環状フローカブラの解析手法の開発

正員 竹 中 清 (電力中央研)

正員 根 本 孝 七 (電力中央研)

正員 宅 間 董 (電力中央研)

Development of Numerical Analysis for Annular Flow Coupler

Kiyoshi Takenaka, Member, Koushichi Nemoto, Member, Tadasu Takuma, Member (Central Research Institute of Electric Power Industry)

A DC electromagnetic flow coupler is one of the candidate driving methods of liquid sodium coolant in liquid metal fast breeder reactors (LMFBR). The fundamental structure of a flow coupler consists of two flow channels connected electrically in series under a transverse magnetic field. When the conducting fluid in one of the channels is driven by an external means like a mechanical pump, this channel (generator channel) works under the magnetic field as a DC power supply. With the transverse magnetic field, the induced current provides a pumping force to the conducting fluid in the adjacent channel (pump channel), realizing a high efficiency DC electromagnetic pump. An annular electromagnetic flow coupler, in which a number of rectangular channels are arranged in an annular under a radial magnetic field, is considered to have the possibility of reducing the FBR size. This report gives a description of the analysis methods of flow couplers, and describes the calculated results on the flow and electrical characteristics of the experimental (prototype) annular flow coupler.

キーワード：電磁ポンプ，フローカブラ，ナビアストークス，有限要素法，高速増殖炉

1. ま え が き

高速増殖炉(FBR)の一次側ナトリウムの駆動方式として、従来の機械式ポンプに替わるフローカブラが注目されている⁽¹⁾。これは導電性流体における電流と磁界との相互作用で流体を駆動する電磁ポンプの一種である。機械式ポンプなどで駆動された二次側ナトリウム(発電側)に一定磁界をかけて電流を発生させ、その電流を一次側ナトリウム(ポンプ側)に流して磁界との作用で駆動する(図1)。

当所では、昭和59年度より方形断面のフローカブラ開発のためにメーカーとの共同研究を開始し、高温ナトリウム中での原理実証試験、タンク形FBRに適用した場合の概念設計を行うと共に、数値計算手法の開発を行ってきた。二次元有限要素法による電磁流体解析プログラムと方形断面フローカブラの一部の解析結

果を既に報告している⁽²⁾。更に昭和62年度からは、環状フローカブラ(後述図9)開発のためのメーカーとの共同研究を開始して高温ナトリウム中での原理実証試験、高効率化の検証から実証炉の小形スケールモデル(セクタモデル)の製作に進むと共に、数値計算による解析手法の確立を目指した検討を進めている。その間、環状フローカブラの側壁を絶縁することによって、実験的に50%を超える高効率を得られたことが特筆される。

フローカブラの解析手法は基本的に次の2種類がある。

(1) 準一次元モデル⁽³⁾ フローカブラを一次元的な電流回路で構成してシミュレートするもので、側壁の漏れ電流や端部効果などを考慮しており、効率など全体的な特性を簡易に求めることができる。しかし、流速分布・電流分布を含めた詳細な解析や局所で

図 1 環状フローカプラ
Fig. 1. Annular flow coupler.

の特性を得ることはできず、また断面が方形でないときなど理論条件からずれたときの誤差についても検討できない。

(2) 有限要素法⁽²⁾ 電磁界に関するマクスウェルの式と流体に関するナビヤーストークスの式を連立させて数値的に解く方法である。前述したように、方形断面における二次元解析結果を既に報告している。

本報告は、有限要素法による環状フローカプラ実験機の特性格解析結果、特に流体の壁での速度条件を変えた検討結果を中心に、準一次元モデルの結果などをまとめたものについて述べる。

2. 準一次元モデルによる解析

準一次元モデルはもともとウェスティングハウス社で開発されたものであり⁽³⁾、方形断面のフローカプラが解析対象となっている。ところが、環状フローカプラは、流路断面が扇状になっているだけでなく、フローカプラの磁束が減少する端部においても発電電流をポンプ側に流し駆動力を発生している。このように環状フローカプラは、方形断面のフローカプラと比較して、幾つかの差異がある。そこで、下記のように電気特性・流体特性を考慮した。

(1) 流体・壁などの導体を表現する電気的な等価回路は、環状形状を考慮する。

(2) 外部から印加する磁界は台形近似(直線近似)の分布とする。

(3) 流体特性は、環状断面の曲率が小さいので Hunt らによる方形断面の特性式⁽⁴⁾ で近似する。

(4) 磁束が減少する端部でも発電・ポンプの特性

図 2 長方形断面の電磁流体
Fig. 2. Conducting fluid with rectangle sections.

図 3 電磁流体の等価回路
Fig. 3. Equivalent circuit for a conducting fluid.

を考慮する。

(5) 端部の磁束減少のための電位こう配で生じる磁束一様部からの漏れ電流も一次近似で考慮する。

従って、図 1 のような環状フローカプラにおいて、電磁流体とダクトの電気的等価回路を作り、そのときの圧力を求めることにより効率を計算する。

図 2 のように長方形断面をもつ電磁流体が流速 U で Z 方向に流れている場合を考える。そのときの電流密度 j は(1)式となる。

$$j = \frac{I}{4aL} = \sigma(E - UB_0) = \sigma \left(\frac{V_0}{2b} - UB_0 \right) \quad \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 $2a$: 磁界方向のダクト幅、 $2b$: 磁界垂直方向のダクト幅、 $2L$: 流路方向の電極長さ、 B_0 : 外部印加磁界の磁束密度、 σ : 流体の導電率、 V_0 : 外部印加電圧、 E : 電界強度、 I : 電流、 j : 電流密度、 U : 流体の平均流速、 Q : 流体の流量($Q=4abU$)

電流 I を求めると(2)式となる。

$$I = \sigma \frac{4aL}{2b} (V_0 - 2bUB_0) \quad \dots \dots \dots (2)$$

従って、等価回路は図 3 のようになる。

図 1 のようなステンレス隔壁で区切られた流路を電磁流体としてナトリウムが流れる場合を考える。この

図 4 フローカプラの領域分割と等価回路
Fig. 4. Equivalent circuit for a flow coupler.

ダクトを図 2 の電磁流体が z 軸方向に交互に流れる場合として環状フローカプラを扱う。 y 方向の電位変化がないものとして図 4 (a) のような領域に分割することができる。その等価回路は図 2 の等価回路と合せて (b) 図のようになる。

また、端部での磁束減少により生じた x 方向の電位傾斜で z 方向に流れる電流は図 5 (a) のような電流分布と考えられる。電流分布を (b) 図のように仮定すると片側ダクトの z 方向に流出する全電流 I_E は

図 5 端部での磁束減少による電流
Fig. 5. Terminal effect by magnetic field.

図 6 等価回路の簡単化
Fig. 6. Simplification of the equivalent circuit.

(3) 式となる。

$$I_E = \int_{-a}^a \int_0^b j_E \frac{x}{b} dx dy = ab j_E = \sigma \frac{ab}{L_E} V \quad \dots \dots \dots (3)$$

従って、その等価抵抗は(4)式となる。

$$R_E = \frac{2V}{I_E} = 2 \frac{L_E}{\sigma ab} \quad \dots\dots\dots (4)$$

最終的な等価回路は図6のように簡単化できる。

従って、電流 I は(5)式となる。

$$I = (V'_G - V'_P) / (R_P + R_G + 2R_{SU}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

(各変数は図4, 図6参照)

またそれぞれの流体中を流れる電流 $I_P \cdot I_G$ は図6より(6)式となる。

$$\left. \begin{aligned} I_P &= I - (V'_P + IR_P) / R_{SUP} \\ I_G &= I + (V'_G - IR_G) / R_{SUG} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ところが、 V_G , V_P は磁束密度 B_0 に比例するので、電流・電圧はすべて B_0 に比例する。また電流 I は z 方向の流体長 $2L$ にも比例する。従って、 a , b などの大きさと流体・隔壁・側壁の導電率・粘性などの物性値などが一定であれば比例定数を i_P , i_G として I_P , I_G は(7)式で表すことができる。

$$\left. \begin{aligned} I_P &= i_P B_0 \times 2L \\ I_G &= i_G B_0 \times 2L \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

この i_P , i_G は $B_0=1$, $2L=1$ のときの電流 I_P , I_G から求められる。

次に図2の流体の z 方向の圧力こう配を求める。

Hunt らによれば、(a)~(c)の仮定条件で圧力こう配が与えられたときの流量 Q は、電磁流体のポンプ側流速方向を正として、(8)式となる⁽⁴⁾。

- (a) 二次流はなく、層流である。
- (b) ダクト面積・磁界は z 方向に変化しない。
- (c) 導電率・電極は連続で流速方向に変化しない。

$$\left. \begin{aligned} Q &= \left(\frac{B_0 I}{4aL} - \frac{\partial P}{\partial z} \right) \frac{4a^3 b}{\mu M} f(M, a, b) \\ f &= 1 - \frac{0.956a}{bM^{1/2}} - \frac{1}{M} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

P : 圧力, μ : 粘性係数, M : ハルトマン数

$$(M = aB_0 \sqrt{\sigma/\mu})$$

圧力こう配を求めると(9)式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial z} &= \frac{B_0 I}{4aL} - \frac{\mu M Q}{4a^3 b f} \\ &= \frac{B_0 I}{4aL} - \frac{\mu a B_0 \sqrt{\sigma/\mu} 4abU}{4a^3 b f} \\ &= \left(\frac{I}{2L} - \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U}{f} \right) \frac{B_0}{2a} \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

z 方向に流れる電流は図5(a)で既に考慮されているので、 z 方向に磁束が変化したときは微小長の範囲では磁束が変化しないと考えることができる。従って、全圧力差 ΔP は z 方向に圧力こう配を積分すれば

よい。

$$\begin{aligned} \Delta P &= \int \frac{dP}{dz} dz \\ &= \int \left(\frac{I(z)}{2L} - \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U}{f} \right) \frac{B_0(z)}{2a} dz \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

(7)式より $I/2L = iB_0$ であるから(11)式となる。

$$\Delta P = \int \left\{ iB_0(z) - \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U}{f} \right\} \frac{B_0(z)}{2a} dz \quad \dots\dots\dots (11)$$

磁束 B_0 が z 方向に長さ $2L$ の間変化しないときの全圧力差は(12)式となる。

$$\Delta P = \left(iB_0 - \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U}{f} \right) \frac{2L}{2a} B_0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

磁束 B_0 が $z=0-L_E$ の間に $B_0(z) = B_0 z/L_E$ と変化するときの全圧力差は(13)式となる。

$$\begin{aligned} \Delta P &= \int_0^{L_E} \left(iB_0 \frac{z}{L_E} - \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U}{f} \right) \frac{B_0}{2a} \frac{z}{L_E} dz \\ &= \left(\frac{i}{3} B_0 - \frac{\sqrt{\mu\sigma} U}{f} \right) \frac{L_E}{2a} B_0 \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ただし、(12)式、(13)式の流速 U はポンプ側流速を

図7 環状フローカブラ実験機
Fig. 7. Experimental flow coupler.

図 8 解析結果と実験結果の比較

Fig. 8. Comparison of analytic and experimental results.

正とした場合である。発電側の全圧力差を求める場合は流速 U に関する項の符号は反転する。

そして、効率 η は(14)式となる。

$$\eta = \frac{Q_P \Delta P_P}{Q_G \Delta P_G}$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta P_P &= \int (i_P B_0(z) - \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U_P}{f} \\ &\quad \times \frac{B_0(z)}{2a_P} dz \\ \Delta P_G &= \int (i_G B_0(z) + \frac{2\sqrt{\mu\sigma} U_G}{f} \\ &\quad \times \frac{B_0(z)}{2a_G} dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

Q_P : ポンプ側流量, ΔP_P : ポンプ側圧力差,

Q_G : 発電機側流量, ΔP_G : 発電側圧力差

高温ナトリウムを使用して、発電側を外部ポンプで駆動し、ポンプ側にバルブによる流路抵抗を加えた実験⁽⁵⁾で使用した図7のようなフローカブラに、上記までの計算を適用した。非絶縁形・絶縁形フローカブラは、同図に示すように、各ダクトの側壁としてステンレスを使用した構造と、セラミック絶縁体を使用した構造である⁽⁶⁾。強度面や信頼性では非絶縁形が優れているが、絶縁形では側壁での損失がなくなるので効率向上が期待できる。両フローカブラにおける解析結果と実験結果を比較したものを図8に示す。非絶縁形・絶縁形ともに極めてよく合致しており、この解析手法が基本的に妥当であることを示している。

フローカブラのように、流路損失が数%程度と小さく、損失のほとんどがジュール損であり電位傾斜が一樣に近い場合、抵抗回路の表現が適切であれば理論と実験がよく合致する。

3. 有限要素法による解析

準一次元モデルでは、電流分布・速度分布は求められない。また、そもそもが大きな近似であるために、特にダクト断面が長方形でない場合や、磁界が一樣でない場合にどの程度の誤差を生ずるのかわからない。そのために、有限要素法による解析が必要になる。

本手法では、乱流ならびに誘導電流による磁界のひずみを無視し、現在のところ二次元場計算が可能となっている。(15)式から(21)式のような方程式を解くのであるが、定常状態を対象としているので、以下のように変換できる。

マクスウェルの方程式

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \dots\dots\dots (15)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{I} \dots\dots\dots (16)$$

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots (17)$$

ナビエストークスの式(非圧縮性)

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \right) = \nabla \mu \nabla \vec{U} - \nabla P + \vec{I} \times \vec{B} \dots\dots\dots (18)$$

オームの式

$$\vec{I} = \sigma (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}) \dots\dots\dots (19)$$

電流連続の式

$$\nabla \cdot \vec{I} = 0 \dots\dots\dots (20)$$

非圧縮性流体の連続の式

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \dots\dots\dots (21)$$

σ : 導電率, ρ : 流体の密度, μ : 流体の粘性

係数, B : 磁束密度, H : 磁界強度, E : 電

界強度, I : 電流密度, U : 流体の流速,

Q : 流体の流量, P : 圧力

定常状態を対象とすると $\nabla \times \vec{E} = 0$ なので、電界 $\vec{E}$ はスカラーポテンシャル(電位) ϕ を有する。従って、(19)式と(20)式より

$$\nabla^2 \phi = \nabla \cdot (\vec{U} \times \vec{B}) \dots\dots\dots (22)$$

となる。更に、(18)式の時間項を消去すると

$$\rho \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} = \nabla \mu \nabla \vec{U} - \nabla P + \vec{I} \times \vec{B} \dots\dots\dots (23)$$

となる。(23)式の発散をとると

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \nabla P &= -\nabla \cdot (\rho \vec{U} \cdot \nabla \vec{U}) + \nabla \cdot (\nabla \mu \nabla \vec{U}) \\ &\quad + \nabla \cdot (\vec{I} \times \vec{B}) \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

となる。結局、電位 ϕ は(22)式、流速 U は(23)式、圧力 P は(24)式より解く。そして、有限要素としては、すべて四角形一次アイソパラメトリック要素を使用している。なお、計算法の詳細は文献(2)の付録に

記述している。

この手法を図9に示すような、流路断面に r, θ 座標、流れ方向に z をとる系に適用する。環状フローカブラの構造は、 z ＝一定の断面では二次元、また r ＝一定の断面では回転対称に近いが、 z 方向には磁界が変化し、 θ 方向には発電側ダクト(G)とポンプ側ダクト(P)が連結されている。従って、正確には三次

図9 環状フローカブラの解析断面
Fig. 9. Cross sections for the analysis.

元構造として取扱わなければならない、二次元の計算結果は近似結果である。ただ、対称性や周期性から計算領域を局限できる利点がある。図9①②に計算した二次元断面を示す。また、計算は図7のようなフローカブラ実験機を対象として、物性値も準一次元モデルと同一のものを使用した。

〈3・1〉 流路断面(z ＝一定)の結果 z ＝一定の面では、周期性から先に述べた構造の角度30度分の1ユニット(発電側およびポンプ側がそれぞれ1ダクト分)を計算すればよい。非絶縁形フローカブラの計算に用いたメッシュ分割は 14×27 で要素数378である。側壁および上下の隔壁は2層の要素で、中間隔壁は1層の要素で表現している。上下の隔壁の中間に周期境界条件を置き、流体条件は圧力こう配を一定とした。図10に、一例として圧力こう配が発電側4.4 MPa/m、ポンプ側1.5 MPa/mのときの z 方向の流速分布、電位分布、電流分布を示す(壁面での速度条件については次節で述べる)。磁界は実験条件に相当する値として側壁外側で0.48 T一定とし、 r に対する依存性($1/r$)を考慮している。

流速は発電側、ポンプ側ともそれぞれのダクトの壁付近に大きな速度こう配を有する分布で、流速の最大は発電側10.4 m/s、ポンプ側5.5 m/s(逆方向)であ

単位: m/sec

(a) 流速(z 方向)分布

$\times 10^{-2}$ V

(b) 電位分布

10 MA/m²

(c) 電流密度分布

図10 流路断面の特性(側壁非絶縁、壁の速度条件 A)

Fig. 10. Results on a vertical section to the liquid flow (conducting walls, boundary condition A).

図 11 流路断面の特性(側壁絶縁, 壁の速度条件 A)

Fig. 11. Results on a vertical section to the liquid flow (insulating walls, boundary condition A).

る。同(b)図からもわかるように, 対称性から発電側・ポンプ側の中央($\theta = \text{一定}$)に電位 $\Phi = 0$ の条件が成り立つので指定条件としている。電界 $\text{grad } \Phi$ あるいは電界電流 $\sigma \cdot \text{grad } \Phi$ は図示していないが, それぞれのダクト内ではほぼ一様で逆向き(発電側は図で下向き, ポンプ側は上向き)である。一方, 全電流密度は $\sigma(-\text{grad } \Phi + \vec{U} \times \vec{B})$ で, 第2項はどちらのダクトでも電界電流と逆向きであるから, 結局同(c)図のような電流密度分布となる。発電側の高い流速がダクト内で電流(図で上向き)を生ずるが, 側壁内とダクトの側壁付近では, $\vec{U} \times \vec{B}$ の電流が小さいため逆流になる。ポンプ側では逆流は生じないが, 流速の小さい側壁付近では大きな電流になる。

図 11 に, 絶縁形フローカブラの計算結果の各分布を示す。図のようにポンプ側に流路分離用ダクト(厚み 0.5 mm)があり, 側壁は 2 層の要素で計算している。計算条件は, 圧力こう配一定(発電側 4.4 MPa/m, ポンプ側 1.8 MPa/m), 磁界は 0.88 T 一定で r 依存性を考慮している。非絶縁形と比べて, z 方向の流速分布は発電側では外側側壁の中央付近, ポンプ側では内側側壁の中央付近に最大値のある分布で, 最大値は発電側 3.2 m/s, ポンプ側 1.1 m/s でそれぞれか

なり小さくなっている。また, 電流密度分布は, 発電側では逆流が側壁付近(のダクト内)だけになり, ポンプ側の側壁電流も側壁厚みが小さくなったため, 逆流分は非絶縁形(図 10)より著しく減少している。これらの変化がそれぞれ効率向上をもたらすことが定性的であるが予想できる。

〈3・2〉流れ方向の円周断面($r = \text{一定}$)の結果

図 9 の $r = \text{一定}$ の断面として, ダクト中央部を二次元配置で計算した。 z 方向(流れ方向)には, 6 段のコイル(磁界のサイクルでは 3 サイクル)を含む約 2 m をとり, θ 方向には各ダクト幅 15 度分のうちそれぞれの中央部分に電位 0 の等電位線が生ずるとして計算している。実際は z 方向に長い形状なので, 計算結果では z 方向は 1/10 の寸法に縮小して示すこととした。境界条件は実験値から発電側では 4.375 m/s, ポンプ側に 2.275 m/s(逆方向)の一樣流速をそれぞれダクト入口に設定している。磁界は紙面に垂直で, 波高値 0.48 T の正弦波である。

図 12 に, 非絶縁形フローカブラの場合の流速(z 方向), 電位, 電流密度の計算結果を示す。すべて縦軸を 1/10 に縮小した図面であるが, 電流密度は矢印の出発点の実際の(寸法比を変えない)大きさ, 方向を

図 12 流れ方向の特性(側壁非絶縁、壁の速度条件 A)

Fig. 12. Results on a vertical section to the magnetic flux (conducting walls, boundary condition A).

示している。電流の分布は駆動力となる紙面と水平な左右への流れと共に、磁界 0 付近の上下への流れがあり、ほぼ予想した分布になっている。また、磁界が 0 となる端部での電流は比較的小さい。

4. 有限要素法による効率計算

流体の壁面での速度は、粘性がわずかでもあれば理論的には 0 である。ところが、電磁流体は磁界と垂直な面では、ごく薄い境界層(ハルトマン層)に大きな速度こう配を生ずるが、フローカブラ実験機の場合には、側壁のハルトマン層は 0.01 mm のオーダーである。このような薄い層を有限要素法の分割で表現することは不可能で、むしろ速度 0 の条件をはずすほうが正しい特性に近いと考えることができる。一方、隔壁方向には、ポアズイユ流(通常の粘性流)の特性になるが、ナトリウムの粘性が小さい(滑りやすい)。そこで、有限要素法によるフローカブラの解析において、その側壁・隔壁での速度境界条件の妥当性を検討するため、下記のような 3 種類の速度条件を設定した。

- A, 粘性流: 壁面(隔壁, 側壁)で速度 0
- B, 片滑り: 隔壁では速度 0, 側壁では滑りがある。
- C, 両滑り: 隔壁, 側壁とも滑りがある。

この 3 条件における流路断面を有限要素法で解析した。

壁面の速度条件 B(片滑り)の場合の結果では、速度分布は速度条件 A(粘性流)と比較して大きな速度こう配は隔壁付近だけとなっている。電位分布・電流密度分布の変化は速度分布ほど大きくないが、図 13 と図 10 の比較からわかるように、粘性流でないため発電側での側壁付近(ダクト内)での電流の逆流およびポンプ側での大きな電流がなくなっている。また、速度条件 C(両滑り)の場合の結果では、隔壁付近での大きな速度こう配もなくなり、一様流に近くなっている。電位分布・電流密度分布の変化は壁の速度条件 B とほとんど変わらない。

更に、これらの壁の速度条件の妥当性を定量的に検討するため、二次元の流路断面におけるフローカブラの効率を求めた。効率は、各条件における解析結果の速度分布を断面全体で積分して流量を求め、以下の式から計算される。

$$\text{効率} \eta = (Q_P \Delta P_P) / (Q_G \Delta P_G)$$

ここで、 Q_P : ポンプ側流量(ポンプ側ダクトの流体速度の断面積分)、 Q_G : 発電側流量(発電側ダクトの流体速度の断面積分)、 ΔP_P : ポンプ側ダクト圧力こう配、 ΔP_G : 発

図 13 流路断面の特性(側壁非絶縁, 速度条件 B)

Fig. 13. Results on boundary condition B.

図 14 有限要素法の解析結果と実験結果の比較

Fig. 14. Comparison of analytic results by FEM and experimental results.

電側ダクト圧力こう配

この式は(14)式と同一であるが, 各変数の求め方が異なる。ポンプ側ダクトと発電側ダクトの圧力こう配の比をパラメータとして変化し, 流量比を基準としてまとめた結果を図 14 に示す。圧力こう配比が一定であれば, 圧力こう配の大きさそのものによる影響はほとんどなかった。そこで圧力こう配比をパラメータとした。

(a) 流体速度分布

(b) 電流密度分布

図 15 ハルトマン層の速度分布および電流分布

Fig. 15. Flow velocity and current density in Hartmann layer.

(a) 流体速度分布

(b) 電流密度分布

図 16 有限要素法による速度分布および電流分布

Fig. 16. Flow velocity and current density by FEM.

この結果から明らかなように, 速度条件 A では計算結果が実験結果を大きく下回った。また, 速度条件 B, C では実験結果とほとんど同じ結果であるが, 非絶縁形については, 速度条件 B(片滑り)の合致度が良くなった。つまり, 速度条件 A を用いた計算では実現象を正確に評価しておらず, 数値計算上では速度

条件 $B \cdot C$ のほうがより実現に近いことを示している。

磁束が通過する(磁界と垂直な)側壁にできる速度分布が急峻となるハルトマン層の速度分布を図 15(a)に示す。壁面の速度条件 A は、このハルトマン層を図 16(a)のように分割要素一つで近似している。ところが、図 7 のような実験機のハルトマン層は 0.01 mm のオーダーであり、ハルトマン層を過大に評価する結果となっている。つまり、図 16(a)のように外部から与えられる圧力こう配と $\vec{U} \times \vec{B}$ によって生じる電磁力のバランスを有限要素の格子点でとり、側壁の速度 0 の条件の間を直線近似(一次近似)するために図 15(b)と図 16(b)のように電流分布に大きな差を生じるのである。従って、その要素一つ(ハルトマン層を含む境界領域)を通過する電流がオーダー的に大きくなり、損失が増大して効率の低下を生じると考えられる。

従って、ハルトマン層が分割要素より極端に小さくなる流体要素では、特別にハルトマン層を近似する手法を開発するか、側壁の速度条件として流体に滑りがある速度境界条件の採用がより正確であることが明らかとなった。

5. ま と め

フローカブラポンプの解析手法として開発した準一次元モデルおよび有限要素法による解析手法について述べた。実験結果との対比からそれらの有効性が確認された。また、有限要素法においては、ハルトマン層が分割要素より極端に小さくなる壁近傍では、流体に滑りがある速度境界条件がより正確であることが明らかとなった。

最後に本論文を作成するにあたり、有意義な御討論をいただきました当所電力システム部長 坪井昭氏、同部系統計画研究室長 長尾待士氏に深く感謝致します。また、有限要素法解析においてプログラム開発および特性解析に御協力いただきました三菱総研 安田英典氏および電力計算センタ 鈴木重隆氏に深く感謝すると共に、計算結果に関して御討論いただきました東大工学部原子力工学科 宮健三教授、高木敏行助教授、当所原子力総合推進室 FBR グループ 湊章男氏、柏江研究所 FBR 部革新炉研究室 三宮豊氏、送配電部放電研究室 吉田智朗氏に感謝致します。

(平成元年 11 月 28 日受付)

文 献

- (1) 電力中央研究所:「環状フローカブラポンプ型モジュール炉」, 第 5 回エネルギー未来技術フォーラム技術パンフレット(昭 61)
- (2) 根本・宅間:「フローカブラポンプの解析」, 電力中央研究所研究報告, No. T 87092 (昭 62)
- (3) W. F. Hughes & I. R. McNab: "Liquid Metal Flows and Magnetohydrodynamics", *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 84, 287(1983)
- (4) J. C. R. Hunt & K. Stewartson: "Magnetohydrodynamic flow in rectangular ducts", *J. Fluid Mech.*, 23, 563(1965)
- (5) T. Ikeda, S. Hattori et al.: "Sodium Tests of Head Flow Characteristics for a Prototype Annular Electromagnetic Flow Coupler", LIMET '88

竹 中 清 (正員)

昭和 28 年 5 月 31 日生。53 年 3 月大阪大学工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年 4 月(財)電力中央研究所入所。フローカブラポンプ、直流送電、電圧安定性、分散電源の解析・シミュレーションなどの研究に従事。58 年電気学会論文賞受賞。

根 本 孝 七 (正員)

昭和 34 年 7 月 16 日生。59 年 3 月東京大学大学院修士課程修了。同年 4 月(財)電力中央研究所入所、現在に至る。電磁フローカブラポンプの解析およびレーザー装置の開発に従事。

宅 間 董 (正員)

昭和 13 年 9 月 30 日生。41 年 3 月東京大学大学院博士課程修了。41 年 4 月同大学電気工学科講師。工学博士。42 年 4 月(財)電力中央研究所入所。放電、絶縁、電界計算、電気環境、エネルギー問題に関する研究に従事。46 年および平成元年電気学会論文賞、50 年イギリス電気学会 Maxwell 賞、56 年電気学会著作賞受賞。平成元年電気学会編集理事。同年 4 月九州大学総合理工学研究科客員教授。