ノズル吹出口による大空間室内気流の数値解析 (その1)

— k - ϵ , LES, DSM による等温気流場解析と実験—A NUMERICAL STUDY OF LARGE SCALE INDOOR SPACE AIR CONVECTION
WITH A NOZZLE TYPE AIR OUTLET, PART 1—A Simulation of Isothermal Flow Field by means of k - ϵ , LES, DSM and Experiment—酒井孝司*¹, 加治屋 亮一*², 岡田 勝行*³, 植田 俊克*³久村 真司*⁴, 桜井 康史*⁴, 坂上 恭助*⁵

Kouji SAKAI, Ryouichi KAJIYA, Katsuyuki OKADA, Toshikatsu UEDA

Shinji HISAMURA, Yasushi SAKURAI and Kyousuke SAKAUE

In this study, we calculated the steady state large scale indoor air flow of isothermal condition with fixed inlet nozzle by means of k - ϵ , LES and DSM. The results of numerical simulation were compared with experimental results. The results of calculation confirmed that LES and DSM were more in accord with the experimental results than k - ϵ in terms of the nozzle jet decrement, and LES and DSM well represented the anisotropy of Reynolds stresses near the inlet nozzle.

These results suggest that DSM and LES are effective in analyses of flow fields where the anisotropy of the stresses is significant and eddy viscosity model is not applicable.

Keywords: large scale indoor space air flow, isothermal, k - ϵ turbulence model, large eddy simulation(LES), differential second-moment model(DSM), real size experiment

大空間室内気流, 等温流れ, k - ϵ 乱流モデル, ラージ・エディ・シミュレーション(LES), 応力方程式モデル(DSM), 実大実験

1. 序論

アトリウムに代表される大空間では、吹出口として一般にノズルまたはスロットが使用され、冷房時と暖房時で吹出気流の方向を変えて空調を行う場合が多い。しかしながら、ノズルに代表される軸流吹出口の特徴は、気流の到達距離が長く、拡散性が低いことであるが、この噴流の性状が設計者に十分に考慮されていないことから、コールドドラフト、気流の停滞域の空気汚染等の問題が発生する場合がある。そのため、ノズル吹出噴流の性状を明らかにすることやその予測手法を確立することは、環境工学の主要な課題の一つとなっている。吹出噴流の性状を明らかにし、快適な室内空間を得るために、変動風¹⁾、風変動空調²⁾、可動吹出ノズル³⁾等を用いた空調方式に関する研究が実験によりなされ、蓄積されている。

一方、乱流モデルを用いた数値解析により大空間の気流性状を把握しようとする試みも行われており、模型実験との比較による気流・温度性状の構造解明⁴⁾がなされ、空調方式を検討して実施設計に必要なとなる温熱空気環境に対する詳細な資料を与えている⁵⁾⁶⁾。しかし、

小空間の解析に比べて相対的に粗い格子分割を使用せざるを得ないため、解析解の精度不足に陥る可能性があること、適用する乱流モデルにより、噴流の拡散性状の過大評価や、非等温流れ場における温度成層や層流化などに対応できないことなどの問題が指摘されている⁷⁾⁸⁾⁹⁾。建築分野では、乱流モデルとして、 k - ϵ 型2方程式モデル(以降、 k - ϵ)を用いる例が多いが¹⁰⁾¹¹⁾、近年、Large Eddy Simulation(以降、LES)や応力方程式モデル(以降、DSM)などの k - ϵ より高精度な乱流モデルによる気流解析の研究が進んでいる¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾。村上らは、室内気流場における k - ϵ 、ASM、DSMと模型実験の詳細な比較¹⁵⁾¹⁶⁾や、建物周辺気流における k - ϵ 、ASM、DSM、LESと風洞実験との比較¹⁷⁾¹⁸⁾により、乱れの非等方性や、乱流熱輸送に関して k - ϵ の問題点を指摘している。

本研究では、ノズル吹出しによる大空間室内非等温気流の乱流構造の解明を最終的な目的とし、本報では、予備的検討として大空間の等温気流を対象に吹出しノズルを固定した場合について、 k - ϵ 、DSM、LESを用いた数値実験を行い、実大実験と比較した結果について報告する。

*¹ 熊本大学工学部建築学科 助手・工博*² 明治大学理工学部建築学科 助手*³ 新菱冷熱工業(株) 中央研究所*⁴ 明治大学理工学部建築学科 大学院生*⁵ 明治大学理工学部建築学科 助教授・工博

Research Associate, Dept. of Architecture, Faculty of Engineering, Kumamoto Univ., Dr. Eng.

Research Associate, Dept. of Architecture, School of Science and Technology, Meiji Univ.

Research and Development Center, Shinryo Corporation

Graduate Student, Dept. of Architecture, School of Science and Technology, Meiji Univ.

Associate Prof., Dept. of Architecture, School of Science and Technology, Meiji Univ., Dr. Eng.

図1 実験室概要

2. 実験概要

実験は、新菱冷熱工業(株)中央研究所の気流実験室を使用して行った。気流実験室は上部ガードレール内、室内、下部ガードレール内をそれぞれ単独の空調機で制御でき、壁面は冷温水パネルにより温度制御が可能である。実験室の概要を図1に示す。

実験は、この実験室をビニールシートで二分し、約10m×10m×10mの空間で行った。吸込口は吊り天井と壁面の隙間とし、上部・下部ガードレール内の温度は室温と同一に制御した。床は、空気・熱の移動を防止するため、ビニールシート、発泡スチロール(10mm)、合板(12mm)の3層構造とした。吹出ノズルの直径は300φ、取り付け高さは9.7mである。

風速測定は、3次元超音波風速計6台を水平に設置した架台を鉛直方向に移動することにより、合計60点について測定した¹⁾。表1に実験条件を示す²⁾。なお、実験方法の詳細については、文献3)を参照されたい。

3. 計算概要

表2にDSMの基礎方程式、表3にLESの基礎方程式を示す。k-εの解法はMAC法、DSMは松尾らによる定常解法¹⁰⁾、LESはMAC法に準じた。

図2に計算領域および表示断面位置を示す。計算領域のモデル化の際に、吹出口の形を正方形とし、流入風量が実験と合うように吹出口幅を調節、メッシュ分割数の制約上、吸込口幅を50mmから100mmに変更した⁴⁾。壁面境界条件は1/7乗則、吸込口境界条件は、自由流出とした。その他の境界条件を表4、各乱流モデルの計算条件を表5に示す⁵⁾。

表1 実験条件

吹出速度:7.5[m/s] /スル傾斜角:0[°](鉛直下向)
吹出・室平均温度:20[°C] 吹出口Re数=15万²⁾

表2 DSMの基礎方程式

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D \langle u_i \rangle}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{D \langle u_i' u_j' \rangle}{Dt} = D_{ij} + P_{ij} + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (3)$$

$$\frac{D \epsilon}{Dt} = D_\epsilon + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \epsilon) \quad (4)$$

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(C_k \langle u_m' u_i' \rangle \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_l} \right) \quad (5)$$

$$D_\epsilon = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(C_\epsilon \langle u_m' u_i' \rangle \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_l} \right) \quad (6)$$

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i' u_i' \rangle \quad (7) \quad P_k = \frac{1}{2} P_{ii} \quad (8)$$

$$P_{ij} = -\langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} - \langle u_j' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} \quad (9)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon \quad (10)$$

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij(1)} + \Phi_{ij(2)} + \Phi_{ij(1)}'' + \Phi_{ij(2)}'' \quad (11)$$

$$\Phi_{ij(1)} = -C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\langle u_i' u_j' \rangle - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (12)$$

$$\Phi_{ij(2)} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_k \right) \quad (13)$$

$$\Phi_{ij(1)}'' = \sum_{w=1}^{wo} C_1' \frac{\epsilon}{k} \left(\langle u_k' u_m' \rangle n_k'' n_m'' \delta_{ij} - \frac{3}{2} \langle u_k' u_i' \rangle n_k'' n_j'' - \frac{3}{2} \langle u_k' u_j' \rangle n_k'' n_i'' \right) \frac{k^{3/2}}{C_\epsilon h_n'' \epsilon} \quad (14)$$

$$C_1:1.8 \quad C_2:0.6 \quad C_k:0.22 \quad C_\epsilon:0.16 \quad C_{\epsilon 1}:1.44 \quad C_{\epsilon 2}:1.92 \quad C_1':0.5 \quad C_2':2.5$$

表3 LESの基礎方程式

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\nu + \nu_{SGS}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (16)$$

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 S \quad (17)$$

$$S = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (18)$$

$$\Delta = (h_1 \cdot h_2 \cdot h_3)^{1/3} \quad (19)$$

$$C_s = 0.16$$

記号表

u_i : x_i 方向の瞬時速度 $\langle u_i \rangle$: x_i 方向の速度成分 p : 圧力 $\langle f \rangle$: 変数 f の時間平均 $\bar{f}$: 変数 f の格子平均 f'' : 格子平均からのずれ f' : 時間平均からのずれ k : 乱流エネルギー ϵ : 粘性逸散率 $\langle u_i' u_j' \rangle$: Reynolds応力 D_ϕ : スカラー量の拡散項 P_k : k の生産項 P_{ij} : $\langle u_i' u_j' \rangle$ の生産項 ϵ_{ij} : $\langle u_i' u_j' \rangle$ の逸散項 Φ_{ij} : 圧力-歪相関項 (Rotta項 $\Phi_{ij(1)}$, Rapid項 $\Phi_{ij(2)}$, Wall-Reflection項 $\Phi_{ij(1)}''$, $\Phi_{ij(2)}''$) wo : 領域を囲む境界の総数 上添字 w : w 番目の壁に対する値 n_i'' : w 番目の壁に垂直な単位ベクトルの i 成分 h_n'' : w 番目の壁からの垂直距離 h_i : i 方向の計算格子幅 C_s : Smagorinsky定数 ν_{SGS} : subgrid scale の渦動粘性係数 k'' : subgrid scale の乱流エネルギー ν_i : 渦動粘性係数 ϕ : スカラー変数 $\square_P$: 壁面第一セル値 h_P : 壁面第一セル幅

図2 計算領域

表4 境界条件

	k-ε, DSM	LES
吹出口	$\langle u_{3in} \rangle = -1.0$ $k_{in} = 0.005$ $\ell_{in} = 0.05$ $\langle u_i^2 \rangle = 2/3 k_{in}$	$\overline{u_{3in}} = -1.0$ (流入乱れ無し(注6))
吸入口	圧力境界条件 $\langle p_{out} \rangle = 0$	圧力境界条件 $\overline{p_{out}} = 0$
壁面	$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_n} = \frac{2}{7} \frac{\langle u_i \rangle_p}{h_p}$ $\frac{\partial k}{\partial x} = 0$ $\epsilon = \frac{C_{\mu}^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa \cdot h_p / 2}$	$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_n} = \frac{2}{7} \frac{\overline{u_i}_p}{h_p}$ $\nu: 1.5 \times 10^{-5} [m^2/s]$ $C_{\mu}: 0.09$ $\kappa: 0.4$

表5 計算条件

メッシュ分割は $33(x_1) \times 36(x_2) \times 28(x_3)$. $U_0 = 7.5 [m/s]$, $L_0 = 1 [m]$ で無次元化. メッシュ幅は最小0.1, 最大0.5. 吹出口Re数=132, 934(注2).
 k-ε: 時間差分はAdams-bashforth, $\Delta t = 0.05$, $\langle u_i \rangle$ の移流項はQUICK, スカラー量の移流項はOPTIMAL(文献20)を用いた.
 DSM: $\langle u_i \rangle$ の移流項はQUICK, スカラー量の移流項はPLDSを用いた.
 村上ら(文献13)に準じ, Φ_{ij} 中の $\Phi_{ij(2)}$ は無視. 初期値はk-εの収束解を用い, ストレスの不足緩和は緩和定数0.1で行った.
 LES: 時間差分はAdams-bashforth, $\Delta t = 0.02$. その他の項は中心差分とした. C_s は水谷ら(文献12)に準じ, 0.16を適用した.

4. 結果と考察

4.1 平均風速

①風速ベクトル(図3)

各モデルとも全般的な様相は, 実験結果と概ね一致する. しかし, 実験結果では噴流下部において, 噴流の拡散が大きいのに対し, 各モデルの計算結果は, 実験に比べて極端に拡散することなく, 床面まで達している. 噴流右側に形成される循環渦の位置と大きさは, 実験と比べて若干差異が見られ, k-ε, DSMでは循環領域は小さく, 低い位置に現れるが, LESは実験とよく一致している.

②スカラー風速分布(図4)

吹出口面積に比べ吸入口面積が大きいことの影響により, 室空間内部は, 空気が攪拌されず気流が停滞する領域が広範囲にわたっている. 床面近傍のLESのスカラー風速は, 主流の拡散性が低いことに起因し, 他に比べ大きく予測されている.

③風速プロファイル(図5, 図6, 図9)

実験結果と計算結果を比較すると, 噴流下部の右側では, プロファイルが一致しない. また, 噴流の拡散性状は, k-εは拡散性が強く, LESは減衰が少ない(図5). 噴流中心軸上の速度減衰は, LES, DSMは実験結果とほぼ一致しているが, k-εでは大きく異なる(図6). 床面での衝突噴流の傾向は, 実験と概ね一致するが, $x_1=5 \sim 7$ ではk-ε, DSM, LESともに対応しない. これは実験との拡散性状の相違に起因すると考えられる(図9).

図3 風速ベクトル

図4 スカラー風速 ($\sqrt{\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_2 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2}$) 分布

図5 風速プロファイル

図6 $\langle u_3 \rangle$ (LINEa) 図7 k (LINEa) 図8 $\langle u_3'^2 \rangle$ (LINEa) 図9 $\langle u_1 \rangle$ プロファイル (LINEc) 図10 $\langle u_i'^2 \rangle$ (LINEb, 〇 $\langle u_1'^2 \rangle$, △ $\langle u_2'^2 \rangle$, ● $\langle u_3'^2 \rangle$)

[k-ε]

$$\begin{aligned}\langle u_1'^2 \rangle &= -2\nu_t \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} + \frac{2}{3}k \\ \langle u_2'^2 \rangle &= -2\nu_t \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x_2} + \frac{2}{3}k \\ \langle u_3'^2 \rangle &= -2\nu_t \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} + \frac{2}{3}k\end{aligned}$$

この領域で $\frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} < 0$, $\frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x_2} < 0$, $\frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} > 0$, $\therefore \langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle > \langle u_3'^2 \rangle$

[DSM]

$$\begin{aligned}R_{11} &= -2 \left(\langle u_1'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} + \langle u_1' u_2' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_2} + \langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \right) \\ R_{22} &= -2 \left(\langle u_1' u_2' \rangle \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x_1} + \langle u_2'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x_2} + \langle u_2' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x_3} \right) \\ R_{33} &= -2 \left(\langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_1} + \langle u_2' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_2} + \langle u_3'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} \right)\end{aligned}$$

この領域で $R_{33} \gg R_{11}, R_{22}$ (図15) $\therefore \langle u_3'^2 \rangle > \langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$

図11 ノズル近傍流れ^{注8)}

4.2 乱流統計量

①乱流エネルギー k ^{注1) 注7)} (図7, 図12, 図13, 図14)

平均気流場の拡散性状を反映し、噴流域の k は、 $k-\epsilon$ では極大値が明確に現れ減衰が大きいのにに対し、LESでは相対的に変化が小さい。DSMは中間程度である。

吹出口近傍で $k-\epsilon$ は大きな極値を示すが、DSMはLESに近い値となる。また、噴流の衝突域では、 $k-\epsilon$ とLESに極値がみられる。

②ノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ (図8, 図12, 図13, 図14)

噴流域では、LESは k の結果と同様に減衰が極めて少ない。 $k-\epsilon$ はDSMに比べ、減衰が大きく、この差異が噴流の減衰に影響を及ぼしていると考えられる。

③吹出口直下の $\langle u_i'^2 \rangle$ (図10, 図11)^{注8)}

吹出口近傍の領域(図11参照)における $k-\epsilon$ の $\langle u_i'^2 \rangle$ は、ほぼ様な分布を示す(図10)。これは、 $k-\epsilon$ で用いる渦粘性モデルが、乱流エネルギーを等方的に分配するためである。また、この領域で縮流が生じる結果、ノルマル方向の速度勾配のみにより k を分配する $k-\epsilon$ は、 $\langle u_3'^2 \rangle$ に比べて $\langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$ が若干大きくなり、実現と逆の傾向を示す(図10, 図11)。

DSMはノルマルストレスの生産項 R_{ii} に、メインシアである $\partial \langle u_3 \rangle / \partial x_1$ の影響が組み込まれているため、 R_{33} が R_{11}, R_{22} に卓越する結果となる(図15)。このため、 $\langle u_3'^2 \rangle$ は $k-\epsilon$ と同程度の大きさであるが、 $\langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$ の値は $\langle u_3'^2 \rangle$ の2/3程度となり、乱れの非等方性を再現している。

LESは、DSMと同様、 $\langle u_3'^2 \rangle$ を $\langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$ に対して大きく評価する。諸量の大きさの水準に違いがあるものの、DSMとLESは同じ傾向を示し、乱れの非等方性を反映した結果となっている。

④衝突域のノルマルストレス (図12, 図13, 図14)

$k-\epsilon$ は、噴流が衝突する床面付近で $\langle u_3'^2 \rangle$ が大きな値を示す(図12)。これは渦粘性表現による k の過大評価によるもので、渦粘性を用いないDSMでは、 $k-\epsilon$ の k の過大

図12 k- ϵ の k , ノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ の比較 図13 LESの k , ノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ の比較 図14 DSMの k , ノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ の比較 図15 DSMの P_k, P_{ii} の比較

評価が改善されている(図14)¹⁵⁾。

LESには衝突による $\langle u_3'^2 \rangle$ の極値はみられないが、 $\langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$ に極値がみられる(図13)。これは、噴流域で減衰の少ない $\langle u_3'^2 \rangle$ が床面で $\langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$ に分配されることによるものである。この影響により、 k に極値が現れる。

上述のように k - ϵ 、LESの k の極値は、乱流構造上性質の異なるものであり、 k - ϵ に比べてLES、DSMがより妥当な結果と考えられる。

5. 結論

本報では、大空間の等温気流を対象に吹出しノズルを固定した場合について、 k - ϵ 、DSM、LESを用いた数値実験を行い、実大実験と比較した結果、以下の結論

を得た。

①各モデルとも、実験の流れ場を概ね再現しているが、噴流中心軸上の速度減衰は、LES、DSMが実験とよく一致している。 k - ϵ は、噴流の拡散性が高いため、速度減衰が大きい結果となり、実験と一致しない^{注9)}。

②噴流が衝突する床面近傍において、 k - ϵ は $\langle u_3'^2 \rangle$ に極値を示す。これは、渦粘性モデルに起因し、渦粘性を用いないDSM、LESには極値が現れない。

③ノズル近傍の縮流域のような乱れの非等方性が顕著な領域において、DSM、LESは、 k - ϵ に比べて乱れの非等方性を評価できる。

今後は、境界条件の高精度化、斜め吹出しノズルや非等温気流場の検討を行う予定である。

謝辞

本研究を行うにあたり東京大学教授・松尾陽氏、東京大学助教授・坂本雄三氏、東京理科大学助教授・倉淵隆氏、神奈川大学講師・岩本静男氏、鹿島建設・佐藤正章氏らのご助言を戴いた。記して謝意を表す。末筆ながら、この場を借りて本研究の指導者であられた故貝塚正光先生に深甚の謝意を表す。

本論文に關係する既発表文献

- I) 桜井康志, 岡田勝行, 植田俊克, 加治屋亮一, 酒井孝司, 久村真司, 坂上恭助: ノズル吹出口による大空間室内気流の数値解析(その1), 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.25-26, 1994.9.
- II) 酒井孝司, 岡田勝行, 植田俊克, 加治屋亮一, 久村真司, 桜井康志, 坂上恭助: ノズル吹出口による大空間室内気流の数値解析(その2), 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.27-28, 1994.9.
- III) 久村真司, 貝塚正光, 植田俊克, 岡田勝行, 酒井孝司, 桜井康志: ノズル吹出口による大空間室内気流の数値解析(その1), 日本建築学会関東支部研究報告集, pp.221-228, 1994.3.
- IV) 桜井康志, 貝塚正光, 植田俊克, 岡田勝行, 酒井孝司, 久村真司: ノズル吹出口による大空間室内気流の数値解析(その2), 日本建築学会関東支部研究報告集, pp.221-228, 1994.3.

参考文献

- 1) 桑沢保夫, 斉藤基之, 鎌田元康, 千田善孝: 変動風の快適性に及ぼす影響に関する研究, (その1~その6), 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.829-831, 1990.10, pp.713-718, 1991.9, pp.837-838, 1992.8.
- 2) 島田洋, 田中幸彦: 風変動空調システムの開発, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.361-364, 1992.10.
- 3) 植田俊克, 三國恒之, 石原昌春, 岡田勝行, 貝塚正光: 大空間に吹き出される噴流の気流特性に関する研究(第1報~第4報), 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.669-676, 1992.10, pp.93-100, 1993.9.
- 4) 近本智之, 村上周三, 加藤信介, 横井睦己: 7トリム空間内の気流・温度性に関する研究(その1), 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.595-596, 1991.9.
- 5) 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史, 近本智行: 大空間の温熱空気環境に関する数値シミュレーション, 生産研究, 42巻, 7号, pp.9-16, 1990.7.
- 6) 近藤靖史, 丹羽英治: マクロモデルと3次元乱流計算の両者による7トリム内温熱環境の解析, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.533-536, 1991.10.
- 7) 加藤信介: 数値シミュレーションによる大空間の温熱空気環境の予測, 日本建築学会熱ゾナシム, 第17回, pp.59-65, 1987.8.
- 8) 坂本雄三: 非等温流のモデリングと7トリムへの応用, 日本建築学会熱ゾナシム, 第19回, pp.49-56, 1989.8.
- 9) 加藤信介: 乱流熱輸送のモデリング, 日本建築学会熱ゾナシム, 第19回, pp.49-56, 1989.8.
- 10) 貝塚正光: 室内気流の数値予測, 空気調和・衛生工学会第58巻第3号, 1984.3.
- 11) KAIZUKA, M., IWAMOTO, S., A. ISHII, A. SAKAI, K.: A Numerical Prediction of Thermal Environment in a Room Heated with Floor Panels, Room Air and Ventilation Effectiveness, American Society of Heating Refrigerating and Air Conditioning Engineers, Inc., pp.135-142, 1992.
- 12) 水谷国男, 村上周三, 加藤信介, 持田灯: LESによる室内気流解析(その1~その2), 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.483-486, 1991.9.
- 13) 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史: 代数応力方程式モデルによる室内気流解析(第1報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第415号, pp.21-28, 1990.9.
- 14) 平岡久司, 中村泰人: MAC法による応力方程式モデルの算法, 日本建築学会計画系論文報告集, 第431号, pp.1-10, 1992.1.
- 15) 近藤靖史, 加藤信介, 村上周三: 代数応力方程式モデルによる室内気流解析(第3報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第429号, pp.1-5, 1990.9.
- 16) 大岡龍三, 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史: DSMによる室内気流解析(その1), 日本建築学会関東支部研究報告集, pp.85-88, 1992.3.
- 17) 林吉彦, 村上周三, 持田灯: 立方体周辺の乱流場に関するLESとASM, k-εモデルの比較(その1), 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.521-522, 1990.10.
- 18) 加藤信介, 村上周三, 持田灯, 大岡龍三: DSMによる立方体周辺気流解析(その1), DSMとASM, k-ε, LES及び風洞実験の比較, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.771-772, 1993.9.
- 19) 松尾陽, 鎌田元康, 倉淵隆, 武政祐一: 共役勾配法に基づく室内気流分布予測に関する基礎的研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.497-498, 1989.10.
- 20) 松尾陽, 李政宰, 倉淵隆, 鎌田元康: 移流拡散方程式の高精度差分近似法・OPTIMALスキームの開発, 日本建築学会大会計画系論文報告集, 第454号, pp.25-34, 1993.12.
- 21) 加藤信介, 村上周三, 永野紳一郎: 室内気流数値シミュレーションの診断システムに関する研究(第17報), 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.573-576, 1988.9.
- 22) S.V.ハツカー: 熱移動と流れの数値解析, 森北出版, pp.147-150, 1985.
- 23) 貝塚正光, 酒井孝司: 応力方程式モデルの定常解法の検討(その5), 空気調和・衛生工学会学術講演論文集, pp.105-108, 1993.

注

- 1) 実験には応答性が1Hzの三次元超音波風速計を使用した。測定は1測定点あたり60[回/min]で行っている。この測定精度により、kの算出は行っていない。
- 2) 吹出口Re数は、吹出口流量を一致させたため、実験が15万、計算が13万程度である。このRe数での分子粘性が結果に及ぼす影響は十分小さいと判断し、完全乱流として計算を行った。
- 3) 松尾らの解法は、基礎方程式から時間項を取り除き、反復計算の前回値を用いて疑似線形化された運動方程式と連続式を連立させ、圧力と速度の連立一次方程式に共役勾配法を適用し、解き進める点に特徴がある。
DSMに上述の解法を適用する際、 k , ϵ , $\langle u_i'^2 \rangle$ が計算途中で負の値となり、計算継続が困難になる場合があるため、これらの方程式にPatanker(文献22)による生成項の線形化を施した。更に、式(5), (6)の加減項中の未知変数に前回値を用い、クロス項が正值の場合は生産項として扱い、負値の場合は前回値を用いて疑似線形化を施した。7トリムは、値0の場合があるため、用いていない(文献23)。
- 4) 実験と計算では、吹出・吸込口の形状が異なる。計算の吹出噴流のスカラ風速 $u_1 - u_2$ 面分布は、吹出直下1mで円形断面となっていること、吸込口での流出速度が小さい(平均0.18m/s)ことより、今回行った吹出・吸込口のモデル化による影響は少ないと考えられる。
- 5) 定常判定は、 $k-\epsilon$ は計算領域全体の平均流の運動エネルギー及び各方程式の時間修正量の最大値の双方が安定になった状態とし、DSMは連続式の最大残差が 10^{-4} 以下となった時点とした。
LESは、平均風速の $x_2 - x_3$ 面平均値の分布を一つの指標とし、定常性の確認を行った。初期条件から計算を始めて10万step毎の平均風速値の分布を比較し、30万step以降の分布がほぼ一致したため定常と判断し、40万stepから50万stepの間を平均化して諸量を算出した。
- 6) 実験では、本報で対象とした領域での吹出口の乱れは測定していないためLES解析では、流入の乱れを考慮していない。従って $k-\epsilon$, DSMとは、計算条件が異なる。LESで吹出口近傍の乱流量の極値が小さいのはこの影響によるものと考えられる。
- 7) LESの k はSGS成分の寄与を含む。ストレスは変動速度の時間平均より算出した。
- 8) 近藤ら(文献15)は、代数応力モデルと $k-\epsilon$ を用いて3次元解析を行い、吹出口近傍の領域で、代数応力モデルが乱れの非等方向性を評価できることを示している。また、近藤らの $k-\epsilon$ の結果においても、主流方向のノルマルストレスが他に比べ小さい結果となっている。
- 9) 今回用いた境界条件、差分近似法やCsなどの実験定数を変更することにより、結果に差がでることの可能性を否定することはできない。これについては今後検討を進める。

(1994年8月6日原稿受理, 1995年4月20日採用決定)