乱流境界層に及ぼす境界層外乱れの影響*
(第 2 報, 対流境界層に及ぼす格子乱流の影響)長 田 孝 二^{*1}, 伊 藤 陽 人^{*2}
酒 井 康 彦^{*1}, 小 森 悟^{*3}Effects of Free-stream Turbulence
on a Turbulent Boundary Layer
(2nd Report, Effects of Grid Turbulence
on a Convective Boundary Layer)Kouji NAGATA^{*4}, Akihito ITO,
Yasuhiko SAKAI and Satoru KOMORI^{*4} Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Effects of external turbulence in a free stream on a convective boundary layer over a flat boundary are investigated by means of laboratory experiments using a wind tunnel. Turbulence-generating grid is installed upstream of turbulent boundary layer to generate nearly isotropic, external turbulence. The bottom wall of the test section is heated and thus convective boundary layer with unstable thermal stratification (i.e., negative vertical temperature gradient) is developed. Instantaneous velocities, U and V , and instantaneous temperature T are measured simultaneously using a hot wire anemometry with X-probe and a constant current resistance thermometer. The results show that rms value of velocity fluctuations and Reynolds stress are strongly suppressed by the external grid turbulence as in the isothermal case. In the convective boundary layer, rms value of temperature fluctuation and vertical turbulent heat flux are also strongly suppressed by the grid turbulence. The power spectra of u , v and θ and their cospectra show that almost all scale motions are suppressed by the grid turbulence as in the isothermal case.

Key Words: Boundary Layer, Turbulent Flow, Boundary Condition, Buoyancy Force, Unstable Stratification, Free-stream Turbulence

1. 結 言

乱流境界層の乱流構造とその中での熱や物質の乱流拡散機構を明らかにすることは、局所的な気象予測や生活圏内での熱や汚染物質の拡散予測を行ううえで、また、様々な工業装置の最適設計を行ううえで極めて重要である。第 1 報⁽¹⁾において、著者らは、境界層の外部に存在する乱流（以降、‘境界層外乱れ’と呼ぶ）が壁面近傍の乱流構造に如何に影響を及ぼすのかについて実験を行い、その影響を明らかにした。その結果、壁面のごく近傍領域では境界層外乱れは乱流構造にほ

とんど影響を及ぼさないのに対して、対数則領域では境界層外乱れによって速度変動およびレイノルズ応力が著しく減少することがわかった。

本稿では、壁面境界層乱流に及ぼす境界層外乱れの影響を明らかにする研究の第 2 報として、下壁面を加熱した対流境界層乱流場において、境界層外乱れ（格子乱流）が壁面近傍の乱流場に如何なる影響を及ぼすのかについて行った実験結果を報告する。壁面上の乱流熱輸送に及ぼす境界層外乱れの影響に関する研究は過去にもいくつか行われているが^{(2)~(6)}、それらはいずれも浮力の影響が無視できる強制対流を対象としている。したがって、浮力の影響が強く働く対流境界層乱流場に及ぼす境界層外乱れの影響はこれまでの研究でも明らかにされていない。対流境界層は、日射を伴う地表付近の乱流場のような環境中の流れ⁽⁷⁾や、伝熱

* 原稿受付 2006 年 9 月 14 日。

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科 (〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 京都大学大学院工学研究科 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)。^{*3} 正員, 京都大学大学院工学研究科。

E-mail: nagata@nagoya-u.jp

装置やガスタービン等の工業装置内の流れ⁽⁸⁾に数多くみられるため、対流境界層に及ぼす境界層外乱れの影響を明らかにすることは非常に重要である。特に、対流境界層では壁面のごく近傍を除けば浮力対流によって広範囲にわたって速度こう配が小さくなるため、境界層外乱れの影響がより顕著に表れることも指摘されている⁽⁹⁾。また、壁面近傍で発生する熱ブルームと境界層外乱れが相互に影響を及ぼし、中立境界層の場合にはみられなかった現象が起こる可能性も考えられる。

そこで、本研究では、下壁面を加熱した壁面近傍の乱流境界層(対流境界層)に及ぼす境界層外乱れの影響を、風洞を用いた室内実験により明らかにすることを目的とした。

2. おもな記号

Cs_{uv}	無次元化された u と v のコスペクトル
d	乱流格子一辺の長さ ($=5.0 \times 10^{-3}\text{m}$)
f	周波数
g	重力加速度
L	Obukhov 長 $= -u_*^3 / (\kappa \beta g \bar{\theta} _{wall})$
M	乱流格子の間隔 ($=5.0 \times 10^{-2}\text{m}$)
Re_M	乱流格子間隔に基づくレイノルズ数 $= U_\infty M / \nu$
Re_x	主流方向距離に基づくレイノルズ数 $= U_\infty x / \nu$
Re_τ	摩擦速度と境界層厚さに基づくレイノルズ数 $= u_* \delta / \nu$
S_u, S_v	無次元化された u および v のパワースペクトル
T_∞	一様流の時間平均温度
U_∞	一様流の時間平均流速
u_*	摩擦速度
u'_∞	境界層外乱れ(格子乱流)の速度変動の rms 値
U^+	u_* で無次元化された時間平均流速
u, v	主流および鉛直方向の速度変動
u_{rms}^+, v_{rms}^+	u_* で無次元化された速度変動の rms 値 $= (\bar{u}^2)^{1/2} / u_*, (\bar{v}^2)^{1/2} / u_*$
$\overline{uv}^+$	u_* で無次元化されたレイノルズ応力 $= \overline{uv} / u_*^2$
$\overline{v\theta}^+$	u_* と θ_* で無次元化された鉛直方向乱流熱フラックス $= \overline{v\theta} / u_* \theta_*$
x	主流方向距離または主流方向座標
y	壁面からの距離または鉛直方向座標
y^+	壁面からの無次元距離 $= y u_* / \nu$

Fig. 1 Schematic of the experimental apparatus

β	体膨張係数
δ	境界層厚さ
θ	温度変動
θ_*	摩擦温度 $= \overline{v\theta} _{wall} / u_*$
θ^+	θ_* で無次元化された温度変動の rms 値 $= (\overline{\theta^2})^{1/2} / \theta_*$
κ	カルマン定数
ν	動粘性係数

3. 実験

実験装置の概略を図1に示す。風洞は全長5.0m、全幅0.3m、全高0.3mのテストセクションを有し、その側面および底面はガラス製である。境界層外乱れが存在する場合の実験では、風洞の入口部に乱流格子を取り付け、乱流格子の下流域に等方性に近い格子乱流場を形成させた。乱流格子は格子間隔 $M = 5.0 \times 10^{-2}\text{m}$ 、一辺が $d = 5.0 \times 10^{-3}\text{m}$ であり、正方形断面を有する biplane 格子 (M50) である。このときの閉口率は $\sigma = 0.36$ であった。この σ の値は、他の研究で用いられてきた標準的な乱流格子に準じるものである⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。境界層の発達を促すために、上流部の壁面上に外径5mmのトリップワイヤを5cm間隔で10本設置した。下壁面の加熱部は、厚さ3mmの断熱材、厚さ1.5mmのシリコンラバーヒータ(オーエムヒーター社製)、厚さ1mmのアルミ板で構成され、温度一定条件下で下壁面を加熱した。このとき、鉛直上方向に負の温度こう配が存在することになるため、平均的には下方に存在する温かい流体塊は鉛直上向きの力を、逆に上方に存在する冷たい流体塊は鉛直下向きの力を受け、浮力によって鉛直方向の流体の乱れが発生する不安定な成層乱流場が形成される。本実験では壁面と気流との温度差を60Kとした。壁面温度の測定には熱電対を用い、PID制御により壁面温度を一定に保った。なお、側壁から発生する熱対流の影響を少なくするため、壁面の加熱と送風を始めてから約2時間経過し、実験装置の温度分布および流動場が定常になった後、計測を行った。このとき、風洞スパン方向の中央部の $-10\text{cm} < z < 10\text{cm}$ の

Table 1 Experimental conditions

Run	symbol	U_∞ [m/s]	grid	u_* [m/s]	δ [m]	u'_∞/U_∞ [%]	Re_M [$\times 10^3$]	Re_λ [-]	Re_x [$\times 10^5$]	Re_τ [-]	L [m]
NG-c1	○	1.0	-	0.055	0.150	-	-	-	1.83	549	-0.062
NG-c2	△	1.5	-	0.071	0.120	-	-	-	2.75	567	-0.103
NG-c3	□	2.0	-	0.088	0.115	-	-	-	3.67	674	-0.182
NG-c4	☆	4.0	-	0.167	0.100	-	-	-	7.33	1110	-0.889
LG-c1	●	1.0	M50	0.058	0.145	2.18	3.33	21	1.83	560	-0.059
LG-c2	▲	1.5	M50	0.078	0.095	2.08	5.00	25	2.75	493	-0.121
LG-c3	■	2.0	M50	0.101	0.090	2.44	6.67	36	3.67	605	-0.226
LG-c4	★	4.0	M50	0.177	0.100	2.44	13.3	55	7.33	1180	-0.987

領域で速度場および温度場の二次元性が保たれていることを確認している。

測定条件を表1に示す。一様流速 U_∞ を 1.0, 1.5, 2.0 および 4.0 m/s とした。実験は、乱流格子を取り付け境界層外乱れを発生させた場合と、乱流格子をつけない通常の乱流境界層(対流境界層)の場合について行った。瞬間速度の測定には定温度型熱線流速計(DANTEC 55C16)を用い、プローブには直径 $5\mu\text{m}$ の2本のPtワイヤを組み合わせたX型プローブ(DANTEC 55P61)を用いた。また、瞬間温度の測定には定電流型抵抗線温度計(DANTEC 55C16)を用い、プローブには直径 $5\mu\text{m}$ のPtワイヤで構成されるI型プローブ(DANTEC 55P05)を用いた。速度及び温度プローブの校正には、気流の速度および温度を任意に設定できる自作の小型風洞を用いた。測定した速度信号をA-D変換器付デジタルレコーダ(SONY EX-UT10)で記録した後、パーソナルコンピュータを用いて統計処理した。サンプリング周波数を10kHz、サンプリング時間を60秒とした。乱流熱フラックスは、各プローブからの速度と温度に対応する電圧信号を速度と温度の瞬時値に変換した後、それらをかけあわせて時間平均をとることで評価した。瞬間速度と瞬間温度の測定分解能は共に約2kHzであり、十分な精度で乱流フラックスを評価することが可能であった。主流(x)方向の原点を風洞入口部(格子乱流が存在する場合の実験では乱流格子設置位置に等しい)とした。また、鉛直(y)方向の原点を壁面上にとり、鉛直上方向に y 座標をとった。測定は、乱流境界層および格子乱流(境界層外乱れがある実験の場合)が十分に発達した $x = 2.75\text{m}$ の位置で行った。この位置における摩擦速度 u_* 、境界層厚さ δ 、境界層外乱れの強さ u'_∞/U_∞ 、各種レイノルズ数、および境界層での浮力の強さを表す尺度であるObukhov長 L の値を表1に示す。

Fig. 2 Vertical distributions of time-averaged velocity near the wall. For symbols see table 1

4. 結果および考察

4.1 時間平均流速および温度分布 摩擦速度で無次元化された時間平均流速の鉛直方向分布を図2に示す。図中の直線は、中立成層時に対する対数速度分布

$$U^+ = \frac{1}{0.41} \ln y^+ + 5.5 \dots\dots\dots (1)$$

を示す。図2より、流速が低い場合には浮力対流によってバルクの平均速度こう配が小さくなる傾向がみられる。これは浮力対流を伴う対流境界層の特徴であり、風洞内に典型的な対流境界層が形成されていることが示唆される。また、境界層外乱れの有無に着目すると、境界層外縁近くの後流領域では分布が異なるものの、内層領域での速度分布はほとんど変化しないことがわかる。したがって、浮力が働かない中立成層の場合⁽¹⁾と同様に、内層領域での時間平均流速に及ぼす境界層外乱れの影響は小さいことがわかる。なお、浮力の影響がない中立成層の場合、境界層外縁近くでは乱流の間欠率が境界層外乱れによって大きく変化することが報告されている⁽¹²⁾。したがって、境界層外縁近くにおける乱流構造の変化を明らかにするためには乱流の間

Fig. 3 Vertical distributions of time-averaged temperature near the wall. For symbols see table 1

欠率の変化を調べることが有用である。しかし、本研究では壁面に近い境界層内層における乱流構造の変化を明らかにすることを目的としており、この領域では乱流の間欠率がほぼ1に近くなるため、間欠率の影響は無視できる。

壁面と一様流の温度差 ΔT を用いて無次元化された時間平均温度 $T = (\bar{T} - T_\infty) / \Delta T$ の鉛直方向分布を図3に示す。 T は壁面上で1、一様流で零の値をとる。図3より、鉛直方向に負の温度こう配をもつ不安定な温度成層場が壁面上に形成されていることがわかる。また、流速による分布の違いは小さいものの、 $y/\delta = 0.5$ 付近の分布からわかるように、境界層外乱れが存在する場合には若干鉛直方向の温度こう配が大きくなる傾向が確認される。

4.2 速度変動および温度変動の rms 値 乱流境界層内の速度および温度変動の rms 値の鉛直方向分布を、 $U_\infty = 1.5\text{m/s}$ および 4.0m/s の場合について図4に示す。それぞれの乱流統計量は、内部変数を用いて無次元化されている。図4より、 u_{rms}^+ , v_{rms}^+ , θ_{rms}^+ のいずれも、内層領域で境界層外乱れによって値が小さくなるのがわかる。一方、壁面のごく近傍では、境界層外乱れの有無による値の変化はほとんどない。

境界層外乱れがない場合の速度変動の rms 値に対する、境界層外乱れがある場合の速度変動の rms の比を鉛直方向距離に対してプロットしたものを図5に示す。比較のため、第一報で報告した中立境界層の場合に対する結果を図5(a)に示した。図5(b)に示す対流境界層の場合には、流速が最も低い $U_\infty = 1.0\text{m/s}$ の場合(○プロット)に、境界層外乱れの影響が小さく、減少率が小さいことがわかる。これは、壁面で生成される浮力対流運動が活発であるために、壁境界層外乱れの影響が現れにくいためであると考えられる。 $U_\infty = 1.5$ (▲

(a) $U_\infty = 1.5\text{m/s}$

(b) $U_\infty = 4.0\text{m/s}$

Fig. 4 Vertical distributions of turbulence intensities near the wall

プロット)および 2.0m/s の場合(□プロット)は、対流境界層の場合のほうが変動の rms 値の減少が顕著にみられる。これは、適度な浮力対流によって壁面シアの影響が少なくなり、境界層外乱れの影響をより強く受けやすくなったためであると考えられ、既往研究での予測⁽⁹⁾とも一致する。さらに高い流速 ($U_\infty = 4.0\text{m/s}$; ★プロット)になると、壁面での生成される乱流運動が活発になり浮力の影響が小さくなるために、速度変動の rms 値の減少率は中立成層の場合と同程度になる。このことは、図2に示した平均速度分布において、 $U_\infty = 4.0\text{m/s}$ の場合には浮力の影響がほとんど見られないことから予想される。

4.3 レイノルズ応力分布 摩擦速度で無次元化されたレイノルズ応力の鉛直方向分布を図6に示す。中立成層の場合と同様、境界層外乱れによってレイノルズ応力が減少することがわかる。なお、境界層外乱れがない場合には、浮力対流によってレイノルズ応力

(a) In the neutral boundary layer⁽¹⁾

(b) In the convective boundary layer

Fig. 5 Vertical distributions of the ratio of turbulence intensities

が増加する傾向がみられる。これは浮力によって鉛直方向の乱れが増大することが主な原因であり、紙面の都合上図を省略するが、主流方向の速度変動 u と鉛直方向の速度変動 v の相関係数は浮力場では減少している。

4.4 乱流熱フラックス分布 鉛直方向乱流熱フラックス $\overline{v\theta}$ の鉛直方向分布を図7に示す。ここでは、流速が低い $U_\infty = 1.5\text{m/s}$ および流速が高い $U_\infty = 4.0\text{m/s}$ の場合についての結果を示す。速度変動および温度変動の rms 値と同様、壁面から離れた領域では境界層外乱れによって $\overline{v\theta}$ も減少することがわかる。一方、壁面のごく近傍では、境界層外乱れがある場合に $\overline{v\theta}$ が増加することがわかる。境界層外乱れがある場合には摩擦速度も増加することから (表1 参照), 境界層外乱れによって平均流速分布がより一様になることで壁面摩擦が増加し, その結果, 壁面からの乱流熱伝達が促進されることがわかる。浮力の影響が無視できる強制対流の場合, Edwards & Furber⁽²⁾や Büyüktür⁽³⁾は熱伝達に及ぼす境界層外乱れの影響はないと報告し

Fig. 6 Vertical distributions of the normalized Reynolds stress near the wall. For symbols see table 1

Fig. 7 Vertical distributions of the vertical turbulent heat flux near the wall. For symbols see table 1

Fig. 8 Vertical distributions of the normalized vertical turbulent heat flux near the wall. For symbols see table 1

ている。一方, McDonald & Kreskovsky⁽⁴⁾, Simonich & Bradshaw⁽⁵⁾, Blair⁽⁶⁾らは, 境界層外乱れによって熱伝達

(a) $U_{\infty}=1.5\text{m/s}$ (b) $U_{\infty}=4.0\text{m/s}$ Fig. 9 Power spectra of u , v and θ at $x=2.75\text{m}$ and $y=0.05\text{m}$

が促進される結果を報告している。対流境界層に対する本実験結果は、境界層外乱れによって熱伝達が促進されることを示唆しており、McDonald & Kreskovsky⁽⁴⁾, Simonich & Bradshaw⁽⁵⁾, Blair⁽⁶⁾らの実験結果と定性的に一致する。なお、Simonich & Bradshaw⁽⁵⁾は、強制対流の場合、境界層のレイノルズ数 (例えば Re_x) が十分に高い場合に、境界層外乱れによって熱伝達が促進されると指摘している。なお、境界層外乱れによって壁面摩擦抗力が増加しているの、レイノルズアナロジーが成立すると仮定すれば、熱伝達係数も増加することに注意が必要である⁽⁵⁾。

摩擦速度 u_* と摩擦温度 θ_* で無次元化した鉛直方向乱流熱フラックス $\overline{v\theta^+}$ の鉛直方向分布を図8に示す。図8より、壁面パラメータで無次元化された乱流

(a) $U_{\infty}=1.5\text{m/s}$ (b) $U_{\infty}=4.0\text{m/s}$ Fig. 10 Cospectra of $\overline{uv}$ and $\overline{v\theta}$ at $x=2.75\text{m}$ and $y=0.05\text{m}$

熱フラックスは、壁面から離れた領域で境界層外乱れによって値が大きく減少することがわかる。

4.5 パワースペクトルおよびコスペクトル 境界層外乱れが存在する場合に乱流統計量が大きく減少した位置において計算した、速度および温度変動強度のパワースペクトル S_u , S_v , S_θ を図9に示す。また、 u と v のコスペクトル C_{uv} , および v と θ のコスペクトル $C_{v\theta}$:

$$\overline{uv} = \int_0^\infty C_{uv}(f) df \dots\dots\dots (2)$$

$$\overline{v\theta} = \int_0^\infty C_{v\theta}(f) df \dots\dots\dots (3)$$

を図10に示す。ここでは、代表として $U_{\infty}=1.5\text{m/s}$ および 4.0m/s の場合について $y = 0.05\text{m}$ の位置にお

Table 2 Nondimensional elevations from the wall

U_∞	grid	y (m)	y^+	y/δ
1.5	off	0.05	240	0.42
1.5	on	0.05	260	0.53
4.0	off	0.05	560	0.50
4.0	on	0.05	590	0.50

る結果を示す。この位置での y^+ および y/δ は表 2 に示す通りである。図 9 および図 10 では、それぞれのスペクトルおよびコスペクトルは、変動強度、レイノルズ応力および熱フラックスで無次元化されている。また、縦軸には周波数 f を乗じているので、スペクトルまたはコスペクトルと横軸で囲まれる図上の面積が変動強度、レイノルズ応力および熱フラックスの大きさに直接対応する。図 9 および図 10 より、境界層外乱れがある場合にスペクトルおよびコスペクトルのピーク値がやや減少する傾向はあるものの、それぞれの大きさで無次元化されたスペクトルおよびコスペクトルの形状には、定性的にみてほとんど違いがないことがわかる。すなわち、対流境界層に境界層外乱れが存在する場合、速度変動の rms 値とレイノルズ応力の減少に加えて温度変動の rms 値と乱流熱フラックスも減少するが、これらは全周波数域でほぼ一様に減少しているだけであり、対流境界層の構造に大きな変化はないことがわかる。ただし、これらの結果は境界層外乱れが等方性に近い格子乱流の場合に対する結果であることに注意が必要である。現実の流れを考えた場合には、上流に存在する構造物によって生じた後流が移流されてきて境界層と干渉する場合など、強い非等方性乱流場が境界層外に存在する場合が多いので、強い非等方性を持つ境界層外乱れの影響については今後の研究が必要である。

5. 結 言

壁面上の対流境界層に及ぼす境界層外乱れ (格子乱流) の影響を風洞を用いた室内実験により明らかにした。本研究で得られた主な結論は以下の通りである。

- (1) 壁面近傍では、壁面パラメータで無次元化された乱流統計量は境界層外乱れの影響をほとんど受けない。一方、壁面から離れた領域では、境界層外乱れによって速度変動および温度変動の rms 値、レイノルズ応力、および鉛直方向乱流熱フラックスが減少する。
- (2) 境界層外乱れが存在する場合には、摩擦速度が増加し、壁面からの熱伝達が促進される。

- (3) それぞれの強度で無次元化されたパワースペクトルおよびコスペクトルは、境界層外乱れの影響をほとんど受けない。すなわち、中立成層の場合と同様、境界層外乱れが対流境界層の構造そのものを大きく変化させることはない。ただし、本研究では境界層外乱れとして等方性に近い格子乱流を用いたため、物体の後流など強い非等方性をもつ乱れが境界層外に存在する場合については、今後の研究が必要である。

謝 辞

プローブ校正用の小型風洞の作製およびプローブの校正方法に関して、九州大学応用力学研究所 大屋裕二先生から貴重なアドバイスを賜りました。記して謝意を表します。また、熱線と冷線による測定方法に関して、名古屋大学工学研究科 廣田真史先生からご助言を賜りました。本研究の一部は、科学研究費補助金 (18686015, 14102016) および 21 世紀 COE プログラム「動的機能機械システムの数理モデルと設計論」の援助を受けて行われた。

文 献

- (1) Nagata, K. et al., Effects of Free-stream Turbulence on Turbulent Boundary Layer (1st Report, Effects of Grid Turbulence on Isothermal Turbulent Boundary Layer) (in Japanese), *Nihon Kikai Gakkai Ronbunshu, B (Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B)*, (2006), submitted.
- (2) Edwards, A. & B. N. Furber, The Influence of Free-stream Turbulence on Heat Transfer by Convection From an Isolated Region of a Plane Surface in Parallel Air Flow, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol.170, No.28 (1956), pp.941–954.
- (3) Büyüktür et al., Influence of Combined Pressure Gradient and Turbulence on the Transfer of Heat from a Plate, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 7 (1964), 1175–1186.
- (4) McDonald, H & J. P. Kreskovsky, Effect of Free Stream Turbulence on the Turbulent Boundary Layer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.17 (1974), pp.705–716.
- (5) Simonich, J. C. & P. Bradshaw, Effect of Free-stream Turbulence on Heat Transfer Through a Turbulent Boundary Layer, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.100 (1978), pp.671–677.
- (6) Blair, M. F., Influence of Free-stream Turbulence on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer and Mean Profile. Part I - Experimental Data, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.105 (1983), pp.33–40.
- (7) Stull, R. B., in *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Acad. Pub. (1988).

- (8) Brown, A. & R. C. Burton, The Effects of Free-stream Turbulence Intensity and Velocity Distribution on Heat Transfer to Curved Surfaces, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power*, Vol.100 (1978), pp.159–168.
 - (9) Hunt, J. C. R., Turbulence Structure in Thermal Convection and Shear-free Boundary Layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.138 (1984), pp.161–184.
 - (10) Comte-Bellot, G. & S. Corrsin, Simple Eulerian Time Correlation of Full- and Narrow-band Velocity Signals in Grid-generated ‘Isotropic’ Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.48, No.2 (1971), pp.273–337.
 - (11) Nakamura, I. et al., Diffusion of Matter by a Non-buoyant Plume in Grid-generated Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.178 (1987), pp.379–403.
 - (12) Hancock, P. E. & P. Bradshaw, Turbulence Structure of a Boundary Layer Beneath a Turbulent Free Stream, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.205 (1989), pp.45–76.
-