傾斜密閉容器内における成層流体の自然対流熱伝達*

(第1報, 数値計算による一考察)

木村照夫*¹, 竹内正紀*¹, 田中数則*²NATURAL CONVECTION HEAT TRANSFER IN AN INCLINED RECTANGULAR
ENCLOSURE WITH TWO STRATIFIED FLUID LAYERS
(1ST REPORT; NUMERICAL STUDY)

Teruo KIMURA, Masanori TAKEUCHI and Kazunori TANAKA

The natural convection heat transfer of fluids with two-layer stratification in an inclined enclosure was investigated by numerical analysis of F.E.M.. Two kinds of combination of stratified fluids were used to describe the heat transfer rate, and the flow and temperature fields in detail in the range of $Ra_w < 1.2 \times 10^4$. The inclination angle of the enclosure was varied from 32° to 148° and the aspect ratio (height/width) of the cross-section of the enclosure was 2. It was shown that the quantity of heat Q_B transferred through the boundary surface of the two stratified fluids varied widely with the inclination angle and the Rayleigh number of each fluid. And the quantity of heat through the hot and the cold walls was influenced significantly by the quantity of heat Q_B .

Key Words: Convective Heat Transfer, Natural Convection, Stratified Fluids, Inclined Enclosure, Numerical Study

1. 緒言

長方形断面の密閉容器が鉛直におかれた場合の自然対流熱伝達に関する研究は今日まで数多く行われ、著者らも熱移動制御(熱移動の促進、抑制など)に関連して、密閉容器内に仕切り板が存在する場合^(1,2)や、鉛直におかれた容器内で異種の流体を成層させた場合の熱伝達特性を数値解析⁽³⁾および実験⁽⁴⁾の両面から明らかにしてきた。その結果、とくに成層流体では両流体の物性値の組合せや、界面の高さを変化させると容器全体としての平均熱伝達係数が変わること、あるいは、成層する両流体において流入熱量の割合と流出熱量の割合が変わることを見いだした。これらのことを応用すれば容器内の流体が単一種では成し得ない熱伝達(熱移動)の制御が可能であり、また成層流体を対象とした研究を進めることにより熱交換器としての応用面も見い出せるものと考えられる。近年に至っては太陽熱集熱装置などに関連し、容器が傾斜した場合の熱伝達特性の解析が、単一種の流体が存在する場合

を対象に多くの研究者によって精力的になされ⁽⁵⁻⁷⁾、その結果、容器の縦横比、傾斜角度によって容器内部の流動状態ならびにそれに応じて熱伝達係数が複雑に変化することが知られている。容器内に終始混ざり合うことなく成層する流体が満たされているときには傾斜角度によって個々の流体領域の形状が変化するとともに界面の存在のため、単一種の流体とは異なるより複雑な熱伝達特性が予想される。しかし前報⁽⁸⁾でも報告したように成層流体の熱伝達におよぼす要因は数多く、個々の要因の影響を実験的に明確にすることは困難である。そこで本報では傾斜密閉容器内における成層流体の熱伝達に関する研究の第一歩として、容器傾斜角度の影響を究明する目的をもって、混ざり合わない流体の組合せの一例を選び数値解析した。

主な記号

g : 重力の加速度

Gr_w: グラスホフ数 = $g \beta W^2 (T_H - T_C) / \nu^2$

H : 伝熱面長さ

* 昭和63年3月14日 東海支部第37期総会講演会において講演、原稿受付 昭和62年3月18日。

*¹ 正員、福井大学工学部 (〒910 福井市文京3-9-1), *² 准員、古河アルミニウム工業(株) (〒323 小山市土塔560)。

- P : 圧力
 p : 無次元圧力
 Pr : プラントル数
 Q : 境界を横切る熱量
 Q^* : 境界を横切る無次元熱量

$$= Q / (\lambda_{II} (T_H - T_C))$$

 s : 加熱面面積
 R_{aw} : レーレー数 $= Gr_w \cdot Pr$
 T : 温度
 U, V : X, Y 方向の速度
 $\bar{U}, \bar{V}$: $\bar{X}, \bar{Y}$ 方向の速度
 u, v : 無次元速度 $= UW / v_{II}, VW / v_{II}$
 $\bar{u}, \bar{v}$: 無次元速度 $= \bar{U}W / v_{II}, \bar{V}W / v_{II}$
 W : 伝熱面間隔
 w : 速度ベクトル
 X, Y : 全体座標系
 $\bar{X}, \bar{Y}$: 局部座標系
 x, y : 無次元座標軸 $= X / W, Y / W$
 $\bar{x}, \bar{y}$: 無次元座標軸 $= \bar{X} / W, \bar{Y} / W$
 β : 体膨張係数
 κ : 熱拡散率
 μ : 粘度
 ν : 動粘度
 θ : 無次元温度 $= (T - T_C) / (T_H - T_C)$
 ρ : 密度
 φ : 容器傾斜角
 添字
 I, II : 流体領域 I (上部流体), II (下部流体)
 B : 界面
 C : 冷却面
 H : 加熱面
 S : 流体 II と流体 I との比

2. 数値解析の方法

図1. 解析モデルと座標系

本解析で取り扱う系は図1に示すように終始混ざり合うことのない2種類の流体I, IIを満たした伝熱長さH, 伝熱面間隔Wの長方形断面の傾斜密閉容器である。容器の一側壁が一樣温度に加熱, また対向する一側壁が一樣温度に冷却されるものとし, 他の対向二側壁は断熱とする。容器に混ざり合わない2種類の流体が満たされると, 密度の小さい流体(流体I)が上方に, 密度の大きい流体(流体II)が下方に位置する。両流体の界面の形状は伝熱壁近傍においては界面張力によるメニスカスの存在のために実際には曲面になるが, 本報では前報^(3,4)と同様, 解析の簡単化のため, メニスカスの存在を無視し, 界面を水平な面として取り扱った。また界面では異種流体が接触しても互いの流体は反応しないものとし, 浮力項以外のすべての物性値を一定とした。さらに流れは二次元定常, 流体は非圧縮性とし, 粘性散逸を無視すると, 場を支配する基礎方程式は図1に示す座標系において記号欄に示す無次元量を用いると次の様に定式化できる。

[流体I: 上部流体]

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho_s \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\nu_s} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho_s \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{\nu_s} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\nu_s^2} Gr_{wI} \cdot \theta = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} - \frac{1}{\nu_s Pr_I} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (4)$$

[流体II: 下部流体]

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (5)$$

図2. 要素分割例

表1. 数値計算に用いた各パラメータの値

	Pr _I	Pr _{II}	Gr _{wI}	Gr _{wII}	Ra _{wI}	Ra _{wII}	ν_s	ρ_s	λ_s	κ_s	β_s	μ_s
Case1	10	1	50	2000	500	2000	0.125	1.25	1.25	1.25	0.625	0.156
Case2	92	5.26	46.75	2327.5	4301	12243	0.101	1.16	1.763	1.763	0.507	0.117

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} - \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - Gr_{wII} \cdot \theta = 0 \quad \text{----- (6)}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{----- (7)}$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} - \frac{1}{Pr_{II}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) = 0 \quad \text{----- (8)}$$

境界条件は周囲壁において $u=0, v=0$, 加熱壁において $\theta=1$, 冷却壁において $\theta=0$, 断熱壁において $\partial\theta/\partial n=0$ とした。また, 両流体の界面では温度と熱量については連続として取り扱ったが速度場に関しては前報⁽⁴⁾におけるスピンドル油と純水との組合せによる実験結果に基づき界面を厚さのない固定壁と仮定し速度を零とおいた。従って界面における両流体の応力の釣合は無視されている。なお, 流体の組合せによっては界面流動の存在も考えられるが, その際には先に報告した様に⁽³⁾ 界面における粘性力と界面張力駆動力との釣合を考慮すれば良い。なお, 本報では界面における熱移動の影響を明確にするため界面を断熱 $[(\partial\theta/\partial y)_s=0]$ とした場合についてもあわせて解析した。

基礎式の解法には複雑な形状に対応できる有限要素法を用い, 速度, 温度に要素内で2次, 圧力に1次の内挿関数を用い, 図2に示す様に3角形6節点要素で解析対象を分割した。なお, 界面では応力を不連続としたため座標値を同じくする2つの節点を設けた。非線形計算にはNewton-Raphson法⁽⁵⁾を適用した。

容器の縦横比 H/W は2とし, 2つの流体が体積比1:1で成層する場合を取り扱った。また比較のために成層流体を構成する各流体が単独に同一形状容器に存在する場合も取り扱った。容器の傾斜は上部流体領域と下部流体領域の加熱面の面積比が9:1, 7:3, 1:1, 2:3, 3:7および1:9になるように設定しその角度は水平面と加熱壁の成す角度 φ で表わした。すなわち本報では $\varphi=32, 51, 90, 112, 129, 148^\circ$ の6種類について計算した。ここで $\varphi<90^\circ$ は加熱面が容器上方に, $\varphi>90^\circ$ は加熱面が容器下方に位置する場合の計算例である。計算に用いた各パラメータは表1に示す通りで, Case1, Case2の2通りである。これらのパラメータは適当に選んだ値ではあるがCase2はほぼスピンドル油と純水の組合せに相当し

図3. φ と Q^* の関係 ($Gr_w=0$)

ている。またCase1とCase2とではグラスホフ数 Gr_{wI}, Gr_{wII} はほぼ同程度であるが, レーレー数 Ra_{wI}, Ra_{wII} は $Case2 > Case1$ となっている。なお, 対流運動を起こさない極限の状態では熱は熱伝導でのみ移動するが対流熱伝達現象の解釈を容易とするため, そのときの伝熱量についてもCase1, Case2のそれぞれの熱伝導率の組合せに対して数値解析した。

3. 解析結果と考察

成層流体の熱伝達特性を容器内の流体が単一種の場合および成層流体の界面が断熱である場合との比較において考察する。

3・1 熱伝達特性 先ず対流熱伝達の極限の状態として対流運動が生じず, 伝熱面より熱伝導でのみ熱が運ばれる場合 ($Gr_w=0$) の伝熱量を Case1 および Case2 における熱伝導率の比 [Case1: $\lambda=1.25$, Case2: $\lambda=1.763$] を用いた計算結果より考察する。図3は加熱面の全無次元熱量 $Q^* [-(1/\lambda) \int (\partial\theta/\partial n) dS \text{ -- (領域I) と } - \int (\partial\theta/\partial n) dS \text{ -- (領域II) との和}]$ と容器傾斜角 φ との関係を示す。図には, 容器内の流体が単一種の場合の結果も実線で示してある。これは Fluid II では2になるが Fluid I では $2/\lambda$ になる。容器内の流体が単一種の場合には Q^* は当然 φ に関係なく一定であるが, 成層流体の系では Q^* は容器傾斜角によって異なり $\varphi=90^\circ$ で最大でこれより離れるとともに小さくなる。例えば $\varphi=32^\circ$ の場合の Q^* を $\varphi=90^\circ$ の場合の Q^* と比較すると Case1 ($\lambda=1.25$) で 0.5%, Case2

($\lambda_s=1.763$)で3.3%, また界面が断熱($Q_b=0$)であるとCase1およびCase2の λ_s の場合とも約53%小さくなる。このことより各流体の体積が一定でも両流体の熱伝導率が異なると、容器が鉛直の状態から傾斜するほど(加熱面と冷却面の面積の差が大きくなるほど) Q^* が小さくなるといえる。また界面が断熱($Q_b=0$)であるときには成層流体の系では Q^* はCase1の λ_s に対してはおおよそ $\varphi < 60^\circ$, $\varphi > 120^\circ$ において、またCase2の λ_s に対してはおおよそ $\varphi < 40^\circ$ と $\varphi > 140^\circ$ においては成層流体中の熱伝導率の小さな方の流体が容器内に単独に存在するとした場合の Q^* よりも小さくなる。以上の様に成層流体の系では熱移動が熱伝導でのみ行われるとしても容器が鉛直($\varphi=90^\circ$)より傾斜すると伝熱量が減少する特徴があり、これは単一種流体の場合とは異なる着目すべき特性である。

次に対流運動が生じた場合($Gr_w \neq 0$)の成層流体の Q^* と φ との関係を容器内の流体が単一種の場合の結果とともに図4に示す。なお各Caseとも図に示したプロット点より大きな容器傾斜角では計算結果が収束しなかった。また容器内の流体がCase2の下部流体で単一種の場合には Raw_{II} が大きく収束しなかったため、Case2に関しては成層流体の場合のみの結果を示した。図より明らかなように容器内の流体が単一種の場合には熱伝導でのみ熱が運ばれる場合とは異なり Q^* は φ の増加とともに増大し、 φ が 90° を越えたところで最大となり、それ以降は減少する傾向にある。この Q^* が最大値を示す φ の値はCase1の Raw_I , Raw_{II} の大きさではおおよそ $\varphi=110^\circ$ である。なお

図4. φ と Q^* の関係 ($Gr_w \neq 0$)

Ozoeら⁽⁵⁾の単一種流体に対する結果によればこの値は Raw の値によって異なり Raw が大きくなるほど φ も大きくなる。容器内の流体が成層流体でも $\varphi < 90^\circ$ の範囲では各Caseとも界面の熱移動の有無にかかわらず φ の増加とともに Q^* も増大し、とくに Raw の大きなCase2で増加の割合が大きくなる。ここで界面の熱移動の有無が Q^* に及ぼす影響をみると界面に熱移動がある場合($Q_b \neq 0$)には界面を断熱とした場合($Q_b=0$)に比べて φ の変化にともなう Q^* の変化が小さく、また同一容器傾斜角における Q^* の値は φ が小さい場合には界面に熱移動がある場合の方が大きく、 φ が 90° に近づくにともないその傾向は逆転する。一方 $\varphi > 90^\circ$ ではCase1の結果より知られるように、界面に熱移動がある($Q_b \neq 0$)と単一種流体の場合と同様 Q^* は $\varphi=110^\circ$ 付近で最大値を示すがそれを越えると減少し、その減少は単一種流体の場合よりも顕著である。また界面を断熱($Q_b=0$)とすると Q^* が最大値を示す φ の値は界面に熱移動がある場合よりも小さくなり、 Q^* は $\varphi=100^\circ$ 付近で大きく低下し始める。さらに成層流体の Q^* は界面に熱移動があると成層流体を構成する個々の流体が同一容器($H/W=2$ の長方形容器)に単独に存在する場合のそれぞれの Q^* の値の中間値となる特徴がある。

以上のように φ の変化とともに Q^* が変化する要因は、容器内の流体が単一種の場合にみられたような伝熱面の傾斜の影響のみならず、対流運動が生じない場合の先述の結果でも明らかなように、 φ の変化にともなう各流体領域の形状の変化、および界面における熱移動量の変化が考えられる。そこで上述の容器傾斜角 φ が成層流体の熱伝達特性に及ぼす影響の解釈を容易とするためそれぞれの流体領域の加熱面の伝熱量と φ との関係をCase1の成層流体を例に調べることにする。

図5、図6は領域I、領域IIのそれぞれの加熱面の伝熱量 $Q_{I,*}$, $Q_{II,*}$ を先述と同様対流運動が生じず熱伝導でのみ熱移動が生じる場合($Gr_w=0$)の結果および界面を断熱とした場合($Q_b=0$)の結果とともに示している。界面が断熱でしかも熱移動が熱伝導でのみおこなわれるとすると両図に▲および▼印で示すように容器が鉛直から傾くほど(各流体領域とも加熱面と冷却面の面積の差が大きくなるほど)伝熱量が減少することが明らかであり、成層流体全体(領域Iと領域IIとの合計)としては先に図3に示したように φ の変化による Q^* のより大きな変化となって現れている。△と▲および▽と▼印との差は $Q_b=0$ の条件下において対流運動がある場合($Gr_w \neq 0$)と無い場

図5. 流体領域Iの加熱面の φ と Q_{HI}^* の関係 図6. 流体領域IIの加熱面の φ と Q_{HII}^* の関係

合 ($Gr_w = 0$) との伝熱量の差を表しておりこの差は $\varphi = 110^\circ$ 付近で最大となり、とくに Raw の大きな領域IIで大きく現れている。界面に熱移動が生じる場合 ($Q_B \neq 0$) には界面が断熱の場合 ($Q_B = 0$) とは全く異なり対流運動が生じない場合 ($Gr_w = 0$) には、 $\blacksquare$ で示されるように伝熱量は φ の増加とともに領域Iでは減少し、一方領域IIでは増加する。一般に界面に熱移動が生じると加熱面の伝熱量は界面が断熱の場合に比較して界面が熱の流出境界となる領域では増加し、逆に界面が熱の流入境界となる領域では減少することが知られている⁹⁾が、本報の様に容器が傾斜した場合には界面の伝熱量 Q_B^* は φ の値により図7に示す様に複雑に変化する。すなわち先ず対流運動が生じない場合 ($Gr_w = 0$) についてみると、 $\varphi < 90^\circ$ の範囲では熱は領域Iから領域IIに移動し、その結果領域Iの加熱面の伝熱量 Q_{HI}^* は $Q_B = 0$ の場合に比べて大きくなるといえる。ただし φ の増加とともに Q_B^* が減少するため Q_{HI}^* も φ の増加とともに小さくなる。 $\varphi > 90^\circ$ になると熱は領域IIから領域Iに移動するため Q_{HI}^* はさらに減少しその値は $Q_B = 0$ の場合より

図7. 界面を横切る熱量

も小さくなる。一方 Q_{HII}^* は $\varphi < 90^\circ$ の範囲では界面が熱の流入境界となるためその値は $Q_B = 0$ の場合よりも小さくなるが、 φ の増加とともに Q_B^* が減少するため Q_{HII}^* は増加することになる。また $\varphi > 90^\circ$ になると領域IIでは界面は熱の流出境界となり、その伝熱量は φ の増加とともに大きくなるため φ の増加とともに Q_{HII}^* はさらに増加することになり、その値は $Q_B = 0$ の場合より大きくなる。ここで φ が 0 あるいは 180° に近いほど Q_B^* の絶対値が大きくなるが、これは界面の面積が $\varphi = 0$ あるいは 180° に近いほど大きくなるためである。一方、対流運動が生じる場合 ($Gr_w \neq 0$) には、温度場の項で後述するように、容器傾斜角 φ によって移動熱量と移動方向が界面の局所的場所について異なるが、界面を移動した全熱量 Q_B^* は図7に示されるように同じ容器傾斜角では対流が生じない場合 ($Gr_w = 0$) にくらべて領域Iから領域IIに移動する熱量は減少し、領域IIから領域Iに移動する熱量が増加するとともに熱移動の方向が逆転する傾斜角度が小さくなる。その値は対流運動が生じない場合は先述のように $\varphi = 90^\circ$ であるのに対し、対流運動が生じると Case 1 で $\varphi = 76^\circ$ 、Case 2 で $\varphi = 58^\circ$ である。すなわち対流運動が強くなるほどより小さな傾斜角で熱は領域IIから領域Iに伝わるようになり同一傾斜角におけるその伝熱量も大きくなることになる。このような界面における熱移動の存在により、各流体領域の加熱面の伝熱量は図5、図6に示されるように、対流運動が生じない場合に比較して対流運動が生じた場合には領域Iでは小さく、逆に領域IIでは大きくなる。

以上のように上、下部流体領域では伝熱量 Q_{HI}^* 、 Q_{HII}^* と φ との関係が異なるが Q_{HI}^* と Q_{HII}^* との合計が成層流体の総伝熱量となるため φ の変化による各伝熱量 Q_{HI}^* と Q_{HII}^* の増減の程度が成層流体

図8. 等温線 (—: $Q_s \neq 0$, ---: $Q_s = 0$, $\Delta \theta = 0.1$) 図9. $x=0.5$ の断面の温度分布

の熱伝達を支配することになる。

3・2 温度場 図8は成層流体の等温線の様子を Case1 $\varphi=51^\circ, 90^\circ, 129^\circ$, Case2 $\varphi=51^\circ, 90^\circ$ を例に界面を断熱とした場合の結果とともに示している。界面が断熱であるとともに Case1 でみられるように界面と伝熱面とが鋭角をなす角部で等温線の間隔が広がるが、界面において両流体間に熱移動が生じると際だった等温線の間隔の広がりは見られなくなり、このことは先述の $Q_s=0$ の場合に比べて $Q_s \neq 0$ の場合の方が極端な伝熱量の減少がないことに対応している。Case1 において $Q_s \neq 0$ の場合、 $\varphi=51^\circ$ では界面における Y 方向の温度こう配は正となり、先述のように熱は領域 I から領域 II に移動することを示している。一方 $\varphi=90^\circ, 129^\circ$ では逆に温度こう配は負となり、 φ が大きくなると熱は領域 II から領域 I へ移動することを示している。Case2 の様に Raw の値が大きくなると $\varphi=51^\circ$ においてすでに界面には温度こう配が負の領域が現れ、界面上の場所によって熱の移動方向が異なることを示している。またとくに領域 II でみられるように対流運動が強くなると加熱面で加熱された温度の高い流体が界面に沿って冷却面の方向に運ばれるようになるため、等温線は水平方向にゆがみを生じるようになる。この傾向は $\varphi=$

90° でより顕著にみられ、各流体領域のコア部分は重力の方向の温度成層を生じることがわかる。

図9は成層流体の温度場の状態をより明確にするため伝熱面に平行な $x=0.5$ の断面の温度分布を Case1, $Q_s \neq 0$ の場合について示している。図より知られるように φ が小さいと Y 方向に温度変化が小さいが、 φ の増加とともに Y 方向の温度こう配が大きくなり界面近傍では温度こう配の向きが逆転する特徴がある。また $\varphi=32^\circ$ を除いては容器下部である領域 II の界面近傍でこの断面の最高温度を示し、これは容器内の流体が単一種の場合にはみられない成層流体特有の性質である。

3・3 速度場 図10は $Q_s \neq 0$ の場合について成層流体の速度場の様子を温度場(図8)と同様の φ の値について速度ベクトルで示している。いずれの場合においても成層流体では個々の流体領域で各壁面と界面に沿って流動する循環流を形成し、 Raw の大きな領域 II で速度が大きく Raw の小さな領域 I で速度が小さくなる。また各流体領域において伝熱面と界面とが鋭角を成す角部においては速度は極端に小さく、伝熱面あるいは界面に沿う流体は角部より離れた位置で流れの方向を変える傾向にある。したがって界面が断熱の場合にはこの角部において熱伝達が悪くなるが、界面において熱移動が生じると等温線でも示されているようにこの角部で運動が弱くなっても熱伝達の大きな低下にはつながらないといえる。図11は一例として $x=0.5$ の断面における速度ベクトルの大きさの分布を示している。図より知られるように速度ベクトルの最大値は φ の増加とともに大きくなり、 $\varphi=110^\circ$ で最大となり、より φ が増加した場合には速度ベクトルの大きさは減少する。この φ の変化による速度ベクトルの大小の関係は図4で示した φ の変化による無次元熱量 Q^* の傾向と一致しており、流体運動の強さと熱伝達の良し悪しとが良く対応している。

(2) 成層流体を構成する各流体の体積比が一定でも、対流運動が生じず熱移動が熱伝導のみによる場合の伝熱量は容器傾斜角度によって異なり $\varphi = 90^\circ$ でその値は最大となるが対流が生じた場合に移動する熱量が最大となるのは $\varphi > 90^\circ$ のある大きさである。

(3) 成層流体の伝熱量は成層流体を構成する各流体が同一容器に単独に存在する場合のそれぞれの伝熱量の中間値となり、この値は界面における移動熱量に影響される。

(4) 成層流体では界面と伝熱面とが鋭角をなす角部において速度が極端に小さくなり熱伝達を低下させる原因となるが、界面に熱移動があると界面が断熱の場合に比べて伝熱量の低下は小さい。

4. 結言

本報では密閉容器内における成層流体の熱伝達特性の解明の一環としてとくに熱伝達の容器傾斜角度依存性について数値解析し従来の単一種流体の場合とは異なる特有の性質を明らかにした。得られた結果を以下に要約する。

(1) 成層流体では界面において両流体間に熱移動が生じ、その移動熱量は対流運動が生じない場合には伝熱面が鉛直 ($\varphi = 90^\circ$) より傾斜するほど大きく、 $\varphi < 90^\circ$ の範囲では上部流体から下部流体に、 $\varphi > 90^\circ$ の範囲では逆の方向に熱移動が生じる。対流運動が生じると、その運動が強くなるほど φ の小さい値で熱移動の方向が逆転し、熱は広い φ の範囲で下部流体から上部流体へ移動し、その熱量も大きくなる。

文献

- (1) 部谷・ほか2名, 機論, 50-451, B(昭59), 724
- (2) 木村・ほか3名, 機論, 51-462, B(昭60), 681
- (3) 木村・ほか3名, 機論, 51-464, B(昭60), 1251
- (4) 木村・ほか3名, 機論, 52-474, B(昭61), 617
- (5) H.Ozoe・etal., Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.17(1974), 401
- (6) H.Ozoe・etal., Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.18(1975), 1425
- (7) I.Catton・etal., Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.17(1974), 173
- (8) T.Tanaka・etal., 2nd Int.Sympo.on Flow Prob.(1976), 1275
- (9) D.E.Cormak・etal., Int.J.Heat Transfer, Vol.18(1975), 635

討 論

〔質問〕 西村 龍夫〔広島大学工学部〕

(1) 傾斜流体層の自然対流において興味深い問題は傾斜角度によって流れが二次元または三次元となり、伝熱特性が著しく変化する点にあるものと思われる。そこで傾斜角を $\varphi=32\sim148^\circ$ に限定された理由を伺いたい。

(2) 成層流体という題目になっているが、実際には界面流動が無視した解析が行われている。そこで界面流動が無視できる一般的な条件を提示してほしい。

〔回答〕 (1) 本報では縦横比2の容器内で各流体領域ともそれぞれ加熱、冷却両伝熱面に直接接触する系を考え、上部流体領域と下部流体領域の加熱面の面積比が9:1, 7:3, 1:1, 2:3, 3:7および1:9になるように設定した。したがって φ の範囲は $32\sim148^\circ$ となった。ご指摘のとおり、傾斜に伴う流れの遷移は興味ある問題であるが、本報で対象とした R_{aw} の範囲では流れの遷移は認められなかった。著者らのスピンドル油と純水とからなる成層流体を対象に $\varphi=27\sim153^\circ$ の範囲でなされた実験(スピンドル油: $R_{aw}=8.1\times10^6\sim3.5\times10^7$, 純水: $R_{aw}=3.8\times10^7\sim1.6$

$\times10^8$)(付1)では $\varphi=133\sim145^\circ$ 付近で流動の変化がみられ、 $(133\sim145^\circ)<\varphi<153^\circ$ においては上昇、下降を伴い波うち状態で壁面に沿って循環する流れが存在した。

(2) 界面流動が無視できる一般的な条件は明確ではないが、磯田(付2)は表面張力駆動流に関する研究において、表面張力にこう配が生じてても表面張力の絶対値が大きい場合には表面に流動は認められず、これは表面に生じた駆動力が表面張力による抑止力を破り得ないためではないかと推論している。また、著者らのスピンドル油と純水との組合せによる実験⁽⁴⁾においても目視の結果、界面流動は認められなかった。なお、本報では解析の簡単化のため、成層流体の熱伝達を支配する要因の一つである界面張力の影響(マランゴニ数の影響)を除外して解析したが、著者らは前報⁽³⁾で $\varphi=90^\circ$ の場合についてマランゴニ数の影響をも考慮した解析も行っています。

(付1) 木村・ほか2名, 本論文集, 2075.

(付2) 磯田, 機械の研究, 23-11 (昭46), 45.