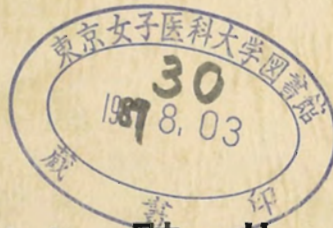

磁性流体を用いた油圧サーボシステム 開発のための基礎的研究

(60550182)

昭和61年度科学研究費補助金(一般研究C)研究成果報告書

昭和62年3月



研究代表者 **壁井信之**

東京女子医科大学
医用工学研究施設・講師

はしかぎ

本研究では、巨視的には強磁性液体金属と類似する性質を示す磁性流体を作動流体とした電気油圧信号変換素子を開発するための基礎として、磁性流体の気中液二次元自由噴流の、偏向磁界内での静的および動的挙動について検討を行い、その結果を踏まえて電磁石制御式層流型比例増幅素子の試作を行い、信号変換素子としての可能性を検討することを目的とした。

実験に先立ち、気中液二次元自由噴流の偏向角を求める理論式を導出した。

磁性流体の偏向角 θ の理論式は

$$\theta = \arctan \left(\frac{1}{\rho u^2} \int I \frac{\partial H}{\partial x} dy \right)$$

ただし ρ : 磁性流体の密度, u : 噴流流速, I : 磁性流体の磁化, H : 磁界である。

で表されることが分かった。

静特性試験より

- i) 偏向角 θ は流速の自乗に反比例する。
- ii) 偏向角 θ は磁性流体の磁化と磁界勾配の積に比例する。

ことが分り上式の妥当性が確認された。

さらに、ノズル形状は偏向角に影響を与えるが、その度合は流速が遅く、磁界勾配が大きい場合ほど大きい影響を与える。

ことも判明した。

また動特性試験より、良好な周波数特性を得るためには、偏向角の減少をいとわずに、ノズル部での平均流速を高める必要があり、電磁石制御式層流型比例増幅素子を開発するにあたっては、レイノルズ数が数百のオーダーになるようノズル部を設計する必要があることが分かった。

以上の実験からの知見に基づいて、電磁石制御式層流型比例増幅素子を設計試作した。

この素子の特性試験を行ったところ、次ぎのことが確認された。

- i) ノズル供給特性および圧力回復特性は、通常の層流型比例増幅素子の性能とほぼ同じであり、これらの特性に関しては、素子形状は適切であった。
- ii) 電磁石制御式層流型比例増幅素子の出力圧力差は入力電流の約二乗に比例した。
- iii) 1 [A] の入力電流に対しAR=1 で74.7 [KPa] の最大出力差圧が得られた。

これらの結果から、磁性流体を作動流体とした電磁石制御式層流型比例増幅素子による電気油圧信号変換は十分可能性があることが分かった。

研究組織

研究代表者： 壁井信之 東京女子医科大学・医用工学研究施設・講師

研究費

昭和60年度 1,400千円

昭和61年度 600千円

計 2,000千円

研究発表

学会誌

N. Kabei, Y. Sakurai, and K. Tsuchiya.

Characteristics of magneto-fluidic control devices which use magnetic fluid as working fluid.

International Symposium on Fluid Control and Measurement

Proceeding of Fluid Control and Measurement Vol.1 p p 373-378 1985

N. Kabei, Y. Sakurai, and K. Tsuchiya.

Study on the characteristics of fluids using a magnetic working fluid

The Journal of Fluid Control Vol.16 No.1 pp 65-83 1985

壁井信之, 土屋喜一

磁性流体を作動流体とした電磁石制御式層流型比例増幅素子

日本機械学会 第943回講演会 磁性流体工学 講演論文集

No. 860-12 pp. 25-27 1986

壁井信之, 土屋喜一

電磁制御式層流型比例増幅素子の開発

第1回 流体制御シンポジウム 計測自動制御学会講演論文集

pp. 67-72 1986

目次

	ページ
第1章 序章	
1・1 はじめに	1
1・2 MCLPA	1
1・3 研究目的	5
第2章 磁性流体	
2・1 磁性流体とは	6
2・2 磁性流体の製法	8
2・3 磁性流体の性質	8
2・4 磁性流体の力学	9
2・5 磁性流体の応用	10
2・6 磁性流体の医学応用	14
第3章 磁性流体噴流の偏向理論	
3・1 磁性流体に作用する力	16
3・2 噴流偏向角	16
第4章 偏向磁界内磁性流体噴流の静特性	
4・1 実験目的	19
4・2 実験方法	19
4・3 磁界の測定	21
4・4 磁性流体噴流の偏向角の測定	21
4・5 実験結果	23
4・6 考察	29
4・7 結論	34
第5章 偏向磁界内磁性流体噴流の動特性	
5・1 研究目的	35
5・2 実験方法	35
5・3 実験結果	37
5・4 考察	37
5・5 まとめ	42
第6章 MCLPAの開発	
6・1 目的	44
6・2 MCLPA	44
6・3 MCLPAの特性試験方法	44
6・4 特性試験結果	46
6・5 考察	51
6・6 まとめ	54
第7章 総括	55
第8章 今後の展望	56

研究成果

1 序章

1・1 はじめに

現在、産業用ロボット、工作機械、建設機械などの分野で、油圧サーボシステムが多く採用されている。これは油圧システムの持つ剛性の高さ、制御における精度の高さ、アクチュエータ部での出力重量比の大きさなどがその理由となっている。しかし反面では、応答性、経済性、重量などの問題を抱えている。こうした油圧システムが元来抱えていた問題を解消していこうとする一手段として、最近、作動流体として、従来の石油系作動油の代わりに、必要に応じ非石油系の流体を使用する動きが見られるようになってきた。その考えをさらに一歩進めて、通常の石油系作動油や高含水作動油の代わりに、作動流体を巨視的には強磁性液体金属と類似する性質を示す磁性流体に置き換えれば、流れの方向、流速、見掛けの粘性など、作動流体の挙動を電磁力で直接制御することが可能となる。これにより従来、弁などの可動機構を用いて行っていた流の制御を、電気信号により直接行うことが可能となる。この方式をサーボ弁、流量制御弁、方向切換弁などのパイロット操作部に応用すれば、単純な構造で、かつ肌理の細かい制御が可能で、従来に無いサーボシステムを開発することも夢ではないといえる。本研究では、その可能性を追求していくことを主眼とした。

1・2 MCLPA

磁性流体の動きを電磁力で直接制御しようとする場合、制御することは可能であるが、強い磁界を発生する必要がある、入力電流を大きくせざるを得ない。このため入力信号に必要なエネルギーは大きなものとなる。この問題を解決するために、我々は層流型比例増幅素子に電磁石を組み込んだ電磁制御式層流型比例増幅素子 (Magnetic Controlled Laminar Proportional Amplifier : 以下MCLPAと略す) を電気油圧信号変換素子として考案した。

通常の層流型比例増幅素子は一般に図1・1に示すような構造になっている¹⁾。作動流体は素子の供給ポートを通りノズル部から流路に噴出され、スプリッタで二分され、左右の出力ポートから排出される。この時、制御ポートのいずれかに制御流を流すとノズル部出口近傍の圧力バランスが崩れ、ノズルからの主噴流は制御流のない、圧力の低い方向へ偏向する。スプリッタでの噴流の分離の割合も偏向した側に多くなり、出力ポートからの

出力増加

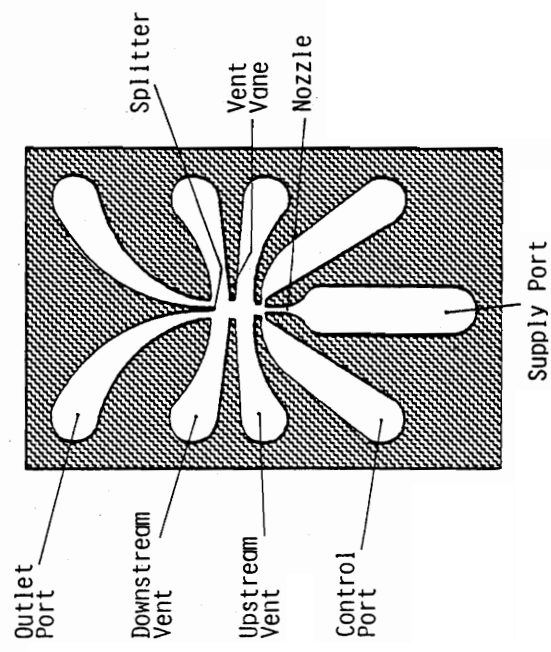
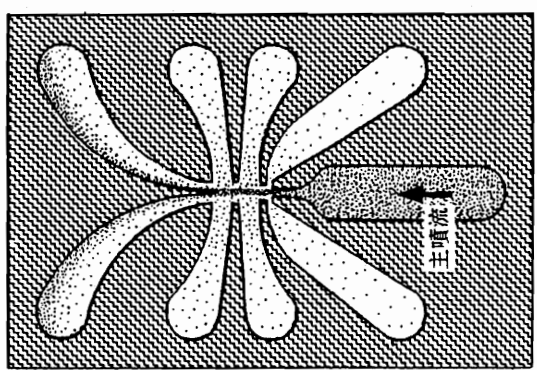
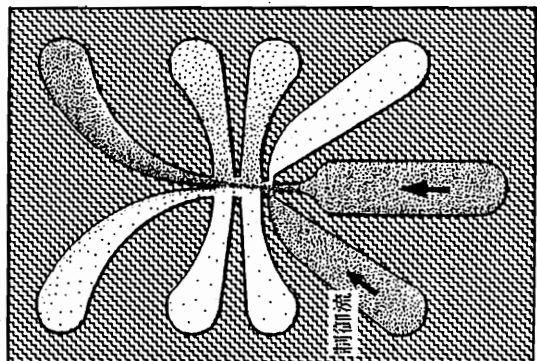


図1・1 層流型比例増幅素子の作動原理

出力も偏向側で増加し、逆側は低下することになる。結果として、制御流を加えることにより素子の出力を大きく変化させることが可能になる、というのが層流型比例増幅素子の作動原理である。

作動流体を磁性流体に置き換えた場合、層流型比例増幅素子の主噴流を電磁力によって偏向させるには二通りの方法が考えられる。

- i) 主噴流を電磁力によって直接偏向させる。
- ii) 素子の制御流の圧力を電磁力によって制御し、制御流圧力の変化で主噴流を間接的に偏向させる。

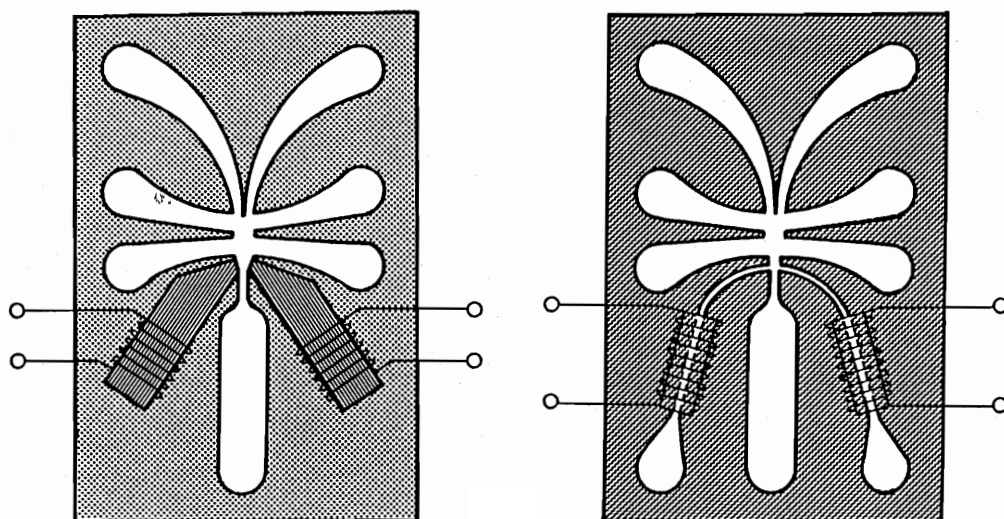
i) の場合は図1・2 a) に示すごとく、電磁石等磁界を形成する要素を主噴流のノズル出口部近傍に設置し、主噴流の通過する流路に偏向磁界を生じさせることにより、磁性流体主噴流に対しほぼ直角方向に体積力を作用させ主噴流を偏向させる方法である。この場合、主噴流の持っている運動量とのベクトル和によってその噴流偏向角が決定される。この方法では、a) 層流型比例増幅素子に通常設けられている、制御流用の制御ポートを必要としないものと、b) 電磁力による制御と、流体力による制御の両者を併用すべく、制御ポートはそのまま従来どおり残し、制御ポートの周辺に電磁石等の磁界形成要素を設置するハイブリッド形が考えられる。

ii) の場合は図1・2 b) に示すごとく、電磁石等を制御流の流路に沿って設置し、制御流の通過する流路と同一方向に、または直角方向に偏向磁界を生じさせ、c) 制御流の持つ圧力勾配に対し、順方向または逆方向に体積力を働かせ、制御流の持つ圧力勾配を変え、制御ポートからの出力圧を変化させる方法と、d) 制御流の見掛けの粘性を電磁力によって制御し、制御ポートからの出力圧を変化させる方法がある。以上をまとめると、表1・1のように分類できる。

1・2・1 MCLPAを用いたシステムの特徴

MCLPAを電気油圧信号変換素子として、図1・3に示すようなサーボシステムに用いた場合、次のような利点が期待できる。

- i) 可動部が無いので、機械的衝撃に対する耐久性が向上する。
- ii) 周波数特性が向上する。
- iii) 信号変換部の供給ノズルが大きいので、作動油の汚染に強い。
- iv) 無制御ポート型を除いて、電気信号と流体信号の両者を同時に使用できる。
- v) 磁性流体を用いているので、シール性を向上できる。



a) 主噴流操作型

b) 制御流操作型

図1・2 電磁石制御式層流型比例増幅素子 (MCLPA) の種類

表1・1 MCLPAの制御方式による分類

i) 主噴流操作型	a) 無制御ポート型
	b) ハイブリッド型
ii) 制御流操作型	c) 圧力勾配変化型
	d) 粘性変化型

1・3 研究目的

本研究は、パイロット操作部用電気-油圧信号変換素子としての電磁制御式層流型比例増幅素子を開発するために必要となる偏向磁界内における磁性流体の挙動について、基礎的検討を行うことを目的とした。

検討は以下の手順で行った。

- i) 磁性流体の気中液二次元自由噴流モデルを用い、磁性流体の運動量、磁気モーメント、磁界勾配などを変数とし、噴流偏向角を求める理論式を導出した。
- ii) 気中液二次元自由噴流となった磁性流体の偏向磁界内における挙動に関し、ノズル、アスペクト比、噴流速度、磁石位置、などをパラメータとし、磁界勾配または磁界の強さと噴流偏向角の関係を求めた。
- iii) 気中液二次元自由噴流の実験結果を基に、電磁制御式層流型比例増幅素子を試作し、そのノズル出力特性、圧力回復率を測定し層流型比例増幅素子としての性能を検討した後、アスペクト比、ノズル供給圧、油温等をパラメータとして電磁石への入力電流と素子出力差圧の関係を求め、電磁石制御式層流型比例増幅素子の実現の可能性を検討した。

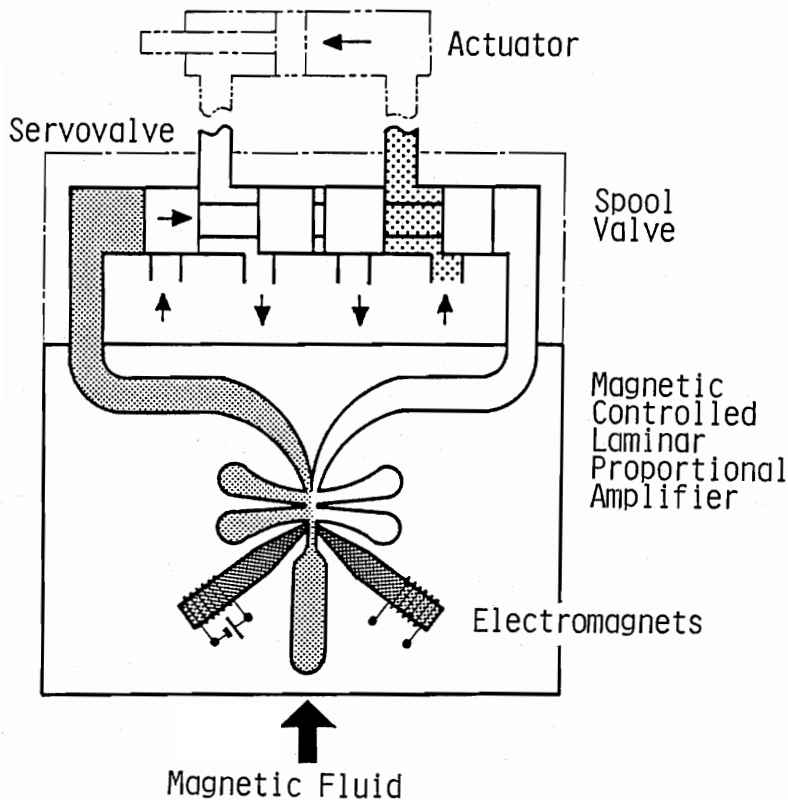


図1・3 MCLPAの応用例

2 磁性流体

2・1 磁性流体とは

磁性流体は、液相中にマグネタイトなどの微細な強磁性粉末を極めて安定に分散させたコロイド溶液で、重力あるいは磁界などによって凝集、沈降による固液分離がおこらず、見掛け上液体自身が強い磁性を示す性質を持っている。

安定な磁性流体を作るには、まず磁性粒子を非常に小さくし、それらが常に分散して、沈降しないようにすることが必要である。すなわち、粒子の比重が液体の比重より大きいとしても、粒子が非常に細くなれば、粒子はランダムな熱運動をする液体中の分子と衝突を繰り返して、沈降を妨げられ、液体中を無期限に浮遊し続けられるからである。換言すると、粒子を無期限に懸濁状態に保つためには、熱エネルギーが粒子の持つ重力エネルギーに打ち勝って、粒子を液体表面の高さまで持ち上げることができなければならない。したがって常温近傍で粒子径は10〔nm〕程度の小ささである必要がある。

一方、液体中に沢山の粒子があると、それらがくっついて重い粒子となり沈降する可能性が生じる。磁性流体中の粒子は、互いに磁気力とファン・デル・ワールス力の2つの力によって引き合っている。しかし粒子は極めて小さいので磁気力は非常に弱く、ほとんど無視できる。したがって、ここで粒子同士が引き合う原因となる力としては、ファン・デル・ワールス力を主として考えればよい。

ファン・デル・ワールス力は距離とともに急激に減少するので、図2・1に示すごとく鎖状の界面活性剤分子による緩衝層で粒子を覆えば、この力を弱めることができる。界面活性剤の分子は、極性のある官能基、つまり粒子の表面に付着する頭の部分と、溶媒と親和力を持った1～2〔nm〕の長さの尾を持っている。したがって、このように表面に長い吸着分子を持つ粒子が互いに接近した場合反発力が作用し、図2・2で分かるようにごく短い粒子間距離では、吸引力に打ち勝つ場合が起こり、これがエネルギー障壁となる。この力は、粒子が近づくことによって、吸着している炭化水素鎖の取りえる配置の可能性が減ることによるエントロピー効果に基づいている。十分な熱エネルギーがあっても、この界面活性剤による反発作用を打ち破るときにのみ、粒子はこの距離より接近できる。したがって普通の温度では、界面活性剤の層はコロイドを長期間安定に保たせることができる。

以上のことから磁性流体を作るには、必要な距離だけ粒子を離しておくために、いわばクッションの働きをする分子膜で各粒子を覆えばよいことがわかる。しかし、20〔nm〕以

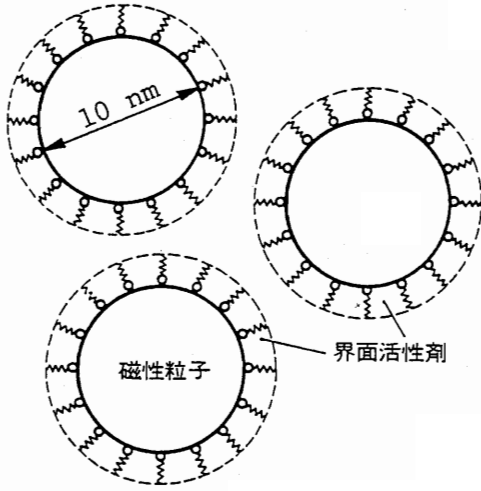


図2・1 磁性流体の構造

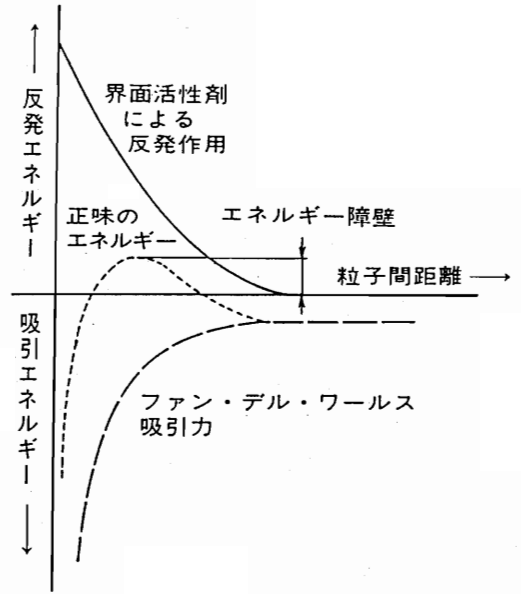


図2・2 磁性流体の基本原則
(マグネタイト粒子に働く力と安定分散性)

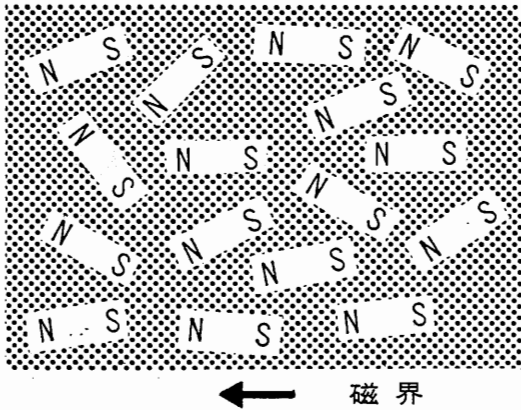


図2・3 磁性流体の磁気的モデル

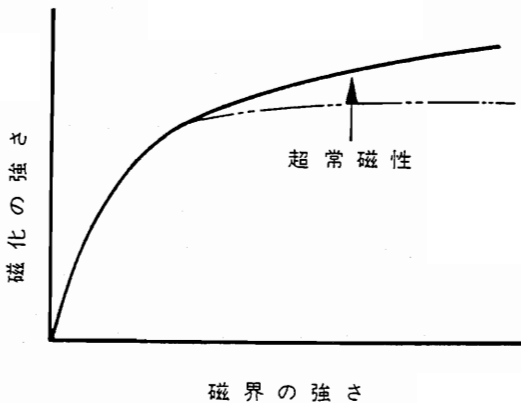


図2・4 磁性流体の超常磁性

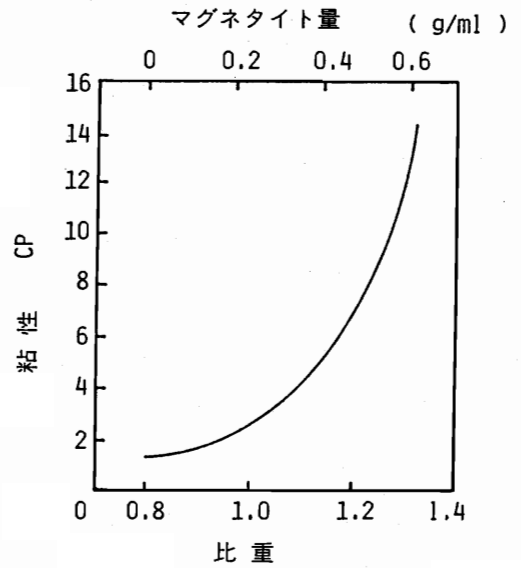


図2・5 磁性流体のマグネタイト量と粘性変化

上の粒子を安定分散させることは困難のようである。

2・2 磁性流体の製法

一般に粒子をつくる方法には2通りある。一つは大きな粒子を細かくする方法、もう一つは溶液から目的の大きさの粒子を沈澱させる方法である。

1965年米国のPapel1によって開発された磁性流体の最初の製法は、前者の湿式粉碎法である。この方法は、オレイン酸を含む無極性有機溶媒中でマグネタイトを長期間に亘り、ボールミル粉碎し安定分散液を得るもので、200〔g〕のマグネタイトを長期間粉碎し、200〔ml〕の磁性流体を得たとされている。粉碎後の懸濁液には、粗粒のマグネタイトも含まれており、これを濾過あるいは遠心分離によって取り除いている。実用に供する場合は、必要に応じて濃縮を行なう。磁性流体の分散溶媒には、ケロシンなどの脂肪族炭化水素、ハロゲン化炭化水素類、芳香族炭化水素類などが、流体の使用目的に応じて用いられている。

後者の方法の一つとしては、水溶液沈澱法がある。硫酸第1鉄および硫酸第2鉄を溶解した酸性水溶液にアルカリを加え、pH9以上とし、適当な温度下で熟成することによりマグネタイトコロイドを得るやり方である。これによって得られる粒径は、pH、熟成温度などの条件によって若干異なるが、およそ数nm～数十nm程度である。水溶液中にてオレイン酸を酸化鉄に吸着させてから、このマグネタイト懸濁液を濾過した後、洗浄を繰り返す。これを上述の無極性溶媒中に分散させることによって磁性流体が作製される。

また、類似の方法として解膠法がある。沈澱法によって得たマグネタイトコロイド原料を、沸騰させたケロシンとオレイン酸の混合液に加え、マグネタイトコロイドを油相に移すと同時に、水分を蒸発させ、残った塩類を除去することにより、安定な磁性流体を得る方法である。

粉碎は大きな粒子を細かくする最も簡単な方法である。しかし沈澱法の方が大規模な製造に適していると言われている。

2・3 磁性流体の性質

磁性流体のもっとも重要な性質の1つは、外部磁界に応答するという点である。鉄の磁区の大きさは約1〔 μm 〕でコロイド粒子の100倍である。したがって各粒子は単磁区か、または準磁区で通常磁気飽和している。このように粒子は、すべての磁化された物質と同

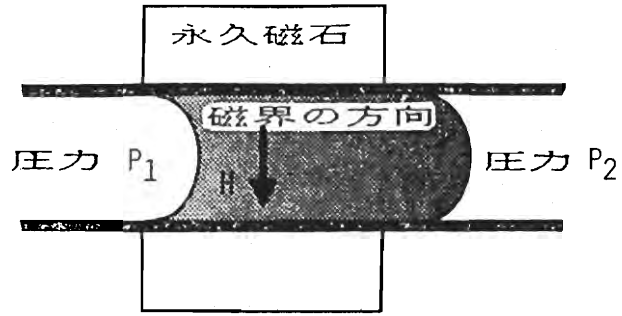
じて、小さな棒磁石に似ていずれの磁性流体も同数のN極とS極を持っている。一般に、磁界は各点で少しずつ変化しているから、試料に働く力は、磁界の方向ならびに大きさの変化の割合に依存している。コロイド状磁性粒子に働く力は、磁気モーメントの絶対値と磁界勾配との積に比例する。しかし、比較的低い磁界を磁性流体にかけても、図2・3に示すようにすべての粒子がただちに磁界に沿って整列するようにはならない。ランダムな熱振動が磁気モーメントの整列を妨げているため、十分飽和磁化するには、磁界をかなり高めなければならない。実際に磁界をかけた場合の粒子の応答は、双極子モーメントを持つ分子の分極に見られるような常磁性の現象と同じである。ただ磁性流体の粒子は、単分子よりはるかに大きいので粒子当たりのモーメントも非常に大きく、その応答は図2・4に示すごとくになり、超常磁性として知られている。飽和磁化は流体の密度、すなわち微粒子の容積濃度に比例する。しかしマグネタイトの密度まで磁化曲線を外挿した磁化の値は、純固体の場合の65%程度にしかすぎない。

固体磁石なら、外部磁界によって動いたり方向を変えたりするが、磁性流体では、外部磁界が液体のあらゆる微視的な体積要素に対してほとんど独立に作用するので、固体磁石よりずっと複雑な動きを示す。こうしたことから、磁性流体は磁界に応じて位置や向きを変えるだけでなく、形をも変えることができるのである。

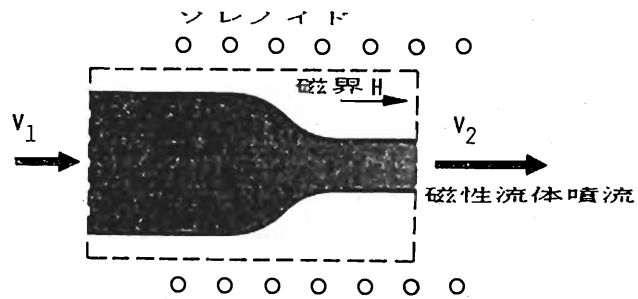
図2・5にマグネタイト量と流体の粘性変化の関係を示す。比重1.4前後で粘性が急激に増加することから、実用上流体として使用するには、この値が限界になると考えられる。

2・4 磁性流体の力学

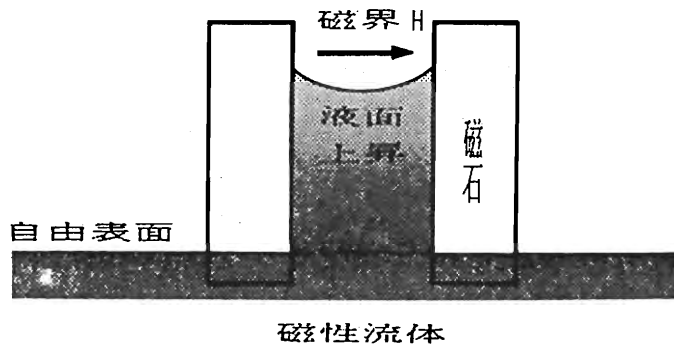
通常の流体力学では、流体に対して外部から働く体積力は重力だけである。流体力学における有名なベルヌーイの式は、理想化した状態で、この重力場を流れる流体の圧力エネルギー、速度エネルギーと位置エネルギーの関係を示したものである。しかし磁性流体では、磁界とそれぞれのコロイド粒子に特有な、強磁性双極子モーメントとの相互作用によって生じる体積力も働くことになる。すなわちコロイド状磁性粒子に、磁気モーメントの絶対値と磁界勾配との積に比例する力が働く。したがって磁性流体では、重力に加えて磁氣的体積力を考慮することにより、ベルヌーイの式を拡張し、以下に示す新たな関係式が求められる。この場合、磁気の影響は負の磁気エネルギーとして、他の3つのエネルギーの和に加えられることになる。



$$P_1 = P_2 - \mu \int_0^H M dH$$



$$\frac{\rho v_2^2}{2} = \frac{\rho v_1^2}{2} - \mu \int_0^H M dH$$



$$pgh = - \mu \int_0^H M dH$$

図2・6 拡大したベルヌーイの式と磁性流体の挙動

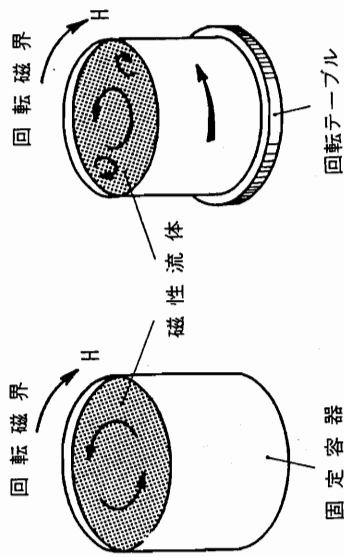


図2・7 回転磁界中における磁性流体の挙動

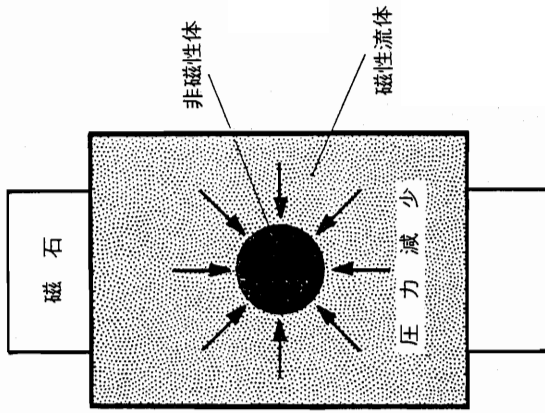


図2・9 磁気浮揚

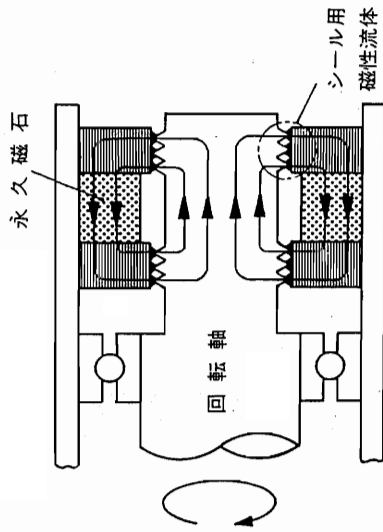


図2・8 回転軸用シールへの応用

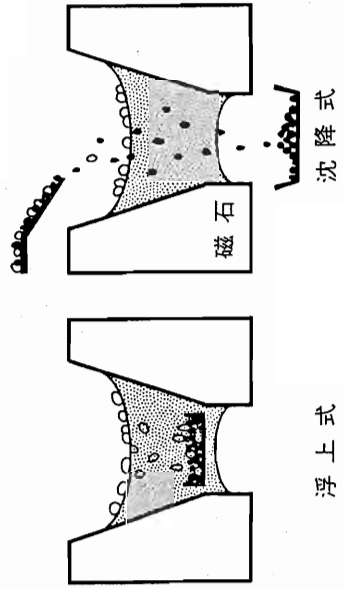


図2・10 磁性流体による比重差選別

2・5・2 磁気浮遊

磁石を同極同士で向かい合わせ磁界をかけると、磁性流体中に磁界の勾配を生ずる。その結果、空間に体積力の分布を生じる。これはちょうど空間的に流体の密度分布を生じたことと同じ効果を与える。これにより流体の密度より重い非磁性物体を浮揚させることができる（図2・9参照）。このとき物体は液中の磁界極小（すなわち磁気エネルギー最大、圧力エネルギー最小）の位置に止まって静止する。この位置から物体を少しでも動かそうとすると復元力が働いて元の位置に戻る。

軸とともに回転する箱に磁性流体を封じ込め、この中に磁石を入れて自己浮揚させることもできる。この方法を用いることにより磁石の慣性質量で振動が制御できる。滑らかな動きが必要な数値制御工作機械などに使用されている。

2・5・3 比重差選別

比重差選別の一般的な方法は、重液（選別すべき2つの物質の中間の比重を持つ液）などに頼っている。しかしこの方法では比重が5以上の物質を浮かせることができない。磁性流体を、選別用の液体として用いると、磁気浮揚によって、図2・10のように任意の比重の物質を浮かすことができ選別が可能となる。鉱物分析、ダイヤモンドの分離などに使われている。

磁性流体による磁気浮揚の唯一の制限は、物質自身は非磁性でなければならない、という点である。

2・5・4 磁気熱量効果

磁性体がキュリー温度に近づくと、温度のわずかな上昇で磁化が大きく減少する。この理由は熱運動によって、各磁区内では個々の磁気双極子モーメントの平行配列が壊されるからである。

この磁気熱量効果を利用したエンジンが開発されている。図2・11に示すごとくこのエンジンは、磁石、熱源、ヒートシンクおよび磁性流体を満たした環状の管路からできている。流体がヒートシンクからはなれると磁石によって引きつけられ、磁界内にある熱源によって、流体の温度が上げられる。温度の上昇とともに流体の磁化が減少して吸引力は低下し、流体は磁界の領域から出ていく。ヒートシンクで流体はもとの温度にまで冷却され、再び回路内を循環する。この流体の動きにより、タービンを回したりすることで発電を行う。理論的には、このエンジンは、カルノーサイクルの熱効率に近づくことができることが分かっている。

上部より底部のほうが強い勾配を持つ磁界を加熱した磁性流体に加えると、重力だけによる対流より、はるかに活発な対流が起こる。この対流は、密度変化よりむしろ温度変化に伴う流体の磁化の変化に因っておこなわれる。この効果は、磁界の存在するモータやトランスなどの電気設備から熱を除去するのに有効となるであろう。

2・5・5 粘性の増加効果

磁性流体を、静止した円盤と回転する円盤との間に入れ、垂直な磁界をかけると、円盤の回転を抑えるように磁性流体の見掛けの粘性が増加する。

また静止した平板を横切って流れる磁性流体に、垂直方向に磁界をかけると、平板付近の境界層の流体では、摩擦だけでなく、流体と磁界が磁氣的に結合することによって、減速される。

2・6 磁性流体の医学への応用

2・6・1 薬剤カプセル

磁性流体を用いて薬剤の微小なカプセルを作り、これを血管内に注入した後、磁界を血管系の走行に合わせて移動させることで薬剤を標的臓器まで誘導し、薬剤の局所投与を行う方法が開発されている。これにより副作用を少なくして大量投与が可能となる。

2・6・2 抗体との結合

磁性流体の粒子を抗体と結合させ、抗体の動きを磁気によって制御できるようにすることで色々なことが可能となる。

抗体は抗原（蛋白、細胞など）と特異的に結びつくことから、特定の抗体に磁性粒子を結合させておけば、選択的に特定の抗原に粒子をつけることができる。したがって磁石などにより磁界をかけることで粒子に吸引力を働かせ、抗原を選択吸着または分離することが可能となる（図2・12参照）。

以上、夢の多い材料と言われる磁性流体について簡単な応用例を示したが、まだその実用例は少なく、今後の応用開発研究が待たれている。

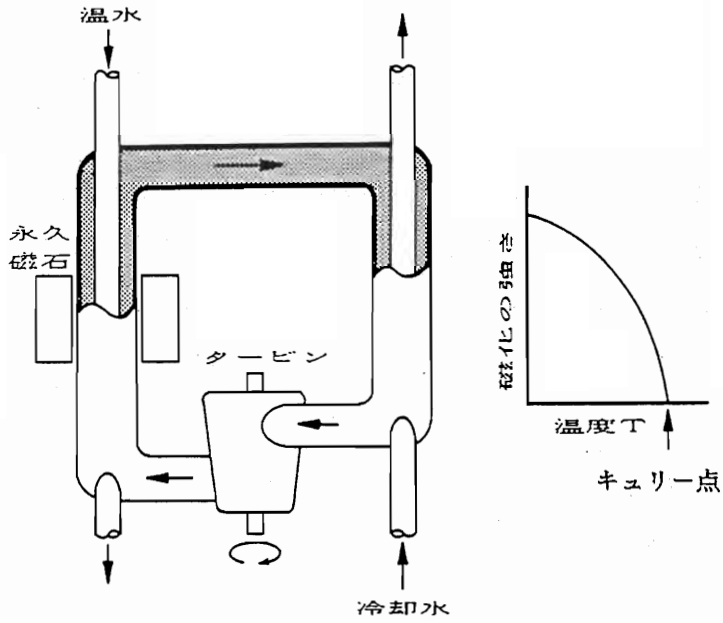


図 2・11 磁気熱量効果を利用したエンジン

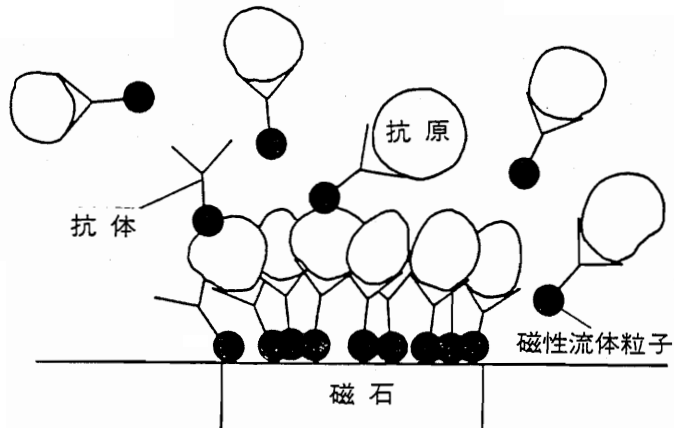


図 2・12 磁性流体を用いた，蛋白，細胞等の選択吸着および分離法

3 磁性流体噴流の偏向理論

3・1 磁性流体に作用する力

磁性流体では、通常の流体力学的な力の他に、それぞれのコロイド粒子に特有な強磁性双極子モーメントと磁界との相互作用によって生じる体積力が働く。すなわちコロイド状磁性粒子に、磁気モーメントの絶対値と磁界勾配との積に比例する力が働く。

磁性流体中の微小体積を ΔV とする。磁界内にこの磁性流体を置くと、微小体積 ΔV にこの体積力が働く。磁性流体の磁化を一定と仮定すると（実際は超常磁性のため一定とはならず、磁界の強さの関数となる。）、その x 方向に働く体積力 F_x は、

$$F_x = -\Delta V I \frac{\partial H}{\partial x} \quad (3 \cdot 1)$$

で表される。ここで、 I ：磁性流体の磁化、 H ：磁界の強さ、 x ：電磁石端面から噴流までの距離、

3・2 噴流偏向角

図3・1のように、磁性流体が流速 u でノズルから噴出されているとする。微小体積を ΔV とすると、これに働く力は(3・1)式で示される。したがって、磁界の時間的变化が無い場合は、 x 方向の運動量の増加ぶん ΔM_x は、

$$\Delta M_x = \int F_x dt = - \int \Delta V I \frac{\partial H}{\partial x} dt \quad (3 \cdot 2)$$

ノズル出口からの距離を y とすると、噴流の速度が u であるので、 $u dt = dy$ これを(3・2)式に代入すれば、

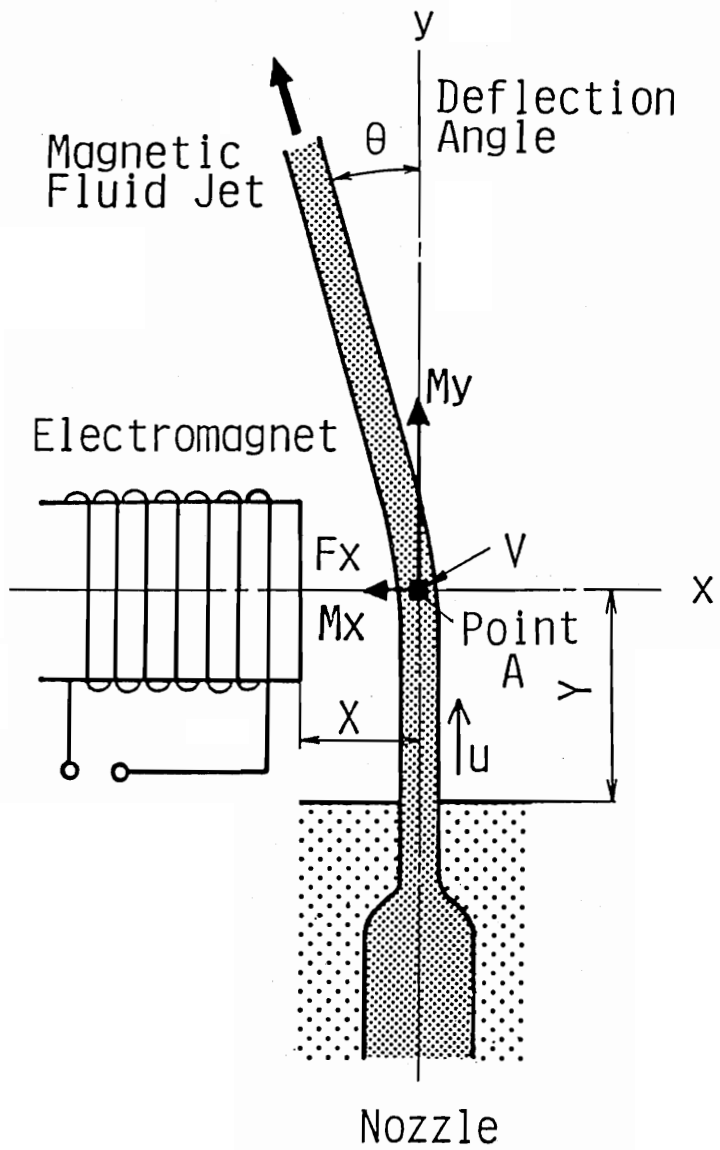


図3・1 偏向磁界内の磁性流体噴流偏向モデル

$$\Delta M_x = - \int \Delta V I \frac{\partial H}{\partial x} dy = - \frac{\Delta V}{u} \int I \frac{\partial H}{\partial x} dy \quad (3 \cdot 3)$$

y方向の運動量は、 $\rho \Delta V u$ (ρ : 磁性流体の密度) であるから、偏向角 θ は、

$$\theta = \arctan \left(\frac{-\Delta M_x}{\rho \Delta V u} \right) = \arctan \left(\frac{1}{\rho u^2} \int I \frac{\partial H}{\partial x} dy \right) \quad (3 \cdot 4)$$

となる。

4 偏向磁界内磁性流体噴流の静特性

4・1 実験目的

電磁制御式層流型比例増幅素子を設計するためには、まず磁界の強さ（磁性流体の磁化の強さに影響を与える）や磁界勾配の大きさと、磁性流体噴流の偏向角との間にどのような関係が成り立つか知っておく必要がある。

磁性流体中に噴出させた磁性流体自由噴流の偏向角を流れを乱さずに、正確に測定することは、技術的に難易度が高い。また、素子設計のために極めて正確な関係を知ろうとするには、自由噴流でなく拘束噴流にしなければならない。この場合には、偏向角の測定はさらに困難となる。また理論解析も3章で求めたような簡単なものでなく、粘性の影響を十分考慮したものでなければならない。ここでは、素子設計のために、おおよその目安をつけることを主眼とし、もっとも簡単な実験系を用いて検討をすることにした。

以上の理由から本実験では、矩形断面のノズルから磁性流体を大気中に噴出させた気中液二次元自由噴流に対し、電磁石により偏向磁界をかけ、噴流がどの程度偏向するか、ノズル幅、ノズルアスペクト比、噴流速度、磁石位置、などをパラメータとして測定し、理論式から求めた値と比較検討することを目的とした。

4・2 実験方法

4・2・1 磁化の測定

磁性流体に働く磁気的体積力は、磁性流体の磁化の強さに比例するとされている。このため、噴流偏向角を測定する実験に先立ち、まず磁性流体に働く磁界の強さと、磁性流体の磁化の強さの関係を知る必要がある。

磁性流体の磁化の測定は、図4・1に示すようなBHトレーサ法（電磁誘導法）により行った。本法は試料に近接して検出コイルを置き、試料に生じた磁束の時間変化によってコイルに生ずる起電力Eを測定することによって、磁気モーメントを求めるものである。XYレコーダを用い、x軸に印加した磁界H、y軸に検出した起電力の積分値を記録すれば、磁化曲線が得られることになる。

実際には、コイル中に試料を入れて磁界を変化させると、磁界Hの変化による起電力が加算される。このため、磁化Iのみを求めるために全く対称のコイルを逆方向に結線し、一方にのみ試料を入れてHの影響を相殺してある。

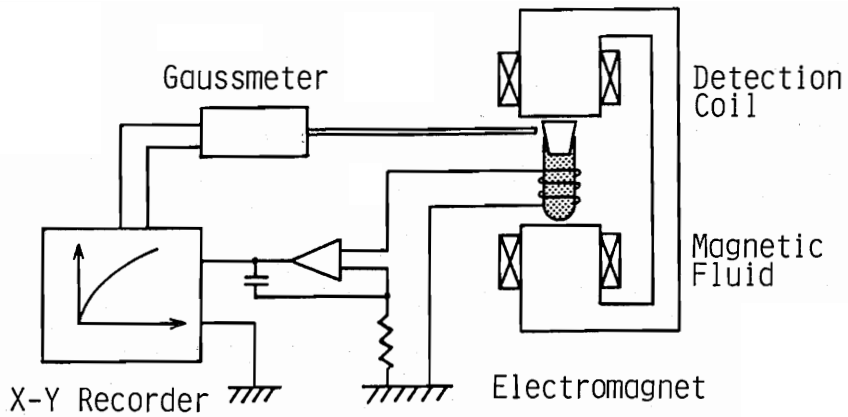


図4・1 磁性流体の磁化の測定法

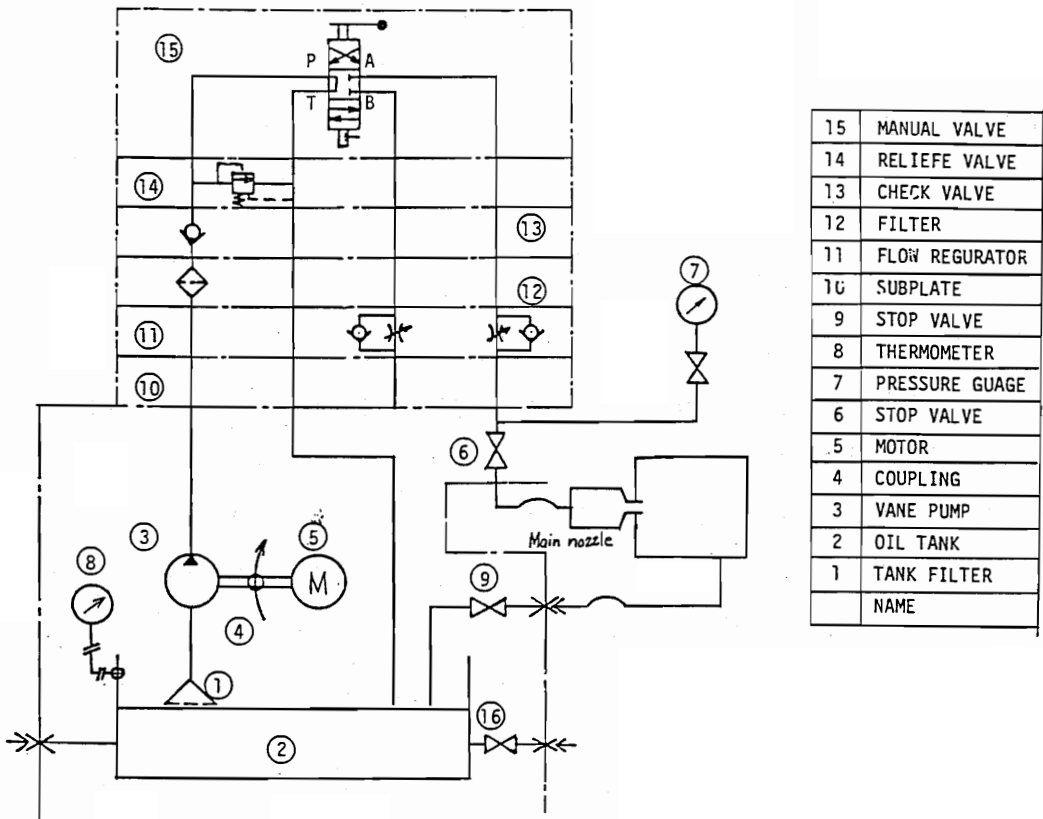


図4・2 磁性流体二次元自由噴流の偏向実験用油圧回路

すなわち、磁束を ϕ とすると

$$E = - d\phi / dt, \quad \phi = \alpha I$$

(α は形状で決まる定数)

従って磁化 I は、

$$I = \frac{1}{\alpha} \int E dt \quad (4 \cdot 1)$$

で求められる。

4・3 磁界の測定

電磁石端から電磁石の中心線上の x 方向距離 3, 5, 7, 9 (mm) の 4 点において、電磁石によって形成される磁束密度をガウスメータにより測定し、各点における電磁石励磁電流と磁界の強さの関係を調べた。また一定電流下での電磁石端面からの距離と磁界の変化との関係を求めた。

さらにこれらの結果から、噴流中心位置が任意の設定磁界になるような電流値を求め、中心磁界を設定し、その近傍での磁界の変化を求めた。

4・4 磁性流体噴流の偏向角の測定

4・4・1 実験装置

図 4・2 に実験装置の油圧回路図を示す。油圧回路は、磁性流体噴出用ユニット、整流装置、供試ノズル、磁性流体回収タンクの 4 つの主な部分から成り立っている。

1) 供試ノズル

図 4・3 に供試ノズルの形状を示す。供試ノズルは、ノズル幅 2, 3, 4, 5 (mm) (アスペクト比はすべて 1) の合計 4 種類の形状で、これを積み重ねることでアスペクト比を変化できる。

重ね合わせ面のシールにはシリコングリースを用いた。

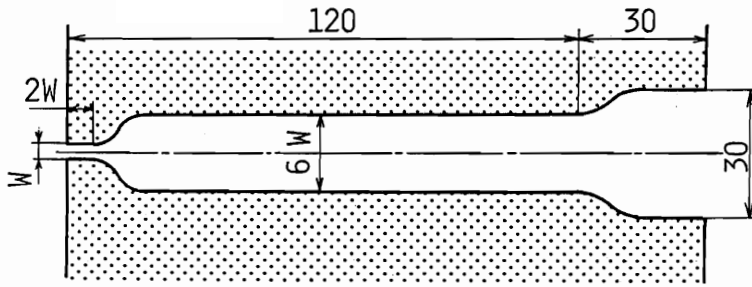


図4・3 供試ノズル形状

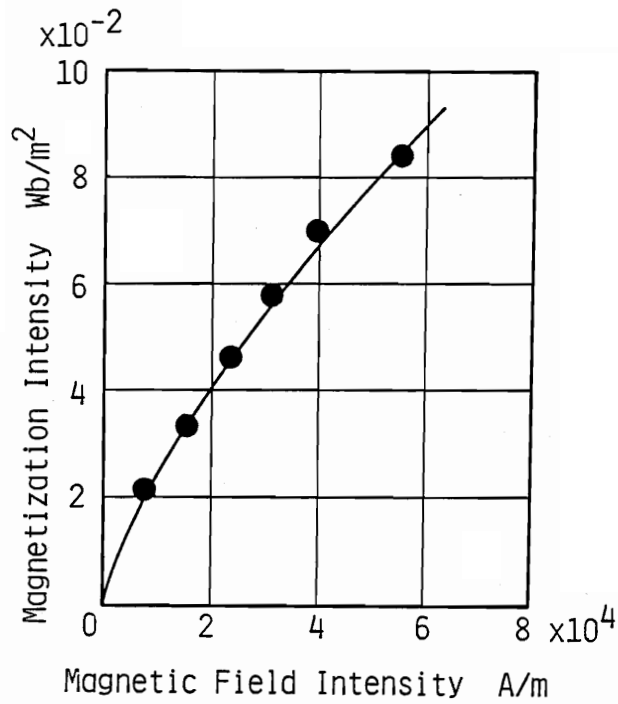


図4・4 磁界の強さと磁性流体の磁化の強さの関係

2) 電磁石

磁心には電磁軟鉄1種(SUYB1)を使用した。直径は15〔mm〕, 長さは140〔mm〕である。これにポリエステル銅線1種(外径0.70〔mm〕)を600回巻きつけ, その上に絶縁用としてワニステロンクロステープを巻いた。

4・4・2 実験手順

油圧回路より磁性流体を気中液2次元自由噴流として噴出させ, 電磁石により磁性流体を偏向させてその偏向角を写真撮影により計測した。

測定は i) ノズル形状(ノズル幅 w , アスペクト比 AR) ii) 平均流速 u , iii) 噴流中心における磁界の強さ H , iv) 磁石の位置(X , Y)を変化させて行った。平均流速は重量法により求めた。電磁石端面から噴流中心までの距離 X は5, 7, 9〔mm〕の3点を, ノズルから電磁石中心までの距離 Y は20, 40, 60, 80, 100〔mm〕の5点を設定した。

4・5 実験結果

4・5・1 磁化の測定

磁性流体の磁化の実験結果を図4・4に示す。また, 最小二乗法により求めた実験式を(4・2)に示す。磁化曲線は,

$$I = 3.06 \times 10^{-5} \times H^{0.726} \quad (T) \quad (4 \cdot 2)$$

となった。

4・5・2 磁界の測定

各点における電磁石励磁電流と磁界の強さの関係を図4・5に示す。

図4・6に一定電流下での電磁石端面からの距離と磁界の変化の一例を示す。

図4・7に電磁石近傍での磁界の強さと磁界勾配の関係の一例を示す。

4・5・3 噴流偏向角の測定

図4・8に噴流偏向実験結果の一例を示す。

i) ノズル形状(ノズル幅, アスペクト比), x 方向電磁石位置 X , 磁界の強さをパラメータとした時の, 噴流偏向角とノズル出口から電磁石中心位置までの距離 Y の関係を求めた。その代表例を図4・9に示す。

ii) 中心磁界の強さとノズル幅をパラメータとした時の, 平均流速と偏向角の関係を求め

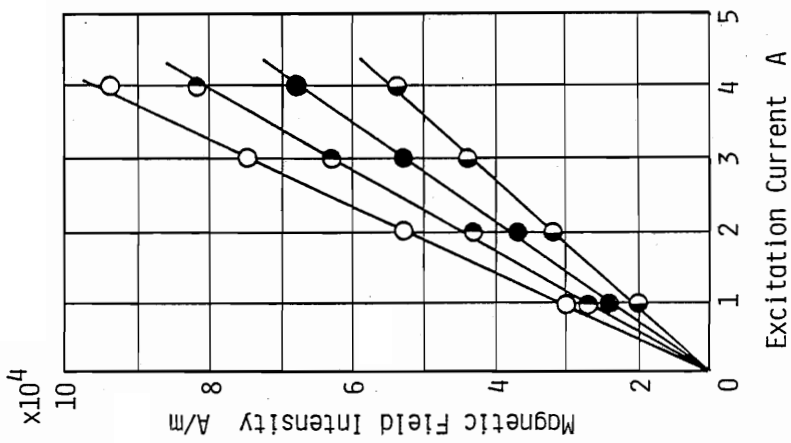


図4・5 電磁石励磁電流と磁界の強さ
パラメータは電磁石からの距離X

○: X = 3 (mm), ◐: X = 5 (mm)
●: X = 7 (mm), ◑: X = 9 (mm)

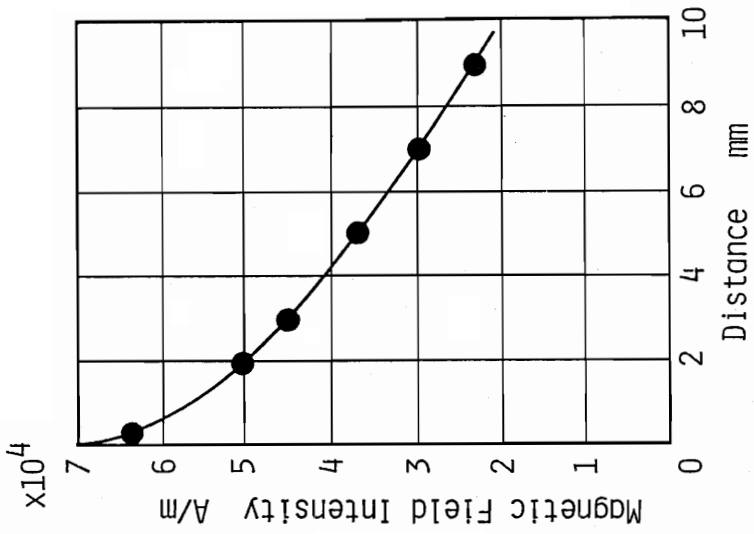


図4・6 一定電流下での電磁石近傍の磁界の強さ
電磁石端面からの距離X = 7 (mm) における磁界の強さを 3×10^4 (A/m) に設定した。

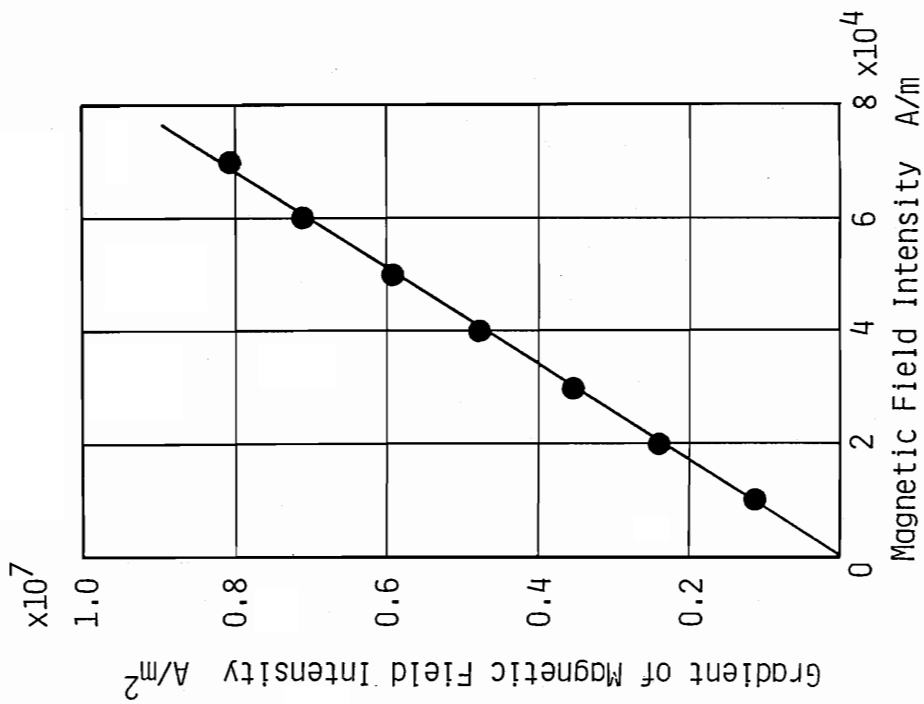


図4・7 電磁石近傍の磁界の強さと磁界勾配の関係の一例
距離 X = 7 (mm) の場合

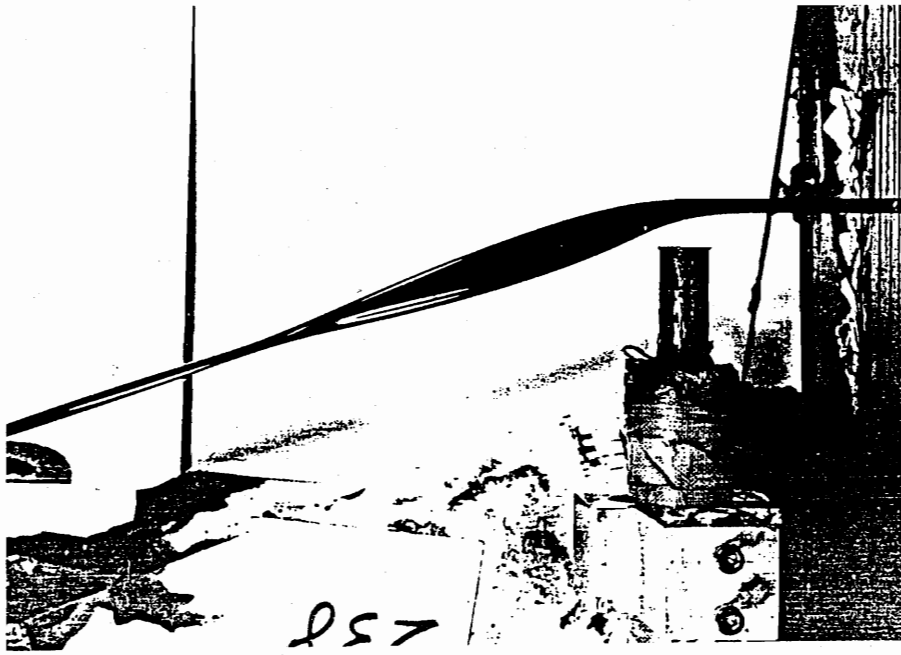


図4・8 実験結果の一例
(左側に電磁石が置かれている)

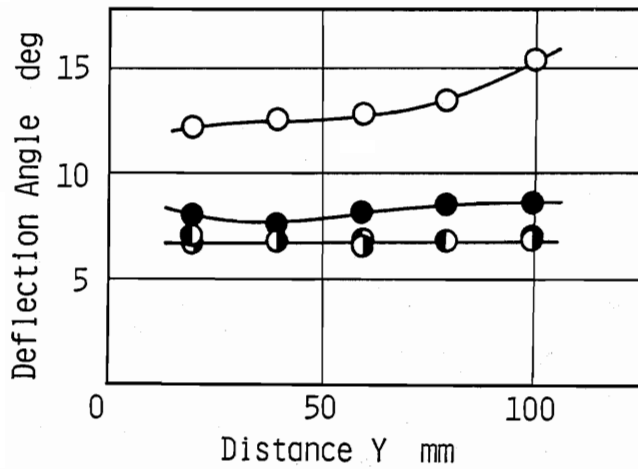
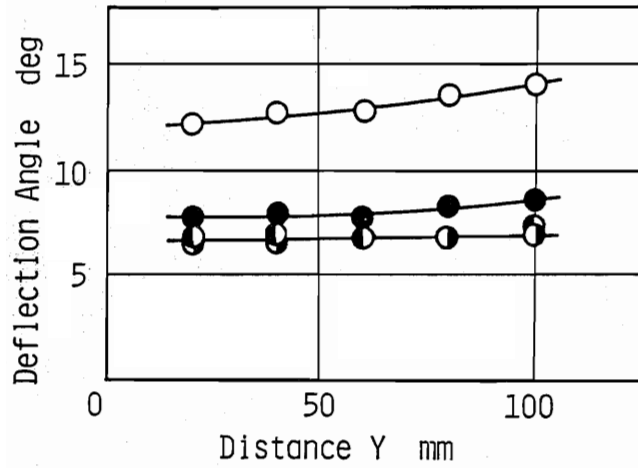
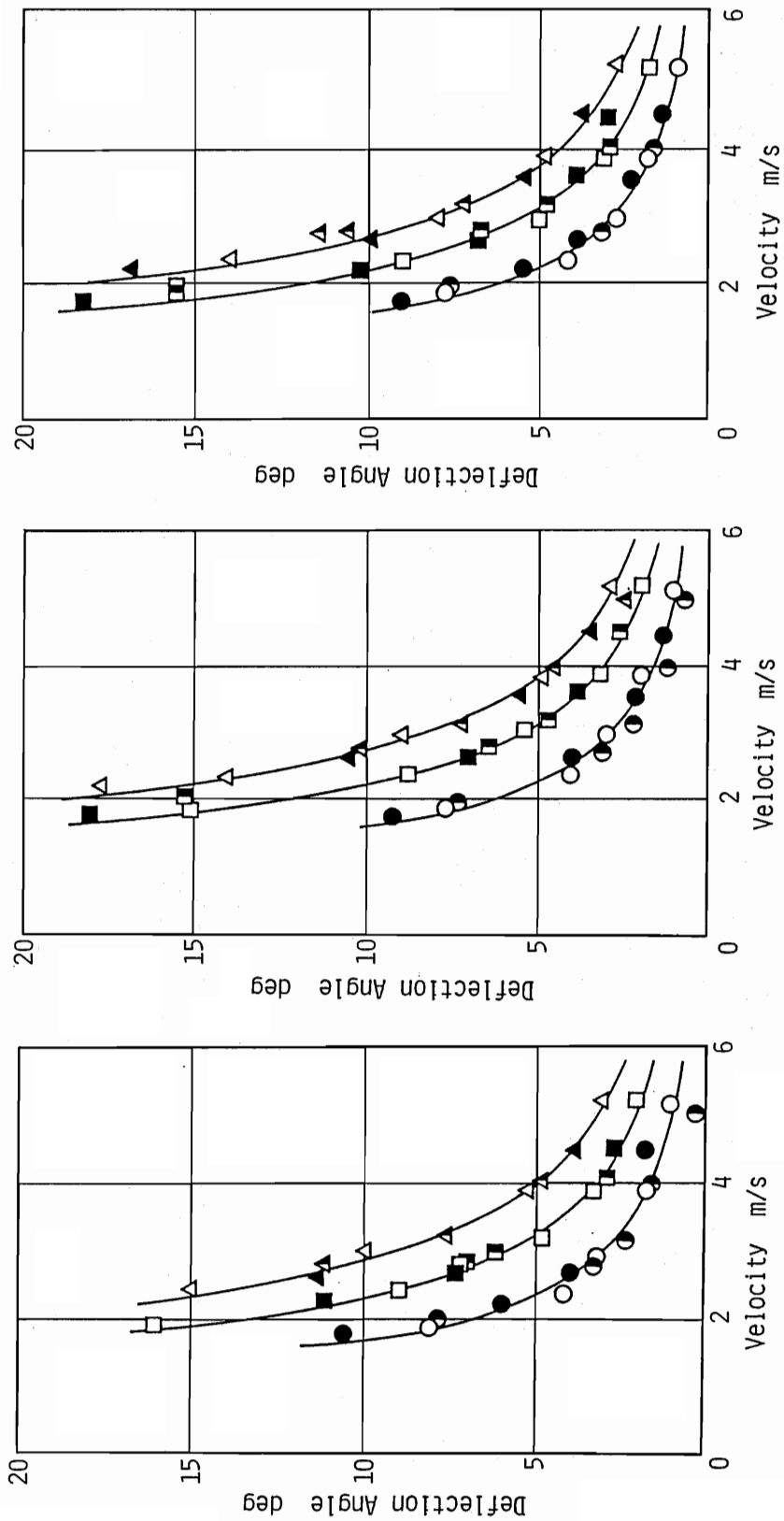


図4・9 ノズル出口から電磁石中心位置までの距離Yの噴流偏向角に与える影響
 流速 2.5 [m / s] , 磁界の強さ2500 [A / m] ,
 ノズル幅 3 [mm]
 ○ : AR = 4 , ● : AR = 3 , ◐ : AR = 2 , ◑ : AR = 1.
 上段の図は距離 X = 7 [mm] の場合を, 下段の図は距離 X = 9 [mm] の場合を示している。



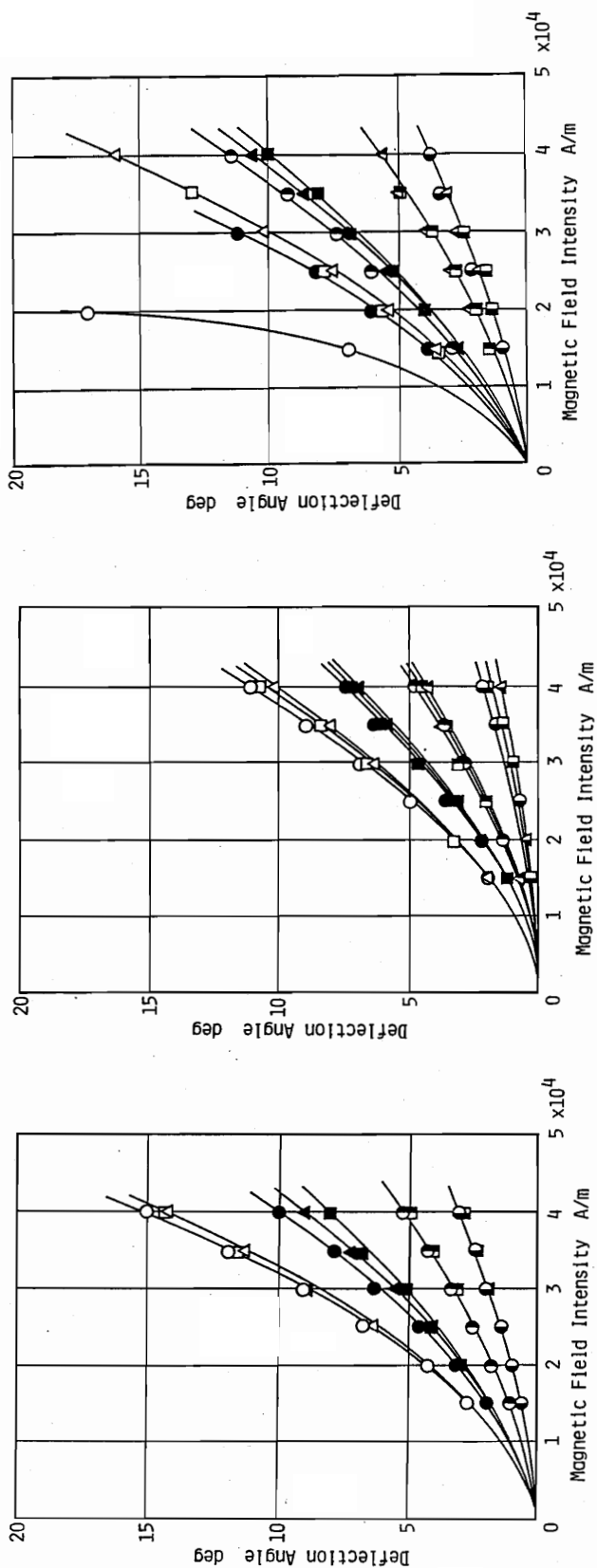
a) X = 5 (mm)

b) X = 7 (mm)

c) X = 9 (mm)

図4・10 噴流平均流速の噴流偏向角への影響。

Δ : $H = 4 \times 10^4$ A/m, \square : $H = 3 \times 10^4$ A/m, \circ : $H = 2 \times 10^4$ A/m
 白抜き, 半黒, 黒印は, それぞれノズル幅2, 3, および4 (mm) の場合を示している。



a) $w = 2$ (mm)

b) $w = 3$ (mm)

c) $w = 4$ (mm)

図4・11 磁界の強さの噴流偏向角への影響。アスペクト比AR = 1

○: X = 5 (mm), △: X = 7 (mm), □: X = 9 (mm) .

白抜き, 黒, 右黒, および左黒印は, それぞれ噴流平均流速が

a) の場合, $u = 2.38, 2.98, 3.87, 5.18$ (m/s)

b) の場合, $u = 2.80, 3.17, 4.01, 5.00$ (m/s)

c) の場合, $u = 2.23, 2.68, 3.57, 4.46$ (m/s)

であることを示している。

た。X = 5, 7, 9 [mm] における結果を、それぞれ図 4・10 に示す。

iv) 電磁石位置 X と流速をパラメータとした、中心磁界の強さと偏向角の関係を図 4・11 に示す。各図はアスペクト比は AR = 1 で一定であるが、ノズル幅が、それぞれ w = 2, 3, 4 [mm] と異なっている。

4・6 考察

4・6・1 電磁石位置と噴流偏向角

i) 距離 Y の影響

図 4・9 のノズル幅 = 3 [mm] の場合に示すごとく、アスペクト比 AR が 1, 2, 3 の噴流では Y が変化しても偏向角は変化しなかった。しかし、アスペクト比 AR 4 の噴流では、Y が 60 [mm] まで偏向角は一定であるが、これを過ぎると Y の増加に伴い偏向角は増大した。

これは、アスペクト比 AR が 3 までの場合は、Y が変化しても断面は円形となり一定であったが、アスペクト比 4 では噴出されるとすぐに断面は縦長から円形、そして 60 [mm] 近傍から x 軸方向を長軸とした楕円となり、Y が増加するにつれてさらに横に濃れる傾向があるためと考えられる。即ち Y の増加とともに噴流表面が磁石により近づき、(3・4) 式の積分値が増大し、偏向角が大きくなるためである。

ii) 距離 X の影響

磁性流体噴流中心点の磁界 H が同値となるように磁界を設定した時の、噴流偏向角と磁界の関係に対する、電磁石端面から噴流中心までの距離 (X = 5, 7, 9 [mm]) の影響は図 4・11 に示されている。これらの結果よりノズル幅が 2 と 3 [mm] の場合は、電磁石位置の影響は軽微である。しかし、ノズル幅 4 [mm] においては、低流速領域で大きな影響を示し、X = 5 [mm] の場合と、X = 7, 9 [mm] の場合とで、偏向角において前者と後者と 2 倍以上の違いが生じた。

図 4・6 に示したごとく中心磁界の値を一定にした場合、X が小さいほど噴流中心点からの電磁石側の磁界は大きくなり、電磁石と反対側の磁界は小さくなるのが分かる。即ち X が小さいほど、grad H は大きくなっている（したがって偏向角は大きくなる）。しかし、噴流近傍 (± 2 [mm] 以内) では、磁界の強さや磁界勾配に、X による大きな差は認められない。これは、ノズル幅 2 および 3 [mm] の結果を支持するものであるが、ノズル幅 4 [mm] の結果とは相いれないものである。この理由については検討を要する。

4・6・2 流速と噴流偏向角

図4・10に、流速の噴流偏向角に与える影響が示されている。図中の実線は、流速が4〔m/s〕近傍の偏向角を基準として、偏向角が流速の自乗に反比例するとして求めた理論値である。これより、偏向角 θ が(3・4)式に示すように流速の自乗に反比例していることが分かる。

4・6・3 磁界と噴流偏向角

図4・11より磁界Hが大きいほど磁性流体の偏向角が大きいことが分かる。図4・5を見ればわかるように、励磁電流4〔A〕以下では、それぞれの測定点Xにおいて磁界Hと励磁電流*i*は線形比例している。したがって同一地点において、 $\partial H / \partial x$ はHの増加に線形比例する。また図4・4より、磁界Hが増大するにしたがって、磁性流体の磁化Iも $H^{0.726}$ に比例して増加する。したがって磁性流体がx方向に受ける力Fは(3・1)式より磁界Hの増加と共に(Hの1.726乗に比例して)増加することになる。磁界Hが、1.5〔A/m〕の時の偏向角の値を基準として、偏向角 $=K \cdot H^{0.726}$ として計算した結果(ただしKは比例定数)を図4・12に示す。比較として用いた実験結果は、X=7, Y=20, AR=1, ノズル幅2, 3, 4での各流速における値を、2.5〔m/s〕の流速に換算(偏向角は u^2 に反比例するとして換算)した値の平均値である。この結果より、偏向角は磁性流体の磁化の強さと磁界勾配の積の関数であることが分かる。

4・6・4 ノズル形状と噴流偏向角

i) アスペクト比の影響

図4・13にアスペクト比をパラメータとした、磁界の強さと偏向角の関係をしめす。各点は、電磁石位置XとYをそれぞれX=7, 9〔mm〕, Y=20, 40, 60, 80, 100〔mm〕と変化させた10点の値の平均値として示した。ただし偏向角の値は、理論から流速の自乗に反比例するとし、すべての値が流速一定の条件下となるよう、 $u = 2.5$ 〔m/s〕の場合に換算しなおした。

AR=1と2の間では差が認められない。AR=3では、AR=1の値の約1.25倍、AR=4では約2倍の偏向角が得られた。

ii) ノズル幅の影響

AR=1における、ノズル幅*w*をパラメータとした、磁界の強さと偏向角の関係を図4・14に示す。各点はアスペクト比の場合と同様にして求めた平均値である。図より明らかのように、ノズル幅2〔mm〕と3〔mm〕では、偏向角の変化は少なかった。

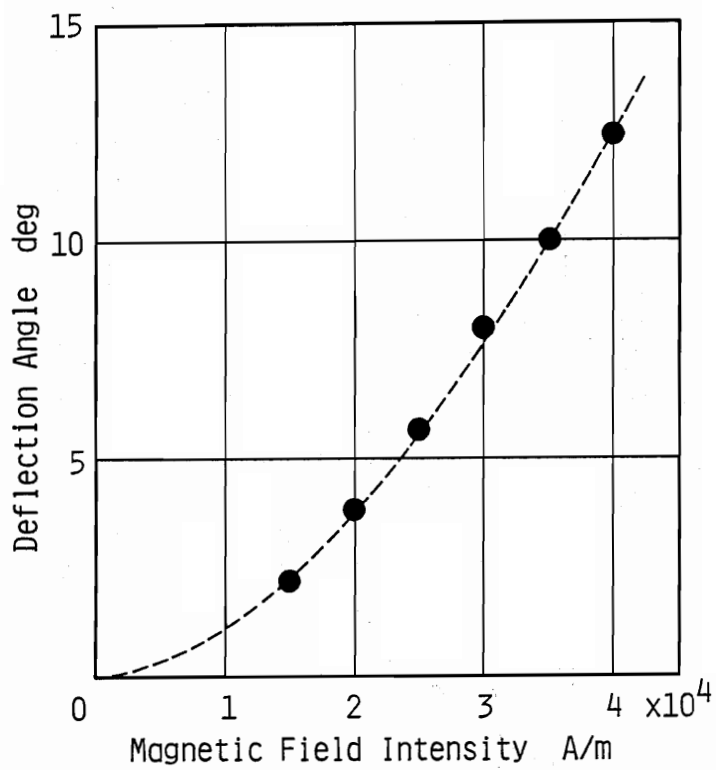


図4・12 磁界の強さと噴流偏向角の関係。破線は計算値を示す。

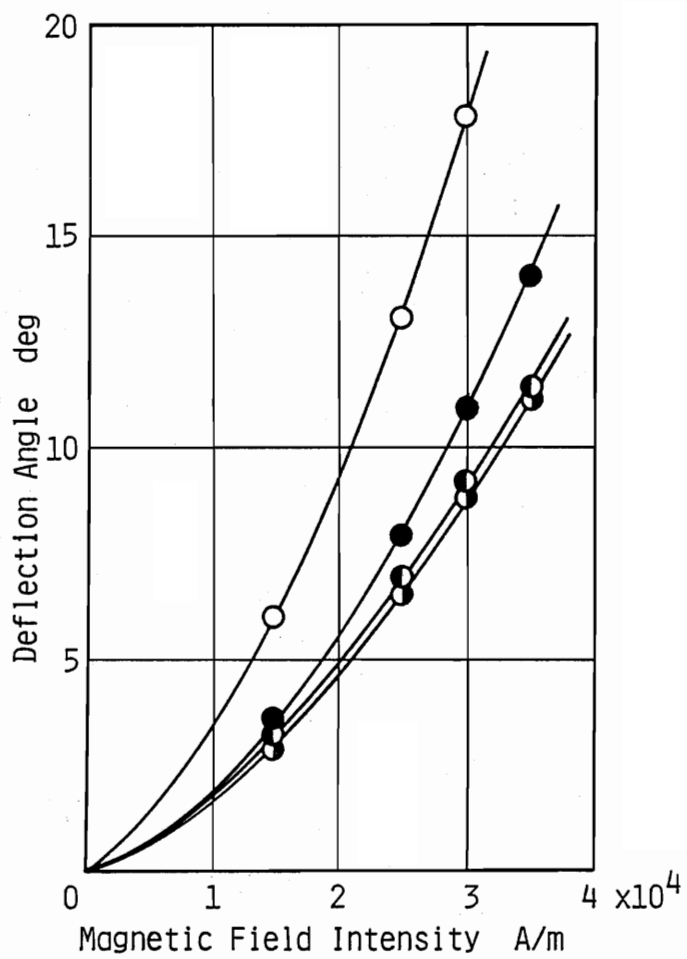


図4・13 アスペクト比ARの噴流偏向角に与える影響。
 ● : AR=1, ◐ : AR=2, ● : AR=3, ○ : AR=4

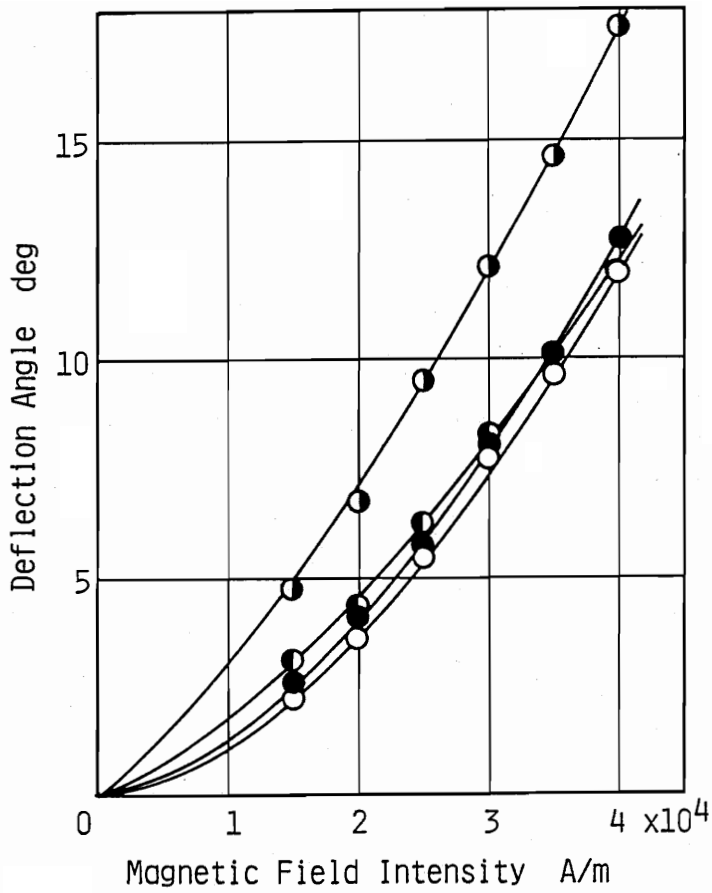


図4・14 ノズルwの噴流偏向角に与える影響

○: w = 2 (mm), ●: w = 3 (mm), ◐: w = 4 (mm) で X = 5 (mm),
 ●: w = 4 (mm) で X = 7 と 9 (mm) の場合。

ノズル幅4〔mm〕でも、X=7〔mm〕と9〔mm〕の場合では、ノズル幅が2〔mm〕や3〔mm〕のときの値と差異は少ないが、X=5〔mm〕と電磁石が噴流に近接して設置された場合は、他に比べて大きな偏向角になった。

4・7 結論

1) 磁性流体の偏向角 θ の理論式は

$$\theta = \arctan \left(\frac{1}{\rho u^2} \int I \frac{\partial H}{\partial x} dy \right)$$

で表される。ただし ρ ：磁性流体の密度， u ：噴流流速， I ：磁性流体の磁化， H ：磁界である。

- 2) 実験より， i) 偏向角 θ は流速の自乗に反比例する， ii) 偏向角 θ は磁性流体の磁化と磁界勾配の積に比例する，ことが分り上式の妥当性が確認された。
- 3) アスペクト比ARが4以上，またはノズル幅 w が4〔mm〕以上になると，その値より小さい場合と偏向角に違いが生じ，ノズル形状は偏向角に影響を与えることが分かった。

5 偏向磁界内磁性流体噴流の動特性

5・1 研究目的

電磁石制御式層流型比例増幅素子に期待される特徴として、周波数応答性能の向上が挙げられる。したがって、気中液二次元自由噴流の実験においても、どのようなパラメータが応答性に影響を与えるか検討しておく必要がある。ここでは、変動磁界の周波数の影響がもっとも顕著に現れると考えられる噴流の最大偏向角について動特性試験をすることを目的とした。

また将来、電磁石制御式層流型比例増幅素子を設計するにあたって、空気中と磁性流体中で、どの程度磁界分布が変化するか、知っておく必要があるため、磁性流体中に電磁石を設置し、その近傍の磁界の変化を測定することも目的とした。

5・2 実験方法

5・2・1 動特性試験

磁性流体噴流の動特性試験では、周期的に変動する磁界を形成するため、正弦波を半波整流した電流を電磁石のコイルに流して実験を行った。供給する電流の周波数を10 [Hz] 刻みに、20 [Hz] から 100 [Hz] まで変化させて、噴流の追従性を調べた。各周波数において、ノズル中心線と電磁石の中心線の交点上における磁束密度の最大値が常に 4×10^{-2} [T] となるよう電流値を設定した。

偏向角の測定は、図5・1に示すように電磁石へ供給する電流変化と同期させたストロボスコープによる照明を用いた写真撮影により行った。励磁電流が半波整流された正弦波となるため、磁性流体の受ける体積力も周期的変動をし、したがって偏向角も周期変動をする。このため変動値の最大値を動特性の偏向角とした。

動特性の場合、磁性流体の各微小部分が磁氣的体積力を受ける時間（距離）の長短によって偏向特性は大きく左右されるものと考えられる。したがって磁束密度分布の違いにより、偏向特性に受ける影響は静特性の場合に比し、多大であると考えざるを得ない。このため磁束密度分布の違いが、動特性にどのような影響を与えるか検討する必要があることから、先端角の異なる三つの電磁石を用いて実験を行った。電磁石の先端角 α は、それぞれ $1/3\pi$, $2/3\pi$, π [rad] とした。

まず、電磁石先端角の違いによって、磁束密度分布にどのような違いが生じるか、ガウ

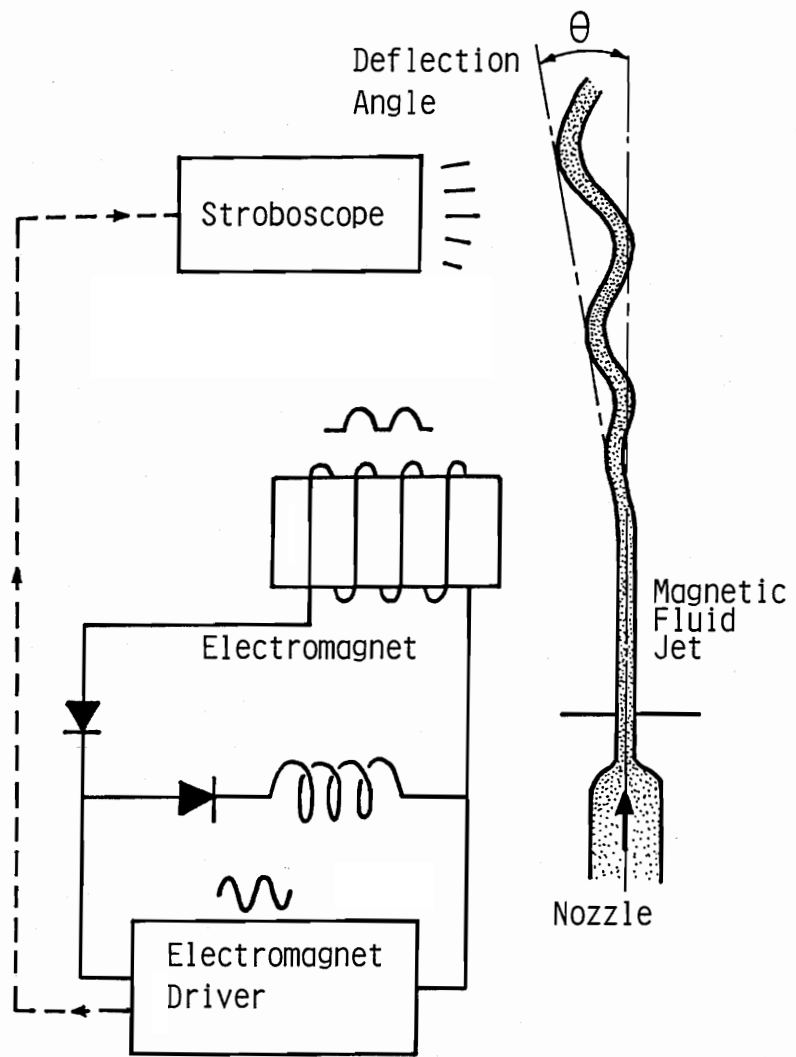


图 5 · 1 動特性試験装置

スーマタを用いて、電磁石先端部からx軸方向に10〔mm〕、y軸方向に±10〔mm〕の範囲で2〔mm〕毎に磁束密度を測定した。

次に、パラメータとして磁性流体噴流の平均流速をとり、0.5〔m/s〕毎に、2.0から4.0〔m/s〕まで変化させて、偏向角の周波数特性を調べた。

その他の実験用の油圧回路は、静特性とおなじ回路を用いた。ノズルも同様にアクリルを用い、ノズル幅1〔mm〕、アスペクト比は1とした。

5・2・2 磁性流体中磁束密度分布

磁性流体を満たしたタンク内に、棒状電磁石（直径10〔mm〕、コイル巻数1000回）を取りつけた。電磁石先端は、磁性流体と空気およびタンクとの境界による影響が磁束密度分布に生じないように、十分中央に位置させた。この電磁石に1〔A〕の電流を流し、磁束密度分布を測定し、空気中での磁束密度分布との違いを検討した。

5・3 実験結果

5・3・1 動特性試験

1) 磁束密度分布

電磁石近傍の磁束密度分布を図5・2に示す。電磁石中心線からy軸方向の距離Yをパラメータとした。なお-y方向は、+y方向と対称形となるため省略した。図は左から、それぞれ電磁石先端角 α が $1/3\pi$ 、 $2/3\pi$ 、 π 〔rad〕の場合を示してある。

2) 噴流偏向角の測定

図5・3に動特性試験の実験結果の一例を示す。

噴流偏向角の周波数特性を図5・4に示す。図は左から、電磁石の先端角 α がそれぞれ $1/3\pi$ 、 $2/3\pi$ 、 π 〔rad〕の場合を示している。パラメータはノズル部平均流速uとした。

5・3・2 磁性流体中磁束密度分布

図5・5に空気中と磁性流体中の磁束密度分布を示す。

5・4 考察

5・4・1 動特性試験

平均流速が2.0から3.5〔m/s〕までは、図5・4に示すように周波数特性は、下に凸のパターンとなるが、4.0〔m/s〕の場合のみ、直線に近いパターンとなった。低流

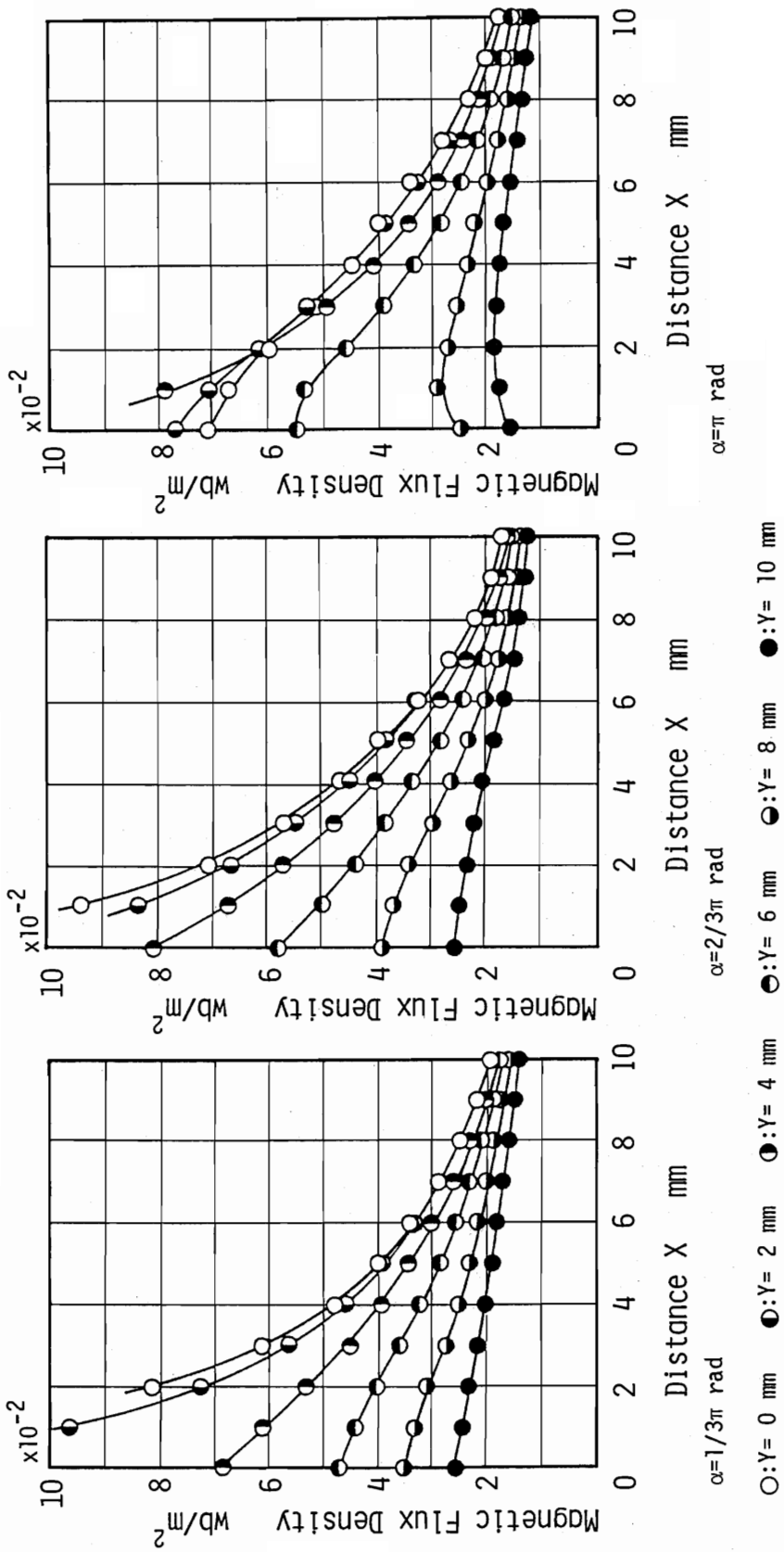


図5・2 電磁石近傍の磁束密度分布

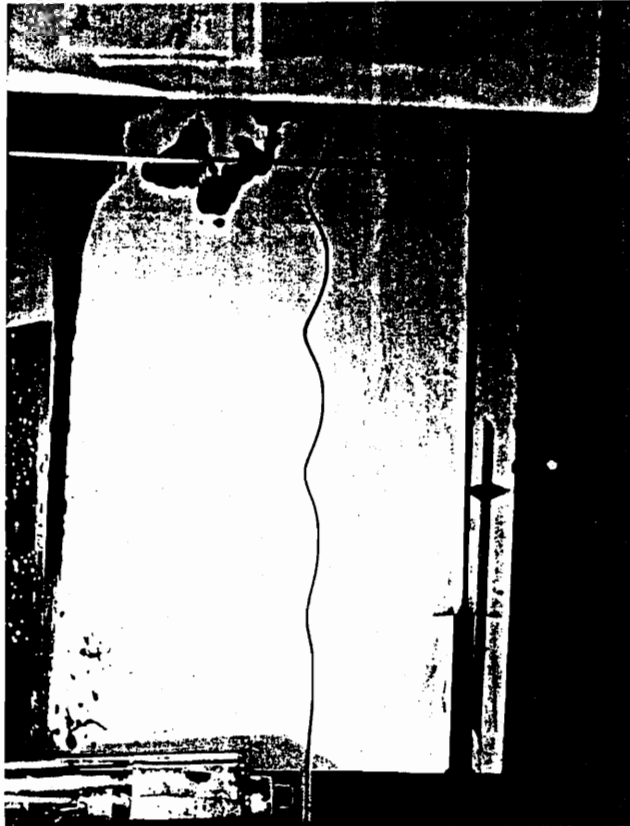


図 5・3 動特性試験結果の一例

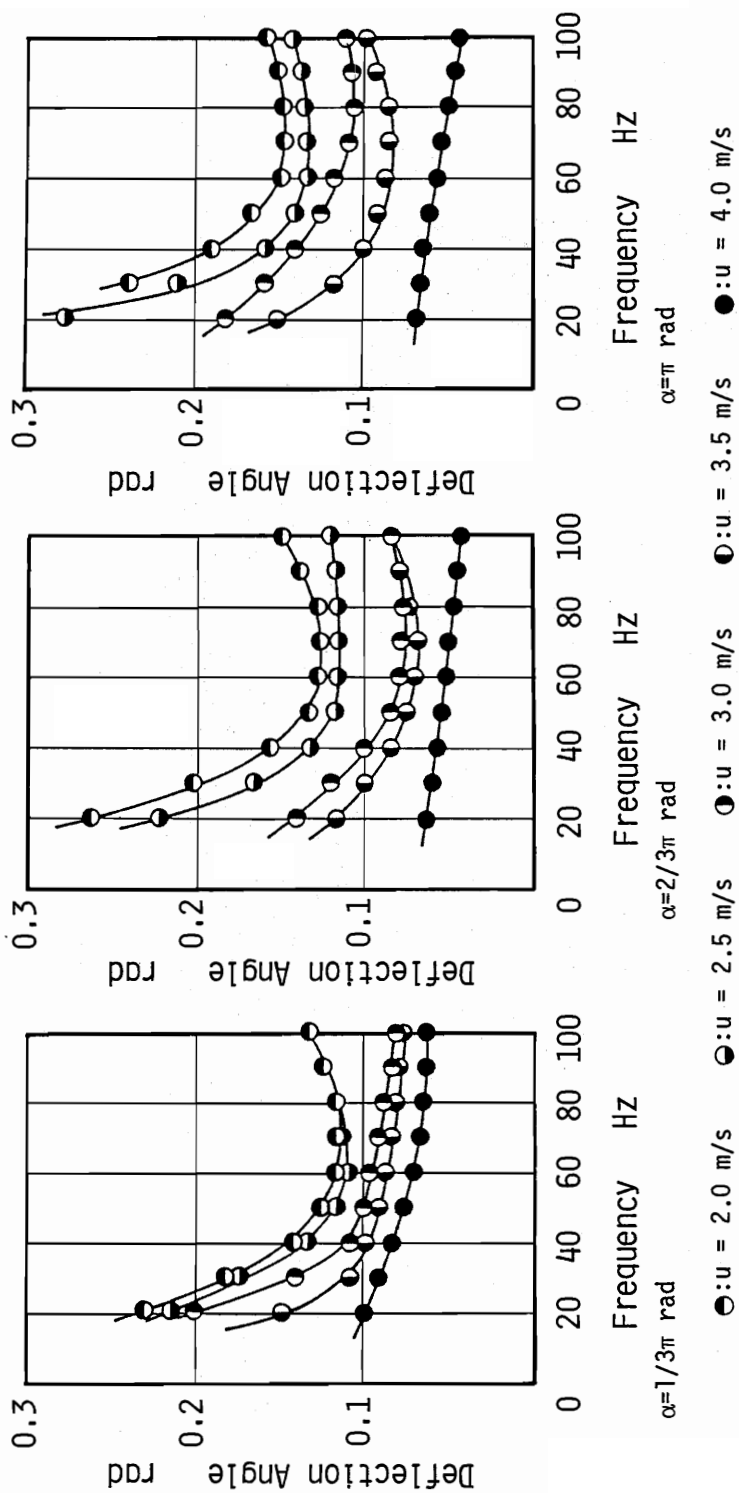
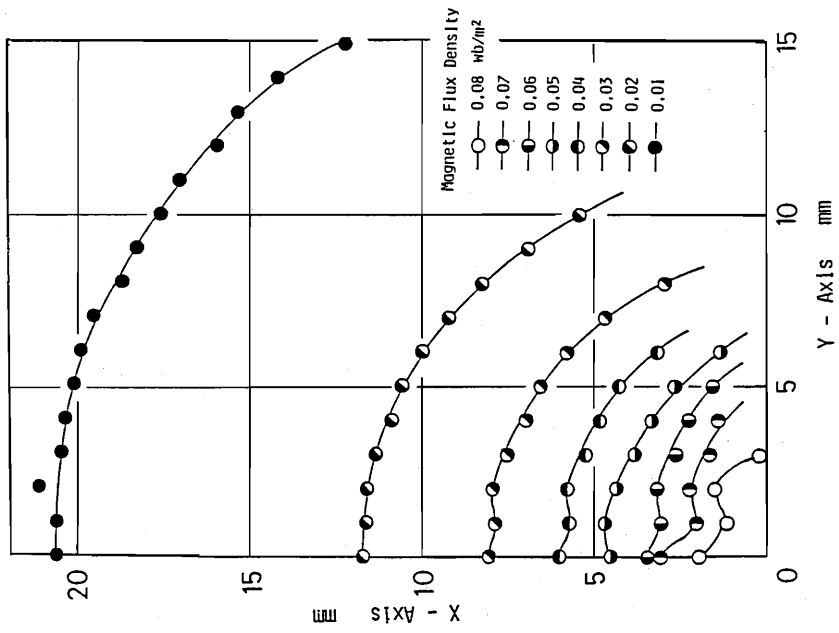
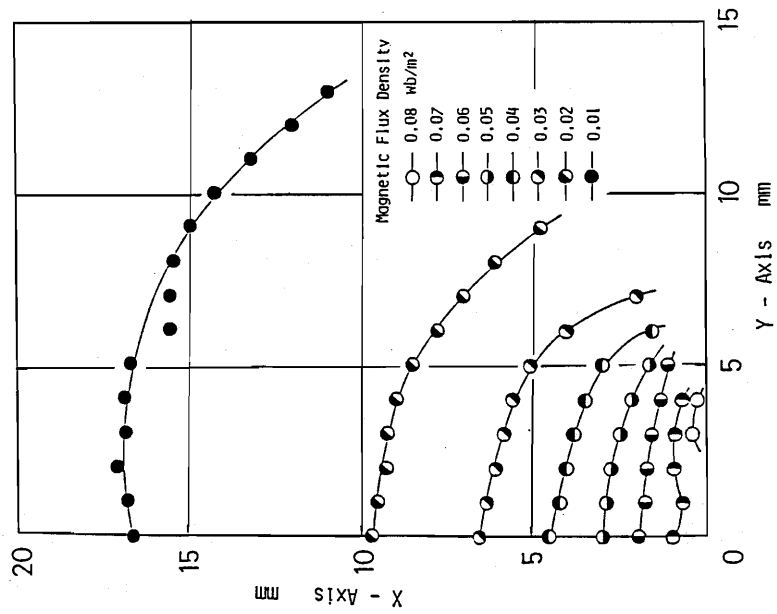


図5・4 噴流偏向角の周波数特性



b) 磁性流体中



a) 空気中

図5・5 空気中と磁性流体中の磁束密度分布の違い

速の場合、周波数特性が平坦にならない原因として、

- i) ノズル部での噴流のレイノルズ数が 100以下であるため、磁性流体の粘性や表面張力が、噴流の挙動に大きな影響を与え、とくに高い周波数でその影響が顕著になるためである。
- ii) 低流速の噴流では、電磁石により作られた磁界内を磁性流体粒子が通過するのに時間がかかるため、数周期に渡って体積力を受けることになる。したがって、一周目目で形成された噴流の偏向パターンと、以後の周期でそのパターンに働く体積力の位相が一致した場合と π [rad] 位相がずれた場合とでは、最大偏向角に大きな違いが生じるためである。

などが考えられる。

いずれにしても、周波数特性を改善するためには、偏向角の減少をいとわずに、ノズル部での平均流速を高める必要があることは明瞭である。

一方、通常の油圧用層流型比例増幅素子の場合、安定した増幅機能を与えるためには、レイノルズ数を数百以上にする必要があるとされている。今回の実験では、油圧ポンプの性能限界から、レイノルズ数を数百のオーダーにした実験はできなかったが、以上のことから、電磁石制御式層流型比例増幅素子を開発するにあたっては、レイノルズ数が数百のオーダーになるようノズル部を設計する必要があることが判明した。

5・4・2 磁性流体中磁束密度分布

図5・5に示すように、磁性流体中では、磁束密度分布の勾配すなわち磁界勾配が、空気中の場合より、多少小さくなっている。このため、磁性流体中での噴流に働く体積力は空気中よりいくぶん小さなものとなる。また層流型比例増幅素子内では、流れが拘束噴流となるため、この点からも偏向角は小さくなる可能性がある。以上の点を、動特性試験結果と合わせて考えると、電磁石制御式層流型比例増幅素子内での磁性流体噴流の偏向角は0.05 [rad] 以下になると推定される。

5・5 まとめ

周波数特性は、平均流速が2.0から3.5 [m/s] では、下に凸のパターンとなるが、4.0 [m/s] の場合のみ、直線に近いパターンとなった。これより、周波数特性を改善するためには、偏向角の減少をいとわずに、ノズル部での平均流速を高める必要があり、電磁石制御式層流型比例増幅素子を開発するにあたっては、レイノルズ数が数百のオーダー

になるようノズル部を設計する必要があることが判明した。

電磁石制御式層流型比例増幅素子内の磁性流体噴流の偏向角は 0.05 (rad) 以下になると推定され、素子出力ポートおよびスプリッタの角度を設計する際には、十分留意する必要がある。

6 MCLPAの開発

6・1 目的

磁性流体の気中液二次元自由噴流の実験結果と、すでに研究開発されている通常の油圧用層流型比例増幅素子の形状や代表寸法と特性のデータ¹⁾をもとに、電磁制御式層流型比例増幅素子を設計試作し、ノズル特性、素子本体の圧力回復率、出力差圧特性など、MCLPAとしての基礎的特性について測定し、電気・油圧変換素子としての可能性について検討することを目的とした。

6・2 MCLPA

6・2・1 素子本体

図6・1に試作したMCLPAの流路の代表的な寸法を示す。素子本体は黄銅板を用いて、ワイヤカット放電加工により製作した。板厚はノズルアスペクト比をパラメータにとるため、0.5 および 1.0 [mm] とした。磁界の影響を分り易くするため電磁石は左側にのみ取り付け、右側には流路形状が対称となるようスペーサを取り付けた。

6・2・2 電磁石

電磁石の先端は、素子の流路の一部となるため、斜めに切り落とされている。実験には、この電磁石先端角 α が 8.73×10^{-2} [rad] の電磁石を用いた。磁心の材質は、最大比透磁率 $2.0 \sim 6.0 \times 10^3$ の電磁軟鉄を用い、これに外径 0.3 [mm] のポリエステル銅線一種を1000回巻いて電磁石を作製した(図6・2参照)。

6・3 MCLPAの特性試験方法

6・3・1 電磁石特性試験

電磁石に1 [A] の一定電流を与え、これによって生ずる磁束密度の分布をガウスメータにより測定した。座標は、電磁石最先端位置を0とし、電磁石中心軸方向をx軸、直角方向をy軸とした。また、電流と磁界の関係および電流と磁界勾配の関係も求めた。

6・3・2 MCLPA特性試験

磁性流体としてフェリコロイドPA-40 (タイホー工業製)を用い、MCLPAの諸特性を測定した。

i) 主ノズル特性試験

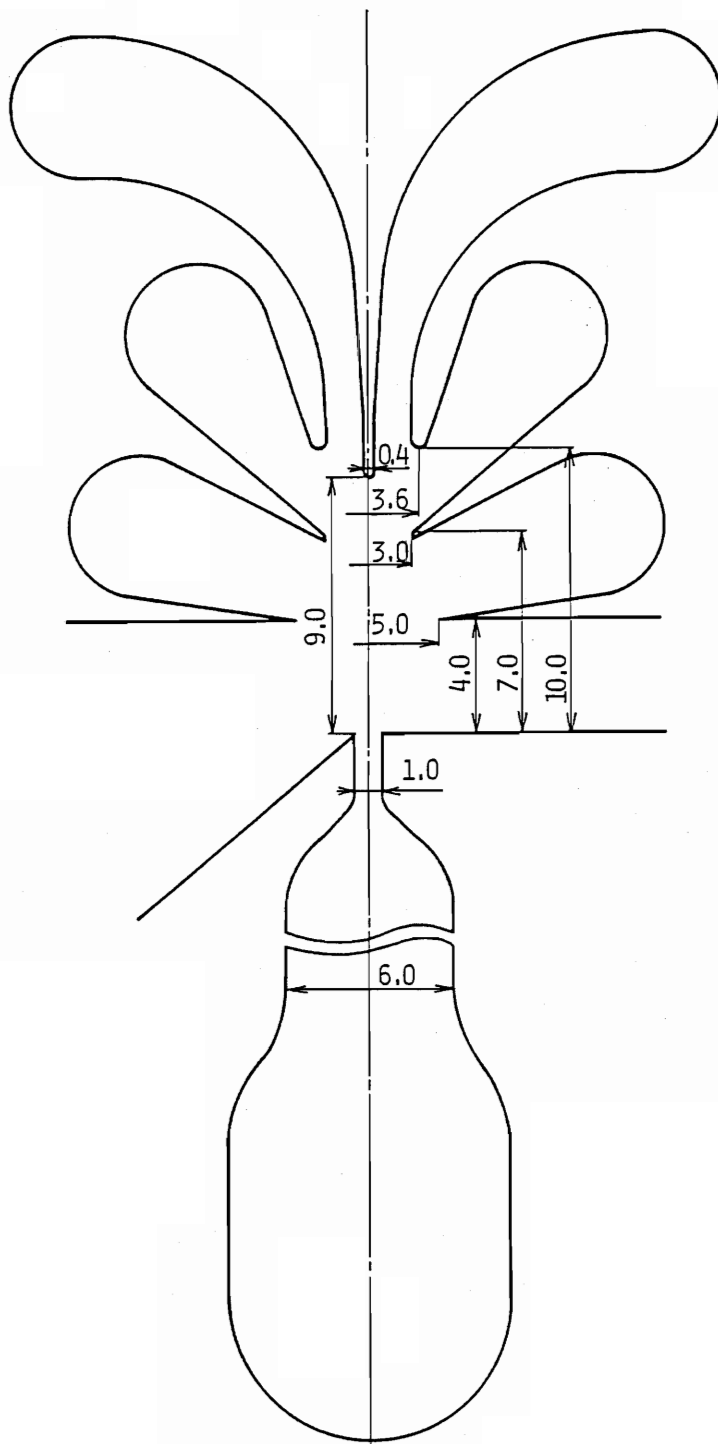


図6・1 試作したMCLPAの代表寸法

アスペクト比ARが 0.5, 1 の 2 種のノズルについて、圧力・流量特性を調べた。圧力は歪ゲージ式圧力トランスデューサを用い、流量は重量式で測定した。また作動流体温度を 40, 45, 50, 55, 60 [°C] として、粘性の圧力・流量特性に及ぼす影響について検討した。

ii) 圧力回復特性

入力電流 0 の状態で、素子に設定供給圧力を与え、出力ポートに設けられたニードル弁を全閉にして回復圧力を測定した。また、その時の回復圧力を 100 [%] と規定し、以後回復圧力が 80, 60, 40, 20, 0 [%] となるよう左右のニードル弁を徐々に開放していき、各圧力における出力流量を測定した。アスペクト比ARは 1 と 0.5 とした。

素子への供給圧力は、AR=1 の場合は 2.5, 5.0, 7.5 [kg/cm²] , AR=0.5 の場合では 7.5, 10.0, 12.5 [kg/cm²] とした。

iii) 出力差圧特性

電磁石入力電流を 1 [A] 一定とした状態で、MCLPA の出力ポートを全閉とし、出力流量を 0 とした場合の左右出力ポート圧力差と、主ノズル部でのレイノルズ数 Re との関係を求めた。油温とアスペクト比をパラメータとした。油温は 40, 45, 50, 55, 60 [°C] とし、アスペクト比ARは 1 と 0.5 とした。

iv) 入出力特性

MCLPA の出力ポートを全閉とし、出力流量を 0 とした場合の左右出力ポートの圧力差と入力電流との関係について測定した。測定は、ARが 0.5, 油温 55 [°C] , 供給圧 490 [KPa] の場合と、ARが 1, 油温 45 [°C] , 供給圧 980 [KPa] の場合について行った。

6・4 特性試験結果

6・4・1 電磁石特性試験

電磁石先端における磁束密度の分布を図 6・3 に示す。また図 6・4 に電流と磁界の関係を、図 6・5 に電流と磁界勾配の関係を示す。電流と磁界勾配の関係は、

$$\partial H / \partial x = 4.84 \times 10^5 * i^{0.843} \quad (\text{A/m})$$

となった。

6・4・2 MCLPA の特性

i) 主ノズル特性試験

図 6・6 に主ノズルの出力圧・流量特性を示す。

ii) 圧力回復特性

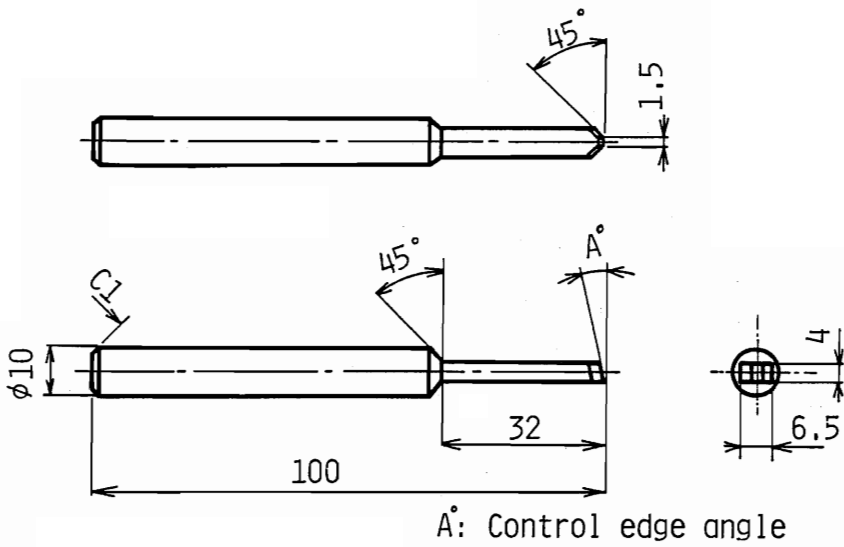


図6・2 MCLPA用電磁石

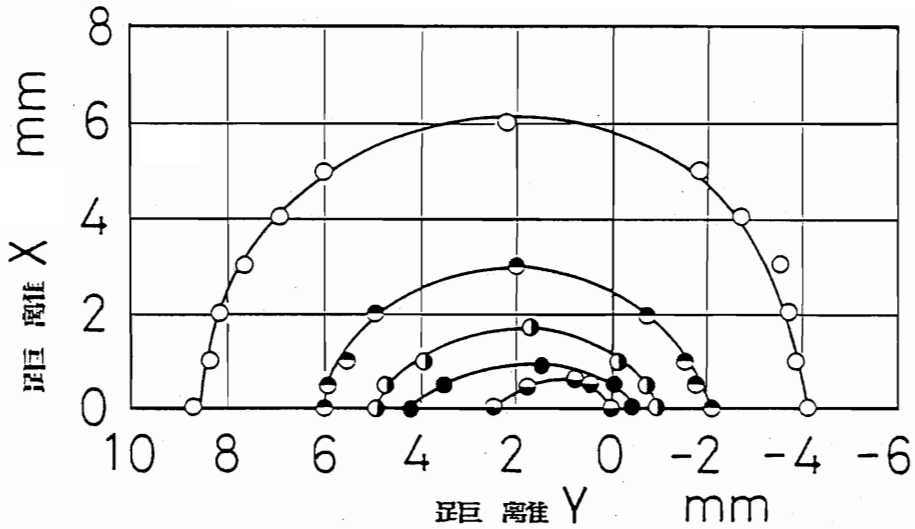


図6・3 電磁石先端部近傍の磁束密度分布

- : 0.02 [T] , ● : 0.04 [T] , ◐ : 0.06 [T]
 ● : 0.08 [T] , ◑ : 0.1 [T]

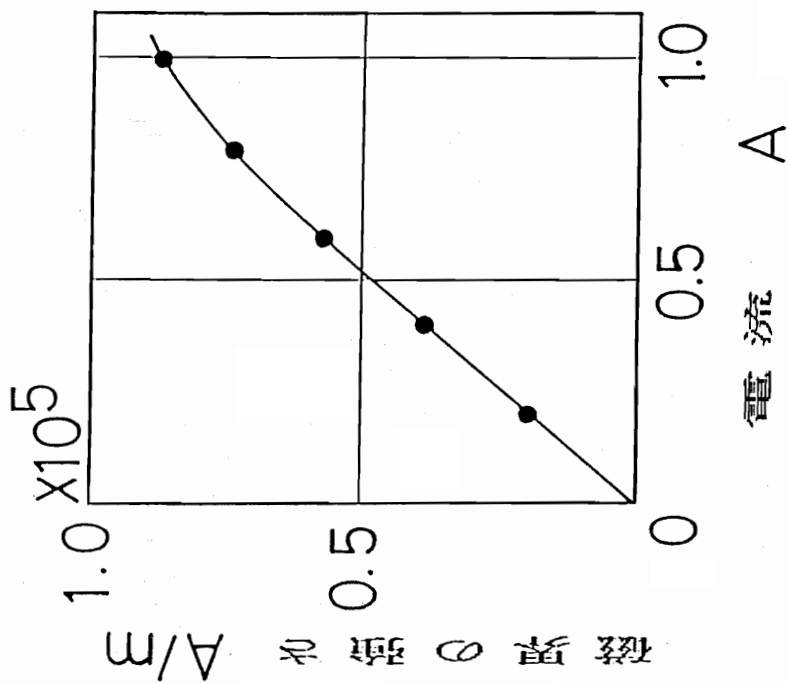


図6・4 電磁石印加電流と磁界の関係

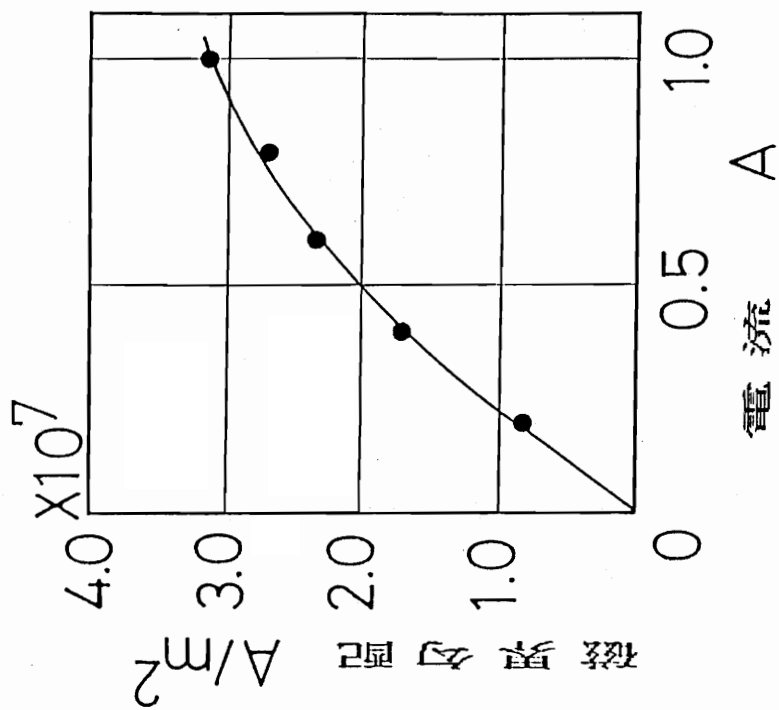


図6・5 電磁石印加電流と磁界勾配の関係

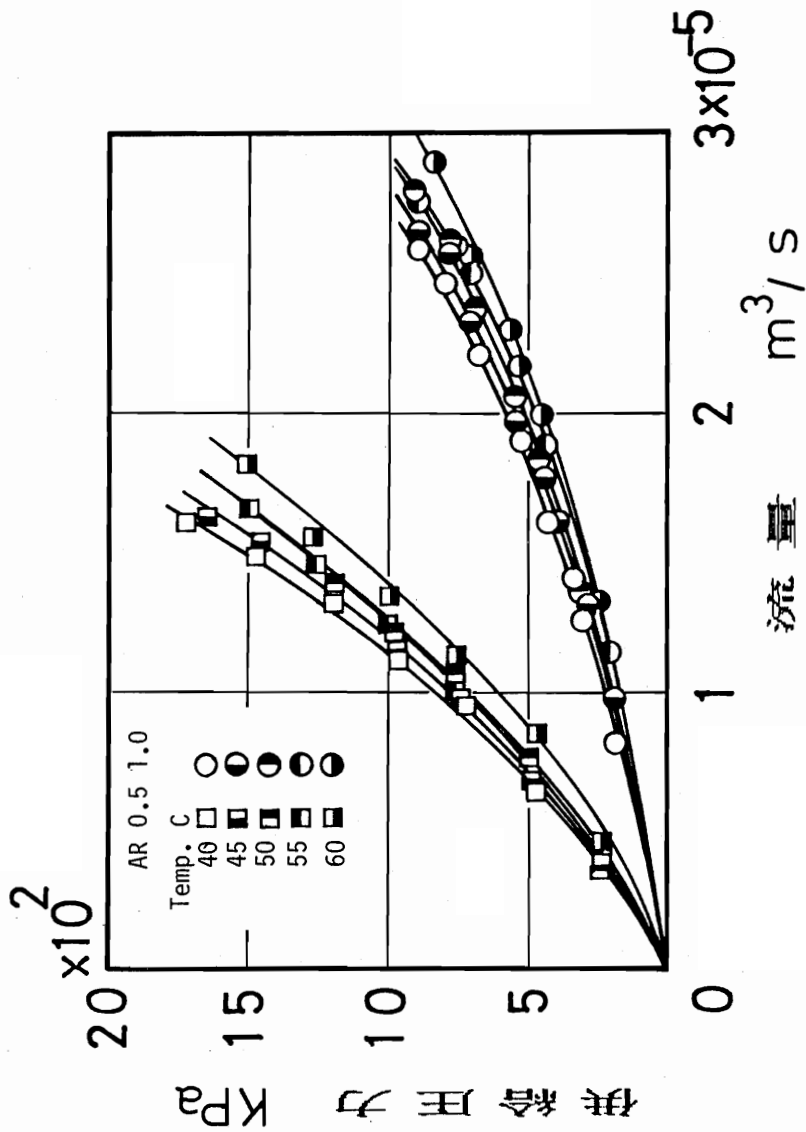


図6・6 主ノズルの出力・流量特性
(電磁石に電流は印加されていない)

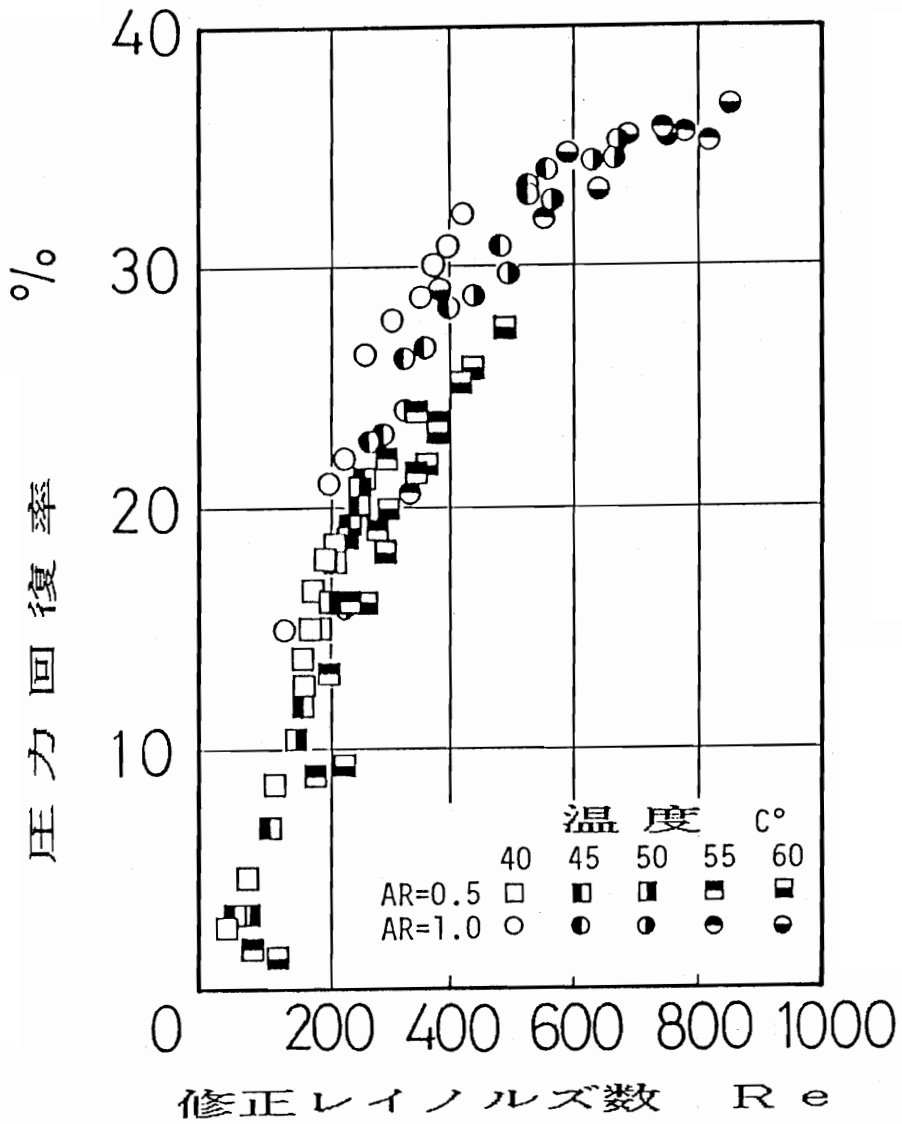


図6・7 修正レイノルズ数 Re と圧力回復率の関係
(電磁石に電流は印加されていない)

図6・7に、油温とアスペクト比をパラメータとした、主ノズル部での修正レイノルズ数 $Re^{2)}$ と圧力回復率との関係を示す。

iii) 出力差圧特性

電磁石入力電流を1〔A〕一定とした場合の、修正レイノルズ数と左右出力ポート間の圧力差との関係を図6・8に示す。1〔A〕の入力電流に対して、 $AR=0.5$ の素子で20.1〔kPa〕、 $AR=1$ の素子で74.7〔kPa〕の最大出力差圧が得られた。

iv) 入出力特性

入力電流と出力圧力差の関係を図6・9に示す。

6・5 考察

i) 層流型比例増幅素子としての評価

図6・7より、主ノズル部での修正レイノルズ数 Re に対する圧力回復率の特性は、通常の層流型比例増幅素子の特性と良く一致していることが分かった。これにより素子形状、とくに主ノズルからスプリッタ先端までの距離が適していること、さらに制御用電磁石の先端角が、主噴流の流れに悪影響を与えていないことがわかった。

ii) MCLPA出力差圧特性

1〔A〕の入力電流に対し AR が0.5で20.1〔kPa〕、1で74.7〔kPa〕の最大出力差圧が得られ、MCLPAによる電気油圧信号変換が可能であることが分かった。

iii) MCLPA入出力特性

図6・9に示したように供給圧力が490～980〔kPa〕においては、出力圧力差は、電流値の2～2.3乗に比例することが分かる。

出力差圧特性で得られた最大値より、1〔A〕での差圧がはるかに低値を示したのは、油温が低く、レイノルズ数が500程度に低下していたためである。

入力電力と出力の流体パワーの利得を測定したところ、 $-24\sim-34$ 〔dB〕程度であった。主要原因としては、電磁石により供給ノズル近傍に生じた磁界のエネルギーが、きわめて小さかったことが挙げられる。したがって電磁石形状を改良し、エネルギー利用率を向上させるとともに、磁界勾配を高める、ノズルアスペクト比を増加させるなどの試みにより、パワー利得を0〔dB〕程度までには増加できるものと期待できる。また層流型比例増幅素子を2段にすれば、周波数特性は低下するものの、パワー利得を10～20〔dB〕程度にまで上げられると推定でき、MCLPAの実用化の可能性はあるといえる。

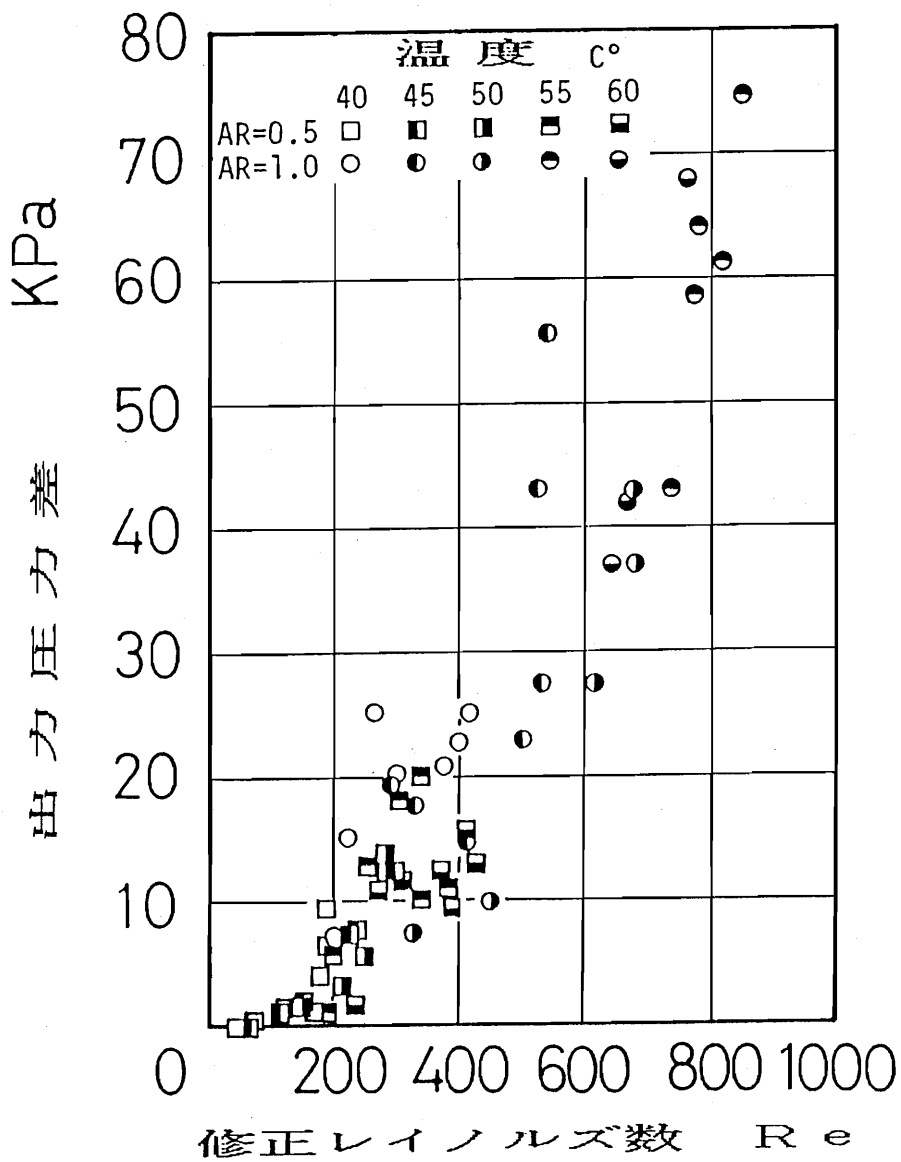


図6・8 電磁石入力電流を1〔A〕とした場合の、修正レイノルズ数と左右出力ポート間の圧力差の関係

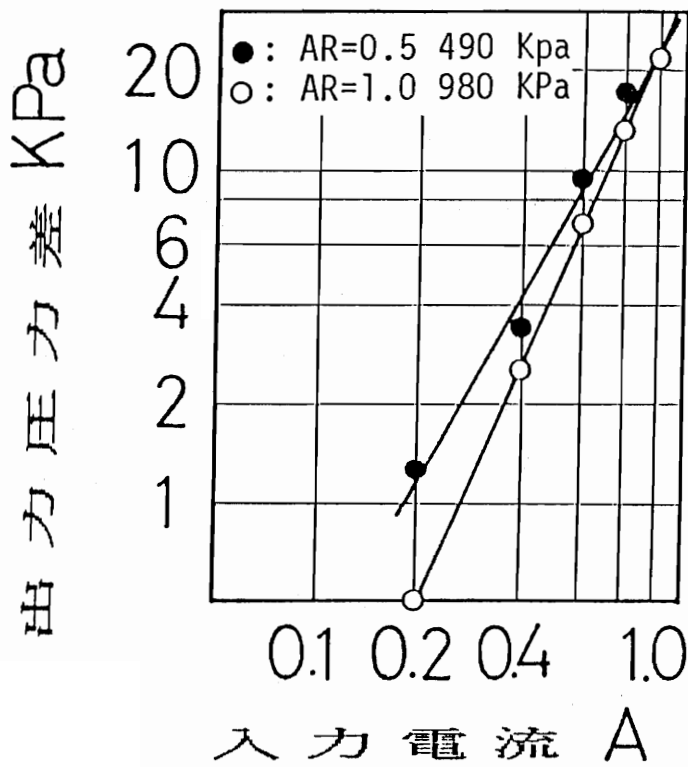


図6・9 電磁石入力電流と出力圧力差の関係

6・6 まとめ

- i) ノズル供給特性および圧力回復特性は、通常の層流型比例増幅素子の性能とほぼ同じであり、これらの特性に関しては、素子形状は適切であった。
- ii) 1〔A〕の入力電流に対し $AR=1$ で74.7〔kPa〕の最大出力差圧が得られ、MCLPAによる電気油圧信号変換が可能であることが分かった。
- iii) MCLPAの出力圧力差は入力電流の約二乗に比例した。

7 総括

磁性流体を作動流体とした電気油圧信号変換素子を開発するための基礎として、磁性流体の気中液二次元自由噴流の、偏向磁界内での静的および動的挙動について検討を行い、その結果を踏まえて電磁石制御式層流型比例増幅素子の試作を行い、信号変換素子としての可能性を検討した。

まず、磁性流体の気中液二次元自由噴流の偏向角 θ を求める理論式を導出した。

$$\theta = \arctan \left(\frac{1}{\rho u^2} \int I \frac{\partial H}{\partial x} dy \right)$$

ただし ρ : 磁性流体の密度, u : 噴流流速, I : 磁性流体の磁化, H : 磁界である。

静特性試験より

- i) 偏向角 θ は流速の自乗に反比例する。
- ii) 偏向角 θ は磁性流体の磁化と磁界勾配の積に比例する。

ことが分り上式の妥当性を確認した。

また動特性試験より、良好な周波数特性を得るためには、偏向角の減少をいとわずに、ノズル部での平均流速を高める必要があり、電磁石制御式層流型比例増幅素子を開発するにあたっては、レイノルズ数が数百のオーダーになるようノズル部を設計する必要があることが分かった。

以上の実験からの知見に基づいて、電磁石制御式層流型比例増幅素子を設計試作した。

この素子の特性試験を行ったところ、次ぎのことが確認された。

- i) ノズル供給特性および圧力回復特性は、通常の層流型比例増幅素子の性能とほぼ同じであり、これらの特性に関しては、素子形状は適切であった。
- ii) 電磁石制御式層流型比例増幅素子の出力圧力差は入力電流の約二乗に比例した。
- iii) 1 [A] の入力電流に対し $AR = 1$ で 74.7 [KPa] の最大出力差圧が得られた。

これらの結果から、磁性流体を作動流体とした電磁石制御式層流型比例増幅素子による電気油圧信号変換は十分可能性があることが分かった。

8 今後の展望

1 [A] の入力電流に対しARが0.5で20.1 [KPa] , 1で74.7 [KPa] の最大出力差圧が得られ, MCLPAによる電気油圧信号変換が可能であることが分かった。

入力電力と出力の流体パワーの利得はいまだ低値であるが, 主要原因としては, 電磁石が棒状のため, 電磁石により供給ノズル近傍に生じた磁界のエネルギーが, きわめて小さかったことが挙げられる。したがって電磁石形状を改良し, エネルギー利用率を向上させるとともに, 磁界勾配を高める, ノズルアスペクト比を増加させるなどの試みにより, パワー利得を10~20 [dB] 程度にまで上げられると推定でき, MCLPAの実用化の可能性はあるといえる。

磁性流体を作動油とした油圧システムは, i) 可動部がないので, 機械的衝撃に対する耐久性が向上する, ii) 作動油の汚染に強い, iii) 電気信号と流体信号の両者を同時または別々に使用できる, iv) シール性が向上するので, 作動油のにじみ出しなどを防ぐことができる, など多くの特長を有している。この特長を十分活かすには, i) 長距離移動, 不整地移動などをするシステム, ii) 家庭や病院などクリーンな環境の中で使用するシステム, などが応用例として考えられる。具体的には, 義足や動力装具等への応用が期待できるであろう。

謝辞

本研究を行うにあたり, 暖かい御助言と御援助をいただきました早稲田大学・理工学部機械工学科の土屋喜一教授に深謝するとともに, 作業服が磁性流体まみれになるのもめげず, 実験に協力して下さった, 土屋研究室の桂島康, 沼田元幹, 佐々木健治, 永田敬博, 松田隆, 増田康利, 石川昭夫, 篠田和彦, 野垣久, 宮崎俊幸の諸兄に対し感謝いたします。

また磁性流体に関し多大の御援助をいただきました, タイホー工業の皆様にも厚く御礼申しあげます。

引用文献

- 1) 村尾他, 第19回フルイディックス・シンポジウム 講演論文集 55—60, 1984
- 2) 牧野他, 第15回フルイディックス・シンポジウム 講演論文集 7—12, 1980

参考文献

- ・ Cowley, M.D. and Rosensweig, R.E.. The interfacial stability of ferromagnetic fluid. J. Fluid Mech vol.30 No.4 pp 671-688. 1967
- ・ Rosensweig, R.E.. Magnetic fluids. Product information of FERROFLUIDICS Corporation. Massachusetts U.S.A. 1972
- ・ 可知祐次. 磁性流体. 固体物理 Vol.8 No.8 pp 449-454 1973
- ・ 下飯坂潤三, 中塚勝人, 中鉢良治 佐藤惟陽. 磁性流体の製造とその性質について. 粉体および粉末冶金. 第22巻 第1号 pp 22-26 1975
- ・ 松村雄介. 注目材料を検討する“磁性流体”のユニークな挙動におおいに注目せよ! マシンデザイン. 9月号 pp 71-75 1977
- ・ Zahn, M. and Rosensweig, R.E.. et al.. Second International Conference on Magnetic Fluids. IEEE Transaction on Magnetics. Vol. Mag-16 No.2 pp 171-266 1980
- ・ Rosensweig, R.E.. 磁性流体. サイエンス. Vol.12 No.12 pp 108-119 1982