

非等温室内気流の数値解析に関する研究

Study on Numerical Simulation for Room Air Distribution with Buoyancy Effect

村上 周三*・加藤 信介**・中川 浩之**

Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO and Hiroyuki NAKAGAWA

1. はじめに

非等温流れ場の数値解析による予測は、等温の場合に比べ、乱流モデル、成層化、熱境界条件等が複雑であり、比較検討すべき精密な実験結果も乏しいため、十分その有効性が確認されたとはいえない¹⁻⁶⁾。

本研究では、浮力の影響を受けやすい水平非等温噴流を対象として、噴流の挙動、および空間全体の流れ場・温度場に関して、詳細な実験と数値解析を行う。さらに両者の比較から、乱流数値解析予測法の精度、有効性を検討する⁷⁾。本報では、(1)自由空間、および(2)閉鎖空間内の水平非等温噴流をAr数の変化と併せて検討する。

2. 解析対象空間、および解析種類

解析対象空間を図1に示す。モデルAは、壁面より自由空間に水平に吹き出す自由噴流。モデルBは、閉鎖空間内の制限噴流、および室内循環流が検討対象となる。

モデルBの吹出に対向する壁面全体には一様な熱流を与え、他の壁面は断熱している。吸込口は対向壁の4隅に設置し、均等に吸い込む。実験では、表1に示すように基準となるAr数 ($Ar=0.016$) : (CASE2, 5) のほか、これを閉鎖空間内で1/2倍 (CASE4), 2倍 (CASE6) に変化させ、その影響を解析する。

3. 模型実験

3.1 実験模型 吹出口は吹出側壁面の中心に設置し、整流格子、メッシュ等により吹出気流の風速分布、乱れ強度が吹出口面で均一となるよう注意している。モデルBの発熱面はヒーターで制御する。

3.2 測定 風速は温度補償付きサーミスタ、温度はT型熱電対を用いる。吹出口における噴流の乱流量をタンデム型風速計で測定し、数値計算の境界条件とする。

4. 数値シミュレーション

表2に示すような浮力を考慮したk-ε型モデルを用いる。ただし、εにおける浮力生産項のモデル化はRodiによる⁸⁾¹⁾。境界条件を表3に、メッシュ分割を図2に示す。

*東京大学生産技術研究所 第5部

**(顧問組 (元受託研究員))

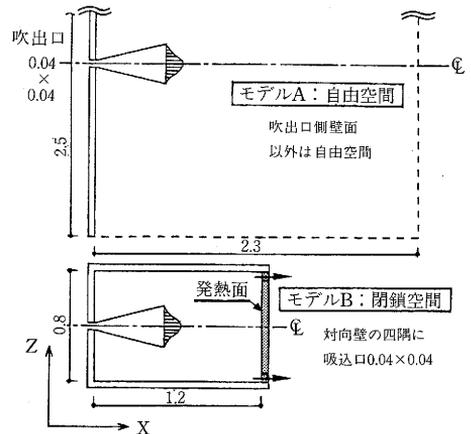


図1 解析対象空間 (単位m)
(モデルA, B共, Y-Z断面は正方形で
その左側壁の中心に吹出口を設置)

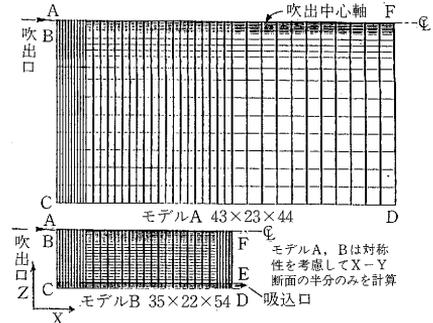


図2 メッシュ分割 (X-Z面の下半分のみ表示)

表1 解析種類

CASE	対象空間	Ar	Re
CASE1	モデルA:自由空間	0 (等温)	2500
CASE2	モデルA:自由空間	0.016 (冷房)	2500
CASE3	モデルB:閉鎖空間	0 (等温)	2500
CASE4	モデルB:閉鎖空間	0.008 (冷房)	2500
CASE5	モデルB:閉鎖空間	0.016 (冷房)	2500
CASE6	モデルB:閉鎖空間	0.032 (冷房)	2500

表 2 浮力を考慮したk-ε基礎方程式 (3 次元)

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_j U_i}{\partial X_j} = -\frac{\partial}{\partial X_i} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial X_j} \nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) + \delta_{ij} g \beta \Delta T \quad (2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial U_j k}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\frac{\nu_T \partial k}{\sigma_k \partial X_j} \right) + \nu_T \cdot 2 S_{ij} S_{ij} - \epsilon - \frac{\beta g \nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \Delta T}{\partial X_3} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial U_j \epsilon}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\frac{\nu_T \partial \epsilon}{\sigma_\epsilon \partial X_j} \right) - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} + C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\nu_T \cdot 2 S_{ij} S_{ij} - \frac{\beta g \nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \Delta T}{\partial X_3} \right) \cdot (1 + C_3 \cdot R_r) \quad (4)$$

if $U_1^2 + U_2^2 > U_3^2$: (horizontal shear layer)
 $R_r = \left(\frac{\beta g \nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \Delta T}{\partial X_3} \right) / \left(\nu_T \cdot 2 S_{ij} S_{ij} - \frac{\beta g \nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \Delta T}{\partial X_3} \right)$ 注 1 (5)
 if $U_1^2 + U_2^2 \leq U_3^2$: (vertical shear layer)
 $R_r = 0$ 注 1 (6)

$$\nu_T = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon} = k^{1/2} \cdot \ell \quad (7) \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{\partial U_j \Delta T}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\frac{\nu_T \partial \Delta T}{\sigma_\epsilon \partial X_j} \right) \quad (9)$$

$C_\mu = 0.09 \quad C_1 = 1.44 \quad C_2 = 1.92 \quad C_3 = 0.80$
 $\sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\epsilon = 1.3 \quad \sigma_\beta = 1.0$

記号

U_i : 平均速度 (m/s) $i=1,2,3$ P : 圧力 (N/m) ν_T : 渦動粘性係数 (m²/s)
 k : 乱流エネルギー (m²/s²) ϵ : 乱流散逸 (m²/s³) ρ : 密度 (kg/m³)
 ℓ : 乱れの長さスケール (m) g : 重力加速度 (m/s²) β : 体膨張係数 (=1/300)
 R_r : フラックスリチャードソン数
 (5), (6)式 S : 吹出口より軌道に沿う距離 (m)
 X : 吹出口からの水平距離 (m) Y : 吹出口中心からの水平距離 (m)
 Z : 吹出口からの鉛直距離 (m) r : 噴流中心軸からの距離 (m)
 ΔT_0 : 温度差 (室内平均温度-吹出温度) (°C) V_0 : 吹出平均速度 (m/s)
 ΔT : 温度差 (空間温度-吹出温度) (°C) V_X : 噴流中心軸の平均速度 (m/s)
 K : 吹出口定数 V_r : 噴流断面の平均速度 (m/s)
 D_0 : 吹出口相当直径 (=√(4π/D²)) D : 吹出口の幅 (0.04m)

注 1 Rodi は 2 次元水平せん断流により R_r 数を定義している。筆者らはこれを 3 次元循環流場で式(5), (6)のように拡張している。

表 3 境界条件

モデルA	モデルB	境界条件
吹出口 A-B	吹出口 A-B	$U_N = 1.0 \quad U_T = 0.0 \quad T = 0.0$ $k = 0.0018 \quad \ell = 0.013$ (k, ℓ は測定値)
壁 B-C	壁 B-C-D	$U_N = 0.0 \quad U_T = \log \text{ low} : U_r, C_D^{1/4} K_1^{1/2} / (\tau/\rho)$ $= 1/k \cdot \ln(C_D^{1/4} E k_1^{1/2} h_1 / 2/\nu)$ $E = 9.0$ k : free slip T : free slip $\epsilon_1 = (C_D^{3/4} \cdot k^{3/2} / (x h_1 / 2)) \cdot (1/2 \cdot \ln(E 2 h_1 / 2 \cdot (C_D^{1/2} k_1)^{1/2}) / \nu)$
	吸込口 D-E	$U_N = 0.25 \quad U_T = 0.0$ k : free slip ϵ : free slip T : free slip
	対向壁 (発熱) E-F	$U_N = 0.0 \quad U_T = \log \text{ low} \cdot k$: free slip $\epsilon_1 = (C_D^{3/4} \cdot k^{3/2} / (x h_1 / 2)) \cdot (1/2 \cdot \ln(E 2 h_1 / 2 \cdot (C_D^{1/2} k_1)^{1/2}) / \nu)$ 等温 T : $\nu_1 / \sigma_\epsilon \cdot \partial \Delta T / \partial X = 0$ 冷房 T : $\nu_1 / \sigma_\epsilon \cdot \partial \Delta T / \partial X = 0.0025$
	仮想壁 C-D-F	$P = 0 \quad U_T$: free slip k : free slip 等温 $T = 0.0 \quad \epsilon$: free slip 冷房 $T = 1.0$ (流入) T : free slip (流出)
	対称壁 F-A	$U_N = 0.0 \quad U_T$: free slip k : free slip ϵ : free slip T : free slip

時間差分: Adams Bashforth法
 空間差分: 運動量, k, ϵ 方程式の移流項は QUICK スキーム
 (表 3 中の記号 A~F は, 図 2 中の記号に対応)

5. 実験結果とシミュレーション結果の比較

結果は吹出口幅, 吹出風速, 吹出温度差で無次元化して示す(以下同様)。また, モデル A の結果はモデル B と同じ領域のみを示す。

5.1 中心速度の減衰 (図 3), 等温吹出時 (CASE1, CASE3), 両モデルの実験結果はよく一致する。シミュレーション結果は, 吹出直後 ($X/D < 10$) を除いて実験と極めてよく一致する。

5.2 非等温噴流の下降距離 (図 4), モデル A (CASE 2) とモデル B (CASE5) では, 同一の吹出 Ar 数 ($Ar = 0.016$) に対し, 下降距離がかなり異なる (図 4 (a))。シミュレーション結果は実験によく一致し, その差異を再現する。さらにモデル B で Ar 数を変化 (CASE4, 5, 6) させた場合 (図 4 (b)), その影響は, 下降距離の差異として顕著に現れ, Ar 数が大きいほど, 下降している。シミュレーション結果は実験によく一致し, これらの傾向を極めて良く再現する。

5.3 噴流の風速分布 (図 5), 等温吹出時 (CASE1, CASE3), 空間の相違による差はほとんどなく, 両モデル

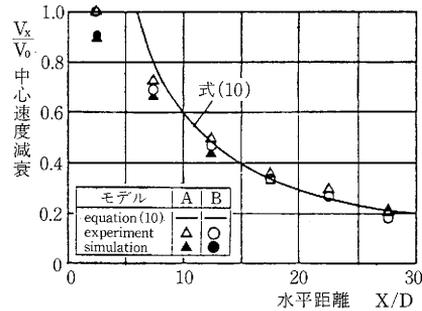
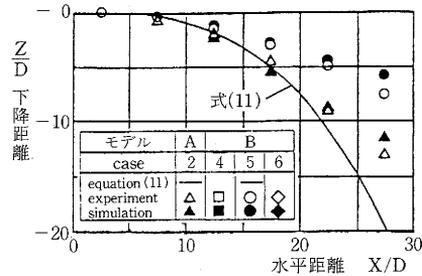
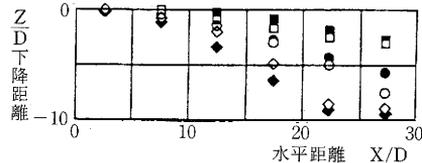


図 3 中心軸速度の減衰 (等温噴流)



(a) モデル A, B の比較 ($Ar = 0.016$)



(b) モデル B における Ar 数の変化

図 4 非等温噴流の下降距離

研 究 速 報

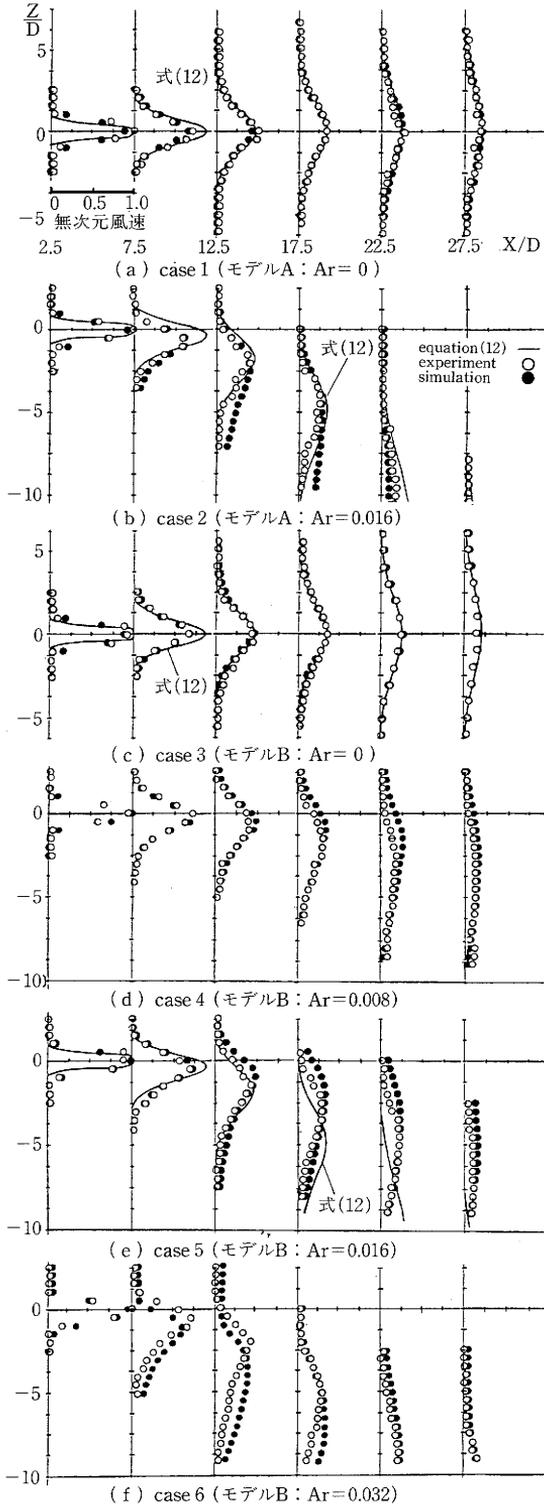
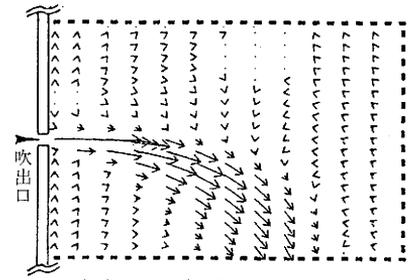
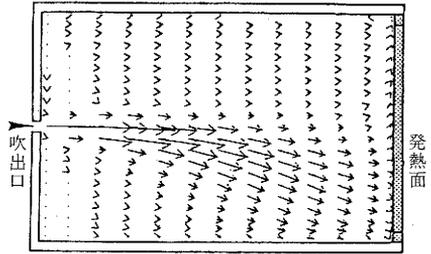


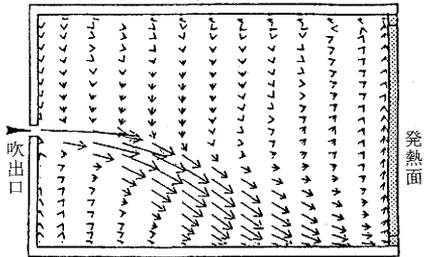
図5 噴流の風速分布
(実験と数値計算の比較)



(a) case 2 (モデルA: $Ar = 0.016$)

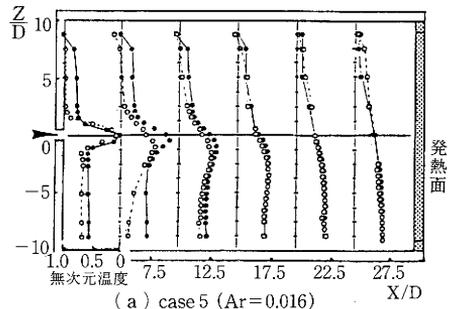


(b) case 5 (モデルB: $Ar = 0.016$)

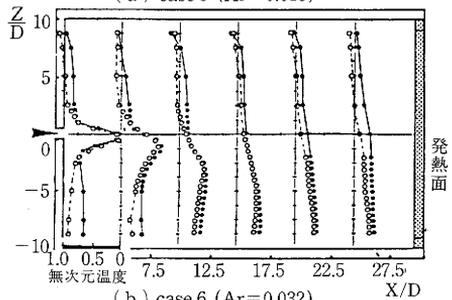


(c) case 6 (モデルB: $Ar = 0.032$)

図6 数値解析による非等温流れ場



(a) case 5 ($Ar = 0.016$)



(b) case 6 ($Ar = 0.032$)

図7 閉鎖空間内の温度分布

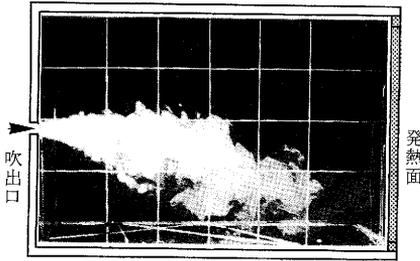
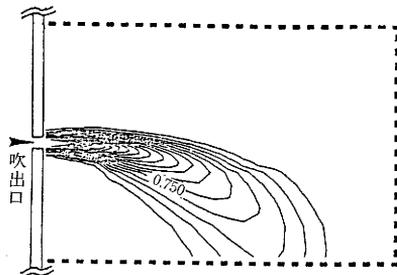
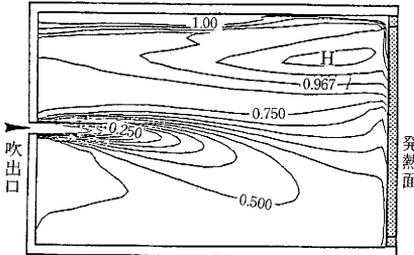


写真1 実験による噴流の可視化
CASE 5 (モデルB: Ar=0.016)



(a) case 2 (モデルA: Ar=0.016)



(b) case 5 (モデルB: Ar=0.016)

図8 数値解析による温度場

の分布((a), (c))は良く一致する。また、シミュレーションは実験と良く一致する。非等温吹出時 (CASE2, CASE4~6)、噴流の拡散する様相は、等温の場合とは異なり、噴流の軌道軸に関して対称とならず、下側により広く拡散する傾向を示す。シミュレーション結果は実験と良く対応し、両者の差異は最大でも15%以下にとどまる。

5.4 流れのパターン(図6)、いずれの場合も噴流域以外の風速は小さい。特に閉鎖空間内の吹出口の下部は小さい。閉鎖空間内の噴流、および循環流の様相は可視化実験(写真1)と比較して、定性的にもよく一致する。

5.5 温度分布(図7)、シミュレーションによるモデルBの空間温度分布は、吹出直後の領域 (X/D<10) を除き、一般的に実験と良く対応するが速度分布の対応に比較すると悪く(特にCASE4)、最大30%程度の差異を示す。

5.6 温度場(図8)、モデルB(b)では空間内部が温度成層化している。噴流と流れ場の温度勾配はモデルAに比べ、ゆるやかに浮力効果が抑えられる傾向を示す。

6. 噴流計算式との比較

一般の空調設計で用いられる自由噴流に関する計算式(式(10)~(12))と比較する⁹⁾。

$$\frac{V_x}{V_0} = K \frac{D_0}{X} \quad (10) \quad V_r = V_{xe}^{-2(K \cdot r/S)^2} \quad (12)$$

$$\frac{Z}{D_0} = \pm 0.42 \frac{\beta g \Delta T_0 D_0}{K V_0^2} \left(\frac{X}{D_0}\right)^3 \quad (11)$$

6.1 中心速度の減衰(図3)、等温吹出時、吹出口定数 K≒5.2とすると式(10)により比較的良い近似を得る。

6.2 非等温噴流の下降距離(図4)、モデルA(自由噴流)の場合はX/D<20までは、式(11)によく対応するのに対し、モデルB(制限噴流)の場合には、式(11)から大きく外れてしまう。同式の閉鎖空間における不用意な利用は誤差が大きい。

6.3 噴流の風速分布(図5)、等温吹出時、シミュレーションの結果は式(12)により近似できる。

7. ま と め

k-εモデルを用いて、自由空間、および閉鎖空間における水平等温噴流の数値解析を行い、噴流、流れ場全体の速度・温度共に平均量に関して、実験と比較的よく一致することを確認した。(1988年10月7日受理)

参 考 文 献

- 1) 坂本, 松尾, 野村, 鎌田「2方程式モデルによる3次元熱対流の数値解析」日本建築学会大会学術講演梗概集 1978. 9
- 2) 相良, 「温度勾配のある流れの場合の2方程式乱流モデルの適用について」日本建築学会大会学術講演梗概集 1980. 10
- 3) 国平, 鎌田「温風吹出口を持つ室内気流の数値実験」日本建築学会大会学術講演梗概集 1981. 9
- 4) 加治屋, 貝塚「垂直加熱平板自然対流に対する空気分布予測法の数値実験」——熱対流の数値解析——日本建築学会大会学術講演梗概集 1983. 9
- 5) 松本, 長谷川「室内熱環境の有限要素解析法に関する基礎的研究」日本建築学会大会学術講演梗概集 1986. 10
- 6) 倉測, 鎌田「浮力噴流の数値解析」——垂直平面浮力噴流について——日本建築学会大会学術講演梗概集 1987. 10
- 7) 中川, 村上, 加藤「非等温室内気流の数値解析に関する研究」——(その2) Ar数の異なる水平非等温噴流による速度場・温度場の変化——空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集 1988. 9
- 8) W. Rodi M. S. Hossain「Turbulence Model for Buoyant Flows and its Application to Vertical Buoyant Jets.」Turbulence Buoyant Jets and Plumes HMT-Series, Vol. 6, Pergamon Press, Oxford England 1982
- 9) 空気調和衛生工学会編 空気調和衛生工学便覧II巻 空気調和編