

表 1 各種壁面境界条件 (本研究で考察したもの)

Type	速度Uの境界条件	乱流エネルギーkの境界条件	散逸率εの境界条件	備 考
1	$(U)_{y=0} = 0$ (No-slip) より $\frac{\tau_w}{\rho} = \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (1)	0 方程式モデルのため無関係	0 方程式モデルのため無関係	<ul style="list-style-type: none"> • Type 1, 2, 3 のみは 0 方程式モデル, したがって ν_t 一定 • ν の効果は無視 • 文献4) で検討
2	$\left(\frac{U}{U_1}\right) = \left(\frac{y}{(h_1/2)}\right)^{1/7}$ (1/7乗則) より $\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (2)	同 上	同 上	
3	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ (Free-slip) (3)	同 上	同 上	
4	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (1) (No-slip)	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ (4) (Free-slip)	$\epsilon_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)}$ (5) (εに関する壁法則と略称)	<ul style="list-style-type: none"> • 文献4) で Type 5 は基本タイプとされている • ν の効果は無視 • 文献4) で検討
5	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (2) (1/7乗則)	同 上	同 上	
6	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ (Free-slip) (3)	同 上	同 上	
7	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (1) (No-slip)	同 上	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_2} \frac{\partial \epsilon}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ (6) (Free-slip)	<ul style="list-style-type: none"> • ν の効果は無視 • 文献4) で検討
8	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (2) (1/7乗則)	同 上	同 上	
9	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ (Free-slip) (3)	同 上	同 上	
10	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (2) (1/7乗則)	同 上	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_2} \frac{\partial \epsilon}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{\nu_t}{\sigma_2} \frac{\epsilon_1}{(h_1/2)}$ (7) (No-slip)	<ul style="list-style-type: none"> • 文献4) の検討では Type 10, 11 とともに発散 • ν の効果は無視
11	同 上	同 上	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_2} \frac{\partial \epsilon}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \frac{\nu_t}{\sigma_2} \frac{\epsilon_1}{(h_1/2)}$ (8) (1/7乗則)	
12	同 上	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{k_1}{(h_1/2)}$ (9) (No-slip)	$\epsilon_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)}$ (5) (壁法則)	<ul style="list-style-type: none"> • 文献4) の検討では Type 12 は発散 • ν の効果は無視
13	同 上	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{k_1}{(h_1/2)}$ (10) (1/7乗則)	同 上	
14	$U_1 = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{(h_1/2)}{z_0} \right)$ (11) $\frac{\tau_w}{\rho} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} = u_*^2$ (12) z_0 は既知	$k_1 = C_{\mu}^{1/2} \cdot u_*^2$ (13) ・時間積分Nステップの U_0 の結果と既知の z_0 により u_* を定める。 u_* から (12) 式により $N+1$ ステップでの U_1 の境界条件が求められる	$\epsilon_1 = \frac{u_*^3}{\kappa (h_1/2)}$ (14)	<ul style="list-style-type: none"> • 平板境界層並びにラフネスのある室内気流に適用 • 文献 8, 9) で検討
15 ¹⁰⁾	$\left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{7} \nu_t \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (2) (1/7乗則) (ν の効果は無視)	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ (4) (Free-slip)	$\bar{\epsilon}_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)} \ln \left[\frac{E \cdot (h_1/2) (C_{\mu}^{1/2} \cdot k_1)^{1/2}}{\nu} \right]$ (15) E=9.0 (壁面粗度パラメータ) (εに関する体積分平均と略称, 以下同様)	

差分間隔の検討を含めた境界条件の検討が必要であることを指摘している。このモデルの改良型が倉瀬ら¹¹⁾により提案されている。

2.5 Type 17 (ν_t/ν の比によりベキ指数を変化させる三層モデル)

坂本ら¹¹⁾により提案された熱対流を解析する際の壁面間放射熱伝達を考慮したモデルである。温度分布は実験結果と比較的良好な対応を示している。速度分布に関して

は実験結果との対応は悪く検討の余地を残していることが示されている。

2.6 Type 18 (速度Uの境界条件にLog-lawを適用)

Launder & Spalding⁵⁾により提案されたモデルである。速度Uの境界条件にLog-lawを適用し、壁面第一セルにおけるkの算出に際して散逸項εは体積分平均値(表1(15)式)を用いている。加熱円管流等の解析に用いられており、実験との対応は比較的良好。

表 1 の続き

16 ²⁾	①速度Uの境界条件 (Log-lawを用いてνを考慮) 壁面第一セルのU ₁ はセル平均値とする	・(19)式においてU(y)の分布を(16)～(18)と仮定し, 計算から求められた時間積分NステップのU ₁ と(16)～(19)によりu*を評価し, (20)式を境界条件としてN+1ステップのU ₁ を計算する	
	$0 \leq \frac{u_* \cdot y}{\nu} \leq 5$	$U(y) = \frac{u_* \cdot y}{\nu}$	(16) $\bar{U}_1 = \int_0^{h_1} \frac{U(y)}{h_1} dy$ (19)
	$5 < \frac{u_* \cdot y}{\nu} < 30$	$U(y) = 5.0 u_* \cdot \ln \left(\frac{u_* \cdot y}{\nu} \right) - 3.05 u_*$	(17) $\left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}_{y=0} = u_*^2 = \frac{\tau_w}{\rho}$ (20)
	$30 \leq \frac{u_* \cdot y}{\nu}$	$U(y) = 2.5 u_* \cdot \ln \left(\frac{u_* \cdot y}{\nu} \right) + 5.5 u_*$	(18)
	②乱流エネルギーkの境界条件	・速度境界条件で求められたu*により(13)式でkに関し第一種の境界条件を与える。(13)式は, 2次相関の近次式とみなしてよいが, 貝塚らは(13)式において境界層内で下記の()内の式が成立することを(13)式を与える根拠の一つとしている	
	$k_1 = C_\mu^{1/2} \cdot u_*^3$ (13)	$(\because u_*^2 = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \quad \nu_t = C_\mu \frac{k_1^2}{\epsilon})$	
	③散逸率εの境界条件	$\epsilon_1 = \frac{u_*^3}{\kappa (h_1/2)}$ (21)	
	④温度Tの境界条件 (Pr=0.71の場合, νを考慮) 壁面第一セルのTはセル平均値とする	・既知のT ₁ , u*から(22)～(25)式によりθ*を求める。 求められたu*, θ*により, (26)式をT ₁ に関する境界条件とする。T _w : 表面温度 σ: 貝塚らは1.0としている	
	$0 \leq \frac{u_* \cdot y}{\nu} \leq 5$	$T_w - T(y) = 0.71 \theta_* \cdot \frac{u_* \cdot y}{\nu}$	(22) $T_1 = \int_0^{h_1} \frac{T(y)}{h_1} dy$ (25)
	$5 < \frac{u_* \cdot y}{\nu} < 30$	$T_w - T(y) = 5.0 \theta_* \cdot \ln \left(\frac{u_* \cdot y}{\nu} + 2.04 \right) - 6.21 \theta_*$	(23) $-\left\{ \left(\frac{\nu}{Pr} + \frac{\nu_t}{\sigma} \right) \frac{\partial T_1}{\partial y} \right\}_{y=0} = u_* \theta_* = \frac{q_w}{C_p \rho}$ (26)
	$30 \leq \frac{u_* \cdot y}{\nu}$	$T_w - T(y) = 2.5 \theta_* \cdot \ln \left(\frac{u_* \cdot y}{\nu} \right) + 2.62 \theta_*$	(24)
17 ¹⁾	①速度Uの境界条件 (νを考慮)	・U ₁ の境界条件を(28)式で与える。その際のmは(29)～(31)式で定める	
	$\frac{U}{U_1} = \left(\frac{y}{(h_1/2)} \right)^m$ のべき乗を仮定	(27) $\left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}_{y=0} = m(\nu + \nu_t) \frac{U_1}{(h_1/2)}$ (28)	
	$\frac{\nu_{t1}}{\nu} \leq 2$	m=1 (29)	$2 < \frac{\nu_{t1}}{\nu} < 24$ m= $\frac{3}{7} \cos \left\{ \frac{\pi}{22} \left(\frac{\nu_{t1}}{\nu} - 2 \right) \right\} + \frac{4}{7}$ (30)
	$24 \leq \frac{\nu_{t1}}{\nu}$	m= $\frac{1}{7}$ (31)	
	②乱流エネルギーkの境界条件	$\left(\frac{\nu_t}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$ (4) (Free-slip)	
	③散逸率εの境界条件	$\epsilon_1 = \frac{C_\mu^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)}$ (5) (壁法則)	
	④温度Tの境界条件	Q _R : 放射により壁面と接する他のセル表面から伝達される熱 Q _{CD} : 熱伝導により壁から伝達される熱 Q _{CV} : 対流熱伝達により空気から伝達される熱 Q _R = $\sigma \sum_{j=1}^N \epsilon_j B_{j1} T_{j1}^4 \Delta S_j - \sigma \epsilon_1 T_1^4 \Delta S_1$ (32) Q _{CD} = $-\lambda_w \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \Delta S_1 = -\lambda_w \frac{(T_1 - T_w)}{h_w} \Delta S_1$ (34) Q _{CV} = $\rho_0 C_p \left\{ \left(a + \frac{\nu_{t1}}{\sigma_s} \right) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\}_{y=0} \Delta S_1 = m \rho_0 C_p \left(a + \frac{\nu_{t1}}{\sigma_s} \right) \left(\frac{\theta_1 + T_0 - T_1}{(h_1/2)} \right) \Delta S_1$ (35) T _{j1} , T _{i1} : 内壁表面温度 θ _{i1} : 室内側第一セルの空気温度 B _{j1} : 表面吸収係数 ΔS _j , ΔS ₁ : 壁面要素の面積 λ _w : 壁熱伝導率 T _w : 外壁面表面温度 h _w : 壁面厚さ ε _j , ε ₁ : 放射率 T ₀ =β ⁻¹ β: 膨張係数 σ: 放射定数 a: 熱伝導率 σ _s : 乱流プラントル数	
18 ⁵⁾	①速度Uの境界条件 (Log-lawを用いてνを考慮)	・NステップでのU ₁ , k ₁ および既知定数h ₁ , E, νを用いて(36)式より壁面応力τ _w /ρを求める。 これを(20)式として評価し, N+1ステップのU ₁ を求める際の境界条件とする	
	$\frac{U_1}{\tau_w} (C_\mu^{1/2} \cdot k_1)^{1/2} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{E \cdot h_1 (C_\mu^{1/2} \cdot k_1)^{1/2}}{2\nu} \right]$	(36) $\left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}_{y=0} = \frac{\tau_w}{\rho}$ (20)	
	②乱流エネルギーkの境界条件 (k方程式中の散逸項ε ₁ は体積分平均値として算出) ⁵⁾	$\left(\frac{\partial k}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$ (4) $\bar{\epsilon}_1 = \frac{C_\mu^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)} \ln \left[\frac{E \cdot (h_1/2) (C_\mu^{1/2} \cdot k_1)^{1/2}}{\nu} \right]$ F _{k1} に関しては注5)参照	(15)
	③散逸率εの境界条件	$\epsilon_1 = \frac{C_\mu^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)}$ (5) (壁法則)	
	④温度Tの境界条件	$\frac{(T_1 - T_w) C_p C_\mu^{1/4} \cdot k_1^{1/2}}{q_w} = \frac{\sigma_{h1}}{\kappa} \ln \left[\frac{E \cdot h_1 (C_\mu^{1/2} \cdot k_1)^{1/2}}{\nu} \right] + \sigma_h \frac{\pi}{4 \sin \frac{\pi}{4}} \left(\frac{A}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma_{h1}}{\sigma_h} - 1 \right) \left(\frac{\sigma_h}{\sigma_{h1}} \right)^{1/4}$ (37) T ₁ : 点1での平均温度 T _w : 壁面での平均温度 q _w : 壁面での熱流束 C _p : 流体の定圧比熱 σ _h : 乱流プラントル数 σ _{h1} : 層流プラントル数 E: 壁面粗度パラメータ (=9.0) A: van Driestの定数 (滑面で26.0)	

2.7 Type 19 (kの境界条件に生産項P_kと散逸項εの体積分平均値を適用)

Launder, Leschziner⁷⁾により提案されたモデルであ

る。粘性底層を考慮して, 壁面第一セルにおけるkの輸送方程式中の生産項と散逸項を体積分平均値で与えるものである。表1中の図2に示すように, 壁面第一セル内の粘

表 1 の続き

19 ⁷⁾	①速度Uの境界条件 (Log-lawを用いて ν を考慮)	• Type 18と同様の境界条件を用いる
	②乱流エネルギー k の境界条件 (k 方程式の生産項 \bar{P}_{k1} , $\bar{\epsilon}_1$ は体積分平均値を用いる)	
	粘性底層内での k の分布は放物形を仮定している (図 2 (b) 参照)	
	$\bullet 0 < y < y_v \quad k = k_v \left(\frac{y}{y_v}\right)^2 \quad (38)$ 粘性底層の外側では, $\bullet y_v < y < h_1 \quad k = k_1 \quad (39)$ とする. 壁面境界第一セルでの粘性底層厚さは, $k_v = k_1$ と仮定して $R_v = y^+ = y_v \frac{C_{\mu}^{1/4} \cdot k_1^{1/2}}{\nu} = 20. \quad (40)$ から y_v を決定できる 壁面第一セル内の乱流エネルギー生産項 \bar{P}_{k1} の体積分平均値 \bar{P}_{k1} は次式により求める (図 2 (c) 参照) $\bar{P}_{k1} = \frac{1}{h_1} \int_0^{h_1} P_{k1} dy = \frac{1}{h_1} \int_0^{h_1} \frac{\tau_w}{\rho h_1} (U_e - U_v) dy \quad (41)$ U_e は U_1 と U_2 の平均値から求められる U_v は(36)式で $h_1 = y_v$ とおくことにより求められる 壁面第一セル内の散逸率 ϵ の体積分平均値 $\bar{\epsilon}_1$ は以下のように評価する 粘性底層内では(38)式の関係から ϵ を次式で評価すると一定値となる $\bullet 0 \leq y \leq y_v \quad \epsilon = 2\nu \frac{k}{y^2} = 2\nu \frac{k_v y^2}{y^2 y_v^2} = 2\nu \frac{k_v}{y_v^2} \quad (42)$ 粘性底層より上部では $\bullet y_v < y < h_1 \quad \epsilon = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa y} \quad (43)$ $\bar{\epsilon}_1 = \frac{1}{h_1} \int_0^{h_1} \epsilon dy = \frac{1}{h_1} \left[2\nu \frac{k_v}{y_v} + \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa} \ln \left(\frac{h_1}{y_v} \right) \right] \quad (44)$ 壁面上では拡散を零として $\left(\frac{\nu_1}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad (4) \quad (\text{Free-slip})$ k_1 は輸送方程式中の生産項を \bar{P}_{k1} , 散逸項を $\bar{\epsilon}_1$ として算出する	
	③散逸率 ϵ の境界条件	$\bar{\epsilon}_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)} \quad (5) \quad (\text{壁法則})$

図 2 k , τ の分布
(Type 19)

性底層の外側では k および壁面せん断応力の分布を一定とみなしている。

2.8 Type 20 (速度Uの境界条件に粘性底層を考慮した Log-law を適用)

Chiang & Launder⁶⁾により提案されたモデルである。表 1 中の図 3 に示すように壁面第一セル内で k および壁面せん断応力が分布を持つとして k の生産項, 散逸項の体積分平均値を算出する。

2.9 Type 21 (壁面第一セルで ϵ の輸送方程式を解くモデル)

Leschziner¹²⁾の提案によるモデルである。Type 20 の速度Uおよび k の境界条件に加えて ϵ の境界条件は $y^+ = 50$ の位置で ϵ の値を算出しこれを境界値とする第一種境界条件で壁面第一セルの ϵ の輸送方程式を解くものである。

2.10 Type 22 (計算境界面を物理境界面から微小距離 h 離れたモデル)

筆者らが一般曲線座標系を用いたシミュレーションで検討したモデルである¹³⁾。計算境界面を物理的な壁面境界層よりも h だけ上方に定めて, そこで速度に関して表 1 (2) 式, k に関しては表 1 (4) 式および ϵ に関しては表 1 (5) 式が成立すると仮定する。これによりレギュラーグリッドでありながら壁面でスリップ速度 U_τ を定義する必要がなく, 通常のスタガードグリッドとほぼ同様の境界条件の取り扱いが可能となった。

2.11 Type 23 (壁面摩擦速度を用いたモデル)

Rodi¹⁴⁾により用いられているモデルである。Type 14 と異なる点は, これが滑らかな壁を対象とし, 速度境界条件において $(h_1/2)/z_0$ のかわりに $E \cdot y^+$ により対数値を定義する方法である。モデルの適用範囲は $30 < y^+ < 100$ である。

2.12 Type 24~27 (今回検討用として加えたモデル)

Type 23 までのモデルに対して, 境界条件の組み合わせが未検討であるモデルとしてType 24~27を示す。

3. 境界条件の解析結果による検討

以上までに説明した各種壁面境界条件のうち, 速度Uの境界条件が1/7乗則の場合に散逸率 ϵ の境界条件に関する検討を行ったType 5 (ただし ν を考慮), 25, 24, 速度Uの境界条件がLog-lawの場合に散逸率 ϵ の境界条件に関する検討を行ったType 18, 26, 23, さらに粘性底層を考慮した場合のType 20, 27, 21の計 9 タイプについて検討を加え, 適切な境界条件選択の際の指針を与える。

3.1 解析方法

4 個の吹出口と 4 個の吸込口のある 3 次元室内モデル (図 4 : $34(X) \times 34(Y) \times 20(Z) = 23,120$ の均等メッシュ分割) を解析する。 k - ϵ モデル方程式計算条件の詳細は文献15) 参照。

3.2 ϵ の境界条件に関する検討点

ϵ は壁近傍でその値が大きくなり, その ϵ の値の変化が

表 1 の 続 き

①速度Uの境界条件 (Log-lawを用いて ν を考慮)

$$\frac{U_1}{\tau_w} (C_{\mu}^{1/2} \cdot k_v)^{1/2} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{E \cdot h_1 (C_{\mu}^{1/2} \cdot k_v)^{1/2}}{2\nu} \right] \quad (45)$$

$$\left\{ (\nu + \nu_*) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}_{y=0} = \frac{\tau_w}{\rho} \quad (20)$$

$$R_v = y^+ = y_v \frac{C_{\mu}^{1/4} \cdot k_v^{1/2}}{\nu} = 20. \quad (40)$$

$$k_v = k_1 + \frac{(k_2 - k_1)}{(h_2 - (h_1/2))} (y_v - (h_1/2)) \quad (46)$$

既知の k_1, k_2 から粘性底層厚さの決定式(40)および粘性底層以上の厚さにおける k の分布式(46)より y_v, k_v を求め、既知の U_1 を用いて式(45)より τ_w/ρ を求める (図3参照)

②乱流エネルギー k の境界条件 (k_1 を \bar{P}_{a1} , $\bar{\epsilon}_1$ から算出)

粘性底層内での k の分布は放物形を仮定している (図3(b)参照)

$$0 < y < y_v \quad k = k_v \left(\frac{y}{y_v} \right)^2 \quad (38)$$

粘性底層の外側では、

$$y_v < y < h_1 \quad k = k_1 + \frac{(k_2 - k_1)}{(h_2 - (h_1/2))} (y - (h_1/2)) \quad (47)$$

壁面第一セル内の乱流エネルギー生産項 \bar{P}_{a1} の体積平均値 \bar{P}_{a1} は次式により求める

$$\bar{P}_{a1} = uv \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{h_1} \int_{y_v}^{h_1} \left[\tau_w + (\tau_e - \tau_w) \frac{y}{h_1} \right] \frac{\partial U}{\partial y} dy = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^2 \frac{1}{h_1 \kappa^* k_v^{1/2}} \ln \left(\frac{h_1}{y_v} \right) + \frac{\tau_w (\tau_e - \tau_w)}{\rho^2 h_1 \kappa^* k_v^{1/2}} \left(1 - \frac{y_v}{h_1} \right) \quad (48)$$

$$\kappa^* = C_{\mu}^{1/4} \cdot \kappa = 0.23 \quad (49)$$

壁面上では拡散を零として

$$\left(\nu_* \frac{\partial k}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad (4) \quad (\text{Free-slip}) \quad \frac{\tau_e}{\rho} = (\nu + \nu_*) \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_e \quad (50)$$

(45), (50)式により求める τ_w, τ_e および(40), (46)式による k_v, y_v を用いて(48)式により

k の輸送方程式中の生産項を評価する

次に壁面第一セル内の散逸率 ϵ の体積平均値 $\bar{\epsilon}_1$ を以下のように評価する

$$\bar{\epsilon}_1 = \frac{1}{h_1} \int_0^{h_1} \epsilon dy \text{ として求めるが,}$$

(38)式より粘性底層内での ϵ は一定として次式で評価する

$$0 \leq y \leq y_v \quad \epsilon = 2\nu \frac{k}{y^2} = 2\nu \frac{k_v y_v^2}{y^2 y_v^2} = 2\nu \frac{k_v}{y_v^2} \quad (42)$$

粘性底層より上部では

$$y_v < y < h_1 \quad \epsilon = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k^{3/2}}{\kappa y} = \frac{k^{3/2}}{C_{\epsilon} y} \quad (51)$$

$$C_{\epsilon} = \frac{\kappa}{C_{\mu}^{3/4}} = 2.55 \quad (C_{\mu} = 0.09, \kappa = 0.42) \quad (52)$$

(42), (51)式を用いて $\bar{\epsilon}_1$ は次式により求める

$$\bar{\epsilon}_1 = \frac{1}{h_1} \cdot 2 \cdot \frac{k_v^{3/2}}{y_v^2} + \frac{1}{h_1 C_{\epsilon}} \left[\frac{2}{3} (k_e^{3/2} - k_v^{3/2}) + 2a (k_e^{1/2} - k_v^{1/2}) + \lambda \right] \quad (53)$$

$$\lambda = a^{3/2} \ln \left[\frac{(k_e^{1/2} - a^{1/2}) / (k_v^{1/2} + a^{1/2})}{(k_v^{1/2} - a^{1/2}) / (k_e^{1/2} + a^{1/2})} \right] \quad (a \geq 0) \quad (54)$$

$$= 2(-a)^{3/2} \left[\text{TAN}^{-1} \frac{k_e^{1/2}}{(-a)^{1/2}} - \text{TAN}^{-1} \frac{k_v^{1/2}}{(-a)^{1/2}} \right] \quad (a < 0)$$

$$\text{ここで } a = k_1 - \frac{(k_2 - k_1)}{(h_1/2 - h_2)} \cdot \frac{h_1}{2} \quad (55)$$

k_1 は輸送方程式中の生産項を \bar{P}_{a1} , 散逸項を $\bar{\epsilon}_1$ として算出する

壁面上では拡散を零とする ((4)式)

③散逸率 ϵ の境界条件

$$\epsilon_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_v^{3/2}}{\kappa (h_1/2)} \quad (5) \quad (\text{壁法則})$$

(a) 定義点

(b) k の分布

(c) τ の分布

図3 k, τ の分布
(Type 20)

図 3 k, τ の分布
(Type 20)

流れ場に与える影響も大きい。したがって壁近傍の ϵ の値を大きく左右することになる ϵ の境界条件の適否が流れ場に与える影響は極めて大きい。既往の筆者らの検討では壁法則($\epsilon = C_{\mu}^{3/4} \cdot k^{3/2} / (\kappa z)$)による値を壁に接する流体セル中心に与える境界条件を用いた場合、当然のことながら壁面での差分分割の粗密が流れ場に大きな影響を与える¹⁵⁾。一方、壁に接するセル中心で ϵ を積分平均値で与える方法は壁法則による ϵ よりも大きな値(壁面に接するセルの大きさによるが、通常の室内気流解析では $y^+ = h_1 C_{\mu}^{1/4} \cdot k^{1/2} / 2\nu = 50 \sim 500$ の差分間隔をとるため、一般に前者は後者の10倍以上)を与え、ある程度大きな差分メッシュを用いても、不当に ϵ を小さく評価することなく実現象との対応が比較的良好な結果が得られている。両者

の ϵ の設定方法の違いは、壁面に接するコントロールボリューム内で一様とはみなせない ϵ に関し、セル中心で定義される値がセル平均の ϵ を表すのか、あるいはまさにその定義点位置の値を表すのかという問題に帰着される。

本研究では、この観点から ϵ 方程式における壁面に接するセル中心の ϵ の値に関し、定義点位置の値(壁法則)と体積分の2通りに関し、各種の境界条件と合わせて検討する。

3.3 速度Uの境界条件が1/7乗則の場合の散逸率 ϵ の境界条件に関する検討

3.3.1 壁法則を適用した場合 (Type 5(ただし ν を考慮): 図6)

模型実験(図5)¹⁶⁾と対応する吹出口間での上昇流が再

表 1 の続き

21 ¹²⁾	①速度Uの境界条件	・ Log-lawを用いてνを考慮するType 20の境界条件と同様	
	②乱流エネルギーkの境界条件	・ k ₁ をP _{kl} , ε ₁ から算出するType 20の境界条件と同様	
	③散逸率εの境界条件		
	y ⁺ =50のεの値ε _{y⁺=50} を(56)式により求め、この値を第一種境界条件として与え、y ⁺ <50の領域を計算から除外した流体第一セルをコントロールボリュームとしてεの輸送方程式と解いて求める y ⁺ =50における境界面での移流項成分は零 (V = 0) とする $\epsilon_{y^+=50} = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_{y^+=50}}{\kappa y_{y^+=50}} \quad (56)$ y _{y⁺=50} , k _{y⁺=50} は(57), (58)式を連立させて解く $R_{y^+=50} = y^+ = y_{y^+=50} = \frac{C_{\mu}^{1/4} \cdot k^{1/2} y^+ = 50}{\nu} = 50. \quad (57)$ $k_{y^+=50} = k_1 + \frac{(k_2 - k_1)}{(h_2 - (h_1/2))} (y_{y^+=50} - (h_1/2)) \quad (58)$		
22 ¹³⁾	①速度Uの境界条件	(2)式を用いる	速度ベクトルおよびスカラー値をコントロールボリューム法で離散化したレギュラーグリッドでの境界条件。通常、レギュラーグリッドでは壁面上にU _T , k, εの定義点がある。本境界条件では計算境界は物理境界面より流体側に微小距離h離している。これによりレギュラーグリッド法でありながらスタガードグリッドシステムと同様の境界条件が利用可能となっている
	②乱流エネルギーkの境界条件	(4)式を用いる	
	③散逸率εの境界条件	(5)式を用いる	
23 ¹⁴⁾	①速度Uの境界条件 (νを考慮)	$U_1 = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left[\frac{E \cdot h_1 \cdot u_*}{2\nu} \right]$	(59) $\left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}_{y=0} = u_*^2 \quad (60)$
	②乱流エネルギーkの境界条件	$k_1 = C_{\mu}^{1/2} \cdot u_*^2$	(13)
	③散逸率εの境界条件	$\epsilon_1 = \frac{u_*^3}{\kappa (h_1/2)}$	(14)
24	①速度Uの境界条件 (νを考慮)	$\left\{ (\nu + \nu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right\}_{y=0} = \frac{1}{7} (\nu + \nu_t) \frac{U_1}{(h_1/2)}$	(61) (1/7乗則)
	②乱流エネルギーkの境界条件	・ k ₁ を求める際のε ₁ は(15)式によるε ₁ を用いるType 18の境界条件と同様	
	③散逸率εの境界条件	$\bar{\epsilon}_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)} \ln \left[\frac{E \cdot (h_1/2) (C_{\mu}^{1/2} \cdot k_1)^{1/2}}{\nu} \right]$ (15)	
25	①速度Uの境界条件	(61)式によるνを考慮した1/7乗則	
	②乱流エネルギーkの境界条件	・ k ₁ を求める際のε ₁ は(15)式によるε ₁ を用いるType 18の境界条件と同様	
	③散逸率εの境界条件	$\epsilon_1 = \frac{C_{\mu}^{3/4} \cdot k_1^{3/2}}{\kappa (h_1/2)}$ (5) (壁法則)	
26	①速度Uの境界条件	・ Log-lawを用いてνを考慮したType 18の境界条件と同様	
	②乱流エネルギーkの境界条件	・ k ₁ を求める際のε ₁ は(15)式によるε ₁ を用いるType 18の境界条件と同様	
	③散逸率εの境界条件	・ (15)式によるε ₁ を用いる	
27	①速度Uの境界条件	・ Log-lawを用いてνを考慮するType 20の境界条件と同様	
	②乱流エネルギーkの境界条件	・ k ₁ をP _{kl} , ε ₁ から算出するType 20の境界条件と同様	
	③散逸率εの境界条件	・ (15)式によるε ₁ を用いる	

現されている。吹出口端よりやや下方と噴流が床面に衝突する部分のシアが大きい領域で k , ϵ の分布が大きい。

3.3.2 壁法則と体積積分 (k -方程式) を併用する場合 (Type 25 : 図 7)

気流分布 (図 7 (a)) は Type 5 (図 6 (a)) とほとんど差異はない。吹出口周囲の ϵ の分布 (図 7 (c)) は Type 5 と異なり最大値がやや下方に移動して滑らかな様相を示す。Type 5 で観察された床面での極値は消失している。 k の分布 (図 7 (b)) は Type 5 (図 6 (b)) とほぼ同様の傾向を示している。

3.3.3 体積積分で与える場合 (Type 24 : 図 8)

気流分布 (図 8 (a)) は、吹出口間の天井近傍で弱い上昇流が生じることを除けば Type 5, 25 とほとんど差異はない。 ϵ (図 8 (c)) は床面付近で Type 5 (図 6 (c)) とほぼ同様の分布となり極値を示す。また Type 5 でみられた吹出口周辺の ϵ の極値は Type 25 と同様、下方に移動

し、混合が良く行われる位置で最大となる。 k の様相は Type 5, 25 の分布とほぼ等しい。

3.3.4 考察

Type 5, 24, 25 の結果の差異は極めて小さい。しかし、Type 5 と Type 25 の比較において壁面第一セルの k 方程式における ϵ と ϵ 方程式における ϵ の与え方が異なると、噴流の床面衝突領域での ϵ の極端なピークが消失する。シミュレーションおよび実験の k の分布 (図 5)¹⁶⁾には、 ϵ の極端なピークに対応する床面付近のピークがないことを考慮すると Type 25 の結果は必ずしも不当とは言えずむしろ適切なものと考えられる。

3.4 速度Uの境界条件にLog-lawを適用した解析

3.4.1 ϵ の境界条件に壁関数と体積積分を適用した場合 (Type 18, 26)

速度境界条件にLog-lawを用いて、 k 方程式中の ϵ は体積積分により求め、 ϵ 方程式自身の境界条件として壁関

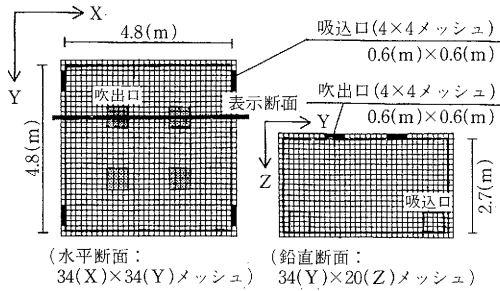


図4 解析対象とする室内モデルとメッシュ分割

数および体積積分を用いた場合の2タイプ (Type 18, 26) の解析結果は速度境界条件に1/7乗則を用いた場合の結果 (Type 25, 24) とほぼ同様であるため省略する。

3.4.2 壁面摩擦速度 u_* により k , ϵ を定義する場合 (Type 23 : 図9)

Rodiら¹⁴⁾が用いている摩擦速度を速度勾配から求め、これを用いて k , ϵ の壁面第一セルの値を与える境界条件の場合の結果をType 23 (図9) に示す。気流分布 (図9 (a)) および k の分布 (図9 (b)) はType 18, 26の様相とほとんど変わりはない。 ϵ の分布 (図9 (c)) は床面近傍で、 k の極値に対応する位置で極値を持つことがわかる。これは式(13), (14)より、 u_* の値の大小が k , ϵ の値に直接反映されることから理解できる。

3.5 粘性底層を考慮した境界条件による検討 (Type 20, 27 : 図10, 11)

壁面第一セルの粘性底層部の性状をより考慮した境界条件を適用し⁶⁾, ϵ 方程式における境界条件を壁法則から求めた結果を図10 (Type 20), 体積積分から求めた結果を図11 (Type 27) に示す。気流分布ではType 27 (図11(a)) をみると吹出口間中央の天井近傍の様相はType 24, 26と同様、上昇流となるのに対して、Type 20 (図10(a)) ではType 25, 24と同じく下降流となっており、 ϵ 方程式における境界条件の差異が及ぼす影響はType 25, 24, 18, 26の場合と共通している。Type 20, 27は他のType 25, 24, 18, 26と比べ天井沿いの風速が大きい傾向を示す。このほかの大きな特徴として吹出口出隅の噴流の混合が開始される領域での k , ϵ の値が顕著に大きい。これは図は省略するが、この付近での k の生産が大きいことに対応している。実験結果 (図5) からは吹出口出隅でのこうした k の極値は観察されず、むしろ混合が進んだ領域で k の極大値が生じているType 25, 24, 18のほうが実験結果に近い。吹出口出隅で生ずるこの k , ϵ の極大値は吹出口出隅部分を含む計算セルで k の生産が数値解析方法上極めて大きく評価されていることに対応したものと考えられ、 k , ϵ の境界条件の精密化に伴い、問題が顕在化したものとも考えられる。なおType 20, 27の比較では、 k はType 20 (図10(b)) のほうがType 27 (図

11(b)) よりも全体的にやや大きくなっている。 ϵ は噴流部を中心としてType 27 (図11(c)) のほうがType 20 (図10(c)) よりも全体的にやや大きめである。特に噴流が衝突する床面近傍でType 27は大きい。

3.6 Leschziner提案によるモデル (Type 21 : 図12)

これはType 20の境界条件を発展させ、 $y^+ (= y \sqrt{C_{\mu}^{1/4} \cdot k^{1/2} / \nu}) = 50$ における ϵ の値を第一種境界条件として与えて壁面に接する流体第一セルから ϵ の輸送方程式を解くモデルである。気流分布 (図12(a)) はType 24, 26, 27と同様の様相を示す。 k の分布 (図12(b)) はType 20, 27とほぼ同様の傾向を示す。 ϵ の分布 (図12(c)) は全体的に他の検討したタイプに比べて大きく、特に壁面近傍で大きな値が現れている。またType 20, 27と同様に吹出口出隅部分で k , ϵ の極大値が生じている。

4. ま と め

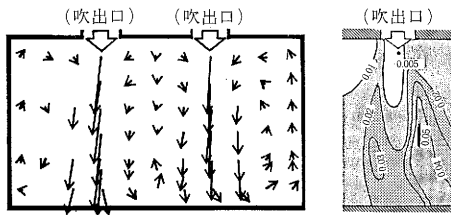
k - ϵ モデルの壁面境界条件について解説し、そのうち9タイプのモデルについて解析を行い、検討した。結果は、①速度 U の境界条件に1/7乗則、Log-lawを適用した場合の差異はほとんど見られない。②各モデルで ϵ の境界条件の差異は速度分布にさほど大きな影響を及ぼさないが ϵ の分布には部分的に大きな影響が現れる。③ k 方程式中で ϵ を体積積分で与える場合、噴流が衝突する領域での ϵ は、 ϵ 方程式での ϵ を壁法則で与える場合のほうが体積積分で与えるよりも小さく計算される。④粘性底層を考慮するモデルでは吹出口出隅のシア領域での k , ϵ が大きく評価される。⑤壁面摩擦速度を用いて壁面第一セルの k , ϵ の値を与える境界条件を用いた場合、 k の分布に他の検討したタイプと大きな差異は生じない。⑥壁面第一セルの ϵ についても輸送方程式を立てて解くモデルでは噴流の衝突する床面および循環流が形成されている壁面で ϵ の大きな値が示される。⑦現状では各種境界条件の差異による変化はおおむね微小であるが部分的 (床面や噴流近傍) に極端な差異が現れる。

現状のメッシュと吹出口出隅の境界条件では、たとえばType 18のLaunder & Spalding⁹⁾やType 23のRodiら¹⁴⁾によるモデル等が総合的にみて比較的問題の少ない結果をもたらしていると推察される。今回は比較的単純な形状の室内で考察を行った。室内に障害物がある場合や熱流がある場合等の、より複雑な条件では各境界条件に優劣が生ずることはすでに部分的に確認している。今後さらに検討を重ねたい。

(1988年10月17日受理)

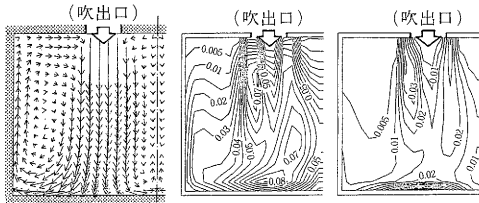
参 考 文 献

- 坂本, 松尾, 野村, 鎌田: 建築学会大会梗概 (計画), 1978, 321-322
- 加治屋, 貝塚: 建築学会大会梗概 (計画), 1983, 427-428
- 泰地, 倉淵, 鎌田: 建築学会大会梗概 (計画), 1984, 243-244
- 村上, 加藤, 須山: 建築学会関東支部研報告, 1985, 149-152



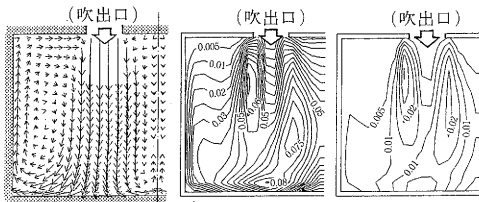
(a) 吹出口を含む鉛直断面の気流性状 (b) k [単位: m^2/s^2]

図5 模型実験結果¹⁶⁾



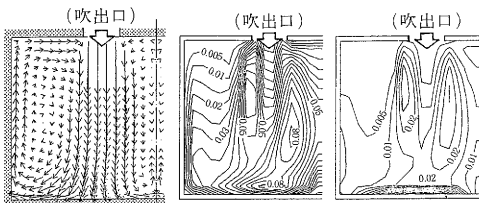
(a) 気流ベクトル (b) k [単位: m^2/s^2] (c) ϵ [単位: m^3/s^3]

図6 Type 5 ($U_T: 1/7$ 乗則, ϵ : 壁法則)



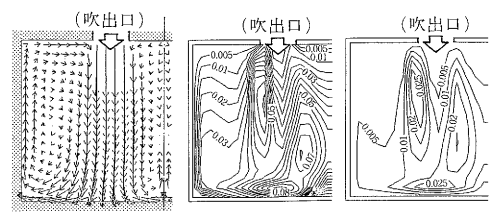
(a) 気流ベクトル (b) k (c) ϵ

図7 Type 25 ($U_T: 1/7$ 乗則, ϵ : 壁法則, k 方程式では体積積分)

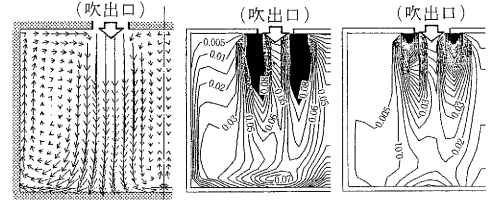


(a) 気流ベクトル (b) k (c) ϵ

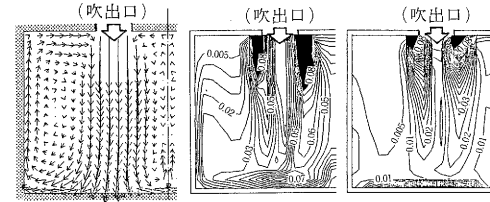
図8 Type 24 ($U_T: 1/7$ 乗則, ϵ : k, ϵ 方程式とも ϵ の評価は体積積分)



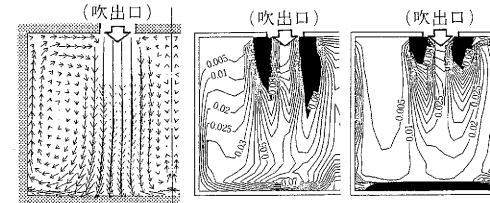
(a) 気流ベクトル (b) k (c) ϵ
図9 Type 23 (U_T : Log-law, k, ϵ : 壁面摩擦速度により与える)



(a) 気流ベクトル (b) k (c) ϵ
図10 Type 20 (U_T : 粘性底層を考慮したLog-law, ϵ : 壁法則, k 方程式では体積積分)



(a) 気流ベクトル (b) k (c) ϵ
図11 Type 27 (U_T : 粘性底層を考慮したLog-law, ϵ : k, ϵ 方程式とも ϵ の評価は体積積分)



(a) 気流ベクトル (b) k (c) ϵ
図12 Type 21 (U_T : 粘性底層を考慮したLog-law, ϵ : $y^+ = 50$ を境界面として第一種境界条件で与え ϵ 方程式を直接解く)

- 5) B.E. Launder and D.B. Spalding: Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3, 1974, 269-289
- 6) C.C. Chieng and B.E. Launder: Numerical Heat Transfer, vol. 3, 1980, 189-207
- 7) M.A. Leschziner: 東京大学生産技術研究所第7回NSTオープンセミナー資料, 1987
- 8) 野村, 村上, 加藤: 建築学会大会梗概, 1980, 231-232
- 9) 坂本, 松尾: 建築学会大会梗概(計画), 1976, 177-178
- 10) 加藤, 村上, 須山: 建築学会大会梗概(環境), 1987, 111-112

- 11) 倉淵, 鎌田: 空調学会講演論文, 1988, 565-568
- 12) M.A. Leschziner, 私信
- 13) 加藤, 村上, 石田: 建築学会大会梗概(環境), 1988, 747-748
- 14) W. Rodi: Turbulence models and their application in hydraulics, IAHR, The Netherlands, 1984
- 15) 村上, 加藤, 永野: 建築学会論報385号, 1988, 9-17
- 16) 村上, 加藤, 須山: 空調学会講演論文, 1985, 673-676
- 17) 村上, 加藤, 須山: 空調学会講演論文, 1986, 617-624