

人工芝上に発達した乱流境界層内の乱れの 統計的性状について

丸 山 敬・谷池 義人・桂 順 治

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE TURBULENT BOUNDARY LAYER ABOVE THE ARTIFICIAL GRASSES

By *Takashi MARUYAMA, Yoshihito TANIKE and Junji KATSURA*

Synopsis

Statistical characteristics of the turbulent boundary layer above the artificial grasses are experimentally investigated in a wind tunnel. Space time correlations and power spectra are obtained from the longitudinal wind speed fluctuation. Integral scales of turbulence are calculated by three different ways and compared with each other. The aspect ratio of the turbulent eddy obtained from the space correlations is three to five. Taylor's hypothesis is checked by comparing the integral scales obtained from the space correlation with those from the autocorrelation. The ratio of the traveling speed of the turbulent eddy to the mean wind speed decreases with the height and the wind speed.

1. は じ め に

風洞実験に際して自然風に近い性状をもつ風を風洞内に作り出すには、従来、風洞床面にブロックや石、板等を規則的に、あるいはランダムに敷きつめる方法が用いられている。しかし、実際の地表面の形状はブロックや石、板等とは異なるので、特に地表面付近では気流性状が実際とは異なると考えられる。このような理由から、筆者ら¹⁾²⁾はできるだけ地表面と同様な粗度を床面粗度として与えた時に生じる風洞内気流性状を明らかにするために、ある都市の縮尺模型および人工芝を使って平均風速、乱れの強さ、レイノルズ応力の鉛直分布を求めた。しかし、構造物に加わる風荷重を考察するには、風の平均的な特性だけでなく、乱れの時間、空間的な統計的性状を知る必要がある。

そこで本実験では、空間的に一樣な広がりをもつ人工芝を使って、風洞内に草原、あるいは平野の上空を吹く自然風に類似な境界層の再現を試み、そのときに生じる境界層内の風向方向の風速変動成分の時空間相関およびパワースペクトルについて明らかにした。又、得られた結果は草原等、比較的ひらけた場所への実測データとの比較を行い、人工芝による大気境界層の再現性を確めた。

2. 実験および解析方法

実験は京都大学防災研究所内の境界層風洞で行った。この風洞は幅 2.5 m、長さ 21 m の測定部をもち、天井高を 1.9 m から 2.4 m まで変化させることができる³⁾。実験に際して、測定洞内の静圧が一定となるように天井高を調節した。Fig. 1 に示すように人工芝を測定洞前縁から敷きつめ、吹送距離 $x=16.5$ m の位置で風向方向 (x 軸方向) の風速変動を熱線風速計を用いて測定した。測定は基準風速 U_0 (境界層外部の一樣流の平均風速) が、5.0 10.0, 20.0 m/s の 3 種類について行った。用いた人工芝はナイロン製で Fig. 2 に示

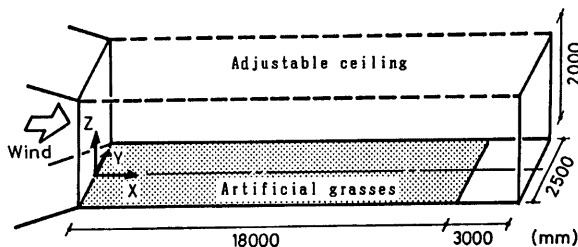


Fig. 1 Layout and coordinates.

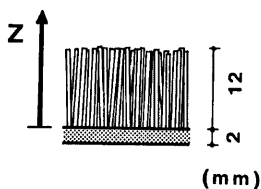


Fig. 2 Configuration of artificial grasses.

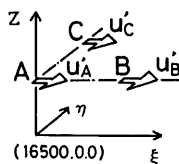


Fig. 3 Coordinates for the horizontal space time correlation.

すような形状をしている。実験中に人工芝の毛は前縁部でわずかに振動するのが観察されたが、それ以外の部分では振動は見られなかった。

データの解析は熱線風速計からの出力を一旦データレコーダに記録し、それを A/D 変換して、すべて数値処理している。相関は読み取り時間間隔 0.002 秒、サンプル数 2000 のデータを 10 回平均して求めている。ラグ数は 200 とした。空間相関は Fig. 3 に示すように、 $x=16.5\text{ m}$, $y=0.0\text{ m}$ を基準位置とし、風向方向および風向直角方向（ y 軸方向）について測定した。パワースペクトルは FFT 法により 10 回の平均として求めている。読み取り時間間隔は 0.002 秒、サンプル数は 2048 である。

3. 実験結果と考察

3.1 平均風速および乱れの強さ

基準位置における平均風速および乱れの強さの鉛直分布をそれぞれ Fig. 4, 5 に示す。Fig. 4 より境界層は十分に発達し、厚さは $U_0=5.0\text{ m/s}$ で約 40 cm, $U_0=20.0\text{ m/s}$ で約 50 cm に達する。乱れの強さは床面付近で 30% を越える。

3.2 空間相関

Fig. 3 に示すような座標系を基準点 $(16500, 0, 0)$ を原点としてとる。高さ z に点 A $(16500, 0, z)$ をとり、A における風向方向の風速変動成分を u_A' とする。点 A から x 軸および y 軸方向にそれぞれ $\xi, \eta(\text{mm})$ だけはなれた点を B, C とし、これらの点における風向方向の風速変動成分を u_B', u_C' とすると、風向方向および風向直角方向の空間相関係数は次式のように表わされる。

$$\text{風向方向} \quad R(\xi, 0, 0) = \frac{u_A'(\xi) \cdot u_B'(\xi)}{\sigma_A \cdot \sigma_B} \dots\dots\dots (1)$$

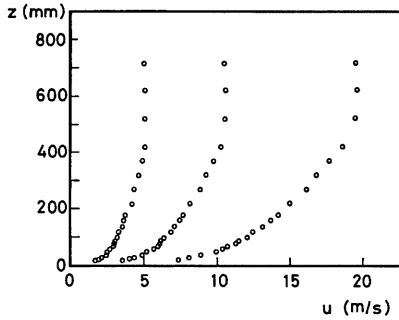


Fig. 4 Mean wind speed profiles.

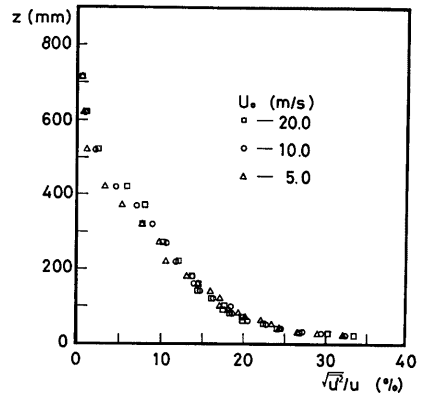
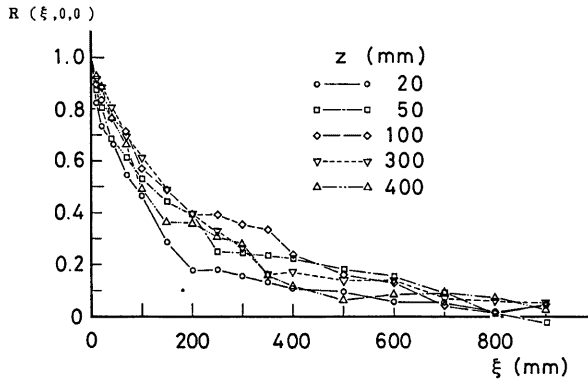


Fig. 5 Turbulence intensity profiles.

Fig. 6 Longitudinal distribution of space correlation coefficients $R(\xi, 0, 0)$ at various heights; $U_0 = 10.0$ m/s.

$$\text{風向直角方向} \quad R(0, \eta, 0) = \frac{u_A'(t) \cdot u_C'(t)}{\sigma_A \cdot \sigma_C} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 σ_A 、 σ_B 、 σ_C はそれぞれ u_A' 、 u_B' 、 u_C' の標準偏差である。

実験より得られた $R(\xi, 0, 0)$ および $R(0, \eta, 0)$ をそれぞれ Fig. 6, 7 に示す。図より $z=100$ mm までは高度の上昇とともに風向方向の空間相関は遠方まで高くなり、 $z=100$ mm を越えると逆に高度が上がるに従って相関は低くなることわかる。

風向直角方向の空間相関は $z=200$ mm では $\eta=80$ mm で $R(0, \eta, 0)=0$ となる。高度の上昇とともに相関は高くなり、 $z=400$ mm では $\eta=170$ mm で $R(0, \eta, 0)=0$ となり、それより距離 η が大きいところでは $R(0, \eta, 0)$ は負になる。

基準風速による空間相関の変化を Fig. 8, 9 に示す。Fig. 8(a), (b) はそれぞれ $z=100, 300$ mm における風向方向の空間相関係数、Fig. 9(a), (b) はそれぞれ $z=100, 300$ mm における風向直角方向の空間相関係

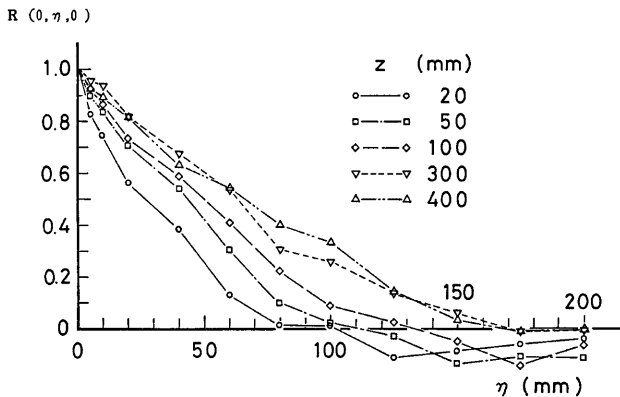


Fig. 7 Lateral distribution of space correlation coefficients $R(0, \eta, 0)$ at various heights; $U_0 = 10.0$ m/s.

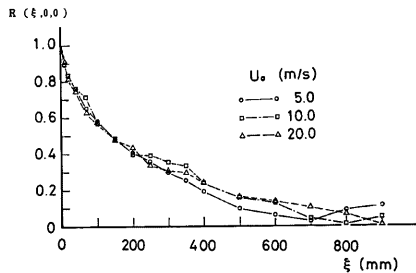


Fig. 8(a) Longitudinal distribution of space correlation coefficients $R(\xi, 0, 0)$ for various wind speeds; $Z=100$ mm.

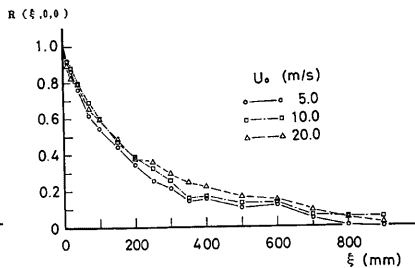


Fig. 8(b) Longitudinal distribution of space correlation coefficients $R(\xi, 0, 0)$ for various wind speeds; $Z=300$ mm.

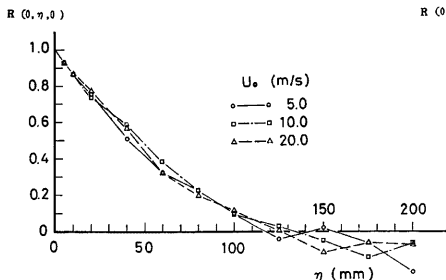


Fig. 9(a) Lateral distribution of space correlation coefficients $R(0, \eta, 0)$ for various wind speeds; $Z=100$ mm.

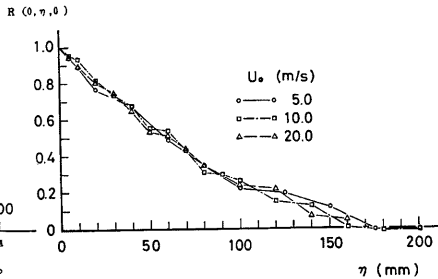


Fig. 9(b) Lateral distribution of space correlation coefficients $R(0, \eta, 0)$ for various wind speeds; $Z=300$ mm.

数である。Fig. 8(a), (b) に示すように、風向方向の空間相関はほぼ同様な分布をするが、基準風速の増加にともなって相関は高くなる。この傾向は $z=100$ mm のときよりも $z=300$ mm のほうがはっきりしている。風向直角方向の空間相関は基準風速によらず同様な分布をする。

風向方向および風向直角方向の空間相関係数は塩谷⁴⁾によると次式で近似できる。

$$R(\xi, 0, 0) = \exp(-\xi/L_x) \dots\dots\dots (3)$$

$$R(0, \eta, 0) = \exp(-\eta/L_y) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 L_x, L_y はそれぞれ風向方向、風向直角方向の乱れの積分スケールで次式で与えられ、乱渦の平均的な大きさを表わすと考えられる。

$$L_x = \int_0^\infty R(\xi, 0, 0) d\xi \dots\dots\dots (5)$$

$$L_y = \int_0^\infty R(0, \eta, 0) d\eta \dots\dots\dots (6)$$

本実験では測定範囲の制限より積分区間を無限大までとることができず(5), (6)で定義される値を求めることはできない。又、積分区間を測定範囲 ($0 \leq \xi \leq 900, 0 \leq \eta \leq 200$) におきかえたとしても、風向直角方向の空間相関は η の大きな範囲で負の値をもち、その範囲が高度および基準風速によって異なるために求めたスケールの比較には問題が生じる。そこで種々のケースの比較を考慮して、乱れの積分スケールを次式によって求めることにする。

$$L_x = \int_0^{\xi'} R(\xi, 0, 0) d\xi \dots\dots\dots (7)$$

$$L_y = \int_0^{\eta'} R(0, \eta, 0) d\eta \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 ξ', η' はそれぞれ $R(\xi, 0, 0), R(0, \eta, 0)$ が初めて負になる距離。ただし、 $R(\xi, 0, 0), R(0, \eta, 0)$ が負にならない場合は $\xi'=900$ mm, $\eta'=200$ mm とする。

つまり、相関係数が正の部分を用いて積分スケールを求める。実測値と求めた L_x, L_y による式(3), (4)の比較の1例を Fig. 10 に示す。図に示すように、風向直角方向の空間相関が負になる範囲を除いて、式(3), (4)は実測値を良く近似している。

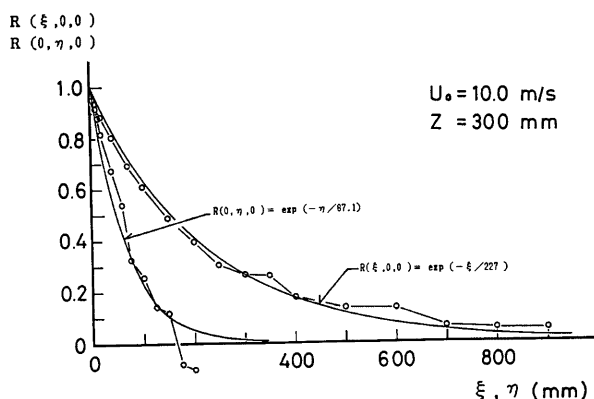


Fig. 10 Longitudinal and lateral distribution of space correlation coefficients compared with the equations (3) and (4).

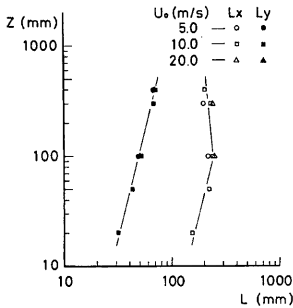


Fig. 11 Vertical distribution of integral scales obtained from space correlation coefficients.

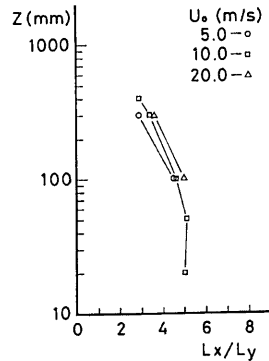


Fig. 12 Aspect ratio of longitudinal and lateral integral scales.

求めた L_x は, Fig. 11 に示すように $z=100\text{mm}$ まで高度とともに増加する。この時の境界層厚 σ は $400\sim 500\text{mm}$ であるから, L_x が高度とともに増加する範囲は $z/\sigma \leq 1/4 \sim 1/5$ となっている。それ以上では高度の上昇にともなわずかに減少する。大気中の接地境界層内の観測例によると, 一般に L_x は高度とともに増加するので, $z \geq 100\text{mm}$ では逆の傾向になっている。ただし後述するように, Taylor の Frozen eddy の仮説を用いて自己相関より求めた積分スケールは, $z=350\text{mm}$ まで高度とともに増加している。同高度では基準風速が大きいくほど L_x の値も大くなる。

L_y は高度の上昇にともなわず増加するが, 基準風速による変化は少ない。同様な傾向は自然風中にも見られる³⁾⁵⁾。図より $U_0=10.0\text{m/s}$ のとき, L_x, L_y が増加する範囲で z との関係を求めると,

$$L_x = 60z^{0.3} \quad (20 \leq z \leq 100)$$

$$L_y = 15z^{0.3}$$

となり, どちらも高度の 0.3 乗に比例して大きくなる。

風向方向と風向直角方向の積分スケールの比 L_x/L_y は乱渦の縦横比を表わすと考えられるが, Fig. 12 に示すように床面付近で L_x は L_y の約 5 倍の長さを持ち, $z \geq 50\text{mm}$ では高度とともに L_x/L_y が減少し, $z=400\text{mm}$ で L_x は L_y の約 3 倍となる。又, L_x/L_y は風速の増加とともに大きくなる。

L_x/L_y の大きさを自然風中で求めた例は幾つかある。 L_x, L_y の値は地表面粗度, 高度, 風速, 評価時間, 解析方法により変化するので, 各々の観測結果と比較するのはむずかしいが, 同様な傾向は自然風中にも見られる⁵⁾。比較的開けた, 地表面粗度の小さい場所の例としては, Shiotani ら⁴⁾が里浦において陸風のとき地上 20m で $L_x/L_y \approx 2.2$, 地上 40m で $L_x/L_y \approx 2.4$, Duchon-Marullaz⁶⁾が Nantes において地上 60m まで $L_x/L_y \approx 3$, H.W. Tennissen⁷⁾が Woodbridge において地上 11m で $L_x/L_y \approx 5.4$, 石崎ら⁵⁾が潮岬において地上 8.25m で $L_x/L_y \approx 3 \sim 4$ という結果を得ている。

3.3 自己相関

風向方向の風速変動成分より求めた自己相関係数は次式のように表わされる。

$$R(0, 0, \tau) = \frac{\overline{u_A'(0) \cdot u_A'(\tau)}}{\sigma_A^2} \quad \dots \dots \dots (9)$$

ここでは, 各測定点のデータを用い, 10 回のアンサンブル平均として求めている。求めた平均値と, ばら

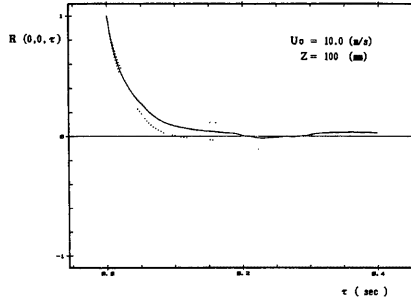


Fig. 13 Averaged auto-correlation coefficients with r.m.s. values.

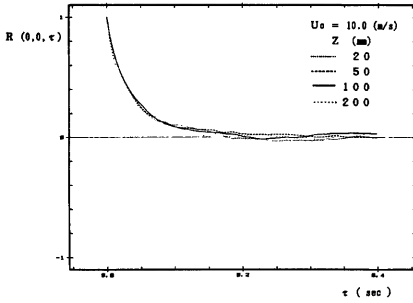


Fig. 14(a) Auto-correlation coefficients $R(0,0,\tau)$ at various heights.

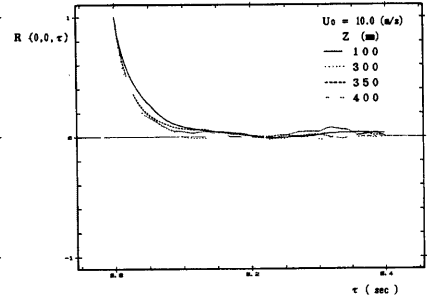


Fig. 14(b) Auto-correlation coefficients $R(0,0,\tau)$ at various heights.

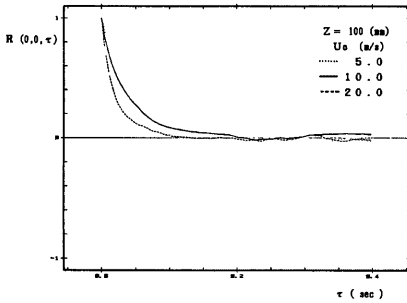


Fig. 15(a) Auto-correlation coefficients $R(0,0,\tau)$ for various wind speeds.

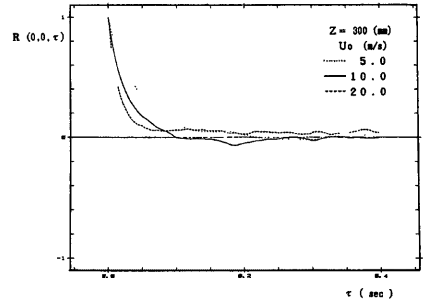


Fig. 15(b) Auto-correlation coefficients $R(0,0,\tau)$ for various wind speeds.

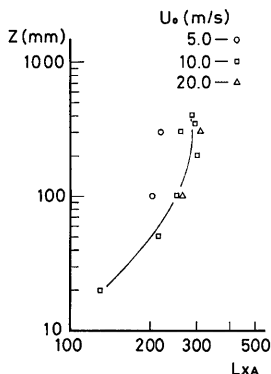


Fig. 16 Vertical distribution of integral scale obtained from auto correlation coefficients.

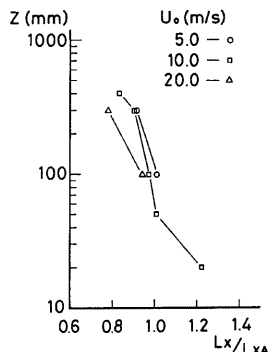


Fig. 17 Ratios of integral scale obtained from space correlations and that from auto correlations.

つきの標準偏差の1例を Fig. 13 に示す。各測定点におけるばらつきの標準偏差は、ほぼ 0.1~0.2 以内である。 $U_0=10.0$ m/s のときの各高度での平均値を Fig. 14 に示す。 $50 \leq z \leq 200$ mm では $R(0, 0, \tau)$ はほぼ同様な分布形状を示し、 $z=20$ mm でわずかに小さな値をとる。 $z \geq 200$ mm では高度の増加にともない $R(0, 0, \tau)$ は小さくなる。Fig. 15 に示すように $R(0, 0, \tau)$ は風速の増加にともない小さくなる。Taylor の Frozen eddy の仮説にもとづいて、自己相関係数より、次式により積分スケールを求め L_{xA} とする。

$$L_{xA} = u \int_0^t R(0, 0, \tau) d\tau \quad (10)$$

ここで、 u は各測定点における平均風速、 t は $u \cdot t = 900$ mm となる時間である。

求めた L_{xA} の分布を Fig. 16 に示す。 L_{xA} は高さとともに大きくなるが、その増加率は一樣でなく高度が上がるほど小さくなっている。又、風速の増加に伴って大きくなっている。

Taylor の Frozen eddy の仮説を検証するために、空間相関より求めた積分スケール L_x と L_{xA} の比を調べる。Fig. 17 に示すように、 L_x/L_{xA} は高度および風速の増加にともなって減少している。Taylor の Frozen eddy の仮説によれば、乱渦の移動速度は平均風速に等しくなり、このとき $L_x/L_{xA}=1$ となる。従って、Taylor の Frozen eddy の仮説が成り立つのは $U_0=5.0$ m/s のとき、 $z=100$ mm、 $U_0=10.0$ m/s のとき $z=50$ mm 付近である。この $L_x/L_{xA}=1$ となる高度は、風速の増加にともない低くなる傾向がある。測定範囲内で乱れの統計的特性が変化しないとすると、乱渦の移動速度は $L_x/L_{xA}>1$ のとき平均風速より速く、 $L_x/L_{xA}<1$ のとき平均風速より遅くなる。従って、乱渦の移動速度は、 $U_0=5.0$ m/s のときには $z \leq 100$ mm で、 $U_0=10.0$ m/s のときには $z < 50$ mm で平均風速よりも速く、その他は遅くなっている。又、風速の増加に伴い、乱渦の移動速度の平均風速に対する割合は小さくなる。

3.4 パワースペクトル

Fig. 18, 19 に基準化したパワースペクトルを示す。Fig. 18(a), (b) に見られるように、スペクトルのピークは基準風速の増加にともなって高周波数側に移るが、高度による変化には、はっきりした傾向が見られず、 $U_0=10.0$ m/s のときには Fig. 19 に見られるように 3~7 Hz の間にスペクトルピークが存在している。

これまでスペクトルのモデルとして種々のものが提案されているが、ここでは構造物の耐風性の評価の際によく用いられる Kármán 型および Davenport 型と測定結果を比較してみる。

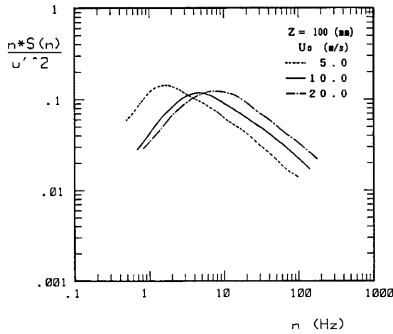


Fig. 18(a) Power spectra for various wind speeds.

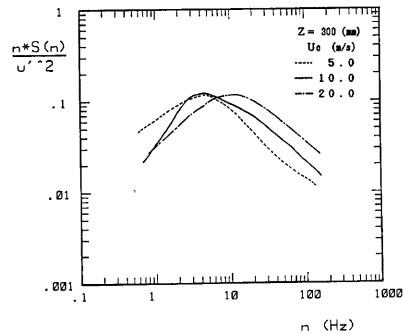


Fig. 18(b) Power spectra for various wind speeds.

Kármán 型および Davenport 型はそれぞれ次式で表われ、長さのスケール L を自己相関から求めた積分スケール L_{xA} として Fig. 20 に測定結果とともに描いた。

Kármán 型

$$\frac{nS(n)}{\delta^2} = \frac{2\tilde{n}}{(1 + 1.8(2\pi\tilde{n}^2))^{5/6}} \quad \cdots(11)$$

Davenport 型

$$\frac{nS(n)}{\delta^2} = \frac{1}{3} \frac{\tilde{n}^2}{(1 + \tilde{n}^2)^{4/3}} \quad \cdots(12)$$

ここで、 $\tilde{n} = n \cdot L / U$

n は周波数、 L は長さのスケール、 U は平均風速、

δ は変動成分の標準偏差である。

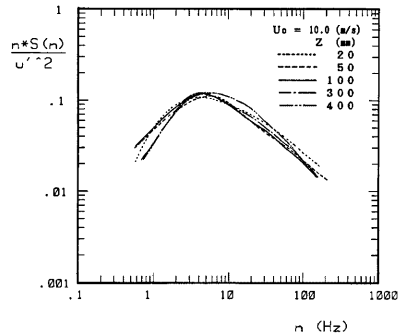


Fig. 19 Power spectra at various heights.

Fig. 20 より、Kármán 型の方が測定されたスペクトルを良く近似していると見せる。ただし測定したスペクトルのピークは Kármán 型のピークと少しずれている。これは乱れの積分スケールとスペクトルピークを示す代表長さが一致しないことを示している。そこで、測定されたスペクトルピークの形状が Kármán 型のスペクトルモデルで表示できるとし、スペクトルピークを示す代表長さを測定結果より求めた。このとき、スペクトルピークの周波数 n_p と、代表長さ L_{xp} 、平均風速 u の間には、Kármán 型では次の関係がある。

$$n_p \cdot L_{xp} / u = 0.146 \quad \cdots(13)$$

求めた L_{xp} と相関より求めた乱れの積分スケール L_x 、 L_{xA} との比を、 $U_0 = 10.0$ m/s の場合について Fig. 21 に示す。乱れの積分スケールは床面付近と境界層上部で L_{xp} とはほぼ同じ大きさをもつが、その間では L_{xp} より大きく、 $z = 50$ mm で約 2 倍となる。なお、ここでは積分スケールを求める際に、積分区間に制限を設けてあるので、その制限をとると乱れの積分スケールはさらに大きくなる可能性がある。乱れの積分スケールと、 L_{xp} の比を自然風中で求めた例としては H. W. Teunissen⁷⁾ が 2.1 という結果を得ている。

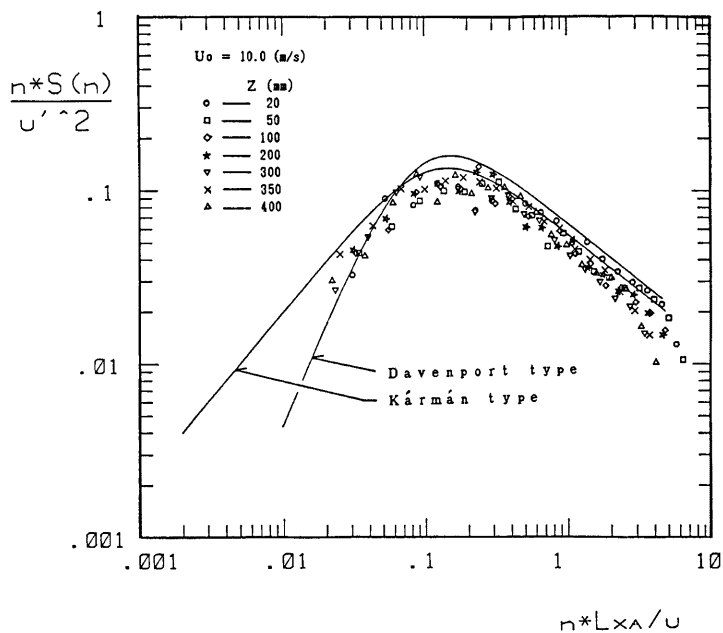
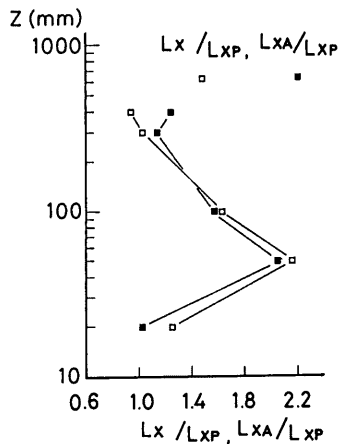


Fig. 20 Comparison of measured power spectra with model expressions.

Fig. 21 Ratios of integral scale and length scale obtained from power spectra;
 $U_0 = 10.0 \text{ m/s.}$

4. む す び

本実験で人工芝上に発達した乱流境界層内における風向方向の風速変動成分の統計的性状を明らかにした。得られた結果を以下にまとめる。

- 1) 空間相関係数は乱れの積分スケールを用いて指数関数の形で近似することができる。
- 2) 空間相関より求めた風向方向の積分スケールは、境界層の下層 $1/4 \sim 1/5$ の範囲で高度の0.3乗に比例して大きくなり、それより上層ではわずかに減少する。
- 3) 空間相関より求めた風向直角方向の積分スケールは、境界層の上部まで、高度の0.3乗に比例して大きくなる。
- 4) 乱渦の縦横比を表わすと考えられる風向方向と風向直角方向の積分スケールの比は、床面付近で5、高度の上昇とともに小さくなり、 $z=400\text{ mm}$ では3になる。又、風速の増加にともない縦横比は大きくなる傾向がある。
- 5) 自己相関より求めた風向方向の積分スケールは、高度とともに増加するが、その増加率は高度が上がるほど小さくなる。又、風速の増加とともに大きくなる。
- 6) 乱渦の移動速度の平均風速に対する割合は、高度および風速の増加にともなって小さくなる。 $U_0=5.0\text{ m/s}$ のとき $z=100\text{ mm}$ 付近で、 $U_0=10.0\text{ m/s}$ のとき $z=50\text{ mm}$ 付近で Taylor の Frozen eddy の仮説が成立する。
- 7) スペクトルのピークは、風速の増加とともに高周波数側に移るが、高度による変化には、はっきりした傾向が見られない。
- 8) スペクトル形状は、Kármán 型で近似できる。

謝 辞

本研究を行うにあたり、実験装置の製作並びに実験を手伝っていただいた羽野淳介技官および杉政和光技官に深く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 石崎潑雄・桂 順治・谷池義人・丸山 敬：風洞床面の粗度の変化による気流の性状について，京大防災研年報，第27号 B-1，1984，pp. 249-260.
- 2) 石崎潑雄・桂 順治・谷池義人・丸山 敬：風洞床面の粗度の変化による気流の性状について（その2），京大防災研年報，第28号 B-1，1985，pp. 337-343.
- 3) 石崎潑雄・桂 順治・谷池義人：新設の風工学研究用境界層風洞について，京大防災研年報，第26号 B-1，1983，pp. 312-322.
- 4) 塩谷正雄：強風の性質，開発社，1979，pp. 82-96.
- 5) 石崎潑雄・光田 寧・林 泰一：強風時の風速変動の時空間相関について，京大防災研年報，第28号 B-1，1985，pp. 407-414.
- 6) Duchene-Marullaz: Full-scale Measurements of Atmospheric Turbulence in a Suburban Area, Proc. 4th Intern. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, 1975, pp. 23-31.
- 7) Teunissen, H.W.: Structure of Mean Winds and Turbulence in the Planetary Boundary Layer over Rural Terrain, Boundary-Layer Meteorology, Vol. 19, 1980, pp. 187-221.