濃度成層下での熱プルームによる成層現象

Layered convection due to thermal plume in linear concentration gradient system

○正 鎌倉勝善 (富山高専) 正 平野博之 (岡山理大) 正 尾添紘之 (西安交通大)

Katsuyoshi KAMAKURA, Toyama National College of Technology, 13 Hongo-machi, Toyama 939-8630

Hiroyuki HIRANO, Okayama University of Science, 1-1 Ridai-cho, Okayama 700-0005

Hiroyuki OZOE, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, 710049, China

The double diffusive natural convection arises owing to the rate difference between thermal and solutal diffusions in a fluid containing temperature and concentration gradients. The double diffusive layered convection due to thermal plume in linear concentration gradient system was numerically studied at the Prandtl number $Pr=6$, the Rayleigh number $Ra=10^7$ or 10^8 , the Lewis number $Le=100$, and the buoyancy ratio $N=1.5$. Thermal plumes occur from the heat source on the bottom but stop the ascending owing to the concentration gradient. Then the plumes develop to the primary convection layer with time. The temperature in the primary convection layer increases with time, and second thermal plumes occur on the primary hot convection layer. Finally the second thermal plumes develop a secondary convection layer.

Key Words: Double diffusive convection, Layered convection, Concentration stratified layer, Thermal plume

1. はじめに

二重拡散自然対流は、温度および濃度勾配のある流体内で熱と溶質の拡散の速さの違いから生じる複雑な対流現象である。そのとき温度浮力は上向きに作用し、濃度浮力は通常下向きに作用する。すなわち二重拡散自然対流は、熱の拡散係数と物質の拡散係数に対する比（レイス数）と濃度浮力の温度浮力に対する比（浮力比）とに大きく依存する現象でもある。上昇流中における二重拡散現象は、ソーラーポンド、煙突からの煙、火災、火山での噴煙、ヒートアイランドなど、工学あるいは環境におけるいろいろな場でみられる。そのような場合、地面あるいは底面が加熱されると多数の熱プルーム（上昇流）が発生する。また大気あるいは水環境で濃度成層が形成されることもある。そのような場合に低面が加熱されると発生した熱プルーム中には高濃度の溶質が含まれ、下向きの濃度浮力となりプルームは上昇を抑えられる。そのとき対流層ができたり下降流が発生したりする^{(1),(2)}。またその対流層の上に二次的なプルームができ第二の対流層に発達することも考えられる。ソーラーポンドでは二次熱プルームの発生が下層での蓄熱性能を悪くしている⁽³⁾。ここでは二次二重拡散プルームによる成層現象を3次元で数値解析した。

2. 数値解析

熱と物質の移動を伴う自然対流の無次元基礎方程式を次に示す。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$\partial \mathbf{V} / \partial \tau + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + Pr \nabla^2 \mathbf{V} + [0, 0, PrRa(\theta - NC)]^T \quad (2)$$

$$\partial \theta / \partial \tau + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta = \nabla^2 \theta \quad (3)$$

$$\partial C / \partial \tau + (\mathbf{V} \cdot \nabla) C = \nabla^2 C / Le \quad (4)$$

また無次元パラメータは次のように定義した。

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}, Ra = \frac{g\alpha(T_{hot} - T_{cold})h^3}{\kappa\nu}, N = \frac{\beta(c_{max} - c_{min})}{\alpha(T_{hot} - T_{cold})}, Le = \frac{\kappa}{D}$$

無次元変数は次のように定義した。

$$X = x/h, Y = y/h, Z = z/h,$$

$$U = uh/\kappa, V = vh/\kappa, W = wh/\kappa,$$

$$\tau = t\kappa/h^2, P = ph^2/(\rho\kappa^2),$$

$$\theta = (T - T_{cold})/(T_{hot} - T_{cold}), C = (c - c_{min})/(c_{max} - c_{min})$$

ここで τ : 無次元時間, θ : 無次元温度, C : 無次元濃度, $\mathbf{V}$: 速度ベクトル, T_{hot} : 最大温度 (下面の加熱温度), T_{cold} : 初期最小温度, c_{max} : 初期最大濃度, c_{min} : 初期最小濃度, α : 温度に関する体膨張係数, β : 濃度に関する体膨張係数, ν : 動粘性係数, κ : 温度伝導率, D : 拡散係数, h : 系の高さである。基礎方程式 Eqs. (1)-(4) を Fig. 1 (立方体) の初期および境界条件のもとで3次元の有限差分法で解いた。ナビエ・ストークス式の圧力項はHSMAC法で、全ての対流項は3次精度の風上差分で計算した。容器の大きさは $1 \times 1 \times 1$ 、格子点は $101 \times 101 \times 101$ または $121 \times 121 \times 121$ (いずれも等間隔) とし、下面全体を加熱した。下面は $\theta=1$ とし、系全域での初期温度は $\theta=0$ とした。直線的濃度勾配 ($\partial C / \partial Z=1$, $C=0$ at $Z=1$, $C=1$ at $Z=0$) を初期濃度分布とした。すべての面は固体壁とし、加熱面以外は熱と物質は通過しないとした。 $Pr=6$, $Le=100$, $Ra=10^7 \sim 10^8$, $N=1.5$ として計算した。

Fig. 1 Initial and boundary conditions.

3. 結果と考察

Fig. 2 に $Ra=10^7$ における温度 (θ) 及び濃度等高線 (C) を示す。濃度勾配のある系の下面を加熱することにより下面から複数の熱プルームが発生した。その複数の熱プルームが集合し凹凸のある界面が形成され対流層に発達した。時間の経過と共にその対流層にはさらに熱が蓄えられ、凹凸のある界面の上に新たに温度成層が形成された。その温度成層から二次的な熱プルームが発生した。この二次熱プルームは第一の対流層の上の第二の対流層に発達すると思われる。しかし $Ra=10^7$ では、余り明確な第二の対流層では

ない。

Fig. 2 Contour lines of temperature(θ) and concentration(C) in XZ -plane at $Y=0.5$ for $Ra=10^7$.

Fig. 3 Contour planes of temperature at $\theta=0.3$ and concentration at $C=0.5$ for $Ra=10^7$ and $\tau=0.018$.

Fig. 3 に $\tau=0.018$ における温度および濃度等高面を示す。下面加熱による下層での熱ブルームにより凹凸のある界面ができるが、さらに界面の凹凸の一部はさらに二次的な熱ブルームに発達している。時間と共に複数の二次ブルームが集合し、第二の対流層に発展していくものと思われる。

Fig. 4 Contour lines of temperature(θ) and concentration(C) in XZ -plane at $Y=0.5$ for $Ra=10^8$.

Fig. 4 に $Ra=10^8$ の場合の温度及び濃度等高線を示す。レイリー数は、温度差を一定とすると系の体積に比例する値である。すなわち系の体積が大きくなっているため、熱ブルームは $Ra=10^7$ の場合より相対的にある低い高さまで上昇し横に広がり第一の対流層となった。また側壁近くから中心に向かって熱ブルームが発生している。Fig. 5 に $\tau=0.00104$ における側壁近くの温度及び濃度等高線を示す。側壁に近い温度等高線では、加熱下面での一次熱ブルームと第一の対流層上部での二次熱ブルームの発生が明瞭にみられる。 $Ra=10^7$ の場合と同様に、第一の対流層上部での複数の二次熱ブルームが時間と共に集合し、第二の対流層に発展していくものと思われる。第一の対流層の界面は $Ra=10^7$ の場合より平坦で鮮明である。

Fig. 5 Contour lines of temperature(θ) and concentration(C) in XZ -plane at different Y -positions for $Ra=10^8$.

4. まとめ

濃度勾配のある系の下面を加熱すると複数の熱ブルームが発生し第一の対流層ができる。その対流層の温度は時間の経過と共に高くなるので第一の対流層の界面の上に複数の二次熱ブルームが発生し、さらに第二の対流層へと発展した。

参考文献

- (1) Kamakura, K., Miyashita, H. and Ozoe, H., Numerical Analyses of Double Diffusive Convection in a Container Cooled from Top and Heated from Bottom, Proc. 6th KSME-JSME Thermal and Fluids Eng. Conf., Jeju, KD.07, 2005.
- (2) Kamakura, K., Hirano, H. and Ozoe, H., Numerical analysis of ascending thermal plume in linear concentration stratification, 17th Int. Symp. on Transport Phenomena, Toyama, 2-C-IV-2, 2006.
- (3) 鎌倉, 尾添, ソーラーポンドにおける二重拡散現象, 第16回環境工学総合シンポジウム, 東京, 2006.