鉛直円筒容器内における不混和二液層の熱流動場*
(気-液-液系球殻生成装置への応用)川野 聡 恭^{*1}, 橋本 弘 之^{*1}, 須山 俊 昭^{*2}Thermal and Fluid Flow of Immiscible Two-Layer Liquids
in Vertical Cylindrical Container
(Application to Solid Spherical Shell Generator in Liquid-Liquid-Gas Systems)

Satoyuki KAWANO, Hiroyuki HASHIMOTO and Toshiaki SUYAMA

Solid spherical shells of mm-order diameter can be applied to lightweight structural materials, buoyant catalytic agents, high-performance solid fuels, and artificial organs. The sequential spherical shell generator in liquid-liquid-gas systems comprised of a cylindrical container containing two immiscible liquids and a gas injection nozzle at the center of the bottom. By controlling the gas flow and the temperature field of the two-layer liquids, liquid spherical shells were formed at the interface between the two immiscible liquids and were solidified during the upward motion. For the stable production, it is necessary to correctly estimate the thermal fluid flow and to control the temperature field in the two-layer liquids with high accuracy. To develop the sequential solid spherical shell generator, natural convection heat transfer in the immiscible two-layer liquids in the cylindrical container was studied. By solving the incompressible Navier-Stokes equations and the energy equations for the upper and lower liquids, the flow patterns and thermal field of the two-layer liquids were quantitatively investigated. The suitable conditions for the sequential production of solid spherical shells were explored.

Key Words: Multiphase Flow, Numerical Analysis, Computational Fluid Dynamics, Heat Transfer, Natural Convection, Solid Spherical Shells, Encapsulated Liquid Drops, Compound Fluids

1. 緒 言

中空液滴を固化させた球殻は軽量充てん材料, 高性能火薬, 触媒物質, 人工臓器などへの応用が期待されている。これまでに, その粒径が mm オーダのものである, 二重円管ノズルを用いて中空液滴を生成し, その自由落下中に凝固させて球殻を製造する方法が研究されている⁽¹⁾。しかし, この方法では巨大な落下塔を必要とするため, 装置が高価でその小形化も困難であった。そこで, 著者らはこの欠点を克服すべく, 気-液-液系を利用した中空液滴およびそれを凝固させた球殻の連続生成装置を新たに考案し, 亜硝酸塩系溶融塩の球殻を連続生成することに成功している⁽²⁾。気-液-液系連続中空液滴生成装置⁽³⁾は, 円筒容器に互いに混和しない2種類の液体を満たし, 容器底部の微小孔から下層液体に気体を噴出し, 下層液体の中空液滴を液液界面で連続的に生成させるものである。中空液滴が上層液体中を上昇するとき, 容器上部近傍で凝固するよう, 液層の温度を制御できるようにした装置で球殻の連続

生成を行う。この方法では中空液滴を液冷するため, 冷却効率が高く, 装置を著しく小形化することが可能であったが, 球殻の生成頻度が比較的小さく, 改善されるべき点も数多くある。特に, 工業的に有用な材料から成る球殻をより大量にしかも安定に生成するためには, 気-液-液系球殻生成装置における液層の熱流動場を正確に予測し, それを精密に制御することが必要不可欠である。

気-液-液系装置内部の液層の熱流動場は気体の噴出や中空液滴の生成およびその運動を無視すれば, 円筒容器内の液液界面および気液界面を有する不混和上下二液層の自然対流問題となる。このような自然対流に対する研究は多数行われているが^{(4)~(6)}, ここで取扱う特殊な温度場を積極的に工業技術へ利用するための実験あるいは数値解析を系統的に行った例はほとんど見しない。

本論文では気-液-液系球殻生成装置内部の熱流動場として, 底面を加熱, 側壁面上部外周を冷却した円筒容器に満たされた不混和二液層の熱流動場を取り上げ, その熱流動状態を Navier-Stokes 方程式と Energy 方程式を数値解析することによって数値的に求めた。また, 液体の物性値や装置の運転方法などが不混和二液層の熱流動場に与える影響を理論ならびに

* 原稿受付 平成5年5月20日。

^{*1} 正員, 東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。^{*2} 准員, 三菱重工業(株)名古屋航空宇宙システム製作所 (〒455 名古屋市港区大江町10)。

実験の両面から定量的に示し、球殻の大量生産に有利な熱流動場について検討した。

2. おもな記号

- A : アスペクト比(円筒容器の半径と高さの比) $= Z/R$
 C_{pi} : 定圧比熱 $J/(kg \cdot K)$
 g : 重力の加速度 m/s^2
 Gr_i : グラスホフ数 $= R^3 g \beta_i \rho_i^2 (T_h - T_c) / \mu_i^2$
 k_i : 熱伝導率 $W/(m \cdot K)$
 L_c : 円筒容器上部外周に設置した冷却面の R による z 方向無次元長さ
 L_i : 下層液体の R による無次元深さ
 Pr_i : プラントル数 $= C_{pi} \mu_i / k_i$
 r, z : R によって無次元化された軸対称円筒座標系
 R : 円筒容器の内半径 m
 Re_i : レイノルズ数 $= \rho_i R U / \mu_i$
 t : 式(5)で定義された無次元時間
 T_i : 式(5)で定義された無次元温度
 T_c : 円筒容器上部外周の冷却面の温度 K
 T_h : 円筒容器底面の加熱面の温度 K
 T_i : 液液界面中心 ($r=0, z=L_i$) の無次元温度
 U : 特性速度 $= \sqrt{g \beta_i (T_h - T_c) R}$ m/s
 Z : 円筒容器の高さ m
 β_i : 体積膨張率 K^{-1}
 γ : 密度比 $= \rho_1 / \rho_2$
 χ : 粘度比 $= \mu_1 / \mu_2$
 λ : 熱伝導率比 $= k_1 / k_2$
 μ_i : 粘度 $Pa \cdot s$
 ρ_i : 密度 kg/m^3
 ψ_i : 式(5)で無次元化された流線関数
 ω_i : 式(5)で無次元化された渦度
- 添字
 i : 1 (液体1)または2 (液体2)
 1: 液体1 (下層液体)
 2: 液体2 (上層液体)

3. 数値解析

3.1 支配方程式および境界条件 気-液-液系球殻生成装置における液層の熱流動場として、底面を加熱、側壁面上部外周を冷却した円筒容器に満たされた不混和二液層の熱流動場を数値解析する。数値解析に先立ち、予備実験による観察などの結果から、ある程度妥当と思われる以下の仮定を導入する。

- (1) 流体はニュートン流体で、圧縮性の影響を無視する。
- (2) 支配方程式における Boussinesq 近似が成立する。
- (3) 気体の粘性および密度は無視する。
- (4) 熱流動場は円筒容器の中心軸に対して対称とする。
- (5) 液液界面(下層液体と上層液体との界面)や気液界面(上層液体と周囲気体との界面)は一定で、界面上の変動波およびマランゴニ効果はないものとする。
- (6) 気液界面は断熱条件を満足する⁽⁷⁾。

以上の仮定に基づいて簡略化した解析モデルおよび座標系を図1に示す。支配方程式は上下液層にそれぞれ、渦度の定義式、Boussinesq 近似をした Navier-Stokes 方程式および Energy 方程式からなり、以下のように表される。

$$\omega_i = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial z^2} \dots \dots \dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_i}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \frac{\partial \omega_i}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \frac{\partial \omega_i}{\partial r} - \frac{\omega_i}{r^2} \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \\ = \frac{1}{Re_i} \left(\frac{\partial^2 \omega_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_i}{\partial r} - \frac{\omega_i}{r^2} + \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial z^2} \right) \\ - \frac{Gr_i}{Re_i^2} \frac{\partial T_i}{\partial r} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} \frac{\partial \psi_i}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial z} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \\ = \frac{1}{Re_i \cdot Pr_i} \left(\frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} \right) \dots \dots (3) \end{aligned}$$

ただし、添字 i は $i=1$ が下層液体、 $i=2$ が上層液体を表す。連続の方程式は ψ_i の導入によって自動的に満足される。また、 r 方向および z 方向の速度成分は次のようになる。

$$v_{ri} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_i}{\partial z}, v_{zi} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \dots \dots \dots (4)$$

すべての物理量は次式のように無次元化されている。

$$\begin{aligned} r = \frac{r'}{R}, z = \frac{z'}{R}, \psi_i = \frac{\psi'_i}{UR^2}, \omega_i = \frac{R\omega'_i}{U}, t = \frac{Ut'}{R}, \\ T_i = \frac{T'_i - T'_c}{T'_h - T'_c}, Re_i = \frac{\rho_i RU}{\mu_i}, Pr_i = \frac{C_{pi} \mu_i}{k_i}, \\ Gr_i = \frac{R^3 g \beta_i \rho_i^2 (T'_h - T'_c)}{\mu_i^2} \dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

肩字 ' はその有次元量を表し、 U は特性速度で $U = \sqrt{g \beta_1 (T'_h - T'_c) R}$ である ($Gr_i = Re_i^2$ が成立する)。境界条件は次のようになる。

(a) 底面 ($z=0$) で温度が一定およびすべりなしの条件

$$T_1 = 1, v_{r1} = v_{z1} = 0 \dots \dots \dots (6)$$

(b) 液液界面 ($z=L_i$) で鉛直方向速度が零である条件、半径方向速度および半径方向応力が接続する条

件

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial r} = \frac{\partial \psi_2}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \psi_1}{\partial z} = \frac{\partial \psi_2}{\partial z},$$

$$\kappa \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (7)$$

(c) 液液界面 ($z=L_1$) で温度および熱流束が接続する条件

$$T_1 = T_2, \quad \lambda \frac{\partial T_1}{\partial z} = \frac{\partial T_2}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (8)$$

(d) 気液界面 ($z=A$) で鉛直方向速度および半径方向応力が零である条件

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

(e) 気液界面 ($z=A$) で断熱の条件

$$\frac{\partial T_2}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

(f) 側壁面 ($r=1$) ですべりなしの条件

$$v_{ri} = v_{zi} = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

(g) 側壁面 ($r=1, 0 \leq z \leq A-L_c$) で熱伝導状態の条件

$$T_i = -\frac{z}{A-L_c} + 1 \quad \dots\dots\dots (12)$$

(h) 冷却面 ($r=1, A-L_c \leq z \leq A$) で温度一定の条件

$$T_2 = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

(i) 中心軸 ($r=0$) において流れ場が軸対称である条件

$$\psi_i = \omega_i = \frac{\partial T_i}{\partial r} = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

以上の境界値問題を解くことにより、不混和二液層の熱流動場を求める。ただし、境界条件(a), (g), (h)の温度条件は4章の実験結果に基づいて決定した。

3・2 数値解析手法 式(1)～(3)をテイラー級数に基づいた差分式で離散化した後、反復解法で ψ_i , ω_i および T_i を求める。ここでは、空間に対して二次の中心差分、時間に対して二次の後退差分で支配方程式を離散化した。計算格子は r 方向に対して格子数 41, 格子間隔 0.025 とし、 z 方向に対しては格子間隔 0.025 で固定し、 A に応じて格子数を変化させた。時間刻み Δt は 0.1 とした。また、すべての格子点で $|\psi_i^{m+1} - \psi_i^m|$, $|\omega_i^{m+1} - \omega_i^m|$ および $|T_i^{m+1} - T_i^m|$ が 1×10^{-4} 以下になった場合に解が収束したと判定した(肩字 m は m 回反復計算後の値を示す)。初期条件は境界の値を除き $\psi_i = 0$, $\omega_i = 0$, $T_1 = 1$ および $T_2 = 0$ とした。

4. 実験および数値解析結果

従来の球殻生成装置⁽²⁾のようにレイリー数 $Ra_i (= Gr_i \cdot Pr_i)$ が高い場合 ($Ra_i \geq 10^8$) の自然対流問題では、

一般に、三次元解析あるいは乱流モデル等による解析が必要になる。しかし、装置を小形化することが目的であることや、低 Ra_i における計算からも装置内部の熱流動場をある程度定性的に予測することが可能であると考え、従来の装置を小形化した模擬実験用の装置で解析を行う。

実験装置に用いた円筒容器は内半径 $R=15$ mm, 高さ $Z=54$ mm, 肉厚 2 mm の真ちゅう製で、容器底面に加熱用の電熱線、側壁面上部外周に冷却水用のパイプ(銅製, 外径 8 mm, 内径 5 mm)が設置されている。容器の外側には断熱材、さらに外側には保温材が取付けられている。この容器内に互いに混じり合わない2種類の液体(下層液体は 66 wt% グリセリン水溶液または蒸留水, 上層液体はシリコンオイルまたはケロシン)を満たし、底面を加熱、側壁面上部を冷却して、十分時間が経過した後の容器内の時間平均温度分布を測定した。温度はシース形熱電対(シース外径 1.0 mm)を r 方向間隔 0.5 で 3 本設置し、 r 方向および z 方向にスライドさせて測定した。本実験では室温が 280~283 K であった。また、冷却水を恒温水槽で 289 K に保ち、遠心ポンプによって循環させた。実験に用いた液体の物性値を表 1 に示す⁽⁸⁾⁽⁹⁾。ただし、加熱面と冷却面の温度はそれぞれ 305, 292 K となり(4・1 節参照)、液体の物性値はすべて 298 K ($T_i=0.5$) における値(または推定値⁽⁸⁾)を採用した(μ_i , ρ_i は実測値)。実験は以下の五つの場合について行い、計算結果と比較した。

Case I : 66 wt% グリセリン水溶液-シリコンオイル系での計算例 ($Gr_1=1.63 \times 10^3$, $Gr_2=4.82 \times 10^3$, $Pr_1=117$, $Pr_2=127$, $\gamma=1.25$, $\kappa=1.35$, $\lambda=3.05$, $A=3.6$, $L_1=1.8$, $L_c=0.65$)

Case II : Case I から L_1 を変えた場合 ($Gr_1=1.63 \times 10^3$, $Gr_2=4.82 \times 10^3$, $Pr_1=117$, $Pr_2=127$, $\gamma=1.25$, $\kappa=1.35$, $\lambda=3.05$, $A=3.6$, $L_1=0.5$, $L_c=0.65$)

Case III : Case II から L_c を変えた場合 ($Gr_1=1.63 \times 10^3$, $Gr_2=4.82 \times 10^3$, $Pr_1=117$, $Pr_2=127$, $\gamma=1.25$, $\kappa=1.35$, $\lambda=3.05$, $A=3.6$, $L_1=0.5$, $L_c=0.33$)

Case IV : Case II から A を変えた場合 ($Gr_1=1.63 \times 10^3$, $Gr_2=4.82 \times 10^3$, $Pr_1=117$, $Pr_2=127$, $\gamma=1.25$, $\kappa=1.35$, $\lambda=3.05$, $A=2.5$, $L_1=0.5$, $L_c=0.65$)

Case V : Case II から液体を変えた場合(蒸留水-ケロシン系) ($Gr_1=1.49 \times 10^5$, $Gr_2=9.02 \times 10^4$, $Pr_1=6.20$, $Pr_2=23.7$, $\gamma=1.22$, $\kappa=0.672$, $\lambda=5.28$, $A=3.6$, $L_1=0.5$, $L_c=0.65$)

4章の実験結果と計算結果は非定常となり、十分時間が経過した後の温度はほぼ周期的に変動するため、

表 1 供試液体の物性値⁽⁸⁾⁽⁹⁾不確かさ, $\mu = \pm 5.59\%$, $\rho = \pm 5.02\%$: 約 95% 包括度)

Property	Liquid	66wt%Glycerin-Water(at 298K)	Silicone Oil(at 298K)	Water(at 298K)	Kerosene(at 298K)
Specific heat C_{pi} J/(kg·K)		3.68×10^3	1.76×10^3	4.18×10^3	2.03×10^3
Thermal conductivity k_i W/(m·K)		0.396	0.130	0.607	0.115
Prandtl number Pr_i		117	127	6.20	23.7
Coefficient of thermal expansion β_i 1/K		4.27×10^{-4}	1.08×10^{-3}	2.73×10^{-4}	5.50×10^{-4}
Viscosity μ_i Pa·s		1.26×10^{-2}	9.35×10^{-3}	9.00×10^{-4}	1.34×10^{-3}
Density ρ_i kg/m ³		1170	935	997	815

図 1 解析モデルおよび座標系

(a) 容器側壁面
(不確かさ, $T_i \pm 21.9\%$,
 $z = \pm 5.0\%$: 約 95% 包括度) (b) 容器底面
(不確かさ, $T_i \pm 22.6\%$,
 $r = \pm 2.0\%$: 約 95% 包括度)

図 2 容器壁面の温度分布(Case I)

図 3 二液層の温度分布(Case I)
(不確かさ, $T_i = \pm 22.6\%$,
 $z = \pm 5.0\%$: 約 95% 包括度) 図 4 液液界面中央における温度の
時間変化(Case I)

(a) 等温度線

(b) 流線

図 5 等温度線および流線の時間変化
(Case I)(1: $t=2000$, 2: $t=2020$, 3: $t=2040$,
4: $t=2060$, 5: $t=2080$)

それらは時間平均値としてある。また、底面加熱、気液界面冷却、側壁面断熱および $Gr_1, Gr_2 \approx 0$ の場合、底面の温度こう配の解析解と本解析コードによる計算結果とは $\pm 0.05\%$ 以内で一致することを確認した。以下、それぞれの実験と計算結果の比較および考察を行う。

4.1 計算例 1(Case I) 図 2(a) は容器側壁面上の温度分布、図 2(b) は容器底面の温度分布をそれぞれ示している。図 2 より、側壁面の温度分布はほぼ

直線的に変化し、底面および冷却面の温度はほぼ一定値になっていることがわかる。この結果は容器底面および側壁面で熱伝導が支配的な状態に相当するが、これは容器および冷却水用パイプに熱伝導率の比較的高い材料を用いたためであると考えられる。Case II~V についても、側壁面は熱伝導状態、冷却面および底面は温度一定とほぼ認められた。そこで、計算における境界条件として、側壁面の温度には熱伝導による温度

図 6 二液層の温度分布 (Case II)
(不確かさ, $T_i = \pm 21.4\%$,
 $z = \pm 5.0\%$: 約 95% 包括度)

図 9 二液層の温度分布 (Case III)
(不確かさ, $T_i = \pm 21.5\%$,
 $z = \pm 5.0\%$: 約 95% 包括度)

図 11 二液層の温度分布 (Case V)
(不確かさ, $T_i = \pm 23.5\%$,
 $z = \pm 5.0\%$: 約 95% 包括度)

図 7 液液界面中央における温度の
時間変化 (Case II)

図 8 流線の時間変化 (Case II)
1: $t=2000$, 2: $t=2006$, 3: $t=2012$,
4: $t=2018$, 5: $t=2024$

図 10 二液層の温度分布 (Case IV)
(不確かさ, $T_i = \pm 21.4\%$,
 $z = \pm 5.0\%$: 約 95% 包括度)

図 12 液液界面中央における温度の
時間変化 (Case V)

図 13 流線の時間変化 (Case V)
(1: $t=2010$, 2: $t=2015$, 3: $t=2020$,
4: $t=2025$, 5: $t=2030$)

分布をあらかじめ与え、底面および冷却面は等温面として計算を行った。図 3 に $r=0$ および $r=0.5$ の二液層の温度分布の実験と計算の比較を示す。球殻を生成する場合、中空液滴は円筒容器の中心軸上を加速上昇運動するので⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、中心軸上で上下液層間の温度差が大きいほうが、球殻生成装置の小形化(中空液滴を冷却する区間の縮小)や中空液滴の崩壊を防ぐ(中空液滴の早期凝固)という点から望ましい。既報⁽²⁾の実験において、上層液体の温度は界面近傍を除き、ほぼ一定値になったことを考慮して、 ΔT を便宜的に $r=0$ における液液界面と上層液体の鉛直方向の中間 ($z=$

$L_1 + |A - L_1|/2$) との温度差と定義する。図 3 より、計算結果は実験値とおおむね一致していることや、 ΔT が 0.293 程度になることがわかる。また、図 3 中の一点鎖線は側壁面を断熱条件にした場合 [境界条件 (g) を $\partial T_i / \partial r = 0$ とした] の $r=0$ の温度分布を表している。この場合、上層液体の温度が上昇し、 ΔT は側壁面上に熱伝導による温度分布を与えた場合よりも小さくなる ($\Delta T = 0.169$)。これは、側壁面を断熱にすることが球殻生成に適さないことを示しており、Case II ~ V においても同じ傾向が認められた。図 4 に計算より得られた液液界面中央 ($r=0, z=L_1$) での温度 T_i

図 14 二液層の中心軸温度分布に及ぼす装置のアスペクト比 A の影響

図 17 二液層の中心軸温度分布に及ぼす装置の下層液体深さ L_1 の影響

図 20 二液層の中心軸温度分布に及ぼす装置の冷却区間長さ L_c の影響

図 15 二液層間の温度差に及ぼす装置のアスペクト比 A の影響

図 18 二液層間の温度差に及ぼす装置の下層液体深さ L_1 の影響

図 21 二液層間の温度差に及ぼす装置の冷却区間長さ L_c の影響

図 16 二液層の流線に及ぼす装置のアスペクト比 A の影響

図 19 二液層の流線に及ぼす装置の下層液体深さ L_1 の影響

図 22 二液層の流線に及ぼす装置の冷却区間長さ L_c の影響

の時間変化を示す。中空液滴は液液界面のほぼ中央で連続生成されるので、 T_i の変動が大きければ、液体の物性が変化することによって中空液滴の生成が不安定になることや液液界面が凝固することなどが考えられる。したがって、種々のパラメータが T_i に及ぼす影響を調べることは重要である。図 4 より、 T_i の変動は比較的大きく、その周期は $t \cong 80$ であることがわかる。図 5 (a), (b) に計算より得られた二液層の等温度線および流線の時間変化を示す。図 5 の左端の一点鎖線は容器中心軸を、右端は容器側壁面を表している。ま

た、等温度線は $T_i = 0.1n (n=1, 2, \dots, 10)$ を、流線は $\phi_i = 0, \pm 0.0005, \pm 0.001, \pm 0.003, \pm 0.005$ をそれぞれ表している。図 5 より、上層液体に二つの渦が、下層液体にも二つあるいは三つの渦ができ、互いに膨張と収縮を繰返し、周期的な変動をすることがわかる。その変動の周期は上層液体と下層液体とは異なり、上層液体が $t \cong 40$ 、下層液体が $t \cong 80$ となり、上層液体のほうが下層液体に比べて 2 倍程度早い。 T_i の変動の周期は下層液体の変動の周期とほぼ等しく、これは、下層液体の流動効果がより支配的であることを示唆するとともに、上下液層の変動周波数が整数倍であることによる共振効果も関与しているものと考えられる。

4.2 計算例 2 (Case II ~ V) 図 6 に下層液体の深さを変えた場合 (Case II) の $r=0$ および $r=0.5$ における二液層の温度分布を示す。図 6 より、計算結果

は実験結果とおおむね一致していることや、上下液層間に大きな温度差 ($\Delta T=0.440$) が得られていることがわかる。また、図 7 に示す計算より得られた T_l の時間変化からわかるように、 T_l の変動は Case I のときに比べて小さく、その変動の周期は $t \cong 24$ である。図 8 に計算より得られた二液層の流線の時間変化を示す。図 8 より、下層液体では小さな渦が膨張と収縮を繰り返す、上層液体では側壁面において上昇流と冷却効果による下降流とがぶつかり合い、二つの渦が膨張と収縮を繰り返す、周期的な変動をすることがわかる。その変動の周期は上下液層ともに $t \cong 24$ である。したがって、 L_1 を小さくすれば、 ΔT が大きく、 T_l の変動が小さくなり、また、中空液滴の生成頻度が増大するため⁽¹²⁾、球殻の生成に適しているといえる。したがって、以下、 $L_1=0.5$ を固定し、他のパラメータを変える。

図 9 に冷却区間の長さを変えた場合 (Case III) の $r=0$ および $r=0.5$ における二液層の温度分布を示す。図 9 より、計算結果と実験値はおおむね一致していることがわかる。Case II と比較すると、冷却区間が短いため、全体的に上層液体の温度が若干高くなり、 ΔT はやや小さくなる ($\Delta T=0.408$)。また、結果は省略するが、 T_l の変動も小さく、上下層液体の渦の様子は Case II とほぼ同様で、流動場の変動の周期は $t \cong 24$ で Case II とほぼ同じであった。

図 10 に装置のアスペクト比を変えた場合 (Case IV) の $r=0$ および $r=0.5$ における二液層の温度分布を示す。図 10 より、計算結果と実験値はおおむね一致していることがわかる。Case II と比較すると、冷却区間と液液界面との距離が短くなるため T_l はやや低くなるが、上層液体の温度も全体的に低くなるため ΔT は結果としてやや大きくなる ($\Delta T=0.472$)。また、 T_l の変動は小さく、上下層液体の渦の様子は Case II, III とほぼ同様で、流動場の変動の周期は $t \cong 20$ で Case II に比べて短くなっていた。これは系全体が小さくなったためであると考えられる。

次に、下層液体に蒸留水、上層液体にケロシンを満たした場合の二液層の熱流動について考える (Case V)。図 11 に $r=0$ および $r=0.5$ における二液層の温度分布を示す。図 11 より、Case II と同様に上下液層間に大きな温度差 ($\Delta T=0.401$) が得られていることや、計算結果が実験結果とおおむね一致していることがわかる。66 wt% グリセリン水溶液-シリコンオイル系を利用した Case I ~ IV と比較すると特に Gr_1 , Gr_2 が大きいいため、容器内の流れは先に示したような周期的な変動にはならず、不規則な流れになる。図 12

に計算より得られた T_l の時間変化を示す。 T_l の変動は最も大きかった Case I と比べてもさらに大きく、かつ不規則であることがわかる。図 13 に計算より得られた二液層の流線の時間変化を示す。下層液体では液液界面直下の渦が側壁面方向に移動し、やがて中心方向に戻るといった過程を繰り返す。また、上層液体では Case I ~ IV と同じように側壁面で下降流と上昇流がぶつかり合うことによる変動を繰り返す。しかし、これらの変動の周期は一定ではなく、上層液体では渦が三つになることもある。

Case I ~ V において、底面や液液界面付近で温度境界層が薄いために温度の正確な測定が困難になり、実験値と計算結果の差異が生じることや気液界面を断熱として計算しているため上層液体では計算結果が実験値よりもやや高くなる傾向がある。また、上層液体では、 $r=0$ と $r=0.5$ における実験値と計算結果が定性的に逆になる場合がある。しかしながら、全体的には実験値と計算結果は良好な一致を示しており、数値計算の妥当性が確認された。これによって、底面と冷却面の温度を実測することのみから、不混和二液層の非定常熱流動場の予測がおおむね可能になったといえる。

5. 球殻生成装置の最適運転方法

球殻を連続生成する際、液体の物性値は中空液滴の安定な生成という観点から決定されることが多いので⁽²⁾⁽³⁾、ここでは前述した無次元パラメータ A , L_1 および L_c が二液層の熱流動場に与える影響を参考にし、最適な装置の運転方法を調べる。ここで行った数値計算はすべて定常解が得られ、側壁面の温度は 4 章の実験結果を参考に熱伝導による温度分布を与えた。また、定常状態の収束条件はすべての格子点で $|\phi_i^{N+1} - \phi_i^N|/\Delta t$, $|\omega_i^{N+1} - \omega_i^N|/\Delta t$ および $|T_i^{N+1} - T_i^N|/\Delta t$ が 1×10^{-6} 以下になったとき解が収束したと判定した (肩字 N は N 時間ステップ後の値を示す)。ここでは、 $Gr_1 = Gr_2 = 1.0 \times 10^4$, $Pr_1 = Pr_2 = 1$, $\gamma = 2$, $\alpha = 1$, $\lambda = 5$, $A = 2$, $L_1 = 1.0$, $L_c = 0.5$ を基準値とした。すなわち、計算時間の節約と具体的な装置の製作に必要な基礎設計資料の蓄積という工業技術上の観点から、便宜上、 Gr_i の小さな場合に限定して計算した。

図 14 は $r=0$ における温度分布の A による変化、図 15 は ΔT の A による変化をそれぞれ示している。図 14, 15 より、 $A=3$ 程度で ΔT は最大値をとることがわかる。したがって、装置の小形化という点を考慮しても、この場合は $A=3.0$ 程度が適していると考えられる。図 16 に示した流線の A による変化より、 A

を変化させても容器内部の流動パターンは特に大きく変化しないことがわかる。

図 17 は $r=0$ における温度分布の L_1 による変化、図 18 は L_1 による ΔT の変化をそれぞれ示している。図 17, 18 より、 $0.4 \leq L_1 \leq 0.8$ と $0.9 \leq L_1 \leq 1.4$ の範囲では、 L_1 を大きくすると T_i および ΔT は小さくなるが、 $0.8 < L_1 < 0.9$ の範囲では逆に T_i および ΔT は大きくなる。これは図 19 に示した流線の L_1 による変化からもわかるように、 $0.4 \leq L_1 \leq 0.8$ では下層液体の中心軸付近の流れは反時計回りの渦になっているが、 $0.9 \leq L_1 \leq 1.4$ では時計回りになることに対応していると考えられる。 ΔT が最も大きくなるのは、 L_1 が最も小さい $L_1=0.4$ のときである。したがって、4 章の結果と同様に L_1 は比較的小さいほうがよいといえる。

図 20 は $r=0$ における温度分布の L_c による変化、図 21 は L_c による ΔT の変化、図 22 は L_c による流線の変化をそれぞれ示している。図 20~22 より、 L_c を変化させても ΔT の変化は小さく、 $0.2 \leq L_c \leq 1.0$ の範囲では、 L_c が装置内の熱流動場に与える影響は小さいことがわかる。また、 L_c による T_i および ΔT の変化はほぼ直線的になっており、 L_c を調節することによって、これらの制御が容易であるといえる。なお、他の無次元パラメータ $Gr_1(300 \leq Gr_1 \leq 30000)$ 、 $Gr_2(100 \leq Gr_2 \leq 300000)$ 、 $Pr_1(0.1 \leq Pr_1 \leq 30)$ 、 $Pr_2(0.01 \leq Pr_2 \leq 10)$ 、 $\gamma(2 \leq \gamma \leq 60)$ 、 $x(0.1 \leq x \leq 30)$ 、 $\lambda(0.01 \leq \lambda \leq 100)$ の影響についても同様の解析を行った結果、 Gr_1 、 x および λ が大きいほど、 Gr_2 、 Pr_2 および γ が小さいほど ΔT が大きくなり、 Pr_1 の変化に対し、 ΔT は最大値をもつことなどが明らかになった。

6. 結 言

気-液-液系球殻生成装置における不混和二液層の熱

流動場を数値解析および実験によって明らかにした。得られたおもな結果を要約し、以下に示す。

(1) 液体の種類や装置のアスペクト比などを変化させた実験と数値解析結果とを比較することによって本数値解析の妥当性を示した。これによって、球殻生成装置内の熱流動場を理論的に予測することが可能となった。

(2) 種々の無次元パラメータが不混和二液層の熱流動場に与える影響を数値解析によって明らかにし、より小形で高性能な球殻生成装置を製作するための基礎資料を蓄積した。特に、装置に熱伝導率の高い材料を選ぶこと、 L_1 を小さく、 L_c を大きくすること、最適な A を選ぶことによって、液液界面と上層液体の中間との温度差を大きくすることができ、装置の小形化(冷却区間の縮小)や中空液滴の崩壊防止(早期凝固)が期待される。

文 献

- (1) Lee, M. C., Kendall, J. M. Jr., Bahrami, P. A. and Wang, T. G., *Aerosp. Am.*, **24** (1986), 72.
- (2) 橋本・川野, 機論, **57**-539, B (1991), 2180.
- (3) 橋本・川野, 機論, **56**-525, B (1990), 1522.
- (4) Projahn, U. and Beer, H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28** (1985), 1487.
- (5) Myrum, T. A., Sparrow, E. M. and Prata, A. T., *Numer. Heat Transf.*, **10** (1986), 19.
- (6) Villers, D. and Platten, J. K., *Appl. Sci. Res.*, **47** (1990), 177.
- (7) Kirdyashkin, A. G., Zaporozhko, V. F. and Popov, S. P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **33** (1990), 1649.
- (8) 日本機械学会, 伝熱工学資料, (1986), 325.
- (9) 日本機械学会, 技術資料・流体の熱物性値集, (1983), 210.
- (10) 川野・橋本, 機論, **57**-534, B (1991), 441.
- (11) 川野・橋本・須山, 機論, **57**-544, B (1991), 4116.
- (12) 川野・橋本, 機論, **56**-526, B (1990), 1652.