HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	人工的に生成された厚い乱流境界層の特性
Author(s)	有江, 幹男; 木谷, 勝; 鈴木, 雍宏; 阪田, 一郎; 松島, 進
Citation	北海道大學工學部研究報告, 87, 39-49
Issue Date	1978-06-05
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/41466
Type	bulletin (article)
File Information	87_39-50.pdf

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第87号 (昭和53年)

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University No. 87 (1978)

人工的に生成された厚い乱流境界層の特性

有江幹男* 木谷 勝* 鈴木雍宏*
阪田一郎* 松島 進*

(昭和52年9月30日受理)

Characteristics of an Artificially-Generated Thick Turbulent Boundary Layer

Mikio ARIE Masaru KIYA Yasuhiro SUZUKI
Ichiro SAKATA Susumu MATSUSHIMA

(Received September 30, 1977)

Abstract

The present paper describes an experimental investigation on a thick two-dimensional turbulent boundary layer artificially generated on a rough plane wall by means of a modified version of turbulence generators originally proposed by Counihan *et al*,[2] for the purpose of simulating the turbulent planetary boundary layer in wind tunnels. Detailed measurements were made on the mean velocity profiles, turbulence intensities in three directions, Reynolds shear stress, auto-correlation functions, longitudinal integral scale of turbulence, turbulence-energy spectrum and intermittency factor. The experimental results showed that the artificially-generated turbulent boundary layer reached a state of equilibrium in the region downstream of about 6 times the height of the turbulence generators, where the values of displacement and momentum thicknesses, the shape factor and the power-law constant became almost unchanged in the direction downstream. The thick turbulent boundary layer artificially-generated in the present experiment was found to satisfactorily simulate the turbulent planetary boundary layer on earth in neutrally stable conditions.

1. 緒 言

近年，高層ビルおよび冷却塔などの高層構造物の流力特性や，これらの構造物から排出される熱，水蒸気，および公害物質などの拡散問題と関連して，事前予測のための風洞実験や数値解析が重要視されている。これらの事前予測に際し問題となるのは，構造物が大気乱流境界層内にあることおよびそのまわりのレイノルズ数がきわめて大きなことである (10^7 以上)。したがって，風洞を用いた模型実験を精度よく実施するためには，風洞内における模型周辺の流れのレイノルズ数をできるだけ大きくする必要があり，必然的に大型の構造物模型と厚い乱流境界層が要求される。

一般に大気乱流境界層は，海洋上で100 m 程度，都市部で1000 m 程の厚さを有し，海面あ

* 機械工学科 流体工学第一講座

るいは地表面と上空との間には温度差にもとづく密度成層が存在している。構造物に対する風の影響が重要となる強風時においては，大気乱流境界層の下層および上層の間での混合作用が著しく，境界層内の密度成層が無視できるいわゆる中立状態となっている。この場合には大気乱流境界層は適当な粗さの平板上に発達する乱流境界層と多くの点で類似性をもっており，風洞内におけるシミュレーションが可能である。しかし，平板上に自然に発達する境界層として厚いものを得るには，境界層の発達過程が比較的遅いために非常に長い助走距離が必要となり，風洞設備も必然的に大規模なものにならざるを得ない。そのため，比較的短い距離内で大気乱流境界層に近似しうる特性をもった流れを実現する方法が種々考案されている。

境界層は壁面に沿って流れるせん断流と考えられるので，境界層の拡大手法は，せん断流の生成方法として取り扱うことができる。せん断流の生成は開孔度を主流と直角方向に変化させた格子，適当な形状に曲げた金網，あるいは長さの異なるハニカム格子などによって行なうのが一般的であるが，乱流境界層のような強い乱流成分を同時に実現することは困難である。たとえば開孔度を変化させた格子を用いることにより比較的強い乱れを得ることができるが，逆に速度分布の制御が困難になることが多い。したがって，格子によって強い乱れを伴ったせん断流を実現するためには，補助的な乱流生成装置 (turbulence generator, 以下 **TG** と略称する) の付加が必要となる。この際 **TG** の設置位置を格子の上流にとると，**TG** によって生成された乱れが格子を通過する際の整流作用によって弱められてしまうので大きな効果が期待できない。逆に **TG** を格子の下流に設置すると，格子によってつくられたせん断流の速度分布形状が変化してしまう可能性があり好ましくない。最も合理的に乱れの大きなせん断流を実現するには，**TG** を格子そのものの中に組み込む方法が考えられる。**TG** によって比較的短い助走区間で境界層的な速度分布および乱れ分布を達成する研究は，従来から種々行なわれており，その一応の文献リストが Hunt ら[1] によってまとめられている。

一般に乱流境界層の特性は，平均速度分布，乱流成分の強さ，乱れのスケール，乱流成分間の相関，乱流スペクトルおよび乱れの間欠係数などによって表わされる。これらの特性量が種々の条件のもとにおける実際の大気乱流境界層について明らかにされたとしても，すべての特性がこれと一致するような乱流境界層を実験室内で実現することは困難である。そのため模型実験によって求めようとする項目に応じて，これに本質的に重要な寄与をなすと予想される大気乱流境界層の特性を主体としたシミュレーションが必要となる。一例として山岳や構造物をよぎる流れの速度および乱れ分布の変化，あるいは構造物に対する風圧を問題とするときには，平均速度分布や乱れ分布の正確なシミュレーションを重視するべきであるし，煙突からの排煙の拡散，工場施設からの公害微粒子の分散などを対象とするときには，乱れ強さの空間的分布やエネルギースペクトルの相似性が要求されるであろう。また，風による構造物の振動を取り扱う場合には，構造物の固有振動数付近の波数における乱流のエネルギースペクトルのシミュレーションがとくに重要である。

本報告は流体工学第一講座に設置されている大型風洞を用いて，できるだけ簡易な装置でその内部に厚い乱流境界層を実現することを目的として行なわれた実験的研究について述べるものである。Counihan ら[2] の手法を基本として本風洞装置に即した乱流境界層拡大方式を新たに考案し，これによって形成された厚い乱流境界層について前述のような平均流および乱流特性を実験的に求めてある。この手法により，比較的短い助走距離を経過したあとで，流れ方向に特性が変化しない厚い乱流境界層を実現することができた。

2. 記　　号

X ; 乱流発生装置後縁から下流側に測った距離
y_T ; 粗さ要素上面からの垂直距離
y ; $(y_T+\varepsilon)$ の値
Z ; X および y 軸に垂直方向の距離
C ; 定　　数
γ ; 間 欠 係 数
δ ; 境界層厚さ
δ^* ; 境界層の排除厚さ
θ ; 境界層の運動量厚さ
H ; 形状係数 $(=\delta^*/\theta)$
E ; エネルギースペクトル
ε ; 粗さに伴う y 方向の原点補正量
k ; 波　　数
κ ; カルマン定数
L_x ; 乱れの X 方向の積分スケール
ρ ; 密　　度
$1/n$; 速度のべき乗則の指数
ν ; 動粘性係数
Q ; 境界層内の無次元乱流エネルギー $\left(=\int_0^1\left\{(\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})/U_0^2\right\}d(y/\delta)\right)$
R ; 速度変動の自己相関係数
U ; x 方向における平均速度成分
U_0 ; U の最大値（境界層外縁の速度）
u', v', w' ; X, y, Z 方向における乱流速度変動成分
$-\overline{u'v'}$; レイノルズ応力
u_τ ; 摩 擦 速 度
$\Delta u/u_\tau$; 速度分布に対する粗さ関数

3. 実験装置および実験方法

3.1 供試風洞および測定装置

供試風洞は 1.2 m×1.5 m×6.0 m の長方形断面の試験部をもつ低速環流型風洞である。試験部内の流速は，電動機回転数および軸流ファンの動翼開度を調整することにより 3～80 m/sec の範囲に変化させることができる。本実験では，主流速度を 13 m/sec の一定値に保ってある。乱流境界層内の平均速度分布および乱流成分の測定に当たっては，定温度型熱線風速計を用いた。

3.2 境界層拡大装置

本研究で採用した境界層拡大方法の基本は，Counihan[2] による乱流生成装置 (**TG**) にある。その形状および配置状態は Fig. 1 に示す通りであり，流れ方向に平行に壁面に対して 5 枚設置されている。なお中央の **TG** は風洞の幾何学的中心線上にある。**TG** はその近傍を通過する流体の運動量欠損によりその下流側に主流よりも速度の小さい流れを実現する機能をもっており，生成される乱流境界層の厚さはその高さによって支配される。また，境界層内の速度分布は **TG** の

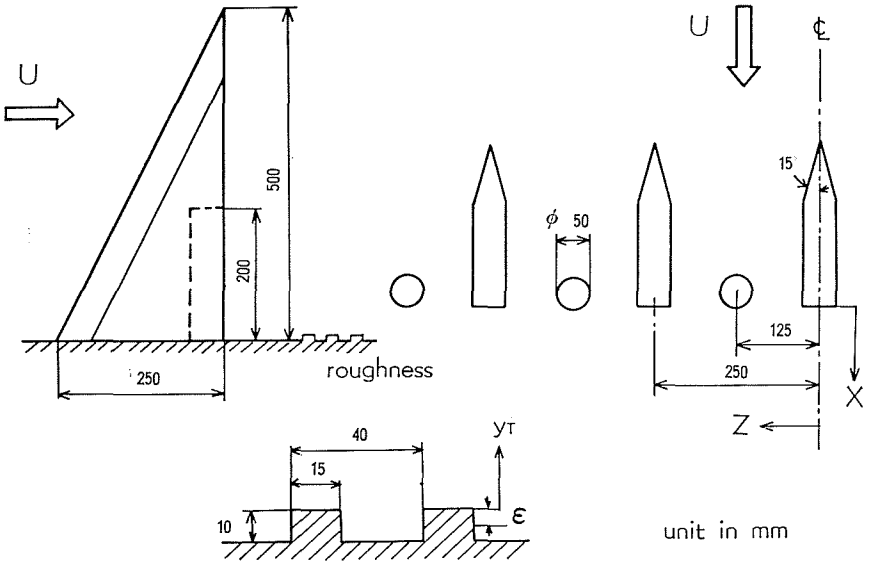

Fig. 1. Turbulence generators, roughness elements and coordinate system. Unit in mm.

形状と強い関連性をもっている。**TG** の形状の決定にあたっては，小型風路を用いて 1/5 の縮尺をもつ種々の形状の模型 **TG** に対する予備実験を行ない，そのうちで最も良好な結果の得られるものを採用した。また，**TG** はその後縁における流れの剝離によって，生成すべき乱流境界層内に乱れ成分を発生する。また，近接する二つの **TG** 間の間隔は乱れのスケールを規定する上で重要な影響をもつものと考えられるから，乱れのスケールの大きな流れ場を得るには，**TG** の間隔がある程度広い方がよいことになる。しかし，間隔があまりに広すぎると流れ場の二次元性が悪化するので好ましくない。Counihan[2] は三角形状の **TG** によりほぼ満足すべき特性をもつ厚い乱流境界層を実現しているが，本実験では近接する **TG** の間隔を Counihan の場合と同一としたにもかかわらず二次元性の良好な乱流境界層を得ることはできなかった。そのため Fig. 1 のように **TG** の中間位置に直径 50 mm，高さ 200 mm の円柱を配置し，その後流による主流と直角方向 (Z 方向) の乱流拡散が増加するようにして流れの二次元性をはかった。

3.3 壁面粗さ

実際の地表面は流体力学的な粗面でありこれに沿って流れる大気乱流境界層の速度分布，乱流特性などは粗度の存在によって顕著な影響を受ける。とくに境界層内の速度分布を

$$\frac{U}{U_0}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n} \tag{1}$$

なるべき乗則の形に表示した場合，指数 $(1/n)$ の値が壁面状況すなわち粗さ要素と見なすべき草木，建物などの平均高さの関数となることはよく知られている。したがって，大気乱流境界層のシミュレーションにおいては，風洞壁面に適当な粗度を設けなければならない。本実験で採用した粗さ要素は Fig. 1 に示すような矩形断面をもつ二次元的なものであり，Perry ら[3] が粗面上の乱流境界層の研究において用いたものと同種の形態をもっている。

実際の大気乱流境界層の厚さと粗度とみなすべき草木および構造物の高さとの比は 1/10～1/100 程度であるが，ここでは本実験における **TG** の高さが境界層厚さにほぼ等しいものとしてこの値を 1/50 に選定し，現実の大気乱流境界層における粗さ要素の範囲に含まれるようにして

ある。

本実験装置においては粗さ要素の交換は比較的容易であり，必要に応じて適切な粗度を設置することができる。

4. 境界層特性

4.1 平均速度分布

TG の設置位置における境界層は，厚さ 38 mm の平衡乱流境界層であった。Fig. 2 は平均速度分布形状の下流への変化過程を表わしている。**TG** 通過直後の平均速度分布は変曲点をもつ特異な形状を呈しているが，下流への距離が増加すると共に境界層的な滑らかな分布となり同時に Z 方向における流れの一様性（二次元性）が増加する。Z 方向における流れの一様性は $X=2500\sim3000$ mm の領域で達成され，このときの境界層厚さは約 430 mm となる。また，境界層厚さは $X>3000$ mm の範囲でほとんど変化しない。

この領域で得られた乱流境界層の速度分布を式(1)で表わされるべき乗則に近似すると n の値は 3.9 となり，草原，森林および都市郊外などの大気乱流境界層に見られる値に近い[4]。

滑らかな平板上に発達する乱流境界層の壁面近傍における速度分布は対数法則

$$\frac{U}{u_\tau}=\frac{1}{\kappa}\ln\frac{u_\tau y}{\nu}+C \qquad (2)$$

によって表わすことができるが，これに対応する粗面平板上の乱流境界層の速度分布は

$$\frac{U}{u_\tau}=\frac{1}{\kappa}\ln\frac{u_\tau y}{\nu}+C-\frac{\Delta u}{u_\tau} \qquad (3)$$

の形をもつことがよく知られている。ここで $\Delta u/u_\tau$ は粗さ要素に固有のもので粗さ関数 (roughness function) とよばれている。式(3)は粗面上の乱流境界層の速度分布を片対数グラフで表示したものは，滑らかな平板に対する速度分布を上下方向に $\Delta u/u_\tau$ だけ移動させたものに一致することを示している。また，粗面平板上の境界層においては，その y 座標原点が粗度の頂上から ε

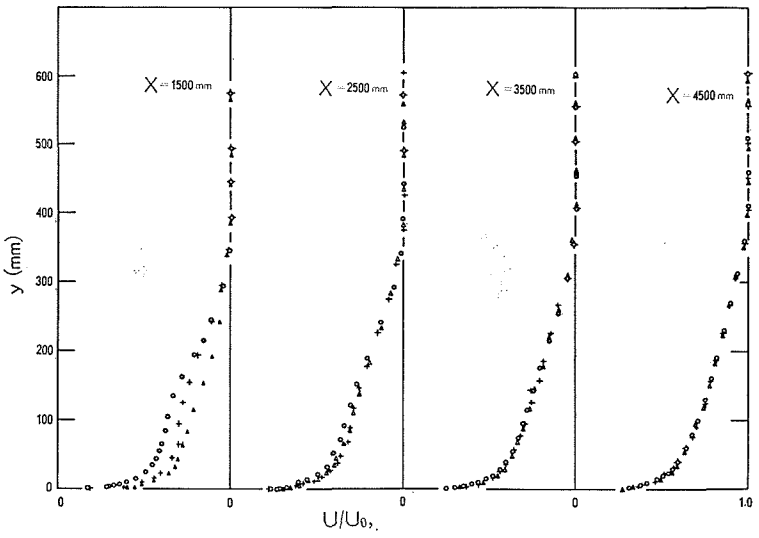

Fig. 2. Development of mean velocity profile in artificially-generated turbulent boundary layer.
○: $Z=0$ mm　+: $Z=62.5$ mm　△: $Z=125$ mm

だけずれたかのような挙動を示すことが報告されている[3]。

本研究では，$\kappa=0.40$, $C=5.0$ としたときの式(3)を媒介として実質的な y 座標の原点および $\Delta u/u_\tau$ を求めた。このことは Fig. 1 に示すように粗さ要素の頂上を原点とした y_T を上方にとり $y=\varepsilon_T+\varepsilon$ としたときの最適な ε を求めることを意味する。ここに ε は粗度頂上より下方に測った実質的な y 座標原点の位置である。Fig. 3 はこのような手順で求めた平均速度分布の壁法則表示の一例を示すものである。通常の平板乱流境界層の場合と同様に $y/\delta\leqq0.2$ の範囲に対数領域が

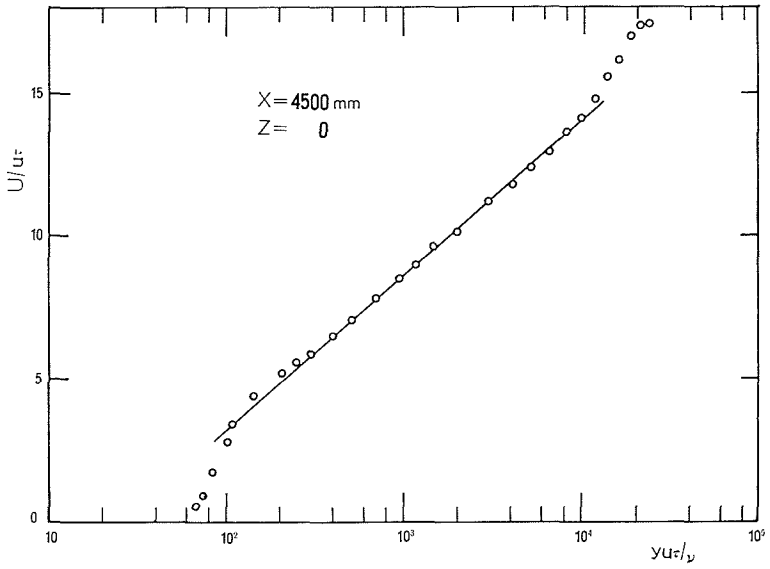

Fig. 3. Semi-logarithmic mean velocity distribution in artificially-generated turbulent boundary layer.
$X=4500$ mm, $Z=0$ mm. $\Delta u/u_\tau=11.2$, $\varepsilon u_\tau/\nu=24.0$.

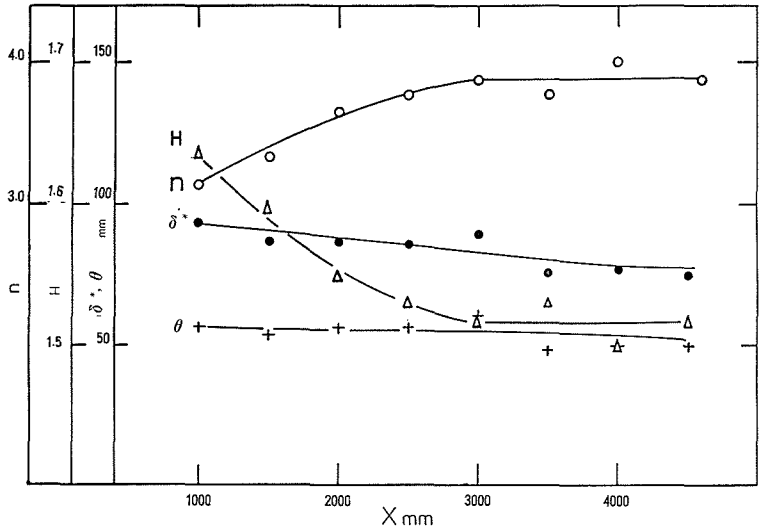

Fig. 4. Variations of displacement thickness δ^*, momentum thickness θ, shape factor H and power-law constant n of artificially-generated turbulent boundary layer.

存在している。

Fig. 4 は δ^*, θ, H および n の流れ方向への変化を示してある。風洞内で大気乱流境界層のシミュレーションを行なう場合，流れ場の特性が下流方向に変化しないことが要求されるが Fig. 4 より明らかなように，本風洞内に実現された乱流境界層においては $X>3000$ mm の範囲で前述の特性パラメータの値が一定値をとることが認められる。したがって，平均速度分布に関する限りこの乱流境界層は $X>3000$ mm の範囲で使用可能である。

4.2 乱流特性

X, y, Z 方向における乱れの実効値 $\sqrt{\overline{u'^2}}$，$\sqrt{\overline{v'^2}}$，$\sqrt{\overline{w'^2}}$ および乱流せん断応力 $-\rho\,\overline{u'v'}$ の分布の代表的な例として $X=4500$ mm，$Z=0$ mm の測定断面で得られた結果を Fig. 5 に示してある。平均速度分布に関して Z 方向の一様性が得られる $X=2500$ mm 以降においては，これらの乱流特性量の分布は Fig. 5 とほぼ同一である。これより通常の平板乱流境界層の場合と同様に，乱れの三成分中 $\sqrt{\overline{u'^2}}$ が最大であることがわかる。これらの乱流成分の値は，粗面平板について Corrsin[5] が求めた値と同程度の大きさである。しかし，$\sqrt{\overline{v'^2}}$ および $\sqrt{\overline{w'^2}}$ については $y/\delta\approx0.05$ 付近で大きさが逆転し，$y/\delta>0.05$ の範囲では $\sqrt{\overline{v'^2}}>\sqrt{\overline{w'^2}}$ となっており通常の平板境界層と異なる特性をもつ。このことは本実験において実現された乱流境界層の一つの欠点と言わなければならない。しかし，第1章において述べたように，対象とする構造物の流力特性のあるものについては $\sqrt{\overline{v'^2}}$ および $\sqrt{\overline{w'^2}}$ の大小関係が顕著な効果を及ぼさないことも多いと予想されるので，$\sqrt{\overline{v'^2}}>\sqrt{\overline{w'^2}}$ となることがここで実現された乱流境界層の大きな欠点とはならない可能性も大きい。

なお，Fig. 5 にみるように，乱流せん断応力は $y/\delta<0.47$ の範囲でほぼ一定である。

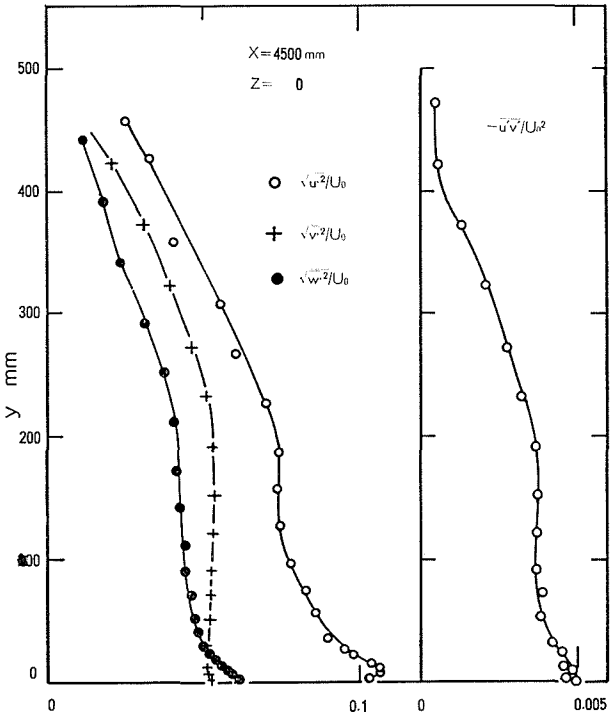

Fig. 5. Distribution of turbulence intensities $\sqrt{\overline{u'^2}}/U_0$, $\sqrt{\overline{v'^2}}/U_0$, $\sqrt{\overline{w'^2}}/U_0$ and non-dimensional Reynolds shear stress $-\overline{u'v'}/U_0^2$. $X=4500$ mm, $Z=0$ mm.

一般に乱流境界層における乱流エネルギーの生成は壁面近傍で起こり，その大部分は粘性の影響により直ちに散逸されるが，残余の部分は拡散および対流により境界層の外層部分に輸送される。本研究で使用した境界層拡大装置における乱流エネルギーの生成は TG 後縁からの流れの剝離によるところが大きいが，これによりいったん生成された乱れを維持するためのエネルギー供給は壁面での乱流エネルギー生成に依存しなければならない。TG からの距離が小さい間は TG による乱れが大きくこれを維持するためのエネルギー供給は十分ではない。そのため乱流エネルギーの総体量は下流方向に減少することが予想される。TG 後方における乱流境界層内の乱流エネルギーの総量は

$$Q=\int_0^1\left\{(\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})/U_0^2\right\}d(y/\delta) \qquad (4)$$

で定義される無次元量によって表わすことができるから，これを下流方向への距離 X の関数として表示すれば Fig. 6 のようになる。Q は X の増加とともに減少することが認められるが $X\geqq 2500$ mm においてはほぼ一定値を保っている。上に説明したところから明らかなように，このことは境界層内の乱流構造がこの領域において近似的に平衡状態に達していることを示唆している。

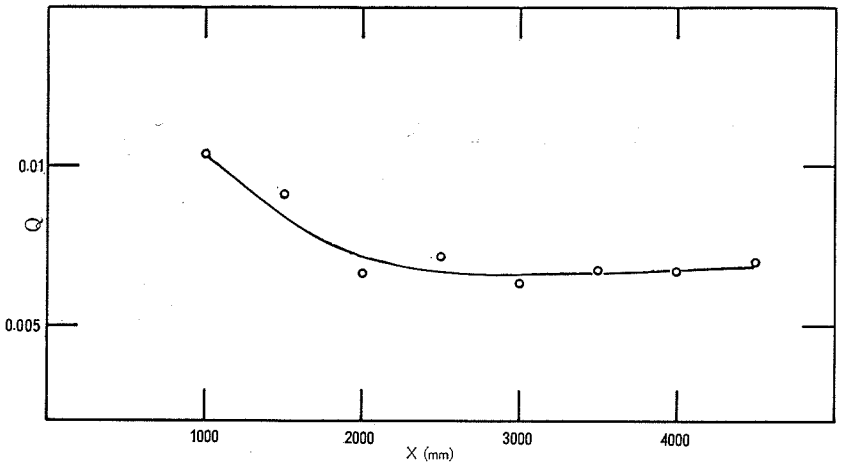

Fig. 6. Variation of total kinetic energy of turbulence Q. Note that almost contant value of Q is observed when $X>2500$ mm.

4.3 自己相関関数および乱れのスケール

構造物に作用する変動流体力は，近寄り流れの平均速度分布や乱れ強さだけではなく乱れのスケールと構造物の代表長さとの比にも依存する。ここでは乱流速度変動の自己相関々数に基い

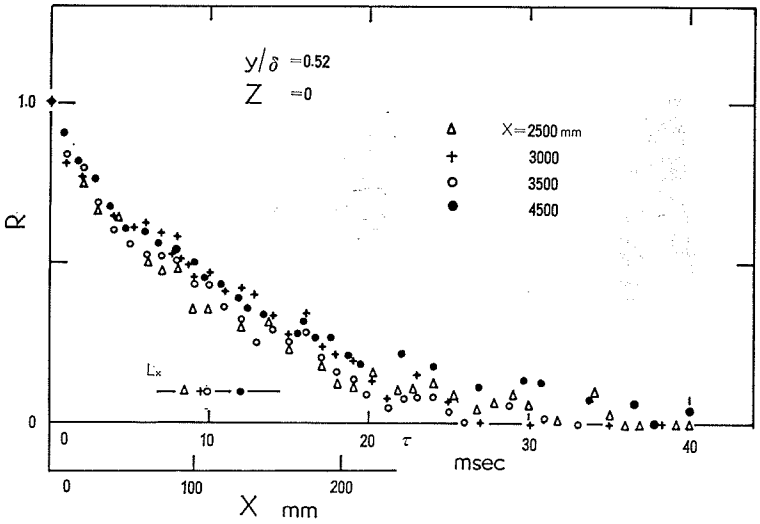

Fig. 7. Autocorrelation function of u'-fluctuation. $y/\delta=0.52$, $Z=0$ mm. Integral time scale is transformed into length scale by the use of local mean velocity.

て計算される積分スケール L_x を求めた。自己相関関数を直接積分して得られるのは速度変動の時間スケールであるが，乱れの位相速度を用いてこれを長さのスケールに変換することができる。乱れの強さがここで対象としている乱流境界層程度のものであれば位相速度として局所平均速度を採用しても大差ない[6]ことが知られているので，ここでは局所平均速度を用いて長さのスケールを求めた。

Fig. 7 は $X \geqq 2500$ mm の範囲における自己相関々数を $y/\delta=0.52$ の位置について示してある。X の値による自己相関関数の系統的な変化はなく，乱れのスケールについても流れ方向に著しい変化は認められない。Fig. 8 は $X=4500$ mm の位置における L_x の y 方向への分布を示すものである。Klebanoff[7] はなめらかな平板上に発達する乱流境界層における L_x の値は，壁面近傍を除けば境界層全体にわたってほぼ一定であり $L_x/\delta \approx 0.4$ であると報告している。本実験において得られた厚い乱流境界層については L_x は $y/\delta > 0.2$ の範囲でほぼ一定値をとり，$L_x/\delta \approx 0.3$ であって両者の間に大きな差異はないと考えてよい。

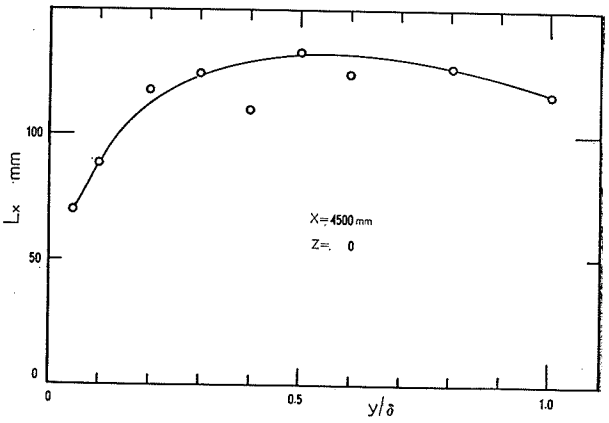

Fig. 8. Distribution of longitudinal integral length scale in artificially-generated turbulent boundary layer. $X=4500$ mm, $Z=0$ mm.

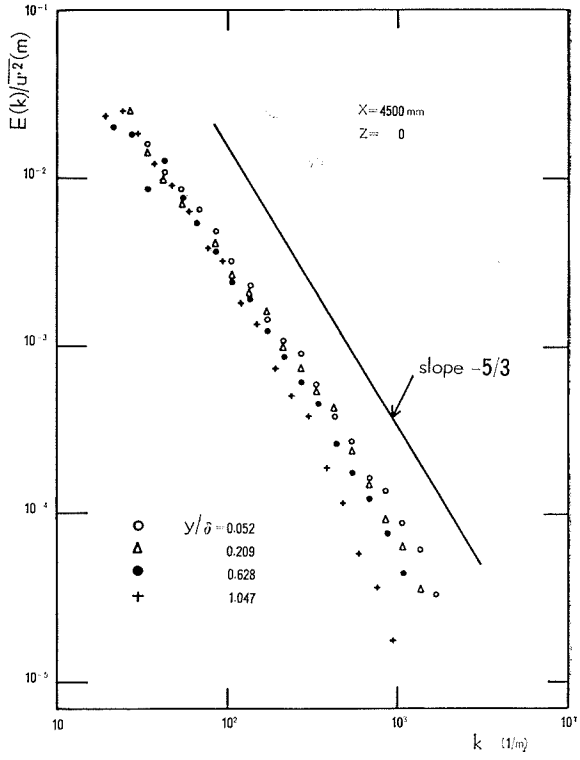

Fig. 9. Turbulence-energy spectrum in artificially-generated turbulent boundary layer. $X=4500$ mm, $Z=0$ mm.

4.4 エネルギースペクトル

大気乱流境界層内の流れが構造物におよぼす影響の一つとして振動の問題があげられる。これに対する模型実験を行なう場合の最も重要な乱れの周波数領域は，その構造物の固有振動数付近である。しかし一般には，取り扱うべき種々の構造物の固有振動数は広い範囲にわたっているのがふつうであるから大気乱流境界層のエネルギースペクトルの全周波数領域でのシミュレーションが望まれる。

Fig. 9 は本実験で得られた乱流境界層における主流方向の乱れ成分 u' に対するエネルギースペクトル分布の一例を示したものである。これは上述の Klebanoff[7] による測定結果とよく一

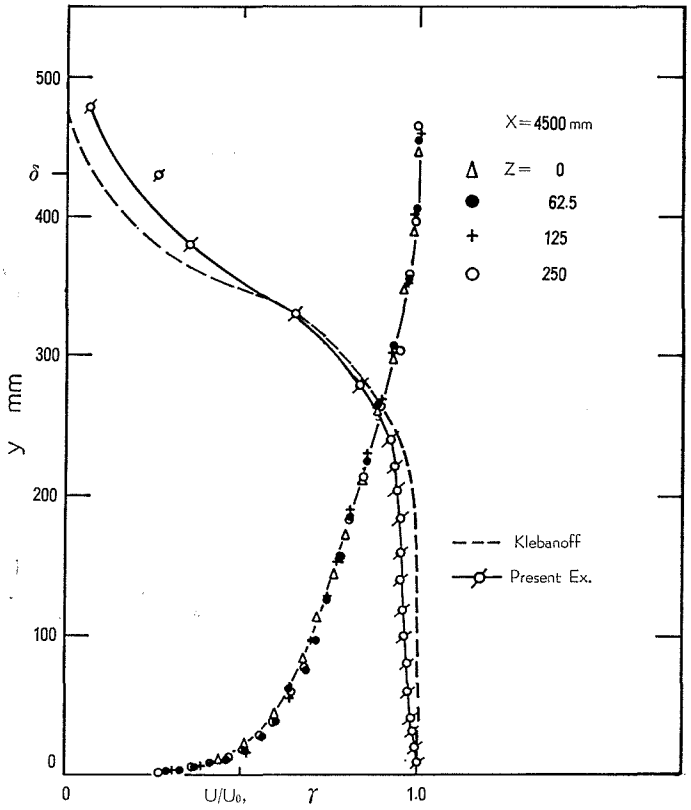

Fig. 10. Distribution of intermittency factor in artificially-generated turbulent boundary layer. $X=4500$ mm, $Z=0$ mm.

致しており波数空間における乱れの特性は両境界層についてほぼ同一であることがわかる。

4.5 間欠係数

Fig. 10 は主流方向の乱れ成分 u' に対する間欠係数の y 方向における分布を平均速度分布と対比して示したものである。平板乱流境界層に対する Klebanoff[7] のデータと比較すると，$y/\delta\approx 0.8$ で $\gamma=0.5$ となることは共通であるが，他の領域については両者間に差異のあることが認められる。

5. 結　　論

本論文では強風時における中立状態の大気乱流境界層を風洞内にシミュレートすることを目的として行なわれた実験的研究について述べた。その主要な結果を要約すれば次の通りである。

(1) 風洞試験部入口に設けた乱流発生装置によって風洞内に生成された厚い乱流境界層の平均流および乱流特性を詳細に測定し，滑らかな平板に沿って発達する乱流境界層の実験結果と対比してその特性を明らかにした。

(2) 乱流発生装置の高さの 6 倍以上の下流においては，乱流境界層の速度分布および乱れ分布について良好な二次元性が得られ，境界層の特性量は下流方向にほとんど変化しない。

(3) 本実験において採用した乱流発生装置および壁面粗さ要素を用いることによって，所定の壁面粗度に対する中立状態での大気乱流境界層に近似しうる境界層特性を風洞内に実現できることがわかった。

最後に本研究の実施にあたり一部の実験装置の作製にあたって援助を受けた山崎輝夫，山保敏幸両技官に謝意を表する。また，本研究について文部省科学研究費（一般研究 C）の交付を受けたことを付記する。

参 考 文 献

1) Hunt, J. C. R. *et al.*: J. Fluid Mech., **70-5** (1975), 543.
2) Counihan, J.: Atmos. Environ., **4**, (1970), 259.
3) Perry, A. E. *et al.*: J. Fluid Mech., **37-2** (1969), 383.
4) Cermak, J.: Ann. Rev. Fluid Mech., **8** (1976). 75.
5) Corrsin, S. *et al.*: NACA TN, **3133** (1954).
6) Favre, A. *et al.*: Phys. Fluids, Suppl. (1967), 138.
7) Klebanoff, P. S.: NACA TN, **3178** (1954).