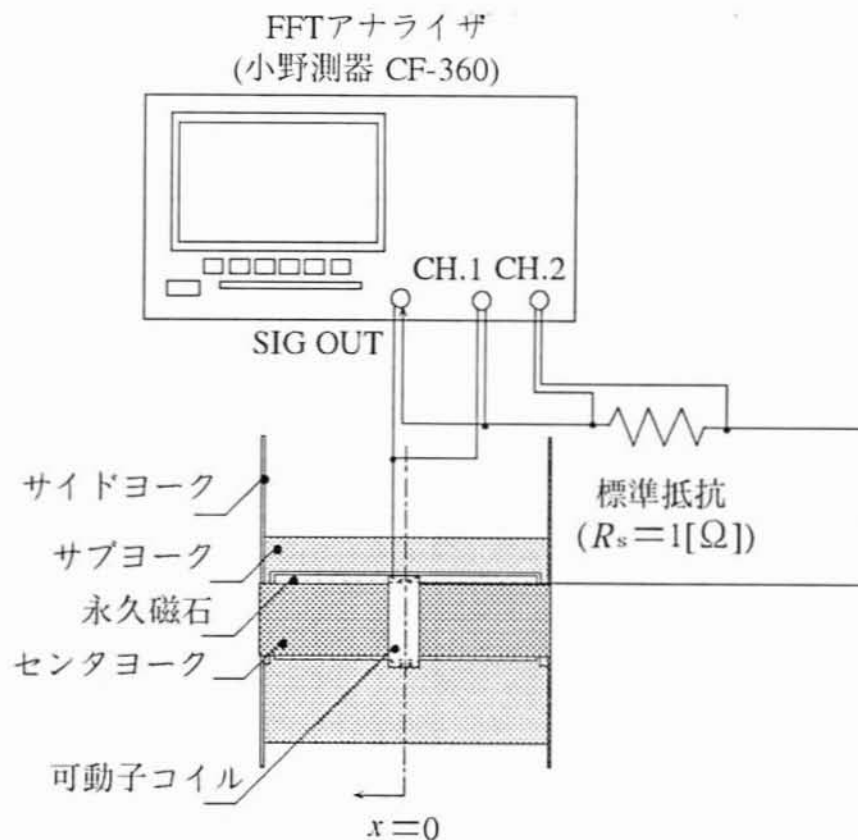


図3.16 入力電圧ーコイル電流の周波数応答の測定ブロック  
(印加電圧=5[V])

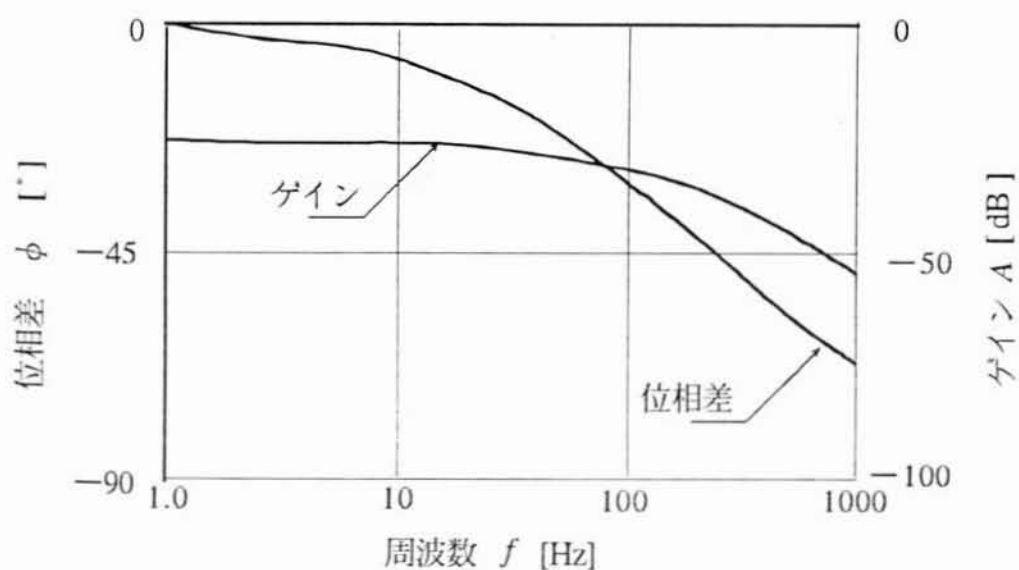


図3.17 入力電圧ーコイル電流の周波数特性  
(コイルの巻数  $N=500$ , 変位  $x_c=0$  [mm])

## 2) コイルの巻数に対する直流抵抗, インダクタンス

一般にコイルの直列抵抗は, 式(3.7)により与えられる。また, コイルのインダクタンスは, 式(3.13)で与えられる<sup>3,2)</sup>。

$$R = R_0 N \quad [\Omega] \quad (3.7)$$

$$L = L_0 N^2 \quad [\text{H}] \quad (3.13)$$

$$\text{ここに, } L_0 = \frac{A \mu_0 \mu_r}{l_c} \quad : \text{インダクタンス定数} \quad [\text{H}]$$

$$A \quad : \text{コイルの断面積} \quad [\text{m}^2]$$

$$l_c \quad : \text{磁路長} \quad [\text{m}]$$

$$\mu_r \quad : \text{センタヨークの比透磁率}$$

式(3.7), 式(3.13)より,  $R_0$ ,  $L_0$ の値を最小自乗法を用いて求めた。変位  $x=0[\text{mm}]$ において,  $R_0$ は $0.197[\Omega]$ ,  $L_0$ は $3.62 \times 10^{-7}[\text{H}]$ となった。図3.18にコイルの巻数に対するコイルの直列抵抗, インダクタンス特性の計算値と実測値を示した。図3.18に示すように計算値と実測値はほぼ一致している。

## 3) 変位による直列抵抗, インダクタンス

図3.19に, 各コイルの変位による直列抵抗特性を示した。各コイルとも, 直列抵抗の大きさは一定である。図3.20に各コイルの変位によるインダクタンス特性を示した。インダクタンスはセンタヨークの中心部に向かうほど大きくなり, 端部に向かうほど小さくなった。式(3.7), 式(3.13)より最小自乗法により近似を行い, 図3.21に変位による $L_0$ の変化を示した。 $L_0$ の値は, インダクタンスと同様にセンタヨークの中心部に向かうにしたがい大きくなる特性を示した。

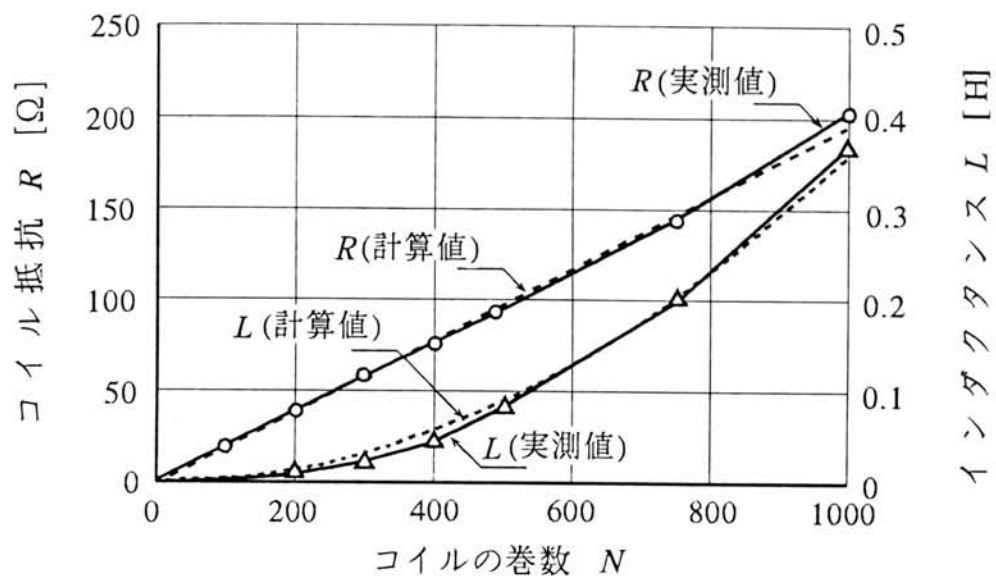


図3.18 コイルの巻数に対するコイルの抵抗,  
インダクタンス特性(変位  $x_c = 0$  [mm])

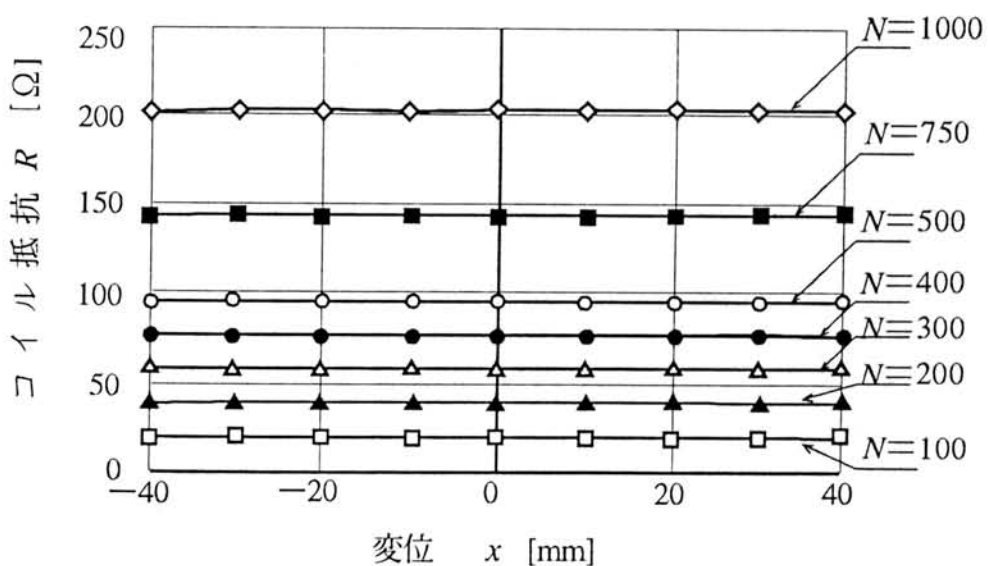


図3.19 各コイルの変位による直流抵抗特性  
( $N$ : コイルの巻数)

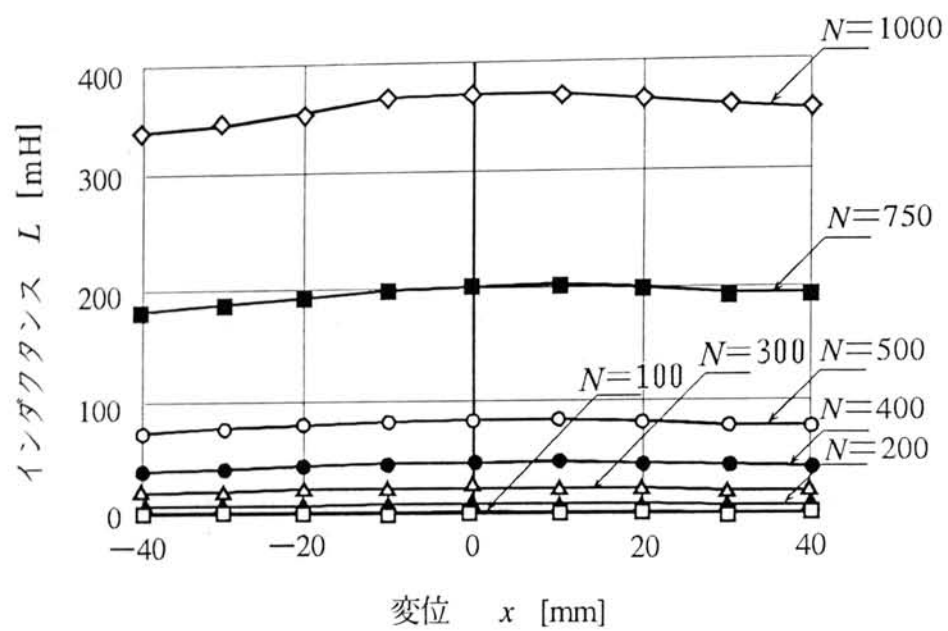


図3.20 各コイルの変位によるインダクタンス特性  
( $N$ : コイルの巻数)

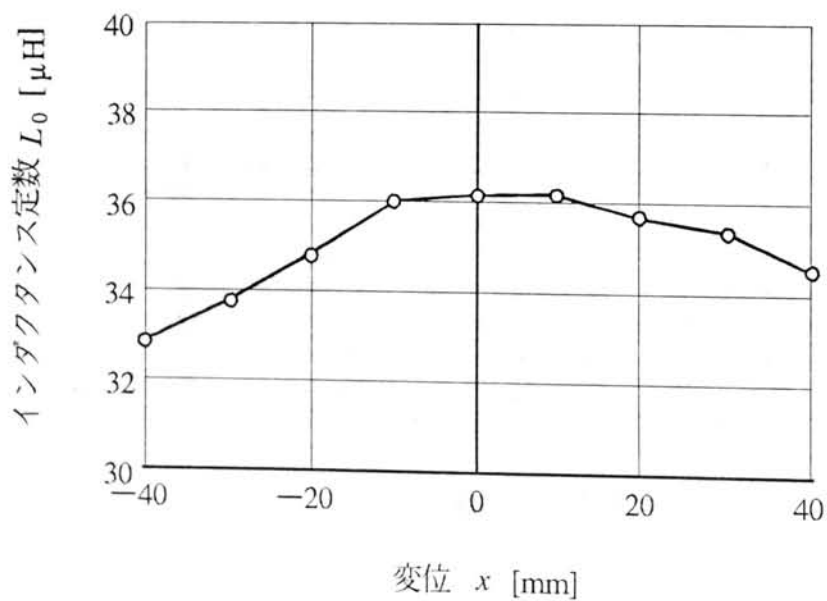


図3.21 変位による  $L_0$  の変化

### 3.5.2 LDMの電氣的時定数

電氣的時定数は式(2.15)，(3.7)，(3.13)より次式で与えられる。

$$T_e = \frac{L}{R}$$

$$= \frac{L_0}{R_0} N \quad [\text{s}] \quad (3.14)$$

電氣的時定数の変化は，式(3.14)にしたがいコイルの巻数に比例して増加する。図3.22に，コイルの巻数に対する電氣的時定数特性を示した。コイルの巻数500以上で計算式とほぼ一致した。

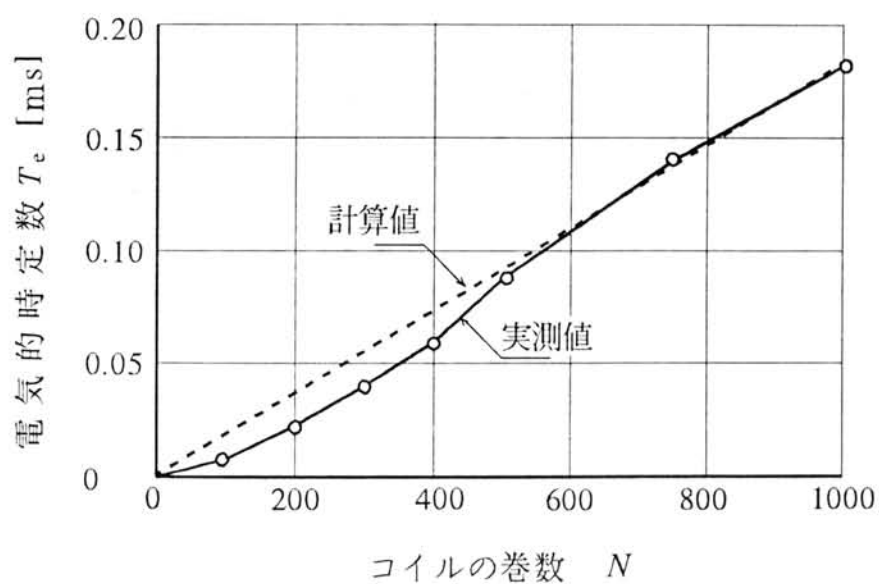


図3.22 コイルの巻数に対する電氣的時定数特性  
(変位  $x_c = 0$  [mm])

### 3.5.3 LDMの機械的時定数

3.4.1項, 3.4.2項で得られた推力定数を用いて, 機械的時定数を算出した。図3.23に, コイルの巻数に対する機械的時定数特性を示した。機械的時定数は, コイルの巻数に対して反比例して減少する特性となった。また, 表3.4に, 機械的時定数の導出に使用した諸定数を示した。機械的時定数は次式で与えられる。

$$M = M_0 N \quad [\text{kg}] \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} T_m &= \frac{MR}{K_f} \\ &= \frac{R_0}{(Bl)^2} \left( M_0 + \frac{M_L}{N} \right) \quad [\text{s}] \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここに,  $M_0 = 11.3$  : 巻数1回あたりのコイルの質量 [mg]  
 $R_0$  : コイルの抵抗定数 [ $\Omega$ ]  
 $M_L = 17.5$  : コイル以外の可動子の質量 [g]

ただし, 巻数1回あたりのコイルの質量 $M_0$ , および巻数1回あたりのコイルの抵抗 $R_0$ は実測値より求めた。また,  $M_L$ の値は可動子質量 $M$ と,  $M_0$ より導出した巻数500のコイルの質量より導出した。 $Bl$ の値は, 3.4.3項の推力定数より導出した。

図3.24に各コイルの変位に対する機械的時定数特性を示した。変位-10[mm]において, 最大値をとる。これは, -10[mm]においてコイルに作用する磁束密度が最小となっているからである。

表3.4 機械的時定数の導出に使用した諸定数

項 目	記号	単位	値
巻数 1 回 あたりのコイル抵抗	$R_0$	[ $\Omega$ ]	実測値
巻数 1 回 あたりのコイルの質量	$M_0$	[mg]	11.3
コイル以外の可動子の質量	$M_L$	[g]	17.5
磁束密度とコイルの円周の長さの積	$Bl$	[T·m]	実測値



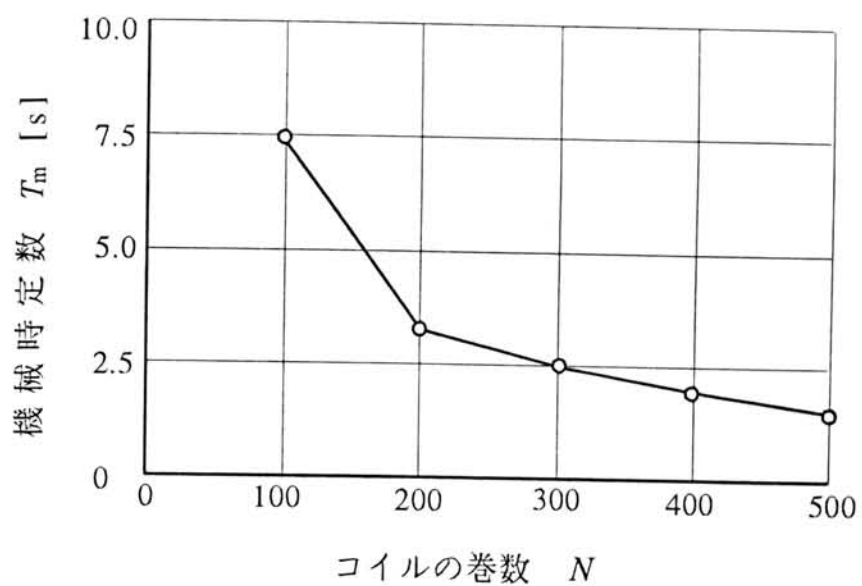


図3.23 コイルの巻数に対する機械的時定数  
(変位  $x=0$  [mm])

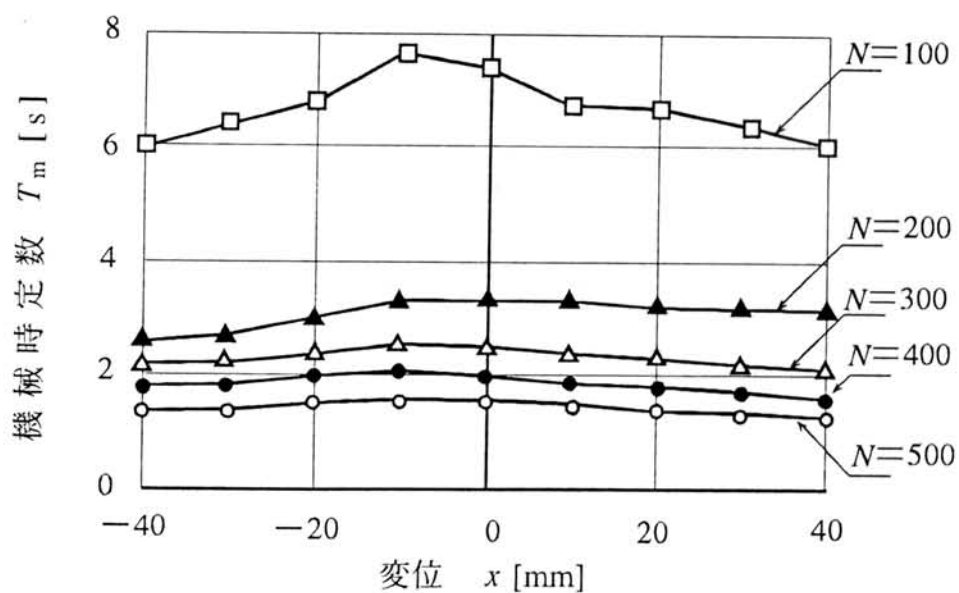


図3.24 各コイルの変位に対する機械的時定数特性  
( $N$ : コイルの巻数)

### 3.6 有限要素法による初期モデルLDMの磁界解析

一般的に磁界解析には有限要素法（Finite Element Method：以下FEMと略す）が用いられている。本LDMの磁気回路を改良設計する上で、このFEMを用いて初期モデルの磁界解析を行った。FEMによる解析モデルの磁束密度分布と実測値を比較し解析モデルの妥当性を考察した。

#### 3.6.1 初期モデルLDMの磁界解析

図3.25に初期モデルLDMの要素分割を示した。変位 $x=0[\text{mm}]$ ,  $y=0[\text{mm}]$ に対称面をもうけ1/4領域を解析領域とした。解析条件として、コイルの電流条件は設定せず、永久磁石により発生する磁束のみとした。表3.5に各ヨークの材質と永久磁石の諸定数を示した。図3.26に、FEMに用いるSPCC-SDとSUYB-1の磁化特性を示した<sup>3.3)</sup>。

表3.5 各ヨークの材質と永久磁石の諸定数

項 目	材 質	最大磁束密度 $B_m[\text{T}]$	保磁力 $H_c[\text{kA/m}]$
センタヨーク	SUYB-1	1.66	—
サイドヨーク サブヨーク ボトムヨーク	SPCC-SD	1.68	—
永久磁石	Nd-Fe-B	—	—308.9

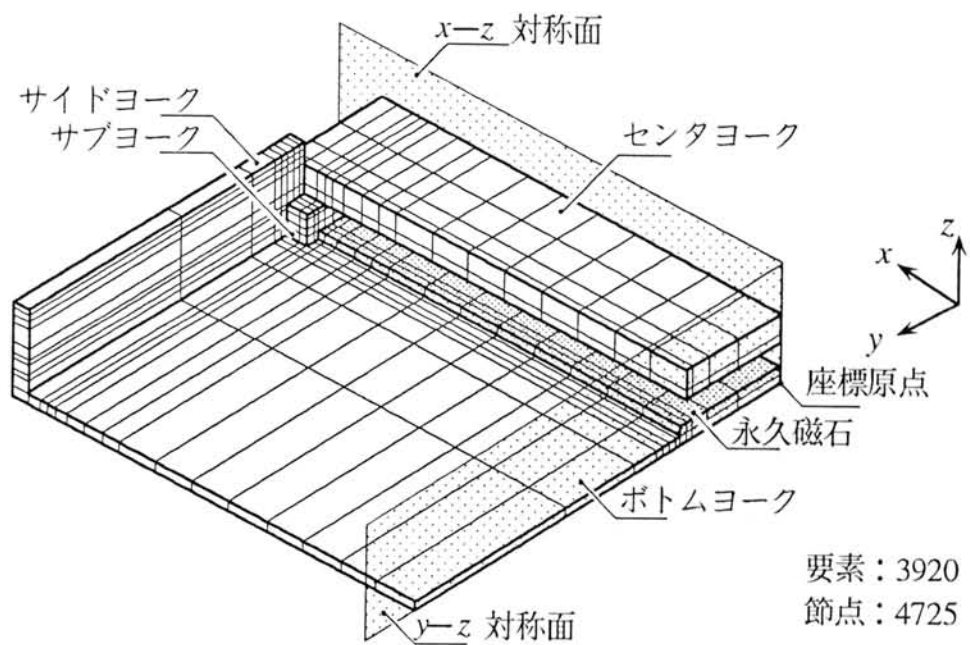
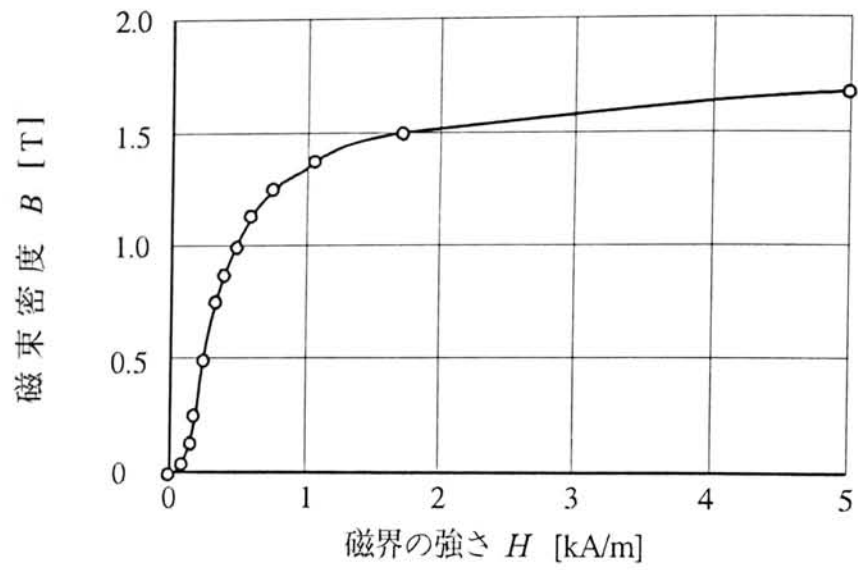
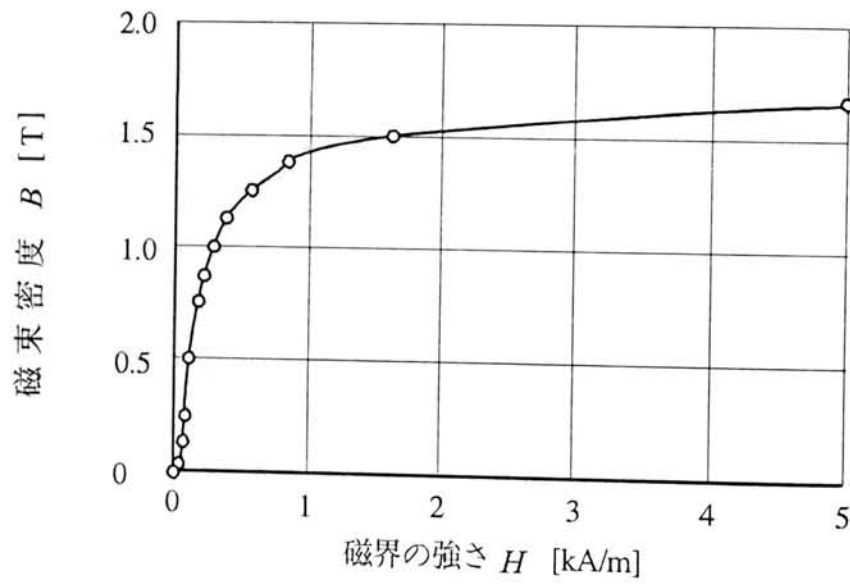


図3.25 初期モデル LDM の要素分割図(単位: [mm])  
 (外側の空気層は除く)



(a) SPCC-SD



(b) SUYB-1

図3.26 有限要素法に用いるSUYB-1とSPCC-SDの初期磁化特性  
(最大磁界の強さ： $H_m = 5$  [kA/m])

### 3.6.2 初期モデルLDMの磁束分布

磁界解析の結果、永久磁石端部のボトムヨークにおいて、SPCC-SDの最大磁束密度に達して、磁気飽和を起こしていることが解った。これから、LDMのヨーク内磁束密度の分布は、永久磁石端部のボトムヨークで磁束が集中しやすいことが解った<sup>3,4)</sup>。図3.27に、LDMの断面での磁束密度ベクトルを示した。コイルの各部分に作用する磁束密度ベクトルの方向は、コイルの上、下では $-z$ 方向である。コイル横では $-y$ 方向となっている。この磁束密度ベクトルの方向によりLDMの推力の発生方向が決まる。コイル上では負の方向で、コイル下では正の方向にそれぞれ発生する。

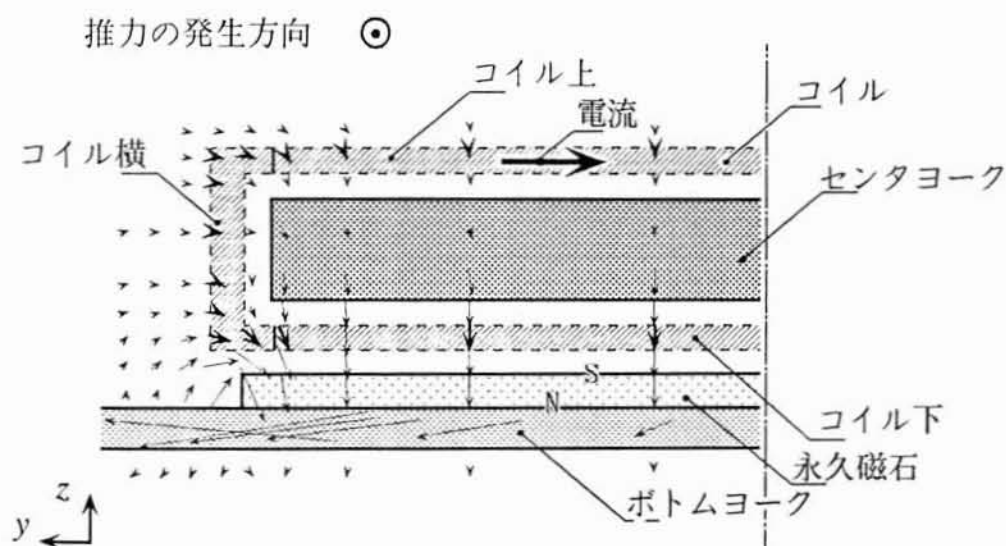


図3.27 LDMの断面での磁束密度ベクトル  
(変位  $x = 0 \sim 5.8$  [mm])

永久磁石幅による磁束密度分布への影響を調べ、永久磁石の幅寸法を決定した。図3.28に永久磁石の変化幅を示した。

y-z断面において、センタヨーク端面ー永久磁石端面間の長さを $l_{cp}$ とする。センタヨークの端面を $l_{cp}=0$ [mm]とし、永久磁石の両端を3[mm]ごとに变化させたモデルで計算した。図3.29にコイル左右部分の磁束ベクトルを示した。変位位置は $x=6.5\sim 18.1$ [mm]である。推力に有効作用する磁束密度はセンタヨークから各面に出ていく向きとなる。永久磁石幅が短いと磁束密度ベクトルは推力が有効とならない方向となる。永久磁石幅が長くなると磁束密度ベクトルは推力に有効な方向になった。

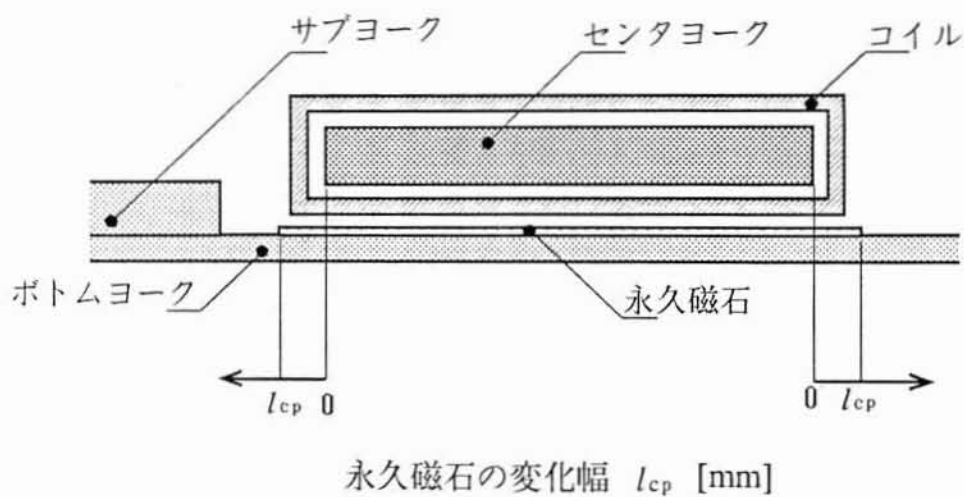


図3.28 永久磁石の変化幅

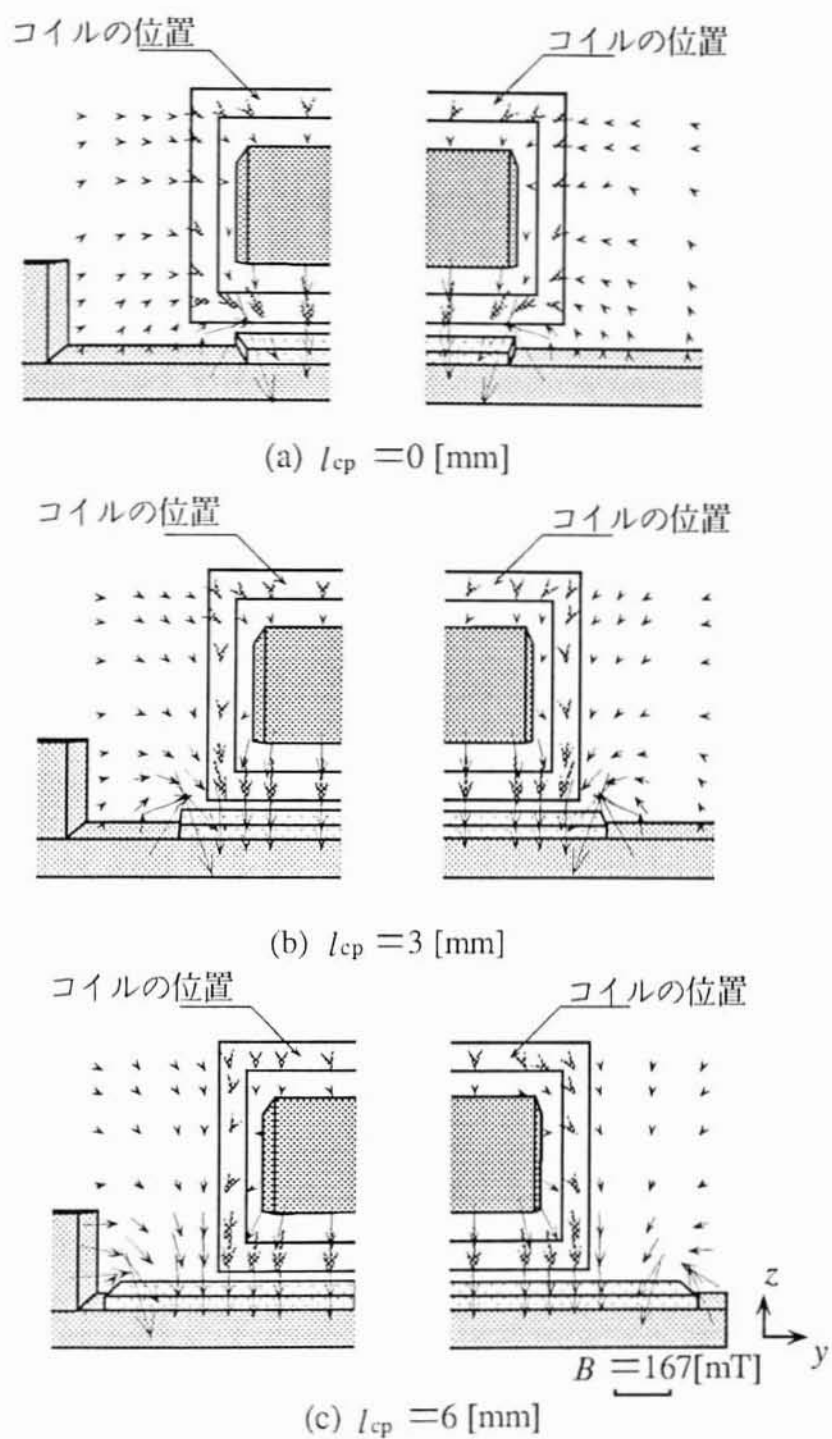


図3.29 コイル左右部分における磁束密度ベクトル



図3.30にコイル上部，および左右部分に作用する磁束密度から計算した推力定数—永久磁石幅特性を示した。コイル上部分では， $-0.043 \sim -0.24$  [N/A]，変化量 $0.019$  [N/A]のほぼ無視できる一定の値となった。コイル左右部分においては単調増加の特性となった。図3.31にギャップ内とコイル全体に作用する磁束密度から計算した推力定数—永久磁石変化幅特性を示した。ギャップ内に作用する磁束密度から計算した推力定数では， $l_p = 0.8$  [mm]で最大になる特性を示した。これは，永久磁石幅が長くなると永久磁石の磁路断面積が増えることから動作点が下がりギャップ内の磁束密度が減少するためと考える。

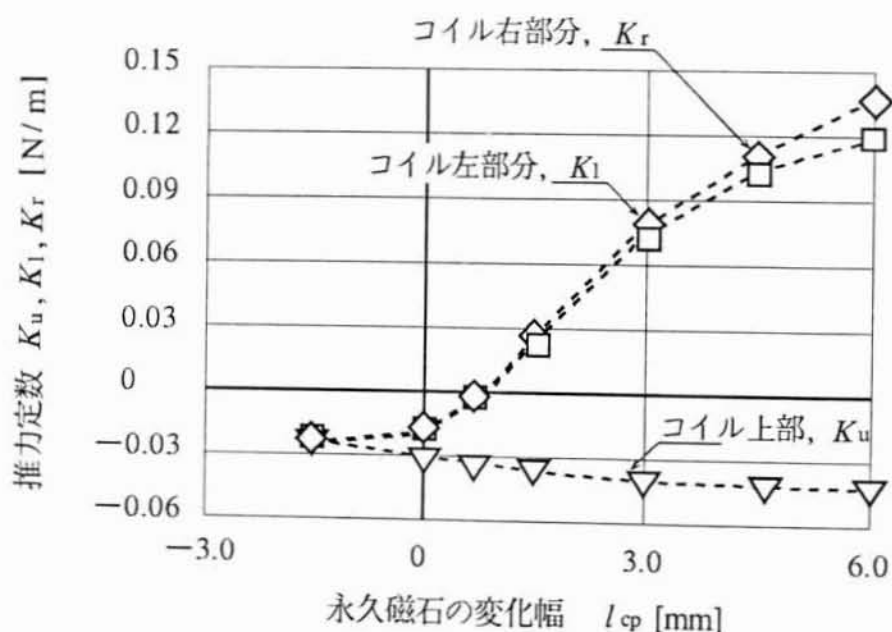


図3.30 コイル上部分及び左右部分に作用する磁束密度から計算した推力定数—永久磁石の変化幅特性

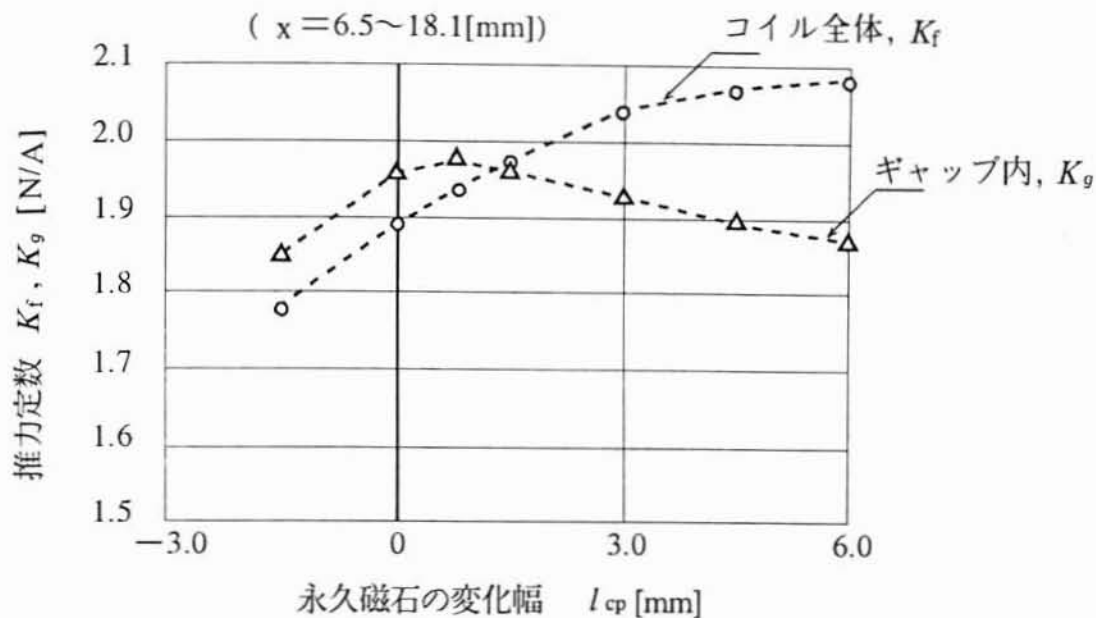


図3.31 ギャップ内とコイル全体に作用する磁束密度から計算した推力定数—永久磁石の変化幅特性 ( $x = 6.5 \sim 18.1$  [mm])

コイル全体に作用する磁束密度から計算した推力定数では  $l_{cp} = 3$  [mm] までほぼ線形に増加し、以後飽和傾向を示した。

以上のことから、本LDMの推力を評価する際には、コイル各部分において発生する推力の大きさおよび方向について考慮する必要がある。

解析モデルのセンタヨーク—永久磁石間の磁束密度をFEMによって算出した。図3.32にFEMの磁界解析による $z$ 方向の磁束密度分布を示した。実測値とFEMによる解析値との誤差は、センタヨークの中心部において、最大23.4 [%]となった。原因は、要素の分割の仕方によると考えられる。しかし、誤差は大きいですが、ストローク方向の磁束密度分布は定性的に一致している。このことから、FEMによる解析結果を各モデルについて相対的に比較検討することによって設計したLDMを評価することが出来る。

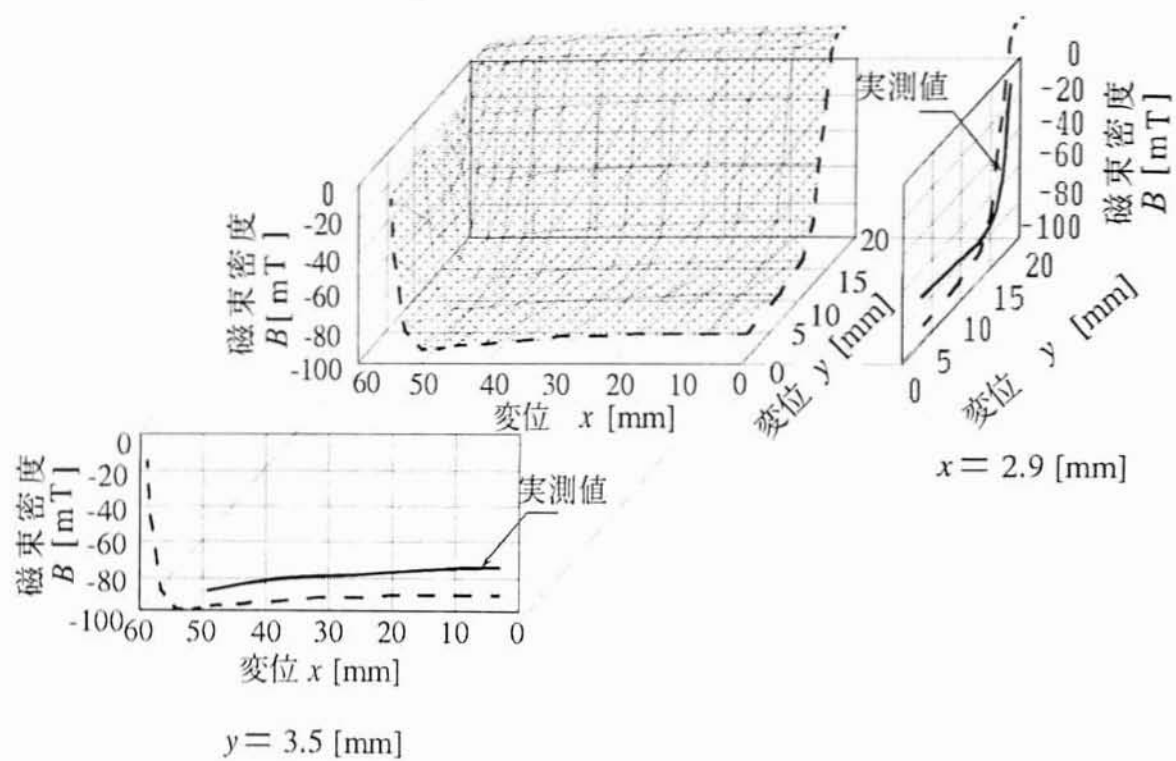


図3.32 磁界解析によって算出したセンタヨークー永久磁石間の $z$ 軸方向の磁束密度分布

### 3.7 推力定数の算出法と初期モデルの推力定数

#### 3.7.1 FEMによる解析結果からの推力定数の算出法

本LDMにおいて、永久磁石による磁束はコイル全体に作用している。したがって、推力の大きさを考察する際、センタヨークー永久磁石間の磁束とコイル電流との相互作用による電流力のみでなく、コイル全体に作用する磁束によって発生する電流力を考慮する必要がある。図3.33にLDMの推力計算位置を示した。コイルを上下左右に4分割した。

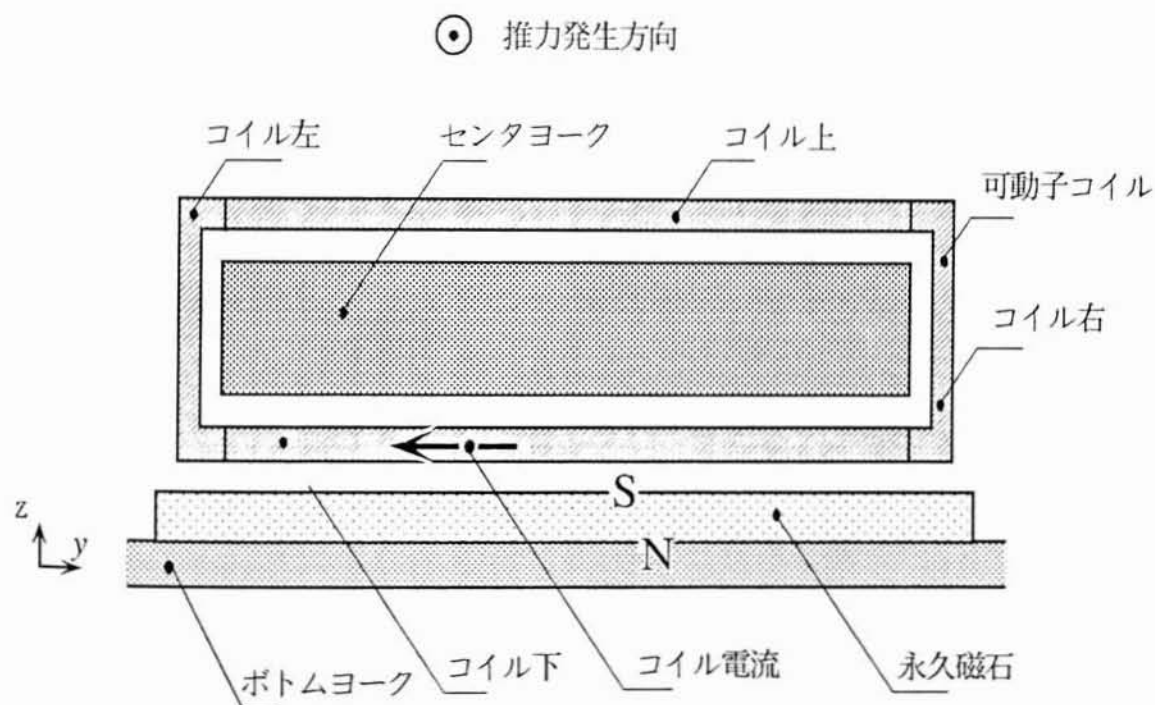


図3.33 LDMの推力の計算位置

コイル各部の推力定数は次式で与えられる。

$$K_u = N \times B_u \times l_u \quad (3.17)$$

$$K_d = N \times B_d \times l_d \quad (3.18)$$

$$K_l = N \times B_l \times l_l \quad (3.19)$$

$$K_r = N \times B_r \times l_r \quad (3.20)$$

ここに、 $K_u$  : コイル上の推力定数 [N/A]  
 $N$  : コイルの巻数  
 $B_u$  : コイル上に作用する磁束密度 [T]  
 $l_u=32$  : コイル上の長さ [mm]  
 $K_d$  : コイル下の推力定数 [N/A]  
 $B_d$  : コイル下に作用する磁束密度 [T]  
 $l_d=32$  : コイル下の長さ [mm]  
 $K_l$  : コイル左の推力定数 [N/A]  
 $B_l$  : コイル左に作用する磁束密度 [T]  
 $l_l=t_c+4 \times t_{c0} 2 \sqrt{2}$  : コイル左の長さ [mm]  
 $K_r$  : コイル右の推力定数 [N/A]  
 $B_r$  : コイル右に作用する磁束密度 [T]  
 $l_r=t_c+4 \times t_{c0} 2 \sqrt{2}$  : コイル右の長さ [mm]  
 $t_c$  : センタヨークの長さ [m]  
 $t_{c0}$  : コイルの長さ [m]

コイルの左、右のコーナ部においては、電流の向きが $45^\circ$ 傾いているので、 $y, z$ 成分に分解し $t_{c0} 2 \sqrt{2}$  [mm]の箇所が4つとなった。LDMの推力定数 $K_r$ は次式によって与えられる<sup>3.5)</sup>。

$$K_t = K_u + K_d + K_l + K_r \quad [\text{N/A}] \quad (3.21)$$

### 3.7.2 初期モデルの推力定数

3.7.1項の推力定数算出法に従って、初期モデルLDMについて推力定数の導出を行った。表3.6に初期モデルLDMの推力定数を示した。図3.34に、初期モデルLDMの推力定数の変位における変動を計算値と実測値について示した。コイル変位0[mm]における計算値1.52[N/A]は実測値1.14[N/A]に比較して計算値は25.0[%]大きくなっている。また、推力定数の変動の様子は定性的に一致している。図3.35に初期モデルLDMのコイル各部の推力定数の計算値を示した。コイル上下の各部分でセンタヨークに近づくにしがいい推力定数は増大している。

表3.6 初期モデルLDMの推力定数

変位 $x$ [mm]	コイル上 の推力定数 $K_u$ [N/A]	コイル下 の推力定数 $K_d$ [N/A]	コイル左 の推力定数 $K_l$ [N/A]	コイル右 の推力定数 $K_r$ [N/A]	コイル全体 の推力定数 $K_f$ [N/A]
0 ~ 11.6	-0.0413	1.47	0.0511	0.0398	1.52
11.6 ~ 23.2	-0.0399	1.49	0.0536	0.0427	1.55
23.2 ~ 34.8	-0.0379	1.51	0.0583	0.0485	1.58
34.8 ~ 46.4	-0.0352	1.57	0.0697	0.0622	1.66
46.4 ~ 58.0	-0.0288	1.57	0.0833	0.0795	1.71

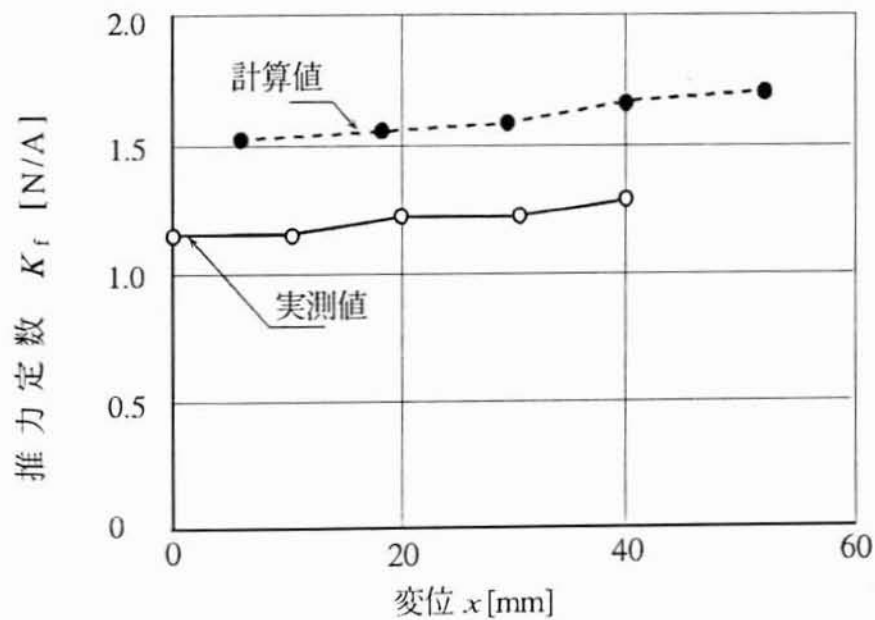
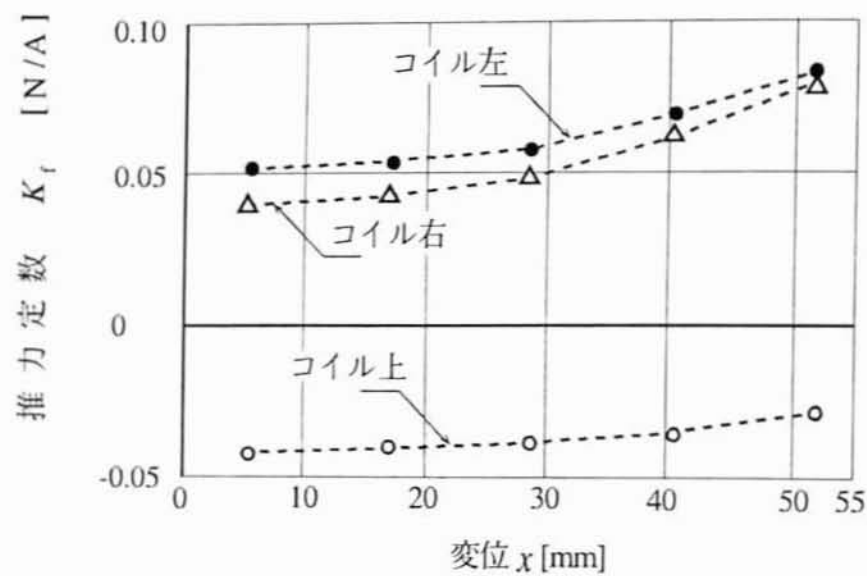
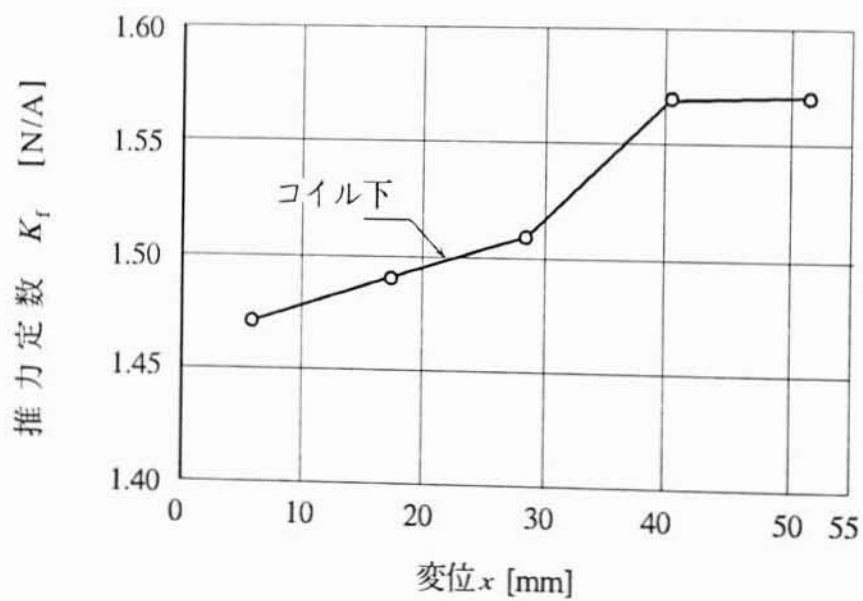


図3.34 初期モデルLDMの解析モデルの変位による推力の変動



(a) コイル上, 左, 右



(b) コイル下

図3.35 初期モデルLDMのコイルの各部分における推力定数(計算値)



### 3.8 まとめ

ペンレコーダ用単極形リニア直流モータの初期モデルを解析して以下のことが明らかになった。

- (1) 磁束密度分布の実測値より計算した推力は実測した推力と比較して7[%]以下の誤差であった。これにより、磁束密度より推力を計算することの確認が出来た。
- (2) 有限要素法による磁界解析の結果、LDMのコイル幅に対して永久磁石の幅が長い方がコイル全体としての推力定数は大きくなることが解った。コイル下部分の推力は減少していくが、コイル横部分において推力定数が増加方向へ作用するためである。しかし、一定量のところまで増加した後は減衰していく。本LDMのばあいには永久磁石幅が3[mm]長いところまで線形でありその後は飽和傾向を示した。これによりLDMの推力評価はコイル全体での推力を考慮する必要があることが解った。
- (3) 有限要素法による推力定数を解析するにあたりコイル全体に作用する磁束により発生する電流力で初期モデルの推力定数の導出を行い、実測値と比較した。計算値1.52[N/A]は実測値1.14[N/A]にたいして25.0[%]の誤差であった。また、推力定数の変動の様子は定性的に一致していた。これにより、計算方法の妥当性が確認できた。

### 第3章の参考文献

- 3.1) 脇若弘之, 二宮達也, 矢野剛, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : リニア直流モータの磁界解析と機械的時定数の評価, 日本応用磁気学会誌, Vol.17, No.2, pp. 465-468, 1993.
- 3.2) 山田 一監修: ~R&Dのための~磁気回路の計算法, トリケップス, p.88, 1987.
- 3.3) 脇若弘之, 二宮達也, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : ペンレコーダ用リニア直流モータの推力定数の評価, 日本応用磁気学会誌, Vol.18, No.2, pp.529-532, 1994.
- 3.4) 脇若弘之, 二宮達也, 日下部宏樹, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : ペンレコーダ用リニア直流モータの推力向上の検討, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-93-47, pp.35-44, 1993.
- 3.5) 織田順平, 矢島 久志, 二宮達也, 脇若弘之, 森村利昭, 山田 一 : 薄型, 長ストロークのLDMの設計法, 日本応用磁気学会誌, Vol.19, No.2, pp.509-512, 1995.

## 第4章 ペンレコード用リニア直流モータの改良設計

### 4.1 はじめに

LDMの推力定数を限られた寸法内で効率良く最大にするためには各ヨークの寸法、永久磁石の厚さ、コイルの巻数を効率的に決定する必要がある。永久磁石の厚さを増やし起磁力を増やすと、センタヨークの厚さが薄くなり、ヨーク内磁束密度が高くなり磁気飽和を起こしやすくなる。また、ヨークの厚さを変えないとコイル厚さ寸法が少なくなり推力が低下する等の問題があるため効率化設計を検討する必要がある。LDMの改良設計を行うための設計条件と変数を明らかにし、有限要素法による磁界解析を用いた推力定数を最大にする設計法を明かにした。また、応答性の良いLDMとして、機械的時定数を小さくする設計法について明かにし、その設計法が応答性の良いLDMの設計に対する位置づけについて検討した。

また、最近では計算機の高速化、高性能化にともない有限要素法による磁界解析を用いて、構造を決定する逆問題の解析が可能となった。しかし、有限要素法による3次元計算および高精度の磁界解析には膨大な時間が必要とされる。そこで、設計変数の変化による磁束分布などの挙動変数の特性を把握し、より効率的に最適解を求めることが必要となる。

本章では以下のことについて明かにした。

- (1) 推力定数を最大にする設計法とその確認。
- (2) 機械的時定数を最小にする設計法とその確認。
- (3) インディシャル応答シミュレーションによる応答性の確認。
- (3) 数値計画法と有限要素法を併用した推力定数を最大にする設計法とその確認。

### 4.2 LDMの改良設計

#### 4.2.1 改良モデルの設計条件

本LDMの改良モデルを設計、解析するにあたり、以下の寸法に関する制限を設けた。

- (1) ペンレコードユニットの厚さは13[mm]以内とする。
- (2) ペンレコードユニットの長さは100[mm]以上とする。
- (3) センタヨークの回りには1[mm]の空間を設ける。

(1)、(2)、(3)の制限された寸法の範囲内でより大きな推力定数を得るために磁気飽和が起きないように永久磁石の材質を変更した。図4.1に改良型LDMの解析モデルを示した。変位  $x=0$  [mm] に対称面を設け、1/2領域にて磁界解析した。解析条件として、磁束はコイルの電流条件は設定しないで、永久磁石のみとした。各部に使用している材質については、表4.1に初期モデルと改良型について示した。また、改良型LDMに使用した材質の諸定数を表4.2に示した。改良設計する上で、材質の変更による利点は以下の通りである。

- (1)永久磁石の材質をNd-Fe-B磁石（以下Nd磁石と略す）から、保磁力の大きいPr-Fe-B-Cu磁石（以下、Pr磁石と略す）へと変更することによって、センタヨークー永久磁石間の磁束を増大する。
- (2)Pr磁石はNd磁石に比べて機械的強度も大きく、薄く加工することに適している。したがって、永久磁石を薄く出来るため、限られた空間を有効に活用できる。

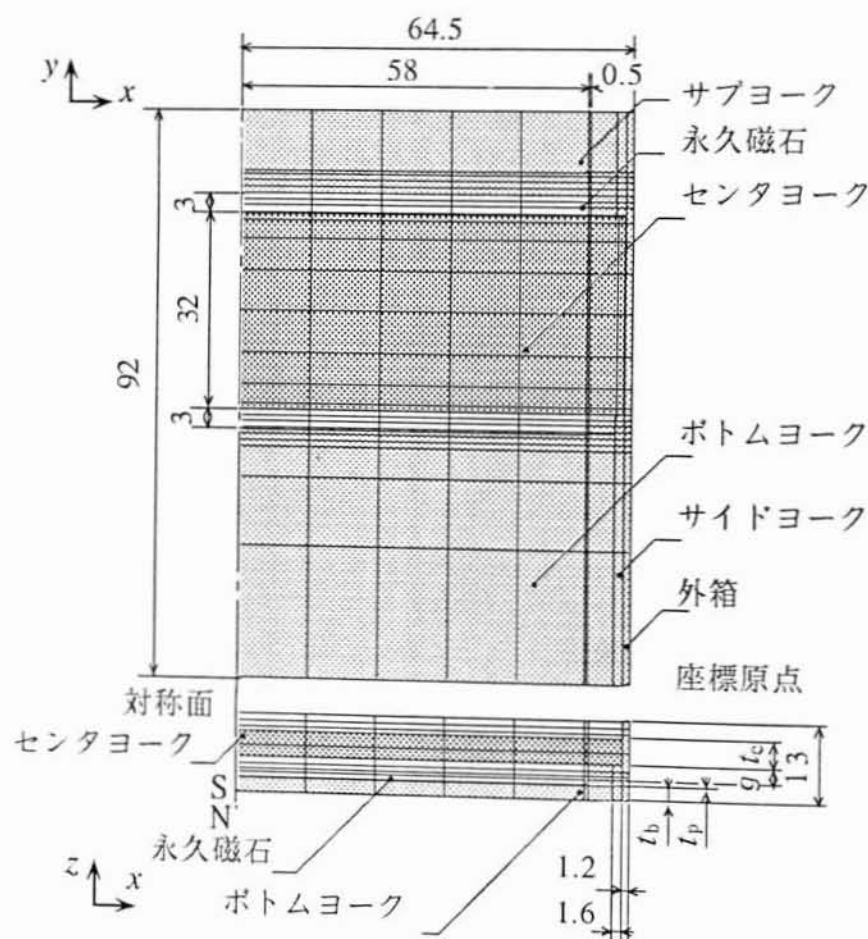


図4.1 改良型LDMの磁界解析モデル(単位: [mm])

表4.1 初期モデル L D M と改良型 L D M の材質

項 目	初期モデル L D M	改良型 L D M
センタヨーク	SUYB-1	SUYB-1
サイドヨーク	SPCC-SD	SPCC-SD
サブヨーク	SPCC-SD	SPCC-SD
ボトムヨーク	SPCC-SD	SPCC-SD
永久磁石	Nd-Fe-B	Pr-Fe-B-Cu

表4.2 改良設計諸定数

構 成 部 品	材 料
センタヨーク, サイドヨーク	SUYB-1 ( $B_{\bullet} = 1.66$ [T])
ボトムヨーク	SPCC-SD ( $B_{\bullet} = 1.68$ [T])
永久磁石	Pr-Fe-B-Cu ( $H_c = 812$ [kA/m])

## 4.2.2 改良型LDMの設計変数

図4.2にLDMの断面形状を示した。また,設計変数として以下のものをあげた。

- (1) 永久磁石の厚さ  $t_p$  [mm]
- (2) センターヨークの厚さ  $t_c$  [mm]
- (3) ボトムヨークの厚さ  $t_b$  [mm]
- (4) センターヨークー永久磁石間のギャップ  $g$  [mm]
- (5) コイルの巻数  $N$

以上の設計変数の他にコイルの周りに1[mm]の空間を設けた。したがって,コイルの厚さ  $t_c$  とセンタヨークー永久磁石間のギャップとの関係は,次式で与えられる。

$$g = t_{co} + 2 \quad [\text{mm}] \quad (4.1)$$

ここに,  $g$  : センタヨークー永久磁石間のギャップ [mm]  
 $t_{co}$  : コイルの厚さ [mm]

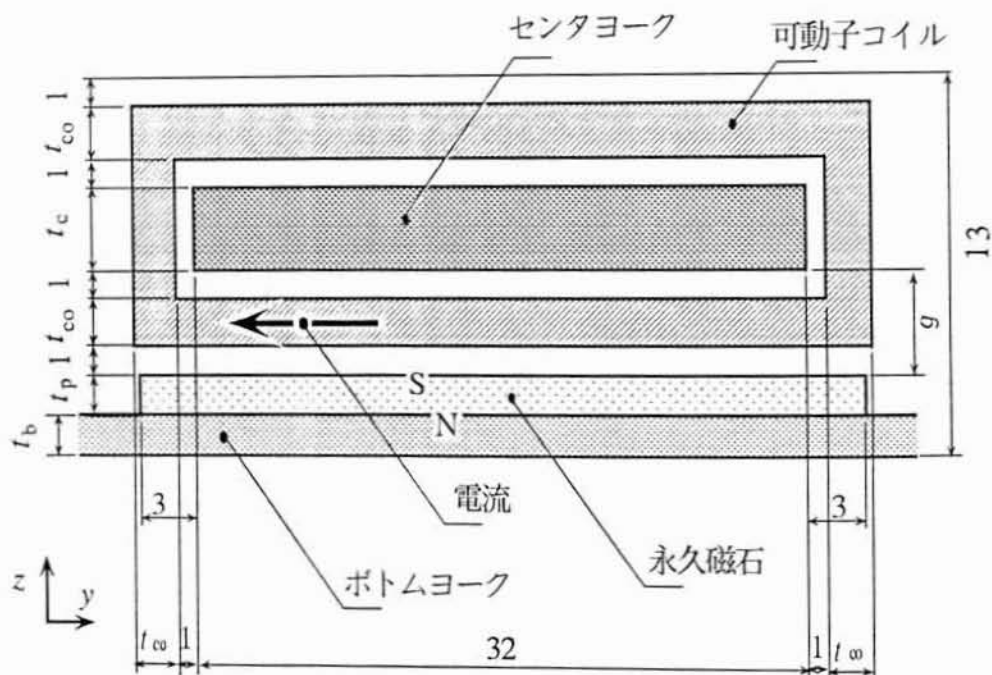


図4.2 LDMの断面形状と設計変数(単位:[mm])

また、LDMの厚さ13[mm]の条件より、各材料の厚さの関係は次式で与えられる。

$$t_b + t_p + t_c + 2 \times g = 13 \quad [\text{mm}] \quad (4.2)$$

ここに、 $t_b$  : ボトムヨークの厚さ [mm]  
 $t_p$  : 永久磁石の厚さ [mm]  
 $t_c$  : センタヨークの厚さ [mm]

以上のような、設計条件を設けて磁界解析を行った。

### 4.3 推力定数増大を目的とした改良設計

#### 4.3.1 設計手順

LDMの推力は式(2.6)で与えられる。

$$F = K_t I \quad [\text{N}] \quad (2.6)$$

ここに、 $K_t = NIB$  : 推力定数 [N/A]

推力定数  $K_t$  はコイルの巻数とコイルに作用する磁束密度に比例する。しかし、外形寸法が決まっているため、コイルの巻数を増やすとコイルに作用する磁束密度は小さくなる。このため、推力定数を最大にするためにはコイルの巻数とコイルに作用する磁束密度を最も効率的に決定する必要がある。そのLDMの推力改良設計の手順を図4.3に示す<sup>4.1), 4.2)</sup>。

- (1)解析モデルとして磁気回路構成要素の材質、寸法等の選択を行う。
- (2)コイルの巻数を固定にした設計にて各部の磁気解析を行い、磁束密度が飽和していないことの確認。
- (3)永久磁石の厚さを増加させる。増加量は加工限度内の数値を選ぶ。(2)に戻り、磁気飽和を確認する。飽和するまで繰り返し、未飽和データの最終値で次の(4)に移行する。
- (4)磁気解析結果により永久磁石等の設計変数の材質を再選択する。
- (5)磁気飽和しない領域でヨーク厚を可能な限り薄くし、磁気有効空間を広げる。
- (6)FEMによる磁界解析を行い、巻数に対する推力定数を求める。
- (7)永久磁石の厚さを変え(5)に戻り繰り返す。
- (8)磁気飽和していない有効領域の中から最大の推力定数を持ったモデルを決定する。

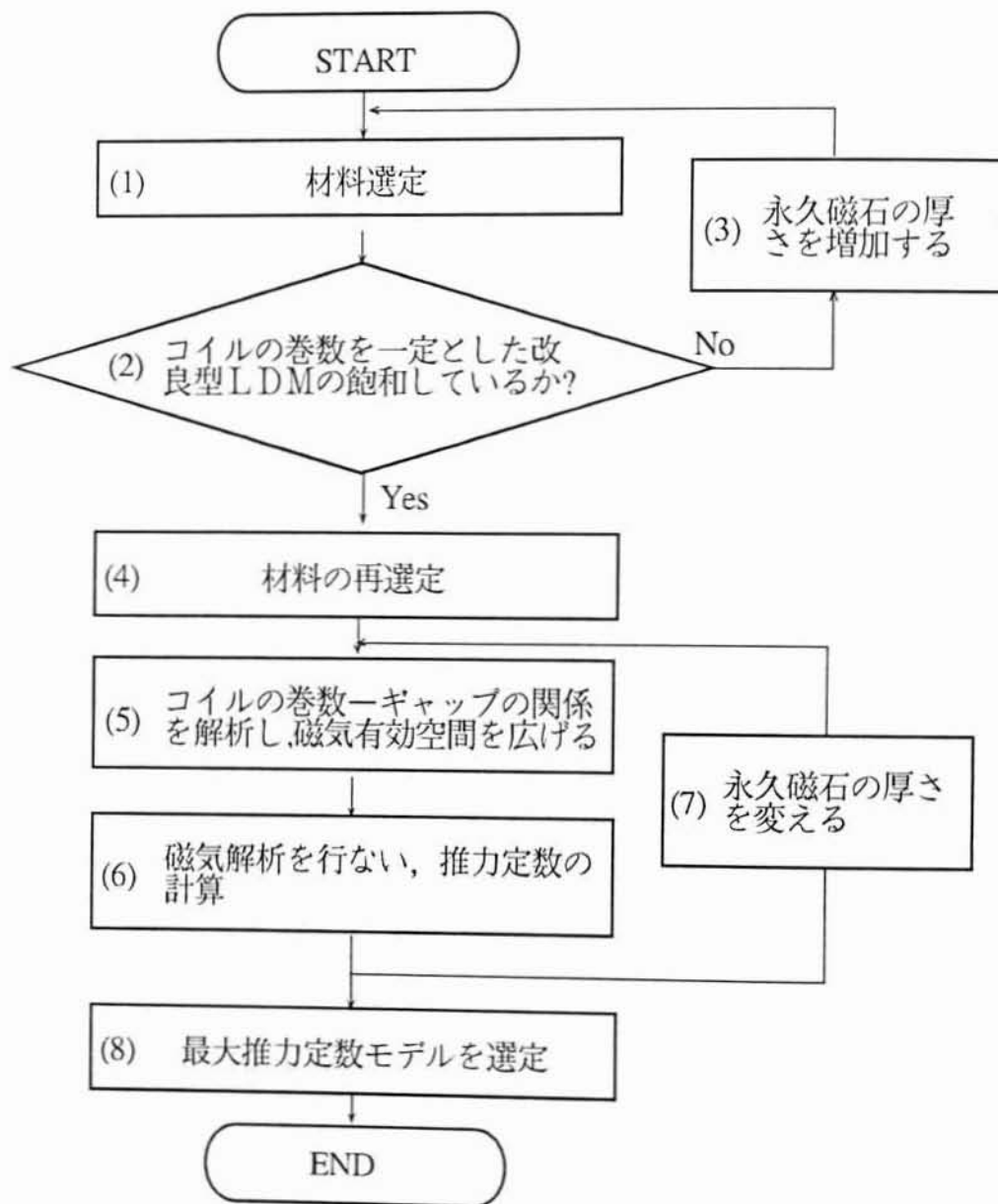


図4.3 推力改良設計の手順



### 4.3.2 コイルの巻数を一定としたLDMの推力定数

永久磁石をPr磁石にし、厚さを0.3から0.9[mm]に0.1[mm]間隔に変更して、コイルの巻数を500の一定値とした設計をおこなった。表4.3に改良型の設計変数を示した。永久磁石の厚さの増加により、コイルに作用する磁束は増加する。しかし、LDM全体の厚さが13[mm]と限定されるため、永久磁石の厚さの増加に反してセンターヨークおよびボトムヨークの厚さが減少する。このため、永久磁石による磁束が増大しても、磁路の断面積が減少するため、磁気飽和しやすくなる。図4.4に推力定数—永久磁石の厚さ特性を示した。永久磁石の厚さに対して推力定数は次第に飽和傾向を示した。Pr0.9-N500において、推力定数は2.04[N/A]となり、初期モデルLDMにたいして25.9[%]の増加が得られた。図4.5に各モデルのコイル各部の推力定数の大きさを示した。コイル左、右において、永久磁石の厚さの増加に伴い推力定数は減少する。これは、磁気飽和のため、洩れ磁束が増大し推力発生方向の磁束が減少しているためである。

表4.3 改良型LDMの解析モデルの設計変数(コイルの巻数  $N=500$ )

モデル名	永久磁石の厚さ $t_p$ [mm]	センタヨークの厚さ $t_c$ [mm]	ボトムヨークの厚さ $t_b$ [mm]
Pr0.3-N500	0.3	4.3	2.4
Pr0.4-N500	0.4	4.3	2.3
Pr0.5-N500	0.5	4.2	2.3
Pr0.6-N500	0.6	4.1	2.3
Pr0.7-N500	0.7	4.1	2.2
Pr0.8-N500	0.8	4.0	2.2
Pr0.9-N500	0.9	4.0	2.1

### 4.3.3 コイルの巻数を可変としたLDMの推力定数

#### (1)材料の選択

4.3.2項より、永久磁石は薄ければ薄いほどコイル左右における推力定数の減少が少ないことから、永久磁石を薄くしても大きな起磁力の得られる、希土類系の永久磁石 (Pr-Fe-B-Cu) にした。センタヨーク、サイドヨーク、ボトムヨークは、加工性の点から初期モデルと変えなかった。

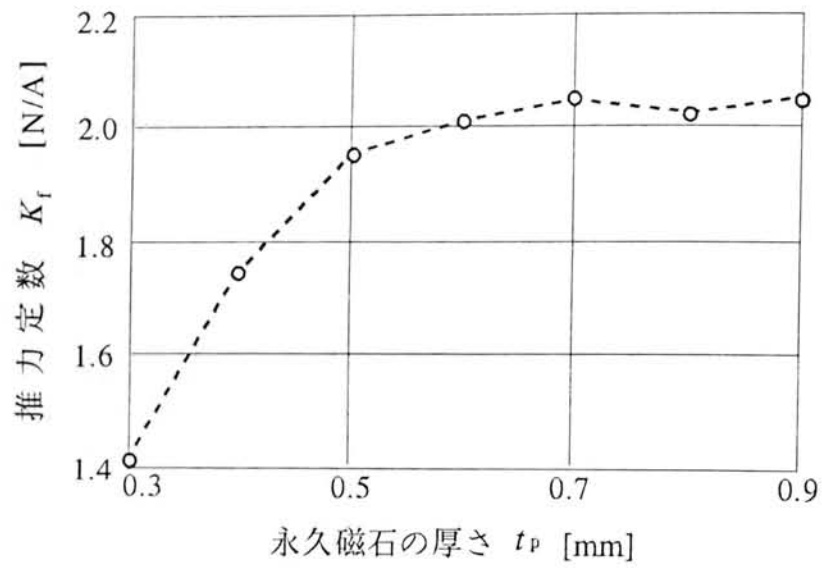


図4.4 推力定数—永久磁石の厚さ特性  
(永久磁石: Pr-B-Fe-Cu, コイルの巻数  $N=500$ )

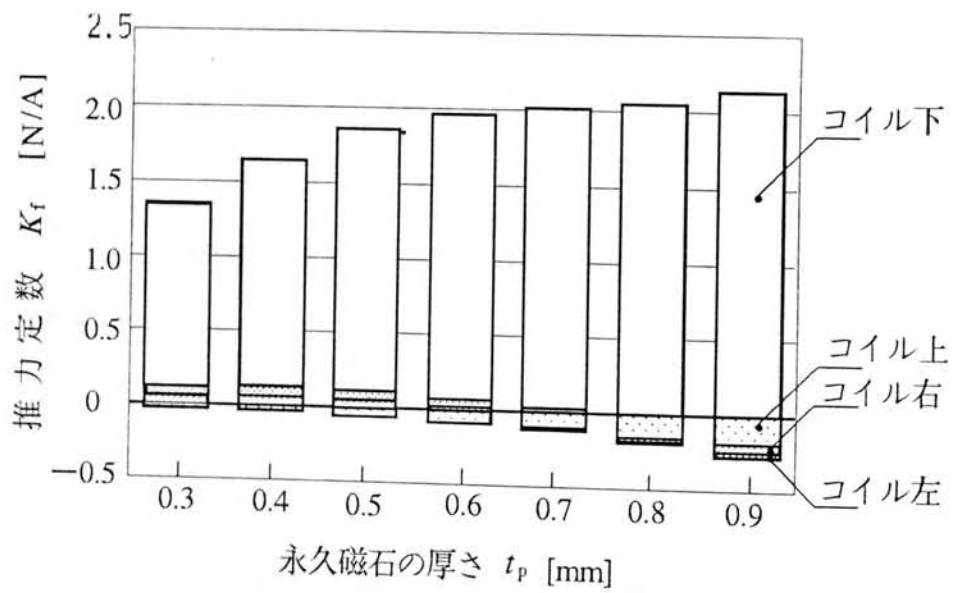


図4.5 各モデルのコイル各部の推力定数の大きさ  
( $x_c=0\sim11.6$  [mm])

## (2)コイルの巻数を可変したLDMの推力定数

LDM全体の厚さ13[mm]を維持した状態で、永久磁石の厚さを0.3～0.6[mm]と変化させるとともに、センターヨークー永久磁石間のギャップを変化させて、コイルの巻数を増やした。この設計条件において、コイルの巻数が新たに設計変数に加えられるためセンターヨークー永久磁石間のギャップ $g$ も変化する。コイルの巻数とセンタヨークー永久磁石間のギャップの関係は、次式で与えられる。

$$N = N_0 \times (g - 2) \quad (4.3)$$

ここに、 $N_0$  : コイルの厚さが1[mm]のときの巻数 (= 500)

式(4.1)～(4.3)の設計条件を満たす改良型LDMの設計をおこなった。図4.6に設計したLDMの推力定数の様子を示した。図4.6の斜線部がストローク100[mm]、厚さ13[mm]の条件で、ヨーク内で磁気飽和させず設計できるLDMの推力定数の範囲である。コイルの巻数を増すことにより、推力定数は増加した。しかし、推力増加傾向は次第に飽和傾向を示していく特性となった。これは、各ヨーク内の磁気飽和により発生した洩れ磁束が推力発生方向に対して負の方向に作用するためと考える。永久磁石の厚みのみを変化させ

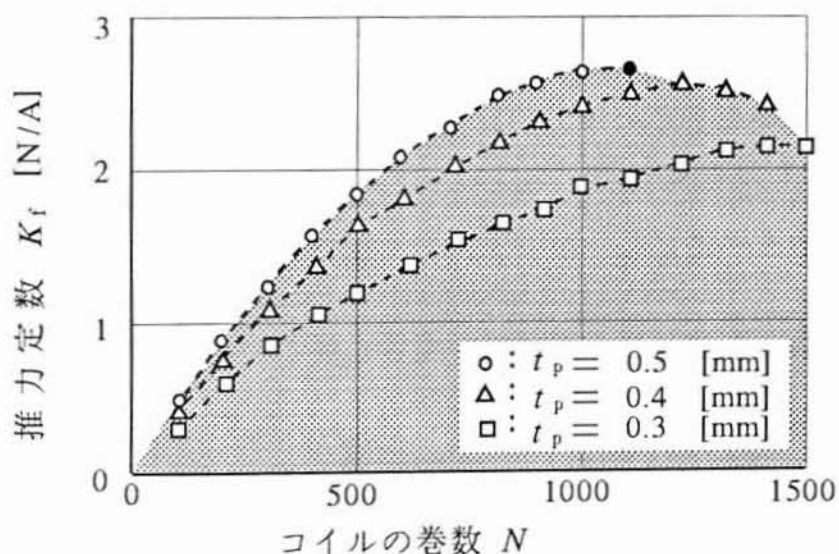


図4.6 推力定数の分布

たときは、最大2.04[N/A]の推力定数であった。しかし、コイルの巻数を変化させた場合、厚さ0.5[mm]のPr磁石を使用した巻数1100のもので、最大2.716[N/A]を示した。これは、初期モデルLDMの推力定数の値1.66[N/A]に比較して63.6[%]の増加である。以上の磁束解析により、コイルの巻数の増加の有効性が明らかになった。

#### 4.4 機械的時定数を最小にする改良設計

##### 4.4.1 機械的時定数を最小とするLDMの設計手順

LDMの応答性を評価する際の指標となる機械的時定数の検討を以下に行う。機械的時定数  $T_m$  は、式(2.16)より次式で与えられる。

$$T_m = \frac{(M_L + M_c)R}{(NBl)^2} \quad (2.16)$$

$$= \frac{NR_0}{K_t^2} (M_0N + M_L) \quad (4.4)$$

ここに、 $R_0 = 0.116$  : コイルの抵抗定数 [Ω]  
 $M_0 = 11.3$  : 巻数1回あたりのコイルの質量 [mg]  
 $M_L = 17.35$  : コイル以外の可動子の質量 [g]

ただし、 $R_0$  は初期モデルLDMに使用している巻数500のコイル抵抗58[Ω]より算出した。また、 $M_0$ 、 $M_L$  の値は実測値より導出した値を使用した。

式(4.4)により、設計したLDMの機械的時定数を求めることが出来る。図4.7に機械的時定数を最小とする、LDMの設計手順を示した。設計手順は以下の2つに大きく分けられる。

- (1)コイルの巻数を一定とし、ヨーク内で、磁気飽和が生じるまで、永久磁石を厚くする。
- (2)コイルの巻数を変化させ、機械的時定数が最小となるLDMを決定する。

##### 4.4.2 設計したモデルの機械的時定数の評価

図4.8に設計したLDMの機械的時定数を示した。斜線部は、4.3.3項で述べた範囲である。永久磁石を厚くすることにより、コイルに作用する磁束密度が増加するため、機械的時定数は減少する。また、式(2.16)から、等機械

的時定数曲線 ( $T_m$  曲線) が与えられる。コイルの巻数に対して、推力定数は飽和傾向になる。永久磁石の厚さごとに、唯一の極小値を持つ。解析モデル0.5N600の機械的時定数0.331[s]が最小であった。これは初期モデルLDMの値0.4[s]に対して17[%]の低減となった。また、コイルの巻数に対する機械的時定数の変化により、永久磁石の厚さによる変化が大きいことは図4.8からも明らかである。これにより、4.4.1項の設計手順が妥当であることがわかった。図4.8に設計の進行過程を示した<sup>4.3)</sup>。

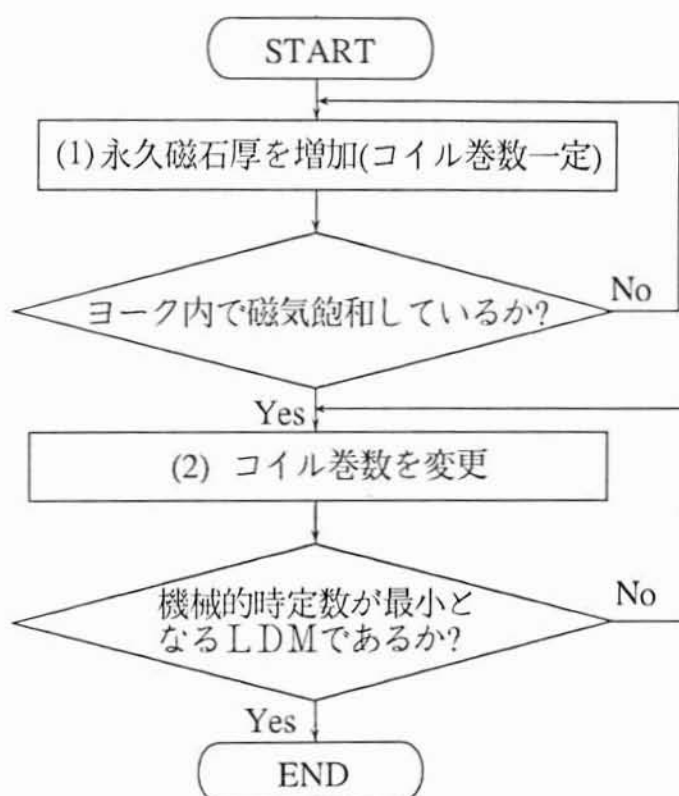


図4.7 機械的時定数を最小にする設計フロー

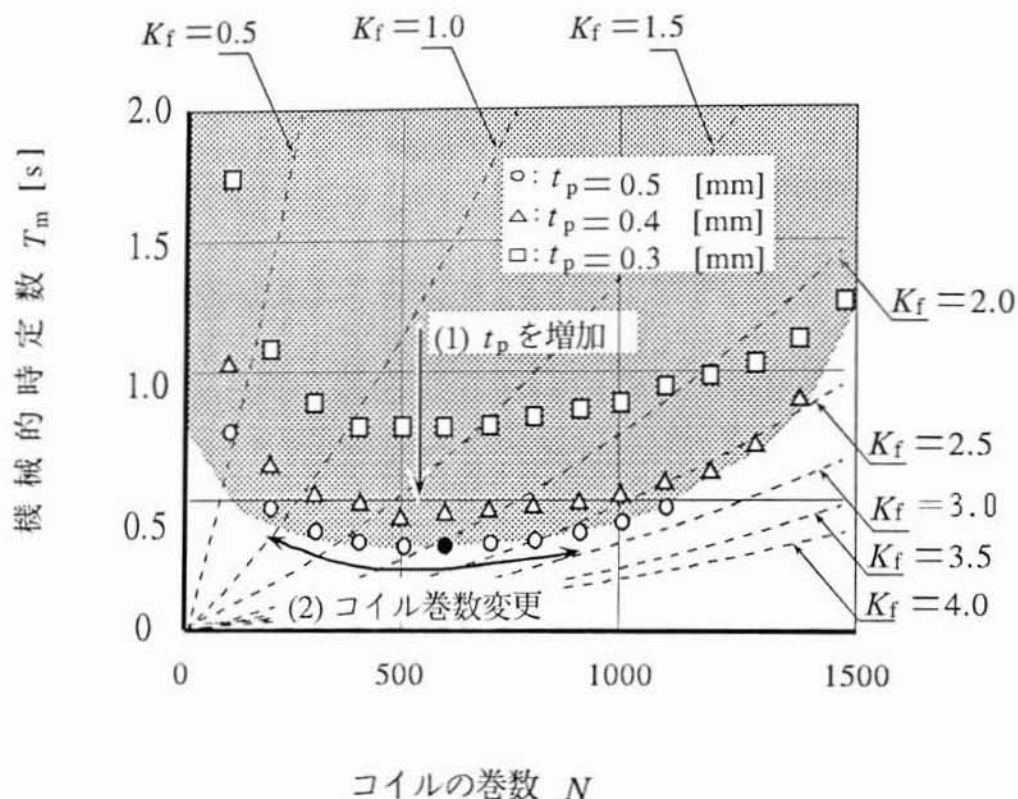


図4.8 機械的時定数を最小にする設計過程

#### 4.4.3 ペンレコードのインディシャル応答

機械的時定数とペンレコードの応答性の関係を明らかにするため設計したLDMの整定時間 $T_s$ をインディシャル応答のシミュレーションにより算出した。ペンレコードユニットのブロック図は図2.13に示されている。このペンサーボユニットの伝達関数は式(2.27)にて与えられる。これより、ペンレコードユニットのインディシャル応答のシミュレーションを行った。図4.9にコイル巻数に対するLDMの整定時間を示した。0.5N500において最小値1.477[s]をとり、機械的時定数の特性と同様の傾向となった。これより、LDMの設計において機械的時定数の小さいLDMを設計することによりペンレコードの応答性のよいものが設計できることが確認できた。

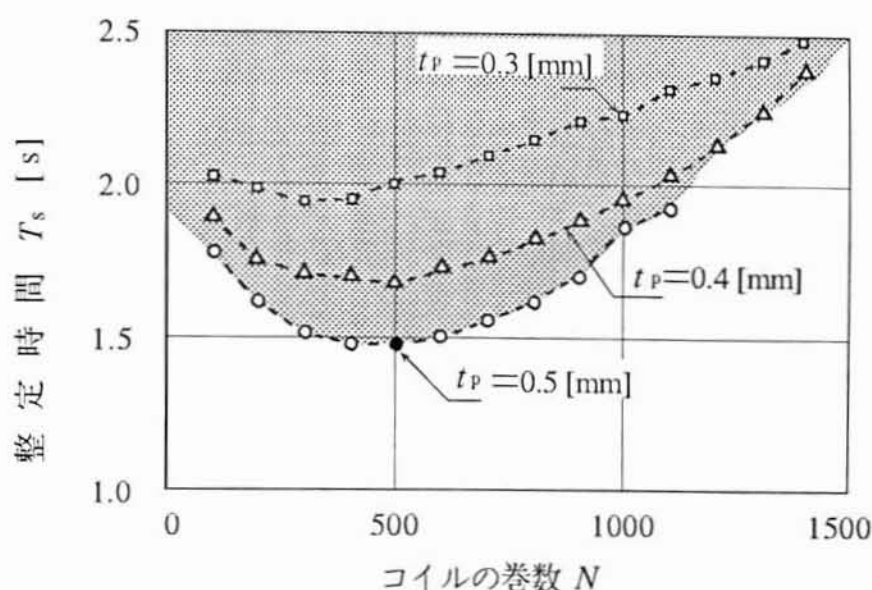


図4.9 LDMのコイル巻数—整定時間特性

## 4.5 数値計画法を併用した設計法

有限要素法を用いて設計目標として磁束分布、推力などを満足する機器の形状、寸法（設計変数）を求める逆問題の解析が可能となった<sup>4.4)</sup>。最適形状を求めるとき、経験的に設計変数を変え多くのモデルを解析するのでは、非常に時間がかかりすぎる問題がある。また、初期値の与え方により、局所的な最適解にはまる危険性もある。LDMを合理的、効率的に設計するため、設計変数によって変わる挙動変数の傾向を知る必要がある。そのため、LDMのFEM解析をおこない、挙動変数である磁束密度の傾向をとらえる。そして、与えられた条件内で設計できる範囲（設計空間）を求める設計法を述べる<sup>4.5)</sup>。

### 4.5.1 目的関数と設計変数

LDMの最適設計問題において、目的関数、設計変数の設定は大変重要である。本設計では、最大推力を得ることを目的とし、目的関数を推力定数とする。推力定数を大きくするためには、式(2.6)より、コイルの巻数、コイルに作用する磁束密度、磁束密度が作用するコイルの長さ $l$ を大きくすればよい。ここで、 $l$ はセンタヨークの $y$ 方向の幅に比例する。本設計問題では、

LDMの厚さは13[mm], ストロークは100[mm]と限定されている。よって, センタヨークの  $y$  方向の幅は32[mm]一定とする。図4.10に, 最も簡単なLDMの磁気回路を示した。この磁気回路はセンタヨークと永久磁石間のギャップ部のみに, 下向きの均一な磁束  $\phi_g$  が流れるものとし, フリンジング磁束は考慮していない。LDMの永久磁石による起磁力  $U_m$  は, 永久磁石の厚さ  $t_p$  に依存する。また, 磁気抵抗  $R_m$  は次式で与えられる。

$$R_m = R_g + R_y \quad [H^{-1}] \quad (4.5)$$

$$R_g = \frac{g}{\mu_0 A} \quad [H^{-1}] \quad (4.6)$$

ここに,  $R_g$  : ギャップ部の磁気抵抗  $[H^{-1}]$ ,  
 $R_y$  : ヨーク部の磁気抵抗  $[H^{-1}]$ ,  
 $g$  : ギャップの長さ [m],  
 $\mu_0$  ( $= 4\pi \times 10^{-7}$ ): 真空中の透磁率  $[H/m]$   
 $A$  : ギャップ部磁路の断面積  $[m^2]$

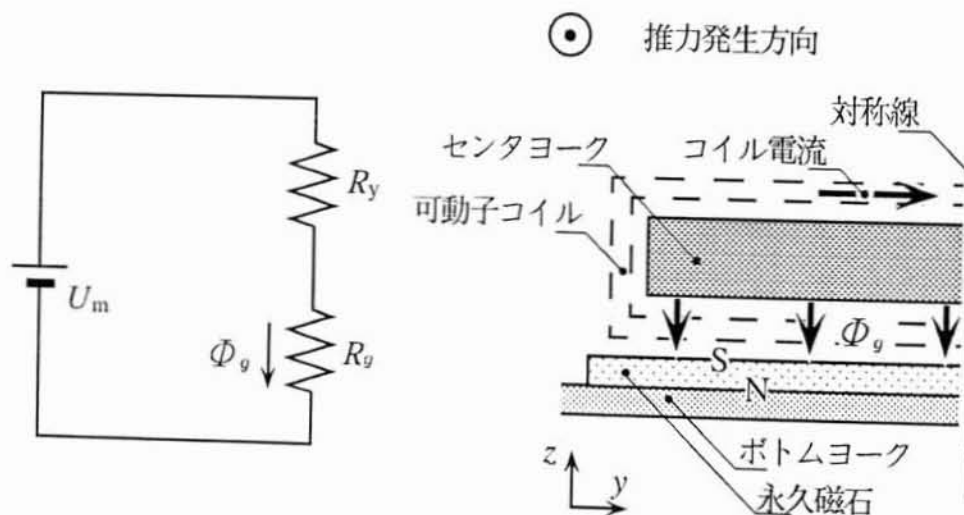


図4.10 LDMの磁気回路



本LDMの磁気回路においてギャップが占める割合が大きいので、ヨーク部の磁気抵抗  $R_y$  は、ギャップ部の磁気抵抗  $R_g$  に比べて、十分小さく無視できる。式(4.5)、式(4.6)から、磁気抵抗  $R_m$  はギャップの長さ  $g$  に依存する。 $U_m$ 、 $\phi_g$ 、 $R_m$  には以下の関係式が成り立つ。

$$\phi_g = \frac{U_m}{R_m} \quad [\text{Wb}] \quad (4.7)$$

ギャップ内磁束密度  $B$  は、磁束  $\phi_g$  に比例する。よって設計変数を、永久磁石の厚さ  $t_p$  とギャップの長さ  $g$  とする。制約条件は、コイルも含めたLDMの厚さが13[mm]、ストロークの長さが100[mm]である。また、ヨーク内で磁気飽和させないことである。表4.4に、設計における変数と関数を示した。図4.11に設計変数と制約条件を示した。

表4.4 設計における変数と関数

項目	変数または関数
設計変数	永久磁石の厚さ $t_p$ [mm]、ギャップの長さ $g$ [mm]
制約条件	LDMの厚さ 13 [mm]、ストロークの長さ 100 [mm] ヨーク内において磁気飽和させない
挙動変数	平均有効磁束密度 $\bar{B}(t_p, g)$ [T]、コイルの巻数 $N$
目的関数	推力定数 $K_t(t_p, g)$ [N/A]

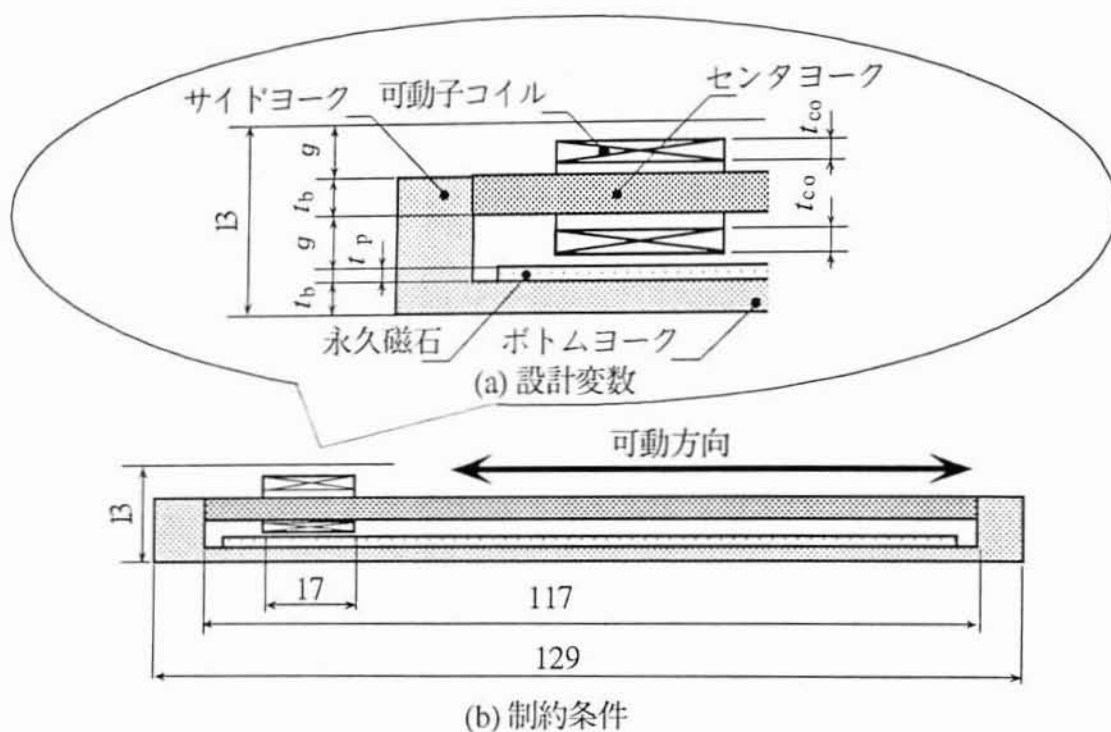


図4.11 設計変数と制約条件(単位:[mm])

#### 4.5.2 有限要素法を用いた磁界解析

図4.12に解析モデルを示した。解析条件は永久磁石のみとし、コイル電流によるものは考慮していない。また、3.7項に示されているように、本LDMでは、ボトムヨーク、永久磁石がy方向に広がりを持ち、永久磁石はコイルの下部にのみ配置されているためコイルの上部、横部で発生する推力定数を考慮しなければならない<sup>4,6)</sup>。有効磁束密度は次式から与えられる。

$$B_x = \frac{l_n B_n}{l_c} \quad [\text{T}] \quad (4.8)$$

ここに、 $B_x$  :  $x$  の位置の有効磁束密度 [T]  
 $l_n$  : 磁束密度が交差する長さ [m]  
 $B_n$  : コイルが存在する要素の磁束密度 [T]  
 $l_c$  : コイル一周の長さ [m]  
 $n$  : コイルの存在する要素

有効磁束密度はストローク方向に対して変動する。有効磁束密度をストローク方向に平均したものを、平均磁束密度  $B$  とした。 $B$  は設計変数により変化し、目的関数を決定する。よって、 $B$  は挙動変数  $\bar{B}(t_p, g)$  である。目標関数（推力定数）は式(2.7)から次式で与えられる。

$$K_{fx} = NB_x l_c \quad [T] \quad (4.9)$$

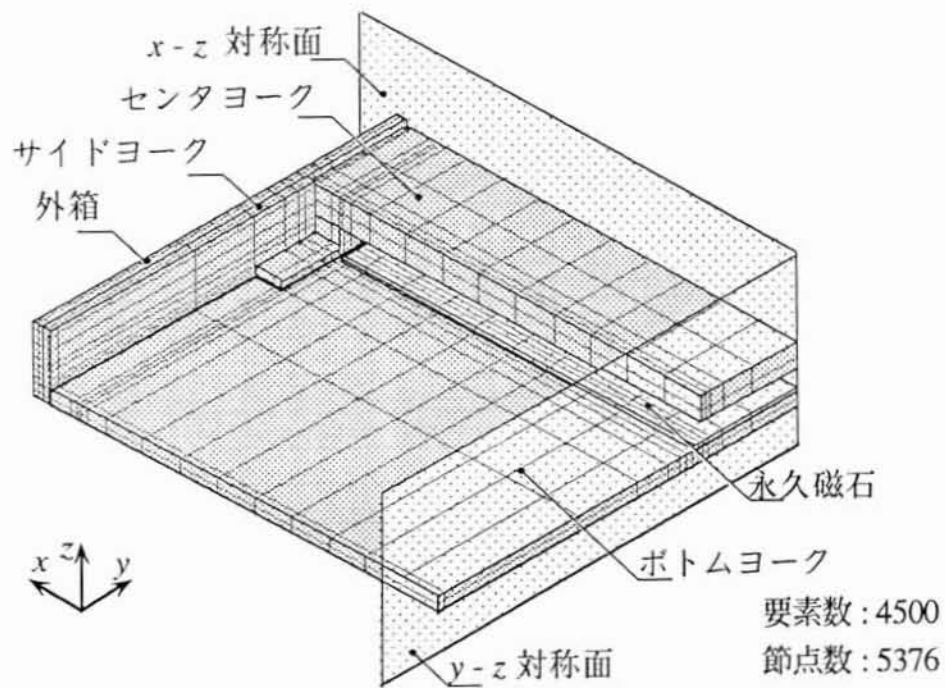


図4.12 解析モデル

### 4.5.3 挙動変数 $\bar{B}(t_p, g)$ の特性

LDMの磁気解析をおこなった。図4.13に、挙動変数 $\bar{B}(t_p, g)$ 特性を示した。永久磁石を厚くするにしたがい、起磁力が増加するため、平均有効磁束密度 $\bar{B}(t_p, g)$ は増加する。また、ギャップの長さに対し、 $\bar{B}(t_p, g)$ は線形に減少する。永久磁石の厚さ $t_p$ が変わらず、フリンジング磁束を無視すると、式(4.6)、式(4.7)から、磁束は $g$ に対して反比例するはずである。以下、本LDMにおいて、 $\bar{B}(t_p, g)$ が線形に減少する理由と、線形に減少する範囲を述べる。図4.14に、コイル上、コイル横の推力に寄与する磁束密度を示した。コイル上部、コイル横部の磁束は、図4.10の磁気回路で無視したフリンジング磁束に相当する。図4.14において、コイルの横部の磁束密度は制動力として働き、 $g$ とともに増加する。ギャップ $g$ が大きくなるにしたがいヨークは薄くなり、ヨーク内の磁束密度は、ヨークの材料の飽和磁束密度 $B_m$ に近くなる。そのため、比透磁率は小さくなり、フリンジング磁束が増加すると考える。 $t_p$ が大きくなるほど、ヨーク内の磁束密度は $B_m$ に近いため、この傾向は顕著になる。

以上より、推力定数を大きくするため、長ストロークかつ、薄型のLDMを設計する場合、挙動変数 $\bar{B}(t_p, g)$ は $g$ の1次式で近似できる。

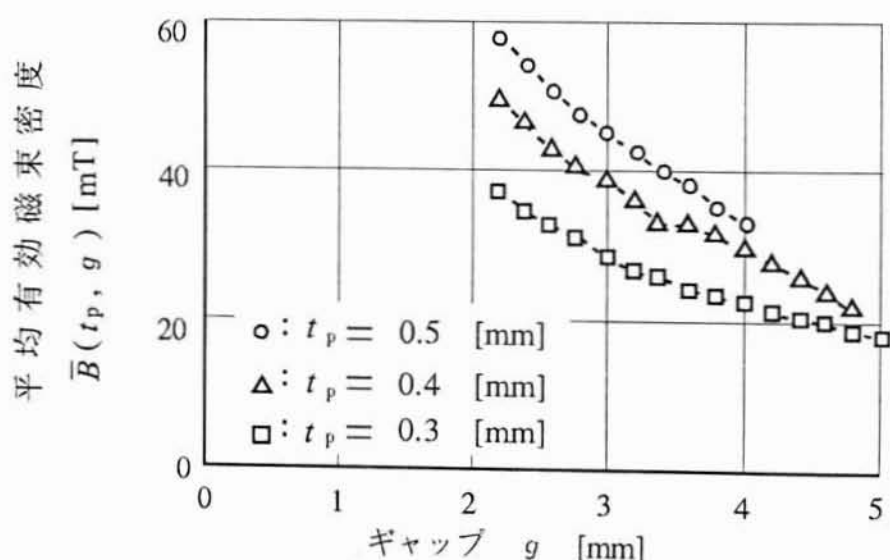


図4.13 挙動変数(平均有効磁束密度)特性

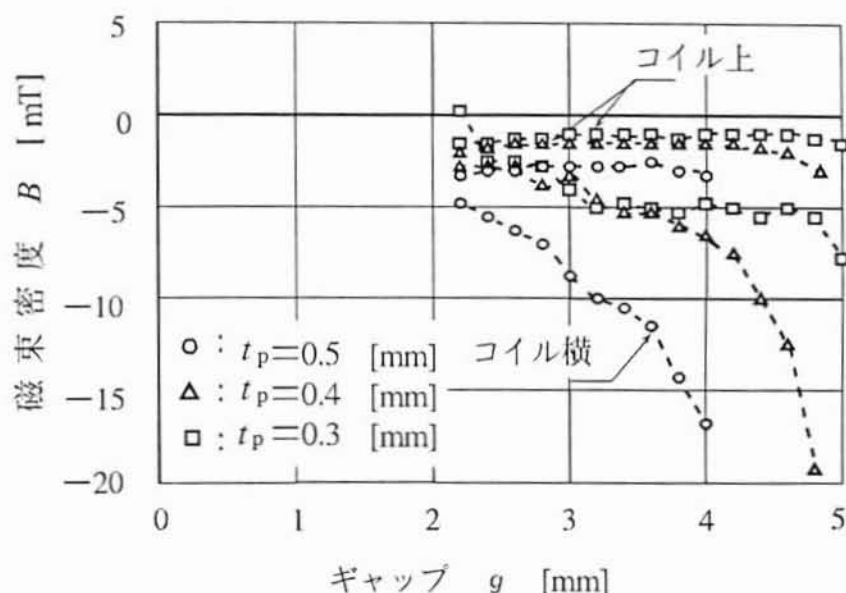


図4.14 コイル上, コイル横の磁束密度特性

#### 4.5.4 LDMの設計空間

磁界解析から得られた平均有効磁束密度  $\bar{B}(t_p, g)$  [T], コイルの巻数  $N$  から, 目的関数は次式で与えられる。

$$K_l(t_p, g) = N \times \bar{B}(t_p, g) \times l_c \quad [\text{N/A}] \quad (4.10)$$

コイルの長さはセンタヨークの幅に主に依存し, ほぼ一定である。図4.15に, LDMの設計空間を示した。同図において, 暗部がヨーク内にて磁気飽和が発生せず, 設計できる範囲を示す。この設計できる範囲を設計空間という。永久磁石の厚さが  $t_p = 0.5$  [mm] で, コイルの巻数が1000を越えると, ヨーク内で磁気飽和が発生し, 制約条件を満たさなくなる。設計問題は, この設計空間で, 最大の目的関数をとる設計変数 (最適解) を設定することである。図4.15の設計空間から, 最適解は, 永久磁石の厚さ  $t_p = 0.5$  [mm], ギャップの長さ  $g = 4.0$  [mm], コイルの巻数1000のLDMで, 2.67 [N/A] の最大推力定数となった。

#### 4.5.5 LDMの設計法

本設計問題は, 目的関数が最大となる最適解を求めることである。目的関数は, 式(4.10)で与えられる。そのため, 設計空間の境界は, ヨーク内の磁束密度が材質の飽和磁束密度に近いときである。よって, 4.5.3項から挙動変

数： $\bar{B}(t_p, g)$ は線形である。挙動変数： $\bar{B}(t_p, g)$ ，巻数はギャップの長さ  $g$  に対して線形である。よって，本設計問題は，線形計画問題に分類される。ここで， $t_p$  が連続であれば， $g$  が大きくなっても極値解は生じない。しかし，加工上の問題から， $t_p$  は離散的な値となる。その場合， $t_p$  が変わるとき，極値解を持つ可能性がある。

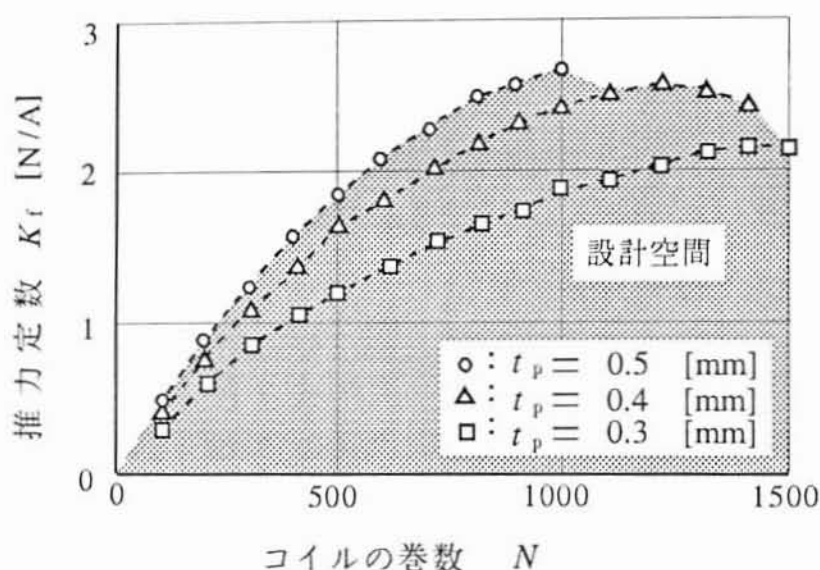


図4.15 設計空間

#### 4.5.6 設計したモデルの推力定数評価

FEM解析の妥当性を確認するため，永久磁石の厚さ  $t_p=0.5$ [mm]，ギャップの長さ  $g=3.0$ [mm]，コイルの巻数500のLDMを製作した。図4.16に推力定数分布を示した。実測値と計算値の誤差は11.5[%]であった。この原因は永久磁石を薄くしたため，保磁力が小さくなったためと考える。これにより，本設計法は概ね妥当であることを確認した。

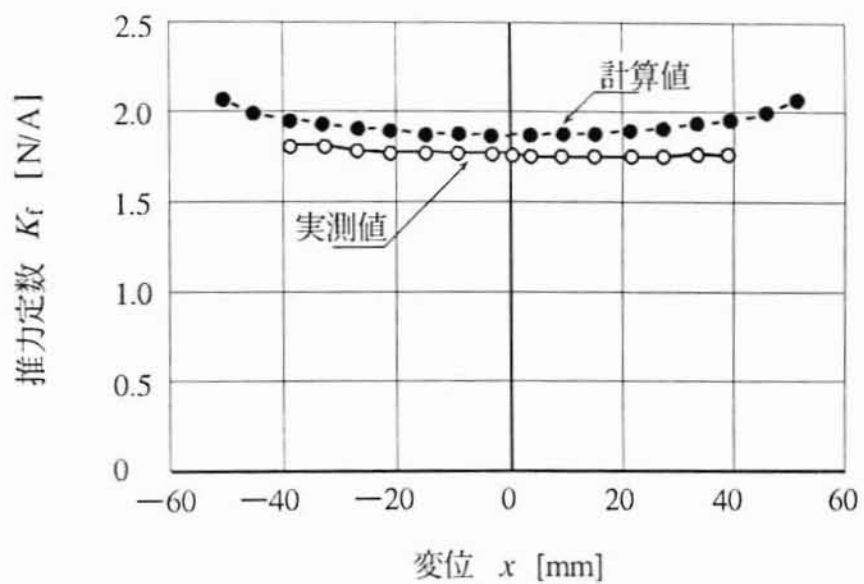


図4.16 推力定数分布

( 永久磁石の厚さ : 0.5 [mm], ギャップの長さ : 3.0 [mm]  
 コイルの巻数 : 500 )

## 4.6 まとめ

本章では推力定数を最大にする設計法と、応答性を良くする設計法について以下のことを明らかにした。

- (1) 推力定数はコイルの巻数と磁束密度に比例する。外形寸法が決まっている場合それらを効率良く決定する必要がある。そのために、巻数を一定にし、永久磁石の厚さを磁気飽和がしない範囲でできるだけ大きくし、最大磁束密度が確保できるようにヨーク材料の寸法を決定する。つぎに、永久磁石の厚さごとに磁気飽和しない範囲でヨークの厚さを薄くし巻数に対する推力定数を有限要素法にて計算し最大推力定数を求める設計法を示した。永久磁石の厚さ0.5[mm]、巻数1100のLDMにて推力定数が最大2.716[N/A]の設計ができた。これは、初期モデルの1.66[N/A]に対し63.6[%]の増加であり、設計法の妥当性が確認できた。
- (2) 機械的時定数は推力定数が大きければ大きいほど小さく、巻数が少ないほど小さくなる。そのため、巻数を一定にして永久磁石の厚さを磁気飽和するまで厚くする。つぎに、コイルの巻数を変化させ、機械的時定数が最大になるLDMを決定する設計法を示した。永久磁石の厚さ0.5[mm]、巻数600において、機械的時定数0.331[s]を設計した。これは、初期モデル0.4[s]に対して17[%]の低減となった。これにより、設計法の妥当性の確認ができた。
- (3) 機械的時定数と応答性の関係を明らかにするため、設計したLDMの整定時間のインディシャル応答シュミレーションを行った。その結果、永久磁石の厚さ0.5[mm]、巻数500において最小値1.477[s]を示し、機械的時定数と同じ傾向となった。これにより、機械的時定数の小さいLDMを設計することは応答性の良いLDMの指標になることが確認できた。
- (4) 数理計画法を併用した設計法では以下のことが明らかになった。設計変数を永久磁石の厚さとギャップの長さ、挙動変数を平均磁束密度とコイルの巻数とし、制約条件を寸法制限と磁束飽和しないこと、目的関数を推力定数とすることができる。ここで、挙動変数は1次式で近似できることから本問題は線形計画法に分類できることが解った。それにより、永久磁石の厚さ0.5[mm]、巻数1000において、推力定数2.67[N/A]のLDMが設計できた。妥当性確認のため、永久磁石厚さ0.5[mm]、巻数500のLDMを試作し計算式と実測値を比較し、誤差11.5[%]を得た。これにより、妥当性について概ね確認できた。



## 第4章の参考文献

- 4.1) 織田順平, 矢島 久志, 二宮達也, 脇若弘之, 森村利昭, 山田 一 :  
薄型, 長ストロークのLDMの設計法, 日本応用磁気学会誌, Vol.19,  
No.2, pp.509-512, 1995 .
- 4.2) J.Oda, T.Morimura, H.Wakiwaka, H.Yajima, and H.Yamada : A  
magnetic circuit design method of linear DC motor for pen  
recorder The First International Symposium on Linear Drives for  
Industry Applications (LDIA'95), No.AC-2, pp.413-416, 1995 .
- 4.3) 脇若弘之, 矢島久志 妹尾伸一, 織田順平, 山田 一 : リニア直流モ  
ータの機械的時定数を最小化する設計, 第7回電磁力関連のダイナミッ  
クスシンポジウム 講演論文集, No.192, pp.497-500, 1995 .
- 4.4) 高橋則雄 : 磁気回路の最適設計, コロナ社, コンピュートコントロ  
ール, No.39, pp.83-89, 1992 .
- 4.5) 矢島久志, 妹尾伸一, 脇若弘之, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 :  
数理計画方を併用したLDM設計法の検討, 電気学会リニアドライブ研  
究会資料, LD-95-42, pp.71-80, 1995 .
- 4.6) 脇若弘之, 二宮達也, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : ペンレコーダ  
用リニア直流モータの推力定数の評価, 日本応用磁気学会誌, Vol.18,  
No.2, pp.529-532, 1994 .

## 第5章 結論

ペンレコード用リニア直流モータの磁気回路設計に関する本研究で明らかになった成果について各章毎に以下にまとめる。

1. 第2章ではペンレコードに要求される推力発生原理、伝達関数、閉ループ伝達関数の理論的考察を行った。
2. 第3章では、ペンレコード用LDMを改良設計するために必要な基礎特性として、初期モデルLDMの磁束密度分布、推力特性、応答特性を測定した。本LDMにおいての磁束密度分布から求めた推力は実測値と7[%]以内の誤差でありほぼ一致した。LDMの推力をコイルに作用するz方向の磁束密度分布より算出可能であることの妥当性が確認できた。この結果にもとずいて初期モデルLDMの磁界解析を行い磁束密度分布を調べた。その結果、ヨーク内磁束密度の分布は永久磁石端部のボトムヨークで磁束が集中しやすいことがわかった。また、永久磁石幅の寸法を決める際、センタヨークとの関係において磁石の幅が長すぎると推力が反対に作用することが判明し、本LDMではセンタヨーク端面と永久磁石端面では3[mm]が最適であることがわかった。
3. 第4章では、3章の結果にもとずいて磁気回路設計法を考察し、解析モデルを設計した。解析モデルでは、コイルの巻数を500一定として永久磁石の厚さを変化させた。永久磁石の厚さ0.9[mm]のモデルでは、推力定数の平均値が2.04[N/A]となり初期モデルと比較して、25.9[%]の増加が得られた。また、本LDMはボトムヨーク、永久磁石が奥行き(y方向)に、広がりを持ち、永久磁石はコイルの下側のみに配置されているため、ギャップ内だけでなく、コイルの上部、横部で発生する推力定数を考慮しなければならないことが解った。

次に、コイルの巻数を可変として、磁界解析した結果、永久磁石の厚さが0.5[mm]、コイルの巻数が1100のもので、2.716[N/A]の推力定数が得られた。これは、初期モデルLDMにたいして63.6[%]の増加であった。このことにより推力を最大にする磁気回路設計法の妥当性は確認された。

次に、機械的時定数を最小にする磁気回路設計法を明らかにし、解析を行った結果、永久磁石の厚さが0.5[mm]、コイルの巻数が600において時定数が最小となった。機械的時定数の評価をしたところ、永久磁石の厚さが0.5[mm]、コイルの巻数が600のとき、機械的時定数が0.331[s]となり、最

小値であった。これにより、機械的時定数を最小にする設計法の妥当性が確認できた。さらに、インディシャル応答の評価を行った。その結果、永久磁石の厚さ0.5[mm]、コイルの巻数500において最小値0.477[s]となり、機械的時定数と同じ傾向となった。これにより、機械的時定数を最小にすることは、応答性のよいLDMの指標となることの確認が出来た。

最後に、数理計画法を併用したLDMの設計法について設計変数、挙動変数、設計問題の分類について明らかにした。設計変数を永久磁石の厚さと、ギャップの長さとした。さらに、有限要素法による磁界解析の結果より、薄型のLDMの挙動変数：平均有効磁束密度の特性を明らかにした。挙動変数がギャップの長さに対して、線形に減少する。そのため、本設計問題は線形計画問題に分類できることが解った。

また、加工上の理由により、設計変数が離散的になることによる問題点をあげた。永久磁石の厚さが0.5[mm]、ギャップの長さが3.0[mm]のLDMを製作した。計算結果と実測値は、推力定数で0.2[N/A]、11.5[%]の誤差であった。これにより、本設計法の妥当性確認が出来た。

4. 以上の成果は、ペンレコードに取り付けることは出来なかったがペンレコードの応答に期待がもてることを示している。また、以下の2点について今後の課題として残った。

- 1)得られた最大推力が限界に近いことの証明
- 2)単極コイル可動型LDM以外による推力増大に関する検討

LDMの文献は多数あるが、決められた寸法内で最大の推力定数を得る磁気回路設計法は意外に少ない。本研究で、磁気回路設計法を明らかに出来たことは、初期の目的を十分達成していると言える。

## 謝 辞

信州大学 工学部 山田 一教授には本研究の遂行，論文をまとめるにあたりその端緒から懇切なるご指導とご鞭撻を賜り，深大なる謝意と敬意を捧げる次第である。

同大学 脇若弘之助教授には本研究の当初から懇切丁寧なご指導を賜った。ここに、深く感謝の意を表する次第である。

同大学 小林光征教授、清水保雄教授には本研究の論文をまとめるに当たり懇切なるご指導を賜り深く感謝の意を表する次第である。

東京大学 工学部 藤村貞夫教授をはじめとする計測研究会委員各位には記録計の論文発表の機会、及び懇切なるご指導を賜り深く感謝の意を捧げる次第である。

筆者の所属する大倉電気株式会社においては、大倉淳平会長、岡本正明社長には、リニアモータ開発の機会を与えていただき感謝と敬意を捧げる次第である。島津裕之常務、喜代原紘一郎取締役、白井澄技術統括部長をはじめとする関係諸氏には本研究の機会と環境を与えていただき感謝の意を表する次第である。また、森村利昭主任にはリニアモータ開発当初からLDM設計及び本研究の共同研究者として、試作機の製作に便宜をはかっていただき感謝する次第である。さらに、記録計の開発にあたり、三上三男課長、細川常男課長、川口俊彦主任及び関係諸氏の熱意で完成されたことに感謝する次第である。

信州大学 工学部 脇若研究室においては、本研究を遂行するにあたり、4年間にわたりともに従事してきた大学院学生矢野剛，二宮達也，矢島久志，妹尾伸一をはじめとする諸氏に感謝する次第である。

# 研究業績

## 1. 審査付研究論文

- (1) 脇若弘之, 二宮達也, 矢野剛, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : リニア直流モータの磁界解析と機械的時定数の評価, 日本応用磁気学会誌, Vol.17, No.2, pp. 465-468, 1993.
- (2) H.Wakiwaka, T.Ninomiya, J.Oda, T.Morimura, and H.Yamada : Analysis of magnetic field and dynamic responses of linear DC motor for pen recorder, Elsevier Studies in Applied Electromagnetics in Materials ,5, Elsevier ,pp.573-576,1994 .
- (3) 脇若弘之, 二宮達也, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : ペンレコーダ用リニア直流モータの推力定数の評価, 日本応用磁気学会誌, Vol.18, No.2, pp.529-532, 1994.
- (4) 織田順平, 矢島 久志, 二宮達也, 脇若弘之, 森村利昭, 山田 一 : 薄型, 長ストロークのLDMの設計法, 日本応用磁気学会誌, Vol.19, No.2, pp.509-512, 1995.
- (5) J.Oda, T.Morimura, H.Wakiwaka, H.Yajima, and H.Yamada : A magnetic circuit design method of linear DC motor for pen recorder ,The First International Symposium on Linear Drives for Industry Applications(LDIA'95), No. AC-2, pp.413-416, 1995.
- (6) 脇若弘之, 妹尾伸一, 矢島 久志, 織田順平, 山田 一 : 多極型リニア直流モータのヨーク薄型化の検討, 日本応用磁気学会誌, Vol.20, No.2, pp.593-596, 1996 .

## 2. 口頭発表論文

- (1) 森村利昭, 織田順平, 西村悟 : リニア直流モータと直線形非接触ポテンシオメータを使用した記録計, 電気学会計測研究会, IM-90-11, pp.19-24, 1990 .
- (2) 矢島久志, 妹尾伸一, 脇若弘之, 織田順平, 森村利昭, 山田 一 : 数値計画方を併用したLDM設計法の検討, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-95-42, pp.71-80, 1995.
- (3) 西村悟, 織田順平, 森村利昭 : リニアモータを用いたペンレコーダ, 日本工業技術振興協会, 第7回リニアモータ技術研究会講演論文集, pp.13 -19, 1990.

- (4) 脇若弘之, 二宮達也, 矢野剛, 山田 一, 織田順平, 森村利昭: 小型平板状リニア直流モータとペンレコーダへの応用, 電気学会マグネティックス・リニアドライブ合同研究会資料, MAG-92-113/LD-92-29, pp.49-58, 1992.
- (5) 脇若弘之, 二宮達也, 矢野剛, 織田順平, 森村利昭, 山田 一: リニア直流モータの磁界解析と機械的時定数の評価, 第16回日本応用磁気学会学術講演概要集, 9pD-3, p.334, 1992.
- (6) H.Wakiwaka, T.Ninomiya, J.Oda, T.Morimura, and H.Yamada : Analysis of magnetic field and dynamic responses of linear DC motor for pen recorder, The international symposium on simulation and design of applied electromagnetic systems( ISEM-Sapporo), No.F-12, p.209, 1993.
- (7) 脇若弘之, 二宮達也, 日下部宏樹, 織田順平, 森村利昭, 山田 一: ペンレコーダ用リニア直流モータの推力向上の検討, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-93-47, pp.35-44, 1993.
- (8) 脇若弘之, 二宮達也, 織田順平, 森村利昭, 山田 一: ペンレコーダ用リニア直流モータの推力定数の評価, 第17回日本応用磁気学会学術講演概要集, No.13aD-2, p.387, 1993.
- (9) 脇若弘之, 二宮達也, 織田順平, 森村利昭, 山田 一: リニア直流モータ駆動ペンレコーダユニットの閉ループ伝達関数の検討, 平成5年度電気関係学会東海支部連合大会講演論文集, No.183, p.92, 1993.
- (10) 織田順平, 矢島久志, 二宮達也, 脇若弘之, 森村利昭, 山田 一: ペンレコーダ用LDMの設計法の検討, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-94-11-20, 1994.
- (11) 織田順平, 矢島久志, 二宮達也, 脇若弘之, 森村利昭, 山田 一: 薄型・長ストロークのLDMの設計法, 第18回日本応用磁気学会学術講演会概要集, No.13aB-4, p.151, 1994.
- (12) 織田順平, 矢島久志, 脇若弘之, 森村利昭, 山田 一: MC形リニア直流モータの時定数を考慮した設計, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-94-82, pp.79-88, 1994.
- (13) H.Wakiwaka, H.Yajima, J.Oda, and H.Yamada : Design and evaluation of linear dc motor for pen recorder, 1995 Digests of INTERMAG'95, No.HR-15, 1995.
- (14) 脇若弘之, 矢島久志, 妹尾伸一, 織田順平, 山田 一: リニア直流モータの機械的時定数を最小化する設計, 第7回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム講演論文集, No.192, pp.497-500, 1995.

- (15) 矢島久志, 脇若弘之, 妹尾伸一, 織田順平, 山田 一: 長ストロークを持った薄型リニア直流モータの最適設計, 平成7年電気学会産業応用部門全国大会講演論文集[1], No.73, pp.223-228, 1995.
- (16) 脇若弘之, 妹尾伸一, 矢島久志, 織田順平, 山田 一: 多極型LDMの薄型化の検討, 第19回日本応用磁気学会学術講演概要集, No.25pB-3, p.249, 1995.

### 3. 一般雑誌

- (1) 織田順平, 三上三男, 森村利昭, 川口俊彦: RM10/18形ハイブリッド記録計, 大倉電気技報, No.8, pp.52-57, 1991.