研究速報
UDC 644.1.001.2/.001.57

室内濃度分布の数値計算と模型実験の比較

Numerical Simulation for Gas Diffusion in Enclosed Space
—Correspondence between Numerical Simulation and Model Experiment—

村上周三*・田中俊彦**
Shuzo MURAKAMI and Toshihiko TANAKA

1. はじめに

数値計算で室内空気分布を予測しようという試みは，今までに多くの研究者によってなされてきた.[1~19] 比較的単純な形状については，実験値によく対応する計算結果がいくつか報告されている.[17~19]

本報では気流分布の他に濃度分布を求め，実験値との比較を行った．気流分布は貝塚，坂本，加藤等の例にならい，2方程式モデルをAdams-Bashforth MACスキームを用いて解いた．さらに平均濃度 $\bar{C}$，濃度変動のRMS$\sqrt{\overline{c'^2}}$ を求めるために，$\bar{C}$, $\overline{c'^2}$ の輸送方程式と $\overline{c'^2}$ の散逸 $\varepsilon_{c'}$ を求める式を加えた方程式系を用いた．

2. 数値計算

2.1 使用した乱流モデル

使用した方程式を表1に示す．①～⑤式は通常の q-ε 型2方程式モデルである．⑥式は平均濃度 $\bar{C}$ の輸送方程式である．⑦式は $\overline{c'^2}$ の輸送方程式で，右辺最後の項 $\varepsilon_{c'}$ を求めるためにZeman-Lumley等のモデル[20,22]（以下Z-Lモデルと記す）は⑧式の $\varepsilon_{c'}$ の輸送方程式を，André等のモデル[21]（以下Aモデルと記す）は⑨式の関係を用いる．⑦～⑨式の導出については文献25参照．

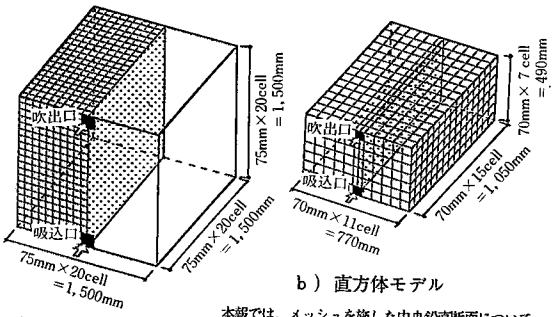
2.2 計算の概要

図1に示すa)立方体[18,19] b)直方体の2つのモデルを計算の対象とした．a)の立方体モデルでは対称性を考慮し，対称面の片側20×20×10セルについて，b)直方体モデルでは15×11×7セルについて計算を行った．

トレーサーは立方体モデルでは空間の中央から，直方体モデルは床面中央（最下部）のセルから発生させた．結果はいずれも吸込口濃度で無次元化して表示する．$\bar{C}$, $\overline{c'^2}$, $\varepsilon_{c'}$ はセルの中心で定義し，それ以外の変数の定義点は通常のMAC法の定義点と同じである．

境界条件として，対称面（立方体モデルのみ），壁面，吹出口，吸込口の4つが必要である．

$\bar{C}$, $\overline{c'^2}$, $\varepsilon_{c'}$ の境界条件は，対称面では「fluxを0」，壁面では「法線方向のfluxが0」，吹出口では「$\bar{C}=\overline{c'^2}=\varepsilon_{c'}=0$」，吸込口では「吸込口セルとその直前のセルでこれらの量の勾配が0」となるように与えた．その他の $\bar{U}$, q, ε 等の境界条件は既応の文献[17]にならった．



a）立方体モデル　　b）直方体モデル

本報では，メッシュを施した中央鉛直断面について，模型実験結果と数値計算予測の比較を行った．

図1　解析の対象とした空間

3. 模型実験の概要

3.1 模型形状

図1に示す．立方体モデルは $1\,500^{L}\times1\,500^{W}\times1\,500^{H}$ mm，直方体モデルは $1\,050^{L}\times770^{W}\times490^{H}$ mmである．測定点は図中のメッシュを施した部分に設けた．

3.2 風速測定

風速の測定には，タンデム型熱線風速計を用いた．立方体モデル内の測定は，換気回数N≒150回/hで行った.[18,19] 直方体モデル内の測定は，N＝8, 24, 48, 96回/hのもとで行った．

3.3 濃度測定

エチレンをトレーサーとし，時定数約2秒の水素炎ガスクロマトグラフ[23]を用いた．立方体モデル内の濃度測定は換気回数N≒48回/hで行った.[24] 直方体モデルでは，N＝8, 24, 48, 96回/hと換気回数を変化させて測定を行った．

4. 平均風速の計算と実験の対応

4.1 立方体モデル

文献18,19）に述べたように，数値計算による予測と模型実験の結果は，よく一致している．

* 東京大学生産技術研究所 付属計測技術開発センター兼第5部
** 東京大学大学院

研究速報

$$\partial \bar{U}_i/\partial x_i = 0 \qquad \text{—① 連続式}$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{2}{3} q \delta_{ij}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\nu_t\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right)\right\} \qquad \text{—② 運動方程式}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial q}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_1}\frac{\partial q}{\partial x_j}\right) + \nu_t S - \varepsilon \qquad \text{—③ 乱流エネルギー } q \text{ の輸送方程式}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_2}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right) + c_1 \frac{\varepsilon}{q}\nu_t S - c_2 \frac{q\varepsilon}{\nu_t} \qquad \text{—④ } q \text{ の散逸 } \varepsilon \text{ の輸送方程式}$$

$$\nu_t = c_D q^2/\varepsilon \qquad \text{—⑤ } \nu_t \text{ と } q, \varepsilon \text{ の関係式}$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_3}\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j}\right) \qquad \text{—⑥ 平均濃度 } \bar{C} \text{ の輸送方程式}$$

$$\frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left[c_3 \frac{q}{\varepsilon}\left\{\nu_t\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3} q \delta_{ij}\right\}\frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_i}\right] + 2\frac{\nu_t}{\sigma_3}\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j}\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} - \varepsilon_{c'} \qquad \text{—⑦ 濃度変動の分散の輸送方程式}$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{c'}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon_{c'}}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left[c_4 \frac{q}{\varepsilon}\left\{\nu_t\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3} q \delta_{ij}\right\}\frac{\partial \varepsilon_{c'}}{\partial x_i}\right] \qquad \text{—⑧ } \overline{c'^2} \text{ 散逸 } \varepsilon_{c'} \text{ の輸送方程式 Zeman-Lumley モデル}$$

$$-1.5\frac{\varepsilon_{c'}^2}{\overline{c'^2}}(1+0.25r) + 0.97\frac{\varepsilon_{c'}}{\overline{c'^2}}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_3}\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j}\right)\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} + 7.5\frac{\varepsilon^2}{q^3}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_3}\frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j}\right)^2$$

$$\varepsilon_{c'} = 2.7\frac{\varepsilon}{q}\overline{c'^2} \qquad \text{—⑨ 濃度散逸 } \varepsilon_{c'} \text{ を与える式 Andrē モデル}$$

ただし　$S = \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}$,　$r = \frac{\varepsilon}{q}\frac{\overline{c'^2}}{\varepsilon_{c'}}$

$\sigma_1 = 1.0$,　$\sigma_2 = 1.3$,　$\sigma_3 = 1.0$, $c_D = 0.09$,　$c_1 = 1.59$,　$c_2 = 0.18$,　$c_3 = 1.0$,　$c_4 = 1.0$

記号表

U, V, W：風速の3成分であり $U = \bar{U} + u'$,　U：瞬時値,　$\bar{U}$：平均値,　u'：変動分

C	：濃度の瞬時値 $C = \bar{C} + c'$	U_0	：流れの速度スケール（吹出口での風速）	ε	：q の散逸	$2\nu\overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\right)}$
P	：圧力	L_0	：流れの長さスケール（吹出口の幅）	$\varepsilon_{c'^2}$	：$\overline{c'^2}$ の散逸	$2\chi\overline{\left(\frac{\partial c'}{\partial x_j}\frac{\partial c'}{\partial x_j}\right)}$
ρ	：流体の密度	C_0	：吸込口の濃度（空間平均濃度）	Re	：吹出口レイノルズ数	$\frac{U_0 L_0}{\nu}$
ν	：分子動粘性係数	q	：乱流エネルギー $\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}$			
χ	：分子拡散係数					
ν_t	：乱流動粘性係数					
N	：換気回数					

4.2　直方体モデル

図2に数値計算予測とN＝8, 96回/hの模型実験結果を示す．N＝8のとき，吹出噴流が天井面を離れ下降しており，N＝96の実験結果とも計算予測とも大きく異なる．N＝96の場合は吹出噴流が対向壁まで達した後，壁・床に沿って流れ大きな循環流が生じている．

N＝96の実験結果と計算予測を比較すると，計算予測の右上で解が振動しているのはセル分割数が少ないためである．また吸込口手前のセルで風向が逆転している点も計算時のセル数が少ない影響と思われる．対向壁と右側床面の風速分布が若干大きく計算されている点を除き，気流の全体的な分布は比較的よく一致している．

5.　$\bar{C}, \overline{c'^2}$ の計算と実験の対応

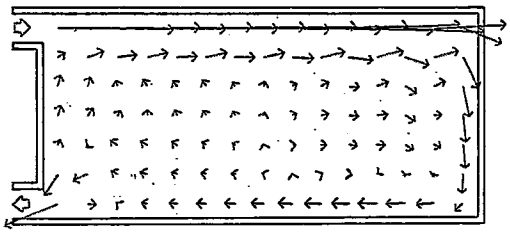
5.1　立方体モデル

1)　**$\bar{C}$ について**　図3に平均濃度 $\bar{C}$ の分布を示す．トレーサー発生位置近傍を除き，計算と実験はよく一致する．発生位置近傍で差が大きいのは，実験では模型空間の中央からトレーサーが発生するのに対して，計算ではセルの分割の都合上中央付近の8つのセルからトレーサーの発生を仮定したことが原因と考えられる．

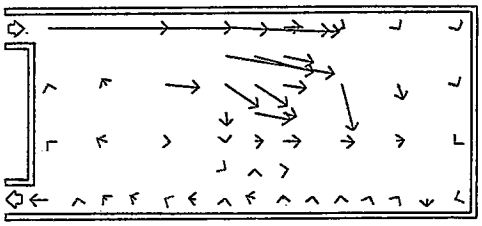
2)　**$\sqrt{\overline{c'^2}}$ について**　図4に濃度変動のRMS($\sqrt{\overline{c'^2}}$)の分布を示す．実線・破線・一点鎖線はそれぞれ実験結果・Z-Lモデル・Aモデルの結果を示す．

Z-LモデルとAモデルの計算結果を比較すると，いずれの点でもZ-Lモデルの方が大きな値となっている．

実験結果と計算予測を比較する場合，実験結果は時定数約2秒の測定器による結果で，必ずしも計算と対応しないが，およその傾向は比較できると考える．発生位置直上で実験結果は約10であり，いずれの計算予測よりも大きい．この点を除くとAndreのモデルは実験結果とよい一致を示す．



1）数値計算予測



2）実験結果　N＝8回/h：Re＝880

$U/U_0=1$

図2　直方体モデル内の風速分布

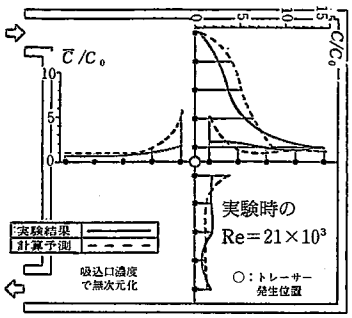


図3　立方体モデル内の平均濃度の分布

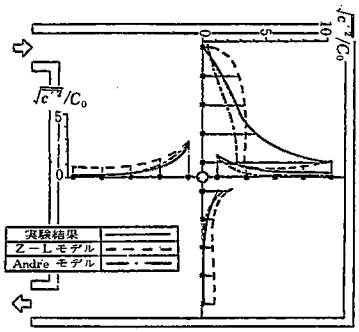


図4　立方体モデル内の濃度変動のRMSの分布

5,2　直方体モデル

1）$\bar{C}$ について　図5に平均濃度 $\bar{C}$ の分布を示す．1)は数値計算による予測，2),3)はそれぞれN＝8,96の模型実験の結果である．

1)の計算予測では，トレーサー発生位置の左側床面に沿って $4<\bar{C}/C_0$ と高濃度が発生している．

2)のN＝8の実験結果では，図2-2)に対応して，吹出口からの新鮮空気が部屋の中央付近から下降し床面に達している．

3)のN＝96の結果では，吹き出された新鮮空気が対向壁を下降し，$\bar{C}/C_0<0.5$ となる領域が床面に達する．また $1.5<\bar{C}/C_0$ となる領域は床に沿って左側に延びる．

数値計算予測と模型実験結果を比較すると，計算予測は，$1.5<\bar{C}/C_0$ の領域に限れば，N＝96の実験結果とよく一致する．

2）$\sqrt{\overline{c'^2}}$ について　図6に $\sqrt{\overline{c'^2}}$ の分布を示す．1)，2)はそれぞれZ-Lモデル・Aモデルによる計算予測，3)はN＝96の実験結果である．

まず計算予測について比較すると，Aモデルの方が全体的に小さな値であり，またAモデルではトレーサー発生位置の左上方で $\sqrt{\overline{c'^2}}$ の最大値が生じている．

数値計算予測とN＝96の模型実験結果を比較すると，平均濃度の場合と同様に数値計算予測に近くなる．結果は示さないが，N＝8,24の実験結果では，N＝96に比べて全体的に小さな値となっている．またAモデルとZ-Lモデルではモデルの方が立方体モデルのときと同様実験結果により近い分布となっている．

6．結　　論

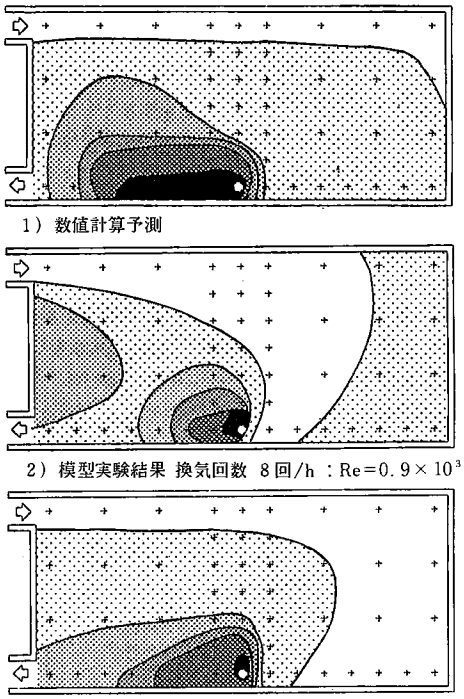
① 換気回数が極めて大，したがって吹出口レイノルズ数もかなり大ならば，単純な形状を対象とするとき，数値計算により居室模型内の気流分布はかなり正確に予測可能である．これは完全に乱れた乱流を対象としている2方程式モデルを用いて計算したことから考えて当然の結果である．

② 居室模型内の換気回数が小さくなると（たとえば直方体モデルのN＝8：Re＝880），気流分布は計算予測と実験結果でかなり異なる．このように乱れの弱い乱流場に対しては2方程式モデルは正しい予測を与えない可能性がある．

③ 平均濃度 $\bar{C}$ についても，気流分布と同様，換気回数が大きく十分に乱れた室内に対しては，2方程式モデルに拡散方程式（$\bar{C}$ の輸送方程式）を加えて解けばかなり正確に濃度分布を予測することが可能である．

④ 弱い乱流場に対しては，本報の方法をそのまま用いても濃度分布を予測するのは難しいと考えられる．

⑤ 濃度変動のRMS($\sqrt{\overline{c'^2}}$)の数値計算による予測と

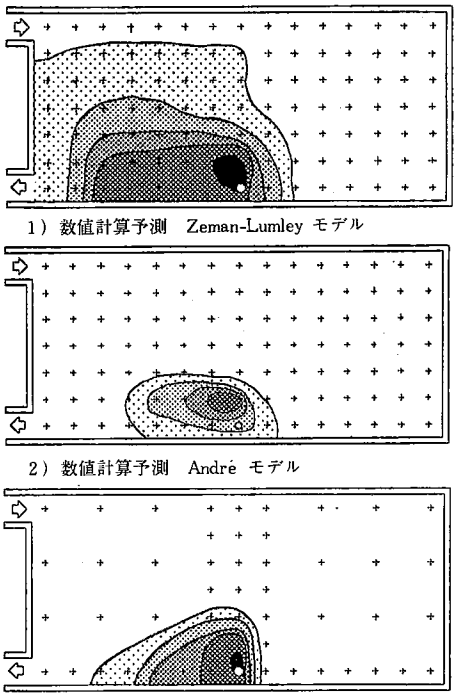


1）数値計算予測

2）模型実験結果 換気回数 8回/h：Re＝0.9×10³

3）模型実験結果 換気回数 96回/h：Re＝10.6×10³

図5　直方体モデル内の平均濃度の分布

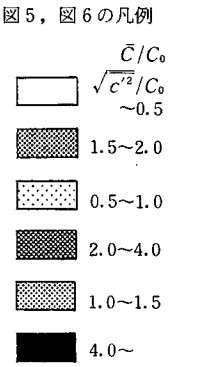


1）数値計算予測　Zeman-Lumley モデル

2）数値計算予測　André モデル

3）模型実験結果 換気回数 96回/h：Re＝10.6×10³

図6　直方体モデル内の濃度変動の RMS の分布



してZeman-Lumleyによる $\overline{c'^2}, \varepsilon_{c'}$ の輸送方程式を解くモデルと，André等による $\overline{c'^2}$ の輸送方程式を解き $\varepsilon_{c'}$ は代数的に与えるモデルの2つを試みた．Aモデルの方が実験結果の傾向をよく予測しており，また $\varepsilon_{c'}$ の輸送方程式を解かない分だけ計算量も少なくその意味でもすぐれたモデルと言える．

謝辞：本研究の一部は(財)生産技術研究奨励会に設けられた「乱流拡散現象の数値計算による予測手法の開発に関する研究委員会」(委員長　第5部　村上周三助教授，委員　第1部　吉沢徴助教授，第2部　小林敏雄助教授，第5部　加藤信介助手ほか）の活動の中で行われたものである．ご指導いただいた各位に感謝の意を表します．

（1982年7月20日受理）

参考文献

1～3）野村　豪，松尾　陽，貝塚正光，坂本雄三，遠藤清尊：室内空気分布の数値解法に関する研究1,2,3 日本建築学会論文報告集，231，232，238号，昭50

4）浦野良美，山崎　均，西田　勝，渡辺俊行，三木信博：二次元流れの数値解と可視化実験，日本建築学会論文報告集，240号，昭51

5～6）土屋喬雄：Numerical Calculation of Room Air Movement (Part 1, 2)，日本建築学会論文報告集，263，264号，昭53

7～8）絵内正道：拡散係数を変数とする室内熱対流解析 正・続，日本建築学会論文報告集，270，271号，昭53

9～15）吉川　暉，山口克人，井上義雄，米山和広：室内気流の数値解析1,2,3,4,5,6,7，空気調和・衛生工学，Vol. 48-1, Vol. 48-10, 昭49, Vol. 49-12, 昭50

16）松尾　陽，野村　豪，貝塚正光，坂本雄三，遠藤清尊：2次精度MAC法について，日本建築学会大会梗概集，昭49

17）坂本雄三，野村　豪，松尾　陽，鎌田元康：室内気流の模型実験と数値実験1,2，日本建築学会大会梗概集，昭52

18）野村　豪，村上周三，加藤信介，佐藤正章：3次元乱流数値解析と模型実験，日本建築学会論文報告集298号昭55

19）村上周三，加藤信介：室内気流に関する数値計算予測と実験の対応（続），生産研究，Vol. 33-3, 昭56

20）O. Zeman, J. L. Lumley: Buoyancy Effects in Entraining Turbulent Boundary Layers: a Second-Order Closure Study, in Turbulent Shear Flows I, Springer Verlag, Heidelberg, 1979

21）J. C. André, G. de Moor, P. Lacarrère, G. Therry, R. du Vachat: The Clipping Approximation and Inhomogeneous Turbulence Simulation, in Turbulent Shear Flows I, Springer Verlag, Heidelberg, 1979

22）W. Rodi: Turbulence Models for Environmental Problems, in Prediction Methods for Turbulent Flows, McGRAWHILL, 1980

23）～24）田中俊彦，村上周三：室内における物質の拡散と濃度変動に関する研究，その1，その2，日本建築学会大会梗概集，昭54，55

25）田中俊彦，村上周三：室内濃度分布の数値計算と模型実験の比較，建築環境工学論文集第4号，昭57