

密度変化を伴う高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 ——密度変化を考慮した2種類のk-εモデルによる

鉛直加熱壁近傍の自然対流解析——

Numerical Simulation of Variable Density Flow with High Buoyancy

Calculation of Turbulent Free Convection Along a Heated Vertical Flat Plate by Two Variable Density k-ε Model

加藤 信介*・村上 周三**・義江 龍一郎***

Shinsuke KATO, Syuzo MURAKAMI and Ryuichiro YOSHIE

1. 序

本研究は、火災時の煙流動など流体の密度変化が大きい浮力乱流の予測手法を開発することを目的とする。筆者らはこの種の流れ場では密度変動 ρ' の相関項が本質的に重要な役割を果たしていると考え、既報^{4), 5)}において、To & Humphrey らによる ρ' の影響を考慮する圧縮性流体の k - ϵ 型2方程式乱流モデル²⁾ (表1)を導入し、鉛直加熱壁近傍の乱流解析を試みた。このモデルは大変複雑で計算時間も多く必要とされるため、本報では実用の観点から ρ' との相関項を含まない簡易な圧縮性 k - ϵ モデルも併せて検討する。そしてこれら2つの圧縮性 k - ϵ モデルの妥当性と非圧縮 k - ϵ モデルとの差異を検討するために、鉛直加熱壁近傍流れについて低 Re 数モデル³⁾ に基づく2次元解析を行った。計算は加熱壁の温度が比較的低い場合と高い場合の2とおりとし、前者については既往の実験結果と詳細に比較検討した。

2. エネルギー方程式に対する密度変動相関項の連成

1) 連続式 ρ' との相関項は流れ場、温度場にしばしば大きな影響を与える。特に連続式、エネルギー式においてその役割が大きい。表1にTo & Humphrey のモデルを示す。(1)式は近似のない厳密式である。定常状態では密度変動フラックス $\overline{\rho' u_i'}$ (ρ' は T' に密接に関係するので、 $\overline{\rho' u_i'}$ はヒートフラックス $\overline{T' u_i'}$ に良く対応) の発散があればこれに対応して平均質量フラックス (平均流によるエネルギー流出入) の発散が生ずることを示す。

2) エネルギー方程式 状態方程式 $\rho T = \rho_0 T_0$ に基づく(7)式の仮定を(3)式に課すと乱流ヒートフラックス項が存在しなくなってしまう。(3)式右辺の $-\overline{\rho u_j' T'}$ は(7)式より、(3)式左辺の $\overline{\rho' u_j' T'}$ と相殺され消えてしまう。) これらの項相殺後の方程式において $\rho' \rightarrow 0$ とした場合、

(記号) u_i : i 方向の流速 (u : 鉛直方向, v : 水平方向)
 ρ : 密度 R : 気体定数 T : 温度 μ : 粘性係数 K : 熱伝導率
 σ : 重力加速度 ν : 動粘性係数
 p : 圧力 p_0 : 平均圧力 (空間的に一定)
 p' : $p - p_0$ p'' : $p' - \rho_0 \phi$
 ρ_0 : 代表密度 T_0 : 代表温度 T_w : 壁面温度 ΔT : $T_w - T_0$
 k : 乱流エネルギー ϵ : k の消散率 D : ϵ/ν u_m : u の最大値
 P_k : 速度勾配による k の生産項 G_k : 浮力による k の生産項
DK: 低 Re 数モデルにおける k 方程式の付加項
EK: 同 ϵ 方程式の付加項
 x : 加熱壁下端からの鉛直距離 y : 加熱壁からの水平距離
 μ_t : 渦粘性係数 μ_{tj} : 渦動粘性係数 δ : クロネッカーデルタ
 $\bar{\rho}$ の添字は壁面での値、 $\bar{\rho}$ はアンサンブル平均、 $\bar{\rho}$ はファール平均、 $\bar{\rho}$ はアンサンブル平均からの変動量、 $\bar{\rho}$ はファール平均からの変動量

非圧縮の温度輸送方程式に漸近しないという矛盾を生じる。実際、 $-\overline{\rho u_j' T'}$ が陽に現れないこの式を用いて計算を行うとさまざまな問題が生じ、正しい予測を行うことが困難であった。しかし、実はこのような矛盾と問題は、エネルギー方程式のみに着目しているために生ずるみかけ上のものである。実際には前述のように、連続式中の密度変動フラックス $\overline{\rho' u_i'}$ が乱流ヒートフラックスの働きを有しているため、連続式を含めた方程式系全体としては矛盾がないのである。ただし、数値計算を行う際には、連続式とエネルギー方程式を陽に連成させなければならない。そこでエネルギー方程式に $\overline{\rho' u_i'}$ を陽に連成して解くモデルを考える。まず上記の項を相殺後の(3)式左辺第1項と第3項を展開すると(26)式を得る。

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{T} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho' T'}) - \bar{T} \frac{\partial (\overline{\rho u_j'})}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j' \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho' T' u_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K}{C_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) \tag{26}$$

ここで(26)式右辺第2項に連続式(1)式を代入し整理する。

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[\bar{T} \frac{\partial (\overline{\rho' u_j'})}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho' T'}) - \overline{\rho u_j' \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho' T' u_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K}{C_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) \right] \tag{27}$$

(27)式は右辺第1項に密度変動フラックス $\overline{\rho' u_j'}$ を含む。 $\overline{\rho' u_j'}$ は前述のようにヒートフラックスに対応している。

* 東京大学生産技術研究所 第5部
** 東京大学生産技術研究所 付属計測技術開発センター
*** 民間等共同研究員 (前田建設工業株)

研 究 速 報
To & Humphrey のモデルでは $\rho' u'_j$ は(7), (10)式より次のようにモデル化されている。

$$\overline{\rho' u'_j} = -\frac{\overline{\rho}}{T} \overline{T' u'_j} = \frac{1}{T} \frac{\mu}{\rho r_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \quad (28)$$

これを(27)式右辺第 1 項に代入すると

$$\begin{aligned} \text{(27)式右辺第 1 項} &= \frac{\overline{T}}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{T} \frac{\mu}{\rho r_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \right) \\ &= \frac{1}{\rho} \left| \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{\rho r_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \right) \right| + \frac{\overline{T}}{\rho} \frac{\mu}{\rho r_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{T} \right) \end{aligned} \quad (29)$$

となりこの項に渦粘性表現によるヒートフラックス項が含まれている。また上記の代入を行えば(27)式は $\rho' \rightarrow 0$ とした場合、非圧縮の温度輸送方程式に漸近する。(27)式を用いて計算を行うと、4 章に示すように妥当な解が安定して得られた。

3. 簡易圧縮性乱流モデル

To & Humphrey のモデルは ρ' との相関項を多く含んでおり複雑である。そこで実用性の点も考え ρ' との相関項を、①陽に含みず陰に含む形式のものと、② ρ' をまったく無視しこの相関を含まないものの 2 つの簡易な圧縮性乱流モデルを考える (表 2)。前者はファブル平均 \bar{f} を導入することにより導かれる^{6), 7)}。この場合、密度の重みかけた平均化を施すので G_k を除き ρ' との相関項が生じない。後者は近似的な圧縮性流体の基礎方程式^{1), 5)}をアンサンブル平均量と変動量に分解し、 ρ' を無視して平均操作を施すことにより得られる。 ρ' を無視しているため、浮力による乱流エネルギーの生産項 $G_k = \overline{\rho' u'_i} g \delta_{i3}$ は無い。

4. 鉛直加熱壁近傍の乱流解析

4.1 加熱壁の温度が比較的低い場合 ($\Delta T = 43.3^\circ\text{C}$)

4.1.1 計算概要

図 1 に示す長さ $h = 400$ cm の鉛直加熱壁近傍流を To & Humphrey の圧縮性 $k-\epsilon$ モデル (以下, TH 圧縮), 簡易圧縮性 $k-\epsilon$ モデル (以下, 簡易圧縮), 非圧縮性 $k-\epsilon$ モデル (以下, 非圧縮) で解析。簡易圧縮は ρ 単純無視モデルとし $G_k = 0$ として計算した。加熱壁近傍の低 Re 数型モデル (表 4)³⁾を用いた。加熱壁の相対温度 ΔT は 43.3°C 。計算メッシュは $80(x) \times 39(y)$ 。境界条件は表 5。計算結果は辻, 長野らの実験結果⁸⁾と比較検討する。

4.1.2 計算結果と実験結果の比較

壁温が低いので予想どおり TH 圧縮, 簡易圧縮, 非圧縮の計算結果には, まったく差が生じなかった。以下計算結果を実験結果と比較して,

表 1 To & Humphrey の圧縮性 $k-\epsilon$ 2 方程式モデル

連続式	$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j}) = 0$	(1)
運動方程式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j u_i}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \overline{\rho g_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i u'_j} \right]$	(2)
エネルギー式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho T}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j T}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j T} + \overline{\rho T' u'_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K}{C_p} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j T'} \right)$	(3)
状態方程式	$\overline{\rho T} + \overline{\rho T'} = \rho_0 T_0$	(4)
k 方程式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k + G_k - \overline{\rho \epsilon}$ $-\frac{\overline{\rho u'_i} \left[\partial (\overline{\rho u_i}) + \frac{\partial (\overline{\rho u_i u'_i})}{\partial x_j} - \partial (\overline{\rho u'_i u'_i}) \right]}{\rho} + DK$	(5)
ϵ 方程式 ²⁾	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho \epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j \epsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \overline{\rho \epsilon})$ $+ \frac{\epsilon}{k} C_{\epsilon 3} G_k - \frac{\epsilon}{k} C_{\epsilon 3} \frac{\overline{\rho u'_i} \left[\partial (\overline{\rho u_i}) + \frac{\partial (\overline{\rho u_i u'_i})}{\partial x_j} - \partial (\overline{\rho u'_i u'_i}) \right]}{\rho} + E$	(6)
	$\overline{\rho u'_i T} + \overline{\rho u'_i T'} = 0$ (7) $\overline{\rho T' T} + \overline{\rho T'^2} = 0$ (8)	
	$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho k} \delta_{ij}$ (9) $-\overline{\rho u'_i T'} = \frac{\mu_t}{\rho r_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}$ (10)	
	$\mu_t = C_\mu \overline{\rho} \frac{k^2}{\epsilon}$ (11) $\epsilon = \nu D = \frac{\overline{\rho u'_i} \overline{\rho u'_i}}{\rho r_i \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i}}$ (12)	
	$P_k = -\overline{\rho u'_i u'_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$ (13) $G_k = \overline{\rho u'_i} g \delta_{i3}$ (14)	
	$\overline{\rho T'^2} = C_k \frac{k}{\nu D} \left(-2 \overline{\rho u'_i T'} \right) \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j}$ (15)	

表 2 簡易圧縮性 $k-\epsilon$ モデル
(ファブル平均モデルと ρ' 単純無視モデル)

連続式	$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j}) = 0$ (16)	注) ファブル平均モデルにおいては $\overline{\rho}$ 以外の $\bar{}$ と読み替
運動方程式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j u_i}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \overline{\rho g_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i u'_j} \right]$	える。詳しくは文 6, 7 参照 (17)
エネルギー式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho T}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j T}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K}{C_p} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j T'} \right)$	(18)
状態方程式	$\overline{\rho T} = \rho_0 T_0$	(19)
k 方程式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k + C_k G_k - \overline{\rho \epsilon} + DK$	(20)
ϵ 方程式	$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho \epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j \epsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k + C_k G_k - C_{\epsilon 2} \overline{\rho \epsilon}) + EK$	(21)
	$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho k} \delta_{ij}$ (22) $-\overline{\rho u'_i T'} = \frac{\mu_t}{\rho r_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}$ (23)	
	$\mu_t = C_\mu \overline{\rho} \frac{k^2}{\epsilon}$ (24) $P_k = -\overline{\rho u'_i u'_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$ (25)	

- (1) \overline{u} (図 2) は実験結果ときわめて良く一致する。
- (2) \overline{T} (図 3) の計算結果は, 壁からの水平距離が約 0.2~1 cm の領域で実験結果より低めとなる。これは他の計算事例⁹⁾から判断して, ここで用いた低 Re 数モデルの性質に基づくものと考えてよい。
- (3) $\overline{u'v'}$ (図 4) は, 実験ではすべての領域で正となっているが, 計算では壁から約 0.7 cm までの領域で負と

表 3 数値定数

$$pr_i=0.9 \quad \sigma_k=1.4 \quad \sigma_\varepsilon=1.3 \quad C_T=0.8 \quad \text{他の数値定数は表4参照}$$

$$C_j=1(\text{ファル平均モデル}) \quad C_j=0(\text{単純無視モデル})$$

表 4 低 Re 数型 k - ε モデルの補正項及び減衰関数

$$DK = -2u \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 \quad EK = \bar{\rho} \nu_i (1-f_\mu) \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2$$

ここで、 $f_\mu = [1 - \exp(-y^+ / 28.5)]^2$ $y^+ = \frac{y}{\nu}$ $u^+ = \sqrt{v(\partial u / \partial y)}|_w$

数値定数 $C_{\mu}, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$ は、 y^+, R_i の関数となる。
 $C_\mu = f_\mu C_{\mu 0}$ $C_{\varepsilon 1} = f_1 C_{\varepsilon 1 0}$ $C_{\varepsilon 2} = f_2 C_{\varepsilon 2 0}$ $C_{\varepsilon 3} = f_3 C_{\varepsilon 3 0}$
 ただし、 $f_1 = f_3 = 1.0$ $f_2 = 1 - 0.3 \exp(-R_i^2)$ $R_i = k^2 / \nu \varepsilon$
 $C_{\mu 0} = 0.09$ $C_{\varepsilon 1 0} = 1.45$ $C_{\varepsilon 2 0} = 1.9$ $C_{\varepsilon 3 0} = 1.45$ $C_T = 0.8$

表 5 境界条件 (計算は実次元で行う)

	非圧縮の解析	圧縮性の解析
A-C面	u, k, ε : no slip $T_w = 333.3^\circ\text{K}$	u, k, ε : no slip ρ : free slip $T_w = 333.3^\circ\text{K}$
A-B面	v, T, ρ : free slip k, ε : free slip $p^* = 0 \text{ dyn/cm}^2$	v, T, ρ : free slip k, ε : free slip $p^* = 0 \text{ dyn/cm}^2$
B-D面	u, T : free slip k, ε : free slip $p^* = 0 \text{ dyn/cm}^2$	u, T, ρ : free slip k, ε : free slip $\beta = \rho g (h-x)$ dyn/cm^2
C-D面	$v = 0 \text{ cm/s}$ $T = 290^\circ\text{K}$ $p^* = 0 \text{ dyn/cm}^2$ $k = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ $\varepsilon = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}^3$	$v = 0 \text{ cm/s}$ $T = 290^\circ\text{K}$ $\rho = 0.001217 \text{ g/cm}^3$ $p^* = \rho g h \text{ dyn/cm}^2$ $k = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ $\varepsilon = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}^3$

図 1 計算メッシュ

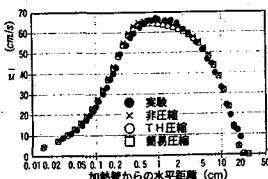


図 2 \bar{u} の分布
($\Delta T = 43.3^\circ\text{C}$, $x = 255 \text{ cm}$)

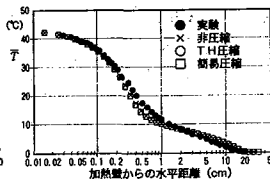


図 3 \bar{T} の分布
($\Delta T = 43.3^\circ\text{C}$, $x = 255 \text{ cm}$)

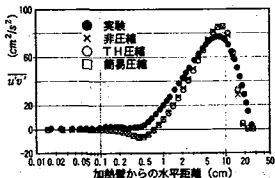


図 4 u, v の分布
($\Delta T = 43.3^\circ\text{C}$, $x = 255 \text{ cm}$)

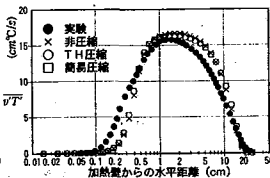


図 5 $v'T'$ の分布
($\Delta T = 43.3^\circ\text{C}$, $x = 255 \text{ cm}$)

なる。それ以外の分布形状はおおむね対応している。
 (5) $v'T'$ (図 5) の分布形状は実験よりもピークがやや外側に寄った傾向を示す。

4.2 加熱壁の温度が高い場合 ($\Delta T = 404^\circ\text{C}$)

4.2.1 計算概要

加熱壁の長さ $h = 250 \text{ cm}$, 加熱壁の相対温度 $\Delta T = 404^\circ\text{C}$. 計算メッシュは $50(x) \times 39(y)$. $T_0 = 288^\circ\text{K}$, $\rho_0 =$

$= 0.001225 \text{ g/cm}^3$, その他の条件は $\Delta T = 43.3^\circ\text{C}$ の場合と同じ。

4.2.2 計算結果

(1) \bar{u} (図 6) 非圧縮の計算結果は圧縮の計算結果より壁の近傍で最大 30 cm/s 程度速度が高い。TH 圧縮は簡易圧縮より速度が若干低い結果となっている。これには状態方程式(4)式における $\bar{\rho}'T'$ が大きく影響している。実際、状態方程式中の $\bar{\rho}'T'$ を 0 として計算すると簡易圧縮の計算結果とほとんど一致する。また \bar{u} のみならず以下に述べる k も簡易圧縮とほとんど一致し、 \bar{T} も簡易圧縮の結果に近づいた。

(2) \bar{T} (図 7) 壁面近傍で非圧縮は圧縮より最大で 40°C 程低い。これは非圧縮の場合、加熱面による空気の膨脹 ($\bar{\rho} \bar{u}_i$) による熱輸送がないことが一因として考えられる。

(3) k (図 8) 非圧縮, 簡易圧縮, TH 圧縮の順に小さくなる。これは \bar{u} の大小関係に対応するものである。

(4) k の収支 (図 9) TH 圧縮の結果のみを示す。この流れ場では鉛直方向の温度勾配が小さいため G_k は P_k 等と比較しきわめて小さくほとんど 0 の値となっている。したがって TH 圧縮と簡易圧縮の若干の差異は、簡易圧縮で $G_k = 0$ としたことが原因ではない。また

$$-\frac{\bar{\rho} \bar{u}_i'}{\rho} \left\{ \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i')}{\partial x_j} \right\}$$

の項もほとんど 0 であり k の値への影響は小さい。

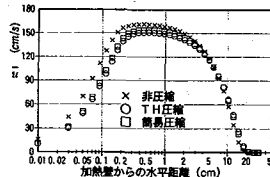


図 6 \bar{u} の分布
($\Delta T = 404^\circ\text{C}$, $x = 185 \text{ cm}$)

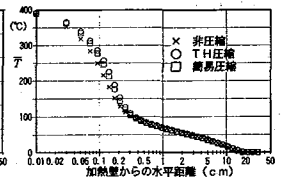


図 7 \bar{T} の分布
($\Delta T = 404^\circ\text{C}$, $x = 185 \text{ cm}$)

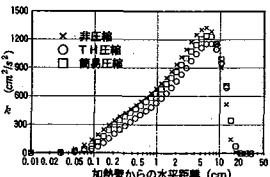


図 8 k の分布
($\Delta T = 404^\circ\text{C}$, $x = 185 \text{ cm}$)

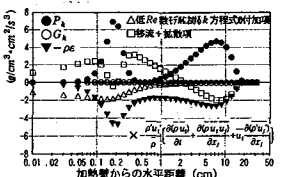


図 9 k の収支
($\Delta T = 404^\circ\text{C}$, $x = 185 \text{ cm}$)

4.2.3 TH モデルにおける ρ' との相関項の分布

(1) $\bar{\rho}'\bar{u}$, $\bar{\rho}'\bar{v}$ の分布 (図 10) ρ_0 および \bar{u} の最大値 \bar{u}_m で無次元化して示す。 $\bar{\rho}'\bar{u}$, $\bar{\rho}'\bar{v}$ はそれぞれ $\frac{1}{T} \frac{\mu_t}{pr_i} \frac{\partial T}{\partial x}$, $\frac{1}{T} \frac{\mu_t}{pr_i} \frac{\partial T}{\partial y}$ とモデル化されているが、 $\bar{\rho}'\bar{v}$ は最大でも

研 究 速 報

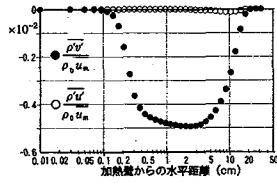


図10 $\rho'u', \rho'v'$ の分布
($\Delta T=404^\circ\text{C}$, $x=185\text{ cm}$)

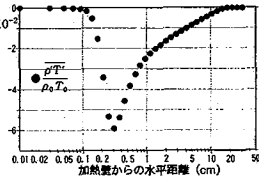


図11 $\rho'T'$ の分布
($\Delta T=404^\circ\text{C}$, $x=185\text{ cm}$)

$\rho_0 u_m$ の 0.5% 程度である。 $\rho'u'$ は鉛直方向の温度勾配 $\frac{\partial T}{\partial x}$ が小さいため、 $\rho'v'$ よりもさらに小さくほとんど 0 の値となっている。 43.3°C の場合、 $\rho'v'$ は $\rho_0 u_m$ の 0.1% 程度であり (図省略)、 404°C の場合の $\rho'v'$ はこれと比べてもさほど大きくはない。ただし運動方程式中の $\rho'u'_i$ のみを除いて計算した場合、最大風速が 7% 程度減少し (簡易圧縮との差がさらに大きくなる傾向)、 $\rho'u'_i$ はこの程度の小さな値でも流れ場にすくなくならず影響を持つ。

(2) $\rho'T'$ の分布 (図 11) $\rho_0 T_0$ で無次元化して示す。 $\rho'T'$ は $-2C_r \frac{k}{\nu D} \frac{1}{T} \frac{\mu}{\rho r_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_j}$ とモデル化されているが、 $\frac{\partial T}{\partial x}$ は小さいため結果に寄与するのは $\frac{\partial T}{\partial y}$ に基づくものである。この場合 $\rho'T'$ は $\rho_0 T_0$ の約 6% にも達している。 43.3°C の場合は 0.1% 程度 (図省略) に過ぎないが、高温時にはこの相関項がきわめて大きくなり、状態方程式を介して ρ の値に大きく影響する。

5. ま と め

- ① To & Humphrey のモデルでエネルギー方程式に(7)式を課すと、見かけ上乱流ヒートフラックス項が相殺され消えてしまい、このままの形式では正しい予測計算を行うことができない。
 - ② 同式に連続式を代入して $\rho'u'_i$ を連成させることにより、乱流ヒートフラックス項が含まれる形にすることができる。この変形により、正しい予測計算を行うことが可能となった。
 - ③ ρ' との相関項を含まない簡易圧縮性乱流モデルの導出方法を 2 つの立場から示した。
- $\Delta T=43.3^\circ\text{C}$ の場合の計算結果は、
- ④ 予想どおり TH 圧縮、簡易圧縮、非圧縮の計算結果には差が生じず、この程度の温度では密度変化の影響は無視できるといえる。
 - ⑤ u は実験値ときわめて良く一致し、 T , $u'v'$, $v'T'$ もおおむね一致する。

$\Delta T=404^\circ\text{C}$ の場合の計算結果は、

⑥ 圧縮と非圧縮の計算結果には差が生じることが確認された。また TH 圧縮、簡易圧縮の間にも若干の差が見られる。

⑦ TH 圧縮における $\rho'T'$ は 43.3°C の場合と比較してきわめて大きく、これが ρ の値に大きく影響し簡易圧縮との差異に寄与するものと考えられる。

⑧ $\rho'u'$ はかなり小さな値ではあるが流れ場に少なからず影響を及ぼす。

⑨ 現在高温加熱実験を行っており、高温の場合の圧縮性乱流モデルの検証を今後行っていく予定である。

謝 辞

加熱壁近傍流れの実験結果に関して日本機械学会乱流伝熱モデル研究会 (主査: 東京理科大学, 河村洋教授) における研究活動の一環として、名古屋工業大学、長野靖尚教授、辻俊博助教授から詳細な実験データベースを提供していただきました。ここに記して深く謝意を表します。
(1992年11月4日受理)

参 考 文 献

- 1) Ronald G. Rehm and Howard R. Baum: the Equations of Motion for Thermally Driven, Buoyant Flows: Journal of Research of the National Bureau of Standards volume 83, No. 3, May-June 1978
- 2) W.M. TO and J.A.C. Humphrey: Numerical simulation of buoyant, turbulent flow-1. Free convection along a heated, vertical, flat plate: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 29, No. 4, pp. 573-592. 1986
- 3) 長野, 菱田, 浅野: 壁面乱流の特性を考慮した改良 $k-\epsilon$ モデル: 日本機械学会論文集, Vol. 50, No457, PP. 2022-2031, (昭59-9)
- 4) 義江, 村上, 加藤: 圧縮性高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (その1), (その2): 建築学会大会, 1991. (その3): 空調学会大会 1991. (その4): 建築学会関東支部 1992.
- 5) 加藤, 村上, 義江: 圧縮性高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究: 生産研究, Vol. 44, No. 2, pp 1-9, 1992
- 6) 義江, 村上, 加藤: 圧縮性高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (その5), (その6): 建築学会大会, 1992. (その7): 空調学会大会 1992
- 7) A. Yoshizawa: Statistical modeling of compressible turbulence: shock-wave/turbulence interactions and buoyancy effects: J. Phys. Soc. Jpn. 1991
- 8) T. Tyuji and Y. Nagano: Characteristics of a Turbulent Natural Convection Boundary Layer along a Vertical Flat Plate: Int. J. Heat mass Transfer. Vol. 31, No. 8, pp. 1723-1734. 1988
- 9) R.A.W.M. Henkes and C.J. Hoogendoorn: Comparison of turbulence models for the natural convection boundary layer along a heated vertical plate: Int. J. Heat. Mass Transfer. Vol. 32, No. 1, pp. 157-169, 1989