矩形流路内電磁流体二相環状流の圧力損失*

熊丸博滋^{*1}, 荻田健治^{*2}, 藤原良樹^{*1}Pressure Drop of Magnetohydrodynamic Two-Phase Annular Flow
in Rectangular Channel

Hiroshige KUMAMARU, Kenji OGITA and Yoshiki FUJIWARA

Numerical calculations have been performed on magnetohydrodynamic (MHD) two-phase annular flow in a rectangular channel with a small aspect ratio, i. e. a small ratio of the channel side perpendicular to the applied magnetic field and the side parallel to the field. Results of the present calculation agree nearly with Inoue et al.'s experimental results in the region of large liquid Reynolds numbers and large Hartmann numbers. Calculation results also show that the pressure drop ratio, i. e. the ratio of pressure drop of two-phase flow to that of single-phase flow under the same liquid flow rate and applied magnetic field, becomes lower than ~ 0.02 for conditions of a fusion reactor plant.

Key Words: Magnetohydrodynamics, Multi-phase Flow, Numerical Analysis, Finite Difference Method, Nuclear Fusion, Annular Flow

1. 序 言

核融合炉のブランケット冷却方式として幾つかの方法が提案されているが、発電プラント規模になると液体金属冷却によらざるを得ないと考えられている⁽¹⁾。しかし、液体金属冷却の場合、炉心プラズマ閉込め用の強磁場の存在のため、MHD (Magnetohydrodynamic; 電磁流体力学的) 効果により電磁力が作用し、圧力損失が著しく大きくなるという問題がある。この問題を解決するため、液体金属-不活性ガス二相流を使用することが提案されてきた。これは、二相流とすることにより、液体金属単相流に比べ、等価的な流体の導電率を低下させ誘起される誘導電流を減少させ、それによりMHD効果による電磁力を低下させようというものである。電磁力の低下による圧力損失の減少効果により、二相流としたための液相流速の増大によ

る圧力損失の増大効果を打消し、液体金属単相流の場合に比べて圧力損失を低下させることが期待できる。

この提案に関して、クオリティ (従ってボイド率) の小さい気泡流およびスラグ流領域について、実験的研究および簡単なモデルによる理論的研究が行われた^{(2)~(4)}。しかし、いずれの研究結果も、気泡流およびスラグ流領域では、液体金属二相流の圧力損失は単相流の圧力損失より幾らか大きくなることを示した。これに対して、クオリティ (従ってボイド率) の大きい環状流領域の液体金属二相流を使用することが提案されている⁽⁵⁾。

この液体金属環状流について、著者らは既に、図1に示すような矩形流路内の流れについて、一次元解析によりMHD圧力損失を解析的に求めた⁽⁶⁾。その結果、先ず、図1(a)のようにアスペクト比すなわち磁場に垂直な辺と平行な辺の比が1以上 ($\beta > 1$) の場合、二相流と単相流の圧力損失の比が1以下になることはないことを示した。次

* 原稿受付 1998年2月19日。

^{*1} 正員, 姫路工業大学 (〒671-2201 姫路市書写 2167)。^{*2} 姫路工業大学学生 [現: 富士通テン(株)]。

E-mail: kumamaru@mech.eng.himeji-tech.ac.jp

Fig. 1 Annular Flow Models

Fig. 2 Coordinate System (for $\beta < 1$)

に、図1(b)のようにアスペクト比が1以下 ($\beta < 1$) の場合には、圧力損失比は1よりかなり小さくなることを示した。しかし、後者の場合には、問題を一次元として取扱うために幾つかの仮定をおいたが、それらには必ずしも妥当でないものが含まれていた。

従って、本研究では、アスペクト比 $\beta < 1$ の矩形流路内の環状流について、流路断面内二次元の数値計算を実施し、正確なMHD圧力損失を求める。

2. 数値計算

図2に示すような、壁"A" (幅 $2a$, 厚さ t_{wa} , 導電率 σ_{wa}) および壁"B" ($2b$, t_{wb} , σ_{wb}) で囲まれた矩形流路内を z 軸正方向に流れる液体金属-ガス環状流を考える。外部印可磁場 B_0 の方向は壁"B"に垂直である。液相の流れは強磁場下で層流化しており、気相/液相間の界面は滑らかであり、気相中の液エントレインメントは無視できるとする。なお、従来の研究結果より、本研究の対象範囲では液相の流れは十分層流化していると考えられる⁽⁷⁾。液相の運動のみを解き、気相は乱流であるとしてその圧力損失を気液界面の境界条件として与える。対称性を考慮して $x > 0, y > 0$ の領域のみについて計算を行う。

液相について、速度場 v に関する運動方程式と誘導磁場 B に関する誘導方程式を連立させて解く。 z 軸方向に十分発達した流れを対象とすると、2つの方程式は以下のようになる。

$$\eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\mu} B_0 \frac{\partial B}{\partial y} = - \left(- \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$\frac{1}{\sigma \mu} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) + B_0 \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

ここで、 p, η, σ, μ はそれぞれ流体の圧力、粘度、導電率、真空の透磁率である。

また、境界条件は以下になる。

$$x = b - t: -\eta \frac{\partial v}{\partial x} = \tau_l = (b - t) \left(- \frac{\partial p}{\partial z} \right) * \left(\frac{8}{7} \right)^2 \left(\frac{a - y}{a} \right)^{2/7} \quad (3a)$$

$$y = 0: v(y) = v(-y) \quad (3b)$$

$$x = b: v = 0; \quad y = a: v = 0 \quad (4a, b)$$

$$x = b - t: B = 0; \quad y = 0: B(y) = -B(-y) \quad (5a, b)$$

$$x = b: B = - \frac{\sigma_{wa} t_{wa}}{\sigma} \frac{\partial B}{\partial x}; \quad y = a: B = - \frac{\sigma_{wb} t_{wb}}{\sigma} \frac{\partial B}{\partial y} \quad (6a, b)$$

式(3a)は、気液界面で気相の圧力損失より決まるせん断応力 τ_l を境界条件として与えたものであり、気相が y 方向に乱流の1/7乗則の速度分布を有していることを考慮している。式(5a)は、気液界面で誘導磁場が0であることによる。また、式(3b)は偶関数、式(5b)は奇関数であることを示す。さらに、式(6a, b)は薄い壁について Shercliff により提案された境界条件式(8)に基づくものである。

気相の圧力損失は次式で与える。

$$- \frac{\partial p}{\partial z} = 4f \frac{1}{d_h} \frac{\rho_g v_g^2}{2} \quad (7)$$

$$f = \frac{16}{Re_g} \text{ for } Re_g \leq 2000; \quad f = \frac{0.0791}{Re_g^{0.25}} \text{ for } Re_g \geq 2000 \quad (8)$$

f は摩擦係数、 d_h は水力相当直径、 Re は Reynolds 数である。添字 g は気相を示す。

また、連続の式は次の平均流速の式により考慮する。

$$\bar{v} = \frac{a}{b} \int_0^b \int_0^a v \, dx \, dy / at \quad (9)$$

次に、無次元数 $x^* = x/a, y^* = y/a, v^* = v/\bar{v}$,

$B^* = B / (\bar{v} \mu \sqrt{\sigma \eta})$, Poiseuille 数

$P = (-\partial p / \partial z) (a^2 / \eta \bar{v})$, アスペクト比 $\beta = b/a$,

Hartmann 数 $Ha = B_o a \sqrt{\sigma/\eta}$, 導電率比

$\phi_a = \sigma_w a t_w / \sigma a$, $\phi_b = \sigma_w b t_w / \sigma a$, ボイド率 $\alpha = (b-t)/b$ を導入して無次元化すると, 各式は以下になる.

$$\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} + Ha \frac{\partial B^*}{\partial y^*} = -P \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 B^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 B^*}{\partial y^{*2}} + Ha \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (11)$$

$$x^* = \alpha\beta; -\frac{\partial v^*}{\partial x^*} = \alpha\beta P^* \left(\frac{8}{7}\right)^2 (1-y^*)^{2/7} \quad (12a)$$

$$y^* = 0; v^*(y^*) = v^*(-y^*) \quad (12b)$$

$$x^* = \beta; v^* = 0; y^* = 1; v^* = 0 \quad (13a,b)$$

$$x^* = \alpha\beta; B^* = 0; y^* = 0; B^*(y^*) = -B^*(-y^*) \quad (14a,b)$$

$$x^* = \beta; B^* = -\phi_a \frac{\partial B^*}{\partial x^*}; y^* = 1; B^* = -\phi_b \frac{\partial B^*}{\partial y^*} \quad (15a,b)$$

$$P = f \frac{Re_{go}^2}{Re_o} \frac{\rho}{\rho_g} \left(\frac{\eta_g}{\eta}\right)^2 \frac{1-\alpha}{8\alpha^3} \frac{1}{\beta^2} \quad (16)$$

$$f = \frac{16}{Re_{go}} \text{ for } Re_{go} \leq 2000; f = \frac{0.0791}{Re_{go}^{0.25}} \text{ for } Re_{go} \geq 2000 \quad (17)$$

$$1 = \int_0^\beta \int_0^\alpha v^* dx^* dy^* / (1-\alpha)\beta \quad (18)$$

ここで, 添字 o は見かけ流速に基づく量 (各相が単独で全流路断面を占めて流れるとしたときの流速に基づく量) であることを示す. 実際の流速に基づく量 (各相が現に占めている流路断面を実際に流れている流速に基づく量) と見かけ流速に基づく量とは, 以下の関係がある. ただし, Re 数における水力相当直径は, 無限平行平板に対するものを使用した.

$$\frac{\overline{v_o}}{1-\alpha} = \frac{\overline{v_g}}{\alpha} \quad (19)$$

$$Re = \frac{\rho v_o 4t}{\eta}, Re_g = \frac{\rho_g v_g 4(b-t)}{\eta_g} \quad (20)$$

$$Re_o = \frac{\rho v_o 4b}{\eta} = Re, Re_{go} = \frac{\rho_g v_{go} 4b}{\eta_g} = Re_g \quad (21)$$

$x^* = \alpha\beta \sim \beta, y^* = 0 \sim 1$ をそれぞれ不等間隔で 30 分割した格子について, v^*, B^* を同時に未知数として差分法により解いた. $\beta, Ha, \phi_a, \phi_b, Re_{go}, Re_o, (\rho/\rho_g)(\eta_g/\eta)^2$ をパラメータとして, 式(16)の α を仮定して計算を行い, 式(18)を満たすまで計算を繰返す.

求まった二相流 (添字 TP) および单相流 (SP) の結果より, 次式により二相流と单相流の圧力損失比 R_M を求める.

$$R_M = \left(-\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{TP} / \left(-\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{SP} = \frac{P_{TP}}{P_{SP}} \frac{1}{1-\alpha} \quad (22)$$

单相流については, 境界条件式(3a), (5a)をそれぞれ式(3a'), (5a')に置き換え, 式(9)で $t=0$ とおいて, 式(1)~(6a, b)および式(9)を解くことにより求まる.

$$x=0; v(x) = v(-x); x=0; B(x) = B(-x) \quad (3a', 5a')$$

従来, 单相流についても, アスペクト比 $\beta < 1$ で Ha 数 $> 10^4$ の場合については, 壁近傍で流速が Ha 数の指数関数に近い形で急激に減少し数値計算が不安定になるため, 計算結果が示されていない. 本研究では, 例えば標準的には, $Ha=10^5$ の場合, $x^*/\beta, y^*=1.0, 0.999995, 0.99999, 0.99997, 0.99995, 0.9999, \dots, 0.995, 0.99$, $Ha=10^4$ の場合, $x^*/\beta, y^*=1.0, 0.99995, 0.9999, 0.9997, 0.9995, 0.999, \dots, 0.995, 0.99$ のように壁に近づくに従って指数関数的に増える差分格子を用いることにより, 安定な数値解を得ることができた. また, 二相流については, y^* 方向には例えば $Ha=10^5, 10^4$ の場合にはそれぞれ单相流の $Ha=10^4, 10^3$ 相当の差分格子を, x^* 方向にはほぼ等間隔の差分格子を用いることにより, 安定な数値解を得ることができた.

3. 計算結果

3. 1 Inoueらの実験結果との比較 Inoueら

は, $a=20$ mm, $b=5$ mm, $t_w=5$ mm のステンレス製の矩形流路において, $u_{go}=180$ m/s, $u_o=0.0805 \sim 0.553$ m/s, 圧力 0.2 MPa, 温度 350 °C の Li-He 流体系を用いて, 外部磁場 $B_o=0.4 \sim 1.4$ T の範囲で実験を行っている⁽⁵⁾. これらは, $\beta=0.25, Ha=676 \sim 2370, \phi_a=\phi_b=0.0801, Re_{go}=16700, Re_o=1760 \sim 12100, (\rho/\rho_g)(\eta_g/\eta)^2=17.2$ の無次元パラメータ範囲に相当する.

Fig. 3 Comparison of R_M with Inoue et al.'s Data

図3に、圧力損失比 R_M についての本数値計算の結果と Inoueらの実験結果との比較を示す。液相 Re 数 $Re_0=6160$, 12100 の実験結果については、本計算の結果は、 Ha 数が大きい範囲では $R_M \sim 0.1$ になるという実験結果とほぼ一致している。図3には示していない $Re_0=4530, 9060$ の実験結果についても同じである。しかし、 Ha 数が小さい範囲では、本計算結果は実験結果より小さくなっている。この点については後で検討する。一方、 $Re_0=1760$ の実験結果については、本計算結果は、 Ha 数の全範囲で実験結果より系統的にずれているが、その理由は現時点では不明である。なお、ボイド率の計算値は、 $Re_0=1760, 6160, 12100$ の場合に、 Ha 数=676~2370 に対してそれぞれ $\alpha=0.972 \sim 0.972, 0.949 \sim 0.948, 0.930 \sim 0.926$ という高い値である。

本計算結果と実験結果の異なる理由を検討するため、まず、厚い壁の効果について調べた。本計算では、誘導磁場の境界条件として、液体/壁境界において薄い壁についての Shercliff の式を使用し、壁内を解いていない。しかし、実験における壁厚 t_w は流路幅 a, b に比べて小さいとは言えない。従って、液体内とともに、壁内についても誘導方程式(23)を、境界条件式(6a), (6b)に換えて式(6a'), (6a''), (6b'), (6b'')および式(24a, b)を用いて解いた。

$$\frac{1}{\sigma_w \mu} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (23)$$

$$x=b: j_x = \frac{1}{\mu} \frac{\partial B}{\partial y} = j_x = \frac{1}{\mu} \frac{\partial B}{\partial y} \quad (6a')$$

$$x=b: \frac{j_y}{\sigma} = -\frac{1}{\sigma \mu} \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{j_y}{\sigma_{wa}} = -\frac{1}{\sigma_{wa} \mu} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (6a'')$$

$$y=a: j_y = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial B}{\partial x} = j_y = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (6b')$$

Fig. 4 Results of Parametric Calculation

$$y=a: \frac{j_x}{\sigma} = \frac{1}{\sigma \mu} \frac{\partial B}{\partial y} = \frac{j_x}{\sigma_{wb}} = \frac{1}{\sigma_{wb} \mu} \frac{\partial B}{\partial y} \quad (6b'')$$

$$x=b+t_{wa}: B=0; \quad y=a+t_{wb}: B=0 \quad (24a, b)$$

式(6a'), (6b')は液体/壁境界で誘導電流の法線成分が連続、式(6a''), (6b'')は誘導電場の強さの接線成分が連続、式(24a, b)は壁外側境界で誘導磁場が0であることを示している。

計算の結果、単相流の Poiseuille 数 P_{SP} は、薄い壁についての境界条件を使用した計算と比べ、 Ha 数=676 で~3%, $Ha=2370$ で~10%小さい値となった。また、二相流の P_{TP} は~1%以下で一致した。従って、図3の圧力損失比 R_M について、厚い壁とした計算は、 $Ha=676$ において~3%, $Ha=2370$ において~10%程度大きい値を与える。しかし、 $Ha=2370$ の場合の R_M は絶対値が小さいため、両計算の R_M は図上ではほとんど異ならないことになる。なお、後述の核融合炉条件下では壁の厚さは流路幅に比べて十分小さいため、厚い壁についての取扱いは必要ない。

また、二相流の計算においては、液体と接していない $x=0 \sim b-t$, $y=a \sim a+t_{wb}$ の壁"B"をモデル化して $x=0$ で誘導磁場が対称である条件で解いても、モデル化せず $x=b-t$ で誘導磁場=0 の条件で解いても同じ結果となる。すなわち、この部分の壁内には誘導電流は流れず絶縁壁と同じ働きをする。

次に、磁場のない通常の環状流で重要となる、気液界面での界面波動(リップル波、じょう乱波など)の発生による相関摩擦の増加、および気相中の液エンタレインメントの発生による液相 Re 数の低下について、パラメータ計算を行った。その結果を図4に示す。液相 Re 数 $Re_0=6160$ の場合について、気液界面に波動が存在し相関摩擦が増加

 Fig. 5 Velocity Distribution for $Ha=2370$ and $Re_o=6160$

することを考え、摩擦係数 f を標準ケースの 2 倍および 3 倍とした計算を行った。また、気相中に液エントレインメントが存在し液膜として流れる液相の流量が低下することを考え、 Re_o を標準ケースの 1/2 倍および 1/3 倍とした計算を行った。 Re_o を標準ケースの 1/2 倍および 1/3 倍とした結果は、摩擦係数 f を 2 倍および 3 倍とした結果と完全に一致する。これは、式(16)より明らかである。図 4 より、 Ha 数が小さい範囲での標準ケースの計算結果と実験結果の相違は、気液界面の波動により相関摩擦が 2 倍程度増加すること、あるいは気相中の液エントレインメントの存在により液相 Re 数が 1/2 倍程度へ低下することにより説明できると考えられる。

図 5(a) および 図 5(b) に、液相 Re 数 $Re_o=6160$ 、 Ha 数 $=2370$ の場合のそれぞれ単相流および二相流についての速度分布 v' の計算結果を示す。なお、Poiseuille 数 $P_{SP}=2.08 \times 10^5$ および $P_{TP}=661$ 、ボイド率 $\alpha=0.948$ である。 x' 軸に垂直な壁面の濡れ縁長さが y' 軸に垂直な壁面より長い場合、 x' 方向の速度分布が圧力損失に支配的となる。図 5(a) の単相流の場合、 x' 方向には中央が平坦で壁面近傍で急減に増

 Table 1 Calculation Results on R_M for Plant Conditions

Case	A	B1	B2	C
β	1/10	1/5	1/20	1/10
Ha	10^5	5×10^4	2×10^5	10^5
ϕ	0.005	0.01	0.0025	0.005
Re_o	5×10^3	5×10^3	5×10^3	5×10^4
Re_{go}	5×10^4	7.5×10^4	4×10^4	2×10^5
$(\rho/\rho_g)x$	4.0	4.0	4.0	4.0
$(\eta_g/\eta)^2$				
α	0.951	0.961	0.950	0.957
P_{TP}	7.52×10^3	2.95×10^3	2.06×10^4	7.28×10^3
P_{SP}	1.67×10^7	1.14×10^7	2.30×10^7	1.67×10^7
R_M	0.0092	0.0066	0.0181	0.0102

大した M 型分布の速度分布を示す。一方、図 5(b) の二相流の場合、 x' 方向には気液界面より壁面まで直線的な速度分布を示している。このような単相流および二相流の速度分布が得られる理由については、後で核融合炉条件についての計算結果において検討する。なお、図 5(b) の二相流の速度分布は、気相 Re 数 Re_{go} が低下しボイド率 α が ~ 0.8 以下になると、壁面近傍で負の速度を示すようになる。

3. 2 核融合炉条件についての計算

前節において、本数値計算の結果は Inoue らの実験結果を Ha 数が ~ 1500 以上ではほぼ予測し、気液界面での波動などの効果はほぼ無視してもよいことを示した。核融合炉実プラント条件下では、さらに Ha 数が大きく液相流れの乱れはさらに抑えられるため、気液界面の波動などの効果は無視できると考えて、本数値計算を核融合炉条件へ外挿できるとして計算を実施した。その結果を表 1 に示す。Case-A は、標準ケースで、 $\beta=0.1$ 、 $Ha=10^5$ 、 $\phi_a=\phi_b=0.005$ 、 $Re_{go}=5 \times 10^4$ 、 $Re_o=5 \times 10^3$ 、 $(\rho/\rho_g)(\eta_g/\eta)^2=4.0$ についてのものである。これは、 $a=0.2$ m、 $b=0.02$ m、 $t_w=2.5$ mm のステンレス製の矩形流路により $u_{go}=25$ m/s、 $u_o=0.05$ m/s、圧力 1 MPa、温度 380 °C の Li-He 二相流を用いて、印可磁場 $B_o=5$ T の核融合炉ブランケットを冷却する場合にほぼ対応している。これらの値は、アスペクト比 $\beta=0.1$ を除き文献 (1) の Li 単相流冷却の設計例を参照して決定したものである。文献 (1) においては、 $\beta \sim 0.02$ ($a \sim 1$ m) が採用されているが、ここでは流路幅 a に渡って安定して環状流が実現されるという観点から $\beta=0.1$ とした。

Case-B1 および Case-B2 は、標準ケースに対して β をそれぞれ 2 倍および 1/2 倍したものであり、Case-C は液相 Re 数 Re_o を 10 倍したものである。なお、ボイド率 $\alpha \sim$

Fig. 6 Velocity Distribution for Plant Conditions

Fig. 7 X-Direction Induced Current Distribution

0.95 となるように気相 Re 数 Re_{go} は設定した。4 ケースとも、圧力損失比 R_M は ~ 0.02 以下の相当小さい値になることが分かる。

図 6(a) および図 6(b) に、Case-A についてのそれぞれ単相流および二相流の速度分布 v^* の計算結果を示す。また、図 7(a) および図 7(b) に、 x 方向の誘導電流 j_x を無次

元化した $j_x^* = \partial B^* / \partial y^*$ をそれぞれ単相流および二相流について示す。流れを妨げる電磁力は、 x^* 方向の誘導電流と y^* 方向に作用している外部磁場の積によって与えられる。

速度 v^* は、単相流の場合、濡れ縁長さの点で重要な x^* 方向には、流路中央で平坦で壁面近傍で急激に増加する M 型分布を示す。これは、以下のように説明できる。流路中央では、 x^* 方向の誘導電流が負で絶対値が大きく、電磁力が z^* 軸負の方向に大きく働き速度が抑えられる。これに対し、壁面近傍では、誘導電流は y^* 成分をもつため x^* 成分の絶対値は低下し、 x^* 成分により生じる電磁力が中央とは相対的にかなり減少し、速度が大きく増加する。

一方、速度 v^* は、二相流の場合、 x^* 方向には、気液界面で大きく壁面に近づくに従って減少する分布を示す。これは、単相流の場合に比べ、 x^* 方向の誘導電流が気相で遮断されるためかなり小さく、作用する電磁力が相当小さく、液相の流れは主として気相に引きずられることによって決まるためと考えられる。しかし、 x^* 方向の誘導電流は、気液界面を除き負であり、電磁力は z^* 軸負の方向に働いている。従って、図 6(b) の二相流の速度分布は、気相 Re 数 Re_{go} が低下しボイド率 α が ~ 0.9 以下になると、壁近傍で負の速度を示すようになる。

核融合炉ブランケットでは、核反応により液体金属 Li 中で約 65%、構造材ステンレス中で約 35% の発熱がある⁽¹⁾。従って、液体金属-ガス二相環状流の場合、液体金属単相流と同じ液流量があれば構造材の除熱は可能であると考えられる。しかし、詳細には液体金属-ガス二相環状流についての限界熱流束実験により、液膜のドライアウトが発生しないことを確認する必要がある。

4. 結言

アスペクト比 < 1 の矩形流路内の電磁流体二相環状流、および対応する単相流について数値計算を行い、二相流と単相流の圧力損失比を求めた。主な結果は以下の通りである。

(1) 本計算の結果は、圧力損失比が ~ 0.1 になるという Inoue らの実験結果を一つの液 Re 数の実験を除き Ha 数が ~ 1500 以上ではほぼ予測した。

(2) Ha 数が ~ 1500 以下では、本計算結果は実験結果より最大で ~ 2 倍まで大きくなった。これは、本計算では気液界面での波動発生による気液相間摩擦の増加などを考慮していないためと考えられる。

(3) Ha 数が ~ 1500 以上で計算結果は実験結果をほぼ予測したことより、さらに Ha 数の大きい核融合炉実プラント

条件下では気液界面での波動発生などはさらに小さくなると考え、本計算を核融合炉条件へ適用した。その結果、本計算は核融合炉条件下で圧力損失比が ~ 0.02 以下になることを予測した。

参考文献

- (1) Univ. Wisc. Fusion Feasibility Study Group, *Univ. Wisc. Rep. UWFD-68*, Vol. II (1975).
 - (2) Thome, R.J., *ANL-6854* (1964).
 - (3) Saito, M. et al., *J. Nucl. Sci. Technol.*, 15-7 (1978), 476-489.
 - (4) Owen, R.G. et al., *Int. J. Multiphase Flow*, 3 (1976), 23-33.
 - (5) Inoue, A. et al., *JSME Int. J.*, 30-269 (1987), 1768-1775.
 - (6) Kumamaru, K. et al., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 120-1 (1998), 152-159.
 - (7) Lielausis, O., *Atomic Energy Rev.*, 13 (1975), 527-581.
 - (8) Shercliff, J.A., *J. Fluid Mech.*, 1 (1956), 644-666.
-