

MAC法による二重拡散対流の数値解析

中島 栄次, 山根 岳志, 一色 治美, 吉田 正道, 宮下 尚

Abstract

Numerical analysis using a MAC (Marker And Cell) method was carried out for the double-diffusive convection in a two-layer concentration-stratified solution destabilized by lateral heating and cooling. The results were compared with those obtained from FDM (Finite Difference Method) using the vorticity and stream function. The results of MAC method and FDM for the same calculation conditions exhibited significant differences in the evolution of double-diffusive flow structure, which is mainly caused by the difference in diffusion rates of concentration estimated the two methods. It was found that improvement of accuracy in calculation of concentration field is required to predict the double-diffusive convection appropriately.

Key Words

numerical analysis, double-diffusive convection, MAC method, finite difference method, finite element method, thermal convection, concentration field, calculation accuracy

1. 緒 言

重力場における系内において温度と濃度のような二つの異なる浮力成分が共存した場合、二重拡散対流と呼ばれる複雑な対流が起こる。単結晶製造や合金鑄造に代表される多成分融液の凝固を伴う材料製造プロセスにおける液相内では温度と濃度の二つの勾配が同時に存在するため二重拡散対流が発生し、生成材料の構造と品質に重要な影響を与えていることが考えられる。材料の品質向上や装置の最適設計を行うためには、この二重拡散対流の基本的性質を把握することは重要となる。しかし、このような複雑な現象を解析する場合、実験では再現性が得られにくく、また装置内の詳細な部分におけるデータの収集は比較的困難であり、それをフォローする上で有効となってくるのがコンピュータによる数値解析である。

筆者らも二層に濃度成層した水溶液を左右から加熱冷却を行った場合に発生する二重拡散対流について実験的研究を行うとともに、渦度-流れ関数法を用いた有限差分法（以下FDMと略す）及び有限要素法（以下FEMと略す）による数値解析を行ってきた¹⁾。しかしそれぞれの計算で得られる解には違いが認められ、これにより異なる計算法を用いた場合には同条件での計算においても異なる解が得られる可能性がある事が分かった。

今回は新たな計算アルゴリズムの導入として、流体の非定常流れの解析によく用いられているMAC法による解析プログラムを作成し、まずは熱対流の計算を行い、解の妥当性の確認と既存のFDM、FEMプログラムでの計算結果との比較検討をした後、二重拡散対流の計算を行いMAC法とFDMで

の計算結果を比較し、両結果の違いとMAC法で得られる解の性質について調査した。

2. 理 論

2. 1 支配方程式

本解析は、筆者らが行ってきた炭酸ナトリウム水溶液を用いた二層系二重拡散対流の実験と同じ条件をシミュレートすることを目的とする。Fig. 1 に解析系及び境界条件を示す。矩形容器は高さ H 、幅 L である。左右垂直壁面は一定温度に保たれ、上下水平壁面は断熱されている。また重力は Y 軸に平行に下向きである。本解析に用いる支配方程式の導出には (1) 現象は 2 次元的に起こる (2) 流体は非圧縮性である (3) 容器内の流れは層流である (4) Boussinesq 流体近似が成り立つ、との仮定を用いた。

無次元基礎式は以下になる。

$$\text{連続の式: } \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

運動方程式 (X 方向) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \\ = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + m^2 \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

運動方程式 (Y 方向) :

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -m^2 \frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + m^2 \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Pr \cdot (Ra_t \cdot \Theta - Ra_c \cdot C) \quad (3)$$

$$\text{温度方程式: } \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + m^2 \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

$$\text{濃度方程式: } \frac{\partial C}{\partial \tau} + U \frac{\partial C}{\partial X} + V \frac{\partial C}{\partial Y} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + m^2 \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

但し上式中の無次元パラメータは以下のように定義した。

$$X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{H}, m = \frac{L}{H}, P = \frac{pL^2}{\rho\alpha^2}, U = \frac{uL}{\alpha}, V = \frac{vL^2}{\alpha H}, \tau = \frac{\alpha t}{L^2}, \Theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c}, C = \frac{c - c_u}{c_d - c_u}$$

2. 2 離散化方程式

支配方程式の離散化は有限差分近似を用いて行った。離散化に用いた格子はFig. 2 に示すような千鳥 (スタッガード) 格子と呼ばれる速度とスカラー量の定義点が半メッシュずれたもので、圧力の振

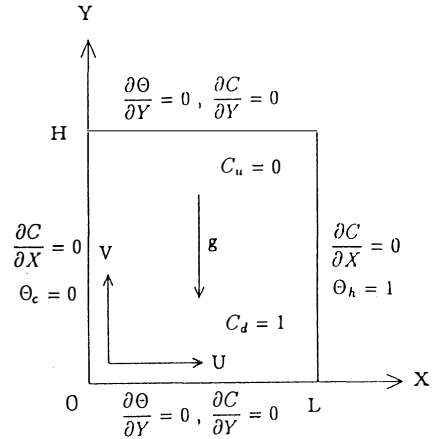


Fig. 1 解析系

動解の発生を防ぐことができるため圧力と速度を用いる解法において現在よく使用されている。しかし速度と圧力を同一格子上で定義できないために、境界の外側に仮想セルを想定して境界条件を与える必要がある。時間発展には一次の前進差分，空間微分には2次の中心差分，対流項には一次の風上差分を用いると式(1)～(5)は次の離散化方程式となる（但し空間分割は等分割とする）。なお右上付きのkは時間ステップ数であり，本解析ではステップkまでの流れ場，温度場，濃度場を既知とする（陽解法）。

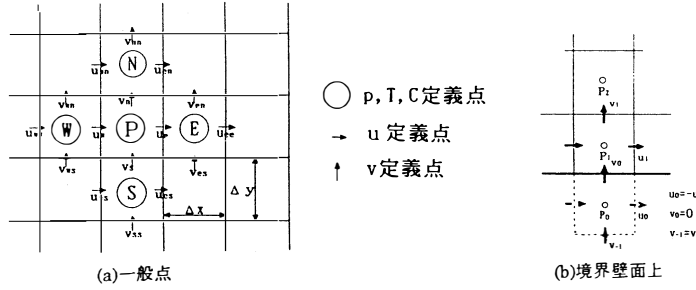


Fig. 2 千鳥（スタガード）格子図

連続の式：

$$\frac{u_e^{(k+1)} - u_w^{(k+1)}}{\Delta x} + \frac{v_n^{(k+1)} - v_s^{(k+1)}}{\Delta y} = 0 \quad (\text{点Pについて}) \quad (6)$$

運動方程式（x方向）：

$$\frac{u_e^{(k+1)} - u_e^{(k)}}{\Delta t} = -FUX - FUY + DIFU + \frac{p_P^{(k+1)} - p_E^{(k+1)}}{\Delta x} \quad (u_e \text{ について}) \quad (7)$$

運動方程式（y方向）：

$$\frac{v_n^{(k+1)} - v_n^{(k)}}{\Delta t} = -FVX - FVY + DIFV + \left(\frac{L}{H}\right)^2 \frac{p_P^{(k+1)} - p_N^{(k+1)}}{\Delta y} \quad (v_n \text{ について}) \quad (8)$$

ここで

$$FUX = \left(\frac{u_e + |u_e|}{2} \frac{u_e - u_w}{\Delta x} + \frac{u_e - |u_e|}{2} \frac{u_{ee} - u_e}{\Delta x} \right)^{(k)}$$

$$FUY = \left(\frac{v_e + |v_e|}{2} \frac{u_e - u_{es}}{\Delta y} + \frac{v_e - |v_e|}{2} \frac{u_{en} - u_e}{\Delta y} \right)^{(k)}, \quad v_e = \left(\frac{v_s + v_n + v_{es} + v_{en}}{4} \right)^{(k)}$$

$$FVX = \left(\frac{u_n + |u_n|}{2} \frac{v_n - v_{wn}}{\Delta x} + \frac{u_n - |u_n|}{2} \frac{v_{en} - v_n}{\Delta x} \right)^{(k)}, \quad u_n = \left(\frac{u_w + u_e + u_{wn} + u_{en}}{4} \right)^{(k)}$$

$$FVY = \left(\frac{v_n + |v_n|}{2} \frac{v_n - v_s}{\Delta y} + \frac{v_n - |v_n|}{2} \frac{v_{nn} - v_n}{\Delta y} \right)^{(k)}$$

$$DIFU = Pr \left(\frac{u_{ee} - 2u_e + u_w}{\Delta x^2} + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \frac{u_{en} - 2u_e + u_{es}}{\Delta y^2} \right)^{(k)}$$

$$DIFV = Pr \left(\frac{v_{en} - 2v_n + v_{wn}}{\Delta x^2} + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \frac{v_{nn} - 2v_n + v_s}{\Delta y^2} \right)^{(k)} \\ + Pr \left(Ra_t \frac{T_P^{(k)} + T_N^{(k)}}{2} - Ra_c \frac{C_P^{(k)} + C_N^{(k)}}{2} \right)$$

温度方程式： $\frac{T_P^{(k+1)} - T_P^{(k)}}{\Delta t} + FTX + FTY = DIFT$ (点Pを中心として) (9)

ここで $FTX = \left(\frac{u_P + |u_P|}{2} \frac{T_P - T_w}{\Delta x} + \frac{u_P - |u_P|}{2} \frac{T_E - T_P}{\Delta x} \right)^{(k)}$, $u_P = \left(\frac{u_w + u_e}{2} \right)^{(k)}$

$$FTY = \left(\frac{v_P + |v_P|}{2} \frac{T_P - T_s}{\Delta y} + \frac{v_P - |v_P|}{2} \frac{T_N - T_P}{\Delta y} \right)^{(k)}$$
, $v_P = \left(\frac{v_s + v_n}{2} \right)^{(k)}$

$$DIFT = \left(\frac{T_E - 2T_P + T_W}{\Delta x^2} + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \frac{T_N - 2T_P + T_S}{\Delta y^2} \right)^{(k)}$$

濃度方程式： $\frac{C_P^{(k+1)} - C_P^{(k)}}{\Delta t} + FCX + FCY = DIFC$ (点Pを中心として) (10)

ここで $FCX = \left(\frac{u_P + |u_P|}{2} \frac{C_P - C_w}{\Delta x} + \frac{u_P - |u_P|}{2} \frac{C_E - C_P}{\Delta x} \right)^{(k)}$, $u_P = \left(\frac{u_w + u_e}{2} \right)^{(k)}$

$$FCY = \left(\frac{v_P + |v_P|}{2} \frac{C_P - C_s}{\Delta y} + \frac{v_P - |v_P|}{2} \frac{C_N - C_P}{\Delta y} \right)^{(k)}$$
, $v_P = \left(\frac{v_s + v_e}{2} \right)^{(k)}$

$$DIFC = \frac{1}{Le} \left(\frac{C_E - 2C_P + C_W}{\Delta x^2} + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \frac{C_N - 2C_P + C_S}{\Delta y^2} \right)^{(k)}$$

2. 4 HSMAC法

上記の離散化方程式から流れ場を求めるためには、まず圧力場を求めなくてはならない。圧力場を解くアルゴリズムの代表的なものとしてMAC (Marker and Cell) 法が挙げられる。MAC法は米国ロス・アラモス研究所のHarlow-Welchによって開発された方法であり、連続の式から圧力に関するPoisson方程式を導きだし圧力場を求める解法である。しかしこの方法は圧力に関するPoisson方程式を反復計算により解かなくてはならないため、多大な計算時間を必要とする。そこでPoisson方程式を解くかわりに、連続の式を満足させながら反復法によって速度と圧力を修正しつつ時間進行する方法が考案された。これがHSMAC法^{2), 3), 4)}である。この方法はMAC法に比べスキームが簡略化されているため現在広く利用され（単にMAC解法といった時はこのHSMAC法を意味することがある）、本解析もこのHSMAC法を用いている。計算は以下のように行う。

式(7), (8)より

$$u_e^{(k+1)} = u_e^{(k)} + \left(-FUX - FUY + DIFU + \frac{p_P^{(k+1)} - p_E^{(k+1)}}{\Delta x} \right) \Delta t \quad (11)$$

$$v_n^{(k+1)} = v_n^{(k)} + \left(-FVX - FVY + DIFV + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \frac{p_P^{(k+1)} - p_N^{(k+1)}}{\Delta y} \right) \Delta t \quad (12)$$

となる。 $u^{(k)}$, $v^{(k)}$ の値は既知であるので、 $p^{(k+1)}$ がわかれば $u^{(k+1)}$, $v^{(k+1)}$ が求まる。そこで $p^{(k+1)}$ が連続の式を満足するまで反復計算をする。反復計算を行うにあたり、反復回数を左上付き m で表し、仮の圧力 $m p^{(k+1)}$ （既知の最新値）を用いて、仮の速度 $m u^{(k+1)}$, $m v^{(k+1)}$ を求める。

$$m u_e^{(k+1)} = m u_e^{(k)} + \left(-FUX - FUY + DIFU + \frac{m p_P^{(k+1)} - m p_E^{(k+1)}}{\Delta x} \right) \Delta t \quad (13)$$

$$m v_n^{(k+1)} = m v_n^{(k)} + \left(-FVX - FVY - DIFV + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \frac{m p_P^{(k+1)} - m p_N^{(k+1)}}{\Delta y} \right) \Delta t \quad (14)$$

こうして求められた $m u^{(k+1)}$, $m v^{(k+1)}$ を連続の式(6)の左辺に代入して得られる値がゼロになれば（即ち残差がゼロであれば）次の時間ステップの速度が得られたことになる。残差がゼロでない場合には、その原因は p の仮定値にあるからそれを補正しなければならない。圧力の補正值 δp は、次式で計算される。

$$\delta p = -\omega R / \left\{ 2\Delta t \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) \right\} \quad (15)$$

ここで、 $R = \frac{m u_e^{(k+1)} - m u_w^{(k+1)}}{\Delta x} + \frac{m v_n^{(k+1)} - m v_s^{(k+1)}}{\Delta y}$ であり R は連続の式から得られた残差を意味する。

ω は緩和係数で $1 \leq \omega \leq 2$ の範囲の適当な値であり本解析では1.7を用いている。

圧力が増大すると速度も変化する、即ち速度の補正值を δu , δv とすると、 δu , δv は一般に δp と次のように関係づけられる。

$$\delta u = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \cdot \delta p \quad (16)$$

$$\delta v = \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right) \cdot \delta p \quad (17)$$

式(11), (12)を p について偏微分して $\partial u/\partial p$, $\partial v/\partial p$ を求めると, u_e , v_n に対する速度補正値は上式によりそれぞれ次のようになる。

$$\delta u_e = +\Delta t \cdot \delta p / \Delta x \quad (18)$$

$$\delta v_n = +\Delta t \cdot \left(\frac{L}{H} \right)^2 \delta p / \Delta y \quad (19)$$

これにより圧力と速度の修正値として

$${}^{m+1}u_e^{(k+1)} = {}^m u_e^{(k+1)} + \delta u_e \quad (20)$$

$${}^{m+1}v_n^{(k+1)} = {}^m v_n^{(k+1)} + \delta v_n \quad (21)$$

$${}^{m+1}p_P^{(k+1)} = {}^m p_P^{(k+1)} + \delta p_P \quad (22)$$

が得られる。これを用いて式(13), (14)により新しい u , v の計算を行い, 連続の式を満足するまで同手順を繰り返す。得られた収束解が時刻 $(k+1)$ の u , v , p である。

2. 4. 不等分割格子

本解析の対象となる水溶液の二重拡散対流現象は特に壁面境界近傍及び界面近傍には限られるため, 計算効率と計算精度の向上を考えた場合, 不等分割格子を計算に導入することが望ましい。本解析においては次の不等分割変換式を用いた。

$$X = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\sin \{0.45\pi(2Z-1)\}}{\sin 0.45\pi} \right] \quad (0 \leq Z \leq 1) \quad (23)$$

$$Y = \frac{1}{\alpha} \left[\beta + \frac{\sin \{0.45\pi(\gamma\Xi - \delta)\}}{\sin 0.45\pi} \right] \quad (24)$$

α , β , γ , δ の各値を変化させると様々な不等分割格子を作ることができる。本解析では次の二つの不等分割格子を用いる。

$$\alpha = 2, \quad \beta = 0, \quad \gamma = 2, \quad \delta = 0 \quad (0 \leq \Xi \leq 0.5)$$

$$\alpha = 2, \quad \beta = 2, \quad \gamma = 2, \quad \delta = 2 \quad (0.5 \leq \Xi \leq 1)$$

左右壁面及び $Y=0.5$ 近傍が密となる(二層系メッシュA)。

$$\alpha = 4, \quad \beta = 1, \quad \gamma = 4, \quad \delta = 1 \quad (0 \leq \Xi \leq 0.5)$$

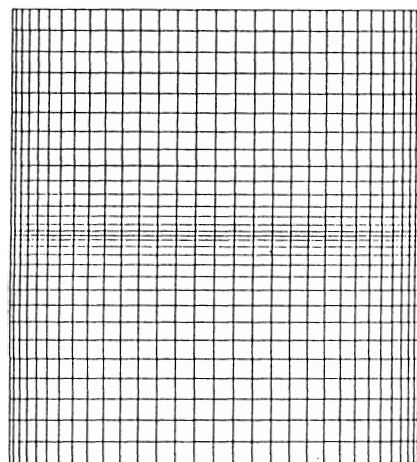


Fig. 3 不等間隔格子図
(メッシュA, 30×30)

$$\alpha = 4, \beta = 3, \gamma = 4, \delta = 3 \quad (0.5 \leq \Xi \leq 1)$$

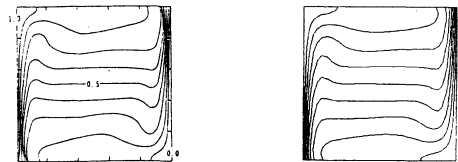
上下左右壁面近傍及び $Y=0.5$ 近傍が密となる（二層系メッシュB）。Fig. 3に縦横30分割でのメッシュAの格子分割図を示す。

3. 数値解法のベンチマークテスト

作成したMAC法プログラムにより二重拡散対流の計算を行う前に、プログラムの妥当性を検討しなくてはならない。そこで、作成したプログラムを用いて空気の実閉容器内自然対流の数値計算を行い、ベンチマーク解⁵⁾との比較を行った。計算条件は容器内の流体を空気（プラントル数 $Pr=0.71$ ）とし、左側は加熱面、右側は冷却面で上下壁は断熱面とした。初期の流体温度は無次元温度 $\Theta=0.5$ とし、ある瞬間に加熱冷却を開始した場合を比較する。加熱冷却の条件は熱レイリー数 Ra_i で与えられる。なお本研究で解析を目的とする二重拡散対流では熱レイリー数が $10^6 \sim 10^7$ のオーダーとなるため、ここでは熱レイリー数 10^6 における結果を示した。また計算には前述した変換式を $\alpha = 4, \beta = 3, \gamma = 4, \delta = 3$ ($0 \leq \Xi \leq 1$)とした上下左右壁面近傍が密となる一層系の不等分割格子を用い、空間分割数は 30×30 とした。

Fig. 4にベンチマーク解及びMAC法より得られた定常状態での等温度線図を示す。等値線の間隔は0.1（無次元温度）である。MAC法での結果とベンチマーク解を比較すると温度分布には良好な一致が得られていることが分かり、定常状態での解の妥当性が確認できる。

また本研究では非定常状態での対流挙動の解析を目的としているため、定常状態だけでなく非定常状態時の解の特性を知ることが重要となる。そこで次にFig. 5にMAC法で得られた局所温度経時変化を示す。また異なる計算法で得られた結果との比較を行うため、FDM, FEMにより得られた結果も同図中に示す。温度のサンプル点の座標は $(x=0.5, y=0.25)$ である。これを見ると各計算法での結果ともに温度変化に振動が生じており、振動の周期は各計算結果ともにはほぼ一致しているものの振幅には違いが見られ、定常温度にも違いが見られている。MAC法結果とFDM結果は計算初期段階（ $\tau=0.025$ 付近まで）では殆ど同じ変化を示しているが、定常温度に近くなるにつれ差が生じている。FEM結果は振動の振幅が他の2つの結果に比べて大きくなっており、定常温度も一番低い結果となった。この結果から、熱対流のみの場合においても、FEM及び同じ有限差分近似を用いているMAC法とFDMにおいて局所温度変化の経過や定常温度に違いが見られ、同じ計算条件でも計算アルゴリズムの違いにより異なる結果が得られる事が判明した。



ベンチマーク解 MAC法結果
Fig. 4 $Ra_i=10^6$ における等温度線図の比較

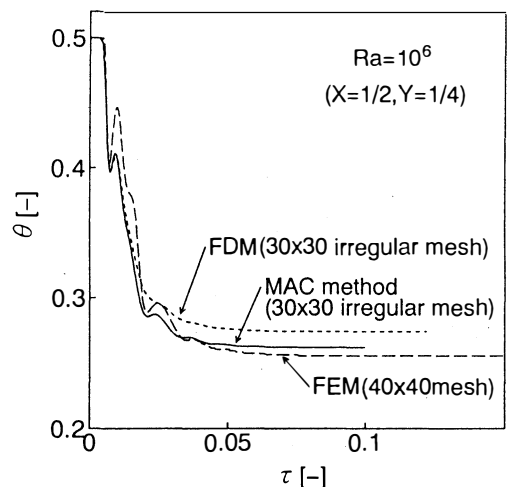


Fig. 5 各計算から得られた局所温度経時変化の比較

4. MAC法による二重拡散対流の数値解析

次にMAC法プログラムとFDMプログラムを用いて同条件での二層系二重拡散対流の数値解析を行った。計算に用いた系はFig. 1である。容器アスペクト比 $A=1.1$ で、本解析は炭酸ナトリウム水溶液を対象とするためプラントル数 $Pr=8.23$ 、ルイス数 $Le=182$ となる。初期条件は上層濃度を $C=0$ 、下層濃度を $C=1.0$ とし、流体温度 $\Theta=0.5$ で、容器内の流れはないとする。これに対してある瞬間に冷却面（左壁面）を $\Theta=0$ 、加熱面（右壁面）を $\Theta=1$ で一定とした場合を考える。両計算法ともに計算には前述した二層系メッシュAを用いて行った。

$Ra_t=1.565 \times 10^7$ 、 $Ra_c=1.215 \times 10^7$ （温度差 7.5°C 、濃度差 $0.4\text{wt}\%$ ）、空間分割は 30×30 にてMAC法及びFDMによる計算結果の比較を行った。両者の違いは特に濃度場の変化において見られた。各計算法による計算初期の等濃度線図をFig. 6の上段及び中段に示す。両結果ともに加熱冷却が開始されると界面の左右壁面近傍から上層には低濃度、下層には高濃度流体が入り込み、それぞれ上下壁面に沿って層内を循環する結果となっているが、MAC法の結果ではFDMの結果に比べ左右壁面の濃度境膜が厚くなっており(a)，上下壁面から層内への等濃度線の広がり大きく(b)，さらに低(高)濃度流体が対向する側壁面に到達した後、FDMでは流れが大きく変化しない擬定常状態となるが、MAC法では界面の厚さと傾きが急激に増加し始めている(c)，(d)。FDMでは、この後しばらく擬定常状態が続きその後上下層の濃度差が小さくなると界面が傾きはじめ、無次元時間 $\tau \approx 0.11$ で界面が崩壊する結果となった。それに比べMAC法はさらに界面の傾きが増加しFDM結果に比べ約4倍速い $\tau \approx 0.03$ で界面崩壊に至る結果となった。

このように空間の分割方法は同じであるにもかかわらず結果の違いが現れた原因については、MAC法での結果では計算の進行にしたがって濃度場に乱れが生じており計算精度が不足している可能性が考えられる。そこで次に計算精度を向上させた場合、結果がどのように変化するかを調べるため分割数を 40×40 に増やし、上下壁面付近の計算精度を上げるべく二層系メッシュBを用いた場合のMAC法プログラムによる計算を行った。その結果得られた等濃度線図をFig. 6の下段に示す。これらと前計算結果を比較すると、初期の濃度境膜がシャープになっており、上下壁面からの等濃度線の広がり

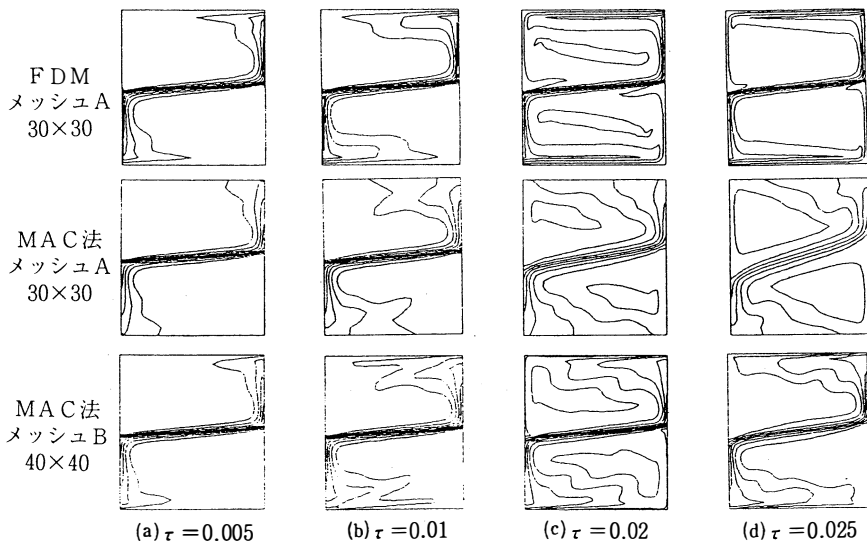


Fig. 6 MAC法とFDMにより得られた等濃度線図の比較

も幾分抑制されている事が分かる。この場合による界面崩壊時間は $\tau = \text{約}0.04$ と若干伸びる傾向にあり、FDMでの計算結果に近づいている。この結果からMAC法による二重拡散対流の数値解析においては、今後さらに計算精度を向上させる事で計算結果（特に濃度場）が変化していくことが考えられ、その手段として(1)分割数をさらに増やす、(2)不等分割変換式を工夫して壁面近傍の空間分割をさらに細かくする、(3)対流項の計算において現在は1次の風上差分近似を用いているが、より精度の高い3次の風上差分近似を用いる、等が挙げられる。

この結果の比較により、流れ場、温度場に加え、濃度場の計算が入った二重拡散対流の場合は、熱対流のみの場合に比べ、FDMとMAC法の二つの計算結果の間にさらに大きな違いが生じてくる事が判明した。また今後MAC法による二重拡散対流の数値解析で重要となるのは、計算精度を上げることで濃度場をいかに正確に解くか（具体的には左右壁面に発生する極薄い濃度境界膜をいかに正確に表現するか）であると考えられる。

5. 総括

二層系二重拡散対流の数値解析を行うため、新しくMAC法による数値解析プログラムを作成し、まずは熱対流の計算を行い、プログラムの妥当性の確認と既存のFDM及びFEMプログラムでの計算結果との比較を行った。その結果、局所温度変化において各計算法での結果の間には温度変化や定常温度の値に違いが見られた。次に二重拡散対流の計算を行い、同じ空間分割の方法を用いてFDMとMAC法の計算結果を比較したところ、熱対流のみの場合に比べ、二つの結果にさらに大きな違い（特に濃度場において）が見られた。この結果、二重拡散対流の数値解析においては濃度場の正確な計算が重要であり、そのためには、さらに計算精度の向上させる必要があることが分かった。

記号表

A	アスペクト比($=H/L$)	[-]	T_0	平均温度($(T_c + T_h)/2$)	[K]
C	無次元濃度	[-]	T_{ini}	初期温度	[K]
c	濃度	[wt%]	T_h	加熱壁面温度	[K]
c_d	下層濃度	[wt%]	t	時間	[s]
c_u	上層濃度	[wt%]	U	X方向の無次元速度	[-]
c_0	平均濃度($(c_d + c_u)/2$)	[wt%]	u	X方向の速度	[m/s]
D	拡散係数	[m ² /s]	V	Y方向の無次元速度	[-]
g	重力加速度	[m/s ²]	v	Y方向の速度	[m/s]
H	層の高さ	[m]	X	X軸方向の無次元座標	[-]
L	層の幅	[m]	x	水平座標	[m]
Le	ルイス数($=\alpha/D$)	[-]	Y	Y方向の無次元座標	[-]
m	$1/A$	[-]	y	垂直座標	[m]
Pr	プラントル数($=\nu/\alpha$)	[-]	α	熱伝導度	[m ² /s]
P	圧力	[N/m ²]	β_c	濃度体膨張係数	[m ³ /kg]
p	無次元圧力	[-]	β_t	温度体膨張係数	[1/K]
Ra_c	濃度レイリー数 ($=g\beta_c\Delta C(L_4/H)/(\alpha\nu)$)	[-]	Δc	濃度差($c_d - c_u$)	[kg/m ³]
Ra_t	温度レイリー数 ($=g\beta_t\Delta T(L_4/H)/(\alpha\nu)$)	[-]	ΔT	温度差($T_h - T_c$)	[K]
			Θ	無次元温度	[-]
			ν	動粘性係数	[m ² /s]

T	温度	[K]	μ	粘性係数	[kg/ms]
T _c	冷却壁面温度	[K]	τ	無次元時間	[-]

参考文献

- 1) 山根岳志, 吉田正道, 宮下尚: 化学工学会第61年会, P210 (1996)
- 2) 棚橋隆彦: GSMAC-FEM数値流体力学の基礎とその応用, (1991) アイピーシー
- 3) 河村洋, 土方邦夫 編: 熱と流れのシミュレーション, (1995) 丸善
- 4) 荒川忠一: 数値流体工学, (1994) 東京大学出版会
- 5) 斎藤武雄, 広瀬宏一: スクエアキャピティ内自然対流熱伝達のベンチマーク解について, 第22回日本伝熱シンポジウム講演議論集(1985-5), C312, 437-439