#4681

UDC : 628.86

日本建築学会論文報告集
第298号・昭和55年12月

3次元乱流数値解析と模型実験
——数値解析手法を用いる室内空気分布予測法に関する研究——その2——

正会員 野村 豪*1
正会員 村上周三*2
正会員 加藤信介*3
正会員 佐藤正章*4

1. 研究の目的と既往の研究の概要

室内気流の数値計算予測の試みは，近年，多くの研究者により研究が進められ，実用手法として有望であることが示されるに至っている[1)~15)]。数値計算予測が，どの程度現実の室内気流と対応するかの問題は，その数値計算モデルで使用する乱流の数学モデルの物理的対応，及び，その偏微分方程式の有限差分法等による数値計算法の双方に依る。従って数値計算モデルの利用に際しては，乱流の数学モデルに対する充分な検討と，その数値計算法自身に対する検討を踏まえた上，現実の室内気流との対応を考察しておく必要がある。数値計算法自身の検討は，差分スキームの安定解析，打ち切り誤差解析等の理論解析に依る他，層流の数値計算解を実測と比較することに依り検討することができる。又，乱流の数学モデルに対しては，数学モデルを作成する際に用いる仮定の室内気流における成立を吟味する他，実際の数値計算により得られる諸量の分布を実測と比較することに依り検討することができる。前者の立場からは，松尾[16)]，加藤[17)~22)]，山崎[4)]らが数値計算スキームと数値解の精度に関して検討しており，本研究でも前報[23)]にて詳細に検討している。又後者の立場からは，2次元流で，土屋[5)~6)]，絵内[7)~8)]，山口[9)~15)]らが，主に可視化実験との対応で検討している。又3次元流では，貝塚，坂本[2)~3)]らが主に可視化実験との対応で，更に坂本[24)~26)]は定量的に数値解と模型実験との比較対応により，検討を行っている。

本報では，種々の計算モデルの中から貝塚，坂本らが用いた3次元乱流計算モデル[1)~3)]を取りあげ，その数値計算予測を，室内気流の模型実験と定量的に比較，検討して報告する。この計算モデルは，乱流の数学モデルとして2方程式乱流モデル（渦動粘性係数 ν_t を，乱流エネルギー g 及び乱流散逸 ε との輸送方程式を解いて求める）[27)]を用い，Marker and Cell method（MAC 法）[28)]により3次元流を解く。2方程式乱流モデルは，経験的，工学的にあらかじめ仮定する必要のある変数が2，3の流れ場に依らないとされる普遍定数に限られる自己完結度のきわめて高い乱流の数学モデルである。従って3次元流であり複雑な境界を持つため，種々の乱れの長さスケールが存在すると思われる室内気流の計算モデルとして，2方程式乱流モデルと MAC 法の組み合せによる計算モデルは，その意味で実用への対応性を十分持つものと考えられている。坂本らは，既に同計算モデルによる数値解を，超音波風速計により測定した室内気流の様相と多少ラフではあるが定量的に比較検討している[24)~25)]。本報は，坂本らと同じく等温の室内気流で数値計算と模型実験を比較するものであるが，模型実験で風速測定にタンデム型熱線風速計[31)]を用いた点で，坂本らの研究と異なっている。今回空間分解能が高く，平均流の局所的変化を良く測定し得る同風速計に依る詳しい室内気流の3次元測定を行い，数値計算予測と比較し，良い結果を得たので報告するものである。

2. 模型実験

Fig. 2-1 に用いる室内空間模型の形状を示し，Fig. 2-2 には，その吹出，吸込の状況を示す。室内模型は，頑丈な鋼製フレーム内に設置し，フレーム上に風速計トラバース装置を設置して測定を行う。吹出気流は，一度絞りを経て風速分布を一様とした後，乱流格子により乱れを大きくしている。吹出風速は，約 6.5 m/s とし吹出

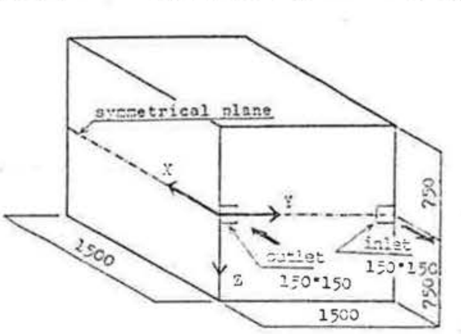


Fig. 2-1 Room model (dimensions in mm)

*1 故人・（元東京大学 教授・工博 昭和55年6月28日死去）
*2 東京大学生産技術研究所 助教授・工博
*3 東京大学 助手・工博
*4 鹿島建設株式会社

（昭和55年4月3日本稿受理・討論期限昭和56年3月末日）

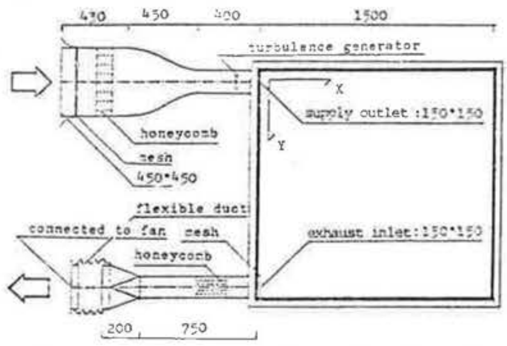


Fig. 2-2 Air flow system for supply outlet and exhaust inlet (dimensions in mm)

風速と吹出口幅に依る Reynolds 数を約 6,500 程度として測定を行う。（換気回数，約 150 回）(注1)

室内気流の風速測定は，小峯，村上の改良に依るタンデム型熱線風速計を利用して 3 次元的に測定する[31)~33)]。

用いた風速計の特性を，Fig. 2-3～Fig. 2-6 に示す。風速計の出力は，500 Hz のローパス・フィルターを経て，サンプリング・インターバル 10 msec で A-D 変換を行う。得られたデジタルデーター 4,096 個（40.96 秒の観測時間に相当）を，Fig. 2-3, Fig. 2-4 に示す較正曲線により風速値に変換した後，平均風速の他，Table 2-1 に示す各種の乱流統計量を算出する(注5)。

なお，模型実験結果は，吹出速度 U_0 と吹出口幅 L_0 で無次元化して示す。無次元化に依り諸量は，$U^*=U/U_0$, $q^*=q/U_0^2$, $\varepsilon_M^*=\varepsilon_M/(U_0^3/L_0)$, $K_M^*=K_M/(U_0L_0)$, $L_M^*=L_M/L_0$ 等々となる。

実験対象とした室内空間（Fig. 2-1）では，吹出口，吸込口を含む水平面（$Z^*=0.0$ X-Y 平面）を対称面として対称な流れを形成する。実際，Fig. 2-7 に示すように，互いに対称な位置にある速度成分は良く一致し，模型室内気流の対称性が良く成立するので，測定は，対称面で分割した片側のみとしている。

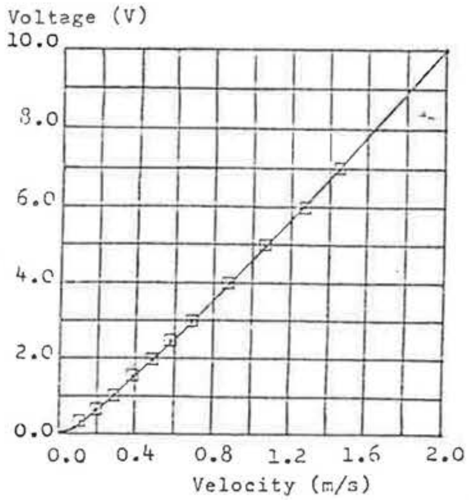


Fig. 2-3 Calibration curve at low velocity (2 m/s : 10 V)

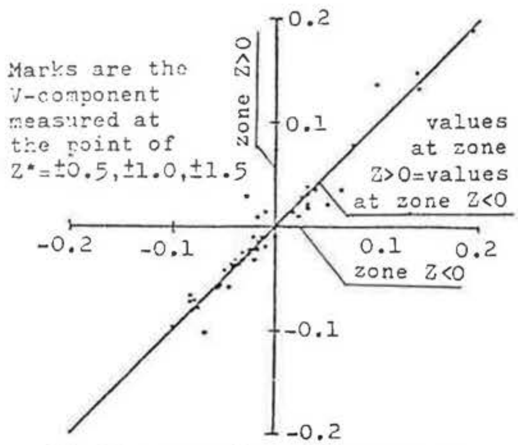


Fig. 2-7 Correspondence of V-component on symmetric point (X-Z plane at $Y^*=0.5$ & 1.5)

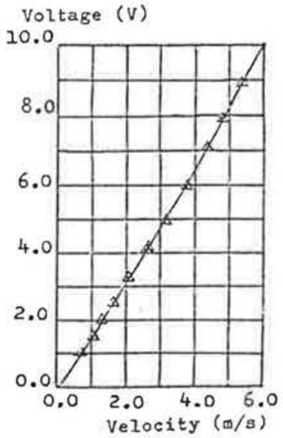


Fig. 2-4 Calibration curve at high velocity (6 m/s : 10 V)

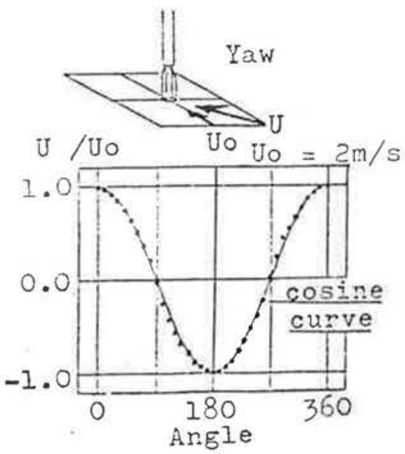


Fig. 2-5 Directivity for mean velocity (Yaw)

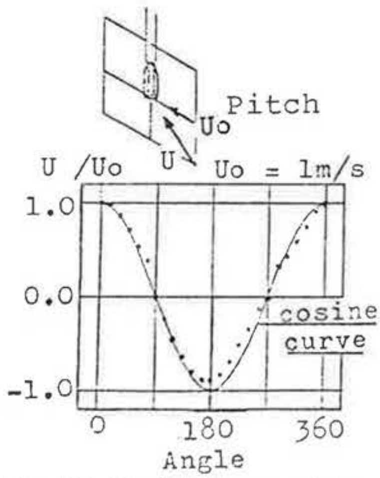


Fig. 2-6 Directivity for mean velocity (Pitch)

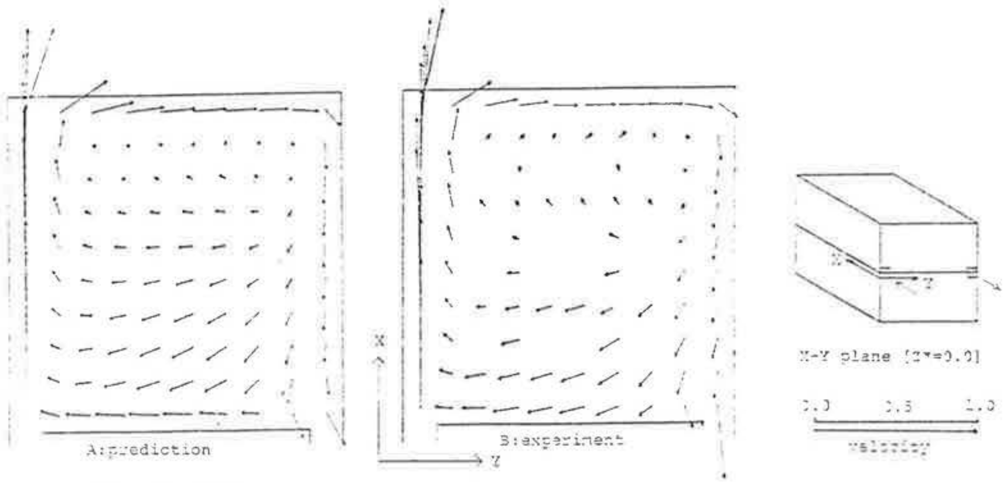


Fig. 4-1 U-V vector on X-Y plane at $Z^*=0.0$, comparison of prediction and experiment

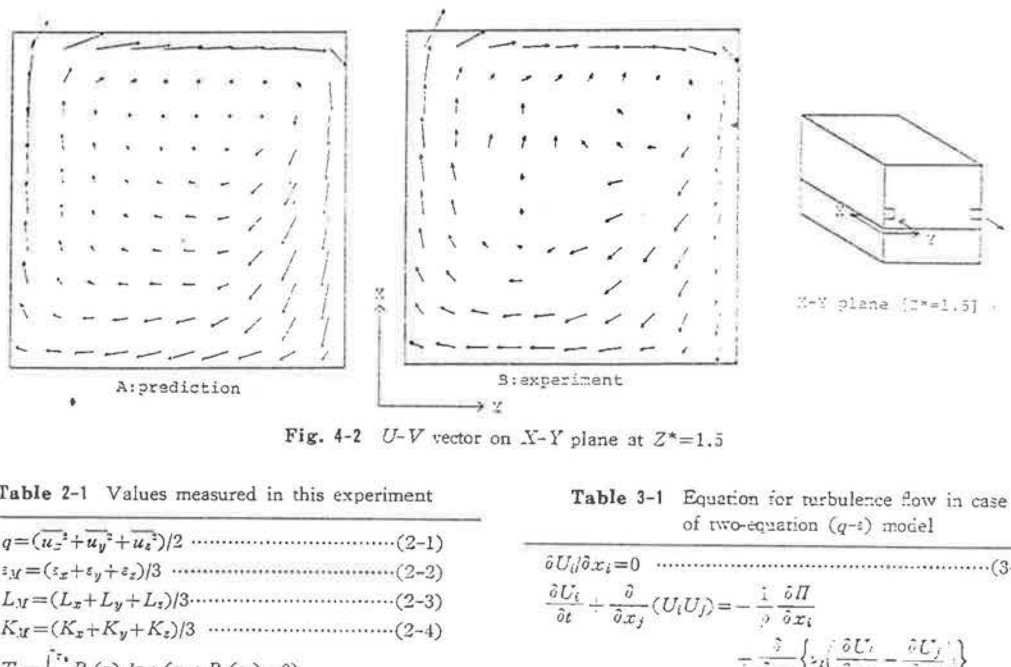


Fig. 4-2 U-V vector on X-Y plane at $Z^*=1.5$

Table 2-1 Values measured in this experiment

$$q=(\overline{u_x^2}+\overline{u_y^2}+\overline{u_z^2})/2 \quad \cdots\cdots (2\text{-}1)$$
$$\varepsilon_M=(\varepsilon_x+\varepsilon_y+\varepsilon_z)/3 \quad \cdots\cdots (2\text{-}2)$$
$$L_M=(L_x+L_y+L_z)/3 \quad \cdots\cdots (2\text{-}3)$$
$$K_M=(K_x+K_y+K_z)/3 \quad \cdots\cdots (2\text{-}4)$$
$$T_i=\int_0^{\tau_0} R_i(\tau)d\tau : (\tau_0 : R_i(\tau_0)=0)$$
R_i : autocorrelation of u_i
$$L_i=\sqrt{\overline{u_i^2}}\cdot T_i,\ \varepsilon_i=\sqrt{\overline{u_i^2}}^3/L_i,\ K_i=\sqrt{\overline{u_i^2}}\cdot L_i$$

Table 3-1 Equation for turbulence flow in case of two-equation (q-ε) model

$$\partial U_i/\partial x_i=0 \quad \cdots\cdots (3\text{-}1)$$
$$\frac{\partial U_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(U_iU_j)=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \Pi}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\nu_t\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)\right\} \quad \cdots\cdots (3\text{-}2)$$
$$\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(qU_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\frac{\nu_t}{\sigma_1}\left(\frac{\partial q}{\partial x_j}\right)\right\}-\nu_tS'-\varepsilon \quad \cdots\cdots (3\text{-}3)$$
$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\varepsilon U_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\frac{\nu_t}{\sigma_2}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right)\right\}-C_1\frac{\varepsilon}{q}\nu_tS'-C_2\frac{q^2}{\nu_t} \quad \cdots\cdots (3\text{-}4)$$
$$S'=\frac{\partial U_i}{\partial x_j}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \quad \cdots\cdots (3\text{-}5)$$
$$\nu_t=q^{1/2}\cdot l=C_Dq^2/\varepsilon \quad \cdots\cdots (3\text{-}6)$$
$C_D\sim0.09$, $C_1\sim1.59$, $C_2\sim0.18$, $\sigma_1\sim1.0$, $\sigma_2\sim1.3$

3. 数値計算予測

Table 3-1 に示す 2 方程式乱流モデルを基礎方程式として MAC 法に依り数値計算解を求める。計算及び，結果の表示は吹出口幅 L_0 と吹出風速 U_0 で無次元化して行う。無次元化により，各変数は，$U^*=U/U_0$，$q^*=q/U_0^2$，$\varepsilon^*=\varepsilon/(U_0^3/L_0)$，$\nu_t^*=\nu_t/(U_0L_0)$，$l^*=l/L_0$，$\Pi^*=\Pi/\rho U_0^2$，$x=x^*/L_0$，$t^*=t/(L_0/U_0)$，等々となる。

数値計算は，解くべき室内気流の対称性を考慮し，対称面で分割した片側のみを解析している。今回の数値計算では，対称面の片側を 20×20×10 の差分格子（セル）に分割して計算を行う(注8)。

必要となる境界条件は，対称面の境界条件，壁面の境界条件，吹出口境界条件，吸込口境界条件である。対称面では，速度に関しては free slip[28]，乱流統計量 (q, ε)

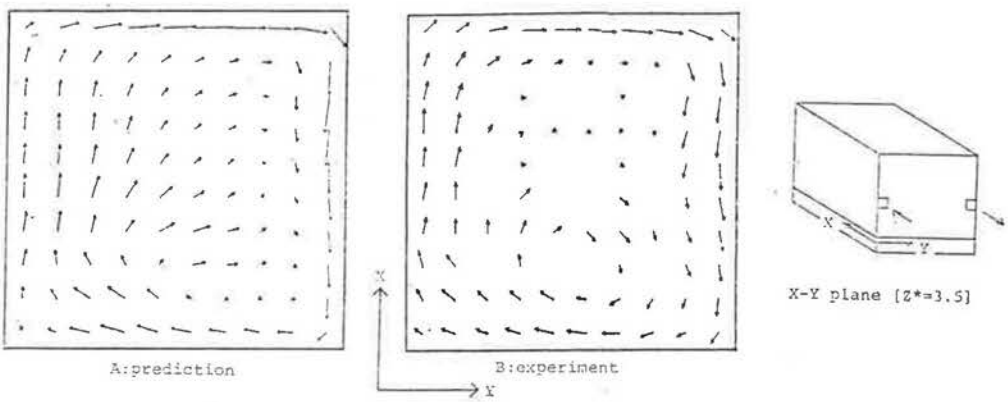


Fig. 4-3 U-V vector on X-Y plane at $Z^*=3.5$, comparison of prediction and experiment

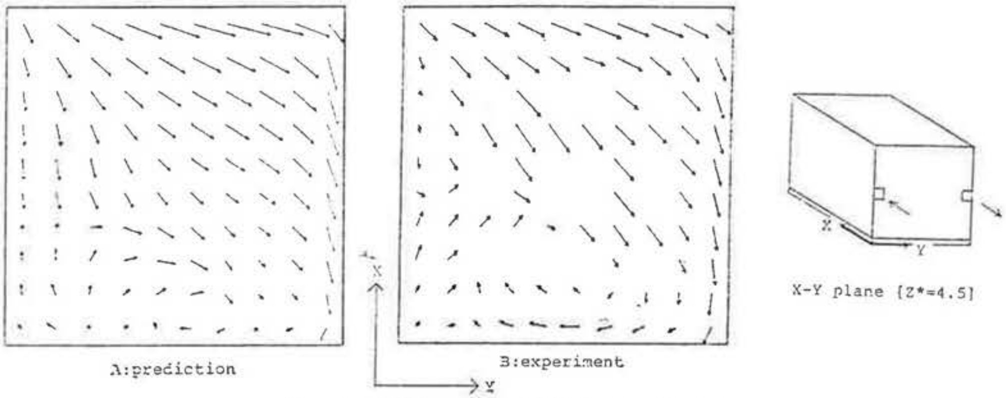


Fig. 4-4 U-V vector on X-Y plane at $Z^*=4.5$

に関してはその flux を零とし $\partial q/\partial z=0$, $\partial\varepsilon/\partial z=0$, を与える。壁面境界条件は，坂本の提案による壁面境界条件[25]を用いる。すなわち，壁面に接するセルの壁面側の半セルで，完全乱流境界層を仮定し，次式の成立を仮定する。(Fig. 3-1 参照)(注2)

$\nu_t\partial U/\partial Z=\text{const.}$　Z：壁面からの距離 ……(3-7)

$U=U_1(Z/(h_Z/2))^m$　h_Z：セルの差分格子間隔 ……(3-8)

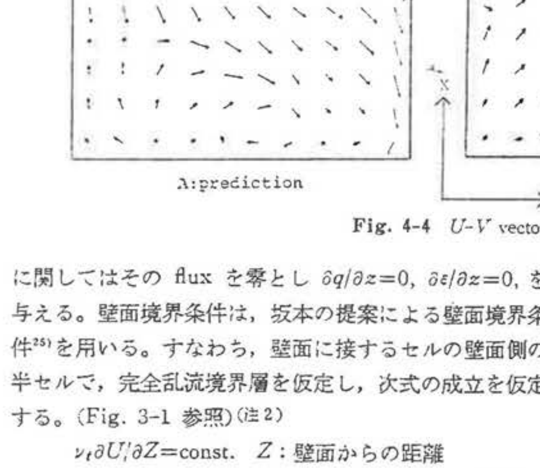


Fig. 3-1 Field Variables near a wall

$q=\text{const.}$ ……(3-9)

$l=C_D^{1/4}\cdot\kappa Z$　κ：von Kármán 定数 ……(3-10)(注3)

速度の境界条件は，(3-7),(3-8) から，壁面に接する流体セルで，運動方程式 shear 項を次式のようにおく。

$[\nu_t\partial U/\partial Z]_{(Z=h_Z/2)}=2m\bar{\nu}_t U_1/h_Z$ ……(3-11)

但し，べき指数 m に関しては，今回壁面全部一様に 1/7 を便宜的に用いている(注2)。又，$\bar{\nu}_t$ は，隣接流体セル中心で定義される ν_t の平均を，U_1 での ν_t の値とする。

乱流エネルギー q の境界条件は，(3-9) から，次式のように，q の輸送方程式中の Z 方向の flux を零とおく。

$[\partial q/\partial Z]_{(Z=h_Z/2)}=0$ ……(3-12)

乱流散逸 ε の境界条件は，壁面に接する流体セルで，(3-10) と数値計算により求められた q_1 を用いて，乱流散逸を次式のように定める。

$\varepsilon_1=C_D^{3/4}\cdot q_1^{3/2}/\{\kappa\cdot(h_Z/2)\}$ ……(3-13)(注3)

吹出口では，各吹出口セルで一様に吹出風速値を与える他，流入乱流条件として $q^*=(q/U_0^2)=0.005$, $l^*=(l/L_0)=0.1$, 従って $\varepsilon^*=(\varepsilon/(U_0^3/L_0))=0.0035$ を与える。但し，今回与えた乱流統計量の吹出口境界条件は，

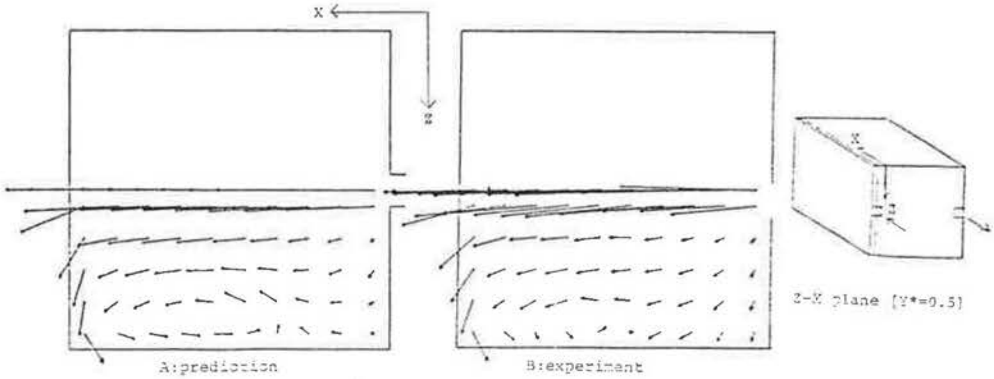


Fig. 4-5 W-U vector on Z-X plane at $Y^*=0.5$, comparison of prediction and experiment

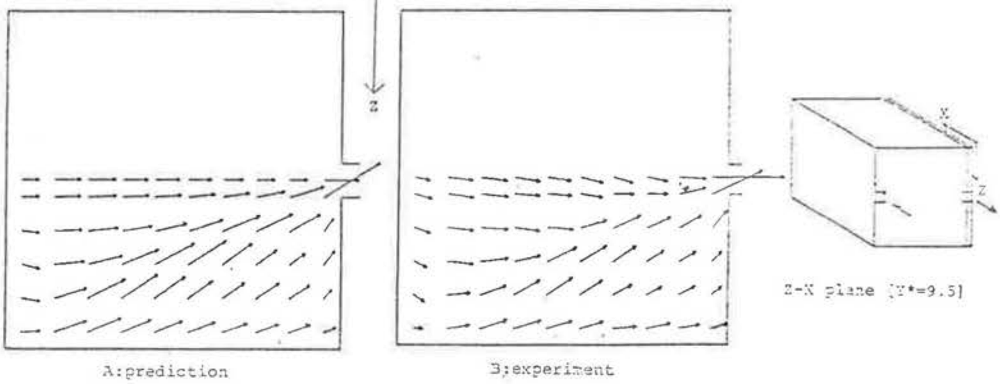


Fig. 4-6 W-U vector on Z-X plane at $Y^*=9.5$

ダクト切り離し面での噴流等に於ける既往の乱れの実測結果[14]から定めたものである。吸込口では，吸込風速値を一様に与え，乱流統計量 (q, ε) に関してはその flux を零とする。($\partial q/\partial Z=0$, $\partial \varepsilon/\partial Z=0$)

4. 平均風速に関する数値計算予測と実測の対応

平均流の数値計算予測と実験結果を Fig. 4-1 (71 P) ～Fig. 4-8 (74 P) に示す。A は数値計算予測，B は実験結果を示す。流れの特徴を良く表わしている断面は，対称面 Fig. 4-1 である。吹出噴流が対向壁に衝突し，壁に沿って吸込口に向う流れの様子や，吹出口，吸込口間の壁面近く，流れが噴流に誘引される様子が観察される。吹出噴流の X-Z 断面，Fig. 4-5 では，噴流に対する Z 方向の誘引がなく，壁に沿って噴流が拡散してゆく様子が観察される。

Fig. 4-1～Fig. 4-8 にも示されているように，数値計算予測と実験結果は，風速，風向とも非常によく一致している(注4)。なお，X-Y 平面 $Z^*=4.5$, Fig. 4-4 に表われている小さなスケールの循環流等，その位置が多少異っている場合もあるが，その差異は小さく両者は比較的よく対応しているものと考えてよかろう。

5. 乱流統計量に関する数値計算予測と実験の対応

対称面，X-Y 平面 $Z^*=0.0$，における各乱流統計量の分布を Fig. 5-1 (75 P)～Fig. 5-4 (76 P) に示す。Aは数値計算予測，B は実験結果を示す。又，Fig. 5-5～Fig. 5-8 には各乱流統計量に対して，横軸に実験による値，縦軸に数値計算による値をとり，各測定点の値をプロットしている。図中の各々のマークは，Fig. 5-9 (77 P) に示す地点に対応するものである。

今回示す各乱流統計量の中で，乱流エネルギー q^* は，数値計算，実験の定義は同一である。しかし，他の乱流統計量の乱流散逸に相当する ε^* と ε_M^*，渦動粘性係数に相当する ν_t^* と K_M^*，乱れの長さスケールに相当する l^* と L_M^* に関しては，同一物理概念に準拠するが，その定義の仕方が若干異なる(注3)。従って Fig. 5-2～Fig. 5-4 の図は，主に各乱流統計量の分布の傾向に意味があり，その値自身が一対一に対応するわけではない。なお，参考までに，数値計算と実験でそれぞれ定義している乱流散逸に比例関係を仮定する，

$$\varepsilon^*[\text{prediction}] \sim \alpha\varepsilon_M^*[\text{experiment}] \quad \cdots\cdots (5\text{-}1)$$

但し α は比例定数

(5-1) 及び Table 2-1, Table 3-1 の各乱流量の定義式で，乱れの等方性を仮定すると，渦動粘性係数 ν_t^*-

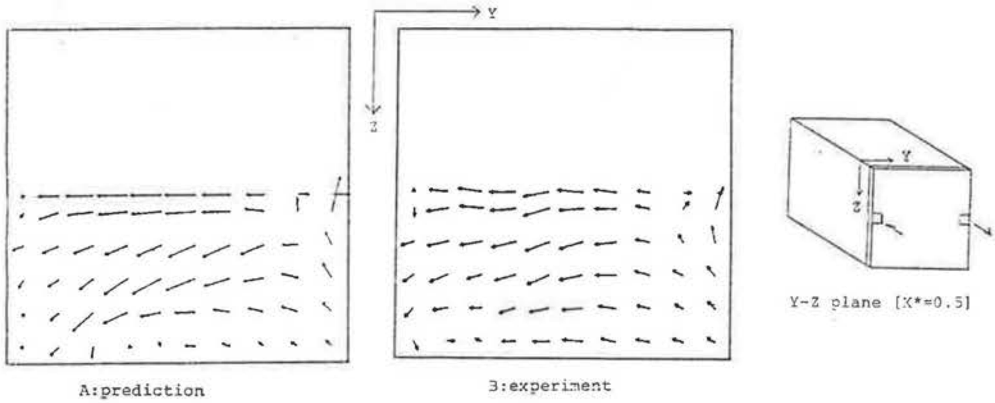


Fig. 4-7 *V-W* vector on *Y-Z* plane at $X^*=0.5$, comparison of prediction and experiment

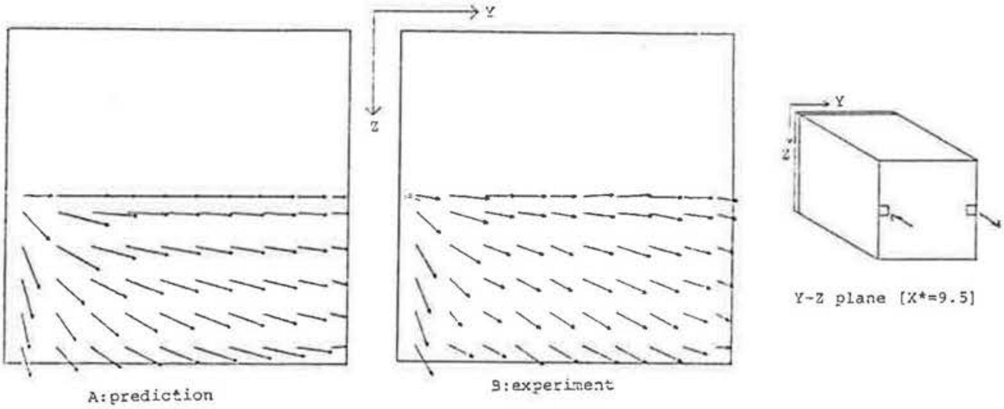


Fig. 4-8 *V-W* vector on *Y-Z* plane at $X^*=9.5$

K_M^*, 乱れの長さスケール l^*-L_M^* の比例関係が次式のように仮定される(注6)。

$$l^*[\text{prediction}] \sim (0.165/\alpha)\cdot L_M^*[\text{experiment}] \quad \cdots\cdots (5\text{-}2)$$

$$\nu_t^*[\text{prediction}] \sim (0.2/\alpha)\cdot K_M^*[\text{experiment}] \quad \cdots\cdots (5\text{-}3)$$

Fig. 5-6~Fig. 5-8 には, $\alpha=0.1$, $\alpha=1.0$ の場合の比例関係を参考の為に記入している。

以下その主な結果をまとめる。

1) 乱流エネルギー

q^*[prediction]$-q^*$[experiment]

噴流域と衝突域で大きな値を示し, 噴流の対向壁に沿った循環流域でやや大きい値を示す特徴は一致している。又, その値も, 吹出口周辺, 吸込口近傍以外では, ほぼ一致している。但し, 数値計算においては, 吹出口周辺, 吸込口近傍で乱流エネルギーが大きく計算されている。これは, 乱流エネルギーの輸送方程式中の生産項の部分が, 縮流部分でのエネルギー生産をうまく表現できず, 著しく過大に評価されることに原因があるとされている(注7)。

2) 乱流散逸 ε^*[prediction]$-\varepsilon_M^*$[experiment]

噴流域と衝突域で大きく, 吹出噴流の対向壁に沿った循環流域でやや大きな値を示す傾向は一致する。又, その値も吹出口周辺, 吸込口近傍以外の大部分の域では, $0.1\,\varepsilon_M^* < \varepsilon^* < \varepsilon_M^*$ をほぼ満たす。吹出口周辺, 吸込口近傍では, 数値計算において乱流散逸が大きく計算されているが, これは, この域で乱流エネルギーが大きく計算されることと関係するものとされている(注7)。

3) 長さスケール

l^*[prediction]$\sim L_M^*$[experiment]

噴流域, 壁面近傍で小さく, 循環流中心に向って大きくなる傾向が良く一致している。又, その値も, $0.165\,L_M^* < l^* < 1.65\,L_M^*$ の関係が良く成立している。

4) 渦動粘性係数

ν_t^*[prediction]$-K_M^*$[experiment]

壁面近傍では小さく, 循環流中心に向って大きくなる傾向は一致している。又, その値も, 吹出口近傍, 吸込口以外では, ほぼ $0.2\,K_M^* < \nu_t^* < 2.0\,K_M^*$ の関係が成立している。

6. 結　論

数値計算予測による平均流の様相と, 模型実験により実測された平均流の様相は流れのパターンのみならず,

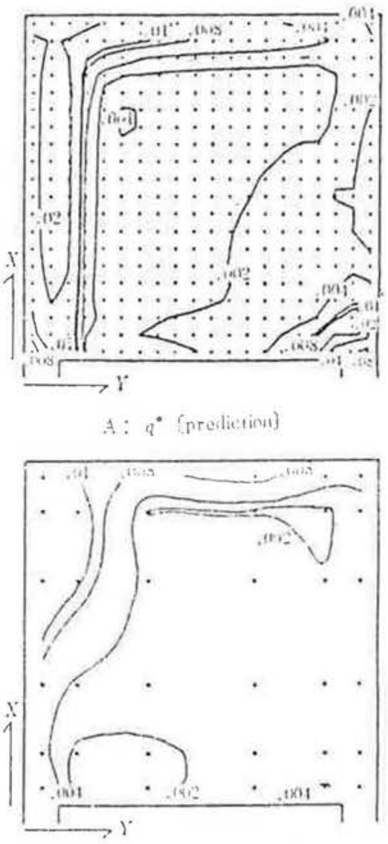


Fig. 5-1 Distribution of q^* on X-Y plane at $Z^*=0.0$

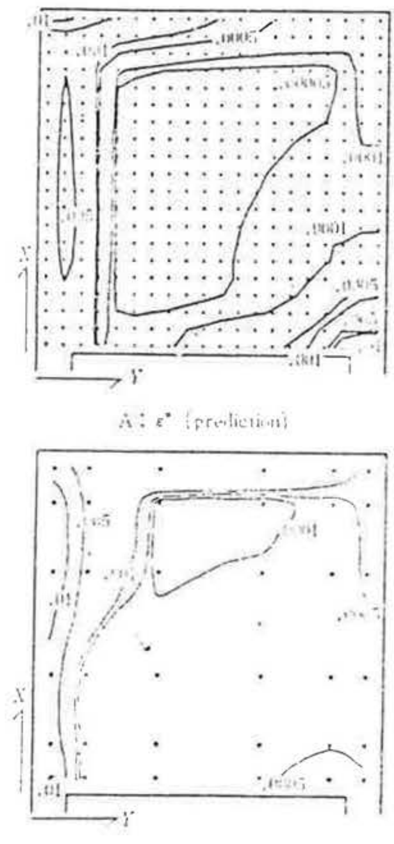
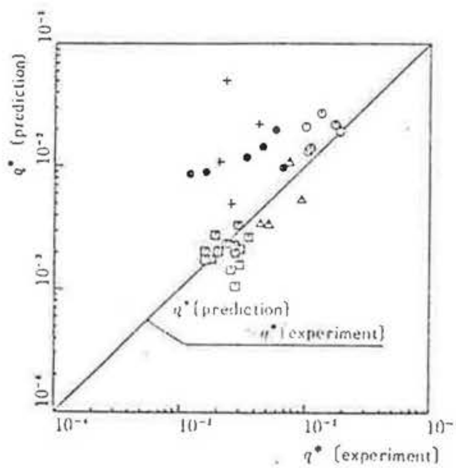


Fig. 5-2 Distribution of ε^* [prediction] and ε_M^* [experiment] on X-Y plane at $Z^*=0.0$



5-5 Correspondence of q^* [prediction] to q^* [experiment].

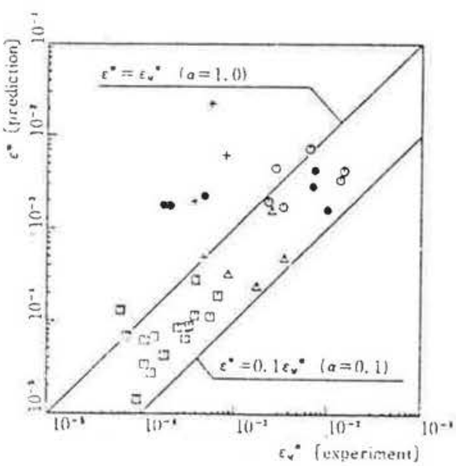
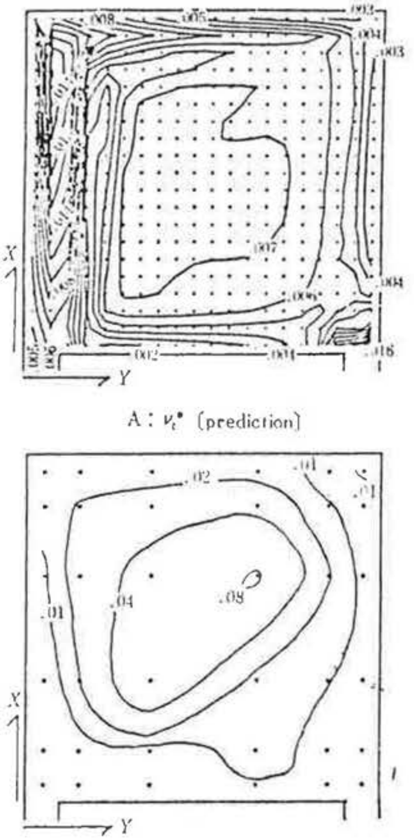


Fig. 5-6 Correspondence of ε^* [prediction] to ε_M^* [experiment]

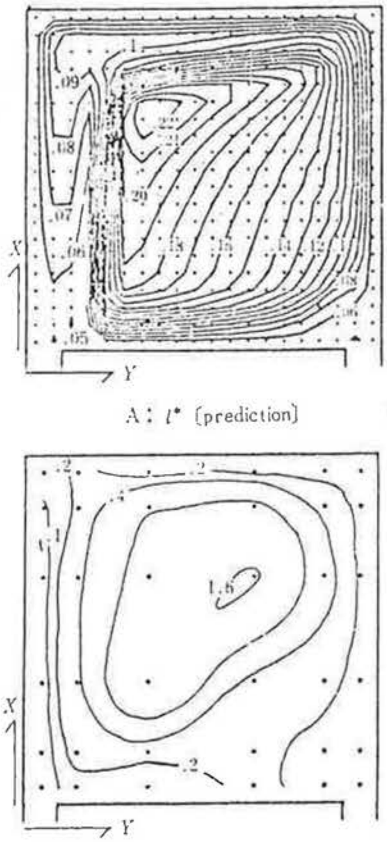
その値自身も極めて良く一致する(注8)。数値計算予測で平均流の様相に大きく係る渦動粘性係数を始めとする各種乱流統計量の値は，乱流の数学モデル自身のもつ不備のための縮流部分で乱流エネルギーが大きく計算される点等もあるが，大略のオーダーは，模型実験により算出された乱流統計量の値と対応している。



A：ν_t^* (prediction)

B：K_M^* (experiment)

Fig. 5-3 Distribution of ν_t^* [prediction] and K_M^* [experiment] on X-Y plane at $Z^*=0.0$



A：l^* (prediction)

B：L_M^* (experiment)

Fig. 5-4 Distribution of l^* [prediction] and L_M^* [experiment] on X-Y plane at $Z^*=0.0$

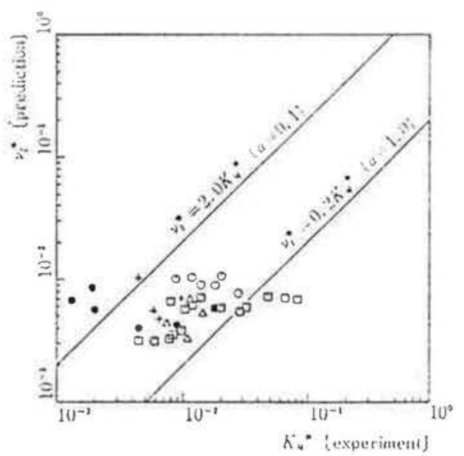


Fig. 5-7 Correspondenceof ν_t^* [prediction] and K_M^* [experiment] on X-Y plane at $Z^*=0.0$

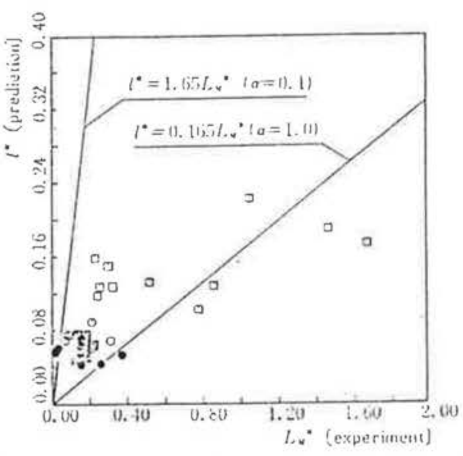
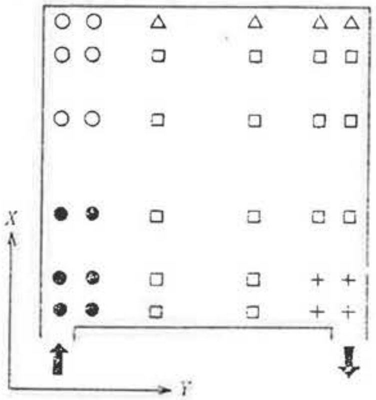


Fig. 5-8 Correspondence of l^* [prediction] to L_M^* [experiment]

これらの結果は，今回の数値計算予測で用いた乱流の数学モデルの室内気流への適用の有効性や，用いた境界条件が今回これで十分であったことを示すものと結論して良かろう。

又，今回のタンデム型熱線風速計による室内気流の測定は，平均流が小さく風速が絶えず正逆に変化する室内



X-Y plane at $Z^*=0.0$

Fig. 5-9 Marks at each measuring point

気流の様相を良く捉え，室内気流の微細な構造まで観察しうることが示された。

＜後　記＞

タンデム型熱線風速計の利用に際し，東京大学生産技術研究所助手　小峯裕己氏から多くの御助言を戴いた。又，実験に際し，同大学院生 田中俊彦氏の 援助を受けた。更に，東京大学助教授　松尾陽氏，鎌田元康氏らから御助言を戴いた。記して感謝する。

本研究の共同研究者　野村豪博士は，昭和 55 年6月本稿の査読期間中，急病にて不帰の人となられました。室内空気分布の解析及び予測法の研究への御尽力をたたえつつ，博士の御冥福を心よりお祈りする次第である。

(注 1) 今回模型実験では，風速測定の精度向上のため，換気回数を約 150 回とし，通常の居室の換気回数に比して非常に大きな換気回数としている。換気回数の変化により，室内気流の様相がどのように変化するかは，まだ明らかにされていない点も多いが，以下の既往の研究成果を参考として良いであろう。

1) 等温吹出の室内気流で，吹出口の Reynolds 数がある程度以上になると，流れの様相は，Reynolds 数に依らなくなる[38),39),40),41)]。

2) 吹出口の Reynolds 数を指標としてどの程度の値となれば，室内気流が十分乱れている条件が成立するかを小林らがスロット吹出口を有する室内気流で調べた例では，換気回数にして約5回程度以上になれば，室内気流の様相が変化しなくなると報告されている[42)]。

(注 2) 室内気流で壁面付近に発達した乱流境界層が全壁面で存在し，速度分布がべキ指数則分布を示すという理論的実験的根拠はない。本研究では，数値計算モデルの境界条件を第一次近似としてモデル化するための便宜として全壁面で一様に (3-7)～(3-10) の成立を仮定する。

なお，本研究で用いた境界条件以外にも種々な境界条件を仮定することができる。しかし，一般に助走距離もなく，圧力勾配も様々と予想される室内気流の壁面近くに，所謂る平板境界層における各種の論議をそのまま持ち込むことには無理があり，普偏的な境界条件を考察することは極めて難しい。便法として壁面での流れを実際に数値計算の対象とする室内の各壁面で実測し，その速度勾配や乱れの統計量の各壁面での分布を用いて数値計算を行うことも考えられるが，予測という目的からは大きくはずれることとなる。

従って実際的には，本研究でも用いているように，壁面全体で，境界条件をモデル化して与えることが現実的である。この境界条件による数値解が，現実の流れと許容できる精度で一致するならば，室内気流で，等方の仮定等を含む2方程式乱流モデルを用いるのと同じ意味で，モデル化された境界条件を用いても良いものと考えられよう。

(注 3) 2方程式乱流モデルで仮定する乱れの長さスケール l と混合距離 ($\kappa\cdot Z$, 但し κ : von Kármán 定数，Z : 壁面からの距離) の関係は，乱流境界層で次式の成立を注意すれば良い。

$$\varepsilon=u^{*3}/(\kappa Z)=C_D\cdot q^{3/2}/l \cdots\cdots(補\text{-}1)$$

$$\nu_t=u^*\cdot\kappa Z=q^{1/2}\cdot l \cdots\cdots(補\text{-}2)$$

但し　u^* : 摩擦速度

(補-1)，(補-2) より u^* を消去すれば (3-10) が，又，(3-10) を (補-1) 右辺に代入すれば (3-13) が求まる。

(注 4) 坂本の模型実験と数値計算の比較の報告では，噴流域の平均流に若干の不一致が見られる[24)-25)]。これは超音波風速計の測風部のスパン (10 cm) が流れの変化のスケールに比して大きいことが，その原因として挙げられている。今回の実験では，風速測定をタンデム型熱線風速計（測風部のスパン 2.5 mm) を利用しているが，噴流域で平均流のそうした不一致は，観察されていない。

(注 5) 乱流理論では，現象の近似，モデル化等を利用する。各モデルにより同一物理概念に対しても その定義が若干異なることがある。

例えば渦動粘性係数は，次式で定義されるようにテンソル量と仮定すればより精度良く Reynolds 応力を表現できる。

$$-\overline{u_iu_j}=\nu_{tij}'(\partial U_i/\partial x_j+\partial U_j/\partial x_i) \cdots\cdots(補\text{-}3)$$

但し上式で縮約をとらない。

NOMENCLATURE

C_1	Constant in turbulence model
C_2	Constant in turbulence model
C_D	Constant in turbulence model
C_ε	Constant in equation of dissipation
C_ν	Constant in equation of viscousity
Δz	Cell interval, c.f. Fig. 3-1
K_i	Eddy diffusivity, observed value
L_i	Turbulence length scale, observed value
l	Turbulence length scale in turbulence model
P	Excessive pressure
$R(\tau)$	Auto-Correlation of velocity fluctuation
R_e	Reynolds Number
T	Characteristic time scale
U_i	Mean velocity
u_i	Turbulence component
u^*	Friction velocity
α	Constant in correspondence of prediction to experiment
ε	Turbulence dissipation rate
κ	von Kármán's constant
ν	Viscousity
ν_t	Eddy viscousity
ρ	Density
Π	Total pressure
σ_1	Constant in turbulence model
σ_2	Constant in turbulence model

SUBSCRIPT

$i=x, y, z$

M	denotes a mean value.
$*$	denotes a dimensionless variable.
m	denotes a computational cell variable.
l	denotes a local characteristic variable of flow.

$\overline{\ \ }$：平均操作，ν_{tij}'：テンソル量として定義される渦動粘性係数

又，乱流散逸の定義は次式が原定義である。

$$\varepsilon'=\nu\cdot\overline{(\partial u_i/\partial x_j+\partial u_j/\partial x_i)\partial u_i/\partial x_j}$$
$$=\nu\overline{(\partial u_i/\partial x_j\cdot\partial u_i/\partial x_j)}+\nu\partial^2/\partial x_i\partial x_j(\overline{u_iu_j})\cdots(補\text{-}4)$$

2方程式乱流モデルでは，上述の定義式を一様等方性乱流や乱流境界層で展開される理論を用いてモデル化し，

$$-\overline{u_iu_j}=\nu_t(\partial U_i/\partial x_j+\partial U_j/\partial x_i)-(2/3)\cdot\delta_{ij}q$$

δ_{ij}：クロネッカーデルタ ……………………(補-5)

$$\nu_t=q^{1/2}\cdot l\cdots\cdots(補\text{-}6)$$

$$\varepsilon=\nu\overline{(\partial u_i/\partial x_j\cdot\partial u_i/\partial x_j)}=C_D\cdot q^{3/2}/l\cdots\cdots(補\text{-}7)$$

として，ν_t, l, ε 等が定義されている[26]。

又，実測で定義する乱流量も，直接，(補-3)，(補-4) 等の定義により評価するのではなく，一様等方性乱流や乱流境界層，Lagrange 自己相関関数で展開される理論を用いて，より観測しやすい諸量により定義しなおしている。すなわち，一様等方性乱流では次式が成立する。

$$\varepsilon'=\varepsilon=C_\varepsilon(R_e)q^{3/2}/L_S\cdots\cdots(補\text{-}8)$$

但し　$C_\varepsilon(R_e)$：無次元定数 (Reynolds 数の関数)

$$R_e=\left(\frac{2}{3}q\right)^{1/2}\cdot L_S/\nu$$

$$L_S=\int_0^\infty R_S(r)dr\cdots\cdots(補\text{-}9)$$

但し　R_S：横相関関数　L_S：積分特性距離

又，良く発達した乱流境界層では (補-1)，(補-2) が成立する。すなわち

$$\varepsilon'=\varepsilon=u^{*3}/\kappa Z\cdots\cdots(補\text{-}10)$$

$$\nu_t=u^*\kappa Z\cdots\cdots(補\text{-}11)$$

更に一様等方性乱流では，渦動拡散係数は，Lagrange 自己相関を用いて次式で定義される。

$$K=\overline{u_z}\int_0^\infty R^l(\tau)d\tau=\sqrt{\overline{u^2}}\cdot\sqrt{\overline{u^2}}\int_0^\infty R^l(\tau)d\tau$$
$$=\sqrt{\overline{u^2}}\cdot L^l\cdots\cdots(補\text{-}12)$$

但し　$R^l(\tau)$：乱れの Lagrange 自己相関

$$L^l=\sqrt{\overline{u^2}}\cdot\int_0^\infty R^l(\tau)d\tau$$：乱れの長さスケール ……………………(補-13)

((補-12)，(補-13) では一様等方の仮定により添字はない。)

Table 2-1 で定義している乱流散逸，渦動拡散係数，乱れの長さスケールは，(補-13) で定義される長さスケールと (補-9) で定義される積分特性距離のオーダーが同じこと。混合距離 (κZ) と横相関による積分特性距離の概念が類似していること ($\kappa Z\fallingdotseq L_S$) 等を考慮して定義している。

本実験で観測する室内気流は，一様等方性の乱れと仮定できるものではなく，又，測定される自己相関関数は，Lagrange 自己相関にある程度対応するものではあるが，厳密に一致するものではない。従って算出された乱流統計量の値は，(補-3)，(補-4) 等で定義される諸量にある程度対応するものではあるが一致するものではない。

(注 6)　(5-1) より

$$\varepsilon=C_D\cdot q^{3/2}/l=\alpha\cdot\left(\frac{2}{3}q\right)^{3/2}L_M\cdots\cdots(補\text{-}14)$$

(補-14) より

$$l=\left\{C_D\cdot\left(\frac{2}{3}\right)^{-3/2}\Big/\alpha\right\}\cdot L_M$$
$$=(0.165/\alpha)\cdot L_M\ (\because C_D=0.09)\cdots\cdots(補\text{-}15)$$

(補-15) より

$$\nu_t=q^{1/2}\cdot l=\left\{C_D\cdot\left(\frac{2}{3}\right)^{-2}\Big/\alpha\right\}\cdot\left(\frac{2}{3}q\right)^{1/2}\cdot L_M$$
$$=(0.2/\alpha)\cdot\left(\frac{2}{3}q\right)^{1/2}\cdot L_M=(0.2/\alpha)K_M\cdots\cdots(補\text{-}16)$$

乱れが一様等方で測定される自己相関が Lagrange 相関に一致する場合 (平均流の値が零)，Table 2-1 で定義する K_M は渦動粘性係数に一致する[33]。すなわち，

$$\nu_t=q^{1/2}\cdot l=\left(\frac{2}{3}q\right)^{1/2}\cdot L_M\cdots\cdots(補\text{-}17)$$

従って，その場合は，$\alpha=0.2$ となる。一方，横相関により算出する積分特性距離 L_S で，乱流散逸，渦動粘性係数を評価すると

$$\varepsilon=C_\varepsilon q^{3/2}/L_S\ (\text{Reynolds 数}\to\infty,\ C_\varepsilon\to0.2)^{34)}$$ ……………………(補-18)

$$\nu_t=C_\nu q^{1/2}\cdot L_S\ \ C_\nu\to0.56^{30)},\ (C_\nu=C_D^{1/4})^{27)}$$ ……………………(補-19)

(補-17)，(補-19) により

$$L_S=(2/3)^{1/2}\cdot C_\nu^{-1}\cdot L_M\cdots\cdots(補\text{-}20)$$

(補-18)，(補-20) により

$$\varepsilon=\{C_\nu\cdot C_\varepsilon\cdot(3/2)\}^{3/2}/L_M=\{C_\nu\cdot C_\varepsilon\cdot(3/2)^2\}\cdot\varepsilon_M$$ ……………………(補-21)

$C_\nu=0.56$, $C_\varepsilon=0.2$ とすれば，$\alpha=0.25$ と評価される。

(注 7)　乱流エネルギー q の輸送方程式 (3-3) の生産項は，近似しない形で示すと次式となる。

$$P_d=-\overline{u_iu_j}\partial U_i/\partial x_j$$
$$=-\overline{u^2}\partial U/\partial x-\overline{v^2}\partial V/\partial y-\overline{w^2}\partial W/\partial z$$
$$-\overline{uv}(\partial U/\partial y+\partial V/\partial x)-\overline{vw}(\partial V/\partial Z+\partial W/\partial y)$$
$$-\overline{wu}(\partial W/\partial x+\partial U/\partial z)\cdots\cdots(補\text{-}22)$$

一方，2方程式乱乱流モデルでは次式で近似されている。

$$P_d'=\{\nu_t(\partial U_i/\partial x_j+\partial U_j/\partial x_i)-2/3\cdot q\cdot\delta_{ij}\}\cdot\partial U_i/\partial x_j$$
$$=\nu_t\cdot[2(\partial U/\partial x)^2+2(\partial V/\partial y)^2+2(\partial W/\partial z)^2$$
$$+(\partial U/\partial y+\partial V/\partial x)^2+(\partial V/\partial Z+\partial W/\partial y)^2$$
$$+(\partial W/\partial x+\partial U/\partial z)^2]\cdots\cdots(補\text{-}23)$$

Fig. Appendix-1 に示すような縮流部分では，$\partial U/\partial x>0$ であり P_d の第一項における $-\overline{u^2}\partial U/\partial x$ に負である。しかし P_d' でこれに相当する量は，$2\cdot\nu_t(\partial U/\partial x)^2$ であり常に正である。このような近似の不備により縮流部分の加速域では，P_d' は，真の P_d より可成り大きく評価されるものと思われる。この結果，q が縮流部分で大きくなると，それにつれて ε も増大し ((3-4) 右辺第2項及び第3項参照) 両者は実際より大きい q 及び ε の値でバランスし，安定するものと考えられる。

(注 8)　前報[23]で考察したように，数値計算解が打ち切り誤差の影響の少ない滑らかな解となるためには，数値計算における Mesh Reynolds 数が，ある程度小さい必要がある。すなわち次式の制約を満たす必要がある。

$$R_m<20\ (R_m=U_m\cdot h_m/\nu_{tm})\cdots\cdots(補\text{-}24)$$

$$R_m<\sqrt{R_l}\ (R_l=U_l\Lambda_l/\nu_{tl})\cdots\cdots(補\text{-}25)$$

但し　R_m：Mesh Reynolds 数，h_m：差分格子間隔，R_l：流れの局所 Reynolds 数，Λ_l：流れの局所的な長さスケール，添字 m は各セルにおける値を意味し，添字 l は，流れのなかで，循環流域，噴流域等々の各特徴的な流れにおける代表値を意味する。

今回の数値計算予測では，大部分の域で，(補-24)，(補-25) の条件を満たすが，若干部分が R_m 大きくなっている域もある。前報[23]は，2次元層流で考察を行っているが，3次元乱流の今回の数値実験の場合，mesh Reynolds 数に対する (補-24) の条件は若干緩和されるようである。又今回の数値実験では，吹出気流，吸込口等では (補-25) の条件が充分満されているわけではないので，実測値と数値計算値の不一致の原因の幾分かは，それに帰するものと考えられる。しかし，流れ全体としては，

模型実験と数値解析は良く一致しており，この程度の（補-25）の条件違反は，特にこれら局所的な流れ自身を問題とするわけではない限り，許容されるものと考えられる。

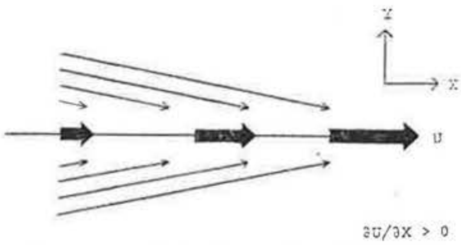


Fig. Appendix-1 Figure of accelerated flow

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，昭和 50 年

4) 濱野良美，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，昭和 51 年

5)〜6) 土屋喬雄：Numerical Calculation of Room Air Movement-Isothermal Turbulent Two-Dimensional Case (Part 1), (Part 2)，日本建築学会論文報告集，263 号，264 号，昭和 53 年

7)〜8) 絵内正道：拡散係数を変数とする室内熱対流解析，続報・実測との比較と応用結果，日本建築学会論文報告集，270 号，271 号，昭和 53 年

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, 1974)，(Vol. 48-10, 1974)，(Vol. 49-12, 1975)，空気調和衛生工学会論文集，(No. 5, 1977)，(No. 6, 1978)，(No. 6, 1978) (No. 7, 1978)

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（室内空気分布の数値解法に関する研究），日本建築学会大会梗概集，昭和 49 年

17) 野村　豪，松尾　陽，坂本雄三，遠藤清尊，加藤信介：時間 2 次精度の MAC スキームの特性と差分間隔について（室内空気分布の数値解法に関する研究），日本建築学会大会梗概集，昭和 50 年

18)〜22) 野村　豪，松尾　陽，加藤信介，坂本雄三，佐藤正章：MAC 法における任意差分間隔出題に対する考察，1，2，3，4，5，日本建築学会関東支部研究報告集，昭和 52 年，日本建築学会大会梗概集，昭和 52 年，日本建築学会関東支部研究報告集，昭和 54 年

23) 野村　豪，松尾　陽，加藤信介：MAC 法の空間差分間隔に関する考察（数値解析手法を用いる室内空気分布予測法に関する研究），日本建築学会論文報告集，292 号，昭和 55 年

24)〜25) 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，昭和 52 年

26) 坂本雄三，野村　豪，松尾　陽，鎌田元康：2 方程式モデルによる 3 次元熱対流の数値解析，日本建築学会大会梗概集，昭和 53 年

27) B.L. Launder, D.B. Spalding : Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, 1972

28) F.H. Harlow, J.E. Welch : Numerical Calculation of Time-dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Surface, The Physics of Fluids, Vol. 8, No. 2, 1965

29)〜30) 野村　豪，村上周三，小峯裕己，加藤信介，佐藤正章：室内気流の模型実験と数値実験，その 1，その 2，日本建築学会大会梗概集，昭和 54 年

31)〜32) 小峯裕己，村上周三：熱線風速計による変動風速の 3 次元的な測定，その 1，その 2，日本建築学会大会梗概集，昭和 53 年

33) 村上周三，小峯裕己：タンデム型熱線風速計による変動風速の三次元的な測定，日本建築学会論文報告集，297 号 昭和 55 年

34) 野村　豪，加藤信介，佐藤正章：室内空気分布数値解析乱流モデルの境界条件に関する研究，その 1，日本建築学会大会梗概集，昭和 53 年

35) 例えば，島貫　陸：境界層と乱流，気象研究ノート，114 号，1973

36) 例えば，J.C. Rotta，大路通雄訳：乱流，岩波書店，1975

37) 坂本雄三：室内空気分布の数値解法に関する研究，東京大学博士論文，1977

38) 勝田高司，土屋喬雄：室内空気分布の模型実験法について，日本建築学会関東支部研究報告集，昭和 42 年

39) 勝田高司，土屋喬雄，市川智章，正田良次：集会室室内の空気分布に関する実測および模型実験，東京大学生産技術研究第 21 巻第 10 号，1969

40)〜41) 勝田高司，村上周三，小林信行：閉鎖的空間の気流性状に関する研究，第一報，第二報，日本建築学会論文報告集，234，238 号，昭和 50 年

42) 小林信行，松原幸雄：室内気流が十分乱れているための吹出条件について（スロット型吹出口の場合），日本建築学会大会梗概集，昭和 54 年

SYNOPSIS

UDC : 628.86

CORRESPONDENCE OF THE THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL ANALYSIS OF TURBULENCE FLOW TO MODEL EXPERIMENT

Study on Predication Method of Room-Air Distribution Using Numerical Analysis 2

by Dr. TAKESHI NOMURA, Prof. of Tokyo Univ., Dr. SHUZO MURAKAMI, Associate Prof. of Institute of Industrial Science Tokyo Univ., Dr. SHINSUKE KATO, Assistant of Tokyo Univ., and MASAAKI SATO, Kajima Construction Co., Ltd., Members of A.I.J.

The correspondence of the numerical analysis to the model experiment is clarified concerning Room-Air Distribution. The method of three-dimensional numerical analysis of turbulence flow in this paper uses the Two-Equation model of turbulence and the Marker-And-Cell method. The Two-Equation model is one in which eddy viscousity ν_t is determined from the transport equation of turbulence kinetic energy q and that for turbulence energy dissipation rate ε. The air flow observed in experiment and numerically analized is bounded cubic shape room model with supply outlet and exhaust inlet. Flow patterns are observed very precisely with special parallel hot-wire anemometer which can mesure three component of turbulent flow.

The correspondence of prediction to experiment is satisfactory.

Those are,

(1) Close agreement between observed and calculated velocity vectors are obtained.

(2) The predicted values of turbulence quantities distribute between one-second to five times of the observed values.

From above results this prediction method are proved to be successful for that of Room-Air Distibution.

UDC : 628.93

日本建築学会論文報告集
第298号・昭和55年12月

住宅居間の快適性に及ぼす光源と照度の影響

正会員 乾 正 雄*1
正会員 梅 干 野 晁*2

1. はじめに

視作業の見やすさや作業能率が重要視される工場やオフィスとちがって，住宅の居間や食堂では，照明によって作り出される部屋の雰囲気や色の見え方などのような快適性が大きな問題である。しかし，快適性を取り扱った研究は非常に少ない。JIS の照度基準[1]でも，当然のごとく雰囲気のことは考慮されてはいるが，基準となった数値を裏付ける基礎データはほとんどない。快適性の一要素である演色性，光色に関してはある程度研究が行なわれているが[2]，それらのほとんどは単純な基礎的状態の取り扱いにとどまっており，実際の視環境の設計に直接利用できる段階には達していない。

照明視環境の快適性に関する研究では，次の諸点を考慮することが不可欠であるが，従来これらが総合的に実験されたことはなかったと言える。

① 快適性の評価には，照度だけでなく，輝度分布，グレア，光の方向性，光色，演色性などの諸要素が複雑にかかわっている。

② 快適性では性，年齢，過去の経験など個人差が大きい。

③ 部屋によって，要求される快適性の評価項目が異なるだけでなく，各部屋の空間的要素も快適性の評価に影響を与える。

本研究はこれらの諸項目を考えに入れた上で，住宅においてもっとも快適性が要求されると考えられる居間を対象として，人工照明の光源の種類及びその照度と，快適性との関係を実験的に明らかにしようとするものである。本研究の結果は，住宅の視環境設計に利用されるだけでなく，将来の JIS に反映されることが望まれる。

2. 実験概要

2-1 実験の基本方針

実験をすすめるにあたり，次のような基本方針を設定した。

① 照明視環境の快適性の評価には，前述のように室内の仕上状態，部屋のプロポーションなどのような空間的要素がかかわってくると考えられるため，単純化された室内や縮尺模型によったのでは，この点の解明が不十分になるおそれが大きい。そこで，本研究では，できるだけ実際に使われている状態に近く，かつ居間として平均的であるという条件を満たすものとして，住宅展示場の展示住宅を使って実験を行なう。

② 変数としては，実用上もっとも問題となる光源と照度をとる。光源の種類，及び照度範囲はわが国の住宅照明の現状を考慮してきめる。

③ 個人差が重要であると考えられるので，性別，年齢別，職業別などの検討ができるような被験者構成とする。

④ 視対象は，居間のテーブルに置かれた果物，肉，植物などとするほか，人間の肌色や部屋全体の見え方もそこに加える。

2-2 実験方法

(a) 実験対象

実験の実施場所にはN社プレファブ住宅のモデルハウスを選んだ。住宅の1階平面図，及び実験を行なった居間の仕上材料とその色彩，家具の配置，及び照明器具の取り付け状況を図1に示す。居間は食堂とワンルームになっているが，両者はスクリーンで視覚的に仕切られている。居間の中央には応接家具が配置され，窓にはカーテンもつけられるなど，室内の状態は実際の生活のそれに近い。

(b) 光源の種類

光源には，次の4種類を選んだ。

図1(a) 実験対象住宅1階平面図

*1 東京工業大学 助教授・工博
*2 東京工業大学 助手・工博
(昭和55年7月11日本稿受理・討論期限昭和56年3月末日)