UDC 621.318.38 : 625.39 : 621.335.9

論文

55-B 88

支持と推進とを一体化した吸引形磁気浮上車の磁気抗力の解析

正員 山村 昌 (横浜国大)

正員 岩田 良浩 (横浜国大)

1. 緒言

常電導マグネットの吸引力を用いる車両の磁気浮上方式は実用化の上で最も有利であると考えられて、各国で研究開発が行なわれている。幾つかの方式がテストされてきたのであるが、新しい発展として浮上と推進とを一体化して、同一の磁気レールを両者に共用する方式が現れ始めた。西ドイツでは推進にリニア同期電動機を用い、そのマグネットを車上側におき、電機子を磁気レールとして、地上側において、両者の間の接線力を推進に、法線力を浮上に用いる方式が現れた⁽¹⁾。

筆者らも先に⁽²⁾浮上用マグネットとリニア誘導電動機 (LIM) とを車両側に直線状に装着し、浮上と推進に共用の磁気レールを地上側に設置する方式を発表した。LIM の接線力は推進力となり、法線力は浮上力となってマグネットの吸引力と加わって、浮上力を増加する。一体化によって得られる特長としては、まず地上側の磁気レールが支持と推進に共用されることによって、地上側の設備が軽減される。リニアモータのギャップの変動が小さく抑えられるので、ギャップ長を小さくできて、モータの軽量化に繋がる。支持力をモータとマグネットが協力して発生するので、マグネットの軽量化となる。

本論文においては LIM 推進による支持推進一体化方式の磁気抗力の解析を行なって、この点についても従来の支持系と推進系が分離された方式よりも優れていることを明らかにしようとするものである。なお、マグネットの制御と LIM に関しては、分離方式と特に異なる点はない⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。

2. 基本構成

本方式の磁気浮上車両の断面図を第 1 図に、その台車上の LIM とマグネットの配置を第 2 図に示す。台車の両側に LIM の前後に直線上の支持用マグネットが装着され、地上側の磁気レールは成層鉄心として、そのスロットに二次コイルを収める。支持用マグネットは突極形で、NS 極の交互配置とする。支持用マグ

第 1 図 磁気浮上車両の断面図

Fig. 1. Cross section of electromagnetically levitated vehicle.

第 2 図 台車上の LIM とマグネットの配置図

Fig. 2. Configuration of electromagnetically levitated bogietruck with LIM and lift magnets.

Analyses of Magnetic Drag of Electromagnetic Levitation System with Magnetic Rails Unified for both Levitation and Propulsion. By Sakae Yamamura, Member & Yoshihiro Iwata, Member (Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Yokohama National University)

山村 昌: 正員, 横浜国立大学工学部電気工学科
岩田良浩: 正員, 横浜国立大学工学部電気工学科 (現在日立製作所)

第3図 地上レールの側面図

Fig. 3. Side-view of magnetic rail.

ネットの磁界が正弦波分布であると仮定すると、これが二次コイルに電流を誘導しないためには、二次コイルのピッチを磁極ピッチの2倍に定めればよい。つまり LIM の磁極ピッチをマグネットの磁極ピッチの2倍とし、二次コイルを第3図に示すように、絶縁した閉コイルを二層に配列すればよい。そうすれば、二次回路には LIM の二次電流は流れるが、マグネットの磁界による誘導電流は流れないので、二次コイルは推力のみを発生し、二次鉄心は支持力を発生する。これが共用磁気レールの原理である。

しかしながら端効果を考慮しなければならない。二次コイルが支持マグネット列に突入するとき、脱出するときには過渡的に二次電流が流れる。コイルの全長がマグネット域に入ると、鎖交磁束は零となるため過渡現象は時定数をもって減衰してしまう。この二次過渡電流によって車両の進行に対する抗力が発生する。以下においてまず二次過渡電流を求め、それを用いて抗力を計算する。

3. 二次コイル電流の計算

第3図の二次コイルのピッチを、30cm、二次鉄心の積み厚を20cmとし、スロットピッチを6cmとすると、任意の1個の二次コイルは前後5個ずつ計10個のコイルと結合する。まず、この結合を無いものとして、1個のコイルが単独である場合を考慮する。

〈3・1〉単独コイルの場合 まず、一つの地上コイルのみに注目し、他のコイルとの相互作用を考慮しない場合について考える。第4図に、地上コイルと浮上用マグネットの配置図を示す。第4図(a)は、浮上用マグネットの入口端であり、(b)図は、出口端である。地上コイルの誘導電流は、(1)式の回路方程式を解くことにより求めることができる。

$$\frac{d}{dt}\{L(t) \cdot i\} + R_i = -\frac{d\phi}{dt} \quad \text{.....(1)}$$

ここで、 $L(t)$ および R は、地上コイルの自己インダクタンスおよび抵抗である。 ϕ は浮上用マグネットの磁束の地上コイルとの鎖交磁束である。鎖交磁束 ϕ は、浮上用マグネットと地上コイルが対向している所

第4図 単独コイルの解析モデル

Fig. 4. Model of single coil for analysis.

だけに存在すると仮定すると、浮上用マグネットが対向していないときの地上コイルの自己インダクタンスは、スロット内などの漏れ磁束に依るものだけでありこの大きさは地上コイル全体がマグネットと対向しているときの値の5分の1程度である。そして、地上コイルとマグネットの対向する面積が増すに伴い、自己インダクタンスは直線的に増加する。すなわち、入口端での自己インダクタンスは、次式のように表わすことができる。

$$L(t) = \begin{cases} L_0 & t < 0 \\ L_0 + L'_d v_x t & 0 \leq t \leq T \\ L_t & t > T \end{cases} \quad \text{.....(2)}$$

但し、

$$L_0 = \frac{1}{5} L_t, \quad L'_d = \frac{4}{5} \frac{L_t}{l} \quad \text{.....(3)}$$

L_0 は、地上コイルの漏れインダクタンス、 L'_d は単位長あたりの地上コイルの自己インダクタンスの増加率である。ここで、 $T = l/v_x$ 、 v_x は、磁気浮上車両の速度で一定値であり、 l は地上コイルの長さである。 L_t は、地上コイル全長が、浮上用マグネットと対向したときの自己インダクタンスであり次式である。

$$L_t = \frac{\mu_0 l w}{g} \quad \text{.....(4)}$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 w は地上コイルの幅、 g はギャップ長である。

また、出口端での自己インダクタンスは、次式である。

$$L(t) = \begin{cases} L_t & t < 0 \\ L_t - L'_d v_x t & 0 \leq t \leq T \\ L_0 & t > T \end{cases} \quad \text{.....(5)}$$

また、地上コイルの抵抗 R は、次式で与えられる。

$$R = \rho \frac{z(l+w)}{S} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 ρ は地上コイル導体の抵抗率、 S は地上コイルの断面積である。

次に入口端での地上コイルの鎖交磁束は、次式で与えられる。

$$\phi(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \int_0^t B(t) \cdot v_x \cdot w dt & 0 \leq t \leq T \\ 0 & t > T \end{cases} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $B(t)$ はギャップ中の磁束密度である。マグネットの磁極面の形状を工夫することにより、ギャップ中の磁束密度が正弦波的に変化するようにすることができる。

$$B(t) = B_0 \sin(\omega t + \theta) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 B_0 は磁束密度の最大値、 $\omega = 2\pi v_x / l$ 、 θ は磁極面端での電気角であり、第5図のように浮上用マグネットと関係づけることができる。

また、出口端での鎖交磁束は次式である。

$$\phi(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ -\int_0^t B(t) \cdot v_x \cdot w dt & 0 \leq t \leq T \\ 0 & t > T \end{cases} \dots\dots\dots (9)$$

(2)、(6)、(7)式を(1)式に代入すると、 $0 \leq t \leq T$ における入口端での回路方程式は次式である。

$$(L_0 + L' v_x t) \frac{di_i}{dt} + R' i_i = -B_0 v_x \cdot w \sin(\omega t + \theta) \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 $i_i(t)$ は入口端電流であり、また

$$R' = R + L' v_x \dots\dots\dots (11)$$

である。定数変化法により、(10)式を解くと(付録I参照)。

浮上用マグネット端

第5図 浮上用マグネットの形状

Fig. 5. Form of levitation magnet.

$$i_i(t) = -\frac{B_0 w}{L' v_x} \left(t + \frac{L_0}{L' v_x} \right)^{-\beta} \times \int_0^t \left(t + \frac{L_0}{L' v_x} \right)^{\beta-1} \sin(\omega t + \theta) dt \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 $\beta = R' / L' v_x$ である。(12)式の積分は、 β が整数のとき、解析的に積分できるが、実際には整数以外であると、解析解は得られない。そこで、台形公式による数値解を求める。

出口端電流を、 $i_o(t)$ とすると、同様に出口端での回路方程式は次式である。

$$(L_t - L' v_x t) \frac{di_o}{dt} + R' i_o = B_0 \cdot v_x \cdot w \sin(\omega t + \theta) \dots\dots\dots (13)$$

よって、付録Iより

$$i_o(t) = \frac{B_0 w}{L' v_x} \left(\frac{L_t}{L' v_x} - t \right)^{\beta} \times \int_0^t \left(\frac{L_t}{L' v_x} - t \right)^{-\beta-1} \sin(\omega t + \theta) dt \dots\dots\dots (14)$$

また、地上コイル全体が浮上用マグネットに入ったとき、 $t \geq T$ における入口端および出口端の回路方程式は、それぞれ次式である。

$$L_t \frac{di_i}{dt} + R i_i = 0 \dots\dots\dots (15)$$

$$L_0 \frac{di_o}{dt} + R i_o = 0 \dots\dots\dots (16)$$

よって、入口端電流、出口端電流もそれぞれ次式である。

$$i_i(t) = i_i(T) \cdot \exp \left\{ -\frac{R}{L_t} (t - T) \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$i_o(t) = i_o(T) \cdot \exp \left\{ -\frac{R}{L_0} (t - T) \right\} \dots\dots\dots (18)$$

第1表の数値例を用いて、 $v_x = 100 \text{ m/s}$ における入口端電流および出口端電流を図示したのが、それぞれ第6図、第7図である。第6図より入口端電流の絶対値の最大値は、 $\theta = 0$ のとき、 $2,120 \text{ A}$ であるのに対し

第1表 諸元の定数

Table 1. Dimensions of.

地上コイル		
長	さ	$l = 0.3 \text{ m}$
幅		$w = 0.2 \text{ m}$
断面積		$s = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2$
抵抗率 (Al)		$\rho = 4 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$
地上レールのスロット間隔		$5 \times 10^{-2} \text{ m}$
ギャップ中の磁束密度		$B_0 = 0.5 \text{ T}$
浮上用マグネットのポールピッチ		0.3 m

第 6 図 入口端電流(単独コイル解析,
 $v_x=100$ m/s)

Fig. 6. Secondary current of single coil at entry end.

第 7 図 出口端電流(単独コイル解析,
 $v_x=100$ m/s)

Fig. 7. Secondary current of single coil at exit end.

$\theta=\pi/2$ のときは, 1,648 A である。高速度域においては, この回路は誘導的になっており, 力率角は $\pi/2$ に近い。そのため, $\theta=\pi/2$ のときは過渡現象がなく, 直ちに定常電流が流れるのに対し, $\theta=0$ のときは約 1,000 A の直流電流と交流電流との重ね合わせになっている。また, 第 6 図, 第 7 図の両図において, 入口端と出口端では, 地上コイル電流の極性が反転している。これは, 浮上用マグネットの入口端と出口端では, 地上コイルの鎖交磁束の極性が反対であるからである。また, 各電流の前半と後半の各半周期を比べると入口端電流では, 前半の振幅の方が大きく, 出口端電流は後半の振幅の方が大きい。これは, 入口端では, 自己インダクタンスは時間とともに増加するのに対し出口端では減少するためである。つまり, 入口端と出口端では極性は異なるが, ほぼ同様な現象が起きてい

第 8 図 インダクタンスが変化するときの解析モデル

Fig. 8. Model for analysis in case of variable inductance.

ることがわかる。

〈3・2〉 相互インダクタンスを考慮した場合 本節では他の地上コイルとの相互作用を考慮した場合について考える。前節より入口端電流と出口端電流とは特性が類似であることより, 本節の解析においては入口端電流のみを考えるとする。第 8 図に各コイルの配置図を示す。

いま, No. 6 の地上コイルに注目すると, 先行する No. 1~No. 5 の地上コイル, および No. 7~No. 11 の地上コイルとの間で相互結合を起こす。各地上コイル電流 $i_1 \sim i_{11}$ は, 次の連立微分方程式を解くことにより求めることができる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt}(L_1 i_1) + R i_1 + \sum_{k=2}^{11} \frac{d}{dt}(M_{1k} i_k) &= -\frac{d\phi_1}{dt} \\ \frac{d}{dt}(L_2 i_2) + R i_2 + \sum_{k=1}^{11} \frac{d}{dt}(M_{2k} i_k) &= -\frac{d\phi_2}{dt} \\ &\vdots \\ \frac{d}{dt}(L_{11} i_{11}) + R i_{11} + \sum_{k=1}^{10} \frac{d}{dt}(M_{11k} i_k) &= -\frac{d\phi_{11}}{dt} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

自己インダクタンス $L_n(t)$ ($n=1, 2, \dots, 11$) は, 前節の仮定により, 次式のように与えられる。

$$L_n(t) = \begin{cases} L_0 & t < \left(\frac{n-6}{6}\right)T \\ L_0 + L_d' v_x t & \left(\frac{n-6}{6}\right)T \leq t \leq \frac{nT}{6} \\ L_t & t > \frac{nT}{6} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$(n=1, 2, \dots, 11)$$

地上コイル間の相互インダクタンスは, その二つの地上コイルがともに浮上用マグネットと対向しているときのみに存在するとし, 二つの地上コイルが重なり合う面積に比例すると仮定する。よって, 次式のように表現できる。

$$M_{nk}(t) = \begin{cases} 0 & t > \left(\frac{n-6}{6}\right)T \\ \left(\frac{6-k}{6}\right)M_m + L_d' v_x t, & \left(\frac{n-6}{6}\right)T \leq t \leq \frac{nT}{6} \\ \left(\frac{6+n-k}{6}\right)M_n & t > \frac{nT}{6} \end{cases} \quad (21)$$

..... (21)

($k=1, 2, \dots, 11, n=1, 2, \dots, (k-1)$)

ここで、 M_m は二つの地上コイルが完全に重り合ったときの相互インダクタンスで、前節での自己インダクタンスの場合と同様、スロット内などの漏れ磁束を考慮すると次式で表わされる。

$$M_m = \frac{4}{5} L_t \quad (22)$$

また、

$$M_{kn}(t) = M_{nk}(t) \quad (23)$$

($k=1, 2, \dots, 11, n=1, 2, \dots, (k-1)$)

二つの地上コイルが重り合わないとき、相互結合は起きないと仮定すると、次式が成り立つ。

$$M_{nk}(t) = 0, \text{ 但し } |n-k| < 6 \quad (24)$$

($k=1, 2, \dots, 11, n=1, 2, \dots, n \neq k$)

各地上コイルの鎖交磁束は、次式である。

$$\phi_n(t) = \begin{cases} 0 & t < \left(\frac{n-6}{6}\right)T \\ \int_0^t B_0 v_x w \sin \left\{ \omega t + \theta - \left(\frac{n-6}{3}\right)\pi \right\} dt & \left(\frac{n-6}{6}\right)T \leq t \leq \frac{nT}{6} \\ 0 & t > \frac{nT}{6} \end{cases} \quad (25)$$

..... (25)

($n=1, 2, \dots, 11$)

(20)～(25)式を(9)式の連立微分方程式に代入して解くわけだが、各係数が時間とともに変化するため、解析的に解くことは不可能である。そこで、高速域に注目すると、(19)式において、抵抗分の項は、インダクタンス分の項より小さい。よって、第1近似として、抵抗分の項を無視するとし、両辺を積分すると、次式の連立方程式を得る。

$$\left. \begin{aligned} L_1 i_1 + \sum_{k=2}^{11} M_{1k} i_k &= -\phi_1 \\ L_2 i_2 + \sum_{k=1}^{11} M_{2k} i_k &= -\phi_2 \\ \vdots & \quad \quad \quad \vdots \\ L_{11} i_{11} + \sum_{k=1}^{10} M_{11k} i_k &= -\phi_{11} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

(26)式より各地上コイル電流 $i_1 \sim i_{11}$ を求めることができる。この解を $i_1^0 \sim i_{11}^0$ とし、これを(19)式の抵抗分の項に代入し、両辺を積分すると次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} L_1 i_1 + \int_0^t R i_1^0 dt + \sum_{k=2}^{11} M_{1k} i_k &= -\phi_1 \\ L_2 i_2 + \int_0^t R i_2^0 dt + \sum_{k=1}^{11} M_{2k} i_k &= -\phi_2 \\ \vdots & \quad \quad \quad \vdots \\ L_{11} i_{11} + \int_0^t R i_{11}^0 dt + \sum_{k=1}^{10} M_{11k} i_k &= -\phi_{11} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

(27)式を解くことにより各地上コイル電流を求める。次にその電流値を(27)式左辺第2項に代入することにより、各地上コイル電流を求める。以上の手順を繰返すことにより、抵抗分を考慮した解を得ることができる。前述のように、50m/s以上の高速域では、抵抗分の影響は小さいため、3～4回の繰返して、地上コイル電流は、ある値に収束する。しかし、10m/s以下の解析では、抵抗分の影響により、誤差が大きくなる。そのため、10m/s以下の解析では初期値として10m/sの解を用いて10m/sより、わずかに低い速度の解を求める。次にこの解を初期値にして、これより、わずかに低い速度の解を求める。この手順を繰返すことにより、低速度域での解を求めた。

第1表の数値例を用いて計算したNo.6の地上コイル電流を第9図に示した。単独コイルの場合の入口端電流と比較すると、全体的に電流値は大きくなっており、また、かなり正弦波に近いことがわかる。

〈3・3〉 浮上用マグネットに延長鉄心を付加した場合 前節より地上コイル電流は大きな値をもつことがわかった。これは、地上コイルの自己コンダクタンスと相互インダクタンスが、浮上用マグネットの入口端付近で小さな値を持ち、更に時間とともに変化するためである。この対策として、浮上用マグネットに延

第9図 入口端電流 ($v_x=100$ m/s, $\theta=\pi/2$)

Fig. 9. Secondary current at entry end.

第 10 図 延長鉄心付加時の解析モデル

Fig. 10. Model for analysis in case of extended iron core.

長鉄心を付加することを考える。第 10 図にこのモデルの配置図を示す。この延長鉄心は、磁極鉄心の形にする必要はなく、地上コイルの自己インダクタンスおよび相互インダクタンスを一定にするための磁束の通路を確保する役目を果たす鉄板のようなものでよい。

各地上コイル電流 $i_1 \sim i_{11}$ は、前節(19)式の連立微分方程式を解くことによって求めるが、前節との相違点は自己インダクタンスと相互インダクタンスが一定であることであり、それらは次式で与えられる。

$$L_n(t) = \begin{cases} L_0 & t < \left(\frac{n-6}{6}\right)T \\ L_t & t \geq \left(\frac{n-6}{6}\right)T \end{cases} \quad \dots\dots\dots(28)$$

$$(n=1, 2, \dots, 11)$$

$$M_{nk}(t) = \begin{cases} 0 & t < \left(\frac{n-6}{6}\right)T \\ \left(\frac{6+n-k}{6}\right)M_m & t \geq \left(\frac{n-6}{6}\right)T \end{cases}$$

$$(k=1, 2, \dots, 11, k=1, 2, \dots, (k-1))$$

第 11 図 入口端電流(相互インダクタンス考慮) ($v_s=100\text{ m/s}$, $\theta=\pi/2$)

Fig. 11. Secondary current with mutual inductance considered at entry end.

$$\dots\dots\dots(29)$$

本モデルでも、(23)～(25)式は、そのまま成立する。前節と同じ手順によって地上コイル電流を求め、No. 6 の地上コイル電流を図示したのが第 11 図である。図より電流の最大値は、1,280 A ぐらいになり、インダクタンスが変化する場合と比較すると 30% 減少し、延長鉄心を付加した効果が顕著である。

また、インダクタンス一定の場合、地上コイル電流は、ほぼ正弦波であるといえるので、本モデルにおいては地上コイル電流を正弦波と仮定し、交流理論によって解くことができる。すなわち

$$i_n(t) = I_n e^{j\omega t} \quad \dots\dots\dots(30)$$

とおける。(30)式を(19)式に代入すると、次の連立方程式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (R+j\omega L_1) I_1 + \sum_{k=2}^{11} j\omega M_{1k} I_k &= -E_1 \\ (R+j\omega L_2) I_2 + \sum_{k=1}^{11} j\omega M_{2k} I_k &= -E_2 \\ &\vdots \\ (R+j\omega L_{11}) I_{11} + \sum_{k=1}^{10} j\omega M_{11k} I_k &= -E_{11} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(31)$$

ここで、 E_n は各地上コイルに誘起される起電力のベクトルで、次式である。

$$E_n = \begin{cases} 0 & t < \left(\frac{n-6}{6}\right)T \\ B_0 v_s \omega \varepsilon \left\{ j \left(\theta - \left(\frac{n-6}{3}\right)\pi \right) \right\} & \left(\frac{n-6}{6}\right)T \leq t \leq \frac{nT}{6} \\ 0 & t > \left(\frac{nT}{6}\right) \end{cases} \quad \dots\dots\dots(32)$$

$$(n=1, 2, \dots, 11)$$

(31)式を解き、No.6 の地上コイル電流を求めると、第 11 図とほとんど差異がなく、本手法が正しいことを示している。また、本手法では、低速域における解を求める計算時間を短縮できる。

4. 磁気抗力の計算

前述のように、地上レールは成層構造であるため、うず電流は流れない。しかし、浮上用マグネットの入口端と出口端で、地上コイルに誘導される電流の銅損により、車両に磁気的な抗力が働く。(11)式の R' 中の $L'a v_s$ も磁気抗力を発生するのであるが、これは入口端と出口端で打消されてしまう。この磁気抗力の

大きさは、地上コイルの銅損を車両速度 v_x で除したものである。前節の電流波形からわかるように、地上コイル全体が浮上用マグネットと対向しているときも、地上コイル電流は流れるが、これは地上コイルのインダクタンスに蓄積されているエネルギーが放出されたもので、抗力とは関係ない。浮上用マグネットの入口端の1ピッチについて考えると、対向する地上レールには六つのスロットが存在するので、銅損に関して6個分の地上コイルが同時に関与することになる。よって、マグネット1ピッチに対する全体の銅損は、一つのコイルの6倍になることを考慮するとブレーキ力は次式で表わされる。

$$F_b = \frac{6R \int_0^T \{i_i^2(t) + i_o^2(t)\} dt}{v_x T} \dots\dots\dots (33)$$

ここで、 $i_i(t)$ 、 $i_o(t)$ は、それぞれ入口端における二次電流および出口端における二次電流である。

浮上用マグネットが、8極構造であることを考慮すると、静止時の吸引力は1マグネットあたり次式で与えられる。

$$F_{a0} = \frac{B_0^2 l w}{\mu_0} \dots\dots\dots (34)$$

浮上用マグネットの入口端と出口端では、磁界が弱められるので、走行時の吸引力はこれより小さくなる。

単独コイルの場合について、磁気抗力の速度特性を示したものが第12図である。同図より、抗力の最大値は1~2m/sという極めて低速域にあり、 $\theta=0$ のときで、 $F_b/F_{a0}=3.23 \times 10^{-2}$ (1/31.0)、 $\theta=\pi/2$ のときで $F_b/F_{a0}=2.31 \times 10^{-2}$ (1/43.3) である。また、巡航速度である100m/sにおいては、 $\theta=0$ 、 $\theta=\pi/2$ のときの抗力は、それぞれ 1.80×10^{-3} (1/555.6) および 8.50×10^{-4} (1/117.5) である。

以上のように、 $\theta=\pi/2$ にすると $\theta=0$ のときに比べて、抗力を最大値で約70%に、100m/sの値で約50%に減らすことができる。第13図には相互インダクタンスを考慮した場合の抗力の速度特性を、インダクタンスが変化するときおよび一定のとき、それぞれについて図示した。速度100m/sのときの抗力は、インダクタンスが変化するときで 1.75×10^{-3} (1/571.4)、インダクタンス一定時で 7.78×10^{-4} (1/128.5) である。また、最大抗力は、インダクタンスが変化する場合では、速度2.76m/sで 6.90×10^{-2} (1/14.5) であり、インダクタンスが一定の場合では、速度1.4m/sで 3.45×10^{-2} (1/29.0) である。以上のように延長鉄心を浮上用マグネット端につけることにより、抗力はかなり減少することがわかる。更に、付録Ⅱで示すように、

第12図 磁気抗力-速度特性(単独コイル解析)

Fig. 12. Drag force versus speed curves in case of single coil.

第13図 磁気抗力-速度特性(相互インダクタンスを考慮したとき、 $\theta=\pi/2$)

Fig. 13. Drag force versus speed curves with mutual inductance considered.

簡単化したモデルに交流理論を適用すると、抗力の最大値は地上コイルの長さ反比例し、ギャップ長に比例することがわかる。また、抗力が最大になる速度は地上コイルの抵抗に依存しないことがわかる。

第12図、第13図より磁気抗力の速度特性は、同期速度が0m/sである誘導機における同期速度以上でのトルク・速度特性と同じであることがわかる。つまり、抗力が高速度域のインダクタンスが支配的であるときは速度に反比例し、低速度域の抵抗が支配的であるときは速度に比例する。

5. 結 言

推進と支持とを一体化した磁気浮上車両の磁気抗力を解析し、その速度特性を明らかにした。一般に超電導マグネットの反発力を利用する方式や、従来提案されている吸引力形磁気浮上方式に比較して、優れた速度-抗力特性を有し、特に高速域においては500以上の揚抗比を有するものであることを示した。

(昭和55年3月27日受付)

文 献

- (1) Alscher, Raschbichler: Demonstrationenanlage für Magnetschwebetechnik zur IVA 1979", ETR 88, 4, 281 (1979-4)
- (2) 山村・大西:「常電導磁気浮上式鉄道」, 電学誌, 99, 18 (昭 54-9)
- (3) 山村・阿部・林:「車両の吸引電磁石形磁気浮上方式について」, 電学論 B, 94, 255 (昭 49-5)
- (4) 山村・阿部:「吸引形磁気浮上車の制御と走行特性」, 電学論 B, 96, 235 (昭 51-5)
- (5) 大西・山村・林:「吸引形磁気浮上方式の最適制御」, 電学論 B, 98, 387 (昭 53-4)
- (6) 山村・大西・正田:「吸引力形常電導磁気浮上台車の制御系理論」, 電学論 B, 99, 56 (昭 54-11)

付 録

(I) 地上コイル電流の導出 入口端の(10)式の同次形方程式は次式である。

$$(L_0 + L_d' v_x t) \frac{di_i}{dt} + R' i_i = 0 \dots\dots\dots (\text{付 1})$$

$t \ll L_0 / L_d' v_x$ を考慮して, (付 1) 式を変形すると,

$$\frac{di_i}{dt} = -\frac{R'}{L_d' v_x} \left(\frac{dt}{t + \frac{L_0}{L_d' v_x}} \right) \dots\dots\dots (\text{付 2})$$

よって,

$$i_i(t) = A_i(t) \left(t + \frac{L_0}{L_d' v_x} \right)^{-\beta} \dots\dots\dots (\text{付 3})$$

ここで, A_i は任意定数である。定数変化法より, A_i を t の関数として

$$i_i(t) = A_i(t) \left(t + \frac{L_0}{L_d' v_x} \right)^{-\beta} \dots\dots\dots (\text{付 4})$$

(付 4) 式を(10)に代入して整理すると

$$L_d' v_x \left(t + \frac{L_0}{L_d' v_x} \right)^{-\beta+1} \frac{dA_i}{dt} = -B_0 v_x \omega \sin(\omega t + \theta) \dots\dots\dots (\text{付 5})$$

よって

$$A_i(t) = -\frac{B_0 \omega}{L_d'} \int_0^t \left(t + \frac{L_0}{L_d' v_x} \right)^{\beta-1} \times \sin(\omega t + \theta) dt \dots\dots\dots (\text{付 6})$$

(付 6) 式を(付 4) 式に代入すると, 本論文(11)式を得る。

出口端についても同様に, (12) 式の同次形方程式は次式である。

$$(L_t - L_d' v_x t) \frac{di_o}{dt} + R' i_o = 0 \dots\dots\dots (\text{付 7})$$

(付 7) 式を解いて, 定数変化法により次式を得る。

$$i_o(t) = A_o(t) \left(\frac{L_t}{L_d' v_x} - t \right)^{\beta} \dots\dots\dots (\text{付 8})$$

(付 8) 式を(12)式に代入して, $A_o(t)$ を求めると,

$$A_o(t) = \frac{B_0 \omega}{L_d'} \int_0^t \left(\frac{L_t}{L_d' v_x} - t \right)^{-\beta-1} \times \sin(\omega t + \theta) dt \dots\dots\dots (\text{付 9})$$

となり, (付 9) 式を(付 8) 式に代入すると, (13) 式を得る。

(II) 磁気抗力の最大値について 磁気抗力の最大値について考察するために, 簡単化したモデルを考える。一つの地上コイルのみを考えて, その自己インダクタンスは一定であるとする, 地上コイルのインピーダンス Z は, $R + j\omega L$ である。地上コイルに誘起される電圧は $Bv_x \omega$ より, 抗力は,

$$F_b = \frac{6 R i^2}{v_x} = \frac{6 R B^2 \omega^2 v_x}{|Z|^2} \dots\dots\dots (\text{付 10})$$

よって,

$$\frac{F_b}{F_{b0}} = \frac{6 R B^2 \omega^2 v_x}{\frac{|Z|^2}{B^2 l \omega}} = \frac{6 R \mu_0 v_x \omega}{l \{R^2 + \omega^2 L^2\}} \dots\dots\dots (\text{付 11})$$

(付 11) 式を v_x で微分することにより, 抗力最大になる速度と抗力を求めると, それぞれ(付 12) 式, (付 13) 式である。

$$v_{x\max} = \frac{g R}{2 \pi \mu_0 \omega} \dots\dots\dots (\text{付 12})$$

$$\frac{F_b}{F_{b0}} \Big|_{\max} = \frac{3 g}{2 \pi l} \dots\dots\dots (\text{付 13})$$