UDC 621.313.84.025.1: 621.6.034

論文

49-B 11

交流コンダクション形電磁ポンプの動作に関する研究

東北大学 菊地新喜
東北大学 村上孝一

1. ま え が き

交流コンダクション形電磁ポンプはうず電流の存在のため効率は低くなるが、低電圧大電流の電源設備が変圧器により簡単に製作できるため、導電性流体の循環を必要とする各種装置の駆動用ポンプとして実用上注目され、近年多くの研究が報告されている。^{(1)~(6)}特に最近では高速増殖炉の開発研究に伴い、冷却材として用いる Na その他の金属流体の性質の解明が必要となり、このような目的の金属流体の循環用ポンプとして交流コンダクション形電磁ポンプが実用されるようである。

しかし、交流コンダクション形電磁ポンプはうず電流の存在のため、導電性流体への磁束の滲透が妨げられ、ポンプ駆動部内の電流及び磁束は複雑な立体分布をなすために、現在までその動作についての十分な解明はなされていない。

筆者らは従来より電磁ポンプの有用性に着目し、直流コンダクション形電磁ポンプについて種々検討を行ってきたが、⁽⁷⁾ 直流コンダクション形電磁ポンプの動作は交流コンダクション形電磁ポンプの電源周波数を零とした特別の場合と考えられる。このことより、筆者らが直流コンダクション形電磁ポンプの動作解析に用いた手法を拡張すれば交流コンダクション形電磁ポンプの動作を解明できるものと考え、電機子反作用及び磁束と電流の間の位相差などを考慮に入れてその動作解析を行ってみた。^{(8)~(10)}

この結果、駆動部流体中の磁束分布及び電流分布と電源周波数、磁束と電流の間の位相差などとの関係が明らかになり、出力、効率などの電磁ポンプ動作を示す基本式が得られた。さらに効率の良い交流コンダクション形電磁ポンプを設計する場合に役だつ種々の事項を明らかにすることができた。また得られた基本式は周波数を零にした場合に直流コンダクション形電磁ポンプの基本式と全く同一になることがわかった。

これらの解析結果は、実際に小形電磁ポンプを試作して得られた動作特性と比較したところ良好な一致を示した。

本論文は以上の考察の結果について報告するものである。

2. 交流コンダクション形電磁ポンプの動作

第1図に交流コンダクション形電磁ポンプ駆動部の構成を簡単に示す。磁極間けきに管路を直交して置き

第1図 交流コンダクション形電磁ポンプの構成

Fig. 1. Schematic layout of an AC conduction pump.

A Study on the Behavior of AC Conduction Pump. By S. KIKUCHI, Member & K. MURAKAMI, Member (Faculty of Engineering, Tohoku University)

菊地新喜: 正員, 東北大学工学部助手, 電気工学実験担当
村上孝一: 正員, 東北大学工学部教授, 電力応用工学担当

第2図 電磁ポンプ各部寸法と解析に用いた座標軸

Fig. 2. Dimensions of pump and reference axes used in analysis.

磁極と管路のおおのど直交して電極を配置している。

いま管路内に導電性の流体を満たし、交流で励磁された磁束及び交流電流を図示のように印加すると流体は矢印の方向に圧力を受け駆動される。第2図はこれらの関係を座標系で示したものである。

実際のポンプ動作を詳細に検討した結果に基づき、考察を簡単にするため、筆者らは動作解析において次のような仮定を設けた。すなわち磁極の磁束分布は x 方向のみの成分を有し、 z のみの関数であること、電流は y 方向のみの成分を有し、 z のみの関数であること、駆動部の上下の管壁及び対向電極の外側を流れる電流は無視すること、流速は z 方向のみの成分を有し管路断面の全域において均一の速度成分を有すること、駆動部電極には第2図に示すように入口と出口の間に直線的な電圧分布が存在すること及び電流と磁束の間には一般的に位相差 θ が存在するものと考えた。

以下、これらの仮定を用いて交流コンダクション形電磁ポンプの基本動作について考察する。

〈2.1〉 駆動部における磁束分布及び電流分布

駆動部管路は第2図に示すような各部寸法を有する方形形状のものとする。いま、駆動部が定常状態で動作しているとき、電流及び磁界強度に関し、前述の仮定を用いれば次式の関係が成立する。

$$-dH_x/dz = J_y \quad (1)$$

$$V = \rho b J_y + 2r_c J_y + B_x b v$$

$$+ \mu b \frac{\partial}{\partial t} \int_0^z H_x dz \quad (2)$$

$$V = \{V_0 - (z/c)(V_0 - V_c)\} e^{j\omega t} \quad (3)$$

$$B_x = \mu H_x \quad (4)$$

ただし、 H_x : 磁界強度、 B_x : 磁束密度、 J_y : 電流密度、 ρ : 流体の抵抗率、 μ : 透磁率、 ω : 電源角周波数、 r_c : 流体と電極間の単位面積あたりの接触抵抗

(1)~(4)式を H_x について整理すると

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - \frac{\mu b v}{\rho b + 2r_c} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\mu b}{\rho b + 2r_c} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{V_0 - V_c}{(\rho b + 2r_c)} e^{j\omega t} \quad (5)$$

H_x は時間的には正弦波関数と仮定し、変数分離して(5)式の解を求めると、

$$H_x(z, t) = H_x(z) e^{j\omega t} = \left(C_1 e^{m_1 z} + C_2 e^{m_2 z} - \frac{V_0 - V_c}{j\omega \mu b c} \right) e^{j\omega t} \quad (6)$$

(6)式を(1)式に代入して

$$J_y(z, t) = J_y(z) e^{j\omega t} = -(m_1 C_1 e^{m_1 z} + m_2 C_2 e^{m_2 z}) e^{j\omega t} \quad (7)$$

ただし、

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\mu b v}{2(\rho b + 2r_c)} \pm \sqrt{\left\{ \frac{\mu b v}{2(\rho b + 2r_c)} \right\}^2 + \frac{j\omega \mu b}{\rho b + 2r_c}} \quad (8)$$

境界条件としては次式のように仮定する。

$$\bar{H} = (1/c) \int_0^c H_x(z) dz \quad (9)$$

$$\bar{J} e^{j\theta} = (1/c) \int_0^c J_y(z) dz \quad (10)$$

(9), (10) 式を(6), (7) 式に代入して C_1, C_2 を求め、(6), (7) 式を整理すると、磁界強度、電流密度は次式のように求められる。

$$H_x(z, t) = H_x(z) e^{j\omega t} = \frac{e^{j\omega t + pz}}{2q(\cosh pc - \cosh qc)} \left\{ \left[pc \bar{J} e^{j\theta} - \frac{2j\omega pc \bar{H}}{v} - \frac{V_0 - V_c}{\rho b + 2r_c} \right] \sinh q(c-z) + e^{-pc} \sinh qz - qc \bar{J} e^{j\theta} \{ \cosh q(c-z) - e^{-pc} \cosh qz \} - \frac{V_0 - V_c}{j\omega \mu b c} e^{j\omega t} \right\} \quad (11)$$

$$J_y(z, t) = J_y(z) e^{j\omega t} = \frac{e^{j\omega t + pz}}{2q(\cosh pc - \cosh qc)} \left\{ -\frac{2j\omega pc \bar{J} e^{j\theta}}{v} \{ \sinh q(c-z) + e^{-pc} \sinh qz \} + \left[2pc \bar{J} e^{j\theta} - \frac{2j\omega pc \bar{H}}{v} - \frac{V_0 - V_c}{\rho b + 2r_c} \right] \{ q(\cosh q(c-z) - e^{-pc} \cosh qz) - p(\sinh q(c-z) \right.$$

$$+e^{-p c} \sinh q z\} \dots\dots\dots (12)$$

ただし、上式の p, q は次式のように与えられる。

$$p = \mu b v / 2(\rho b + 2r_c) \dots\dots\dots (13)$$

$$q = \sqrt{p^2 + j\omega\mu b / (\rho b + 2r_c)} \dots\dots\dots (14)$$

以上の結果は交流コンダクション形電磁ポンプ駆動部の磁界分布、電流密度分布を示す基本式である。以下これらの式の有する意味について具体的に考察してみる。

(14)式の q を

$$q = p(k_1 + jk_2) > 0 \dots\dots\dots (15)$$

とにおいて、(11)、(12) 式を有理化すると次の関係が得られる。(付録 I 参照)

$$\begin{aligned} H_x(z, t) &= \frac{e^{j\omega t + pz}}{2p(\bar{F}^2 + G^2)} \{(\alpha_1 L + \beta_1 K \\ &\quad - \gamma_1 M + \delta_1 N) + j(-\beta_1 L + \alpha_1 K \\ &\quad - \delta_1 M - \gamma_1 N + \epsilon)\} \\ &= \{H_x(R) + H_x(I)\} e^{j\omega t} \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_y(z, t) &= \frac{e^{j\omega t + pz}}{2p(\bar{F}^2 + G^2)} \{(\alpha_2 L + \beta_2 K \\ &\quad + \gamma_2 M + \delta_2 N) + j(-\beta_2 L \\ &\quad + \alpha_2 K - \delta_2 M + \gamma_2 N)\} \\ &= \{J_y(R) + J_y(I)\} e^{j\omega t} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

また、(13)～(15) 式より k_1, k_2 は次式で与えられる。

$$k_1^2 = \sqrt{(1/4) + (\omega/pv)^2} + 1/2 \dots\dots\dots (18)$$

$$k_2^2 = \sqrt{(1/4) + (\omega/pv)^2} - 1/2 \dots\dots\dots (19)$$

第3図は $a=10\text{cm}$, $b=5.0\text{cm}$, $c=15.0\text{cm}$, $\bar{B}=0.5\text{Wb/m}^2$, $v=1\text{m/s}$, $\theta=0$, $V_0-V_c=0$, $\rho=95.8 \times 10^{-8}\Omega \cdot \text{m}$ (流体として水銀を使用), $r_c=35 \times 10^{-10}\Omega \cdot \text{m}^2$, $\mu=\mu_0=4\pi \times 10^{-7}\text{H/m}$ の諸定数を有する電磁ポンプを想定し, $H_i/\bar{H}=1.2$ の場合、電源周波数 f を種々変えたとき、 z 方向に磁界強度がどのように分布するかについて(16)式を用いて計算したものである。ただし H_i は次式で与えられる。

$$H_i = \bar{J}c/2 \dots\dots\dots (20)$$

(20)式より明らかなように H_i は負荷電流によって生じた磁界強度を示し, $H_i/\bar{H}$ の大きいことは電機子反作用の影響が大きいことを示す。

第4図は第3図と同じ条件の下に(17)式を用いて z 方向に沿う電流密度分布を計算したものである。

両図を見ると磁界強度の虚数部 $H_x(I)$ 及び電流密度の虚数部 $J_y(I)$ とともに電源周波数 f が小さくなるに従ってその値が小さくなり, f が零すなわち直流の場合には両者共零になる。また磁界、電流密度の実

第3図 磁界分布に与える電源周波数の影響

Fig. 3. Influence of frequency on the magnetic field distribution.

第4図 電流密度分布に与える電源周波数の影響

Fig. 4. Distribution of current density as function of frequency.

数部の z 方向の分布も周波数 f が小さくなるに従って直流の場合の z 方向の分布の値に近づいていくことがわかる。このことは(11)、(12)の磁界強度、電流密度の式の $f \rightarrow 0$, すなわち $\omega \rightarrow 0$ の極値を求めると直流の場合の磁界強度、電流密度の式⁽⁷⁾になることから確かめられる。

第5図は磁界強度の z 方向の分布が $(V_0 - V_c)$ の値によってどのように変化するかを $f=50\text{Hz}$, $H_i/\bar{H}=1.2$, $\theta=0$ の場合について(16)式を用いて計算したものである。これを見ると $(V_0 - V_c)=400\text{mV}$ を与えることにより負磁界の発生を防いでいることがわかる。また磁界の虚数部は $(V_0 - V_c)$ の影響をあまり受

第 5 図 $(V_0 - V_c)$ による磁界分布の変化
Fig. 5. Effect of $(V_0 - V_c)$ on distribution of magnetic field strength.

第 6 図 磁界分布と位相角との関係
Fig. 6. The relationships of magnetic field distribution to phase angle θ .

けていないこともわかる。 $(V_0 - V_c)$ の値が 57 mV 及び 100 mV の場合の虚数部 $H_x(I)$ は $(V_0 - V_c)$ の値が 0 と 400 mV の場合の間に分布しているが、繁雑をさけるため省略している。

第 6 図は $H_i/H = 1.2$, $V_0 - V_c = 0$, $f = 50$ Hz の場合、磁束と電流の位相差 θ を変えた場合の z 方向に沿う磁界分布を示したものである。これを見ると θ が大きくなるに従って磁界強度の実数部の分布は均一分布に近づいていくが、これは電極電流の有効分 (J_y の実数部) が減少するため、電機子反作用による影響が等価的に小さくなるためと思われる。磁界強度の空間積分値、すなわち磁束量は θ の値にかかわらず一定であ

る。

〈2.2〉 ポンプ出力及び効率 ポンプの発生圧力 P_z は H_x, J_y とともに z に関して複素数であることを考慮して、次式のように与えられる。

$$P_z = \langle \mu/2 \rangle \int_0^c (H_x J_y^* + H_x^* J_y) dz \dots (21)$$

ただし、 J_y^*, H_x^* はおのおの J_y, H_x の共役複素数である。

(1), (16) 式の関係を用い、時間平均して圧力 P_z を計算すると次式の関係が得られる。

$$\begin{aligned} P_z &= -(\mu/2) \int_0^c \left(H_x \frac{\partial H_x^*}{\partial z} + H_x^* \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) dz \\ &= -(\mu/2) \left[H_x H_x^* \right]_0^c \\ &= \frac{\mu \bar{H} \bar{J} c}{2(F^2 + G^2)} \left(\frac{H_i}{\bar{H}} \right) [(K_2 - K_1) \\ &\quad + \cos \theta (X K_3 - 2Y K_2) \\ &\quad + \sin \theta \{ 2Y (K_4 - K_3) - X K_2 \}] \dots (22) \end{aligned}$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= (k_1^2 + k_2^2) \zeta, \quad K_2 = k_1 \phi + k_2 \varphi \\ K_3 &= k_1 \varphi - k_2 \phi, \quad K_4 = (F^2 + G^2)/(p c k_1 k_2) \\ \zeta &= \sinh p c (\cosh p c - \cosh p k_1 c \cos p k_2 c) \\ \phi &= \sinh p k_1 c (\cosh p c \cosh p k_2 c - \cosh p k_1 c) \\ \varphi &= \sin p k_2 c (\cosh p c \cosh p k_1 c - \cos p k_2 c) \\ X &= p c k_1 k_2 (\bar{H}/H_i), \quad Y = (V_0 - V_c)/2b v \mu H_i \\ F^2 + G^2 &= (k_1^2 + k_2^2) \{ (\cosh p c \\ &\quad - \cosh p k_1 c \cos p k_2 c)^2 \\ &\quad + (\sinh p k_1 c \sin p k_2 c)^2 \} \end{aligned} \right\} \dots (23)$$

次に流体中のオーム損失を求めてみる。すでに述べたように電流は電極間の領域以外には流れないと仮定しているので、圧力 P_z を求めた場合と全く同様な計算により時間平均した接触抵抗損を含むオーム損失が求められる。

$$\begin{aligned} W_f &= a(b\rho + 2rc) \int_0^c J_y J_y^* dz \\ &= \frac{ac(b\rho + 2rc) \bar{J}^2 (pc)}{2(F^2 + G^2)} [K_1(1 - 2Y \cos \theta \\ &\quad - X \sin \theta) + k_1 k_2 K_3 - (K_2/2) \{ (\cos \theta \\ &\quad - 2Y)^2 + (\sin \theta - X)^2 + 1 \}] \dots (24) \end{aligned}$$

記号は、(23) 式に示すのと同様である。

(22), (24) 式について検討してみる。(22) 式を位相角 θ に着目して書き換えると、

$$P_z = \frac{\mu \bar{H} \bar{J} c}{2(F^2 + G^2)} \left(\frac{H_i}{\bar{H}} \right) [(K_2 - K_1)$$

$$\frac{+ \sqrt{(XK_3 - 2YK_2)^2 + \{2Y(K_4 - K_3) - XK_2\}^2 \cos^2(\theta - \theta_1)}}{-K_3 - XK_2} \cos(\theta - \theta_1) \dots\dots (25)$$

ただし,

$$\theta_1 = \tan^{-1} \left\{ \frac{2Y(K_4 - K_3) - XK_2}{XK_3 - 2YK_2} \right\} \dots\dots (26)$$

すなわち, ポンプ発生圧力 P_z は(26)式で与えられる位相角 θ_1 のとき, 最大になることがわかる。

次に, (24)式のオーム損失 W_f を Y すなわち電極間電圧分布 ($V_0 - V_c$) に関し検討すると,

$$Y = (1/2) \{1 - (K_1/K_2)\} \cos \theta \dots\dots (27)$$

のとき, すなわち

$$(V_0 - V_c) = b v \mu H_i \{1 - (K_1/K_2)\} \cos \theta \dots\dots (28)$$

のような電極間電圧分布を与えた場合に流体中のオーム損失は最小になることが明らかになった。

次に電磁ポンプの効率について考察してみる。

ポンプ入口出口間の圧力差 P_w は, (22)式で求めたポンプ圧力 P_z より駆動部における圧力損失 ΔP を差し引いたものとして次式で示される。

$$P_w = P_z - \Delta P \dots\dots (29)$$

駆動部における圧力損失 ΔP は, 次式で与えられる。⁽⁷⁾

$$\Delta P = \{8 v \bar{B} \{a + b\}^2 c \sqrt{v/\rho}\} / (3 a b^2) \dots (30)$$

流体の流速は管路断面において均一であると仮定しているの、流量 Q は

$$Q = a b v \dots\dots (31)$$

(29), (31)式よりポンプ出力 W_0 は次式で与えられる。

$$W_0 = P_w Q = (P_z - \Delta P) Q \dots\dots (32)$$

損失としては, (24)式に示される流体中のオーム損失を考慮し, 磁極における励磁損失を除外するものとすれば電磁ポンプの効率は次式で示される。

$$\eta = P_w Q / (P_z Q + W_f) \dots\dots (33)$$

次にポンプ圧力の(22)式及び流体中のオーム損失の(24)式について周波数 $f \rightarrow 0$ の極値を求めてみるとそれぞれ次のように示される。

$$\lim_{f \rightarrow 0} P_z = \mu \bar{H} \bar{J} c \left[1 - \frac{H_i}{\bar{H}} \left\{ \coth p c - \frac{1}{p c} \left(1 - \frac{V_0 - V_c}{2 b v \mu H_i} \right) \right\} \right] \dots\dots (34)$$

$$\lim_{f \rightarrow 0} W_f = a c (\rho b + 2 r c) \bar{J}^2 \left[\{ (p c) \coth p c - 1 \} \left(1 - \frac{V_0 - V_c}{2 b v \mu H_i} \right)^2 + 1 \right] \dots\dots (35)$$

(34), (35)式において $p c = \alpha$ の置換をすれば, 筆者

第 7 図 ポンプ圧力の位相特性

Fig. 7. Characteristic curves of pump pressure.

らがすでに報告した直流コンダクション形電磁ポンプの場合の圧力の式及び接触抵抗損を含めた流体中のオーム損失の式と全く同一になる。⁽⁷⁾

同様にポンプ出力の(32)式及びポンプ効率の(33)式について周波数 $f \rightarrow 0$ の極値を求めると $\Delta P, Q$ は周波数に関係なくかつ P_z, W_f は(34), (35)式で示されるため, それらの極値は直流コンダクション形電磁ポンプの場合の出力, 効率の式⁽⁷⁾と全く同一になる。すなわち, 本論文で得られた交流コンダクション形電磁ポンプの基本式は電源周波数零の場合も含むコンダクション形電磁ポンプの一般式であることを示している。

第 7 図は今までに用いたものと同じ数値を用いて, $V_0 - V_c = 0$ の場合, 電源周波数 f を種々変えて, 発生圧力 P_z と位相角 θ との関係を(22)式を用いて数値計算したものである。これを見ると発生圧力 P_z は位相角 θ に対して正弦波的に変化し, $f = 50 \text{ Hz}$ の場合, $\theta = 32^\circ$ で最大になっている。また電源周波数を変えると, 圧力が最大になる θ の値は周波数が小さくなるに従って零に近づいていくことがわかる。このことは, (34)式の結果からも推察される。

第 8 図は $f = 50 \text{ Hz}$, $\theta = 0$, $V_0 - V_c = 0$ とし, 入力電流を変えた場合のポンプ圧力 P_z , 流体中のオーム損失 W_f , 効率 η の変化を(22), (24), (29)~(33)の各式を用いて数値計算したものである。横軸は入力電流に比例する係数 $H_i/\bar{H}$ で表わしている。これを見るとポンプ圧力 P_z は $H_i/\bar{H}$ に比例してほぼ直線的に増加している。 $H_i/\bar{H} = 0$ すなわち入力電流 $I = 0$ のときのオーム損失 W_f の値はうず電流損失を表わしている。

ポンプ効率 η は $H_i/\bar{H}$ の増加とともに上昇し,

第 8 図 ポンプ圧力、効率と入力電流の関係
Fig. 8. The relationship of pump pressure and efficiency to input current.

$H_f/\bar{H}=1.2$ のとき、最大となっている。このときの W_f の値は $H_f/\bar{H}=0$ のときの 2 倍の値を示す。このことは、うず電流損失と入力電流によるオーム損失が等しくなるとき、最大効率が得られることを示した E. K. Jankop 氏の報告と一致している。⁽⁵⁾

3. 実験及び考察

以上の考察によって得られた電磁ポンプの特性に関する結果を確かめるため、実際に小形の交流コンダクション形電磁ポンプを試作し実験を行なった。試作したポンプ駆動部の電極は銅を用い、その上下面を絶縁体で構成し管壁電流が流れないようにしている。ポンプの寸法は駆動部の高さ $a=0.5\text{ cm}$ 、電極間距離 $b=1.5\text{ cm}$ 、駆動部の長さ $c=9.0\text{ cm}$ である。

第 9 図に実験設備の構成を示す。電源部は低電圧大電流用変圧器を用い、電極電流の制御は変圧器一次側の電圧調整器で行ない、5,000 A 程度まで連続的に供給することができる。磁極には、巻数 500、空げき長 3.0 cm、磁極面積 $5.0 \times 16.0\text{ cm}^2$ の外鉄形電磁石を用い、その励磁回路には移相器を接続して、電極電流と磁束密度の位相を適当に調整できるようにした。

ポンプ圧力は駆動部出入口に取り付けた圧力計により測定し、流量は試作した電磁流量計を用いて測定した。

金属流体としては水銀を用いた。水銀の諸定数は次の諸数値を用いた。 $\rho=95.8 \times 10^{-8}\text{ }\Omega\cdot\text{m}$ 、 $\nu=16 \times 10^{-5}\text{ kg}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ 、 $\delta=13.6 \times 10^3\text{ kg}/\text{m}^3$ 。

第 10 図は電磁ポンプの動作状態において、駆動部

第 9 図 実験回路

Fig. 9. Schematic diagram for experiments.

第 10 図 電極における電圧差

Fig. 10. Measured values of voltage difference along an electrode.

に沿う電極間電圧分布を種々の負荷電流の場合について測定したものである。これを見ると電極間の電位差はポンプ入口から出口に沿ってほぼ直線的に減少している。このような電圧分布は、電極の構造及び配置に基因するもので、電機子反作用の軽減に役だっている。⁽⁷⁾ これより、第 2 図に示したような電圧分布の仮定は妥当であることが了解される。

第 11 図は励磁電流 I_f 及び電極電流 I_a を一定とした場合の電磁ポンプ発生圧力の位相特性を示す。図中実線は測定値、点線は (25), (26) 式を用い計算により求めたものである。これを見ると測定値と計算値は良好な一致を示しており、発生圧力 P_z は位相角 θ に対して正弦波的に変化し、 $\theta=13^\circ$ のとき最大になっている。電極電流の値を種々変えた場合にも同様な結果が得られた。これらの結果は (25) 式が妥当であることを示している。

第 12 図は電極電流と静止圧力 P_s 、及び動作状態におけるポンプ入口出口間圧力 P_w との関係を示した

第 11 図 ポンプ圧力と位相差との関係

Fig. 11. Comparison between experimental values and calculated values of pump pressure versus phase angle.

第 12 図 ポンプ圧力-入力電流曲線

Fig. 12. Relationships of pump pressure to input current.

ものである。図中点線は(22)式において $v=0$ の場合について計算したものであり、一点鎖線は(29), (30)式を用い計算により求めたものである。これを見ると P_{st} は測定値と計算値がよく一致しているが、 P_w では測定値がやや低い値を示している。これは実験に用いた電磁ポンプでは計測の容易のため磁極間隔を大きくとっているため、磁束密度が 700 G 程度であり、流体の流れが層流ではなく、乱流であることなどに基因するものと考えられる。⁽¹¹⁾

流れが乱流の場合、流体の摩擦損失係数 λ は R_e をレイノルズ数とすれば次式で与えられる。

$$\lambda = 0.3164 R_e^{-1/4} \dots\dots\dots (36)$$

第 13 図 入出力特性曲線

Fig. 13. Comparison between experimental values and calculated values of efficiency, input and output power versus input current.

上式を用いて駆動部内の圧力損失を求め、 P_w を計算した結果を図中の二点鎖線として示している。この場合、計算値と測定値はほぼ一致している。

第 13 図は電極電流に対する出力特性を示したものである。実線は測定値、点線は(24)~(26), (29), (32)及び(33)式を用いて計算により求めたものである。これを見ると入力は測定値と計算値がよく一致しているが、出力及び効率は測定値がやや低い値を示している。これは第 12 図に示したように P_w の測定値が計算値より低くなることに基因するものと思われ、出力及び効率曲線の傾向は測定値及び計算値ともに相似であるので理論式は、ほぼ妥当であると考えることができよう。

4. む す び

以上、交流コンダクション形電磁ポンプについて簡単な条件の下に動作解析を行ない電磁ポンプの基本式であるポンプ出力、効率などの式を電機子反作用などを考慮して導くとともに、駆動部流体中の磁束分布及び電流分布と電源周波数、電極間電圧分布、磁束と電流の間の位相差などとの相互関係を明らかにした。

これらの基本式は電源周波数を零にした場合にすでに報告した直流コンダクション形電磁ポンプの基本式と全く同一であることを示した。このことは直流コンダクション形電磁ポンプも理論上においては交流コンダクション形電磁ポンプの中に入れて考えることができることを示したものである。

これらの考察の結果は実験によりほぼ妥当であることを確かめている。

本研究を行なうにあたり、ご指導いただいた東北学院大学工学部 高崎卓二郎教授にあらためて深く謝意を表する次第である。

(昭和 48 年 1 月 10 日受付, 同 48 年 10 月 25 日再受付)

文 献

- (1) L. R. Blake: Engineer 202, 541 (1956)
- (2) L. R. Blake: Proc. Inst. Elect. Engrs. 104A, 49 (1957)
- (3) L. R. Blake: J. Nuclear Energy 1B, 65 (1959)
- (4) W. Murgatroyd: A. E. R. E. ED/R 1566 (1954)
- (5) E. K. Jankop: Institut fiziki AN Latv. SSR (1958)
- (6) 西堀・片木・小野: 日立評論 41, 525 (昭 34-4)
- (7) 菊地・村上: 電学誌 91, 1055 (昭 46-6)
- (8) 菊地, 他: 昭46電気関係学会東北支部連大 IC-3
- (9) 菊地, 他: 昭46電気関係学会東北支部連大 IC-4
- (10) 菊地, 他: 昭47電気学会全国大会 No. 572
- (11) Jul. Hartmann, Freimut Lazarus: Detkgl. Danske, Vidensk. Selsk. math.-fys. Medd 15, 7 (1937)

付 録

I. (11), (12) 式の有理化した式 (11), (12) 式を(15)式及び

$$\bar{J}e^{j\theta} = \bar{J}(\cos\theta + j\sin\theta) \dots\dots\dots (付 1)$$

の関係を用いて有理化すると次式が得られる。

$$H_x(z, t) = \frac{e^{j\omega t + pz}}{2p(F^2 + G^2)} \{(\alpha_1 L + \beta_1 K - \gamma_1 M + \delta_1 N) + j(-\beta_1 L + \alpha_1 K - \delta_1 M - \gamma_1 N + \epsilon)\} \dots\dots\dots (付 2)$$

$$J_y(z, t) = \frac{e^{j\omega t + pz}}{2p(F^2 + G^2)} \{(\alpha_2 L + \beta_2 K + \gamma_2 M + \delta_2 N) + j(-\beta_2 L + \alpha_2 K - \delta_2 M + \gamma_2 N)\} \dots\dots\dots (付 3)$$

ただし,

$$\begin{aligned} L &= \sinh pk_1(c-z) \cos pk_2(c-z) \\ &\quad + e^{-pc} \sinh pk_1 z \cos pk_2 z \\ K &= \cosh pk_1(c-z) \sin pk_2(c-z) \\ &\quad + e^{-pc} \cosh pk_1 z \sin pk_2 z \\ M &= \cosh pk_1(c-z) \cos pk_2(c-z) \\ &\quad - e^{-pc} \cosh pk_1 z \cos pk_2 z \\ N &= \sinh pk_1(c-z) \sin pk_2(c-z) \\ &\quad - e^{-pc} \sinh pk_1 z \sin pk_2 z \\ F &= k_1(\cosh pc - \cosh pk_1 c \cos pk_2 c) \\ &\quad + k_2 \sinh pk_1 c \sin pk_2 c \\ G &= k_2(\cosh pc - \cosh pk_1 c \cos pk_2 c) \\ &\quad - k_1 \sinh pk_1 c \sin pk_2 c \\ \alpha_1 &= AF + BG, \quad \beta_1 = AG - BF \\ \gamma_1 &= FR + GT, \quad \delta_1 = FT - GR \\ \epsilon &= 2pe^{-pz}(F^2 + G^2)(V_0 - V_c)/\omega\mu bc \\ \alpha_2 &= U(F \sin\theta - G \cos\theta) - p(DF + EG) \\ \beta_2 &= U(F \cos\theta + G \sin\theta) - p(DG - EF) \\ \gamma_2 &= p\{k_1(DF + EG) + k_2(DG - EF)\} \\ \delta_2 &= p\{k_1(DG - EF) - k_2(DF + EG)\} \\ A &= \left(pc \bar{J} \cos\theta - \frac{V_0 - V_c}{\rho b + 2rc} \right) \\ B &= \left(pc \bar{J} \sin\theta - \frac{2\omega pc \bar{H}}{v} \right) \\ D &= \left(2pc \bar{J} \cos\theta - \frac{V_0 - V_c}{\rho b + 2rc} \right) \\ E &= \left(2pc \bar{J} \sin\theta - \frac{2\omega pc \bar{H}}{v} \right) \\ R &= pc \bar{J}(k_1 \cos\theta - k_2 \sin\theta) \\ T &= pc \bar{J}(k_1 \sin\theta + k_2 \cos\theta) \\ U &= \frac{\omega\mu bc \bar{J}}{\rho b + 2rc} = 2k_1 k_2 p^2 c \bar{J} \end{aligned} \dots\dots\dots (付 4)$$