磁気継手を有する回転軸系の非線形ねじり振動*

小島 宏 行**, 長 屋 幸 助**

Nonlinear Torsional Vibrations of a Rotating Shaft System
with a Magnet Coupling

by Hiroyuki KOJIMA and Kosuke NAGAYA

In this report, the nonlinear torsional vibrations of a rotating shaft system having a disk and a magnet coupling consisting of rare-earth magnets are investigated analytically. The driver of the magnet coupling is excited by sinusoidal motion, and the disk is subjected to constant load torque. The transmission torque of the magnet coupling is represented by sine function of angular between the driver and the follower. The governing partial equations are solved by the harmonic balance method. Besides the harmonic vibration, the one-second order and the one-third order subharmonic vibrations are obtained. Numerical calculations are carried out by the Newton-Rapson method, and the influences of the load torque on the nonlinear torsional vibrations are investigated.

Key Words: Vibration, Magnet Coupling, Rotating Shaft, Nonlinearity, Torsional Vibration, Rare-Earth Magnet

1. 結 言

希土類磁石は、他の磁石に比べ超強力な磁気エネルギーを有する。この磁石の磁気吸引力および反発力を用いた磁気継手は、無接触で作用するため隔壁を介して動力を伝達できること、ねじり振動の絶縁・緩和が効果的に行えることなどの利点を持っている。一方、このような磁気継手の磁気ねじり剛性を取扱った研究はなされているが⁽¹⁾⁽²⁾、動特性については未だ調べられていないようである。

本報告は、磁気継手ならびに円板を有する回転軸系のねじり振動を、磁気ねじり復元力の非対称性と非線形性をともに考慮して調べたものである。磁気継手の駆動側には強制変位が、円板には負荷トルクがそれぞれ作用している。解析においては、まず既報の解析および実験結果⁽¹⁾に基づき、磁気継手の伝達トルクを正弦関数で記述し、系の運動方程式を導く。つぎに調和振動のほかに、1/2次および1/3次分数調波振動を考慮した強制ねじり振動応答を、調和バランス法に用いて求める。さらに、ニュートン・ラプソン法を用いて数

値計算を行い、負荷トルクが振動特性に及ぼす影響を明らかにする。

2. 運動方程式と境界条件

図1は、磁気継手によって駆動される回転軸系のモデルを示したものである。駆動側の回転エネルギーは、

図1 磁気継手と円板を有する回転軸

* 昭和58年7月13日 第920回講演会において講演。原稿受付 昭和57年12月6日。

** 正員、群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町1-5-1)。

図2 Weissmann らによる磁気伝達トルクの実験ならびに理論解析結果⁽¹⁾

図3 磁極数が $2n$ である場合の磁気伝達トルク

隔壁を介して従動側に無接触で伝達される。また駆動側に取付けたリング状導体と従動側のリング状希土類磁石との相対運動によって渦電流制振力が生じ、系に減衰力が与えられるような構造になっている。強制変位 $\bar{\theta}_u$ が駆動側に作用しており、従動側には回転軸が取付けられている。さらに回転軸に円板が結合されており、この円板には負荷トルク $\bar{T}_l$ が作用している。希土類磁石の磁化の方向は、図中の矢印に示されているとおりで、駆動側と従動側との相対角 $\bar{\phi}_m$ に応じて両側の磁極間に磁気吸引力と反発力とが作用し、伝達トルク $\bar{T}$ が生ずる。図2は、Weissmann らによる磁気伝達トルクの実験ならびに理論解析結果を示したもので⁽¹⁾、希土類磁石 [$B_r=0.9\text{ T}$, $H_c=700\text{ kA/m}$, $(BH)_{\max}=159\text{ kJ/m}^3$, 駆動側の磁石: $\phi 61.2\text{ mm}/75.8\text{ mm}\times 12\text{ mm}$, 従動側の磁石: $\phi 33.4\text{ mm}/47.7\text{ mm}\times 12\text{ mm}$] が用いられている。理論値と実験値はほぼ一致しており、磁気伝達力は正弦関数を用いることにより実用上十分な精度で記述できることがわかる。図3は、 $2n$ 個の磁極を有する磁気継手の伝達トルクを示したもので、実線と破線は静的安定ならびに静的不安定領域を表している。図中の $\bar{T}_l$, $\bar{\phi}_l$ は負荷トルクおよび負荷角である。伝達トルクの最大値を $\bar{T}_m$ とすると、伝達トルク $\bar{T}$ は次式のように書くことができる。

$$\bar{T} = \bar{T}_m \sin n\bar{\phi}_m \quad \dots\dots\dots (1)$$

一方、図1の回転軸の運動方程式は、図中の記号を用いると次式で与えられる。

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{G}{\rho} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし $\theta (=n\bar{\theta})$ は回転軸の角変位、 G , ρ は軸材料の横弾性係数ならびに密度である。負荷角 $\bar{\phi}_l$ を一定であるものとし、 $\bar{T}$ を式(1)を用いて $\bar{\phi}_l$ の近傍でテイラー展開し三次の項までとって近似すると、境界条件式が次のように得られる。

$$x=0; \quad GI \frac{\partial \theta}{\partial x} = J_m \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \left\{ T_l + (T_m \cos \phi_l) \left(\theta_m - \frac{1}{2} \theta_m^2 \tan \phi_l - \frac{1}{6} \theta_m^3 \right) \right\} - C_m \frac{d\theta_m}{dt} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$x=l; \quad GI \frac{\partial \theta}{\partial x} = -J_l \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - T_l \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに } \theta_m &= \phi_m - \phi_l = \theta_u - (\theta)_{x=0} - \phi_l, \quad \theta_u = \phi_u \cos \omega t, \quad \theta_m = n\bar{\theta}_m \\ \theta_u &= n\bar{\theta}_u, \quad \phi_m = n\bar{\phi}_m, \quad \phi_l = n\bar{\phi}_l, \quad T_l = n\bar{T}_l, \quad T_m = n\bar{T}_m \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 $\bar{\theta}_m$ は負荷角 $\bar{\phi}_l$ を中心とする相対角変位、 I は回転軸の極断面二次モーメント、 C_m は渦電流制振力による減衰係数である。また角変位およびトルクなどの諸量は、式(5)のように磁極数を用いて規準化してある。

3. 運動方程式の解

角変位 θ , θ_m の定常振動解を, 調和振動のほかに 1/2 次および 1/3 次分数調波振動を考慮して次のように置く.

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \phi_s + \sum_{j=1}^3 (\phi_j \cos n_j \omega t + \bar{\phi}_j \sin n_j \omega t) \\ \theta_m &= \psi_s + \sum_{j=1}^3 (\psi_j \cos n_j \omega t + \bar{\psi}_j \sin n_j \omega t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここに,

$$n_1=1, n_2=1/2, n_3=1/3 \dots\dots\dots (7)$$

式(6)を式(2)の運動方程式に代入すると次式が得られる.

$$\left. \begin{aligned} \phi_s &= A_0 + A_1 x, \quad \phi_j = B_{1j} \cos n_j \lambda x + B_{2j} \sin n_j \lambda x \\ \bar{\phi}_j &= \bar{B}_{1j} \cos n_j \lambda x + \bar{B}_{2j} \sin n_j \lambda x \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに

$$\lambda^2 = \rho \omega^2 / G \dots\dots\dots (9)$$

式(8)の A_0 , A_1 , B_{1j} , B_{2j} , $\bar{B}_{1j}$, $\bar{B}_{2j}$ は未定定数である. 式(6)~(9)を式(4)に代入すると未定定数は次のように表すことができる.

$$A_0 = Q_s + \frac{T_l l}{GI}, \quad A_1 = -\frac{T_l}{GI}, \quad B_{1j} = H_{1j} Q_j, \quad B_{2j} = H_{2j} Q_j, \quad \bar{B}_{1j} = H_{1j} \bar{Q}_j, \quad \bar{B}_{2j} = H_{2j} \bar{Q}_j \dots\dots\dots (10)$$

ここに

$$H_{1j} = \cos n_j \lambda l - n_j x_l \lambda l \sin n_j \lambda l, \quad H_{2j} = \sin n_j \lambda l + n_j x_l \lambda l \cos n_j \lambda l \dots\dots\dots (11)$$

$$Q_s = (\phi_s)_{x=l}, \quad Q_j = (\phi)_{x=l}, \quad \bar{Q}_j = (\bar{\phi})_{x=l}, \quad x_l = J_l / J_s, \quad J_s = \rho l I \dots\dots\dots (12)$$

ただし J_l , J_s は円板ならびに回転軸の慣性モーメントである. 式(6)~(12)を境界条件式(3)に代入し調和バランス法を用いると, 系の振動振幅を定める非線形連立方程式が次のように導かれる.

$$W_s - g_s = 0 \dots\dots\dots (13)$$

$$\left. \begin{aligned} &\{x_m n_j^2 H_{1j} (\lambda l)^2 + n_j \lambda l H_{2j} - x H_{1j} \cos \phi_l\} W_j \\ &\quad - \{2\mu \eta n_j H_{1j} (\lambda_1 l) \sqrt{x x_m \cos \phi_l}\} \bar{W}_j + x H_{1j} g_j \cos \phi_l \\ &= \{x_m n_j^2 H_{1j} (\lambda l)^2 + n_j \lambda l H_{2j}\} \delta_{1,j} \\ &2\mu \eta n_j H_{1j} (\lambda_1 l) \sqrt{x x_m \cos \phi_l} W_j + \{x_m n_j^2 H_{1j} (\lambda l)^2 \\ &\quad + n_j \lambda l H_{2j} - x H_{1j} \cos \phi_l\} \bar{W}_j + x H_{1j} \bar{g}_j \cos \phi_l = 0 \\ &(j=1, 2, 3) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ただし上式は磁気継手の従動側の振動倍率を未知数としており, $\delta_{1,j}$ はクロネッカーのデルタであり, 式中の記号は次のように定義されている.

$$\begin{aligned} g_s &= \varepsilon_2 \left\{ W_s^2 + \frac{1}{2} (W_1^2 + \bar{W}_1^2 + W_2^2 + \bar{W}_2^2 + W_3^2 + \bar{W}_3^2) \right\} + \varepsilon_3 \left\{ W_s^3 + \frac{3}{2} W_s (W_1^2 + \bar{W}_1^2 + W_2^2 \right. \\ &\quad \left. + \bar{W}_2^2 + W_3^2 + \bar{W}_3^2) + \frac{3}{2} \bar{W}_1 W_2 \bar{W}_2 + \frac{3}{4} W_1 (W_2^2 - \bar{W}_2^2) \right\} \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} g_1 &= \varepsilon_2 \left\{ \frac{1}{2} (W_2^2 - \bar{W}_2^2) + 2 W_s W_1 \right\} + \varepsilon_3 \left\{ 3 W_s^2 W_1 + \frac{1}{4} W_s^3 + \frac{3}{4} (W_1^3 + W_1 \bar{W}_1^2 - W_3 \bar{W}_3^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} W_s (W_2^2 - \bar{W}_2^2) + \frac{3}{2} W_1 (W_2^2 + \bar{W}_2^2 + W_3^2 + \bar{W}_3^2) \right\} \\ g_2 &= \varepsilon_2 (2 W_s W_2 + W_1 W_2 + \bar{W}_1 \bar{W}_2) + \varepsilon_3 \left\{ 3 W_s^2 W_2 + \frac{3}{4} W_2 (W_2^2 + \bar{W}_2^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} W_2 (W_1^2 + \bar{W}_1^2 + W_3^2 + \bar{W}_3^2) + 3 W_s (W_1 W_2 + \bar{W}_1 \bar{W}_2) \right\} \\ g_3 &= 2 \varepsilon_2 W_s W_3 + \varepsilon_3 \left\{ 3 W_s^2 W_3 + \frac{3}{4} (W_s^3 + W_3 \bar{W}_3^2 + W_1 W_3^2 - W_1 \bar{W}_3^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} (W_1^2 W_3 + \bar{W}_1^2 W_3 + \bar{W}_1 W_3 \bar{W}_3 + W_2^2 W_3 + \bar{W}_2^2 W_3) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \bar{g}_1 &= \varepsilon_2 (W_2 \bar{W}_2 + 2W_3 \bar{W}_1) + \varepsilon_3 \left\{ 3W_3 (W_3 \bar{W}_1 + W_2 \bar{W}_2) - \frac{1}{4} \bar{W}_3^3 \right. \\
 &\quad \left. + \frac{3}{4} (\bar{W}_1^3 + W_1^2 \bar{W}_1 + W_3^2 \bar{W}_3) + \frac{3}{2} \bar{W}_1 (W_2^2 + \bar{W}_2^2 + W_3^2 + \bar{W}_3^2) \right\} \\
 \bar{g}_2 &= \varepsilon_2 (2W_3 \bar{W}_2 - W_1 \bar{W}_2 + \bar{W}_1 W_2) + \varepsilon_3 \left\{ 3W_3 (W_3 \bar{W}_2 + \bar{W}_1 W_2 - W_1 \bar{W}_2) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{3}{4} \bar{W}_2 (W_2^2 + \bar{W}_2^2) + \frac{3}{2} \bar{W}_2 (W_1^2 + \bar{W}_1^2 + W_3^2 + \bar{W}_3^2) \right\} \\
 \bar{g}_3 &= 2\varepsilon_2 W_3 \bar{W}_3 + \varepsilon_3 \left\{ 3W_3^2 \bar{W}_3 + \frac{3}{4} (\bar{W}_3^3 + W_3^2 \bar{W}_3 + \bar{W}_1 W_3^2 - \bar{W}_1 \bar{W}_3^2) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{3}{2} \bar{W}_3 (W_1^2 + \bar{W}_1^2 - W_1 W_3 + W_2^2 + \bar{W}_2^2) \right\}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

$$\left. \begin{aligned}
 W_s &= \frac{\phi_s}{\phi_u}, \quad W_j = \frac{\phi_j}{\phi_u}, \quad \bar{W}_j = \frac{\bar{\phi}_j}{\phi_u}, \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{2} \phi_u \tan \phi_l, \quad \varepsilon_3 = \frac{1}{6} \phi_u^2, \quad \lambda l = \eta(\lambda_1 l), \quad \eta = \frac{\omega}{\omega_1} \\
 \omega_1 &= \frac{\lambda_1 l}{l} \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad x_m = \frac{J_m}{J_s}, \quad x = \frac{T_m}{k_s}, \quad k_s = \frac{GI}{l}, \quad \mu = \frac{C_m}{2\sqrt{J_m T_m} \cos \phi_l}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

ただし ω_1 , $\lambda_1 l$ は非線形性を無視した場合の系の一次モードにおける固有振動数ならびに無次元固有振動数を表しており, ε_2 , ε_3 は磁気ねじり復元の二次および三次の非線形項係数, η は振動数比である。また式(13), (14)の非線形連立方程式は, ニュートン・ラプソン法を用いて数値解析的に解くことができる。一方, 円板における振動倍率は, 次式で与えられる。

$$V_j = (\delta_{1,j} - W_j)/H_{1,j}, \quad \bar{V}_j = -\bar{W}_j/H_{1,j} \dots\dots\dots (19)$$

ここに

$$V_j = Q_j/\phi_u, \quad \bar{V}_j = \bar{Q}_j/\phi_u \dots\dots\dots (20)$$

系の自由振動は式(3), (5)において $\phi_u = 0$, $C_m = 0$ と置くことによって得られる。まず解を次のように置く。

$$\theta = \phi_s^* + \phi^* \cos \omega t, \quad \theta_m = \phi_s^* + \phi^* \cos \omega t \dots\dots\dots (21)$$

式(21)を運動方程式(2)と境界条件式(3), (4)に代入すると, 振幅を定める次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned}
 W_s^* - \varepsilon_2 \left(W_s^{*2} + \frac{1}{2} W^{*2} \right) - \varepsilon_3 \left(W_s^{*3} + \frac{3}{2} W_s^* W^{*2} \right) &= 0 \\
 \{x_m H_{11}(\lambda l)^2 + \lambda l H_{21} - x H_{11} \cos \phi_l\} W^* + x H_{11} \cos \phi_l \left\{ 2\varepsilon_2 W_s^* W^* \right. \\
 &\quad \left. + \varepsilon_3 \left(\frac{3}{4} W^{*3} + 3W_s^{*2} W^* \right) \right\} = 0
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

$$V^* = -W^*/H_{11} \dots\dots\dots (23)$$

ここに

$$W_s^* = \phi_s^*/\phi_u, \quad W = \phi^*/\phi_u, \quad V^* = (\phi^*)_{x=l}/\phi_u \dots\dots\dots (24)$$

なお式(22)~(24)においては, 便宜上, 振幅ならびに振動中心のずれを強制振動の場合における加振振幅 ϕ_u を用いて無次元化表示している。また磁気ねじり復元力の非線形項を無視した場合の円板における振動倍率 V_l は次式で与えられる。

表 1 無次元固有振動数 $\lambda_n l$

n	ϕ_l (rad)		
	0	0.4	0.8
1	0.00664	0.00638	0.00556
2	0.08581	0.08576	0.08561
3	3.1439	3.1439	3.1439
4	6.2843	6.2843	6.2843

図 4 負荷角が変化した場合の無次元固有振動数および非線形項係数

図 5 負荷角が自由振動に及ぼす影響

図 6 自由振動における振動中心のずれ

$$V_t = \{(R_1^2 + R_2^2) / (R_3^2 + R_4^2)\}^{1/2} \quad (25)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= x \cos \phi_t, \quad R_2 = 2\mu\eta(\lambda_1 l) \sqrt{x\chi_m \cos \phi_t} \\ R_3 &= \lambda_1 l H_{21} + \chi_m (\lambda_1 l)^2 H_{11} - x H_{11} \cos \phi_t \\ R_4 &= 2\mu\eta(\lambda_1 l) H_{11} \sqrt{x\chi_m \cos \phi_t} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

4. 数値計算および考察

以下の数値計算では、磁気継手、回転軸および円板の寸法は図1に示されているモデルのものを用いており、磁気伝達トルク特性は図2に示されているWeissmannらが求めた結果を利用した。回転軸、円板および磁気継手のハウジングの材料を鋼材であるものとみなすと、次の数値が得られる。

$$G = 81.3 \text{ GPa} \{8.29 \times 10^3 \text{ kg/mm}^2\},$$

$$\rho = 7.85 \text{ g/cm}^3,$$

$$\bar{T}_m = 9.86 \text{ N}\cdot\text{m} \{1.06 \text{ kg}\cdot\text{m}\},$$

$$x = 0.3, \quad x_m = 194, \quad n = 5$$

$$k_s = 3.27 \times 10^2 \text{ N}\cdot\text{m} \{33.3 \text{ kg}\cdot\text{m}\}, \quad x_t = 475$$

ただし希土類磁石の密度は、 8.2 g/cm^3 である⁽¹⁾。

図 7 強制ねじり振動応答

図 8 強制ねじり振動応答

図 9 強制ねじり振動における振動中心のずれ

表1は、負荷角 ϕ_t において線形近似した場合の系の無次元固有振動数を示したもので、 $\lambda_1 l$ は磁気ねじり復元力による固有振動数、 $\lambda_2 l$ は磁気継手の従動側と円板の慣性モーメントと回転軸のねじり剛性によ

る固有振動数, $\lambda_3 l$, $\lambda_4 l$ は回転軸の固有振動数にそれぞれ対応している。 $\lambda_1 l$ は $\lambda_2 l$ に比べかなり小さな値となっている。このことから, 磁気継手を用いると系の固有振動数を極めて小さな値に設計することが可能となり, 振動の絶縁・緩和の効果が大きいことがわかる。図4に負荷角 ψ_l を変化させた場合の無次元固有振動数ならびに非線形項係数 ε_2 , ε_3 を示す。 ψ_l の増加とともに $\lambda_1 l$ は減少するが, $\lambda_2 l$ はほとんど一定となっている。また ψ_l が大きくなるに従い ε_2 は増大し, 磁気ねじり復元力の非対称性が強まることがわかる。なお ε_3 は一定となっている。

つぎに無次元化表示の振動倍率を, 式(6)の各調波成分を用いて, 次式のように定義する。

$$V = \left[\sum_{j=1}^3 (V_j^2 + \bar{V}_j^2) \right]^{1/2} \dots \dots \dots (27)$$

ただし上式の振動倍率は円板における値を表しており, 以下の数値計算においても, 円板における振動倍率を求めている。なお振動中心のずれについては, 磁気継手の主動側と従動側との相対角について数値計算を行った。

図5, 6は, 負荷角を変化させた場合の自由振動ならびに振動中心のずれを示したものである。自由振動曲線の軟化ばね特性は, 負荷角の増加に従ってより顕著となっている。また振動中心のずれは, 無次元固有振動数が減少するに従い直線的に増加している。図7, 8は, 強制ねじり振動応答を示したもので, 実線と一点鎖線は安定解, 破線は不安定解, 二点鎖線は非線形性を無視した場合の線形解を表している。なお, ここでは安定判別についての解析的吟味は特に行わず, 応答曲線と垂直方向の接線との交点が安定限界を与えるという考えのもとに安定判別を行った。図7は負荷角が零の場合で, 非線形応答曲線は顕著な軟化ばね特性を示しており, 線形応答曲線とはかなり異なった形状となっている。減衰を増加させた場合の主共振は, 低い値に抑制されている。また減衰が小さい場合には, 磁気ねじり復元力に非対称性がないために1/3次分数調波振動だけが生じている。図8は負荷角が $\psi_l =$

0.35 rad の場合であり, 磁気ねじり復元力が非対称性を有していることから, 1/2次ならびに1/3次分数調波振動が生起している。図9に強制ねじり振動における振動中心のずれを示す。振動中心のずれは, 主共振および1/2, 1/3次分数調波共振時において急激に増大することがわかる。

5. 結 言

本報告は, 磁気継手によって駆動される回転軸系の強制ねじり振動を, 調和振動のほかに1/2次ならびに1/3次分数調波振動を考慮して調べたものである。磁気継手の磁気伝達トルクは, 駆動側と従動側との相対角の正弦関数で表されている。また回転軸の両端には磁気継手および円板が取付けられており, 磁気継手の駆動側には強制変位が, 円板には負荷トルクがそれぞれ作用している。得られた結果を要約すると

- (1) 磁気継手を用いると系の固有振動数が極めて小さな値となり, 振動の絶縁・緩和の効果が大きい。
- (2) 負荷トルクが増加するにつれ, 一次固有振動数は減少し, 磁気ねじり復元力の非対称性が強まる。また負荷トルクが零になると非対称性は消失する。
- (3) 強制ねじり振動応答は, 顕著な軟化ばね特性を示す。減衰が小さい場合には, 1/2次ならびに1/3次分数調波振動が生起する。負荷トルクが零になると, 1/3次分数調波振動だけが生ずる。

おわりに懇篤なご指導とごべんたつを賜りました東北大学工学部 斉藤秀雄教授ならびに群馬大学工学部 山川出雲名誉教授につつしんで感謝の意を表します。また, 本報をまとめるに当たり種々のご協力をいただいた群馬大学工学部 井関重男技官に厚くお礼申し上げます。

文 献

- (1) Weissmann, D., ほか2名, *Proc. 3rd Int. Workshop R. E-Co Mag. Appl.*, 6 (1978), 325.
- (2) Fellows, C. J., *Chartered Mech. Eng.*, 26-6 (1979), 79.

討 論

〔質問〕 清水 久 二 [横浜国立大学工学部]

- (1) 使用した磁石において, トルク伝達に有効に作用する円周方向の磁気力とこれと直角な半径方向の磁気力との比は単位角度当たりどの程度のものか,
- (2) 同じく加速の限界について数えてほしい。

〔回答〕 (1) 本研究では, 本文の図2に示したように, Weissmann らによる磁気伝達力の実験ならびに理論解析結果⁽¹⁾を用いて系の運動方程式を導き, その動的挙動を調べている。Weissmann らは, 円周方向の磁気力についてだけ報告しており, 半径方向の磁

気力については述べてはいない。ご指摘の半径方向と円周方向の磁気力の比について調べた資料は見当たらないように思われるので、今後検討したいと考えている。

(2) ご指摘のように、磁気継手を加速した場合に、継手の同期がはずれ脱調する限界の加速の強さを

調べることは、この種継手の設計上重要なことである。しかしながら、本研究は、一定振幅の加振に対する系の非線形強制振動応答を調べたものである。ご指摘の加速の限界に関しては、過渡振動論により取扱わなければならないと思われるので、今後の課題としていただければ幸いである。