自然対流乱流境界層のエネルギー生成機構*

辻 俊 博^{*1}, 長 野 靖 尚^{*1}
西 尾 澄 人^{*2}, 尾 鷲 正 夫^{*3}Energy Production Mechanism in a Turbulent
Natural-Convection Boundary LayerToshihiro TSUJI, Yasutaka NAGANO,
Sumito NISHIO and Masao OWASHI

The budgets of turbulent energy, Reynolds shear stress, mean square scalar variance and turbulent heat fluxes have been evaluated in a thermally driven boundary layer in air along a vertical flat plate. In the near-wall region, the velocity-gradient correlation plays an important role in turbulent energy production, and thermal energy is directly converted into kinetic energy through this correlation. Consequently, Reynolds shear stress and streamwise turbulent heat flux near the wall, which are normally considered to be closely related to the energy production process, behave differently from those in the ordinary turbulent boundary layers. On the other hand, the energy transfer in the outer region of the boundary layer becomes a process similar to that observed in the usual boundary layer.

Key Words: Natural Convection, Turbulent Flow, Boundary Layer, Energy Budget, Energy Production, Turbulent Structure, Time Scale

1. 結 言

垂直平板に沿う空気自然対流乱流境界層の構造は、浮力の影響は加わるものの、これまで基本的には強制対流のものとあまり差異がないと一般に考えられてきた。ところが、実際に調べてみると、壁近傍の粘性底層、レイノルズ応力および流れ方向乱流熱流束の挙動などについて、この境界層が通常の乱流境界層とはかなり異なる特性を有することが見いだされた⁽¹⁾⁽²⁾。さらに、強制対流の壁近傍で観察される、バースト現象あるいは規則的ストリークのような組織構造もこの境界層においては欠如していることがわかった⁽³⁾。

本研究の目的は、浮力によって誘起される乱流場がなぜこのような特異な構造を有するのか、その根本的な原因をつきとめることにある。そのため、乱流境界層内の速度場と温度場の測定結果を基に、平均流と速度乱れ成分のエネルギー、温度変動強度、レイノルズ応力および乱流熱流束の収支を調べ、乱流構造の形成にかかわる本質的な要因を検討した。さらに、速度乱

れと温度乱れの時間スケールについても調べた。本研究で得られた知見は、浮力を伴う乱流場に適用可能な乱流モデルを構築する上で非常に重要である。

2. 主 な 記 号

c_p : 流体の定圧比熱

E : 平均流のエネルギーの直接散逸

Gr_x : グラフホフ数 $= g\beta(T_w - T_\infty)x^3/\nu^2$

g : 重力の加速度

k : 乱流エネルギー $= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$

q_w : 壁面熱流束

T : 流体の時間平均温度

T_w : 伝熱面温度

T_∞ : 周囲流体温度

t : 温度乱れ

t_τ : 摩擦温度 $= q_w/\rho c_p u_\tau$

U, V : 流体の x および y 方向の時間平均速度

u, v, w : x 方向, y 方向および z 方向の速度乱れ

u_τ : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w/\rho}$

x : 伝熱面に沿う前縁からの距離

y : 伝熱面からの垂直距離

z : 伝熱面の中心線からスパン方向の距離

* 平成3年5月29日 第28回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成3年5月28日。

^{*1} 正員, 名古屋工業大学 (〒466 名古屋市昭和区御器所町)。

^{*2} 准員, 運輸省船舶技術研究所 (〒181 三鷹市新川6-38-1)。

^{*3} (株)ニコン (〒140 東京都品川区西大井1-6-3)。

y^+ : 無次元距離 $= u_\tau y / \nu$

α : 流体の温度伝導率

β : 流体の体膨張係数 $= 1/T_\infty$

ε : 乱流エネルギー k の散逸 $= \varepsilon_u + \varepsilon_v + \varepsilon_w$

$\varepsilon_u, \varepsilon_v, \varepsilon_w, \varepsilon_t$: 速度乱れ成分のエネルギーおよび温度変動強度の散逸

$\varepsilon_{uv}, \varepsilon_{ut}, \varepsilon_{vt}$: レイノルズ応力および乱流熱流束の散逸

ν : 流体の動粘性係数

ρ : 流体の密度

τ_u : 速度乱れの時間スケール $= k/\varepsilon$

τ_t : 温度乱れの時間スケール $= (\overline{t^2}/2)/\varepsilon_t$

τ_w : 壁面せん断応力

($\bar{\quad}$): 時間平均値

3. 乱流諸量の輸送方程式

浮力により誘起される速度場および温度場の支配方程式⁽⁴⁾において、空気を理想気体とし、境界層の近似を行うことによって、平均流と速度乱れ成分のエネルギー $U^2/2, \overline{u^2}/2, \overline{v^2}/2, \overline{w^2}/2$, 温度変動強度 $\overline{t^2}/2$, レイノルズ応力 $\overline{uv}$ および乱流熱流束 $\overline{ut}, \overline{vt}$ の輸送方程式は、それぞれ次のように表される。

平均流のエネルギー

$$\underbrace{\frac{U}{2} \frac{\partial U^2}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{\frac{V}{2} \frac{\partial U^2}{\partial y}}_{(b)} - \underbrace{\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\frac{\partial U \overline{uv}}{\partial y}}_{(e)} - \underbrace{\frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 U^2}{\partial y^2}}_{(f)} - g\beta U(T - T_\infty) + E = 0 \quad (1)$$

速度乱れ成分のエネルギー

$$\underbrace{\frac{U}{2} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{\frac{V}{2} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial y}}_{(b)} + \underbrace{\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u^2 v}}{\partial y}}_{(d)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{u \frac{\partial p}{\partial x}}}_{(e)} - \underbrace{\frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 \overline{u^2}}{\partial y^2}}_{(f)} - g\beta \overline{ut} + \varepsilon_u = 0 \quad (2)$$

$$\underbrace{\frac{U}{2} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{\frac{V}{2} \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{v^3}}{\partial y}}_{(d)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{v \frac{\partial p}{\partial y}}}_{(e)} - \underbrace{\frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 \overline{v^2}}{\partial y^2}}_{(f)} + \varepsilon_v = 0 \quad (3)$$

$$\underbrace{\frac{U}{2} \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{\frac{V}{2} \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{vw^2}}{\partial y}}_{(d)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{w \frac{\partial p}{\partial z}}}_{(e)} - \underbrace{\frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 \overline{w^2}}{\partial y^2}}_{(f)} + \varepsilon_w = 0 \quad (4)$$

温度変動強度

$$\underbrace{\frac{U}{2} \frac{\partial \overline{t^2}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{\frac{V}{2} \frac{\partial \overline{t^2}}{\partial y}}_{(b)} + \underbrace{\overline{vt} \frac{\partial T}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{vt^2}}{\partial y}}_{(e)} - \underbrace{\frac{\alpha}{2} \frac{\partial^2 \overline{t^2}}{\partial y^2}}_{(f)} + \varepsilon_t = 0 \quad (5)$$

レイノルズ応力

$$\underbrace{U \frac{\partial \overline{uv}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{V \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y}}_{(b)} + \underbrace{\overline{v^2} \frac{\partial U}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\frac{\partial \overline{uv^2}}{\partial y}}_{(d)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\overline{v \frac{\partial p}{\partial x}} + \overline{u \frac{\partial p}{\partial y}} \right)}_{(e)} - \nu \frac{\partial^2 \overline{uv}}{\partial y^2} - g\beta \overline{vt} + \varepsilon_{uv} = 0 \quad (6)$$

乱流熱流束

$$\underbrace{U \frac{\partial \overline{ut}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{V \frac{\partial \overline{ut}}{\partial y}}_{(b)} + \underbrace{\overline{vt} \frac{\partial U}{\partial y}}_{(c)} + \underbrace{\overline{uv} \frac{\partial T}{\partial y}}_{(d)} + \underbrace{\frac{\partial \overline{uv^2 t}}{\partial y}}_{(e)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{t \frac{\partial p}{\partial x}}}_{(f)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{v t \frac{\partial u}{\partial y}} + \overline{\alpha u \frac{\partial t}{\partial y}} \right)}_{(g)} - g\beta \overline{t^2} + \varepsilon_{ut} = 0 \quad (7)$$

$$\underbrace{U \frac{\partial \overline{vt}}{\partial x}}_{(a)} + \underbrace{V \frac{\partial \overline{vt}}{\partial y}}_{(b)} - \underbrace{\overline{vt} \frac{\partial U}{\partial x}}_{(c)} + \underbrace{\overline{v^2} \frac{\partial T}{\partial y}}_{(d)} + \underbrace{\frac{\partial \overline{v^2 t}}{\partial y}}_{(e)} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{t \frac{\partial p}{\partial y}}}_{(f)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{v t \frac{\partial v}{\partial y}} + \overline{\alpha v \frac{\partial t}{\partial y}} \right)}_{(g)} + \varepsilon_{vt} = 0 \quad (8)$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} E &= \nu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \\ \varepsilon_u &= \nu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] \\ \varepsilon_v &= \nu \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \\ \varepsilon_w &= \nu \left[\left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \\ \varepsilon_t &= \alpha \left[\left(\frac{\partial t}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z} \right)^2 \right] \\ \varepsilon_{uv} &= 2\nu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \varepsilon_{ut} &= (\nu + \alpha) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial t}{\partial z} \right) \\ \varepsilon_{vt} &= (\nu + \alpha) \left(\frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial t}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots (9)$$

式(1)～(8)において、(a)は移流項、(b)は生成項、(c)は乱流拡散項、(d)は速度・圧力こう配相関項（あるいは温度・圧力こう配相関項）、(e)は分子拡散項、(f)浮力による生成項、(g)は散逸項である。

自然対流乱流境界層の平均速度、平均温度、速度と温度の乱れ強さ、レイノルズ応力および乱流熱流束の分布は既報(1)、(2)で明らかにされている。これらの結果を用いて、上記の方程式の移流項、生成項、乱流拡散項、分子拡散項および浮力による生成項を評価した。なお、 y 方向の微分はデータを直接数値微分して求め、 x 方向の微分は文献(5)で検討した分布の相似性に基いて算出した。散逸項については、乱れの局所等方性を仮定し、 $\varepsilon_u = \varepsilon_v = \varepsilon_w = \varepsilon/3$ 、 $\varepsilon_{uv} = \varepsilon_{ut} = \varepsilon_{vt} = 0$ とした。 ε は x 方向の速度乱れ u のパワースペクトルに波数の二乗を乗じたものを積分して求めた⁽⁶⁾。また、速度・圧力こう配相関項、温度・圧力こう配相関項および温度変動強度の散逸項 ε_t は、それぞれの平衡式における残余として算出した。以下に示す結果において、寄与が極めて小さい項は混乱を避けるために図示を省略した。なお、式(4)のエネルギー $\overline{w^2}/2$ については、乱流拡散項 $\partial \overline{vw^2}/\partial y$ の測定が困難なため、その収支を求めなかった。

4. 平均流と速度乱れ成分のエネルギーおよび温度変動強度の収支

図1は、平均流のエネルギー $U^2/2$ の収支を u_τ^4/ν で無次元化して表したものである。エネルギーは浮力により生成され、その最大となる位置は $y^+ \approx 10 \sim 15$ (最大速度位置は $y^+ \approx 40$) である。このエネルギーは主に、分子拡散によって壁近傍へ輸送され散逸し、乱流拡散により外層（最大速度位置から境界層外縁までの領域）へ運ばれる。また、エネルギーの一部は下流へも輸送される。外層では、平均流のエネルギーが、レイノルズ応力と平均流の変形に関する項を介して乱れのエネルギーの生成に消費される。ところが、内層（壁面から最大速度位置までの領域）では、 $\overline{uv}(\partial U/\partial y) > 0$ で、平均流がわずかながら乱れから逆にエネルギーをもらうことになり、通常の強制対流乱流境界層には起こりえないエネルギー転換過程が出現する。

速度乱れ成分のエネルギー $\overline{u^2}/2$ 、 $\overline{v^2}/2$ の収支を u_τ^4/ν で無次元化して、図2、3にそれぞれ示した。いずれの図においても、移流項は境界層全域で極めて小さいため図示を省略した。図2の $\overline{u^2}/2$ については、浮力によるエネルギーの生成項 $g\beta \overline{ut}$ があり、外層ではこの項とレイノルズ応力に関する生成項が、散逸、乱

流拡散および速度・圧力こう配相関項と平衡する。生成されたエネルギーは、速度・圧力こう配相関により他の乱れ成分へ伝達され、乱流拡散によって壁面方向

図1 平均流のエネルギー $U^2/2$ の収支

図2 速度乱れのエネルギー $\overline{u^2}/2$ の収支

図3 速度乱れのエネルギー $\overline{v^2}/2$ の収支

と境界層外縁へ輸送される。ところが、内層の壁近傍では、速度・圧力こう配相関 $\overline{u(\partial p/\partial x)}$ による非常に大きなエネルギーの生成がある。そして、この項がレイノルズ応力に関する乱れの生成、分子拡散、散逸と平衡する。そのため、乱れのエネルギーがレイノルズ応力と平均流の変形に関する項を介して平均流に転換されることになる。通常の強制対流乱流境界層では、速度・圧力こう配相関項は主にエネルギー再分配の役割を担い、エネルギーの生成にはほとんど寄与しない。

一方、図3の $\overline{v^2}/2$ の収支には、レイノルズ応力および浮力に関するエネルギーの生成はない。外層では強制対流と同様に、エネルギー $\overline{u^2}/2$ から速度・圧力こう配相関項を通して分配されたエネルギーが散逸、乱流拡散のエネルギーと平衡する。しかしながら、内層の壁近傍ではやはり、速度・圧力こう配相関 $\overline{v(\partial p/\partial y)}$ による大きなエネルギーの生成が現れる。前述のように、壁近傍の $\overline{u^2}/2$ の速度・圧力こう配相関は、エネルギー生成の役割をなしているため、このエネルギーは決してそれからの再分配ではない。そして、散逸、分子拡散および乱流拡散のエネルギーと平衡し、分子拡散により壁面方向へ、乱流拡散により境界層の外側へエネルギーが輸送される。

このように、通常の乱流境界層とは著しく異なったエネルギー収支が自然対流乱流境界層の壁近傍で得られるが、これは以下のように説明できる。浮力による流動のエネルギーの発生源は、すべて壁面から供給される熱エネルギーにある。流体の持つ全エネルギーのうち、運動エネルギーを差引いた熱エネルギーの方程式(位置エネルギーを含む)⁽⁴⁾は、境界層の近似を適用して、次のように表される。

$$\begin{aligned}
 & U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} - \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \\
 & + \frac{1}{c_p} \left[g\beta U(T - T_\infty) \right. \\
 & \left. - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u \frac{\partial p}{\partial x}} + \overline{v \frac{\partial p}{\partial y}} + \overline{w \frac{\partial p}{\partial z}} \right) \right. \\
 & \left. + g\beta \overline{ut} - E - \epsilon \right] = 0 \dots \dots \dots (10)
 \end{aligned}$$

上式の括弧内の項は極めて小さく、通常の熱エネルギーの収支においてはこれらの項は無視される。しかしながら、熱誘起される乱流場において、平均流と乱れエネルギーの発生と散逸を考える上では非常に重要な項である。すなわち、これらの項は、式(1)～(4)中の浮力に関する生成項および速度・圧力こう配相関項に対応し、熱エネルギーがこれらの項を通して運動エネルギーに転換されることを表している。したがって、速度・圧力こう配相関項が乱れのエネルギーの生成に

成り得ることは明らかで、しかも壁近傍の $\overline{u^2}/2$ と $\overline{v^2}/2$ に同程度のエネルギー生成があることは、熱エネルギーの転換が方向性を持たないことから容易に理解される。また、伝熱面スパン方向の速度乱れ強さ $\sqrt{\overline{w^2}}$ の測定値⁽⁷⁾が、壁近傍で速度乱れ強さ $\sqrt{\overline{u^2}}$ と同程度の大きさになることも納得がいく(速度乱れ v は、壁面によって抑制されるため、他の方向の乱れより小さくなる)。壁近傍におけるエネルギーの転換過程を図解して図4に示したが、このようなエネルギーの転換過程を考えれば、他の乱流境界層では観察されない乱流諸量の分布⁽²⁾が壁近傍で出現することも不自然ではない。

図5には、外層におけるエネルギーの転換過程を表した。ここでは、熱エネルギーは、平均流と速度乱れ u に対し、浮力によるエネルギー生成として転換され

図4 壁近傍におけるエネルギー転換過程

図5 外層におけるエネルギー転換過程

る。そして、平均流のエネルギーがレイノルズ応力を介して、速度乱れ u のエネルギーに転換され、さらに u のエネルギーが速度・圧力こう配相関によって他の速度乱れ v, w のエネルギーに分配される。したがって、外層におけるエネルギーの転換過程は、浮力によるエネルギー生成が付加される点で若干の違いはあるが、基本的には強制対流のものと同一と考えてよい(例えば、自然対流と類似の速度分布を持つ壁面噴流の速度乱れのエネルギー収支⁽⁸⁾は、図2, 3の収支とよく対応する)。

温度変動強度 $\bar{t}^2/2$ の収支を $u_r^2 t_r^2/\nu$ で無次元化して図6に示した。温度乱れの生成は、内層の $y^+ \approx 15$ で最大となり、散逸、分子拡散、乱流拡散と平衡する。そして、分子拡散、乱流拡散により温度乱れが壁面方向に輸送される。また、壁面の極近傍では分子拡散と散逸が平衡する。この収支は、強制対流で得られるもの⁽⁹⁾に比較的近くなっている。

5. レイノルズ応力および乱流熱流束の収支

図7は、レイノルズ応力 $\overline{uv}$ の収支を、 u_r^4/ν で無次元化して表したものである。境界層全域にわたって、生成項と速度・圧力こう配相関項が支配的である。壁近傍では乱流拡散の寄与が現れ、その外側の領域へレイノルズ応力が輸送される。通常の強制対流乱流境界層の壁近傍では、分子拡散の寄与も現れるが⁽⁹⁾、この乱流境界層では、レイノルズ応力が壁近傍ではほぼ零となるため⁽²⁾、壁近傍での分子拡散の寄与は非常に小さくなる。また、移流項も境界層全域で極めて小さく無視できる。

流れ方向および壁面垂直方向の乱流熱流束 $\overline{ut}, \overline{vt}$ の収支を、 $u_r^3 t_r/\nu$ で無次元化して図8, 9にそれぞれ示した。乱流熱流束 $\overline{ut}$ の生成項は、壁近傍において大

きな負の寄与となり[壁近傍では $\overline{uv} \approx 0$ であるため、主に $\overline{vt}(\partial U/\partial y)$ による]、これと他の項が平衡する。そして、乱流拡散、分子拡散、温度・圧力こう配相関によ

図7 レイノルズ応力 $\overline{uv}$ の収支

図8 乱流熱流束 $\overline{ut}$ の収支

図6 温度変動強度 $\bar{t}^2/2$ の収支

図9 乱流熱流束 $\overline{vt}$ の収支

図 10 速度乱れと温度乱れの時間スケール

って、乱流熱流束が壁面方向と外層に運ばれる。強制対流の壁近傍の $\overline{ut}$ の収支⁽⁹⁾では、生成項と温度・圧力こう配相関項が支配的である。それに比べ、自然対流の壁近傍の $\overline{ut}$ の収支は、浮力による生成が付加され、また特異な $\overline{uv}$ および $\overline{ut}$ の分布を反映してより複雑になっている。なお、 $\overline{ut}$ の収支において、等方性の仮定を用いて $\varepsilon_{ut}=0$ としたが、一般に壁近傍の散逸項 ε_{ut} は分子拡散項と平衡し、零とはならない⁽¹⁰⁾。しかし、自然対流の壁近傍の $\overline{ut}$ の測定値はほとんど零であるため⁽¹⁾、この仮定による収支の分布が厳密なものとは大きく異なることはないと思われる。一方、壁面垂直方向乱流熱流束 $\overline{vt}$ の収支については、境界層全域で生成項と温度・圧力こう配相関項が支配的であり、強制対流における収支⁽⁹⁾に近いものとなっている。

6. 速度乱れと温度乱れの時間スケール

図 10 に、自然対流の乱流モデルの構築に必要な、速度乱れの時間スケール $\tau_u (=k/\varepsilon)$ と温度乱れの時間スケール $\tau_t [= (\overline{t'^2}/2)/\varepsilon_t]$ を示した。乱流エネルギー k の算定にあたっては、速度乱れ成分 w の測定結果⁽⁷⁾を考慮した。乱流エネルギーの散逸は、図 2、3 に示したように、境界層内の広い領域でほぼ一定となるため、時間スケール τ_u は乱流エネルギーの分布そのものに相当する分布形になる。一方、時間スケール τ_t は壁近傍から外層に向かって単調に増加する。そのため、時

間スケール比 τ_u/τ_t は、境界層内でかなり変化する（強制対流では、この比は境界層内でほぼ一定であり、約 0.5 の値となる⁽⁹⁾）。この結果は、速度乱れの時間スケールのみに基づいて構築された乱流モデルでは、自然対流乱流境界層の温度場をうまく予測することができないことを示している⁽¹¹⁾。

7. 結 言

本研究では、平均流と速度乱れ成分のエネルギー、温度変動強度、レイノルズ応力、乱流熱流束の収支を調べることによって、強制対流ではあまり見られないエネルギーの転換過程が自然対流乱流境界層において発生することを明らかにした。この境界層の壁近傍では、速度・圧力こう配相関が乱流エネルギーの生成に極めて重要な役割を果たし、熱エネルギーを直接運動エネルギーに転換する。その結果として、壁近傍のレイノルズ応力および流れ方向乱流熱流束の分布は通常の乱流境界層とはかなり異なったものとなる。自然対流境界層の乱流諸量の輸送方程式を評価した本研究は、浮力乱流に関する新しい乱流モデルの構築に有用なものと考えられる。

文 献

- (1) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31**(1988), 1723.
- (2) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31**(1988), 2101.
- (3) 辻・長野・田川・青山, 機論, **56**-527, B(1990), 155.
- (4) Monin, A. S. and Yaglom, A. M., *Statistical Fluid Mechanics*, **1**(1971), MIT Press.
- (5) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Exp. Thermal Fluid Sci.*, **2**(1989), 208.
- (6) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), McGraw-Hill.
- (7) 辻・長野・田川・草田, 第 27 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1990-5), 31.
- (8) Irwin, H. P. A. H., *J. Fluid Mech.*, **61**(1973), 33.
- (9) Nagano, Y. and Hishida, M., *Proc. 5th Symp. Turbulent Shear Flows*, Cornell Univ., (1985), 14. 19.
- (10) Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., *Proc. 3rd ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, Reno, (1991), 175.
- (11) Nagano, Y., Yin, Y. and Tsuji, T., *Proc. 7th Symp. Turbulent Shear Flows*, Stanford Univ., (1989), 12. 1.