

磁束密度負帰還による磁気軸受電磁石の応答速度改善に関する検討

A study for an improvement of high speed response by flux density feedback
on Active Magnetic Bearings

原 外満 (不二越) 滑川 徹 (金沢大学)
松村 文夫 (金沢大学)

Sotomitsu HARA, Fujikoshi Corp. 176-9, Oogake, Namerikawa-shi, Toyama
Toru NAMERIKAWA, Kanazawa University, 2-40-20, Kodatsuno, Kanazawa-shi
Fumio MATSUMURA, Kanazawa University, 2-40-20, Kodatsuno, Kanazawa-shi

For adopting Active Magnetic Bearings to machining spindles, it is important to get high dynamic stiffness which is more than $10\text{kgf}/\mu\text{m}$. It requires high speed response for the control system. The square root of "stiffness/Mass" is a barometer as an upper limit of compensatory frequency against disturbance. The range should be more than 10kHz , if possible. But there are several problems on whole system, especially, on electro magnets and its drivers. One of the reason of slow response is due to eddy current in the magnet core. At high frequency, alternating component of coil current induces eddy current in the core, and then, flux response becomes slow and soft.

One of the approach to solve this problem is the selection of the core material, though, almighty material has not gotten yet in spite of great efforts.

Hence, our approach which is taken here is the flux feedback. The flux feedback loop is attached between air gap and the input terminal of the driver. The core is made of normal thin (0.35mm) Si-doped iron plate.

The response speed becomes high against normal coil current feedback, which are shown with experimental results. Further the stability of the closed-loop system is discussed. Finally, the compliance characteristic is shown adopted this type of feedback on Active Magnetic Bearing.

Key Words : Flux Feedback, High Speed Response,
High Stiffness, Active Magnetic Bearing

1 緒言

能動型磁気軸受（以下、AMBと略す）で支持された回転主軸において、外力による変位をできるだけ小さく押さえること（剛性を高くすること）は、機械加工にAMBを適用する際に重要な問題である。定常的な外力に対しては十分な剛性値が得られているが、動剛性については十分とは言えない[1]。動剛性を上げるには、高い周波数で制御器のゲインを上げなければならないが、ゲインを上げすぎたり周波数帯域を広げすぎたりすれば、システムの安定性が悪くなることはよく知られている。

システムを、コントロール信号を生成する制御則部分と、実際に力を発生する電磁石およびそのドライバとにわけて考えると、後者の方がより多くの問題を抱えている場合が多い。つまり、後者の周波数帯域やダ

イナミックレンジが狭いために、高い周波数でゲインを上げたとき安定性が損なわれやすい。逆に、電磁石とそのドライバにとって、周波数範囲を広くとりかつダイナミックレンジを確保することはたいへん難しく問題となっている。

電磁石とそのドライバ（以下、単にサブシステムと呼ぶ）にとって重要なことは、入力信号電圧に比例し位相おくれのない“力”を発生することである。コイル電流から“力”への伝達特性は、低周波領域では問題はないが、電磁石のコア内に発生する渦電流が無視できない周波数領域では、レベルが低下し位相はおくれる。そこで本稿においては、このような渦電流による悪影響を回避するため、電磁石の発生する“力”を負帰還させて応答速度の改善を試みた。実際には“力”の代りに磁束密度を負帰還させている。また応答性は、ドライバ入力から磁束密度までの伝達関数で評価する。

磁束密度を負帰還ループに取り込むというアプローチに関してはすでに幾例が検討された結果がある。浮上力を一定に保つための制御 [2][3]、磁束密度とコイル電流によって位置を推定し浮上させる制御 [4]、磁束密度の変化によって速度を推定し制振させる制御 [5] などがある。あるいはスピーカのモーション負帰還 [6] などがある。しかし、渦電流を考慮した議論は見うけられないようである。本稿では、“力”の代用物理量としての磁束密度負帰還は予想どおり“力”の応答を速められるかどうか、を実験的に検証する。

渦電流の作用はパラメータが多く複雑で、負帰還ループに取り込むのは安定性の確保に不安がある。実際に 0.35mm 厚の珪素鋼板をコアに持つ電磁石において、コイル電流から磁束密度への伝達関数を測定してみると、400Hz 以上で位相の遅れが現れはじめるが、10kHz までの測定では 22.5° の遅れである。したがって安定な負帰還はかなり広い周波数範囲にわたって深くとれることが予想される。

ここでは電磁石のコア材は 0.35mm 厚の珪素鋼板に限ることとする。従来のコイル電流を負帰還する方式と、電磁石の発生する磁束密度を負帰還する方式とを比較した。また磁束密度負帰還の安定性をナイキスト線図によって検討した。最後にこの磁束密度負帰還ドライバを能動型磁気軸受に適用し、コンプライアンス特性を測定した。その結果、コイル電流負帰還方式に対して大変剛性を強くしても（約 16dB up）安定に位置制御をかけることができた。さらに回転軸の 1 次曲げモード共振周波数（2.5kHz）の減衰・消滅が確認できた。

2 電磁石の問題

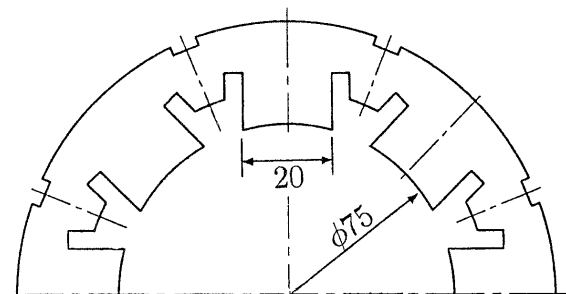


Fig.1 Core Size of Electro Magnet

渦電流はコアの形、大きさに大きく左右されるため、Fig. 1 にそのステータ側の寸法を示す。上下左右対称なので半分だけ示した。材質は JIS 規格の S12、厚さ 0.35mm である。積厚は 20mm である。ステータと

ロータ間のギャップは 0.05mm である。コイルは隣り合うスロットに 28 回づつ巻き付けて磁束ループを形成する。

電磁石のコイル電流から磁束密度への伝達関数を Fig. 2 に示す。この図によれば振幅は 4kHz 以上で 10dB/decade で低下しており、位相は 100kHz において 45 度遅れている。文献 [7] によればこれは典型的な渦電流のある場合であり、数式的に表現可能である。なお、この特性はコイルの巻き数には依存しない。

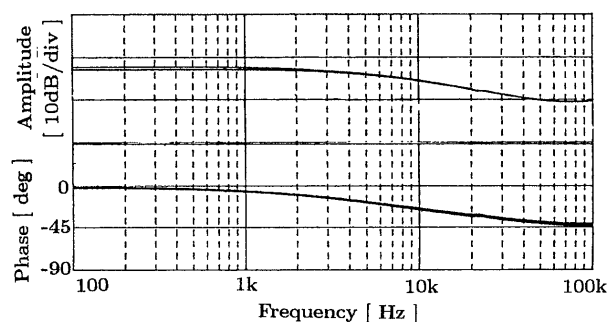


Fig.2 Transfer function to B from I_{coil}

3 磁束密度負帰還

Fig. 3 はサブシステムのブロック線図である。 $G(s)$ は増幅器の電圧増幅度、 $T_1(s)$ はコイル端電圧 V_{coil} からコイル電流 I_{coil} への伝達関数、 $T_2(s)$ はコイル電流 I_{coil} から磁束密度 B への伝達関数である。 K_i はコイル電流の負帰還係数である。磁束密度の負帰還ループ（破線で囲まれたループ）を新たに追加した。 K_b はその負帰還係数である。

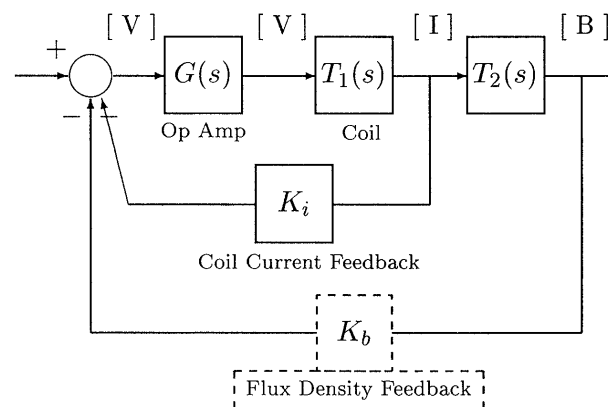


Fig.3 Block Diagram

文献 [7] によれば、コアに渦電流のあるコイルのインピーダンスは、 sL と $k_e\sqrt{s}$ の並列接続で表すことができる。 sL は渦電流の発生しない低い周波数での成

分で磁束の発生に寄与する。 L は普通のインダクタンスである。 $k_e\sqrt{s}$ は渦電流に相当する成分で磁束の発生には寄与しない。 また直流抵抗 r_0 が直列に接続される。 よって $T_1(s), T_2(s)$ は次式で与えられる。

$$\frac{I_{coil}}{V_{coil}} = T_1(s) = \frac{1}{r_0 + \frac{sL \cdot k_e\sqrt{s}}{sL + k_e\sqrt{s}}} \quad (1)$$

$$\frac{B}{I_{coil}} = T_2(s) = \frac{\mu_0 N}{x} \cdot \frac{k_e\sqrt{s}}{sL + k_e\sqrt{s}} \quad (2)$$

ここに x は磁束ループ内の全ギャップ長で 0.05mm, μ_0 は空気の透磁率で $4\pi/10^7$, N は磁束ループ内のコイルの全巻き数で 56 である。

磁束密度 B と力 F との関係は次式で表わされる。

$$F = \frac{1}{2\mu_0} B^2 S \quad (3)$$

ここに S はコアの断面積である。 また二乗特性はコイル電流をバイアス電流 I_0 と信号成分 $i_s(t)$ の和で表せば、次式によって線形で近似される。 したがって磁束密度の負帰還は”力”の負帰還と同等である。

$$I_{coil}(t) = I_0 + i_s(t) \quad (4)$$

$$B(s) = \frac{\mu_0 N}{x} I_0 + \frac{\mu_0 N}{x} \cdot \frac{k_e\sqrt{s}}{sL + k_e\sqrt{s}} \cdot i_s(s) \quad (5)$$

$$F(s) = \frac{1}{2} \cdot \frac{B_0^2 S}{\mu_0} + \frac{B_0^2 S}{\mu_0} \cdot \frac{k_e\sqrt{s}}{sL + k_e\sqrt{s}} \cdot \frac{i_s(s)}{I_0} \quad (6)$$

ただし、 $I_0 \geq i_s(t)$ で、 $B_0, B_s(t)$ は、 $I_0, i_s(t)$ に対応する磁束密度である。

4 実験装置

Fig. 4 は磁束密度負帰還の回路図であり、 Fig. 3 のブロック図に基づいている。 R_c は電流検出抵抗で 0.2Ω , R_{in} は入力抵抗で $2k\Omega$ である。 R_{ifb} , R_{bfb} は 470Ω , $2k\Omega$ とする。 磁束の検出には起電力コイルを用いた。 積分回路を通すことによって磁束密度に相当する電圧に変換する。 ただしリニア回路による積分は極低周波では飽和しやすいことを考慮し、積分容量に並列に $3M\Omega$ の抵抗をいれる。

この回路は複雑なので Fig. 5 の簡便な回路でも同様の働きを得ることができる。 ポイントはコイルの r_0/L 時定数と積分器の CR 時定数を一致させることである。 ただし開ループ時の測定は直流電流の負帰還がなくなるので要注意である。

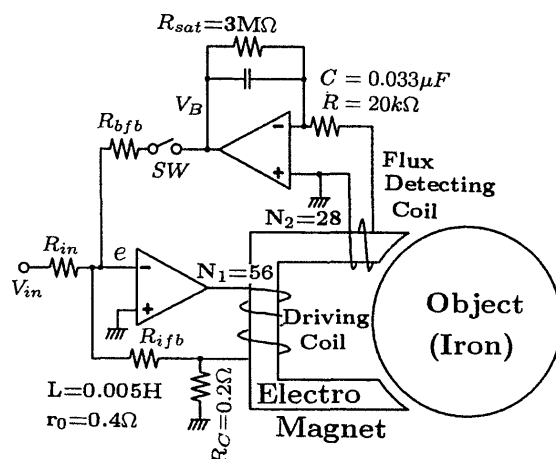


Fig.4 Circuit for Flux Density Feedback

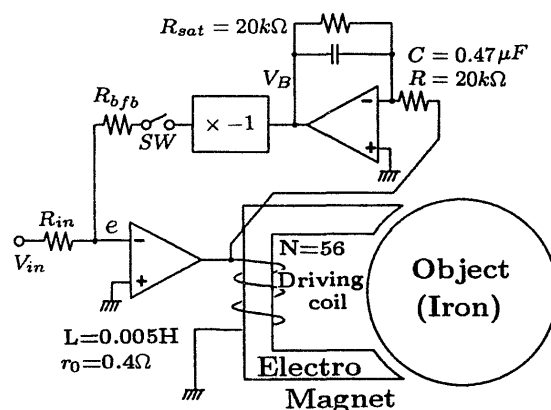


Fig.5 Circuit for Flux Density Feedback

5 測定結果

Fig. 6 に磁束密度の正弦波応答を示す。 Fig. 4 において V_{in} に正弦波を入力し、磁束密度 V_B の応答波形を測定する。 SW を開いた状態では電流負帰還のみ作用し、閉じるとそれに磁束密度負帰還が加わる。 負帰還量が増える分だけ出力振幅は低下するが、入力振幅を増やして出力レベルを同じにする。 入力信号周波数は 2kHz と 10KHz である。 磁束密度負帰還の方が位相遅れは少なく、2kHz ではよい改善が見られる。 10kHz になると改善の度合は良いものの 45 度の位相遅れである。 磁束密度負帰還をさらに増やすと本試験回路では不安定になる。

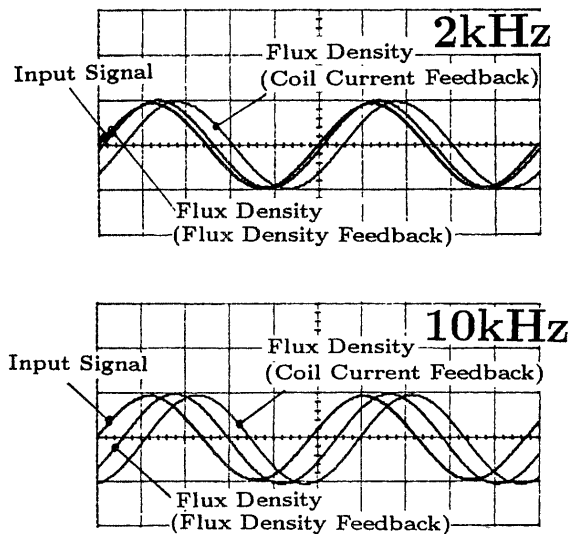


Fig.6 Sine Response of the Flux Density

Fig.7は、同様の測定条件でボード線図を測定したものである。実線は電流負帰還のみの場合（SWはオープン）であり、破線は磁束密度負帰還を加えた場合（SWはクローズド）である。上図が振幅であり、下図が位相である。磁束密度負帰還をかけた方が約10倍高い周波数まで伸びている。

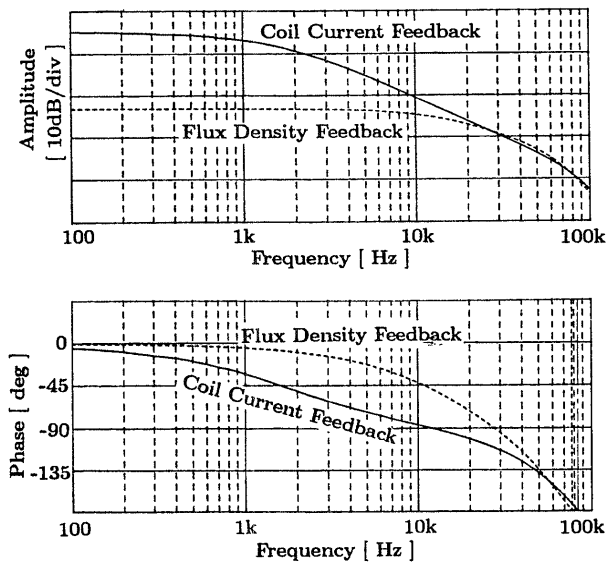


Fig.7 Bode Diagram of the Flux Density

Fig.8はステップ応答である。入力信号は1kHzの矩形波である。電流負帰還の場合は立ち上がりが緩やかであるが、磁束密度負帰還を加えることによって、急激な立ち上がりが得られている。以上の3種のグラフより、磁束密度負帰還は大変効果がある。

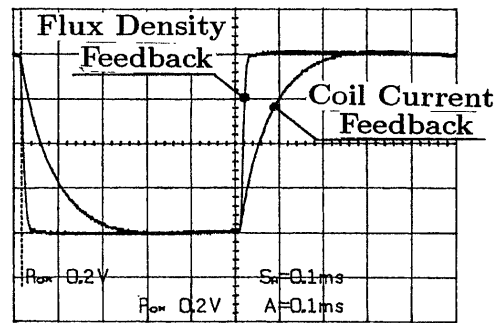


Fig.8 Step Response of Flux Density

6 安定性に関する検討

安定性を検討するには、Fig.4の回路図において入力電圧から磁束密度への伝達関数を求める必要がある。オペアンプの入力電圧を e 、電圧利得を $-G(s)$ とする。 $T_1(s)$ 、 $T_2(s)$ はすでに(1)、(2)式で定義されている。オペアンプの入力端子へ流れ込む電流は0であるとすれば次の3式が成り立つ。

$$I_{coil}(s) = -T_1(s)G(s)e(s) \quad (7)$$

$$B(s) = T_2(s)I_{coil}(s) \quad (8)$$

$$\frac{V_{in} - e}{R_{in}} + \frac{R_c I_{coil} - e}{R_{ifb}} + \frac{V_B - e}{R_{bfb}} = 0 \quad (9)$$

V_B は、積分OPアンプの出力電圧であり、

$$V_B = \frac{N_2 S}{CR} \cdot B \quad (10)$$

である。 S はコアの断面積で $4 \times 10^{-4} m^2$ 、 C, R, N_2 は、Fig.4より $0.0033 \mu F, 20k \Omega, 28$ である。ここで負帰還になるように検出コイルの極性をあわせる。

e と I_{coil} とを消して V_{in} と B との関係に直すと

$$B(s) = -\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{T_2 T_1 G}{1 + T_1 G \beta + T_2 T_1 G \gamma} \cdot V_{in}(s) \quad (11)$$

ここに α, β, γ は次式で定義される。

$$\alpha = 1 + \frac{R_{in}}{R_{ifb}} + \frac{R_{in}}{R_{bfb}} \quad (12)$$

$$\beta = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{R_{in}}{R_{ifb}} \cdot R_c \quad (13)$$

$$\gamma = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{R_{in}}{R_{bfb}} \cdot \frac{N_2 S}{CR} \quad (14)$$

上式をブロック線図で表現したものがFig.9である。

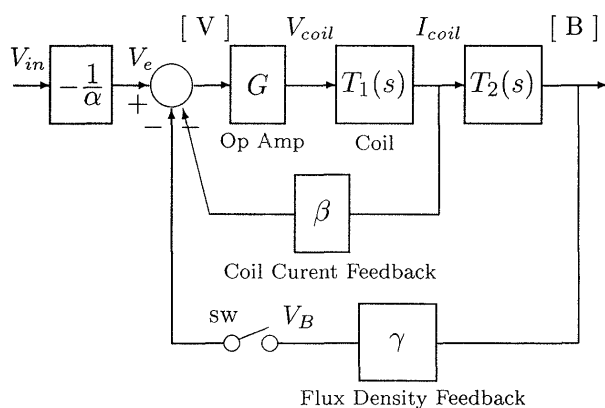


Fig.9 Block Diagram of Feedback

いま, γ のループが開いた状態で (Fig.9 の SW はオープン) V_e から V_B までの一巡伝達ループを考える. β のループは閉じた状態としておく. V_{in} から V_B までのボード線図は Fig7 に実線で示されているので, V_e から V_B までのナイキスト線図に表現し直すと Fig10 のようになる. 図より位相余裕 20 度, ゲイン余裕 3dB でこのシステムは安定であることが示される.

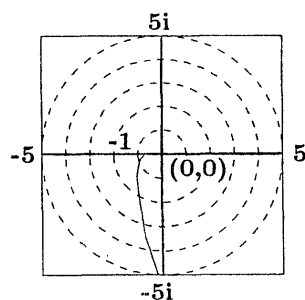


Fig.10 Nyquist Diagram (V_B/V_e)

次に $T_1(s)$, $T_2(s)$ の関数表示における安定性を検討する. (1) 式の $T_1(s)$ は Fig.9 において β ループのない場合に相当するので, β ループを閉じると次のようになる.

$$\frac{I_{coil}}{V_{coil}} = \frac{1}{r_0 + G\beta + \frac{sL \cdot k_e \sqrt{s}}{sL + k_e \sqrt{s}}} \quad (15)$$

ただし, オペアンプの伝達関数 $G(s)$ は 40kHz に 1 次の極を持ちゲインは 100 である.

$$G(s) = \frac{2\pi \cdot 40000}{s + 2\pi \cdot 40000} \cdot 100 \quad (16)$$

β ループが閉じていて γ ループが開いた状態では V_e から V_B までの 1 巡伝達関数は次式のようにになる.

$$\frac{V_B}{V_e} = \frac{G(s)}{r_0 + G\beta + \frac{sL \cdot k_e \sqrt{s}}{sL + k_e \sqrt{s}}} \cdot \frac{\mu_0 N_1}{x} \cdot \frac{k_e \sqrt{s} \cdot \gamma}{sL + k_e \sqrt{s}} \quad (17)$$

具体的な数値を代入すると r_0 は 0.4Ω , β は Fig. 4 の構成で 0.85Ω であるから $G\beta$ は 40kHz までは 85Ω , sL , $k_e \sqrt{s}$ は 10kHz ではともにほぼ 300Ω となる. したがって問題の 10kHz 以上の周波数での安定性については, r_0 , $G\beta$ は無視すると (17) 式は次のようになる.

$$\frac{V_B}{V_e} = \frac{\mu_0 N_1}{x} \cdot \frac{G(s)}{sL} \cdot \gamma \quad (18)$$

これはオペアンプに単なるインダクタンスが接続されている場合と同等である. したがって $G(s)$ の 1 次極以上では一巡伝達関数は 2 次遅れとなり, $G(s)$ の 1 次極での (18) 式のゲインを 1 以下にすることが, 安定負帰還のための必要条件である. これより γ の最大値が制約される.

7 磁気軸受への適用

試験に用いた装置の見取り図を Fig.11 に示す. 回転軸は空気圧で浮上している [8]. 軸の変位をセンサで検出し, コントローラおよび電磁石ドライバを通して電磁石へ負帰還ループを形成している. 軸の 1 次曲げモード固有振動数は 2.5kHz である. コントローラは PD 制御である.

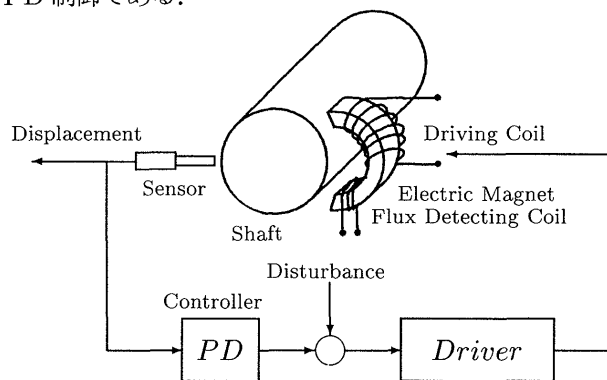


Fig.11 Block Diagram of Apparatus

上述のシステムに対して, 電気的外乱入力から軸の変位までのコンプライアンスを測定した. 従来の電流負帰還方式の電磁石ドライバを用いた場合は, Fig.12 に示すように剛性を強く設定すると, 特に 2.5kHz の共振が不安定を引き起こす. Fig.12 の実線は制御対象のコンプライアンス特性, 破線は磁気軸受によって位

置制御している場合のコンプライアンス特性である。制御対象の 100Hz における剛性（コンプライアンスの逆数）は静剛性の実測値から逆算すると $1\text{kgf}/\mu\text{m}$ である。Fig.12 の破線の $8\text{kgf}/\mu\text{m}$ の剛性値では不安定であり、ループ利得を下げる必要が生ずる。実際に $4\text{kgf}/\mu\text{m}$ に下げると不安定現象はなくなる。

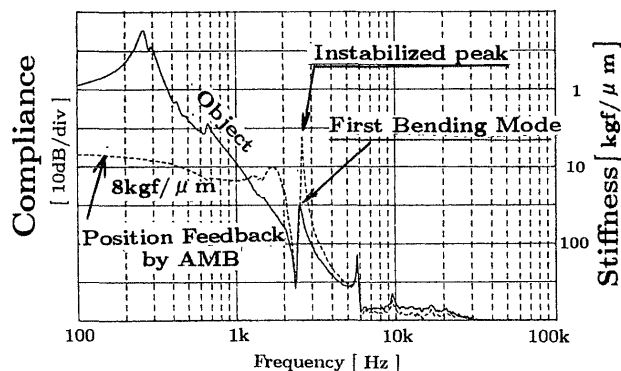


Fig.12 The Compliance of apparatus (Coil Current Feedback)

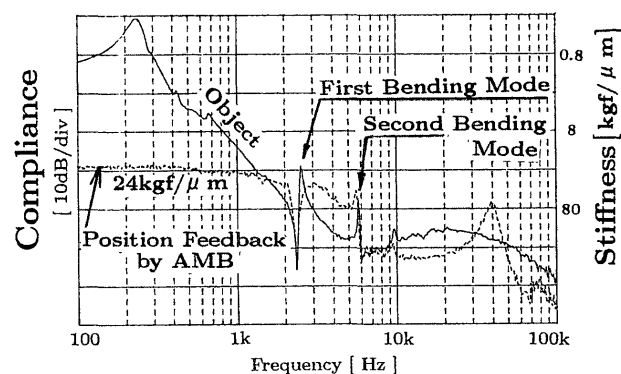


Fig.13 The Compliance of apparatus (Flux Density Feedback)

Fig.13 に磁束密度負帰還を施した本方式の電磁石ドライバを用いた場合を示す。2.5kHz の一次曲げモード共振点は減衰して消滅している。この結果、剛性値 $24\text{kgf}/\mu\text{m}$ の設定においても安定である。これは従来のコイル電流負帰還に比べて 16dB の特性向上である。2 次の曲げモード共振は 6kHz にあり、これらの共振点の間では、制御性能はよくない。これは 1 次曲げモード共振の節がちょうど電磁石の中央にきているためであり、不可制御の状態であると思われる。2 次の曲げモード共振点の節はセンサおよび電磁石の位置よりも端側にあるので、6kHz 以上ではふたたび良い制御性能が得られている。

8 結論と課題

本稿においては 0.35mm 厚の珪素鋼板を用いた電磁石に、磁束密度負帰還を施すことによって“力”の応答周波数を上昇させることができることを実験的に確認した。また本方式の安定性をナイキスト線図によって検討した。最大負帰還量はオペアンプの周波数帯域によって制限されている。現時点では渦電流が原因で不安定を引き起こすような現象は見られない。

今後の課題としてはつぎの点が上げられる。

- 電磁石ドライバの入力から磁束密度出力までの伝達関数の利得は、磁束密度負帰還の帰還量によって低下するため、全体をとおした適切な利得配分を行うこと。
- 渦電流によるコア内損失は従来の方式より大きい。特に高周波での連続運転の場合の発熱問題の解決。
(1996 年 7 月 12 日受付)

参考文献

- [1] M.Brunet,B.Wagner "Analysis of the performance of an AMB spindlin creep feed grinding",Proc. of 4 Int. symp. on Mag. Bearings,ISBN 3 7281 21185, 519-524, (1994)
- [2] 今津, 正田, "鋼板の非接触磁気吸引支持・搬送の数値解析", 電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-91-109 (1991), 107p
- [3] 今津, 正田, "鉄板搬送のための非接触磁気吸引浮上とその特性", 電気学会リニアドライブ研究会資料 LD-92-93 (1992), 55p
- [4] 栗田, "電磁石による変位センサレス制御", 日本機械学会機械力学・計測制御講演論文集, Vol.A(1992,7), 536p
- [5] 橋谷, 岡田, 永井, "センサレス能動制振の研究" 日本機械学会論文集 (C) 編 58, 554 号 (1992-Oct)
- [6] 高橋他, "ウーファの歪みを押さえる MFB からリニアフォースドライブまで", 無線と実験, (1978,12)
- [7] 宮下, 大庭, 藤巻, 森川, "鉄心中における磁束遅れの一解析", 日本応用磁気学会誌 19,875-878(1995)
- [8] 原, "磁気軸受による多孔質空気軸受の回転精度向上", 第 5 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, (1993,6), 305p