

(7) 通風時には、建物内外の気流・圧力場が相互に複雑な影響を及ぼすことが明らかとなった。従って通風問題を正しく解析するには、建物外部を含めた全領域を計算する必要性が強いと考えられる。

第 III 編

非等温室内気流の数値解析

第1章 浮力噴流の数値解析

1.1 緒言

$k-\varepsilon$ モデルを用いた乱流の数値計算法はクリーンルームや境界層中の建物周辺気流など、等温条件における適用から検討が開始され、第II編にも一部示されているように平均流の空間分布、風圧係数の分布やneutralな汚染質の拡散など工学的に重要な問題に対して、定量的に優れた精度の予測が可能なが実験的に検証されてきた。

従って、より一般的な浮力の作用する流れの問題に $k-\varepsilon$ モデルを適用し、室内温度分布の予測等に展開していくことは自然な選択と思われる。

しかし、第I編で述べたように $k-\varepsilon$ モデルは乱流の本来持っている非等方的な性状を等方性モデルで置き換え、非等方性を計算定数の決定の段階で結果的に加味したモデルとも解釈され、更に2次モーメント成分に対する浮力の直接作用を無視するなどの簡略化が計られている。

浮力の作用の強い流れでは、重力方向とその他の方向間で乱れの性状が異なるために一般的にはより非等方性が強くなることが予想されるので、この種の流れが等方モデルによってどの程度予測できるか、については検討の余地がある。

そこで、本章では平面鉛直浮力噴流を対象に、乱流モデルの相違が計算結果に与える影響について検討を行った。

浮力噴流は、浮力が外力として平均流れ場に決定的な影響を与えると同時に、等方拡散場の仮定の問題が露呈しやすい流れの一種と考えられるが、天井からの二次元スリット吹出し口による冷房の場合など、室内気流における浮力の作用する流れとしては典型的なものである。

1. 2 乱流モデル

浮力噴流はいわゆる薄いせん断層と呼ばれる流れのカテゴリーに属しており、境界層近似の成立する代表的な流れである。いま添え字 1 を主流方向、2 を主流と直交する方向と定めれば、以下の関係が成立する。

$$U_2 \ll U_1, \quad \frac{\partial}{\partial x_1} \ll \frac{\partial}{\partial x_2} \quad (1.1)$$

境界層近似の成立する流れでは、主流方向の拡散輸送の影響は、主流と直交方向に比べて小さく、主流方向の圧力勾配は周辺の静止気流の圧力勾配に等しい（即ち 0）とおくことができるので、これらを用いて平均流の方程式は以下のように書くことができる。

$$\frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial U_2}{\partial x_2} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + \frac{\partial U_1^2}{\partial x_1} + \frac{\partial U_1 U_2}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2} (-\overline{u_1 u_2}) - \beta g_1 \Theta \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \Theta U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \Theta U_2}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2} (-\overline{\theta u_2}) \quad (1.4)$$

従って、平均流の構造を決定する 2 次モーメントは $\overline{u_1 u_2}$ 、 $\overline{\theta u_2}$ の 2 つである。

第 I 編で述べた ASM でエネルギー平衡 ($P_k + G_k = \epsilon$, $P_\theta = \epsilon_\theta$) を仮定した場合の基礎方程式は以下となる。

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k + \frac{k}{C_1 \epsilon} \left[(1 - C_2) \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_k \right) + (1 - C_3) \left(G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G_k \right) \right] \quad (1.5)$$

$$\overline{u_i \theta} = \frac{k}{C_{1\theta} \epsilon} \left[-\overline{u_i u_i} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} - (1 - C_{2\theta}) \overline{u_i \theta} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - (1 - C_{3\theta}) \beta g_i \overline{\theta^2} \right] \quad (1.6)$$

$$-2 \overline{u_i \theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} = \frac{1}{R} \frac{\overline{\theta^2}}{k} \epsilon \quad (1.7)$$

式 1. 5 は局所平衡条件ではさらに簡略化でき、

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} \frac{C_1 + C_2 - 1}{C_1} \delta_{ij} k + \frac{1 - C_2}{C_1} \frac{k}{\epsilon} (P_{ij} + G_{ij}) \quad (1.8)$$

但し、Hossain, Rodi (1982) より $C_2 = C_3$ とした。

これらの基礎方程式に境界層近似を適用すれば、以下のように表すことができる。

$$\overline{u_1 u_2} = \frac{1 - C_2}{C_1} \frac{k}{\epsilon} \left(-\overline{u_2^2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \beta g_1 \overline{u_2 \theta} \right) \quad (1.9)$$

$$\overline{u_2^2} = \frac{2}{3} \frac{C_1 + C_2 - 1}{C_1} k \quad (1.10)$$

$$\overline{u_1 \theta} = \frac{1}{C_{1\theta}} \frac{k}{\epsilon} \left(-\overline{u_1 u_2} \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \right) - \frac{1 - C_{2\theta}}{C_{1\theta}} \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u_2 \theta} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \beta g_1 \overline{\theta^2} \right) \quad (1.11)$$

$$\overline{u_2 \theta} = \frac{1}{C_{1\theta}} \frac{k}{\epsilon} \left(-\overline{u_2^2} \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \right) \quad (1.12)$$

$$\overline{\theta^2} = -2R \frac{k}{\epsilon} \overline{u_2 \theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \quad (1.13)$$

同様に k , ϵ 方程式の境界層近似形は以下となる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial k U_2}{\partial x_2} = -\frac{\partial}{\partial x_2} \left(-C_s \frac{k}{\epsilon} \overline{u_2^2} \frac{\partial k}{\partial x_2} \right) + P_k - \epsilon + G_k \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \epsilon U_2}{\partial x_2} = -\frac{\partial}{\partial x_2} \left(-C_\epsilon \frac{k}{\epsilon} \overline{u_2^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_2} \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \epsilon + C_{3\epsilon} G_k) \quad (1.15)$$

以上の方程式系では、まず式 1. 10 が解ける。

この結果を代入すると式 1. 12 → 式 1. 9, 13 → 式 1. 11 → 式 1. 14, 15 の順で次々に解を求めることができるため、結局陽的に解を求めることが可能となる。

一方、 k , ϵ モデルにおける対応する方程式は以下となる。

$$\overline{u_1 u_2} = -\nu_t \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (1.16)$$

$$\overline{u_1 \theta} = -\frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_1} \quad (1.17)$$

$$\overline{u_2 \theta} = -\frac{\nu_1}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial k U_2}{\partial x_2} = -\frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\nu_1}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_2} \right) + P_k - \varepsilon + G_k \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon U_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \varepsilon U_2}{\partial x_2} = -\frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\nu_1}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_2} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} P_k - C_{2\varepsilon} \varepsilon + C_{3\varepsilon} G_k) \quad (1.20)$$

これらを比較するとASMで2次モーメント項に対する浮力の直接的影響を除いた場合には ($\beta = 0$ の場合), 式1. 9, 16, 式1. 12, 18, 及び式1. 14, 19, 式1. 15, 20の拡散項に対する対応関係は明白であるが, 式1. 11, 17は本質的に異なる空間微分より構成されていることが分かる。

そこで, 式1. 11で $\beta = 0$ とし, $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{\theta u_2}$ に同じく $\beta = 0$ とした式1. 9, 12を代入して整理すれば以下となる。

$$\overline{\theta u_1} = \left(\frac{1-C_2}{C_1} + \frac{1-C_{2\theta}}{C_{1\theta}} \right) \frac{\nu_1}{\sigma_\theta} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (1.21)$$

なお, いずれのモデルでも応力, 浮力生産項は各モデルで計算される $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1 \theta}$ を用いて定義通り以下の式で評価する。

$$P_k = -\overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (1.22)$$

$$G_k = -\beta g_1 \overline{u_1 \theta} \quad (1.23)$$

今回検討したモデルとしては, 式1. 9~15を用いるASMと, 式1. 16~20を用いる k, ε モデル, 更に浮力生産項の計算で $\overline{u_1 \theta}$ のみに式1. 21を用いた簡略化ASM (以下SASMと略称) を使用した。

なお計算定数はASM, $k-\varepsilon$ モデルについて相互に矛盾のないようにHossain, Rodi (1982) を参考に以下の値を用いた。

表1-1 計算定数

C_D	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε	σ_θ	C_1	C_2	$C_{1\theta}$	$C_{2\theta}$	R	C_S	C_ε
.109	1.44	1.92	1.44	1.0	1.3	.614	2.2	.55	3.0	.5	.8	.205	.158

1. 3 計算対象と計算方法

(1) 計算対象

静止等温空気中に放出される平面浮力噴流を対象とし, 図1-1に示す吹出し方向と浮力の作用する方向が重力方向と一致する条件を検討した。

この条件では吹出し口に近接した領域では吹出し初速度による慣性力が卓越するので等温噴流と同様の振る舞いをするが (jet region), 周辺空気を誘引して吹出し速度が低下すると相対的に浮力の作用が強くなり (transition regionまたはintermediate region), 最終的には吹出し初速度の影響が完全に消失して, 浮力作用のみが平均運動を支配することになる (plume region)。

平面浮力噴流の場合のplume regionでは周辺空気の誘引による減速作用が浮力による加速作用とバランスするために, 中心軸速度が一定値に漸近することが知られている。

今回は, Chen, Rodi (1980) の実験データのreviewを参考に, 計算範囲が以上の全領域をカバーするように計算条件を定めた。

(2) 計算領域, 空間差分分割と設定条件

流れの対称性を用い, 吹出し幅をDとして x_1 方向100D, x_2 方向33Dの領域を計算の対象とし, 図1-2に示すように40×25の異形差分メッシュを用いた。最小メッシュ寸法は x_1 方向1.0, x_2 方向0.25としており, 吹出し口は4分割 (計算は2メッシュ) されたことに相当する。

なお, 計算では吹出し速度 (U), 吹出し幅 (D), 吹出し-周辺空気温度差 ($\Delta\Theta$) による無次元量を用いており, 計算結果も全て無次元の値で表示する。

これら代表値によるアルキメデス数は, $Ar = \frac{\beta g \Delta\Theta D}{U^2} = -0.02$ としており, この条件ではjet regionからtransition regionへの変化は6.8付近で, transition regionからplume regionへの変化は68付近で生じることになる。

(3) 差分近似式と解法

計算は, 二次元気流用の $k-\varepsilon$ モデルによるtime-marching型数値解析アルゴリズムを一部修正して使用した。境界層近似の過程で省略された項は $k-\varepsilon$ モデルのものを残したが, これらの影響は無視しようと考えられる。

移流拡散項の差分近似式には全ての方程式についてHybrid法を使用した。これは図1-2のC-Dのentrainment境界では, 運動方程式にQuick法を使用すると数値不安定が生じたためである。

計算結果のセルレイノルズ数を方向別に算出したところ, 噴流部分で風上差分に移行しているのは主流方向のみで, x_2 方向については大部分の領域で中心差分が用いられていた。

今回の条件では主流と直交方向の拡散が重要であり, これらには2次精度差分式が使用されていることになるので, 計算結果にはモデルの相違が正しく反映されているものと推定される。

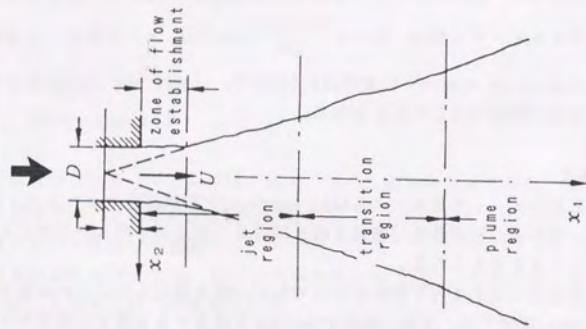


図1-1 平面浮力噴流

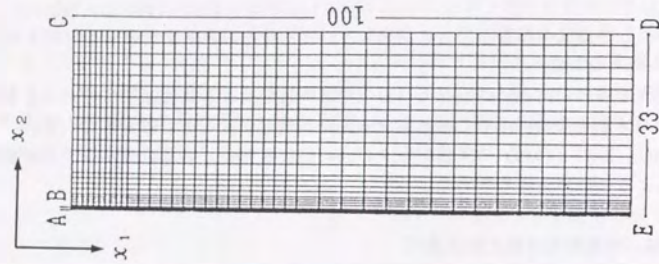


図1-2 差分メッシュと境界面

(4) 境界条件

① 吹出し口 (A-B)

吹出し法線方向速度を境界面で1, 接線方向速度を仮想セルで0, 吹出し乱流エネルギー, 長さスケールを仮想セルで設定する方法とした。第II編, 第1章の表記法では以下となる。

$$U_0=1, V_{-1}=0, \Theta_{-1}=1, k_{-1}=0.005, l_{-1}=0.1, e_{-1}=C_D \frac{k_{-1}^{3/2}}{l_{-1}}$$

② 吹出し壁面 (B-C)

壁面上の法線方向速度を0, 他は壁上の勾配を0とおくfree-slip型の境界条件とした。

$$U_0=0, V_{-1}=V_1, \Theta_{-1}=\Theta_1, k_{-1}=k_1, e_{-1}=e_1$$

③ entrainment境界 (C-D)

仮想セル部分の圧力を一定値, 境界面と接線方向速度を仮想セルで0とおき, 法線方向速度を運動方程式と連続式から求める圧力型境界条件を用いた。また k, e, Θ を仮想セルで0と置いた。

$$\Pi_{-1}=0, V_{-1}=0, \Theta_{-1}=0, k_{-1}=0, e_{-1}=0$$

④ 流出境界 (D-E)

仮想セル部分の圧力を一定値, 境界面と接線方向速度, k, e, Θ の勾配を0とし, 法線方向速度には圧力型境界条件を用いた。

$$\Pi_{-1}=0, V_{-1}=V_1, \Theta_{-1}=\Theta_1, k_{-1}=k_1, e_{-1}=e_1$$

⑤ 対称境界 (E-A)

境界上の法線方向速度を0, 他は壁上の勾配を0とおくfree-slip型の境界条件とした。

$$U_0=0, V_{-1}=V_1, \Theta_{-1}=\Theta_1, k_{-1}=k_1, e_{-1}=e_1$$

1. 4 計算結果

(1) 平均流

平均流の様相は、図1-3に示すように、流線に関しモデルの違いによる大きな相違は無いが、誘引流量は $k-\epsilon$ モデル、SASM、ASMの順に増大し、噴流の影響する領域が拡大する。

また、中心軸速度 U_c の減衰曲線をChen, Rodi (1980)の推奨する実験結果と比較した図1-4によれば、いずれのモデルも $x_1 > 68$ なる速度一定のplume regionではほぼ一定値となることが分かる。但し、全般的に中心軸速度が実験結果よりやや大きく、最も実験結果に近いのはASMによる結果となる。

同様の傾向は中心軸温度 Θ_c の減衰曲線の図1-5にも見られるが、モデルによる差は相対的に小さい。

速度境界層厚さ b_v 、温度境界層厚さ b_θ を、中心軸における値の半分に低下するまでの中心軸からの x_2 方向の距離とし、その x_1 方向の発達を、pure jet, pure plumeの実験結果と図1-6, 7に比較する。図によれば $k-\epsilon$ モデルの結果はASMに比べ境界層の発達がやや緩慢であり、SASMは両者の中間的な様相となる。

plume regionではpure plumeの実験と勾配が一致すべきであるので、その意味ではASMによる結果が最も実験に近い。

(2) 乱流エネルギー

$x_1 = 90$ における乱流エネルギー k の x_2 方向分布を図1-8に比較する。図中には参考のため同一の差分解析法を用いて求めた浮力の作用しない場合の分布を示している。

図によれば $k-\epsilon$ モデルは等温時に比較し、乱流エネルギーの相対レベルが若干低く、SASMではほぼ同一となり、ASMはやや高い値となる。

但しこれらについては信頼できる比較データは無い。

次に、同じ地点での乱流エネルギー方程式の項別収支を図1-9に示す。

これより $k-\epsilon$ モデル、SASM、ASMの順で各項の大きさは相対的に増加するが、分布の傾向は類似している。

但し、 $k-\epsilon$ モデルでは浮力生産項がほぼ全域で0となっており、事実上等温用のモデル使用したのと同様となる。 $k-\epsilon$ モデルでは浮力生産項に関わる乱流温度フラックスを式1.17の鉛直温度勾配に比例する形で近似するが、今回の条件では鉛直方向と主流方向が一致することによって生じた結果と推定される。

一方、SASM、ASMでは浮力生産項は正の寄与となり、ASMでは応力生産のおよそ1/4程度となる。

一般に k の生産が大きく評価されると乱流拡散効果は大きく評価され、誘引流量が増加する。

SASM、ASMでは浮力による生産効果が乱流エネルギーの増加に寄与するため、 $k-\epsilon$ モデルに見られる平均流の拡散不足傾向を緩和したものと推定される。

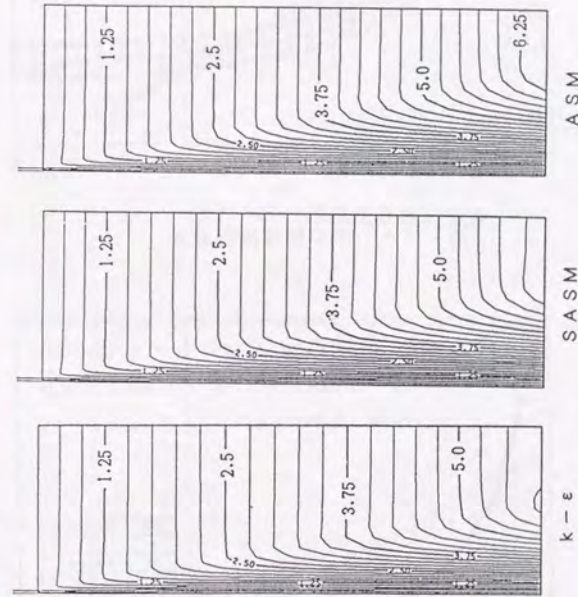


図1-3 流線に関する計算結果

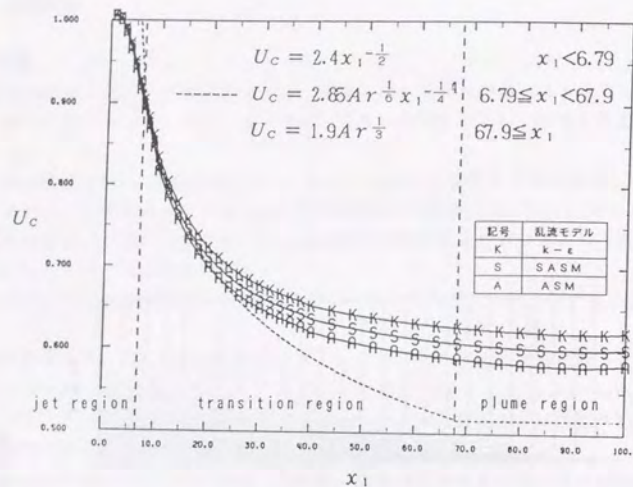


図 1-4 中心軸速度の減衰

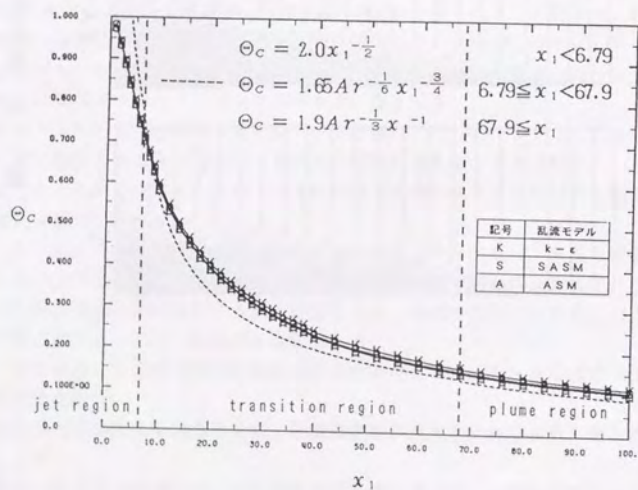


図 1-5 中心軸温度の減衰

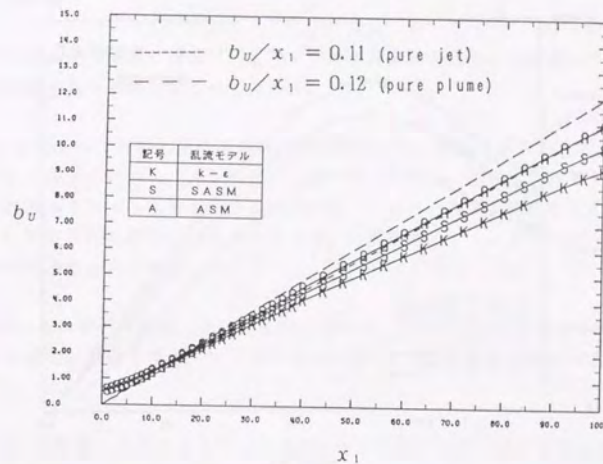


図 1-6 速度境界層の発達

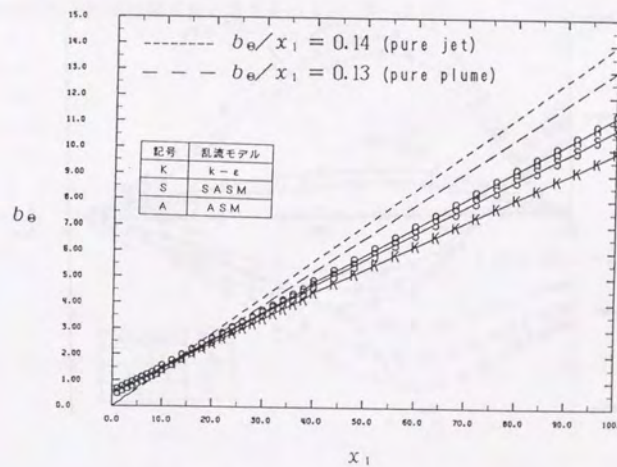


図 1-7 温度境界層の発達

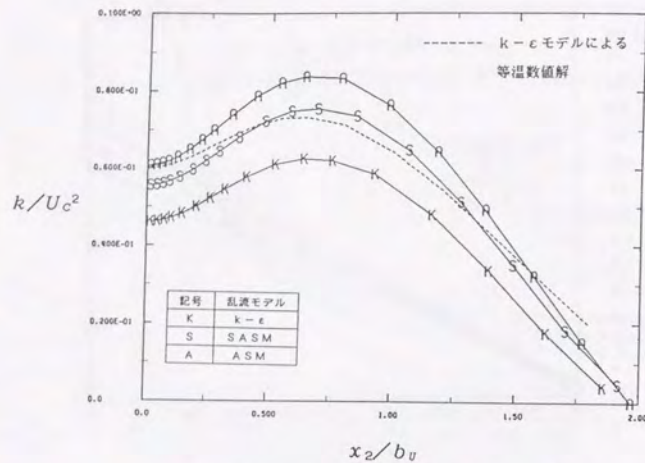


図1-8 乱流エネルギーの分布

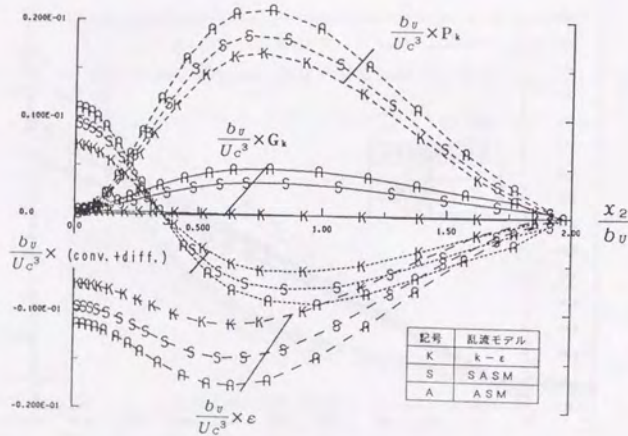


図1-9 乱流エネルギーの項別収支

1.5 まとめ

本章では平面浮力噴流を対象に、乱流モデルが計算結果に与える影響について考察した。その結果得られた知見をまとめて述べる。

(1) k-εモデルでは浮力生産項はほぼ0と評価され、事実上浮力が乱流構造に影響を与えないことになるのに対し、ASMないしASMの特性を一部加味したモデルでは、浮力生産項が乱流エネルギーを増加させる作用が生じ、より合理的な結果を与える。

従って、非等方性を加味した乱流モデルは、乱流構造のシミュレーションという観点からは質的な向上をもたらす。

(2) 乱流エネルギーの増加、及びASMにおける2次モーメントに対する浮力の直接作用は平均流の構造に影響を与え、k-εモデルに対して実験結果との対応がある程度改善される。

(3) 但し、平均流、乱流エネルギーの分布については、モデル間の相違は意外に小さく、計算結果の傾向はかなり類似していた。

従って、今回検討した条件では、浮力が乱流構造に及ぼす影響に対し、外力として平均流に与える作用の方が、平均流の構造への影響は相対的に強いと判断される。

この種の流れの条件に対しては、等方乱流モデルであるk-εモデルを用いても、平均流の様相はある程度把握可能と考えられる。

2.1 緒言

DSM, ASM, k-ε モデルなど ε の輸送方程式を用いる乱流モデルでは、等温条件ではその生産・散逸項を $P_\epsilon - \epsilon_\epsilon = \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \epsilon)$, $C_{1\epsilon}=1.44, C_{2\epsilon}=1.92$ とおいた場合に、広範囲の条件で精度の良い予測が可能なが知られている。

しかし浮力生産項の影響の評価についてはかなりまちまちに対応がなされてきた。

例えば Gibson, Launder (1976) は水平の安定流れでは $G_\epsilon = C_{3\epsilon} \frac{\epsilon}{k} G_k$ とした場合に、 $C_{3\epsilon}=0$ とした。

Hossain, Rodi (1977) は鉛直の不安定流れについては $C_{3\epsilon}=1.1$ とし、水平の安定流れについては $C_{3\epsilon}=0$ とした。

To, Humphrey (1986) は鉛直加熱平板自然対流について $C_{3\epsilon}=1.44$ とした。

Ozoe, Mouri, Ohmura, Churchill, Lior (1985) は鉛直加熱面と冷却面を含む cavity 流れについて $C_{3\epsilon}=0.7$ とした。

これらはいずれも実験結果と良く合うようにケースバイケースで選択されたものであるが、平均流の風向ないしは流れの安定・不安定で異なる値が用いられる場合が多い。

以上を一般化した取扱いとしては、前者の風向に基づく方法に、主流と直交する方向の浮力生産項によるフラックスリチャードソン数を用いる Hossain, Rodi (1982) の提案があり、この方法では鉛直気流では $C_{3\epsilon}=1.44$ 、水平気流では $C_{3\epsilon}=0.29$ とおくことに相当する。

また後者の流れの安定、不安定に基づく方法としては $G_k > 0$ の場合に $C_{3\epsilon}=1.44$ 、 $G_k < 0$ の場合に $C_{3\epsilon}=0.0$ とおく Gabill, Viollet (1988) の方法が提案されている。

建築の分野では $C_{3\epsilon}=0$ とし、坂本, 松尾, 野村, 鎌田 (1978) は鉛直加熱壁を伴う室内自然対流について、貝塚, 菅長 (1977) は天井吹き出しによる冷房室内気流について良い結果を得た。

また、中川, 村上, 加藤 (1988) は Rodi のモデルを三次元に拡張し、水平吹き出し冷房を行う室内気流に対して妥当な結果を得た。

その後、加藤, 村上ら (1989) は室内気流を対象に viollet 型と Rodi 型をテストし、前者が安定領域で計算精度がよいことを検証したが、平均流へのモデルの違いの影響は軽微であることを指摘した。

また、持田, 村上ら (1988b) は建物周辺の拡散場を対象に安定・不安定の両方で前者のモデルが実験と対応することを検証している。

これら最近の研究結果を総合すると viollet 型モデルの使用が問題が少ないように思われるが、本章では浮力生産項の取扱いの相違が計算結果に与える影響を中心とした検討を試みる。

2.2 乱流モデル

以下に示す Boussinesq 近似により、浮力を考慮した k-ε モデルを用いた。

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{P}{\rho} + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \beta g_i \Theta \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \epsilon + G_k \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \epsilon + C_{3\epsilon} G_k) \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \Theta U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right) \tag{2.5}$$

$$\nu_t = C_D \frac{k^2}{\epsilon} \tag{2.6}$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \tag{2.7}$$

$$G_k = \beta g_i \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \tag{2.8}$$

$$C_D=0.09, C_{1\epsilon}=1.44, C_{2\epsilon}=1.92, \sigma_k=1.0, \sigma_\epsilon=1.3, \sigma_\theta=0.7$$

なお、浮力の作用がガス密度の差による場合は上で $\beta \Theta = -\frac{\Delta \rho}{\rho_A}$, ρ_A : 基準密度 (空気密度), $\Delta \rho$: 基準密度からの差, と読み変えれば良い

さて、Viollet 型と Rodi 型モデルにおける $C_{3\epsilon}$ の選択をまとめると表 2-1 となる。

表 2-1 Viollet 型と Rodi 型モデルにおける $C_{3\epsilon}$

	$G_k \geq 0$		$G_k < 0$	
	Viollet	Rodi	Viollet	Rodi
水平気流	1.44	0.29	0	0.29
鉛直気流	1.44	1.44	0	1.44

表によれば、鉛直気流・ $G_k \geq 0$ の場合と、水平気流・ $G_k < 0$ の場合は両者はほぼ同様の値となるが、水平気流・ $G_k \geq 0$ 、鉛直気流・ $G_k < 0$ の場合は互いに全く異なる計算定数を用いることになる。

鉛直気流の条件では前章で指摘したように、標準 k-ε モデルでは $G_k \neq 0$ となるので $C_{3\epsilon}$ を変化させても計算結果は影響を受けないだろう。

そこで、水平気流が卓越し、 $G_k \gg 0$ となる条件を想定し、Viollet型モデルと $C_{3s}=0$ に固定した計算（ほぼRodi型に相当）を試み、これらの相違が計算結果に与える影響を検討した。

2. 3 実験条件

(1) 検討室モデル

第II編 第1章で用いた $1.5 \times 1.0 \times 0.75$ mの室模型を一部改造して使用し、計算結果の比較用のデータを得た。

図2-1に示すように、床面に接する鉛直壁中央に水平噴流の新鮮空気吹出し口1を設け、吹出し対向壁の天井に接する中央位置に吸込み口を取り付けた。

吹出し口1及び吸込み口の寸法はいずれも 100×75 mmである。

また、吹出し口1による壁面噴流中に空気より低密度の汚染質ガスを吹出し口2（ 44×44 mm）より鉛直上方に放出する場合を想定した。

即ち、温度差による浮力をガスの密度差に置き換えた実験を行ったことになるが、この条件では壁からの熱フラックスは0（放射の影響を含めた完全断熱条件）となるので、壁面温度フラックスの設定誤差を考慮する必要がなく、乱流モデルの相違の影響が独立に検討できる。

(2) 実験方法

気流のドライブは第II編 第1章と同様、ファンによる吸引方式とした。

吹出し口1からの新鮮空気流量は角ノズル中央部分での風速を測定し吹出し面積をかけて求めたが、吸込み口からの流出トレーサー濃度から逆算した新鮮空気流量とほぼ一致することを予め確認した。

なお、吹出し口1の風速は浮力を伴う実験であることを考慮して 0.7 m/sとしたが、この場合の吹出し口1のレイノルズ数はおよそ 5000 である。

これは計測器の都合上やむを得ない選択であったが、既往の研究では気流構造がレイノルズ数に無関係となる下限付近の値であって、粘性の影響が無視しうるものかどうか懸念される。

そこで、空気と等密度の汚染質を吹出す場合を実験ケースに追加し、その場合の実験結果が高レイノルズ数用の $k-\epsilon$ モデルによって正確に予測できるかどうかを検討した。

吹出し口2からの汚染質は、空気、エチレン、ヘリウムの混合ガスからなり、ヘリウムの混合比を調整して浮力の強さを制御した。

なお、流量制御には予め同一気体を用いた校正試験によってコンバージョンファクターを求めたマスフローコントローラーを用いた。

測定項目は吹出し口、吸込み口を含む鉛直対称断面におけるエチレンの空間濃度分布とした。エチレン濃度測定には水素炎ガスクロマトグラフを用いた。

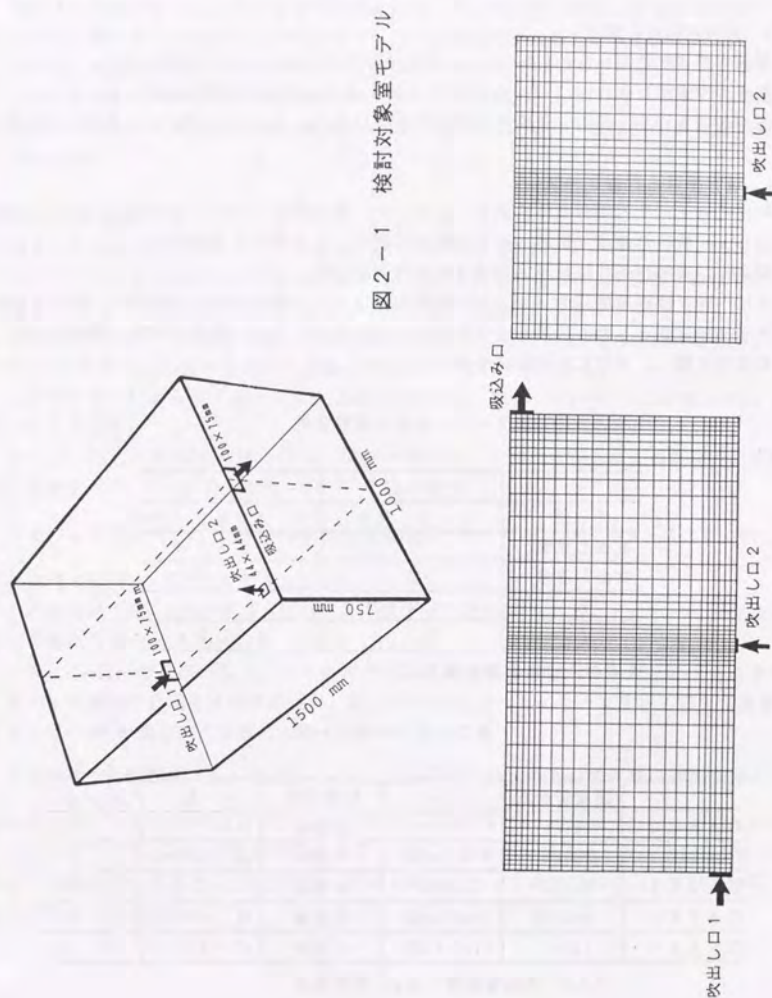


図2-1 検討対象室モデル

図2-2 空間差分メッシュ

2. 4 計算方法

(1) 空間差分分割

模型室の対称半領域ないし全領域を計算の対象とし、それぞれ $24 \times 48 \times 17$ 、ないし $24 \times 48 \times 34$ の分割を用いた。図2-2に示すように吹出し、吸込み口は 4×4 分割となる。

(2) 差分近似式と解法

運動方程式移流項はQuick法, k , ϵ 式移流拡散項はHybrid法に固定した。
濃度方程式にはQuickないしHybrid法を用い、差分近似式の影響を検討した。
解法はMAC法, 圧力・速度同時緩和法を用いるtime-marching法により定常解を求めた。

(3) 境界条件と計算ケース

吹出し口1, 2の境界条件を表2-2とした。表は吹出し口1の長辺長さ, 吹出し速度, 吹出し1-吸込み濃度(瞬時一様拡散濃度に相当)による無次元値である。

吸込み口の境界条件には圧力型境界条件を使用した。

また, 壁と接線速度成分, k , ϵ の境界条件は $1/7$ 乗則に基づく壁関数, 壁上の濃度フラックスは0とした。計算ケースは表2-3に示すように, 浮力の有無, 濃度差分式, 計算領域に関し, 併せて5ケースを検討した。

表2-2 吹出し境界条件

	吹出し口1	吹出し口2
寸法	1×0.75	0.44×0.44
吹出し速度	1	0.113
吹出し濃度	0	35.3*
k	2.0×10^{-3}	2.55×10^{-5}
l	0.1	0.044

* 瞬時一様拡散濃度は1

表2-3 計算ケース

	濃度差分式	$C_{3\epsilon}$	計算領域	Ar数	ρ_s/ρ_A^*
CASE 0	Quick	—	全領域	0.0	1.0
CASE 1	Quick	Viollet型	半領域	0.045	0.3
CASE 2	Quick	$C_{3\epsilon}=0$	半領域	0.045	0.3
CASE 3	Hybrid	Viollet型	半領域	0.045	0.3
CASE 4	Quick	Viollet型	全領域	0.045	0.3

* ρ_s : 汚染質密度, ρ_A : 空気密度

2. 5 計算結果と実験結果

(1) 浮力なしの場合

図2-4にCASE 0の計算結果(対称面)の濃度分布と風速ベクトルを示し, 対応する図2-3の実験結果と比較する。なお, 濃度分布は瞬時一様拡散濃度を1として表示する。

室全体に反時計回りの大きな循環が形成されるので, 汚染質は吹出し噴流と対向壁天井に至る主流に乗って, 高濃度域は床面右側と吸込み口直下部分に限定される。

従って, 室内の大部分の領域は瞬時一様拡散濃度よりも低いレベルとなる。

計算結果はこれらの点を含め実験結果と非常に良好に対応する。

今回の実験条件では, 粘性作用の影響が軽微にとどまることを, 間接的ながら示す結果と思われる。

(2) $C_{3\epsilon}$ の影響

図2-5(a), (b)にCASE 1, 2の風速ベクトル計算結果を示す。

モデルによる差は吸込み口近傍の循環域にの大きさに若干見られるが顕著ではない。

図2-7(a), (b)に計算濃度分布を示し図2-6の実験結果と比較する。

CASE 2の $C_{3\epsilon} = 0$ の場合では, 高濃度域がほぼ水平に分布するが, Viollet型を用いたCASE 1では斜め上方に引き延ばされ実験と傾向が近づくことが分かる。

汚染質吹出し口から吸込み口に至る経路の大部分は, 図2-8, 9(a)に示すように $G_k \geq 0$ となる。

従って, 図2-9(b)に示すように, $C_{3\epsilon} = 0$ とすると特に吹出し口2の近傍で k が極端に増加する。

なお, k の最大値0.243から求められる変動速度のオーダー $\sqrt{\frac{2}{3}k}$ は0.4に達し, 吹出し口2の速度0.113の4倍近く大きくなる。

この結果は当然 ν_t の分布にも反映され, 図2-9(c)に見られるように吹出し口2の近傍で非常に大きい。

一方, Viollet型を用いると, $k-\epsilon$ モデルの構造上 G_k の増加は ϵ の増加にも寄与するために k の増加を抑制する作用が生じ, 図2-8(b)に見られるように吹出し口2付近の k の値は $C_{3\epsilon}=0$ の場合ほど極端に大きくはならない。

k の増加の抑制作用と ϵ の増加は $\nu_t \propto \frac{k^2}{\epsilon}$ で評価される渦動粘性係数の増加を抑え, 結果的に図2-8(c)に示されるように, 吹出し口2近傍で ν_t の増加は顕著には現れない。

これらより, $G_k \geq 0$ の部分で $C_{3\epsilon} = 0$ とおくと k の過大評価により乱流拡散が過大評価される危険性が高いことが分かり, これが原因となって濃度分布傾向の実験との不一致を招いたと推定される。

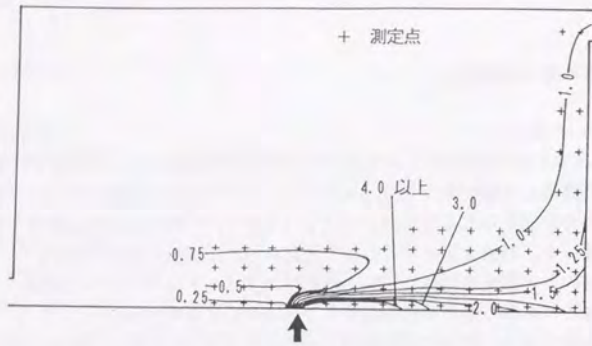
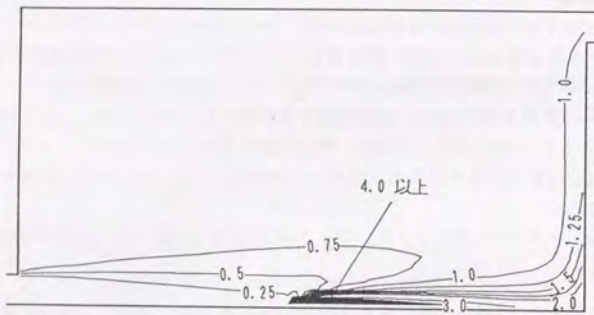
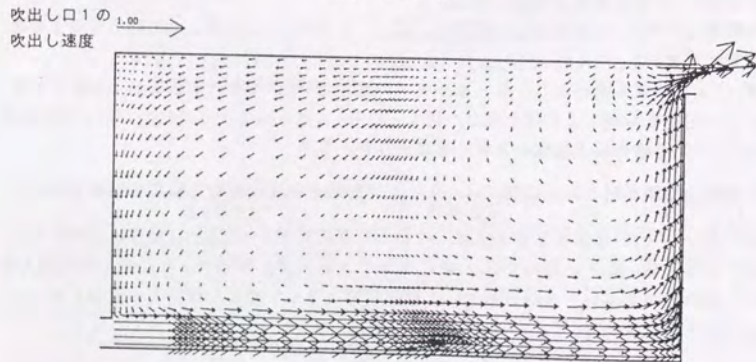


図 2-3 濃度分布実験結果 (浮力なし)

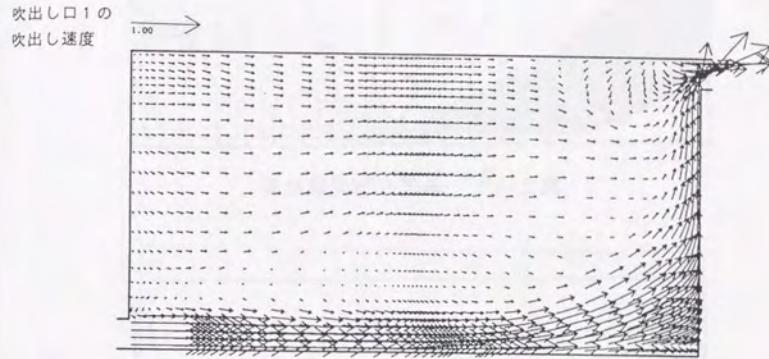


(a) 濃度分布

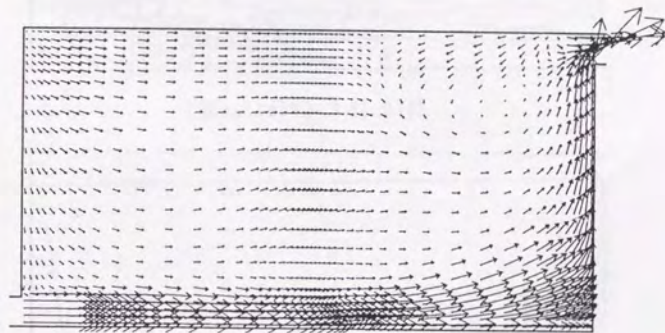


(b) 風速ベクトル

図 2-4 計算結果 (CASE0: 浮力なし)



(a) CASE 1 (Viollet型)



(b) CASE 2 ($C_{3e} = 0$)

図 2-5 風速ベクトル計算結果

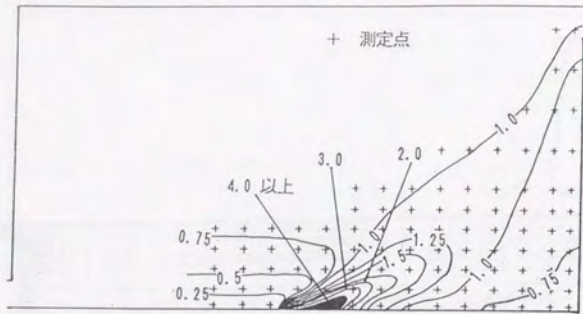
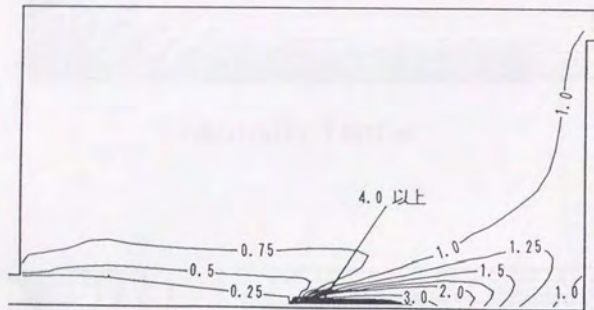
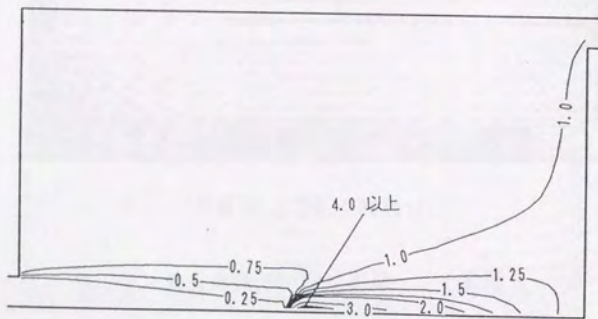


図 2-6 濃度分布実験結果



(a) CASE 1 (Viollet型)

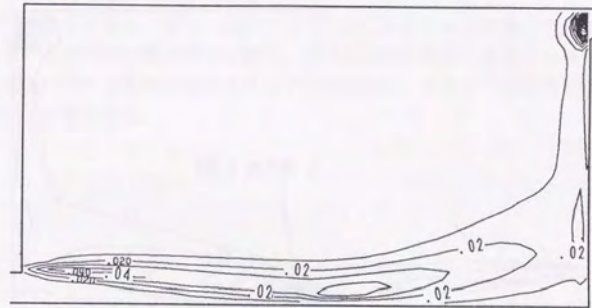


(b) CASE 2 ($C_{3c} = 0$)

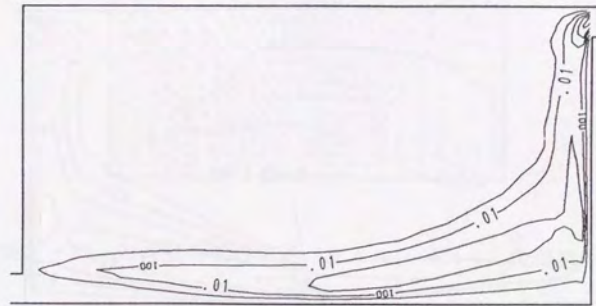
図 2-7 濃度分布計算結果



(a) $G_k \geq 0$ の領域



(b) 乱流エネルギー k

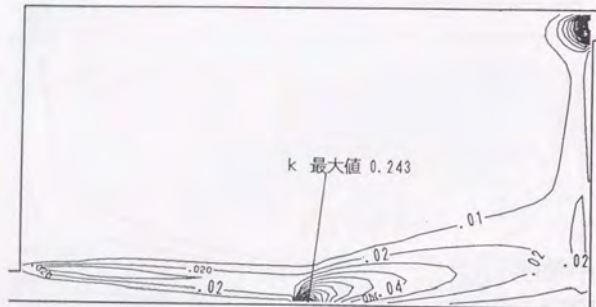


(c) 渦動粘性係数 ν_t

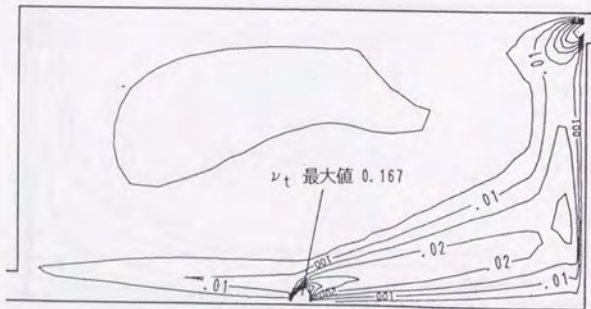
図 2-8 CASE 1 の計算結果 (Viollet型)



(a) $G_k \geq 0$ の領域



(b) 乱流エネルギー k



(c) 渦動粘性係数 ν_t

図 2-9 CASE 2 の計算結果 ($C_{3\epsilon} = 0$)

(3) 濃度差分式の影響

図 2-10 に濃度差分式に Hybrid 法を用いた空間濃度分布計算結果を示し、図 2-7 (a) の Quick 法による計算結果、及び実験結果と比較する。

差分式の影響は極端に大きくはないが、対向壁床付近でやや濃度が高くなり、実験結果から離れる方向にある。

数値拡散のない差分式を用いた方が問題が少ないといえよう。

(4) 計算領域の影響

対称境界条件を用いず、物理領域全体を計算領域とした場合の空間濃度分布計算結果を図 2-11 に示す。

濃度分布は半領域の図 2-7 (a) に比べ、高濃度領域が更に斜め上方に引き延ばされた分布を呈し、実験との対応が向上する。

なお計算の過程をみると、図 2-12 に示す対向壁に近接する鉛直断面の風速ベクトルにみられるように流れの対称性が僅かに破れ、図の左右に長周期で振動する傾向が見られた。

但し、この点に関する実験的検証は行っていないので、このような振動が物理的に存在するかどうかは不明である。

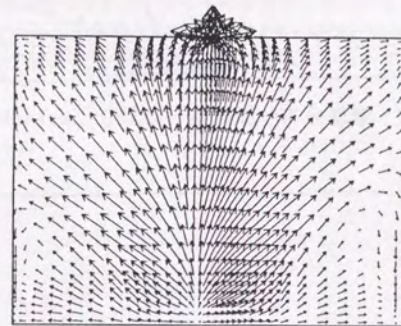
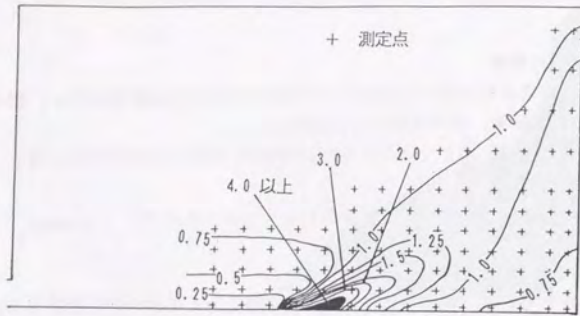


図 2-12 対向壁付近の風速ベクトル (CASE 4, 全領域計算)



濃度分布実験結果

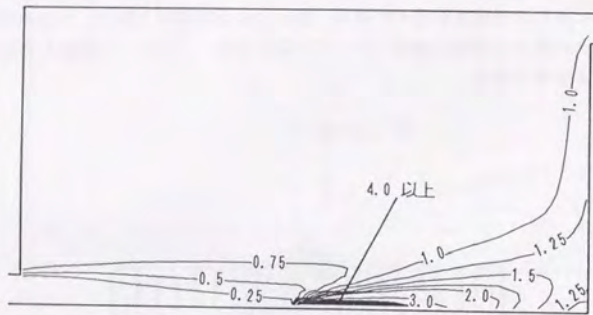


図 2-10 濃度分布計算結果 (CASE 3: Hybrid法)

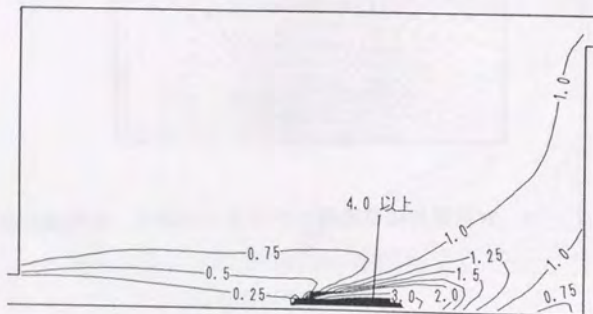


図 2-11 濃度分布計算結果 (CASE 4: 全領域計算)

2.6 まとめ

浮力の作用する室内気流を対象に、 ε 方程式の浮力生産項の作用を中心とした計算、実験による検討を行った。その結果得られた知見を以下に示す。

(1) $C_{3\varepsilon} = 0$ とすると水平気流・不安定条件では k の消散が小さいことから乱流拡散性を過大評価する危険が大きい。この種の気流条件は床暖房を行う室内に窓からのコールドドラフトが生じる場合など一般的に生じるので注意を要する。

$C_{3\varepsilon} = 0$ とした坂本ら、貝塚、菅長の結果が良好であったのは、いずれも加熱壁を鉛直面としたこと（物理的には $G_k > 0$ であるが、 $k-\varepsilon$ モデルでは $G_k \approx 0$ と評価されるので影響がない）、前者が温度成層状態であるため他の領域では $C_{3\varepsilon} = 0$ が妥当であること、後者では強制対流に比べ浮力の影響が相対的に小さい条件を検討したことが原因と推定される。

(2) Viollet型モデルにはこの危険性がなく、実験結果とも比較的よく対応することから従来の研究と同様推奨される。

なお、風向によって $C_{3\varepsilon}$ を変化させる方法は、Hossain, Rodi (1977) の結果によるものと思われるが、鉛直気流では $G_k \geq 0$ の条件を、水平気流では温度成層 ($G_k < 0$) の場合を検討しているので、実際は Viollet型を用いても同一の計算結果が得られるはずである。

(3) 濃度差分式は数値粘性のないタイプのものが推奨される。また、今回の条件では計算領域を全領域としたものの方が実験との対応はよいが、この点については今後実験的検討を加える必要がある。

3.1 緒言

非等温室内空気分布を数値計算法によって予測する際には、乱流モデルの他に壁付近の諸変数の取扱いが問題となる。特に壁面温度を与条件とする場合には、室内気流と壁との間の対流による熱伝達を予測する必要があるに生じ、これが精度良く求められないと室内平均温度や熱損失係数等の巨視的パラメーターが正しく予測されないことになって、全般的な予測精度が甚だしく悪化する。

従来、数値計算法における壁近傍の変数処理方法としては、大きく分けて壁関数による方法と低レイノルズ数乱れモデルを使用する方法が提案されてきた。

前者のアプローチでは壁からある程度離れた地点で計算を打ち切り、その点と壁との相互作用は(壁関数)によって橋渡しをすることになる。従って、この方法の予測精度は壁関数の適用妥当性によって決まる。

後者のアプローチでは、粘性底層内に2点以上の格子点を取り、壁面上速度や壁面温度壁等の本来の境界条件を用いて壁表面から室内部に至る全領域の解を求める方法であり、この場合は低レイノルズ数領域の粘性効果を含めたモデルの妥当性が問われることになる。

両者の折衷案としては、放物型の低レイノルズ数乱れモデルを適用する方法がある。

この方法では壁と法線方向の微分方程式のみを低レイノルズ数乱れモデルで解いて、その結果を室内部を担当する高レイノルズ数乱れモデルの境界条件として引き渡す方法であり、Laurenceにより原子炉容器内の流動解析への適用例などが報告されている。

低レイノルズ数乱れモデルを用いる方法では本来の壁の境界条件が使用できる点が最大の魅力であるが、壁付近に非常に密なメッシュが必要であり、当然のことながら計算負荷は大きい。また、Patel, Rodi, Scheuerer (1984) のreviewに見られるように、そもそも粘性の作用する乱流では、その影響が顕在化しない高レイノルズ数流れに比べてモデル化が一層難しく、2方程式モデルのように広くコンセンサスの得られた方法は確立されていない現状がある。但し、このような問題はあつたものの、圧力勾配が強く壁関数の適用できない流れにおける表面摩擦係数の計算や、Plumb, Kennedy (1977), To, Humphrey (1986) による鉛直加熱平板自然対流など建築に関連の深い流れに適用されて成功を納めているのも事実であり、将来的には伝熱解析の本命となる可能性がある。建築の分野では最近田中, 村上, 加藤ら(1990)が二次元のキャビティ内の自然対流に適用した報告があり、すでに検討が開始されている。

しかし、実用的な問題への適用を考えると、計算負荷の大きいことがネックとなつて、当分の間は壁関数による方法を採用せざるを得ないだろう。

壁関数の一つの行き方として、村上, 加藤ら(1990d)は壁面ごとに一定の対流熱伝達率を与える方法により、合理的な計算予測の可能なことを示した。しかし、室内部の計算変数と対流熱伝達現象を結び付けるタイプの壁関数を用いないと、壁付近の温度・気流分布の相違が対流熱移動に与える影響や、対流熱伝達率の壁面内分布等の問題が取扱えないこととなり、数値解析法の適用範囲が大きく制約される問題は否定できない。従って、室内

気流用の高精度壁関数の開発が要求されることとなるが、現状では信頼できる方法は未だ提案されていない。そこで、当面は参照する変数の相違が解に与える影響、メッシュ数のメッシュ依存性の把握等により、室内気流用壁関数の基本形を見いだすことと、その適用限界・予測精度を見極めることが先決と考えられる。そこで本章では、第4章で取扱う問題を考慮し鉛直加熱平板自然対流を対象に、速度、乱流エネルギーを参照する壁関数の適用妥当性と、メッシュ数の差分依存性を調べ、壁関数のあり方についての検討を行った。

3.2 壁付近の諸量の変化とk-εモデル

壁に添う二次元定常乱流境界層を考える。主流方向の添え字を1、壁と法線方向を添え字2で表し、境界層近似を仮定するとともに浮力作用が小さい場合、第1編の平均流の方程式1.15, 16は以下ようになる。

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\nu \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \overline{u_1 u_2} \right) \quad (3.1)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_2} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(-\overline{u_2^2} \right) \quad (3.2)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(a \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} - \overline{\Theta u_2} \right) \quad (3.3)$$

式3.2を積分すれば以下となる。

$$\frac{P}{\rho} + \overline{u_2^2} = \frac{P_0}{\rho} \quad (3.4)$$

ここに P_0 は x_1 のみの関数である。 $\overline{u_2^2}$ の x_1 方向(主流方向)の変化が小さく無視できることを仮定し、式3.1を壁上から高さ x_2 まで積分すれば以下となる。

$$0 = -\frac{x_2}{\rho} \frac{\partial P_0}{\partial x_1} + \nu \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \overline{u_1 u_2} - \frac{\tau_w}{\rho} \quad (3.5)$$

ここに τ_w は壁上での摩擦応力を表す。

壁からの距離 x_2 に関連する圧力項が他の項に比べて十分小さく無視できる範囲で積分を打ち切つたとすれば、式3.5及び対応する式3.3は以下のように書ける。

$$\nu \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \overline{u_1 u_2} = \text{const} = \frac{\tau_w}{\rho} = u_i^2 \quad (3.6)$$

$$a \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} - \overline{\theta u_2} = \text{const} = -\frac{q_w}{C_D \rho} = u_* \theta_* \quad (3.7)$$

ここに u_* , θ_* は摩擦速度, 摩擦温度と呼ばれ, q_w は壁面对流熱フラックスを表す。これらの方程式はせん断応力, 熱フラックスが壁と法線方向について一定であることを意味し, この条件が成立する領域は constant stress/flux layer と呼ばれる。

さて, 壁のごく近傍では諸変数の変動が壁上で 0 であることから, その 2 次モーメントも 0 となって式 3. 6, 7 は次のように表される。

$$u_*^2 = \nu \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (3.8)$$

$$u_* \theta_* = a \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \quad (3.9)$$

これらは容易に積分できて以下となる。

$$\frac{U_1}{u_*} = \frac{u_* x_2}{\nu} \quad (3.10)$$

$$\frac{\Theta - \Theta_w}{\theta_*} = \frac{u_* x_2}{a} \quad (3.11)$$

ここに, Θ_w は壁表面温度を表す。

式 3. 10, 11 は速度, 温度が直線分布となることを意味し, この分布に対応する領域を粘性底層と呼ぶ。

次に壁から十分離れた地点では物性としての粘性と温度拡散は無視できるため,

$$u_*^2 = -\overline{u_1 u_2} \quad (3.12)$$

$$u_* \theta_* = -\overline{\theta u_2} \quad (3.13)$$

となる。乱流では圧力-速度相関項の作用によって, $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ であり異なる方向の変動速度間での関連が強く, その相関係数 $\frac{\overline{u_1 u_2}}{\sqrt{\overline{u_1^2}} \sqrt{\overline{u_2^2}}}$ の絶対値が 1 に近い。従って, 式

3. 12 よりこの領域での乱流エネルギー k の分布が小さいことが予想され, 実際に k が一定となる領域の存在が実験的に確認されている。

また, 境界層内の特徴速度スケールは u_* のみであり, 壁からの距離 x_2 の点における特徴長さスケールは, 壁による拘束によって最大 x_2 となると考えられるので, 次元的に以下のようにおくことができる。

$$\frac{\partial U_1}{\partial x_2} = \frac{u_*}{\kappa x_2} \quad (3.14)$$

ここに κ はカルマン定数と呼ばれる実験値である。

式 3. 14 より, この領域の速度分布を表す式として以下の対数壁法則を得る。

$$\frac{U_1}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log_e \left(\frac{u_* x_2}{\nu} E \right) \quad (3.15)$$

ここに E は実験定数である。

さて, 対数領域では k の分布が無視でき, 境界層近似によって移流項が省略できるので, 第 1 編式 1. 44 を参照すれば, k の方程式中では生産項と散逸項, 及び浮力項が残るが, 浮力作用を無視すれば,

$$P_k = -\overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} = \frac{u_*^3}{\kappa x_2} = \varepsilon \quad (3.16)$$

となる。但し, 式 3. 12, 14 を用いた。これより P_k , ε は x_2 のみの関数となり, 壁上で無限大に漸近する双曲線分布となることが分かる。

これが先にも述べた $k-\varepsilon$ モデルで $C_{1\varepsilon} < C_{2\varepsilon}$ としなければならない理由である。また式 3. 14 の両辺に $\kappa x_2 u_*$ をかければ,

$$-\overline{u_1 u_2} = u_*^2 = \kappa x_2 u_* \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (3.17)$$

となるが, これは $k-\varepsilon$ モデルにおけるレイノルズ応力の近似式と一致するため, 以下とする必要がある。

$$\nu_t = \kappa x_2 u_* \quad (3.18)$$

これと渦動粘性係数の定義及び式 3. 16 を用いれば,

$$u_* = C_D \frac{1}{4} k \frac{1}{2} \quad (3.19)$$

が得られる。

次に、粘性の作用する領域における乱流統計量の変化に関する知見を得るためLaunder (1982) に従い壁付近の瞬時変動速度を以下のように表す。

$$u_1 = a_1 x_2 + a_2 x_2^2 + \dots \quad (3.20a)$$

$$u_2 = b_2 x_2^2 + \dots \quad (3.20b)$$

$$u_3 = c_1 x_2 + c_2 x_2^2 + \dots \quad (3.20c)$$

ここに、 a_i, b_i, c_i は時間の関数であり、 $b_1=0$ は連続条件からの要請による。

乱流エネルギーは定義より $k = \frac{1}{2} (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})$ となるので、以下となる。

$$k = Ax_2^2 + Bx_2^3 + \dots, \quad A = \frac{\overline{a_1^2} + \overline{a_2^2}}{2}, \quad B = \overline{a_1 a_2} + \overline{c_1 c_2} \quad (3.21)$$

また、 $k-\varepsilon$ モデルにおける乱流エネルギー散逸 $\varepsilon = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ より、

$$\varepsilon = 2\nu (A + 2Bx_2 + \dots) \quad (3.22)$$

となる。なお、式3.22は第I編式1.44のkの厳密式で、移流、乱流拡散、生産項を無視した以下の式を満たすことが分かる。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) = \nu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] \quad (3.23)$$

これらから、 k は壁付近で放物分布となること、 ε の壁面上の値は0ではなく、壁付近の k の立ち上がりの分布に関連した一定値となり、壁上ではその勾配が0となるはずである。なお、これらの実験結果との比較はPatel, Rodiら (1982) に示されている。

3.3 壁関数

従来提案されてきた乱流計算用の壁関数は、いずれも前節に述べた事柄を理論的根拠としている。以下では、本章以降で用いる壁関数の概説を行う。なお、その他の壁関数としては、加藤, 村上ら (1988) によるreviewに詳述されているのでそちらを参照されたい。

(1) べき乗法

この方法は乱流境界層において、 k の空間分布がないことより、

$$\left(\frac{\partial k}{\partial x_2} \right)_w = 0 \quad (3.24)$$

とおく。ここに x_2 は前と同様壁と放線方向の座標、添え字 w は壁上の値を意味する。次に、 ε については、式3.16及び19を用いて摩擦速度を消去し、

$$\varepsilon_h = \frac{C_D \frac{3}{4} k_h \frac{3}{2}}{\kappa h} \quad (3.25)$$

とおく。ここに添え字 h は壁に隣接するセルの値を意味し、 h は壁第一セル寸法の $1/2$ である。また、速度については、

$$U_1(x_2) = U_h \left(\frac{x_2}{h} \right)^n \quad (3.26)$$

とし、壁第一セル以下の壁方向の接線速度が、べき乗分布に従うことが仮定される。べき指数 n としては、室内気流では $1/7$ 、建物周辺気流では $1/4$ が広く用いられる。

$1/7$ とする根拠は、図3-1④に示すように (Shlichting (1979) より転載、①は粘性底層、③は対数則、⑤はべき指数 $1/10$)、乱流域の対数速度分布がこの関数で比較的良好に近似されることによる。

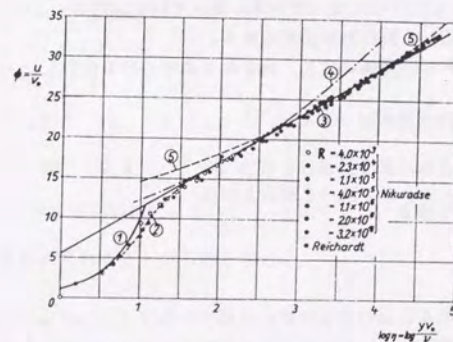


図3-1 平滑管内の壁近傍速度分布

この方法は坂本, 野村, 松尾, 鎌田 (1977) により提案され, スタガード差分との相性がよいことから, 等温条件で壁関数が流れにcriticalな影響を与えない場合には幅広く用いられており, 本論文中の第II編の計算は全てこの方式に依るものである。

非等温条件ではべき指数 n を ν_t/ν の値を用いて1 (層流) から1/7 (乱流) まで変化させる方法が同じく坂本, 松尾, 野村, 鎌田 (1978) により提案されており, 平板乱流境界層における対流熱伝達率の計算において比較的良好な結果を与えることが加治屋, 貝塚 (1982a) により示されている。しかし, 乱流状態で n を固定することはヌセルト数がレイノルズ数に依存しないことを仮定することに相当し, これが実験事実と反することから, 最近では非等温用の壁関数としてはあまり使用されなくなった。

(b) カルマンの三層モデルによる方法

式3. 15を平滑な管の実験結果にあてはめると以下となることが知られている。

$$\frac{U_h}{u_*} = \frac{u_* h}{\nu} \quad \frac{u_* h}{\nu} < 25 \quad (3.27)$$

$$\frac{U_h}{u_*} = 5.0 \log_e \left(\frac{u_* h}{\nu} \right) - 3.05 \quad 5 \leq \frac{u_* h}{\nu} < 30 \quad (3.28)$$

$$\frac{U_h}{u_*} = 2.5 \log_e \left(\frac{u_* h}{\nu} \right) + 5.5 \quad 30 \leq \frac{u_* h}{\nu} \quad (3.29)$$

これらは上から順に粘性底層, バッファー層, 乱流層の布を示しているが, ν, U_h, h を既知量として u_* を求める陰関数となっている。従ってNewton法等によって摩擦速度を求めることが可能なので壁面せん断応力が求められる。

摩擦速度と乱流エネルギーの関係は式3. 19となるのでこれを変形し,

$$k_h = C_D^{-\frac{1}{2}} u_*^2 \quad (3.30)$$

として, k の値を与え, ε についてはべき乗法と同様,

$$\varepsilon_h = \frac{C_D^{\frac{3}{2}} k_h^{\frac{3}{2}}}{\kappa h} \quad (3.31)$$

とする。温度分布についても同様の3層モデルを使用すれば, 熱フラックスの計算が可能となる。この方法は加治屋, 貝塚 (1983) により提案されたもので, 壁第1セルの速度定義点が完全乱流域となる場合の平板乱流境界層については, べき乗法よりも優れていることが加治屋, 貝塚 (1982b) により示されている。

なお, このモデルでは, 摩擦速度を求める段階で収束計算を要する点を実際に適用する際の問題となるので, 以下のような変形を行った。

まず, 式3. 28, 29は一般に以下のように書けるが,

$$\left[\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} = A \log_e \left[Re_h \left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + B \quad (3.32)$$

これを, 壁面レイノルズ数: $Re_h = \frac{U_h h}{\nu}$ と $\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2$ の関係式とみなせば, 式3. 32は, $\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 \rightarrow Re_h$ の対応を陽に与える。ところが $\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2$ は Re_h に対し, 単調減少関数となることが分かるのでその逆関数が存在する。

この点に着目して試行錯誤的に検討したところ, その関数式は以下の形で非常によく近似されることが分かった。

$$\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 = \frac{C}{(\log_e Re_h)^n} \quad (3.33)$$

ここに C, n は定数である。この近似式を当てはめると三層モデルは以下のように変形される。

$$\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 = \frac{1}{Re_h} \quad Re_h \leq 25 \quad (3.34)$$

$$\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 = \frac{1.829}{(\log_e Re_h)^{3.270}} \quad 25 < Re_h \leq 420 \quad (3.35)$$

$$\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2 = \frac{0.1464}{(\log_e Re_h)^{1.866}} \quad 420 < Re_h \quad (3.36)$$

式3. 35, 36は式3. 28, 29に対し, $\frac{u_* h}{\nu}$ が5~30で最大誤差0.38%, 30~80の範囲で0.12%となり, 事実上式3. 28, 29の使用と同等の効果がある。

これより Re_h から層判別を行って $\left(\frac{u_*}{U_h} \right)^2$ を求め, U_h^2 を乗ずることにより摩擦速度とせん断応力は直ちに求めることが可能となる。

温度フラックスについても同様の対数則を用いる方法はあるが, ここではより簡易な方法を考える。まず, 式3. 6, 7をまず $k-\varepsilon$ モデルの形に以下のように書き,

$$u_*^2 = (\nu + \nu_t) \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (3.37)$$

$$u_* \theta_* = \left(\frac{\nu}{Pr} + \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial x_2} \quad (3.38)$$

ここで、 Pr (プラントル数) = σ_θ (乱流プラントル数) と仮定すれば、以下となる。

$$u_1 \theta_1 = \frac{\Theta_h - \Theta_w}{\sigma_\theta} \left(\frac{u_1}{U_h} \right)^2 U_h \quad (3.39)$$

以上の取扱いは、レイノルズアナロジーと呼ばれる。

なお、空気のプラントル数は常温で0.7程度、乱流プラントル数は自由せん断流で0.5~0.7、壁近傍で0.85~0.9と言われているが、ここでは $Pr = \sigma_\theta = 0.7$ とおいて、式3.39より熱フラックスを求める。

以上の取扱いを以後 type 1 または U 依存型と呼ぶことにする。

結局 type 1 では、 $Re_h \rightarrow \frac{u_1 \theta_1}{U_h (\Theta_h - \Theta_w)}$ (無次元対流熱伝達率) なる関係をカルマン三層モデルより仮定することに相当する。

(3) 乱流エネルギー k の計算値による方法

今一つの可能性は、式3.17の両辺の摩擦速度に関し、左辺はせん断応力そのもの、右辺は変動スケールを表すと解釈し、以下のように表す方法が考えられる。

$$u_1^2 = \kappa x_2 v_1 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \quad (3.40)$$

式3.40を積分すれば式3.15に対応する以下の式を得る。

$$\frac{U_1 v_1}{u_1^2} = \frac{1}{\kappa} \log_e \left(\frac{v_1 x_2}{\nu} E \right) \quad (3.41)$$

変動スケールは乱流エネルギーと結び付けるのが合理的であるので、式3.19を用いて以下とする。

$$v_1 = C_D^{1/4} k^{1/2} \quad (3.42)$$

即ち、type 1 では摩擦速度を求めて k を決定したが、今回は逆に計算された k から速度スケールを逆算し、摩擦速度を求めることになる。

k 、 ε の境界条件としてはべき乗法と同様次のように設定する。

$$\left(\frac{\partial k}{\partial x_2} \right)_w = 0 \quad (3.43)$$

$$\varepsilon_h = \frac{C_D^{3/4} k h^{3/2}}{\kappa h} \quad (3.44)$$

壁面せん断応力については、カルマン三層モデルを式3.41の形に読み換え、以下より決定する。

$$\frac{U_h}{u_1^2} v_1 = \frac{v_1 h}{\nu} < 25 \quad (3.45)$$

$$\frac{U_h}{u_1^2} v_1 = 5.0 \log_e \left(\frac{v_1 h}{\nu} \right) - 3.05 \quad 5 \leq \frac{v_1 h}{\nu} < 30 \quad (3.46)$$

$$\frac{U_h}{u_1^2} v_1 = 2.5 \log_e \left(\frac{v_1 h}{\nu} \right) + 5.5 \quad 30 \leq \frac{v_1 h}{\nu} \quad (3.47)$$

また、熱フラックス計算にはレイノルズアナロジーを用いるものとする。

$$u_1 \theta_1 = \frac{\Theta_h - \Theta_w}{\sigma_\theta} \frac{u_1^2}{U_h} \quad (3.48)$$

以上の方法では、 $\frac{v_1 h}{\nu} \rightarrow \frac{u_1 \theta_1}{U_h (\Theta_h - \Theta_w)}$ なる関係を与えたことになって、対流熱伝達率の支配スケールが平均速度から、変動速度に変わった点が type 1 との違いである。

なお、この方法では式3.45~47によって、 $U_h = 0$ の場合は $u_1^2 = 0$ となるが更に $v_1 \neq 0$ の場合は、 $u_1^2 / U_h \neq 0$ より $u_1 \theta_1 \neq 0$ とならない。

従って、平均速度は小さいが乱れの大きい領域での対流熱流の評価に関し、type 1 と差が生じると推定される。

以上の方法を type 2 または k 依存型と呼ぶことにする。

なお、壁法則に完全乱流層のもののみを使用し、壁第1セル格子点における ε には式3.44を用いるが、 k 、 ε 方程式の散逸項としての ε としては、

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{h} \int_0^h u_1^2 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} dx_2 = \frac{u_1^2 U_h}{h} = \frac{u_1^4}{\kappa v_1} \log_e \left(\frac{v_1 h}{\nu} E \right) \quad (3.49)$$

より、以下とおく方法があり、

$$\bar{\varepsilon} = \frac{C_D^{3/4} k h^{3/2}}{\kappa h} \log_e \left(\frac{C_D^{1/4} k h^{1/2} \cdot h}{\nu} E \right) \quad (3.50)$$

これは、Launder, Spalding (1974) による一般化対数則などと呼ばれる。

(4) 粘性底層厚さを考慮する方法

Chieng, Launder (1980) の方法を参考に、先に述べた粘性底層における諸変数の分布を考慮した壁関数を考える。

まず、境界層は図3-2(a)に示すように、粘性底層部分と完全乱流層部分の二層モデルで表現可能とすれば、その交差点は式3.10, 15を等しいとおいて下式で与えられる。

$$\frac{u_* x_2}{\nu} = \frac{1}{\kappa} \log_e \left(\frac{u_* x_2}{\nu} E \right) \quad (3.51)$$

実験値より $E=9.0$, $\kappa=0.4$ とすれば、層のスイッチする壁からの距離は以下となる。

$$\frac{u_* x_2}{\nu} = 10.9243 \quad (3.52)$$

この距離を l_0 、乱流エネルギーを k_0 とし、 $u_* = v_*$ 及び式3.42を用いれば、

$$\frac{k_0^{1/2} l_0}{\nu} = 19.945, \quad v_* = C_0^{1/4} k_0^{1/2} \quad (3.53)$$

となる。乱流エネルギーの分布は図3-2(b)に示すように、先の議論から粘性底層で放物線分布、完全乱流層で一定とする。この分布に対し、壁上から $x_2 = \delta$ までの k の体積平均値は、

$$\bar{k} = \frac{1}{\delta} \left[\int_0^{l_0} k \left(\frac{x_2}{l_0} \right)^2 dx_2 + \int_{l_0}^{\delta} k_0 dx_2 \right] = k_0 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{l_0}{\delta} \right) \quad (3.54)$$

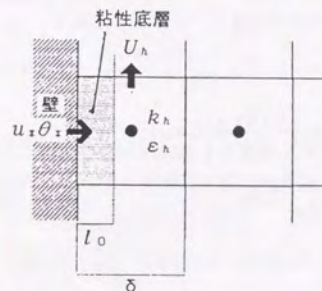
となる。いま、 δ を壁第一セル寸法とし、 $C_0 = 19.945$, $\lambda = \frac{l_0}{\delta}$ (粘性底層の δ に占める比率) とおけば以下となる。

$$\lambda = \frac{\nu}{k_0^{1/2} \delta} C_0 \quad (3.55)$$

これらを、式3.54に代入し整理すると、

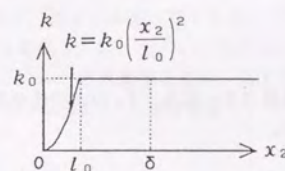
$$k_0^2 - \left(2\bar{k} + \frac{4}{9} \nu^2 \frac{C_0^2}{\delta^2} \right) k_0 + \bar{k}^2 = 0 \quad (3.56)$$

となるが、この式を $0 = k_0^2 - \alpha k_0 + \beta$ とみて、 k_0 を求める方程式と考えるとその解は、



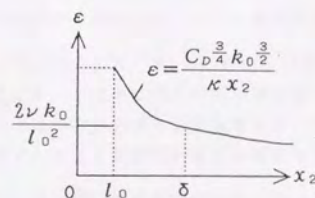
壁第1セル中に粘性底層厚さ l_0 を仮定し、壁第1セルにおける値(添え字 h) はセル平均値とみなす。

(a) 二層モデル



粘性底層で放物線分布、完全乱流層で一定値 k_0 とする。

(b) k の分布の仮定



粘性底層で一定、完全乱流層で双曲線分布とする。

(c) ϵ 分布の仮定

図3-2 二層モデルにおける分布の仮定

$$k_0 = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 4\beta}}{2} \quad (3.57)$$

となる。壁第1セルで計算される k_h が \bar{k} に等しいとみなせば、 $\bar{k} \rightarrow k_0 \rightarrow \lambda$ の順に値を決定することができる。

同様に壁第1セルの接線方向速度計算値 U_h をセル平均値 \bar{U}_1 とみなし、式3.10, 41を用いると、

$$\begin{aligned} \bar{U}_1 &= \frac{1}{\delta} \left[\int_0^{l_0} u_1^2 \frac{x_2}{\nu} dx_2 + \int_{l_0}^{\delta} \frac{u_1^2}{\kappa v_\tau} \log_e \left(\frac{v_1 x_2}{\nu} E \right) dx_2 \right] \\ &= \frac{u_1^2}{\kappa v_\tau} \left[\log_e \left(\frac{v_1 \delta}{\nu} E \right) + \lambda - 1 \right] - \frac{u_1^2}{2\nu} \lambda l_0 \end{aligned} \quad (3.58)$$

となるので、摩擦速度は以下より与えられる。

$$u_1^2 = \frac{\kappa v_\tau \bar{U}_1}{\log_e \left(\frac{v_1 \delta}{\nu} E \right) + \lambda - 1 - \frac{\kappa v_\tau \lambda l_0}{2\nu}} \quad (3.59)$$

また、乱流エネルギー k の応力生産項は粘性底層で0となり、 l_0 以上の値が寄与すると仮定すると、そのセル平均値は次のように表せる。

$$\bar{P}_k = \frac{1}{\delta} \int_{l_0}^{\delta} u_1^2 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} dx_2 = \frac{u_1^4}{\kappa \delta v_\tau} \log_e \left(\frac{1}{\lambda} \right) \quad (3.60)$$

一方、先の議論から壁上の ε は以下となり、

$$\varepsilon = 2\nu \frac{k_0}{l_0^2} \quad (3.61)$$

完全乱流層では、

$$\varepsilon = \frac{C_D \frac{3}{4} k_0 \frac{3}{2}}{\kappa x_2} \quad (3.62)$$

となるので、図3-2(c)に示す分布の仮定から、そのセル平均値は次のように表される。

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\delta} \left[\int_0^{l_0} 2\nu \frac{k_0}{l_0} dx_2 + \int_{l_0}^{\delta} \frac{C_D \frac{3}{4} k_0 \frac{3}{2}}{\kappa x_2} dx_2 \right] = \frac{2\nu k_0}{\lambda \delta^2} + \frac{C_D \frac{3}{4} k_0 \frac{3}{2}}{\kappa \delta} \log_e \left(\frac{1}{\lambda} \right) \quad (3.63)$$

乱流温度フラックスの計算にレイノルズアナロジーを用いれば簡単な計算から以下となる。

$$u_1 \theta_\tau = \frac{\bar{\Theta} - \Theta_w}{\sigma_\theta} \left(\frac{u_1}{U_1} \right)^2 \bar{U}_1 \quad (3.64)$$

また、浮力生産項に関連する温度フラックス式3.7, 13より完全乱流層内で一定となるので応力生産項と同様次の式で与えられるとする。

$$\bar{G}_k = \frac{1}{\delta} \int_{l_0}^{\delta} (\beta g_2 u_1 \theta_\tau) dx_2 = \beta g_2 u_1 \theta_\tau (1 - \lambda) \quad (3.65)$$

計算手順としては、 k_h を用いて式3.55~57より k_0 , λ , v_τ , l_0 を求め、これと U_h から式3.59より摩擦速度を計算し、更に Θ_h から式3.64より温度フラックスが決まる。これらを式3.60, 63, 65に代入した結果を壁第1セルにおける k , ε 式での生産項とする。また、 k の境界条件は式3.21より壁上でフラックスを0, ε については式3.62より求められる値を ε_1 とおけばよい。この方法を以下では k 依存精密型ないしtype3と呼ぶ。

(5) 浮力生産項について

浮力生産項の厳密式は鉛直方向を表す添え字を1として $-\beta g_1 \overline{u_1 \theta}$ となるが、 $k-\varepsilon$ モデルにおける温度フラックスの評価式は $-\overline{u_1 \theta} = \frac{\nu_\tau}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_1}$ である。主流方向が重力方向となる場合には、 x_1 方向の勾配が非常に小さいので第1章の浮力噴流の場合と同様、実質的に k , ε 式中に浮力作用が働かないことになる。

この点は従来から多くの研究者によって指摘されており、鉛直加熱平板を対象とした $k-\varepsilon$ モデルによる数値解析結果の報告では、Mason, Seban (1974) や、Lin, Chrchill (1978) は、浮力生産項中の温度フラックスに関し、 $-\overline{u_1 \theta} \propto \frac{\partial \Theta}{\partial x_2}$ として、 x_2 方向微分と結び付ける方法を試みたが、結局は影響が小さいとして無視した。また、Plumb, Kennedy (1977) は $\bar{\theta}^2$ の方程式を解いて、 $-\overline{u_1 \theta} \propto \sqrt{k \bar{\theta}^2}$ とおく方法を用いた。

一方、To, Humphrey (1986) は前者の方法を用いる場合と、この項を省略した場合を比較し、浮力生産項を無視すると k の最大値が7%程度減少するが、熱伝達率、風速、温度分布への影響は無視しうると結論した。

Miyamotoら(1982)の実験結果では最大速度発生地点付近と境界層の外層(最大速度地

点より壁と反対側) 端部を除いて浮力生産は応力生産に比べて相対的に小さく、境界層の内層部分(最大速度発生地点より壁側)では僅かに負となることが示されており、To, Humphrey (1986) はこれらが浮力生産項を省略できる根拠とした。

もちろんこれらの結果から、鉛直気流の全ての条件について浮力生産項の作用が無視できると判断するのは早計であるが、一般に壁噴流型の鉛直気流では境界層の外層と内層で浮力生産項の符号が反転する傾向があると推定され、第1章の例のように主流の全域に渡って浮力生産項の符号が同一の自由噴流の場合に比べて影響が少ないと考えられる。

そこで、当面は $k-\epsilon$ モデルを壁近傍に適用するに当たって、浮力生産項の近似に特別な配慮は行わなかった。

3.4 鉛直加熱平板自然対流に対する境界条件の比較

以下では鉛直加熱平板自然対流を対象に数値実験を行い、境界条件の相違が計算結果に与える影響について検討した結果について述べる。

(1) 空間差分の基準長

垂直加熱平板上の乱流は、平板の長さ比べ極めて薄い層で生ずるので、壁から法線方向の差分分割には注意を要する。この種の流れには相似解は無いため、実験データは特定の局所グラシホフ数: $Gr_x \approx 5.0 \times 10^{10}$ 付近で比較されることが多いが、壁からの無次元距離の表示には式 3.66 が用いられる場合が多い。

$$\zeta = Nu_x \frac{x_2}{x_1} \quad (3.66)$$

ここに添え字 1 は主流方向、2 は壁と法線方向を示す。また、 Nu_x は局所ヌセルト数である。この式で実験データを整理すると、上のグラシホフ数付近では、速度のピークは $\zeta = 1 \sim 2$ で生じるとされている。

一方、図 3-3 に模式的に示す境界層では、先に述べたように速度ピークより壁までの範囲を内層、ピークから速度が半分まで低下する距離は外層と呼ばれ、Kutateladze (1977) によれば境界層外層厚さはほぼ x_1 に比例して発達する壁噴流と同様の傾向を示すが、内層厚さの発達は緩慢で、Baturin (1965) のデータ等では事実上一定と見なすことが可能である。

そこで、式 3.66 から内層厚さを求め、これを差分メッシュの基準長とした。ヌセルト数の代表値として Bayley (1955) による以下の式を用いることにする。

$$Nu_x = 0.127 Ra_x^{\frac{1}{3}} \quad (3.67)$$

ここに、 Ra_x は局所レイリ数である。

この場合、内層厚さ Δ は x_1 に無関係に壁-静止空気温度差 $\Delta\theta$ のみで決まり以下となる。

$$\Delta = \frac{\zeta_{MAX}}{0.127} \left(\frac{\beta g \Delta\theta}{\nu^2} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (3.68)$$

仮に、無次元最大速度発生地点 $\zeta_{MAX} = 1.58$ とおけば、 $\Delta\theta = 20K$ の時、内層厚さは 1 cm 程度となる。

(2) 計算法の概要

加熱平板自然対流は第1章の浮力噴流と同様境界層近似が可能である。そこで、平均流方程式を式 1.2~4 とし、式 1.16~20 の $k-\epsilon$ モデルを用いた計算を行った。

なお、計算定数は標準的な表 3-1 に示す値とした。

表 3-1 計算定数

C_D	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$C_{3\epsilon}$	σ_k	σ_ϵ	σ_θ
0.09	1.44	1.92	1.44	1.0	1.3	0.7

なお、 $C_{3\epsilon}$ は前章の Violette 型モデルを用いていないが、 $k-\epsilon$ モデルを鉛直方向の気流が卓越した条件に適用する場合は、第1章の結果からその影響は小さいと考えられる。

移流拡散項には第1章と同様全て Hybrid 法を用い、基礎方程式から時間項を除いた疑似線形離散化方程式を、SOR 法で解いて解を更新する方法を採用した。即ち、第1章で用いた time-marching 法とは異なる定常解法を使用した。計算は順調に収束した。

(3) type 1, 2 の比較

図 3-4 に、計算領域、境界条件を示す。計算領域は x_1 方向を 30 等分割とし、 x_2 方向には、図 3-5 に示す 4 通りの差分メッシュを検討した。

計算条件は表 3-2 に示すように、全域レイリ数: Ra_L を 3 ケース設定したが、各条件における壁面第一セル長 δ の内層厚さ Δ に対する比率を同表に併せて示す。

case 1, type 1, 2 による局所ヌセルト数の計算結果を局所レイリ数の関数として、図 3-6, 7 に示す。case 1 は $\Delta\theta = 20K$, $L = 2.4m$ に相当し、住宅、事務所等で想定される条件である。

図より δ/Δ が小さくなるにつれて、従って分割が細くなるにつれて局所ヌセルト数は大きくなるが、いずれの境界条件を用いても $\delta/\Delta = 1$ の場合に図中に点線で示した式 3.67 に乱流域 ($Ra_x > 1.0 \times 10^9$) で最も近い結果となる。

次に、 $Ra_x = 2.05 \times 10^{10}$ の条件での x_2 方向の無次元化した主流方向変動速度と $\sqrt{\frac{2}{3}k}$ を type 1, 2 別に図 3-8, 9 に示す。

実験結果は、熱線風速計 (▲) と LDV (●) を用いた場合で差があるが、type 1 の結果に見られる壁面近傍での k の立上りは定性的にも実験と一致せず、type 2 ではこれが若干緩和

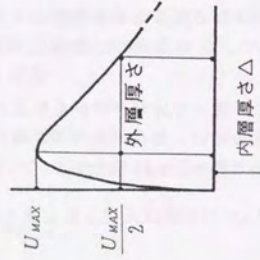


図 3-3 加熱平板自然対流の気流構造

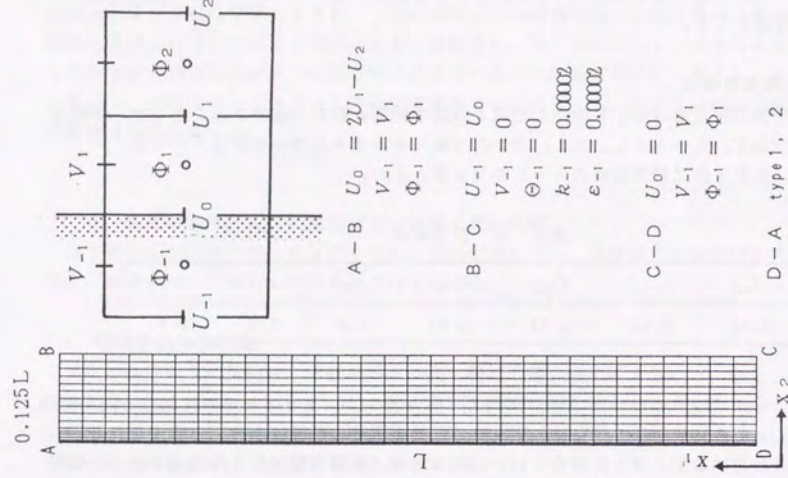


図 3-4 計算領域と境界条件

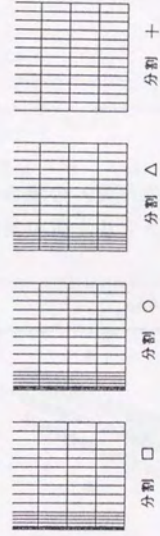


図 3-5 差分メッシュ

表 3-2 計算ケースと δ (壁第 1 セル長) / Δ (内層厚さ)

case	RaL	分割 □	分割 ○	分割 Δ	分割 +
1	2.659E10	0.25	0.5	1.0	2.5
2	2.127E11	0.5	1.0	2.0	5.0
3	1.702E12	1.0	2.0	4.0	10.0

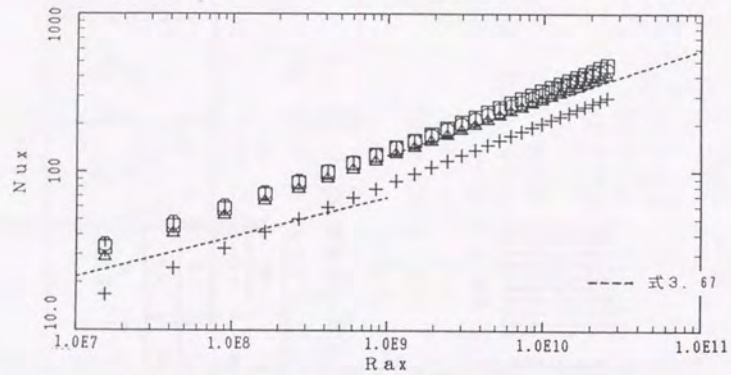


図 3-6 case 1, type 1 (U 依存型) の場合の
局所レイリ数と局所ヌセルト数の対応

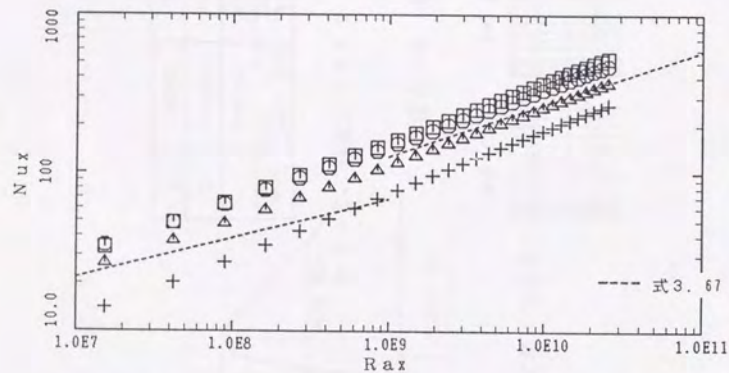


図 3-7 case 1, type 2 (k 依存型) の場合の
局所レイリ数と局所ヌセルト数の対応

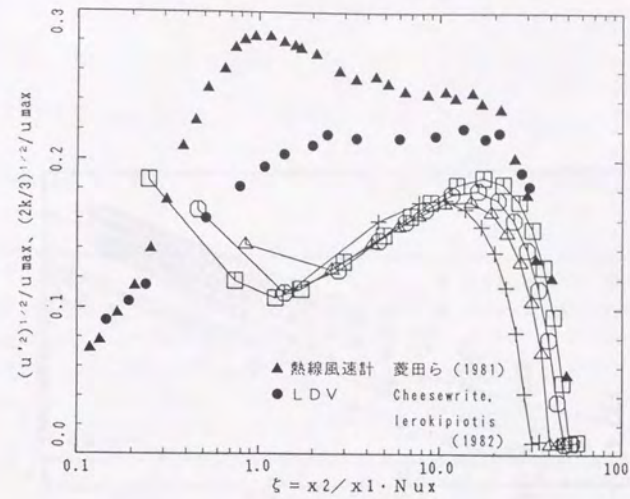


図 3-8 case 1, type 1 (U 依存型) の場合の
k 分布の実験との対応

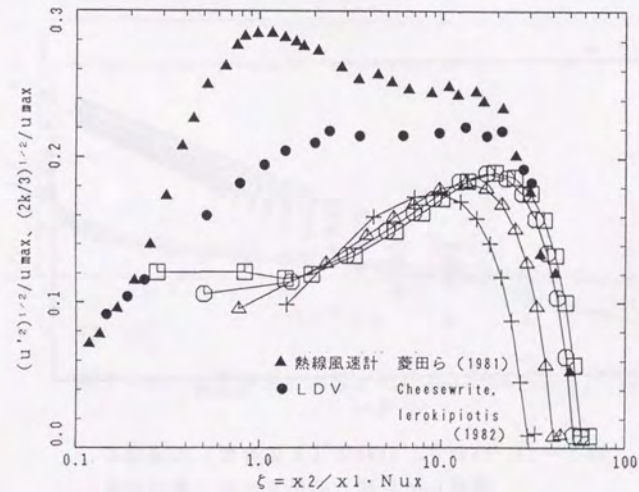


図 3-9 case 1, type 2 (k 依存型) の場合の
k 分布の実験との対応

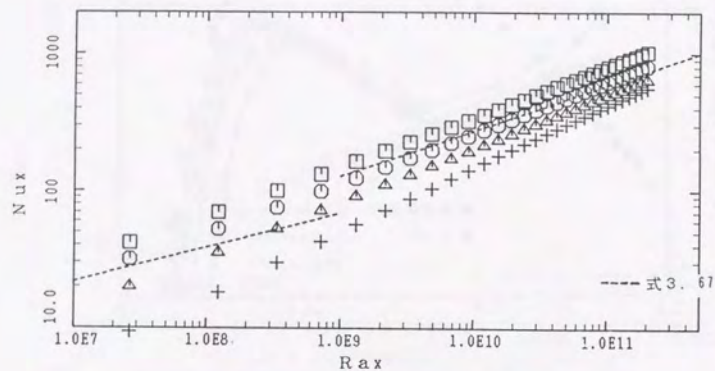


図 3-10 case 2, type 2 (k 依存型) の場合の
局所レイリ数と局所ヌセルト数の対応

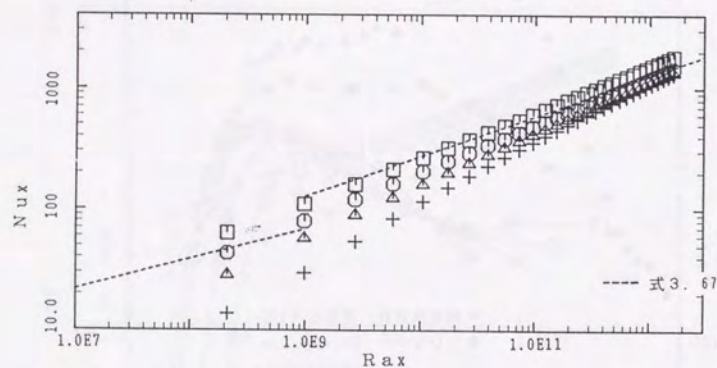


図 3-11 case 3, type 2 (k 依存型) の場合の
局所レイリ数と局所ヌセルト数の対応

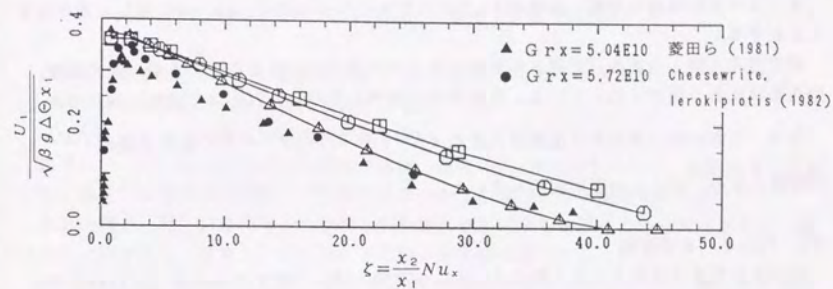


図 3-12 速度分布の実験との対応 (case 1 ~ 3, type 2)

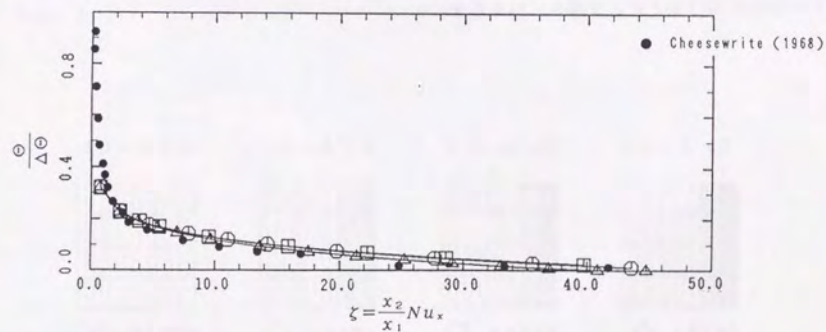


図 3-13 温度分布の実験との対応 (case 1 ~ 3, type 2)

されていることが分かる。

差分分割が細かい場合に局所ヌセルト数のメッシュ依存性はtype1の方が小さいが、この分布傾向からは必ずしも境界条件が適切であったためとは言いきれない。

また、case2, 3に対し、type2を用いた局所ヌセルト数の計算結果は、図3-10, 11に示すように、全域レイリ数が大きくなるにつれて局所ヌセルト数の計算結果が下方にシフトする傾向が認められるが、式3.67との対応はそれぞれ分割○、□で良好であり、これらは何れも $\delta/\Delta = 1$ の場合に相当する。

$\delta/\Delta = 1$ の場合の速度、温度の x_2 方向分布をそれぞれ図3-12, 13に示し、実験結果と比較する。

速度分布に関し境界層外層厚さが実験よりもやや過大に計算されているが、最大速度、分布形状はある程度対応している。温度分布に関する実験との対応は全般的に良好である。

なお、これらの計算結果で乱流域代表点 ($Ra_x \approx 2.5 \times 10^{10}$) での無次元距離 $\frac{v_x h}{\nu}$ は10程度となり、バッファ層に相当していた。

(4) type2, 3の比較

type2の欠点は計算ヌセルト数のメッシュ依存性がやや大きいことにある。type3ではメッシュが細かい場合は壁第1セル寸法 δ に占める粘性底層厚さの比率、 λ が大きくなるので k の生産が緩和されることになり、これがヌセルト数のメッシュ依存性を緩和する可能性がある。そこで、type2, 3に的を絞った検討を行った。

計算領域、境界条件は先と同様とし、case2の条件を検討した。加熱壁付近の分割と、この条件における δ/Δ を図3-14に示す。

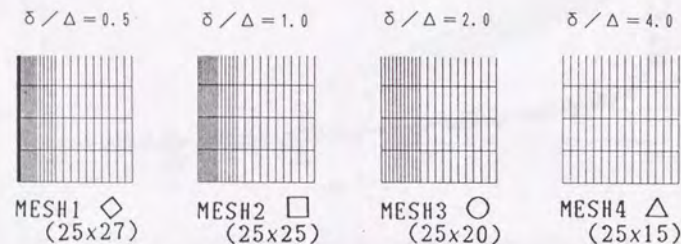


図3-14 差分メッシュと δ/Δ

case2, type2, 3による局所ヌセルト数の計算結果を局所レイリ数の関数として、図3-15, 16に示す。なお、case2は $\Delta\Theta = 20K$, $L = 4.8m$ に相当する。

計算結果は式3.67に加え、以下の実験式を併せてプロットしている。

$$Nu_x = 0.103 Ra_x^{\frac{1}{3}} \quad : \text{乱流, Siebers (1985)} \quad (3.69)$$

$$Nu_x = 0.103 Ra_x^{\frac{1}{3}} \quad : \text{乱流, Pirovano (1970)} \quad (3.70)$$

$$Nu_x = 0.386 Ra_x^{\frac{1}{4}} \quad : \text{層流 甲藤 (1984)} \quad (3.71)$$

図に見られるように、type3はtype2に対して特にメッシュが細かい領域でのヌセルト数の過大評価傾向が明らかに緩和されている。

但し、 $\delta/\Delta = 1$ の場合は両者の差は小さい。

図3-17, 18にtype3を用いた場合の速度、温度の x_2 方向分布を示し、実験結果と比較する。速度・温度分布の実験との対応は先のtype2の場合とほぼ同様である。

なお、図3-12, 17はヌセルト数が比較的实验と対応する条件の速度分布であるが、壁付近に注目すると、壁第1, 2セルの速度がほぼ同様の値となっている。

メッシュが粗い場合は加治屋、貝塚(1983)の報告にも見られるように、第1セル速度に比べて第2セル速度が小さくなり、この場合にヌセルト数が小さくなることを勘案すると、この種の気流を壁関数を用いて解く際には、第1セル速度が第2セル速度と同等か、それ以下になる程度に細かいメッシュを用いることが目安となるかもしれない。

同様の指摘は、キャビティー内の浮力循環流れを解いたOzoeら(1985)によってもなされている。

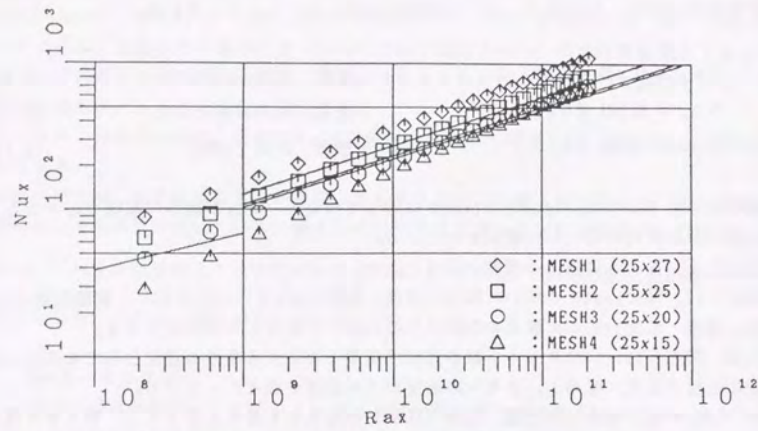


図3-15 case 2, type 2 (k 依存型) の場合の
局所レイリ数と局所ヌセルト数の対応

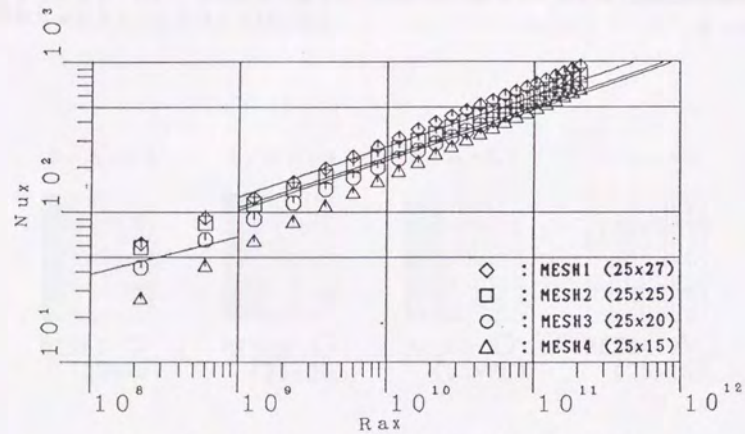


図3-16 case 3, type 3 (k 依存精密型) の場合の
局所レイリ数と局所ヌセルト数の対応

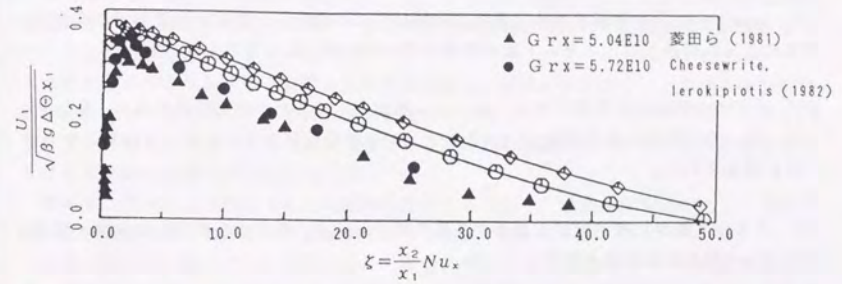


図3-17 速度分布の実験との対応 (case 2, type 3)

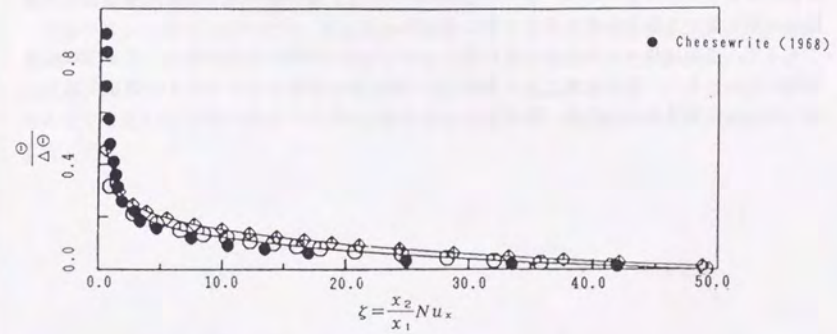


図3-18 温度分布の実験との対応 (case 2, type 3)

3. 5 まとめ

本章では壁関数の理論的背景について概説し、壁第1セルの壁と接線方向の風速 (type 1) 及び、乱流エネルギー (type 2, 3) を参照する壁関数の導出を行った。

また、鉛直加熱平板自然対流に適用し、差分メッシュ、境界条件の相違が主にヌセルト数の計算結果に与える影響について検討した。その結果を以下に述べる。

(1) type 1 ~ 3 共に壁第1セル寸法を、実験結果より推定した自然対流境界層の内層厚さ程度にとった場合には、ヌセルト数の計算結果は実験値とほぼ対応した。

(2) いずれの境界条件を用いても、メッシュが細くなるにつれて計算ヌセルト数は大きくなった。今回検討した中では、type 2 のメッシュ依存性がやや大きく、type 1, 3 ではこれが緩和された。

(3) ヌセルト数が比較的实验と適合する条件での type 2, 3 による壁付近の速度・温度プロフィールは概ね実験結果と対応していた。

(4) 従って、平板乱流自然対流を予測対象とする場合は、差分メッシュに十分な注意を払えば、ヌセルト数や気流、温度分布に関して合理的な予測が可能と考えられる。

但し、これらは今回検討した壁関数が壁付近の乱流構造を正しくモデル化していることを保証するものではないため、流れの種類によっては、壁関数が適用困難な場合や計算定数の調整を要する場合が有り得ると考えられる。

そこで、当面は種々の壁付近の流れ場について今回と同様の検討を続け、予測信頼性を見極めるとともに、室内気流における壁付近の諸変数の精密な測定データの蓄積を計り、室内気流用の壁関数のあり方、改良法について検討を加える必要がある。

第4章 実大居室模型を対象とした数値解析

4. 1 緒言

第III編では、鉛直浮力噴流の解析 (第1章) から検討を開始し、 ε 方程式中の浮力生産項の影響 (第2章)、壁関数を用いた鉛直加熱平板自然対流における熱伝達の計算 (第3章) と順次検討を進めてきた。

本章ではこれらが共存する実際の室内気流に対し、現状の計算法がどの程度の全般的予測精度を有するかについて、実験的検証を試みる。

計算の対象とする室は実大の居室模型であり、計算の境界条件の設定、及び計算結果を比較するための基礎データを取得した。

計算では実験により把握された対流熱流を与える場合と、壁面温度を既知とし、前章で述べた三通りの壁面境界条件を適用する場合を検討した。

前者の場合は乱流モデルの適用妥当性、後者については壁面境界条件の予測精度を中心とした検討を行うことになる。特に後者については既往の研究で温度境界条件での熱負荷の計算予測に成功した例は、対流熱伝達率を実験と適合するように設定した村上ら (1990 d) の報告と、坂本ら (1978) と貝塚、菅長 (1977) の報告に見られる程度である。

そこで、境界条件の相違に加え、壁付近の差分分割が計算結果に与える影響についても検討を加えた。

なお、今回検討する条件では、鉛直加熱 (冷却) 面の他に衝突噴流の熱伝達が重要となるが、 $k-\varepsilon$ モデルの既往の適用報告としては、功刀ら (1985) による軸対称衝突噴流、Looney, Walsh (1984) による平面衝突噴流、Chieng, Launder (1980) による急拡大管の淀み点を対象とした例があり、既往の実験を壁関数法を用いて比較的に良好に再現している。

4. 2 実大模型実験

(1) 実大模型

1990年の6~8月の期間、鹿島建設技術研究所の恒温気流実験室で数値計算結果との比較データの取得を主たる目的とした実験を行った。

実験対象模型は図4-1に示すように直方体型（内法寸法 $3\text{m} \times 3\text{m} \times 2.5\text{m}$ ）で、一面をガラス面、他を断熱面としたものであり、実験室内に実大模型を設置した。

実大模型には、天井中央付近に $150 \times 150\text{mm}$ の吹出し口（上流に面積絞り比16の矩形ノズルを設置）を設置し、床面付近の側壁に取り付けた $150 \times 450\text{mm}$ の吸込み口を設けた。

吸込み口、吹出し口の間は熱交換機、送風機、ダクトによって閉空気回路を構成し、実大模型室の冷暖房状況が設定可能となっている。

また、実験に先立って実験中、実大模型室内部が実験室より常に僅かに正圧が保たれるようにダンパーによる圧力調整を行った。従って、漏気による外気の侵入は無視できる。

(2) 測定項目

空間温度（90点、アルミホイル覆い付きCC熱電対）、壁面温度（72点、CC熱電対）、貫流熱流（54点、熱流計）、吹出し・吸込み温度、吹出し風量（オリフィス）等である。温度測定点を図4-2に示す。また、熱流計（熱伝導抵抗はガラス面の $1/4$ 程度）は図4-3に示すように各面9個設置し、同一点の壁面温度を併せて測定した。

助走運転を1昼夜程度行った後、ほぼ定常に至った時点から200分間（100個）のデータをデータロガーにて測定し、パソコンに取り込んだ後にその算術平均を実験データとして採用した。実験系統図を図4-4に、検討対象モデル外観、モデル内部、熱流計の設置状況の写真を図4-5~7に示す。

(3) 実験ケース

実験ケースは冷・暖房各1ケースとし、設定条件の詳細を表4-1に示す。なお、吹出し-模型外部の温度差は冷・暖房ともに約 25°C 、換気回数を10回程度としており、実際のオフィスの条件に近い状況を想定したことになる。

表4-1 設定条件

	換気回数 (1/h)	吹出速度 (m/s)	代表温度差 ($^\circ\text{C}$) #1	Re数 #2	Ar数 #2
冷房	10	2.78	9.7	27800	0.00638
暖房	12	3.34	9.0	33400	0.00374

#1 吹出し、吸込み温度差を意味する。 #2 基準長、基準速度、基準温度差を、吹出し速度、吹出し口幅、吹出し・吸込み温度差とする。

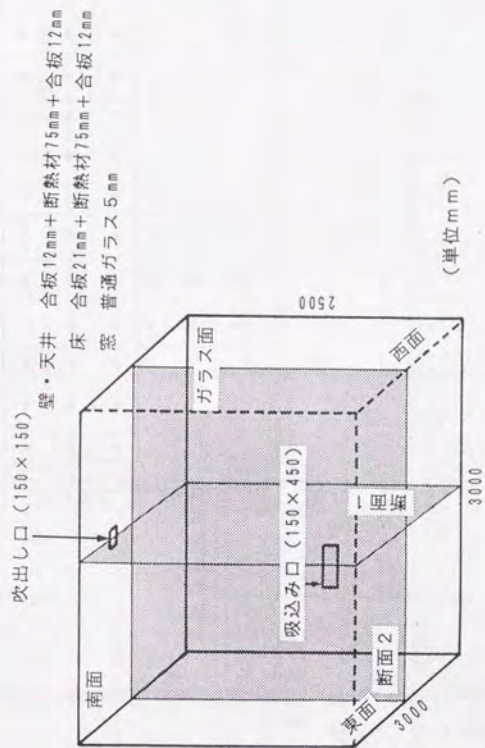


図4-1 実大模型概要

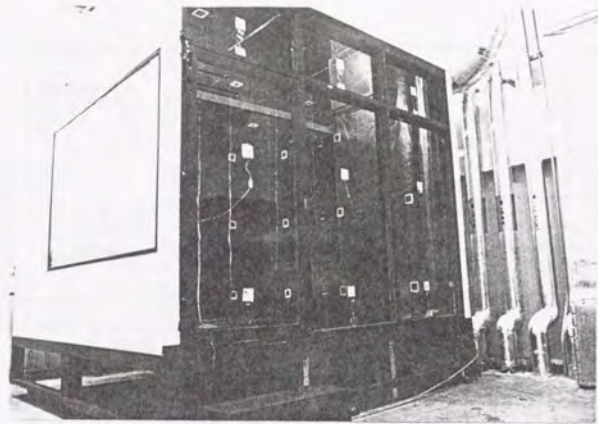


図4-5 実大模型概観
(模型を空調実験室中に設置し、窓相当部分より全体を見る)

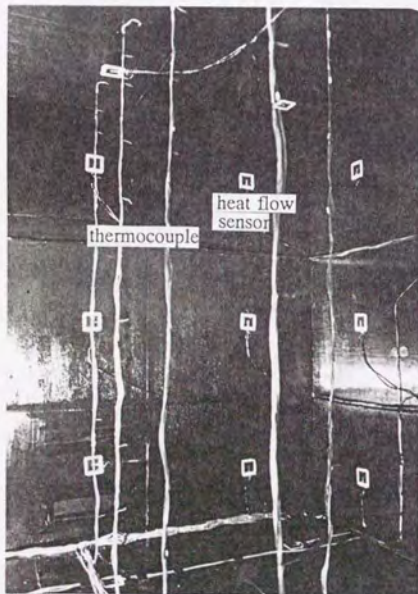


図4-6 模型内部
(窓と反対面)

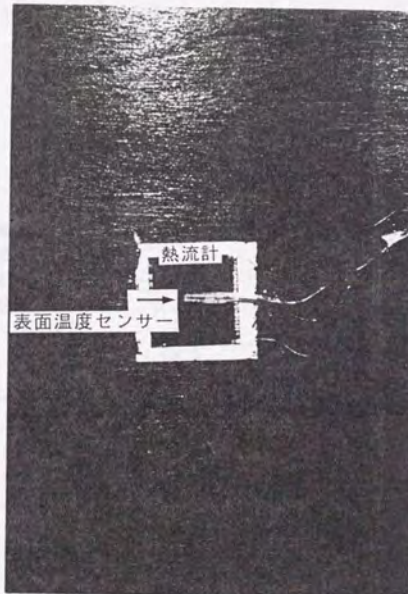


図4-7 熱流計設置状況

(4) 熱収支に関する実験結果

定常状態における換気による投入熱量は、原理的には壁面を貫流する熱量の合計と一致するべきである。

しかし、実際には様々な誤差要因により両者は必ずしも一致しない(脚注参照)。

そこで、換気回数を暖・冷房とも3通り設定し、全体の熱収支を把握することにより、計測システム全体の精度評価を試みた結果を表4-2に示す。

表より、換気投入熱量を基準とした総貫流熱量の誤差は暖・冷房、いずれの換気回数のケースとも10%未満となり、熱収支は比較的良好に保たれていた。

表4-2 熱収支誤差の検討

換気回数 (1/h)	冷 房			暖 房		
	7	10	15	7	12	15
換気投入熱量 (kcal/h)	550	664	801	582	688	762
貫流熱量総和 (kcal/h)	511	619	763	533	629	701
熱収支誤差 (%) *	7.6	7.3	5.0	9.2	9.4	8.7

* 換気投入熱量に対する誤差を%表示する。

熱流の測定誤差としては、データロガーの電圧計測に伴う誤差、熱流計を壁面に張り付けることによって生じる熱抵抗の変化による誤差、及び熱流が壁面で分布することによる誤差が考えられる。

データロガーの電圧計測に伴う誤差としては、使用計測器のカタログデータによる測定精度から、換気回数10回/hの今回の条件に対し、換気投入熱量の最大10%の誤差が見込まれる。

熱流計着による誤差は壁面の熱抵抗が最小のガラス面で最も大きくなると考えられるので、三次元熱伝導方程式を差分法で解いて誤差評価を行った。設定条件としては接着剤の抵抗を考慮して熱流計部分の熱抵抗をガラス面の40%とし、ガラス面内外の総括熱伝達率をそれぞれ $8 \text{ kcal/m}^2 \text{ h K}$ と大きめの値を用い、安全側の評価とした。その結果、測定結果は実際の熱流に対し、5%弱の測定誤差が生じ得ることが分かった。

また、以上に加え熱流の分布に伴う誤差が含まれることになるが、これらを分離して評価することは困難である。そこで、今回は表4-2に示すトータルの熱収支誤差から求められる補正係数を乗じることにより、熱流測定結果を修正して使用した。但し、補正の大きさは熱収支誤差に見られるように測定結果の10%以下となる。

4.3 計算概要

(1) 乱流モデル

実験データを境界条件として、第2章で妥当性を検証したViolet型のk-εモデルによる数値計算を行った。なお、対流熱フラックスの計算に用いる壁面境界条件ではRe数の影響が陽に現れることになるので、分子粘性/拡散の効果を含めた基礎方程式を使用した。

基礎方程式を式4.1~8に示す。

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Pi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right\} - g_i \beta \Theta \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial U_j \Theta}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\alpha + \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right\} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial U_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + P_k + G_k - \varepsilon \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial U_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} P_k + C_{3\varepsilon} G_k) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.5)$$

$$\nu_t = C_D \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.6)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (4.7)$$

$$G_k = g_i \beta \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \quad (4.8)$$

ここに、 $\Pi = P + \frac{2}{3} \rho k$

また、計算定数には表4-3の値を用いた。

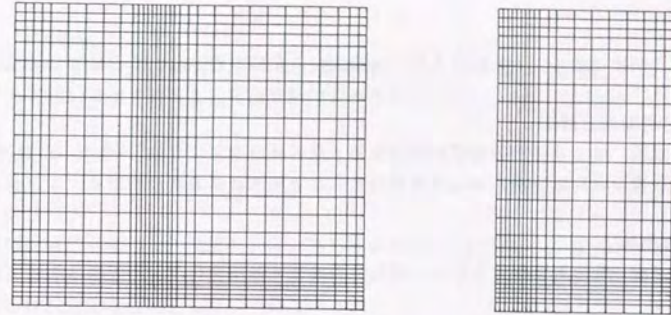
表4-3 計算定数

C_D	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε	σ_θ
0.09	1.44	1.92	1.44 ($G_k \geq 0$), 0 ($G_k < 0$)	1.0	1.3	0.7

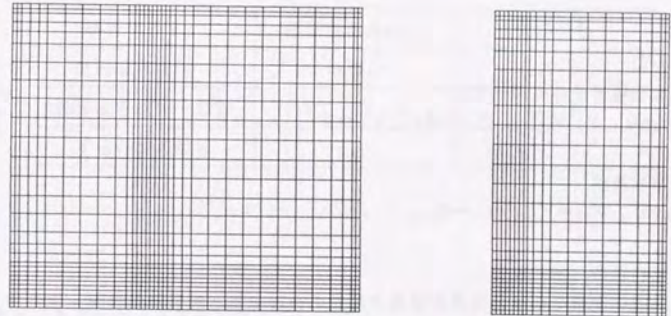
(2) 空間差分分割

図4-8に示すように、対象空間の対称領域について、主に壁付近の分割を変更した三通りのメッシュを使用した。

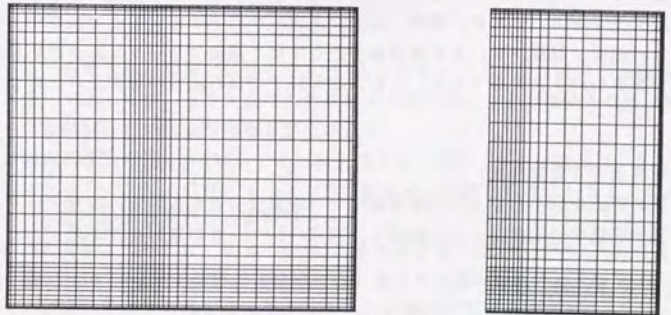
壁第1セル寸法はmesh1~3の順に小さくなり、それぞれ7.5cm, 3.75cm, 0.9375cmとし



mesh 1 (26×32×19: δ = 7.50 cm)



mesh 2 (28×34×20: δ = 3.75 cm)



mesh 3 (28×34×20: δ = 0.94 cm)

図4-8 空間差分メッシュ

た。即ち δ の比は2:1:0.25であり、8倍異なる条件を想定したことになる。

(3) 差分近似式と解法

運動方程式、エネルギー方程式移流項を第2章の検討結果よりQuick法とし、 k, ϵ 方程式移流拡散項にはHybrid法、他は中心差分とした。解法は第2章に準ずる。

(4) 境界条件

吹出し速度、吹出し寸法、吹出し-吸込み温度差で無次元化し以下のように設定した。

① 吹出し口

$$U_0=1.0, V_{-1}=0, \theta_{-1}=-1.0 \text{ (冷房)} \quad 1.0 \text{ (暖房)}$$

$$k_{-1}=0.002, l_{-1}=0.1, \epsilon_{-1}=C_D \frac{k_{-1}^{\frac{3}{2}}}{l_{-1}}$$

② 吸込み口

圧力型流出境界条件を用いた。

$$\Pi_{-1}=0, V_{-1}=V_1, \Theta_{-1}=\Theta_1, k_{-1}=k_1, \epsilon_{-1}=\epsilon_1$$

③ 対称境界条件

$$U_0=0, V_{-1}=V_1, \Theta_{-1}=\Theta_1, k_{-1}=k_1, \epsilon_{-1}=\epsilon_1$$

④ 壁面境界条件 (熱流境界)

まず、熱流に面積をかけた各壁面要素の熱量の合計である総貫流熱量が、換気投入熱量に一致するように、補正係数を熱流測定結果にかけて修正を施した (対称位置の実測データは算術平均して使用)。

次に、壁面温度測定結果からGebhart (1959) の吸収係数 (放射率は0.95とした) を用いて放射熱量の分布を推定し、修正貫流熱量から差し引くことにより対流熱量を求め、これを境界温度フラックスとしたが、熱流・温度測定点を中心とする各壁面要素中で一様分布を仮定した。速度、温度、 k, ϵ の境界条件としては、温度フラックスに上記実験結果を用いる点を除きtype3と同様である。この方法を以下ではtype0の境界条件と呼ぶことにする。

⑤ 壁面境界条件 (温度境界)

壁面温度測定点を中心とする各壁面要素中で一様温度分布を仮定し、実験データの対称位置の算術平均値を表面温度として設定し、前章type1~3の境界条件を使用した。

(5) $k < 0$ の場合の対応

なお、温度成層が強い部分では、浮力生産項の影響により $k < 0$ となる領域が局部的に認められた。

この場合は $k=\epsilon=0$ (即ち $\nu_t=0$) と置き換え、 k, ϵ 方程式の生産、散逸項 (ソース項) を全て省略し、移流拡散項のみを解いた。

(6) 計算ケース

計算は表4-1の設定条件に対し、表4-4に示す大きく分けて3ケースの検討を行った。

熱流境界条件の場合は、乱流モデルの妥当性の検証に主眼があり、温度境界条件の場合は、境界条件の相違が計算結果に与える影響と、差分メッシュの相違が解に与える影響についての検討を主な目的とした。

表4-4 計算ケース一覧

検討ケース	壁面境界条件	差分分割
熱流境界条件	type 0	mesh 2
温度境界条件の影響	type 1, 2, 3	mesh 2
差分分割の影響	type 3	mesh 1, 2, 3

4.4 計算結果

(1) 熱流境界条件による計算結果

差分メッシュをmesh 2、実験結果により推定された壁面对流温度フラックスをtype0の境界条件によって与えた場合の計算結果を図4-9, 10にまとめて示す。

温度分布は吹出し-吸込み温度差、吸込み温度測定値を基準温度差、基準温度とした無次元温度で表し、図4-1の空間温度分布の測定を行った二つの代表断面について実験と比較する。

気流分布計算結果は、冷房では図4-9(a)に示すように、床面に衝突した冷噴流の一部がガラス面に到達した後、ガラス面で加熱されて天井に向かう上昇気流となり、吹出し噴流とともに反時計回りの大きな循環が形成される。

一方、暖房の場合の図4-10(a)では、衝突噴流の一部が、ガラス面のコールドドラフトに押し戻されるために、床面付近で小さな反時計回りの循環が形成されることになり、冷房の場合に比して複雑な流れの様相を呈する。

温度分布の実験との対応は、図4-9(b)にみられるように、冷房では天井付近で0.1程度低め、図4-10(b)に示す暖房では噴流に近い部分で高めに計算され、後者の原因は風速ベクトルの計算結果に見られる噴流のガラス側への偏向が原因と推定される。

但し、これらを除けば計算は実験で観察された全般的温度分布傾向をよく再現している。

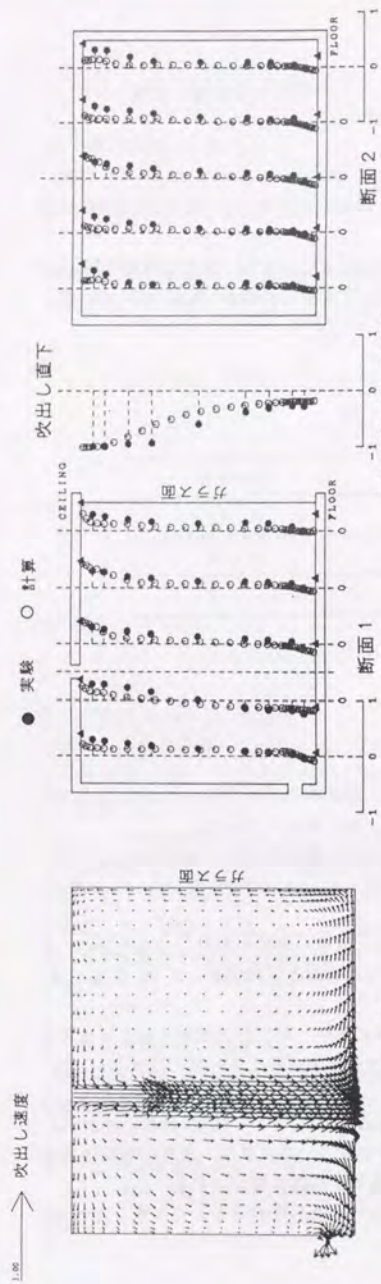


図4-9 熱流境界による計算結果と実験結果の比較 (冷房)

(a) 風速ベクトル

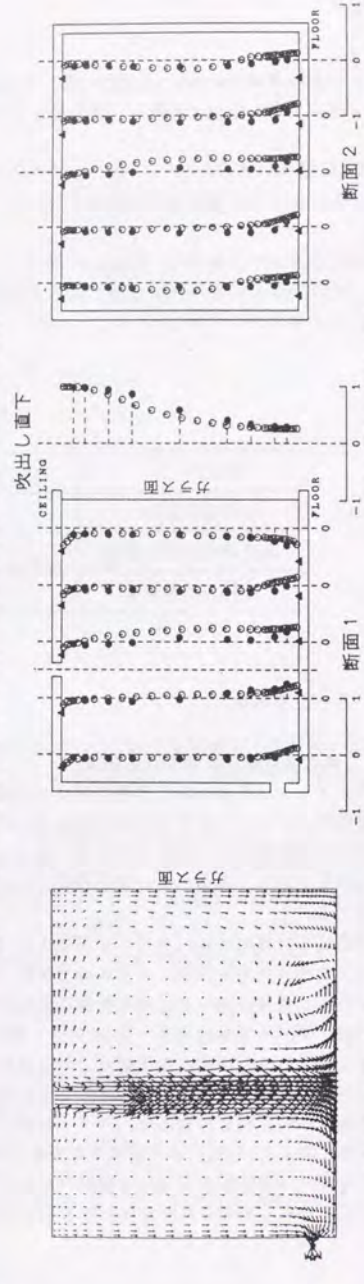


図4-10 熱流境界による計算結果と実験結果の比較 (暖房)

(a) 風速ベクトル

(2) 温度境界条件の影響

差分分割をmesh 2 に固定し、温度境界条件をtype 1 ~ 3 とした場合の各面における対流熱量の計算結果を実験結果と冷房・暖房条件についてそれぞれ表4-5, 6 に比較する。

表では、実験における壁面対流熱量の総量を100とした場合の各壁面の計算熱量とその合計を示している。

また、図4-11, 12にそれぞれ、冷房、暖房条件における表面対流熱伝達率分布 α_c の計算結果を示す。但し、 $\alpha_c = |q_{cv} / (\theta_w - \theta_{AVE})|$, θ_{AVE} : 室内体積平均温度, q_{cv} : 対流熱流とした。

表4-5 冷房・温度境界条件の相違による対流熱量計算値の比較

	天井面	床面	東面	西面	南面	ガラス面	合計
実験結果	4.8	28.6	13.1	12.3	10.7	30.5	100.0
type 1	10.1	17.8	10.5	10.5	9.3	27.8	85.9
type 2	8.6	23.3	10.2	10.2	11.0	27.3	90.4
type 3	7.4	22.2	10.4	10.4	10.2	33.0	93.6

表4-6 暖房・温度境界条件の相違による対流熱量計算値の比較

	天井面	床面	東面	西面	南面	ガラス面	合計
実験結果	16.3	21.4	12.7	12.0	12.0	25.5	100.0
type 1	11.1	17.7	8.5	8.5	9.2	21.9	77.0
type 2	13.1	25.3	8.7	8.7	10.1	21.7	87.6
type 3	13.1	23.5	8.2	8.2	10.7	25.4	89.0

表によれば、冷房・暖房間での実験結果の差は主に天井面に現れており、冷房条件の熱流(4.8)は暖房の場合(16.3)の3分の1程度と著しく小さくなっている。これは冷房条件・天井では熱流方向が下向きとなるため安定成層となって乱れが抑制された結果と推定される。

この点に関し、境界条件別に計算結果の表をみると、type 1では10.1(冷房)、11.1(暖房)と冷房・暖房間の差が小さく実験と傾向が一致しないのに対し、type 2では8.6(冷房)、13.1(暖房)、type 3では7.4(冷房)、13.1(暖房)と冷・暖房間の差が顕在化し、実験結果に近づいていることが分かる。

これは、type 1が壁近傍の気流と乱れの状態を壁と接線方向速度のみを参照して判定す

ることが原因と推定される。つまり、type1では、浮力生産項 G_k による乱れの促進/減殺作用が境界条件に組み込まれていないため、これが重要となる部分での対流熱伝達率の変化を説明できないためと考えられる。

一方、壁付近での浮力生産項が一応境界条件に組み込まれているtype2, 3では、冷房条件では浮力生産項は負、暖房条件では正の寄与となって、壁付近の乱流エネルギー k に浮力が直接影響を与えることになり、これが実際の現象を定性的に説明することから、実験との対応が向上するものと推定される。

対流熱伝達率分布の計算結果を示した図4-11, 12では以上の結果を反映し、type1の場合の天井面における対流熱伝達率の計算結果には冷・暖房間でその大きさにあまり差がないのに対し、type2, 3では暖房の場合の方が冷房よりもかなり大きくなっている。また、type2, 3の結果は類似している。

一方、冷房の床面に関しては、表より28.6(実験)、17.8(type1)とtype1による熱流計算結果が著しく小さい。

床面における対流熱移動は主に衝突噴流によるものであるが、熱流が一般に最大となる衝突中心では壁と接線方向の速度はほぼ0となるため、このような領域にtype1の境界条件を適用すると層判別の段階で乱れが非常に小さい領域と誤って判定されることになる。

従って、衝突中心に近いほど対流熱伝達率を低く見積もり、これが結果として床面における熱流の過小評価につながったと考えられる。

一方type2, 3では平均流の急激な方向転換に伴うせん断応力による乱れの生産や移流・拡散効果が加味されるためtype1ほどの極端な過小評価とはならず、実験との対応はよい。

図4-11, 12の対流熱伝達率の分布によれば、type1の床面の計算結果は冷・暖房いずれも噴流の衝突中心地点で小さく、衝突中心から離れた地点が最大となって、上の推測を裏付ける結果となっている。

一方、type2, 3では衝突中心を最大値として同心円的に低くなる分布となり、衝突噴流における熱伝達の特性を定性的に再現している。

但し、これら床・天井面にみられる境界条件間の相違に比して、ガラス面を含む鉛直壁では、その差が相対的に小さく実験とも比較的良好に対応している。

熱量の合計については、type1が実験の8割程度とやや実験との対応は悪く、type2, 3では9割程度と改善されるものの、ややtype3が実験結果に近い。

図3-13, 14に断面1, 2における温度分布の計算と実験の比較を境界条件のタイプ別に示す。

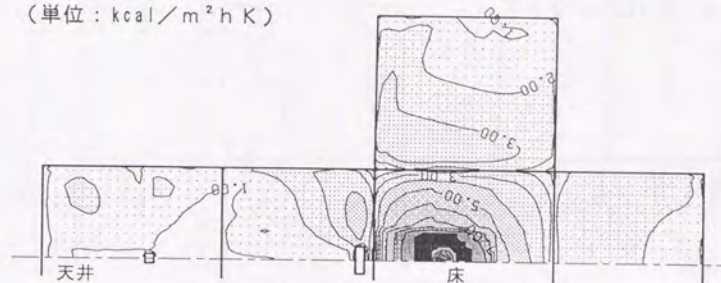
図によれば、いずれの境界条件を用いてもmesh2の計算空間温度は実験結果より冷房では低め、暖房では高めに評価されることが分かるが、温度の分布傾向は境界条件間で比較的類似している。

但し、実験との対応はtype1が最も悪く、type2, type3の順に実験結果に接近しており、これは熱取支の誤差が反映した結果と推定される。

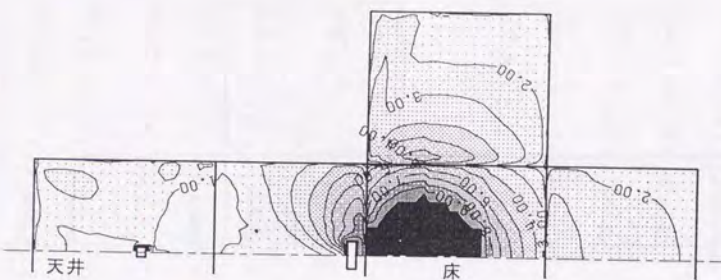
以上の結果を総合すると、今回検討した中ではtype3の境界条件が全般的に実験結果とよく対応すると判断できる。

従って、以下ではtype3に絞って検討を進めることにした。

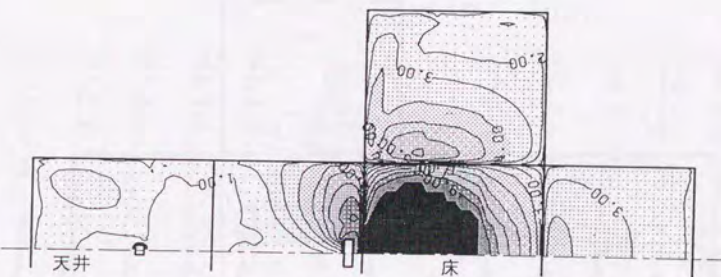
(単位: kcal/m²h K)



(a) type 1 (U依存型)



(b) type 2 (k依存型)



(c) type 3 (k依存精密型)

図4-11 温度境界による対流熱伝達率計算結果(冷房)

(単位: kcal/m²hK)

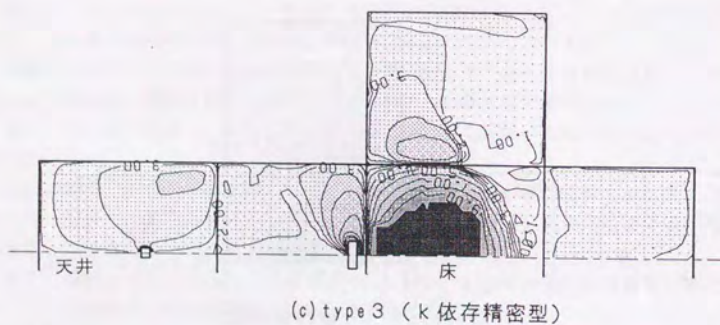
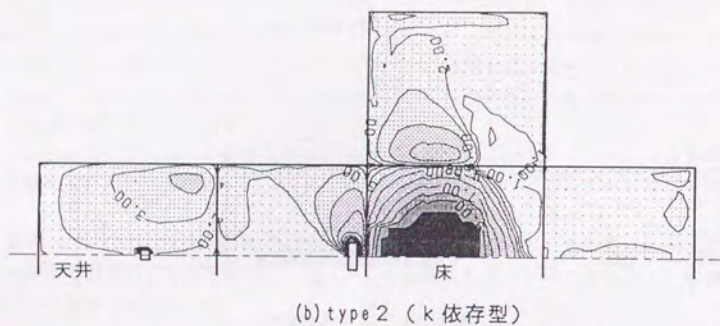
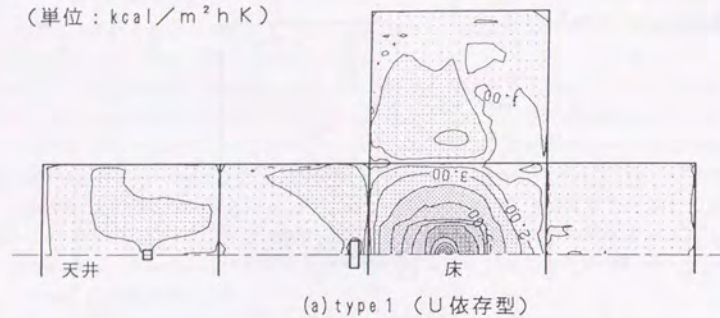


図4-12 温度境界による対流熱伝達率計算結果(暖房)

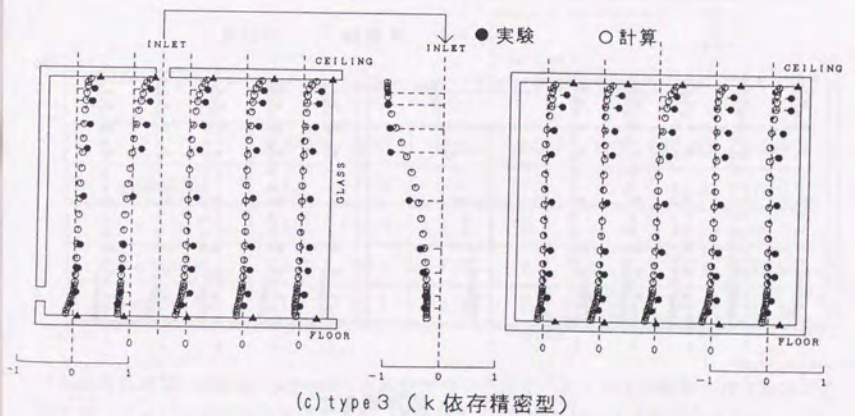
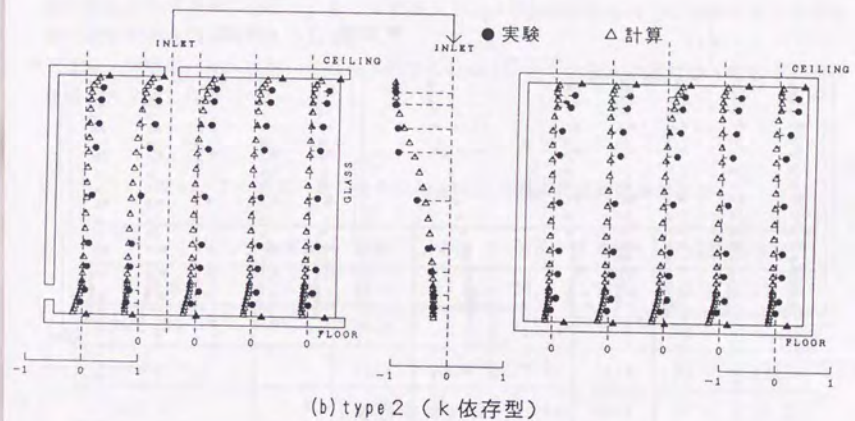
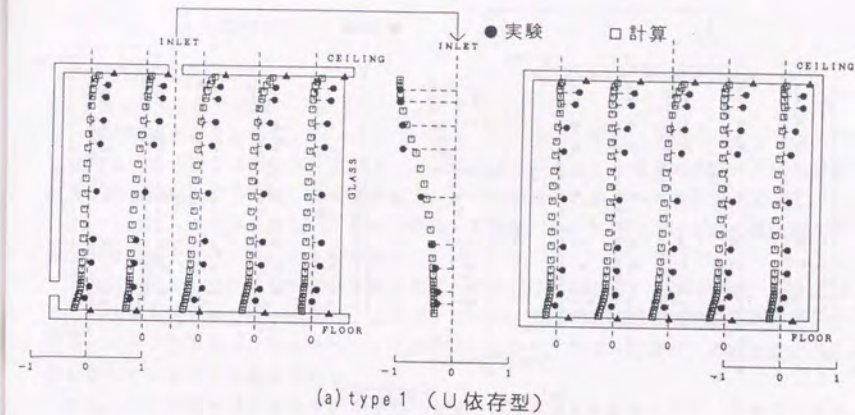


図4-13 温度境界による計算結果と実験結果の比較(冷房)

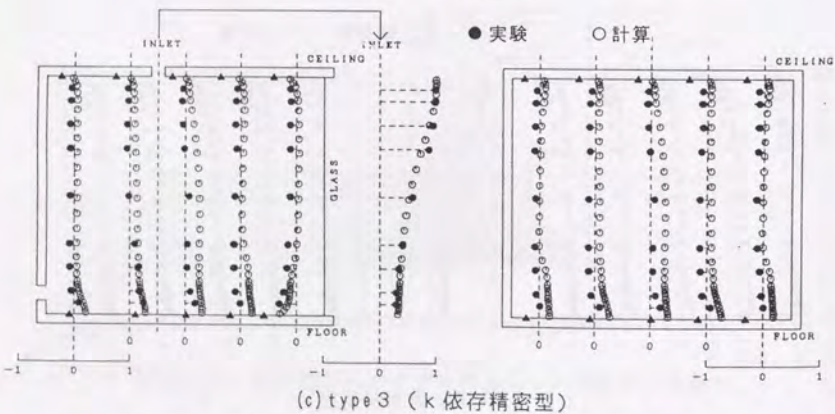
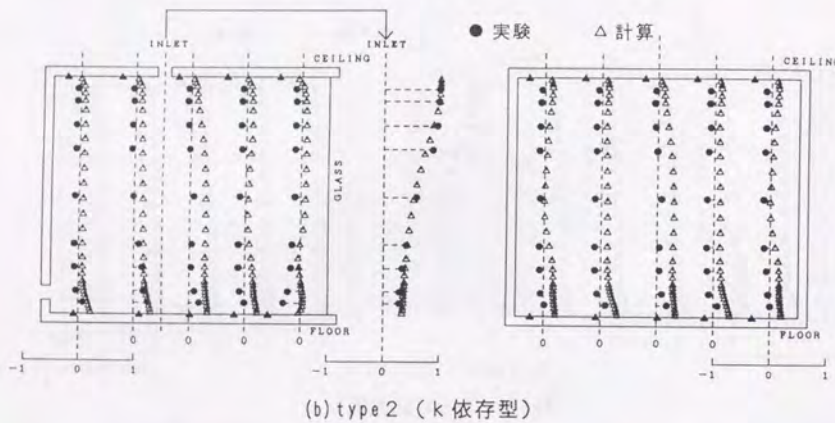
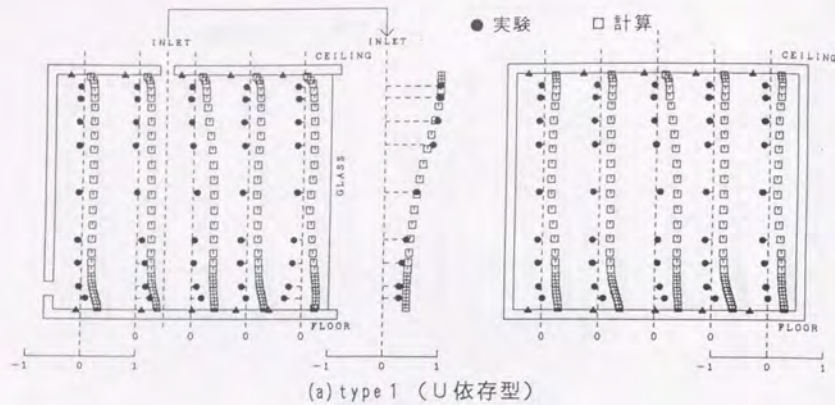


図4-14 温度境界による計算結果と実験結果の比較 (暖房)

(3) 差分メッシュの影響

① 各面熱量比と合計熱量

境界条件をtype3に固定し、差分メッシュをmesh1~3とした場合の各面における対流熱量の計算結果を前と同様、冷・暖房条件についてそれぞれ表4-7, 8に比較する。

表によれば、天井面(冷房)、床面(暖房)を除き、他の断熱壁では対流熱量は余り差分分割の影響を受けてないことが分かる。

天井面(冷房)では差分が細かいほど熱量が減少、床面(暖房)でもmesh2, 3では減少し、逆にガラス面(暖・冷房)では増加している。天井・床面での熱量変化の要因としては、ガラス面でのコールドドラフト(暖房時)及び熱上昇流(冷房時)の勢力変化が一部影響しているものと推定される。

また、ガラス面では変化がやや大きく、冷房では換気投入熱量の7%弱、暖房では4%弱の変化が生じるが、mesh1, 3では壁第一セルの寸法が8倍異なることを考慮すれば影響は比較的小さいとも考えられる。

なお、実験値は冷・暖房いずれの条件でもmesh1, 3の中間となるため、実験との差は極端に大きくはない。

表4-7 冷房・差分分割の相違による対流熱量計算値の比較

	天井面	床面	東面	西面	南面	ガラス面	合計
実験結果	4.8	28.6	13.1	12.3	10.7	30.5	100.0
mesh1	10.8	21.8	10.8	10.8	10.0	28.1	92.4
mesh2	7.4	22.2	10.4	10.4	10.2	33.0	93.6
mesh3	6.9	21.3	11.1	11.1	12.0	34.8	97.2

表4-8 暖房・差分分割の相違による対流熱量計算値の比較

	天井面	床面	東面	西面	南面	ガラス面	合計
実験結果	16.3	21.4	12.7	12.0	12.0	25.5	100.0
mesh1	13.2	23.5	9.1	9.1	10.6	23.6	89.0
mesh2	13.1	23.5	8.2	8.2	10.7	25.4	89.0
mesh3	13.2	21.2	8.4	8.4	11.0	27.2	89.4

熱量の合計は、実験値の89~97%の範囲でやや小さく、メッシュが細かいほど実験に近づくが、メッシュ依存性は冷房で5%, 暖房で0.4%程度となって比較的小さい。

熱収支、各面の熱流に対する実験と計算の対応は、既往の温度境界の計算例よりも比較的良好であるが、今回の差分分割では第1セル寸法がmesh2, 3では壁から0.5, 2cm程度と非常に小さく、壁付近での大きな速度、温度勾配が表現可能となっていること、壁付近でのせん断や浮力による乱流エネルギーの生産や移流拡散による対流熱伝達率への影響が定性的に表現可能な境界条件を使用していることが原因と考えられる。

なお、計算結果の $\lambda (= l_0/\delta)$ を検討したところ、冷房条件のmesh1ではほぼ全域で0.2以下、mesh2では大部分で0.4以下となるが天井面で局所的に1.0となる領域が発生し、更にmesh3では天井面の半分程度と鉛直壁の天井側の一部が1.0となった。

また、暖房条件、mesh1では全域で0.2以下、mesh2では0.4以下となり、mesh3では床面と鉛直壁の床側の一部に1.0となる領域が認められた。

$\lambda = 1$ となる領域では境界条件や乱流モデルの適用範囲を逸脱している懸念が大きい。

但し、計算結果からは $\lambda = 1$ に移行する領域の発生により計算結果が極端に変化する傾向は認められず、今回のように大部分の領域で $\lambda < 1$ の場合は、その影響は軽微に留まると判断することもできようが、この点に関しては今後検討を進める必要がある。

② 空間分布に関する計算結果

図4-15, 16に境界条件としてtype3, 差分分割として最も細かいmesh3を用いた場合の風速ベクトル、及び空間温度分布の実験との比較を示す。

温度分布の表示法は熱流境界の場合と同様である。

気流分布計算結果は、冷房では図4-15(a)に示すように、床面の衝突噴流の一部がガラス面で加熱されて天井に向かい、吹出し噴流とともに反時計回りの循環を形成する。この点は熱流境界の場合と同様であるが、噴流の左側での気流速度が若干小さい点が異なる。

暖房の場合の図4-16(a)では、衝突噴流が、コールドドラフトに押し戻される結果、床面付近に小さな循環が生じることなど、熱流境界の場合とよく類似した分布となる。

温度分布の実験との対応については熱収支誤差が反映し、97%の冷房では熱流条件の場合とはほぼ一致するのに対し、89%の暖房では計算結果が実験より0.1程度高くなるものの全般的傾向は類似している。

これらから、温度境界条件を用いても熱バランスがとれていれば、熱流境界条件と同様現実的な予測の可能なことを示唆する結果といえよう。

③ 対流熱流、対流熱伝達率に関する検討

type3, mesh3による対流熱流と対流熱伝達率(α_c)分布計算結果を図4-17, 20に示し、前者の図中には対応位置の実験値を数値で示す。

熱流に関する実験結果は、暖房条件の天井面では $10 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$ 程度ではほぼ均一な分布となり、冷房条件の天井面ではガラス側(図の左側)で若干大きいものの、全般的には暖房条件よりかなり小さくなる。

東西、南の鉛直面では、冷・暖房いずれも床側が天井側より大きい。暖房条件のガラス面ではほぼ均一な分布となるが、冷房条件では他の鉛直面と同様床側が大きい。

床面では中心部付近が最大で、中心から離れるに従って小さくなるが、暖房条件ではガラス側での値がかなり小さい。

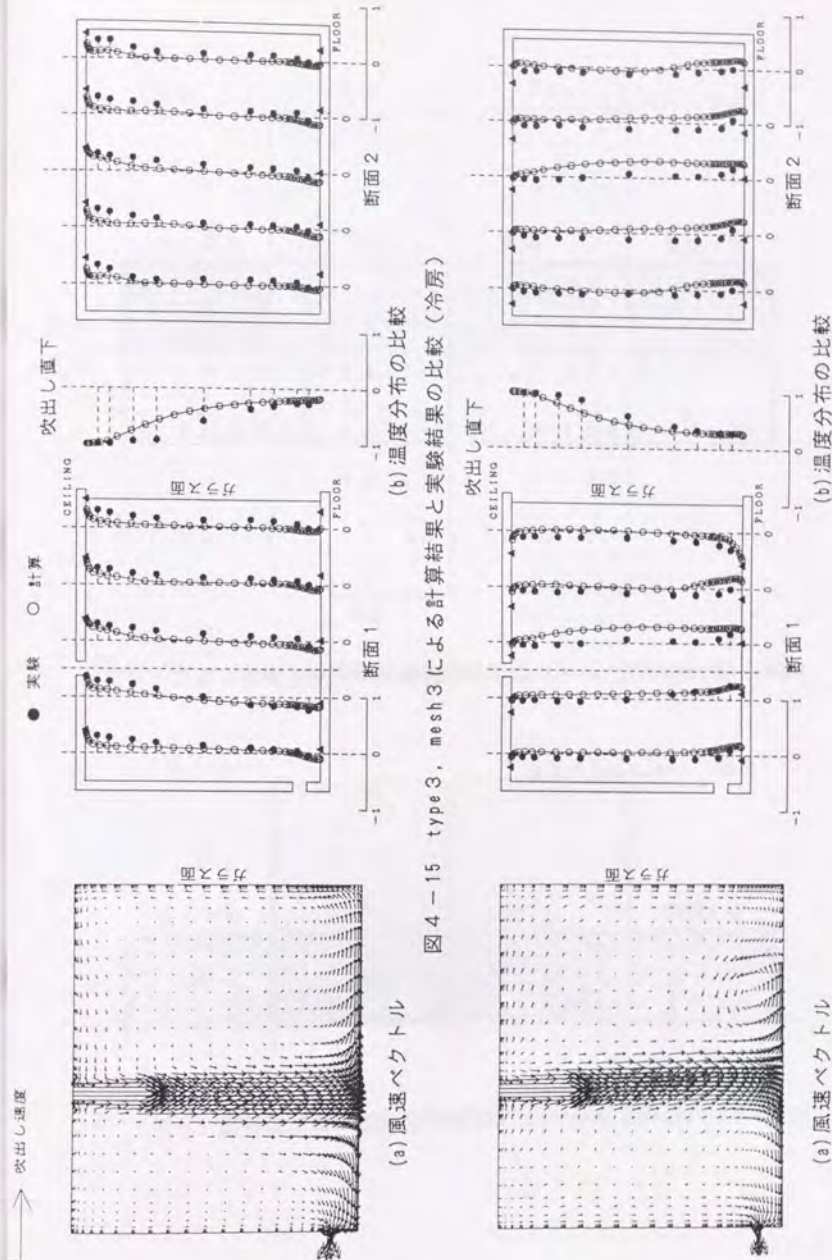


図4-15 type3, mesh3による計算結果と実験結果の比較(冷房)

図4-16 type3, mesh3による計算結果と実験結果の比較(暖房)

以上の点に関しては計算は実験結果を定性的に再現している。

熱流分布に対応し、 α_c の計算結果は、冷房条件の天井面では、 $1.0 \text{ kcal/m}^2 \text{ h K}$ 程度と小さくなるのに対し、暖房では2.0~5.0と大きくなる。

即ち、伝熱の方向の違いによる α_c の相違が定性的に再現されている。

床の α_c は冷房・暖房いずれの条件でも吹出し直下が最大となり同心円状に小さくなる衝突噴流の熱伝達特性が現れている。

但し、暖房の床面ガラス近傍では風速ベクトルの分布に見られたようにコールドドラフトが噴流を押し戻すために小さな値となる。

南面の α_c は吸込み口の近傍で非常に大きい、この点は $k-\varepsilon$ モデルで従来から報告されている生産項中の法線応力の取扱いの不備が一部影響していると考えられ、この点についてはDSM、ASM等のモデルの使用によって変化する可能性が高い。

東、西面の α_c は衝突噴流の影響で、床面の放射状噴流の達する下部で大きい値をとるが、全般的に上部に行くほど小さくなる。

ガラス面の α_c は暖房条件ではほぼ全体で一様な値となり、平板乱流自然対流としての特性（乱流域では対流熱伝達率は壁表面温度-空気温度のみによって決まる。）が現れているが、冷房では放射状噴流がガラス面下部に衝突することが原因となって、床付近でやや大きい値となる。

以上の α_c の分布性状を今回の実験結果から直接検証することは困難であるが、各面全体の熱収支や各面での対流熱流の分布が概ね対応することから、全般的には大きく矛盾する点はないものと考えられる。

4.5 まとめ

本章では実大の居室模型を対象とした実験結果に基づき、現状の $k-\varepsilon$ モデルを用いる数値計算法の空間分布に対する予測精度、壁関数の問題点と適用妥当性、壁付近の分割の影響に関する詳細な検討を行った。その結果得られた知見は以下に示す通りである。

(1) 実大模型実験では、熱流計による総貫流熱量と換気による投入熱量が、6ケースの暖冷房設定条件に対し、平均熱収支誤差は6%、最大誤差が8%以下となり、この種の実験としては比較的熱収支が良好であった。従って、各面での熱流は比較的精度良く測定されたものと推定される。

(2) 実験結果から推定された対流熱流分布を境界条件として行った数値計算結果は、室内温度分布に関し全般的に実験結果とかなり良好に対応していた。即ち、既往の研究と同様 $k-\varepsilon$ モデルは、複雑な非等温室内気流問題に対し、一定の適用妥当性を有することが示されたことになるが、今回の条件にDSM等のより精密なモデルを使用した場合の効果については、今後検討を進めたいと考えている。

(3) 壁面温度に実測値を与え、対流温度フラックスを壁面境界条件によって与える方法に関しては、壁と接線方向速度成分を参照するtype1では、全体の熱収支や天井面熱流に対する浮力の影響、衝突面での対流熱伝達率分布に関して、実験との対応が不十分である。

この点は乱流エネルギーを参照するtype2, 3に変更することによって、熱収支や熱伝達率の分布性状に関し顕著な改善が見られる。従って今回の検討範囲では壁第1セルの乱流エネルギー計算値を用いる方法が室内気流用の実用的壁関数の基本形として推奨できる。

(4) type3による合計熱量は、今回の条件では実験値の89~97%となり各面の対流熱流分布もある程度対応する。また、同じくtype3による熱量のメッシュ依存性は比較的小さいことが明らかとなった。また、空間温度分布に関し、今回の例のように熱収支が比較的良好の場合には、熱流境界条件とほぼ同等の予測が可能なが分かった。

本論文は、室内空気分布の数値予測法をより実用的な問題に拡張することを目標とし、筆者がこれまでに行ってきた一連の研究をとりまとめたものである。ここでは、全体のとめとして第Ⅱ、Ⅲ編で行った研究結果を総括すると共に、今後の課題について述べる。

第Ⅱ編では、まず第1章で傾斜吹出しを伴う室内気流の数値解を在来の直交メッシュで求めることを試みた。その結果、この種の問題も基本的には在来法で実験と良く対応する解を求めることはできるものの、吹出し方向がメッシュの方向と一致する場合に比べて打ち切り誤差は大きく、高誤差領域となる吹出し口近傍や噴流領域に選択的に細かいメッシュを配することが精度の良い解を求めるために必要と判断された。

但し、在来法で局所的に細かい差分メッシュを使用すると、計算効率が著しく低下する懸念のあること、また実用問題では物理境界条件を精密に表現するために、部分的に高い計算分解能が要求される場合の多いことを考慮し、在来法の枠内で差分メッシュを局所的に分割するMulti-Mesh法の開発を試みた。

新解法では、在来法の構造上生じる不必要に細かい空間分割を省略し、必要な部分に必要なだけの差分メッシュを配することにより、計算時間と記憶容量を節約すると同時に計算の高精度化を狙ったものであった。

特に高精度化という点に留意し、メッシュの結合部分で、在来法異形メッシュ使用の場合と同様、流量、一次量、圧力仕事は保存される方法を考案した。

新解法は、第2章、第3章において、二次元の層流から、二次元乱流、三次元の層流、乱流と順次妥当性のテストを進めたが、在来法による解や実験結果との比較から、十分実用解法として使用できる見通しが立った。

第4章、第5章では、具体的な応用として、複雑な吹出し口を有する室内気流と通風時の建物内外気流を取り上げた。前者については数値解析法による室内の空間構成を加味した吹出し口の設計法を意図したものであったが、実験との比較的良好的な一致を見た。後者はこれまで室内気流、屋外気流と区分して研究されてきた問題を、一括して取扱うことの可能性、問題点の把握を意図したものであり、計算結果は既往の実験、計算結果と比較して大きく矛盾する点は認められなかった。

今後は、精密な実験との比較による計算法の改良を進めることが必要であるが、この種の複雑な問題の解明に数値解析技術を応用する糸口は見いだせたという意味で一歩前進したものと信じている。なお、本論文中で提示したMulti-Mesh法は計算分解能の調整を単段階で行っているが、原理的にはローカル・メッシュの細分割を繰り返すことによる多段階のメッシュ構造が可能であり、実用問題への適用性は一層向上させることが期待される。但し、収束解法にtime-marching型の陽解法を使用する現在の方法では、許容時間刻み幅の点で問題が生ずる懸念が強い。従って、陰解法等を含めた収束解法に関する検討を同時に進める必要がある。また、 $k-\epsilon$ モデル以外の乱流モデルに対する適合性についても今後の課題としたい。

第Ⅲ編では、非等温室内気流の数値予測を目標としたが、第1章では平面浮力噴流を取

り上げ、乱流モデルの相違が計算結果に与える影響を検討した。応力方程式系の乱流モデルは予想通り乱流構造のシミュレーションという観点からは、等方性乱流モデルより優れた結果を与えることが判明したが、 $k-\varepsilon$ モデルを用いても平均量の分布に関してはかなり合理的な予測の可能なことが分かった。以下の検討では乱流モデルを $k-\varepsilon$ モデルに限定して行ったが、非等温時の乱流モデルのあり方については今後共研究を続ける必要がある。

第2章では乱流エネルギー散逸方程式中の浮力生産項の作用に注目した検討を行った。

その結果、Violet型のモデルは浮力生産が正の場合に乱流拡散の過大評価を抑制する作用のあることが分かったため、既往の研究と同様推奨できると判断した。より一層の計算定数の最適化については、今後は実験的検証に加えLES等の計算技術に応用する可能性も残されている。

第3章では鉛直加熱平板自然対流を対象とした壁関数によるヌセルト数の再現を試みたが、差分メッシュを適切に配せば精度の良い予測が可能なが分かった。この種の室内での壁付近で生じる流れに対し、同様の検討を進めると共に精密な実験データの蓄積を計り、壁関数の改良を続ける必要がある。

第4章では実大居室モデルを対象に実験データの計算による再現を試みた。熱流境界条件の計算結果は既往の研究と同様室内温度分布をかなり良好に再現することを確認した。

温度境界条件については、壁と接線方向の速度を参照する壁関数の使用は実験との対応に問題が生じ、乱流エネルギー計算値を参照するタイプ、更に粘性底層厚さを考慮する方法が最も実験と適合した。従って、壁関数法では後者の方法が有望と判断される。

今回示した程度の一致がコンスタントに得られれば、非等温問題への数値解析法の適用範囲は大きく広がると予想されるが、今回の方法がどの程度の一般的適用妥当性を有するかについては現時点では明確ではない。従って、今後様々な問題への適用を通して、その限界を明らかにすると共に、信頼性・予測精度の向上を計りたいと考えている。

本論文では室内気流の数値予測法の実用化を目標として研究を行い、一部には新たな知見が得られたと感ずる反面、未だ検討の不十分な箇所が多く残されているのも事実である。

筆者としては今後とも未解明の問題に筆者なりのアプローチで取り組んで行く所存であるが、今回の研究結果が室内気流数値予測の研究分野の進展に多少なりとも貢献することができるならば、これに優る喜びはない。

本論文に関連する既発表文献

第I編

第3章

倉渕 隆, 鎌田元康: 移流-拡散項の差分近似に関する考察, 日本建築学会大会学術講演集, 1983年9月

第II編

第1章

鶴本厚裕, 倉渕 隆, 鎌田元康: 傾斜吹出を伴う室内気流に関する基礎的研究 その1 可視化手法による流れパターンの観察, 日本建築学会大会学術講演集, 1989年10月

倉渕 隆, 鶴本厚裕, 鎌田元康: 傾斜吹出を伴う室内気流に関する基礎的研究 その2 数値計算結果と解の格子依存性について, 日本建築学会大会学術講演集, 1989年10月

倉渕 隆, 鶴本厚裕, 鎌田元康, 中邨 隆: 傾斜吹出しを伴う室内気流の数値解析, 空気調和・衛生工学会講演論文集, 1989年10月

第2章

倉渕 隆, 鎌田元康: MAC法における差分meshの局所的分割法に関する研究 その1 Multi-Mesh法の開発と二次元室内気流問題への適用, 日本建築学会計画系論文報告集, 第425号, 1991年7月

倉渕 隆, 鎌田元康: 差分メッシュの局所的分割法に関する検討(二次元層流・乱流への適用), 日本建築学会関東支部研究報告集 計画系, 1989年

第3章

倉渕 隆, 鎌田元康: 差分メッシュの局所的分割法に関する検討 -三次元建物内外気流への適用-, 日本建築学会大会学術講演集, 1989年10月

第4章

KURABUCHI, T., KAMATA, M.: A Local Refinement Method of the MAC Mesh Systems Applied to Indoor Airflow Problems. Journal of the Faculty of Engineering, the University of Tokyo(B), Vol. XLI, No. 1, 1991

倉渕 隆, 鎌田元康, 中邨 隆: 差分メッシュの局所的分割法を用いた室内気流解析 -吹出し方式の相違による室内気流特性-, 空気調和・衛生工学会講演論文集, 1990年10月

第5章

倉渕 隆, 鎌田元康: Multi-Mesh法を用いた通風時建物内外気流の同時解析, 日本建築学会計画系論文報告集, 第426号, 1991年8月

倉渕 隆, 鎌田元康: 通風時の流れ場・圧力場 Multi-Mesh法を用いた建物内外気流の同時解析, 日本建築学会環境工学委員会 空気環境運営委員会第1回空気シンポジウム 通風量のモデリング, 1990年

第III編

第1章

倉淵 隆, 鎌田元康: 浮力噴流の数値解析, 第3回 生研NSTシンポジウム講演論文集, 1988年2月

倉淵 隆, 鎌田元康: 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講概集, 1987年10月

第2章

久保吉人, 倉淵 隆, 鎌田元康: 非等温室内気流の数値計算法に関する研究(その1) 浮力を伴う汚染質の室内拡散に関する計算と実験の比較, 日本建築学会大会学術講演講概集, 1991年9月

第3章

倉淵 隆, 鎌田元康: 非等温室内空気分布の壁面境界条件に関する研究 - 垂直加熱平板自然対流に関する検討 -, 空気調和・衛生工学会講演論文集, 1988年9月

武政祐一, 倉淵 隆, 鎌田元康: 室内空気分布予測法の壁面境界条件に関する基礎的研究 - 垂直加熱平板自然対流に関する検討 -, 日本建築学会大会学術講演講概集, 1990年10月

第4章 実大居室模型を対象とした数値解析

倉淵 隆, 武政祐一, 鎌田元康: 非等温室内気流の数値計算法に関する研究(その2) 実大模型実験と熱流境界条件による計算結果, 日本建築学会大会学術講演講概集, 1991年9月

武政祐一, 倉淵 隆, 鎌田元康: 非等温室内気流の数値計算法に関する研究(その3) 壁関数, 差分分割による対流熱流, 空間温度分布計算結果の比較, 日本建築学会大会学術講演講概集, 1991年9月

参考文献

- 赤林伸一, 村上周三, 高倉秀一, 大和田淳(1986): 接近流の気流性状が建物の換気, 通風に及ぼす影響に関する研究(その6) 開口部の風速・風圧変動に関する風洞実験 - 2 開口の場合 -, 日本建築学会大会学術講演講概集
- Anderson, D. A., Tannehill, J. C., Pletcher, R. H. (1984): Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing Corporation
- Aupoix, B.: Homogeneous Turbulence, Two-Point Closures and Applications to One-Point Closures 'in Spatial Course on Modern Theoretical and Experimental Approaches to Turbulent Flow Structure and Its Modelling', AGARD Report, No. 755
- Baker, A. J. (1983): Finite Element Computational Fluid Mechanics, Hemisphere Publishing Corporation
- Baturin, V. V. (1965): Fundamentals of Industrial Ventilation, Pergamon Press
- Bayley F. J. (1955): An Analysis of Turbulent Free-Convection Heat Transfer, Proc. Inst. Mech. Engineers, Vol. 169, No. 20
- Brandt, A. (1978): Lecture Notes of the ICASE Workshop on Multi-Grid Methods, ICASE, NASA Langley Research Center
- Cheesewrite, R. (1968): Turbulent Natural Convection from a Vertical Plane Surface, J. Heat Transfer, Vol. 90
- Cheesewrite, R., Ierokipiotis, E. (1982): Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 2
- Chen, C. J., Rodi, W. (1980): Vertical Turbulent Buoyant Jets. A Review of Experimental Data, HMT, Vol. 4, Pergamon Press
- Chiang, C. C., Launder, B. E. (1980): On the Calculation of Turbulent Heat Transport Downstream from an Abrupt Pipe Expansion, Numerical Heat Transfer, Vol. 3
- Davidov, B. I. (1961): On the Statistical Dynamics of an Incompressible Turbulent Fluid, Doklady, AN SSSR, Vol. 136
- Daly, B. J., Harlow, F. H. (1970): Transport Equations of Turbulence, Phys. Fluids, Vol. 13
- 藤井孝蔵(1987): 剥離渦の高精度シミュレーションを目指して, 第1回数値流体シンポジウム講演論文集
- Gavill, M., Viollet, P. (1988): The Three Dimensional Computation of Secondary Flow and Density Currents in a Curved Pipe, Proc. 3rd Int. Symp. on Refined Flow Modeling and Turbulence Measurements
- Gebhart, B. (1959): A New Method for Calculating Radiant Exchanges, ASHRAE Trans., Vol. 65
- Gibson, M. M., Launder, B. E. (1976): On the Calculation of Horizontal, Turbulent, Free Shear Flows under Gravitational Influence, Trans. ASME, J. Heat Transfer
- Harlow, F. H., Welch, J. E. (1965): Numerical Calculations of Time-Dependent Viscous

- 林 吉彦, 村上周三, 持田 灯 (1988) : 建物周辺気流の数値シミュレーションの診断システムに関する研究 (第5報) $k-\epsilon$ モデルにおける建物風上の k の過大評価とモデルの改良, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 林 吉彦, 村上周三, 持田 灯, 近藤靖史, 田中忠範 (1990) : 立方体周辺の乱流構造に関するLESとASM, $k-\epsilon$ モデルの比較 (その1) 平均風速, 乱流エネルギー等に関する風洞実験との比較, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 日比一喜, 村上周三, 持田 灯 (1983) : 建物周辺気流の数値解析 - その2 壁面風圧の数値シミュレーションにおける差分格子, 壁面境界条件の検討 -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- Hinze, J. O. (1959) : Turbulence - An Introduction to Its Mechanism and Theory -, McGraw-Hill Book Company, Inc.
- 平岡久司 (1982) : 有限要素法による室内気流分布の数値計算, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 平岡久司 (1983) : 有限要素法によるNavier-Stokes方程式の数値計算 (MAC法のアルゴリズムと圧力振動との関係について), 日本建築学会大会学術講演講義集
- 平岡久司 (1984) : ABMAC法を用いた有限要素法による流体解析, 日本建築学会大会学術講演講義集
- Hirt, C. W., Cook, J. L. (1972) : Calculating Three-Dimensional Flows around Structures and over Rough Terrain, J. Comput. Phys., Vol. 10
- Hirt, C. W., Amsden, A. A., Cook, J. L. (1974) : ALE Method for All Flow Speeds, J. Comput. Phys., Vol. 14
- 菱田幹雄, 長野靖尚, 辻 後博, 金子 功 (1981) : 垂直平板上の自然対流乱流境界層, 日本機化学会論文集B, 47-419
- Hossain, M. S., Rodi, W. (1977) : Influence of Buoyancy on the Turbulence Intensities in Horizontal and Vertical Jets 'in Heat Transfer and Turbulent Buoyant Convection, Vol. 1', Hemisphere Publishing Corporation
- Hossain, M. S., Rodi, W. (1982) : A Turbulence Model for Buoyant Flows and Its Application to Vertical Buoyant Jets 'in Turbulent Buoyant Jets and Plumes', HMT, Vol. 6, Pergamon Press
- 石田義洋, 栗岡 均 (1982) : MAC法と有限要素法を組み合わせた2次元流れ解析法 その1 - 数値実験による解析式の検討 -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 石田義洋 (1983) : MAC法と有限要素法を組み合わせた2次元流れ解析法 その2 - 解の経時変化と定常解の圧力分布の検討 -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 石田義洋, 栗岡 均 (1984) : MAC法と有限要素法を組み合わせた2次元流れ解析法 その3 - 無限要素の定式化への組込 -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 石田義洋, 村上周三, 加藤信介 (1989) : 解強制置換法を用いた複合グリッドシステムによる2次元室内乱流の解析, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 加藤信介, 村上周三, 永野紳一郎 (1988) : 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) $k-\epsilon$ モデルの壁面境界条件の各種タイプの検討 - その1, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集

- 加藤信介, 村上周三, 中川浩之 (1989) : 非等温室内規流の数値解析に関する研究 (その3) Vioillet型の $k-\epsilon$ モデルに基づく水平非等温噴流の解析, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 加藤信介, 村上周三, 近藤 靖 (1991) : 代数応力モデルによる2次元の等温拡散場, 非等温場の解析 代数応力方程式モデルによる室内気流解析 (第二報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第421号
- 甲藤好郎, 佐藤 俊, 西川兼康, 水科篤郎, 森 康夫 (1984) : 伝熱学特論, 養賢堂
- 貝塚正光, 菅長正光 (1977) : 2方程式モデルによる3次元非等温乱流の数値解析, 空気調和・衛生工学会講演論文集
- 貝塚正光, 岩本静男 (1984) : Navier-Stokes方程式の移流項に対する差分近似に関する数値実験, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 加治屋亮一, 貝塚正光 (1982a) : 熱対流の数値実験 (その3) - 平板強制対流の乱流境界層 -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- 加治屋亮一, 貝塚正光 (1982b) : 加熱平板強制対流に対する空気分布予測法の数値実験 - 壁面境界条件に対数則を用いた場合 -, 空気調和・衛生工学会学術論文集
- 加治屋亮一, 貝塚正光 (1983) : 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 - 熱対流の数値実験 (その4) -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- Kawamura, T., Kuwahara, K (1984) : Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylindrical with Surface Roughness, AIAA paper, 84-0340
- 金 永徳, 村上周三, 赤林伸一 (1990) : 住宅における通風時の室内外の流れ場の可視化, 日本建築学会環境工学委員会空気環境運営委員会第1回空気シンポジウム 通風量算出のモデリング
- 清田誠良, 関根 毅 (1989) : 模型壁面の開口部圧力損失に関する実験的研究 (続報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第398号
- 越塚誠一 (1990) : リーマン幾何学を用いた非圧縮性流れ解析のための境界適用座標法の研究, 東京大学学位論文
- 功刀資彰, 河村 洋, 秋野詔夫 (1985) : 乱流モデルの円形衝突噴流伝熱への適用, 第22回日本伝熱シンポジウム
- Kurabuchi, T., Fang, B. J., Grot, R. A. (1990) : A Numerical Method for Calculating Indoor Airflows Using a Turbulence Model, NISTIR 89-4211
- 倉淵 隆, 泰地眞三仁, 鎌田元康 (1984) : 移流項の差分近似に関する考察 - 乱流モデルの運動方程式と濃度拡散方程式に関して -, 日本建築学会大会学術講演講義集
- Kutateladze, S. S. (1977) : The Model of Turbulent Free Convection near a Vertical Heat Transfer Surface 'in Heat Transfer and Turbulent Buoyant Convection, Vol. 2', Hemisphere Publishing Corporation
- Laurence, D. : Turbulence Modelling through One Point Closures - Applications - Enlightening by Large Eddy Simulation 'in Special Course on Modern Theoretical and Experimental Approaches to Turbulent Flow Structure and

- Its Modelling', AGARD Report, No. 755
- Launder, B. E., Spalding, D. B. (1974) : The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comput. Methods, Appl. Mech. Eng., Vol. 3
- Launder, B. E. (1975a) : On the Effects of a Gravitational Field on the Turbulent Transport of Heat and Momentum, J. Fluid Mech., Vol. 67, Part 3
- Launder, B. E., Reece, G. J., Rodi, W. (1975b) : Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure, J. Fluid Mech., Vol. 68, Part 3
- Launder, B. E. (1982) : Second Moment Closure, Methodology and Practice, Proc. of the Ecole d'Ete d'Analyse Numerique-Modelisation Numerique de la Turbulence
- Launder, B. E. (1987) : An Introduction to Single-Point Closure Methodology 'in Introduction to the Modeling of Turbulence', Von Karman Institute for Fluid Dynamics
- Leonard, B. P. (1980) : The Quick Algorithm, A Uniformly Third-Order Finite-Difference Method for Highly Convective Flows 'in Computer Methods in Fluids', Pentech Press
- Lin, S. J., Churchill, S. W. (1978) : Turbulent Free Convection from a Vertical Isothermal Plate, Numer. Heat Transfer, Vol. 1
- Looney, M. K., Walsh, J. J. (1984) : Mean-Flow and Turbulent Characteristics of Free and Impinging Jet Flows, J. Fluid Mech., Vol. 147
- Mason, H. B., Seban, R. A. (1974) : Numerical Predictions for Turbulent Free Convection from Vertical Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 17
- 松本 博, 長谷川房雄, 内海康雄 (1984) : 有限要素法による室内気流の三次元数値解析, 日本建築学会大会学術講演概集
- Miyamoto, M., Kajino, H., Kurima, J., Takanami, I. (1982) : Development of Turbulence Characteristics in a Vertical Free Convection Boundary Layer, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 2
- 持田 灯 (1988a) : 建物周辺の気流分布とガス拡散に関する予測手法の研究 - 風洞実験法及び数値予測法に関する基礎的検討 -, 東京大学学位論文
- 持田 灯, 村上周三, 山村真司 (1988b) : 建物周辺における浮力のあるガスの拡散の数値予測 (第1報) - ϵ 方程式における浮力による生産項のモデル化の検討を中心として -, 日本建築学会関東支部研究報告集
- 村上周三, 小峯裕己 (1980) : タンラム型熱線風速計による変動風速の三次元的な測定 - 建物周辺気流に関する実験的研究 (XI) -, 日本建築学会論文報告集, 第297号
- 村上周三, 赤林伸一 (1986) : レーザライトシート (LLS) を用いた乱流の微細構造の可視化 - 通風時の建物における室内外の気流の可視化, 流れの可視化, Vol. 6, No. 22
- 村上周三, 加藤信介, 永野慎一郎 (1987) : 室内気流数値解析の診断システムに関する研究 - 運動エネルギー保存に関する各種差分スキームの検討, 第1回数値流体力学シンポジウム

- 村上周三, 加藤信介, 石田義洋 (1988a) : 一般曲線座標系による室内気流数値シミュレーション その1 - $k-\epsilon$ モデルと境界条件式の2次元一般曲線座標系への変換 -, 日本建築学会計画系論文報告集, 第386号
- 村上周三, 加藤信介, 石田義洋 (1988b) : 一般曲線座標系による室内気流数値シミュレーション その2 - 圧力・速度の緩和式と2次元乱流場の計算 -, 日本建築学会計画系論文報告集, 第391号
- 村上周三, 加藤信介, 永野紳一郎 (1988c) : 差分間隔に伴う数値誤差の推定・評価方法室内気流数値解析の診断システムに関する研究 (第1報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第385号
- 村上周三, 加藤信介, 須山喜美 (1988d) : 移流項差分における一次精度風上, QUICK, 中心差分スキーム等の比較検討 室内気流数値解析の診断システムに関する研究 (第2報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第390号
- 村上周三, 持田 灯, 村上里見 (1988e) : Adaptive Grid手法を用いた建物周辺乱流の数値解析 - Passive Methodの3次元 $k-\epsilon$ モデルへの適用 -, 日本建築学会計画系論文報告集, 第393号
- 村上周三, 持田 灯, 林 吉彦, 大和田淳 (1988f) : $k-\epsilon$ 型2方程式モデルによる建物周辺気流の数値解析 その1 - メッシュ分割, 壁面・計算領域外周面の境界条件に関する検討 -, 日本建築学会計画系論文報告集, 第392号
- 村上周三, 加藤信介, 石田義洋 (1989) : 一般曲線座標系による室内気流数値シミュレーション その3 - $k-\epsilon$ モデルと境界条件式および圧力方程式の3次元一般曲線座標系への変換 -, 日本建築学会計画系論文報告集, 第400号
- 村上周三, 加藤信介, 近藤 靖 (1990a) : 代数応力方程式モデルによる室内気流解析 (第一報) 2次元等温流れ場における代数応力モデルと $k-\epsilon$ モデルの比較, 日本建築学会計画系論文報告集, 第415号
- 村上周三, 加藤信介, 石田義洋 (1990b) : 一般曲線座標系による室内気流数値シミュレーション その4 - 速度・圧力の緩和式並びに3次元室内気流への適用と検証 -, 日本建築学会計画系論文報告集, 第408号
- 村上周三, 加藤信介, 赤林伸一, 水谷国男, 金 永徳, 富永禎秀 (1990c) : 住宅の換気・通風に関する実験的研究 (その8~10), 日本建築学会大会学術講演概集
- 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史, 近本智行 (1990d) : 乱流数値解析による室内対流熱伝達に関する研究 (その1) 対数則型壁関数と α_c 型壁関数の比較, 日本建築学会大会学術講演概集
- アー・エス・モーニン, アー・エム・ヤグロム (1975) : 統計流体力学1, 文一総合出版
- 内海康雄, 長谷川房雄, 松本 博 (1982) : FEMによる熱対流の数値実験 - 2次元層流非定常 -, 日本建築学会大会学術講演概集
- 内海康雄, 長谷川房雄, 松本 博 (1983) : 室内熱対流に関する研究 その2 FEMによるペナルティ関数を用いた1方程式モデルの1解法, 日本建築学会大会学術講演概集
- 内海康雄, 長谷川房雄, 松本 博 (1984) : ペナルティ有限要素法による室内気流の数値解析 その2 要素分割とペナルティ・パラメーターに関する検討, 日本建

築学会大会学術講演講概集

- 中川浩之, 村上周三, 加藤信介 (1988) : 非等温室内規流の数値解析に関する研究 その1 水平非等温噴流に関する実験と数値解析の試み, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 野村 豪, 松尾 陽, 貝塚正光, 坂本雄三, 遠藤清尊 (1975a) : 室内空気分布の数値解析に関する研究1 -MAC法による3次元数値解析-, 日本建築学会論文報告集, 第231号
- 野村 豪, 松尾 陽, 貝塚正光, 坂本雄三, 遠藤清尊 (1975b) : 室内空気分布の数値解析に関する研究・2 -3次元流れの可視化実験-, 日本建築学会論文報告集, 第232号
- 野村 豪, 松尾 陽, 貝塚正光, 坂本雄三, 遠藤清尊 (1975c) : 室内空気分布の数値解析に関する研究・3 -2方程式モデルによる乱流の3次元解析-, 日本建築学会論文報告集, 第238号
- 野村 豪, 加藤信介, 佐藤正章 (1978) : 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 吹出口の乱流統計量実測例, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 野村 豪, 松尾 陽, 加藤信介 (1980) : 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 その1-, 日本建築学会論文報告集, 第292号
- Ozoe, H., Mouri, A., Ohmuro, M., Churchill, S. W., Lior, N. (1985) : Numerical Calculation of Laminar and Turbulent Natural Convection in Water in Rectangular Channels Heated and Cooled Isothermally on the Opposing Vertical Walls, Int. J. Heat Mass Transfer
- Patankar, S. V. (1983) : Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation
- Patel, V. C., Rodi, W., Scheuerer, G. (1984) : Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows. A Review, AIAA J., Vol. 23, No. 9
- Peyret, R., Taylor, T. D. (1983) : Computational Methods for Fluid Flow, Springer-Verlag
- Pirovano, A., et al. (1970) : Heat Transfer 1970 IV, NC1. 8
- Plumb, O. A., Kennedy, L. A. (1977) : Application of a K-ε Turbulence Model to Natural Convection from a Vertical Isothermal Surface, Trans. ASME, J. Heat Transfer
- Raithby, S. D. (1976) : Skew Upstream Differencing Schemes for Problems Involving Fluid Flow, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., Vol. 9
- P. J. ローチェ (1978) : コンピュータによる流体力学<上>, <下>, 構造計画研究所, 企画センター, 1978
- Rodi, W. (1980) : Turbulence Models for Environmental Problems 'in Prediction Methods for Turbulent Flows', Hemisphere Publishing Corporation
- J. C. ロッタ (1975) : 乱流, 岩波書店

- 坂本雄三, 野村 豪, 松尾 陽, 鎌田元康 (1977) : 室内気流の模型実験と数値実験 (2) -数値実験及びその模型実験との比較・考察-, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 坂本雄三, 松尾 陽, 野村 豪, 鎌田元康 (1978) : 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講概集
- 斉藤恒洋, 大柿 聰 (1990a) : 有限要素法による高層建築物に作用する風圧分布の解析 (第1報) -立方体型建物モデルの解析-, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 斉藤恒洋, 大柿 聰, 長島由希子, 小島理恵 (1990b) : 有限要素法による高層建築物に作用する風圧分布の解析 (第2報) -高層建築物群モデルの解析-, 日本建築学会大会学術講演講概集
- Schlichting, H. (1979) : Boundary-Layer Theory 7th edition, McGraw-Hill Book Company
- Siebers, D. L., Moffat, R. J., Schwind, R. G. (1985) : Experimental Variable Properties Natural Convection from a Large, Vertical, Flat Surface, J. Heat Transfer, Vol. 107
- Spalding, D. B. (1972) : A Novel Finite-Difference Formulation for Differential Expressions Involving Both First and Second Derivatives, Int. J. Numer. Methods Enb., Vol. 4
- 高倉秀一, 村上周三, 赤林伸一 (1987) : 接近流の気流性状が建物の換気, 通風に及ぼす影響に関する研究 (その9) 通風時の室内気流分布に関する風洞実験 -円形と四角開口の場合-, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 田中 晃, 村上周三, 加藤信介, 近藤靖史 (1990) : 乱流数値解析による室内対流熱伝達に関する研究 (その3) 低レイノルズ数型 k-ε モデルを用いた自然対流解析, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 田中 隆, 加藤保真, 今本 豊, 棚橋隆彦 (1990) : G S M A C 有限要素法を用いた2次元室内気流の解析, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 谷 一郎 (1980) : 流体力学の進歩 乱流, 丸善株式会社
- Tennekes H., Lumley, J. L. (1972) : A First Course in Turbulence, The MIT Press
- To, W. M., Humphrey, A. C. (1986) : Numerical Simulation of Buoyant Turbulent Flow-1 Free Convection along a Heated, Vertical, flat Plate, Int. J. Heat Mass Transfer
- 堤純一郎, 片山忠久, 林 徹夫, 辻 潔 (1989) : 通風時における室内気流分布の数値シミュレーション (その3, 4), 日本建築学会大会学術講演講概集
- Viecelli, J. A. (1971) : A Computing Method for Incompressible Flows Bounded by Moving Walls, J. Comput. Phys., Vol. 8
- 渡辺哲也, 片山忠久, 堤純一郎, 林 徹夫, 吉水久雅 (1989) : 通風時における室内気流分布の数値シミュレーション (その2) 建物周辺気流を含めた数値シミュレーション, 日本建築学会大会学術講演講概集
- 矢川元基 (1983) : 流れと熱伝導の有限要素法入門, 培風館
- Zhu, J., Leschziner, M. A. (1987) : A Local Oscillation Damping Algorithm for Higher-

あとがき

本論文は、筆者が東京大学工学部で卒業論文以来、これまでに行ってきた室内空気分布の数値予測法に関する一連の研究結果をとりまとめたものである。長年数値シミュレーションに関する研究を行ってきた者として痛感するのは、やはり乱流現象は悔いがたい難問であって、だからこそ研究テーマとしては常に挑戦的でやりがいのある仕事といえることだろう。

しかし、問題が難しいがゆえに学生のテーマ選びの段階で敬遠されたり、多部門の研究者の参入が少ないなど、研究の活性化という点では問題をなしとしない。本論文の第I編ではこれらの事情を考慮し、乱流に関連する様々なメカニズムや、そのモデル化の手法として現状で主流となっている方法、将来的に有望と思われる方法を筆者なりにできるだけ平易に、かつ直感的に理解し易い形で記述するよう努力した。室内空気分布の数値シミュレーションに関心を持たれる方々の参考となれば幸いである。

筆を置くに当たって、本研究を行うに当たり、御指導、御協力を賜った方々に感謝の意を表したい。卒論以来の指導教官であり、東京大学助手に就任後の直属上司である鎌田元康助教授には長きに渡り筆者の努力を一貫して評価して頂き、筆者が研究を進めていく大きな支えとなった。安岡正人、松尾陽教授からは多くの貴重な御助言を頂いた。特に松尾陽教授は筆者の研究分野のバイオニアとして、多くの適切な示唆を頂いた。筆者は助手に就任後、一年間米国のNIST(当時NBS)で客員研究員として過ごしたが、その間に大変優れた図書室を頻りに利用させて頂き、本論文の構想を練る上で有益であった。

筆者を招いて下さったTamami Kusuda博士に感謝したい。松尾陽教授の主催する勉強会では、貝塚正光明治大学教授、加治屋亮一同助手、坂本雄三博士(現名古屋大学助教授)、佐藤正章氏(鹿島建設)、岩本静男博士(現九州芸術工科大学助手)らに筆者を加え、度々研究のプレビューを俎に乗せて批評を頂き、本論文の第II編では多くの示唆を受けた。

また、第II編の第1章は鶴本厚裕氏(現東京ガス)との共同研究であり、特に実験面で多くの支援を受けた。本論文の第III編では第2章の全体に渡り、久保吉人氏(現松下精工)に尽力頂いた。また、第3章の一部、第4章の全体は武政祐一氏(現鹿島建設技研)との共同研究であり、献身的な協力を得た。以上の当時大学院生、受託研究員の各氏の今後の更なる御活躍をお祈りし、感謝の言葉としたい。

また、筆者が卒論生当時に、この魅力あるテーマを紹介し直接御指導頂いた加藤信介博士(現生東大研助教授)、及び村上周三生研教授には、主に学会の場で多くの示唆に富んだ御指摘を賜った。研究を継続するための心構えや励ましを、鎌田研究室の塚越信行技官、井上隆博士(現東京理科大学助教授)、平手小太郎博士(現東京大学助教授)に頂いた。

また、中邨隆氏(松下精工)には実験を進める上で多くの便宜を賜った。

本論文はこれらの方々の御援助なしにはなしえなかったことを肝に命じ、今後とも精進を続けたい。最後の私事であるが、妻順子の長きに渡る協力には心から感謝したい。

1991年6月

倉沢 俊

