誘導式磁気浮上での集電コイルを利用する磁気ダンピング

正員 藤原 俊輔 (鉄道総研)

正員 村井 敏昭 (鉄道総研)

正員 長谷川 均 (鉄道総研)

Magnetic Damping Method of EDS System Using Power Collection Coil

Fujiwara Shunsuke, Member, Murai Toshiaki, Member, Hasegawa Hitoshi, Member (Railway Technical Research Institute)

A superconducting magnetically-levitated system is now tested at the Yamanashi Test Line. It is important to obtain a certain level of magnetic damping so as to improve the dynamic characteristics of the system. We have therefore proposed a magnetic damping method using an inductive power collection system and analysed its characteristics assuming a side wall electrodynamic suspension system. The principle of this method is based on the fact that levitation force varies with the phase angle of the induced current in the power collection coils. We can obtain damping force by changing the phase angle in proportion to the velocity of vehicle vibration. We investigated the force which can be used for damping, and evaluated its magnitude and availability by a numerical example. In this example, the vertical force of 3.5kN was obtained per bogie, and a half of this force can be utilized by changing the phase angle up to $\pi/6$.

キーワード：誘導式磁気浮上, 磁気ダンピング, 超電導, 誘導集電

1. まえがき

超電導磁気浮上式鉄道は山梨の実験線で精力的に走行実験が進められており、実用化をめざしてデータが蓄積されている。この超電導磁気浮上系では、超電導コイルと浮上コイルのみでは振動の減衰係数が負になることが、種々の研究によって示されて来ている^{(1), (2), (3)}。この振動減衰係数は車両の乗り心地を満足させる様な値を得られることが望ましい。そのダンピング力を得る方法として受動的ダンピングと能動的ダンピングが提案されてきた。前者は車両振動に伴い発生する浮上コイル磁界の変動を利用して車両側の導体板あるいはコイルに電流を誘導し振動エネルギーを吸収するものである⁽³⁾。この方法は構造が単純であるが、十分なエネルギーを吸収するだけの電流を流すことが難しい。後者は台車側に制御用のコイルを置き、振動を抑制する力を発生するように電流を制御装置から流すものである。この方法は制御によって任意の減衰特性を得ることは可能であるが、制御電源と制御用コイル等が必要である。

一方非接触な方法で車上電源を得ることを目的に、超電導磁石表面に誘導集電用コイルを設置する案の検討が進められている⁽⁴⁾。本論文はこの誘導集電用装置を利用した振動減衰法を提案し特性を検討する。この方式はコ

イル、電源設備ともに特別に専用のものを準備する必要がないことが特徴である。浮上コイルを軌道底面に配置する浮上方式において検討した例はあるが⁽⁵⁾、現在採用されている側壁浮上方式（側壁に浮上コイルを取り付ける方式）⁽⁶⁾に適用した場合には、集電コイルと浮上コイルが8字状コイルを構成しているために力の発生の様子を注意する必要がある。以下では本方式の原理をのべ、単純化したモデルを用いての利用可能な力の解析を行い、数値例によりその特性を示す。

2. 系の構成

磁気浮上系と集電系についての進行方向に垂直な断面内および進行方向のコイル配置の例を図1に示す⁽⁴⁾。矩形コイルを上下2段にして8字状に接続された軌道側浮上コイルが側壁の垂直面に取り付けられる。軌道側浮上コイルの配置ピッチは超電導コイルのピッチの1/3に選定され、浮上コイルが作る高調波磁界の影響を出来るだけ小さく設計される。浮上走行時には超電導コイルの高さ中心が浮上コイル高さ中心より下方にあり、ほぼそのずれ量に比例した電流が浮上コイルに誘導され、浮上力が発生している⁽⁶⁾。集電コイルは超電導磁石の表面に取り付けられ、浮上コイルと対向するような位置にある。浮上コイル磁界の空間高調波の最低次数は5次であり、

図1 コイル断面内配置
Fig. 1. Arrangement of coils

図2 誘導集電システムの構成
Fig. 2. Composition of the power collection circuit

誘導集電はこれを利用するので、集電コイルは5次高調波の波長内に3相コイルが入るよう配置され、6次の時間高調波電圧を発生する。

誘導集電の回路構成は図2のように、集電コイルで発生する交流電力を一度直流に変換する⁽⁴⁾。この交流側回路はインダクタンスが大きく、また電圧と周波数が車両の速度によって変わるので、PWM方式のコンバータを用いて高効率で整流し、可能な限り多くの電力を取り出すように開発を進めている。従ってこのコンバータは電流の振幅と位相角を制御する能力を持つと考えて良い。ところで次章に示すように集電コイルに流れる電流の位相角が力率1となるときの上下力は0で、力率0の時最大の上下力が発生する。そこで電流の位相角を台車振動の

速度に比例して制御し、振動減衰に利用しようとするものである。ただし集電装置として電力を取り出すためには高効率であることが求められるから、両者のバランスを考慮する必要がある。

3. 誘導集電を含む浮上系における力の解析

〈3・1〉解析のモデル ここで考慮する力は、集電コイル電流と軌道側浮上コイル電流との間の力および超電導コイルと浮上コイルとの間の力である。超電導磁石容器には、受動的ダンピングの効果を果たす渦電流や集電コイルが作る磁界を打ち消すような電流が流れるが、ここではその影響は考えず、図1の様に超電導コイル、浮上コイル、集電コイルだけを考慮する。座標系は車両と同期して移動するものとし、進行方向を x 、左右方向を y 、上方向を z とする。解析に当たり次の様に簡単化する。(a) 各コイルは進行方向に無限に並んでいて、 z 方向には仮想的にコイルが周期的に配置され、磁束密度分布は x および z 方向にフーリエ級数に展開されるものとする。(b) 各コイルは断面が無限小であるとする。(c) 台車の振動は、上下振動のみを考え、その周波数は誘導集電で利用する高調波の周波数と比べ十分低いものとする。均衡位置付近での上下振動変位を次の様に置く。

$$z = \Delta z \cos \Omega t \quad \dots \dots \dots (1)$$

この上下振動の速度による速度起電力が重要な役割を果たす現象もあるが^{(1),(3)}、本論文の範囲では重要でない。その速度起電力は考慮しない。(d) 集電コイルの電流は直流から交流に変換するコンバータによって任意に位相を変え得るものとする。以下に使用する記号を示す。 $2a_0, 2b_0, l_s, I_s, (x_{0i}, y_0, -z_0)$ は超電導コイルの長さ、幅、極ピッチ、起磁力、基準となるコイルの中心座標とし、 $2a_2, 2b_2, l_c, N_2, R_2, L_2, (x_{2\nu}, y_2, \pm z_2)$ は浮上コイルの上側と下側の矩形コイル部の長さ、幅、配置ピッチ、巻数、抵抗、インダクタンス、進行方向第 ν 番目の矩形の中心位置座標とする。 $2a_3, 2b_3, l_3, (x_{3\mu}, y_3, \pm z_3), I_3$ は集電コイルの長さ、幅、配置ピッチ、矩形の中心の座標、起磁力を示す。集電コイルは上側の矩形と下側の矩形を区別し、上付き添え字Uが上側矩形、Bが下側矩形である。 μ_0 は真空の透磁率、 W_z は z 方向の仮想的なコイル列間隔である。

まず車両の振動変位がない状態を考える。最初に超電導コイルと集電コイルの電流を与えてその作る磁束密度分布をフーリエ級数で表す。次いで浮上コイル側での鎖交磁束を求めて、誘導される電流を得る。この誘導された電流が作る磁束密度分布を計算し、超電導コイルとの間の発生力および集電コイルとの間の力を求める。また集電コイルでの鎖交磁束から発生する誘起電圧を求める。

〈3・2〉超電導コイルと集電コイル電流が作る磁界 超電導コイルと集電コイル上下矩形各々が軌道側浮上コイル面で作る磁束密度の y 成分をそれぞれ B_y, B_{3y} とす

ると、それらは次のような形で表される⁽⁴⁾。

$$B_y = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{2\mu_0 I_s}{l_s W_z} k_{mn} Q_0(m, n) \times \exp[-k_{mn} y_{02} + j\{k_{xm}x + k_{zn}(z + z_0)\}] \quad (2)$$

ここで $y_{02} = y_2 - y_0$ で、さらに次のように置いた。

$$k_{xm} = m\pi/l_s, \quad k_{zn} = n\pi/W_z, \quad k_{mn}^2 = k_{xm}^2 + k_{zn}^2$$

また $\omega = k_{x1}v$ として、基準となる相の集電コイル ($x = 0$ の位置にあるものとする) 電流 i_3 を次式で表す。

$$i_3 = I_3 \sin(6\omega t + \psi) \quad (3)$$

この電流 (6 次高調波) が作る磁界は上と類似した計算で次のようになる⁽⁴⁾。

$$B_{3y} = -I_3 \sum_{m=-\infty}^{\infty} [B'_{3y}(15m+5)e^{j(6\omega t+\psi)} - B'_{3y}(15m-5)e^{-j(6\omega t+\psi)}] \quad (4)$$

$$B'_{3y}(m) = j \frac{15\mu_0}{4l_s W_z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_{mn} \{Q_3^U(m, n)e^{-jk_{zn}z^U} - Q_3^B(m, n)e^{-jk_{zn}z^B}\} \times \exp[-k_{mn}y_{32} + j\vec{k}_{mn}\vec{r}]$$

ここで、 $y_{32} = y_2 - y_3$ で、 $Q_0(m, n)$ は超電導コイルの、 $Q_3^{U,B}(m, n)$ は集電コイルの形状の関数である (付録参照)。 $\vec{k}_{mn}\vec{r}$ はベクトルの内積 $(k_{xm}, k_{zn})(x, z)$ を表し、また m, n に関する和は奇数項のみの和を取る。

〈3・3〉 浮上コイル電流とその作る磁界 進行方向位置が $x_2 = \nu l_c - \nu t$ にある第 ν 番目浮上コイルの鎖交磁束を (2) および (4) 式から計算し、電流を求める。(4) 式の磁界は角周波数 6ω で、かつ空間波長は 5 次のものが主体であるので、(4) 式からの寄与分の時間変化は基本波となる。電流の基本波成分 i_2 は次のようになる。

$$i_2 = I_{21}e^{j(\omega t - k_{x1}\nu l_c)} + I_{22}e^{-j(\omega t - k_{x1}\nu l_c)} \quad (5)$$

$$I_{2\alpha} = g_2(\mp 1) \left\{ P_0(1) \pm j \frac{15}{4} P_3(5) I_3 e^{\pm j\psi} \right\} \quad (6)$$

(複号は、 $\alpha = 1$ で上段、2 で下段)

ただし $g_2(m) = (-jm\omega)/(R_2 - jm\omega L_2)$ とした。(6) 式右辺 { } 中の第 1 項は超電導コイルからの、第 2 項は集電コイルからの寄与であり、 $P_0(m), P_3(m)$ は各々コイルの諸元により決まる関数である (付録)。更に

$$g_2(-1) = |g_2(-1)|e^{j\psi_2} \quad (7)$$

と表すと (5) 式は次のように書き直される。

$$i_2 = 2|g_2(-1)| \{P_0(1) \cos(\omega t - k_{x1}\nu l_c + \psi_2) - \frac{15}{4} P_3(5) I_3 \sin(\omega t - k_{x1}\nu l_c + \psi + \psi_2)\} \quad (8)$$

(8) 式で ψ_2 は浮上コイル電流の位相を表す量であり、右辺第 1 項から、浮上コイル電流が最大となるのは超電導コイルの中央 ($x = \nu l_c - \nu t = 0$) よりも ψ_2 だけ進行方向前方であることが分かる。 $\psi_2 = 0$ であれば浮上コイルが作る磁界の磁極中心が超電導コイルの中心と一致して、発生浮上力は最大になる。同式右辺第 2 項の集電コイル電流により誘導された電流増分は、 $\psi = 0$ であれば第 1 項とは 90 度ずれており、発生磁極位置が 90 度ずれ、上下力はほとんどなく、前後力のみが発生することになる。なお高速では通常 $\omega L_2 \gg R_2$ であるので、 $|\psi_2| \sim 0$ である。

浮上コイルが集電コイルの面に作る磁束密度の y 成分のうち基本波と 5 次の空間高調波 B_{2y} だけを求めると次のように表される。

$$B_{2y} = -j\{I_{21}B'_{2y}(-1) + I_{22}B'_{2y}(1)\} - j[I_{21}B'_{2y}(5)\exp(j6\omega t) + I_{22}B'_{2y}(-5)\exp(-j6\omega t)] \quad (9)$$

$$B'_{2y}(m) = \frac{4\mu_0 N_2}{l_c W_z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_{mn} Q_2(m, n) \times \exp[-k_{mn}y_{32} + j\vec{k}_{mn}\vec{r}]$$

ただし $Q_2(m, n)$ は浮上コイルの形状の関数である (付録参照)。

〈3・4〉 集電コイルの電圧 (9) 式から集電コイルの鎖交磁束を求め、集電コイルの誘起電圧を求められる。基準位置にあるコイル 1 個について次の様になる。

$$e_3 = -j \frac{12l_s \omega}{l_c} P_3(5) [I_{21}e^{j6\omega t} - I_{22}e^{-j6\omega t}] \simeq \frac{24l_s \omega}{l_c} |g_2(-1)| P_0(1) P_3(5) \sin(6\omega t + \psi_2) \quad (10)$$

である。始めに (3) 式の形の電流を仮定したが、 $\psi = \psi_2$ のとき力率 1 となっていることが分かる。

〈3・5〉 発生上下力 まず浮上コイルの作る磁界 (9) 式と超電導コイルの電流から超電導コイル 1 個に働く力 F_0 が求められる。時間に依存しない力は次のようになる。

$$F_0 = \frac{l_s}{l_c} (I_{21} + I_{22}) \frac{\partial P_0(1)}{\partial z_0} = -\frac{2l_s}{l_c} |g_2(-1)| \frac{\partial P_0(1)}{\partial z_0} \{P_0(1) \cos \psi_2 - \frac{15}{4} P_3(5) I_3 \sin(\psi + \psi_2)\} \quad (11)$$

右辺括弧内の第 1 項は定常の浮上力であり、 $|\psi_2|$ が小さいほど大きいことが分かる。第 2 項は集電コイル電流の影響を示すものであり、集電コイル電流の振幅と位相の関数になっている。次に 1 個の集電コイルに働く力 F_3 は浮上コイルが作る高調波磁界と、集電コイル電流の積を時間平均して得られ、次のようになる。

$$F_3 = j \frac{l_s I_3}{l_c} [I_{21} P'_3(5) e^{-j\psi} - I_{22} P'_3(-5) e^{j\psi}]$$

$$\simeq \frac{2l_s I_3}{l_c} |g_2(-1)| P_0(1) P'_3(5) \sin(\psi - \psi_2) \cdot (12)$$

集電コイル形状が上下対称であれば $P'_3(m) = 0$ であり(付録参照), この力は0となる。この力も(11)と同様に利用できるが, 以下では表現を単純にするため省略する。

〈3・6〉 振動減衰力の発生 台車の上下振動は(1)式で, $\Omega \ll \omega$, $\Delta z \ll 1$ と仮定している。ここで集電コイル電流の位相角 ψ を

$$\psi = C\Omega\Delta z \sin \Omega t \dots\dots\dots (13)$$

$$\sin \psi \simeq C\Omega\Delta z \sin \Omega t \dots\dots\dots (14)$$

の様に振動速度に比例して変化させたとき, $|\psi_2|$ も小さいとして省略すると, (11)式の第2項と(12)式の力は振動速度に比例したものになる。ここで(14)式の近似を満たすために, $|\psi| < \pi/6$ の範囲に制限する。すなわち

$$|\psi|_{\max} = C\Omega\Delta z < \pi/6$$

であり, この場合は(11), (12)の力の最大値の50%が利用できる。これは元来の集電回路としては最小力率が0.87となることである。また比例係数 C は, 最大振動周波数と振幅を考慮して選定する必要がある。このとき(11)式のうち集電電流の関数となっている部分 f_z は

$$f_z = f_{\max} C\Omega\Delta z \sin \Omega t \dots\dots\dots (15)$$

$$f_{\max} = \frac{15l_s I_3}{2l_c} |g_2(-1)| P_3(5) \frac{\partial P_0(1)}{\partial z_0}$$

となる。減衰係数 c_z の設定範囲は次のようになる。

$$c_z < \frac{\pi f_{\max}}{6 \Omega \cdot \Delta z} \dots\dots\dots (16)$$

ところで力の制御方法として位相角の他に電流振幅を変える方法が考えられるが, 集電能力を最大にする条件では上下力が0であること, 集電電力は電流に比例して変化すること等, 集電系との調和を考え合わせると, 位相を変える方法が現実的である。

4. 数値例による検討

ここでは1つの台車を対象とし, 1台車には両側で8個の超電導コイルが搭載されており, 必要浮上力は200kNとする。浮上系各コイルの諸元例を表1に示す。集電コイルの幅は, 240度ピッチの配置になるよう選択している。

〈4・1〉 発生力 まず浮上力200kNを発生する浮上コイル電流の振幅と位相を求めたものが図3である。速度が高い領域では同図の位相角は小さな値であるが, 速度の低下に伴って R の影響が出て位相が次第に進む。従って浮上力を一定に保つために電流振幅が低速で増加している。また集電コイルにより誘導される電流(電流増分)は速度に関わりなくほぼ一定で, 集電コイル電流350Aの場合には高速域で定常分の1.8%程度である。こ

表1 コイルの諸元

Table 1. Dimensions of coils

超電導コイル	長さ	1.07m
	幅	0.5m
	起磁力	700kA
	極ピッチ	1.35m
浮上コイル (単位矩形)	長さ	0.35m
	幅	0.34m
	中心高さ	0.21m
	抵抗	8.95 mΩ
	インダクタンス	0.288 mH
	巻数	24
集電コイル (単位矩形)	長さ	0.245m
	幅(上コイル)	0.435m
	幅(下コイル)	0.245m
	中心高さ(上コイル)	0.275m
	中心高さ(下コイル)	0.180m
	巻数	11 回
	抵抗(上下の和)	10.9 mΩ
	実効値電流(Max.)	350A
h_{02} :SCM-浮上コイル間距離		0.185m
h_{32} :浮上コイル-集電コイル間距離		0.110m

図3 浮上コイルの電流と速度の関係

Fig. 3. Relation between speed and current in the levitation coil

の時の集電コイル1個あたり誘起電圧の振幅と速度の関係を求めたものが図4である。周波数が速度に比例して変わるので, ほぼ速度に比例して電圧も変化する。

図5には, 集電コイル電流の関数となる発生上下力について $\sin(\psi \pm \psi_2) = 1$ とした最大値を示す。大部分は浮上コイルと超電導コイルの間で発生する力であり, 集電コイルの上下の矩形の高さが異なるために6%程度の力が集電コイルと浮上コイルの間で発生する。また同図の発生力と定常浮上力の比は, 図3に示す電流の比とほぼ等しい。同図から以下では $f_{\max} \simeq 3.5\text{kN}$ とする。通常の設計では台車の固有振動数は4Hz($\Omega \simeq 24$)程度になるので, (16)式からほぼ

$$c_z < 70/\Delta z \text{ N} \cdot \text{s/m}$$

となる。小振幅の振動を対象に考えれば, 磁気ダンピン

図4 集電コイル電圧振幅と速度の関係
Fig. 4. Relation between speed and induced voltage in the collection coil

図5 発生最大上下力と速度の関係
Fig. 5. Relation between speed and maximum vertical force

表2 車両の運動モデルの諸元
Table 2. Dimensions of vehicle model

車体質量 M_2	14 ton
台車質量 M_1	6 ton
車体台車間空気ばね k_1	800 kN/m (台車当たり)
車体台車間ダンパー c_1	20 kNs/m (台車当たり)
台車軌道間磁気ばね k_M	4.5 MN/m
台車軌道間磁気ダンパー c_M	0, 10, 20, 50, 100 kNs/m

グの比較的大きな減衰係数を得ることができる。

〈4・2〉 効果 磁気ダンピングの効果を見るために、表2の諸元の簡単な2質点系モデルで軌道不整の影響を見る。この表で磁気ばねは表1のコイル諸元で発生する上下のばねを表している。二次支持系の定数は磁気ダンパーが0でも比較的確実の取れた応答と考えられる定数を選定した例である。軌道に振幅1mmの定常正弦波変位を与えたときの車体と台車の振動加速度を、種々の c_M の値に対して求めたものが図6である。横軸の周波数は、変位の波長と速度から決まる周波数である。

図6 1mmの正弦波軌道変位に対する応答
Fig. 6. Response to 1mm sine wave guideway irregularity

同図(a)は車体の応答を、(b)は台車の応答を示している。台車は5Hz弱で共振し、車体は1Hz強で共振している。磁気ダンパーの減衰係数 c_M が大きい程台車の振動が少なくなり、車体の振動も小さくなっていることが分かる。同図(b)の結果から、例えば $c_M=50\text{kN}\cdot\text{s/m}$ の場合は約5Hzで台車最大加速度が 1m/s^2 弱であるので、ダンパーで発生すべき力は 1.6kN 程度であって、(16)式の範囲内であることが分かる。従ってこの場合は連続した1mmの軌道不整に対応できる。この数値例は $c_M=0$ の場合に対応した諸元としているが、 $c_M \neq 0$ を前提として二次支持系を選定すると、もっと効果が明らかであると考えられる。

5. まとめ

超電導磁気浮上システムで開発中の、高調波磁界を利用する誘導集電コイルを用いて、振動の減衰を図る方法を提案し、単純化したモデルで特性を解析し数値例を示した。この結果、交流から直流に変換するコンバータで、集電コイル中の高調波電流の位相角を、振動の速度に比例して変えることによって減衰力を得ることができ、力の大きさは台車の共振を抑えるのに役立つものであることを明らかにすることができた。ただし位相角を $\pi/6$ まで変えることにすると、集電電力は瞬間的に87%にまで低下するので、集電能力に多少の余裕が必要である。また本論文では省略したが、集電コイルは金属製超電導磁

石容器の表面に取り付けられるので、集電コイルと金属板の結合が強く、特性は金属板の影響を強く受ける。集電能力を向上する上からもこの影響を小さくする努力がなされているので、その結果を反映して解析と開発を進める必要がある。さらにこの方法は左右方向の振動に対しては、台車の左右で電流の位相を別々に制御できれば、左右方向の振動抑制にも利用することが出来るので、今後その特性解析と上下、左右を併せた構成の検討をすることを計画している。本研究に際しては(財)鉄道総合技術研究所浮上式鉄道開発本部の方々に、種々の助言を頂き、また励まされたことを感謝いたします。

(平成 10 年 7 月 27 日受付)

文 献

- (1) 山田, 岩本, 伊藤:「誘導反発磁気浮上方式における磁気ダンピング」, 電学誌, 94-B, 49-54, 1974.1
- (2) 藤原, 鈴木:「反発式磁気浮上の磁気ダンピング特性について」, 昭 54 電気学会全国大会, 742
- (3) 東, 大橋, 大崎, 正田:「電磁誘導超電導磁気浮上システムの磁気ダンピング」, 電学論 Vol.117-D, No.8, 1015-1023, 1997
- (4) 村井, 長谷川, 藤原:「側壁浮上方式における誘導集電の特性改善」, 電学論 D, 117-D, 81-90, 1997.1
- (5) S.Fujiwara: "Damping Characteristics of Maglev Using Inductive Power Collection", 10th Intern. Conf. on Magnetically Levitated Systems, 337-344, Hamburg, 1988.6
- (6) 藤原, 藤本:「浮上と案内を兼用する誘導反発磁気浮上の特性」, 電学論 Vol.112-D, No.5, 459-466, 1992.05
- (7) 長谷川 他:「誘導集電方式における車両動揺の影響」, 電気学会リニアドライブ研究会資料, LD-95-48, 1995.7

付 録

1. 関数

本文中の関数は、zx 面に置かれた矩形コイルが作る磁束密度分布のフーリエ級数表示に関するものである。長さ $2a$ 、高さ $2b$ 、中心位置 (x_0, y_0, z_0) の矩形コイルが進行方向に 1 個だけあって、これに単位電流が流れている場合の磁束密度 y 成分は次のように表される。

$$B_y = \frac{\mu_0}{\pi W_z} \sum_n \frac{\sin k_{zn} b}{k_{zn}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin k_x a}{k_x} k_n e^{-k_n |y-y_0|} \times e^{j\{k_x(x-x_0)+k_{zn}(z-z_0)\}} dk_x$$

コイルの極性を考慮してこれを進行方向に加え合わせていくことによってフーリエ級数表示が得られる。この式のコイル寸法、位置を適当に選んで組み合わせることによって、本文中の関数が求められる。

$$Q_0(m, n) = \frac{\sin k_{xm} a}{k_{xm}} \frac{\sin k_{zn} b}{k_{zn}}$$

$$Q_2(m, n) = \frac{\sin k_{xm} a_2}{k_{xm}} \frac{\sin k_{zn} b_2}{k_{zn}} \sin k_{zn} z_2$$

$$Q_3^\alpha(m, n) = \frac{\sin k_{xm} a_3}{k_{xm}} \frac{\sin k_{zn} b_3^\alpha}{k_{zn}}$$

$$P_0(m) = \frac{32\mu_0 I_s}{l_s W_z} \sum_{n=1}^{\infty} k_{mn} Q_0(m, n) Q_2(m, n) \times e^{-k_{mn}(y_2-y_0)} \sin k_{zn} z_0$$

$$P_3^\alpha(m) = \frac{16\mu_0}{l_s W_z} \sum_{n=1}^{\infty} k_{mn} Q_2(m, n) Q_3^\alpha(m, n) \times e^{-k_{mn}(y_2-y_3)} \sin k_{zn} z_3^\alpha$$

$$P_3(m) = P_3^U(m) - P_3^B(m)$$

$$P_3'(m) = \frac{\partial P_3^U(m)}{\partial z_3^U} - \frac{\partial P_3^B(m)}{\partial z_3^B}$$

ただし α は上コイルで U 、下コイルで B とする。

藤原 俊 輔 (正員) 1943 年 4 月 22 日生まれ。1968 年東京大学大学院工学系研究科電気工学修士課程修了。同年 4 月日本国有鉄道入社。現在(財)鉄道総合技術研究所嘱託。この間リニアモータ、磁気浮上に関する研究、開発に従事。

村井 敏 昭 (正員) 1964 年 11 月 30 日生まれ。1989 年 3 月早稲田大学大学院工学研究科修士課程電気工学専攻修了。同年(財)鉄道総合技術研究所入所、現在に至る。主としてリニアモータ、磁気浮上の研究、開発に従事。

長谷川 均 (正員) 1968 年 10 月 28 日生まれ。1993 年 3 月早稲田大学大学院工学研究科修士課程電気工学専攻修了。同年(財)鉄道総合技術研究所入所、現在に至る。主として車上電源の開発に従事。