

風洞実験における縮尺の効果について*

水本伸子**・藤本達見**

要旨

風洞実験において、乱流境界層発生装置の縮尺を変え、平板上で拡散実験を行って、水平方向および鉛直方向の拡散幅の変化を調べた、また、風速分布を測定し、乱れの強さ、スペクトルスケール等を求めて、乱流場と拡散場の対応を調べ、風洞内における縮尺の効果について実験的考察を行った。

実験は、縮尺 1/1000, 1/2000, および 1/3000 に対応させた幾何学的に相似な 3 種類の乱流境界層発生装置を風洞内に配置して行った。その結果、乱流場は厳密には相似になっていないが、拡散場に対しては相似とみなせることが明らかになった。

1. はじめに

風洞で拡散実験を行う際には、大気中の現象を再現するために、種々の乱流境界層発生装置を用いて風洞内に乱流境界層を作り、大気中との相似をレイノルズ数の一致で議論する。局所乱流レイノルズ数を用い、大気中および風洞に関する各量をおのおの添字 N, M で示すと、相似条件は次式で与えられる。

$$u_N L_N / K_N = u_M L_M / K_M \quad (1)$$

u : 局所風速

L : 代表的スケール

K : 渦拡散係数

ここで、渦拡散係数は乱れと平均渦の大きさ (A) とで表わされ

$$K \propto \sqrt{u'^2} A \quad (2)$$

これを (1) 式に代入すると

$$(\sqrt{u'^2} / u)_N = (\sqrt{u'^2} / u)_M \quad (3)$$

$$L_N / A_N = L_M / A_M \quad (4)$$

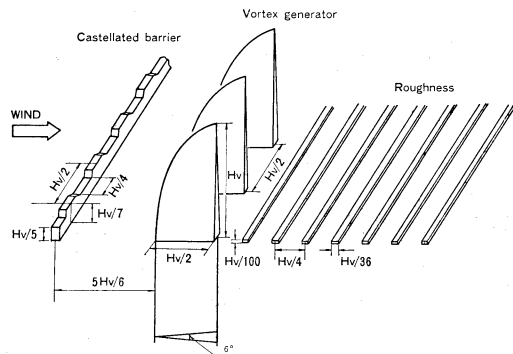
が同時に満足されれば、(1) 式は満足される。したがって、相似条件は乱れの強さの一致と平均渦の大きさの相似で議論できる。

* Scale Effects in wind Tunnel Experiments.

** Nobuko Mizumoto・Tatumi Fujimoto, 石川島播磨重工業株式会社技術研究所。

—1987年7月23日受領—

—1990年7月30日受理—

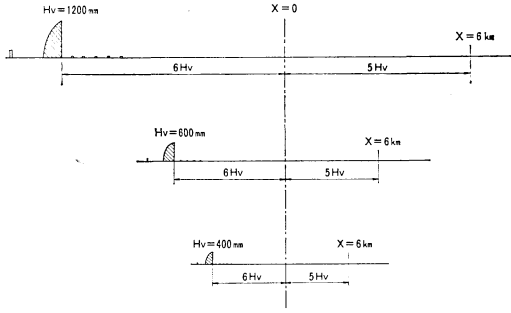


第1図 乱流境界層発生装置

風洞実験で、縮尺を考慮して乱流境界層を変えた場合、縮尺に対して相似が成立しているかどうかを調べるために、以下の実験を行った。

2. 風洞実験概略と乱れのスペクトル

実験は石川島播磨重工業株式会社技術研究所の大型大気乱流風洞 (測定部の大きさ: $6 m^W \times 3 m^H \times 24 m^L$) を用いて行った。乱流境界層発生装置は、第1図に示すような城壁型の障壁 (Castellated barrier), 渦発生器 (Vortex generator), 粗度要素 (Roughness) の3つの部分から構成され、渦発生器の高さ H_V を基準としてそれぞれの部分の大きさと配置が決定される。本研究では、 $H_V = 1200, 600, 400 \text{ mm}$ の3種類の幾何学的に相似な乱流



第2図 実験状況

境界層発生装置を第2図に示すように配置し、風洞内の縮尺をおのおの1/1000, 1/2000, 1/3000に対応させた。乱流境界層発生装置の障壁および渦発生器は風洞の横幅全体(6 m)に配置し、粗度要素は風下方向に23本並べた。

この乱流境界層発生装置を用いると、渦発生装置の高さのほぼ半分の厚さの境界層が得られることがわかっていく(草刈等, 1984)。一方、大気境界層の厚さは、近藤(1984)によると強安定時で200~400 m, 不安定時で500~2000 mである。また Counihan (1975)によると中立に近い安定時の境界層厚さは600 m程度とされている。本実験では、大気境界層の厚さを長さのスケールとして選ぶ。境界層の厚さを600 mとして、乱流境界層発生装置によってできる風洞内の境界層の厚さ600, 300, 200 mmを、おのおの縮尺1/1000, 1/2000, 1/3000に対応させた。以下において縮尺は地図の縮尺の定義に従い、分数の値が大きい(分母の値が小さい)ほど縮尺が大きいと表現する。すなわち本実験では1/1000が縮尺が最も大きい。

実験は濃度分布の測定と風速分布の測定とからなる。風洞内の座標は、渦発生器の後端から6 H_vの位置を流れ方向の原点(X=0)としている。従来の基礎研究でこの乱流境界層発生装置は、渦発生器の後端から5 H_vより風下側では渦発生器によって生じた流れの非二次元性が解消され、横方向に2次元とみなせることが確認されている。実験は全て風洞風速3 m/sで実施した。

拡散実験は、原点位置の地上煙源から内径2 mmのΓ型煙突を用いてトレーサガス(純エチレン)を放出し、水素炎式の炭化水素分析計(FID)を用いて、各風下距離における水平方向および鉛直方向の濃度分布を求めた。

得られた濃度分布から拡散幅を求める。拡散幅(σ)

は、濃度分布がガウス分布で近似できない場合も考慮し、2次モーメントで定義した。すなわち、

$$\sigma^2(y) = \int C(y)(y-a)^2 dy / \int C(y) dy \quad (5)$$

水平方向の拡散幅(σ_y)は、重心まわりの2次モーメント(a:重心)とし、鉛直方向の拡散幅(σ_z)は、地上源であるため原点まわりの2次モーメント(a=0)とした。

風速分布は、X型熱線風速計(直径5 μm, 長さ2 mmのタングステン線)を用いて測定した。乱れのスペクトル解析は、FFTスペクトルアナライザーを使用した。実験データはランダム信号であるため、ウィンドウはハニングとした。実験に先立ち周波数の分解能をΔf=0.125, 0.25, 0.5 Hzと変化させたところ、分解能が高いとパワーの値がばらついてスペクトルピークが読みにくい。実験ではΔf=0.5 Hzとした。周波数レンジ200 Hz, 分解能0.5 Hzでサンプリング間隔を1.953 msとし、サンプリング間隔の1/2以上の波形は、エイリアジング現象が起きるため、ローパスフィルターでカットしている。サンプリングは1,024点で、オーバーラップ処理を行って128回の平均を行った。

乱れのスペクトル解析によるデータの処理と乱れの渦スケールを求める手法を以下に記す。

2.1 積分スケール

乱れの自己相関関数 C_{xx}(τ)を

$$\overline{C_{xx}(\tau)} = \overline{X(t)X(t+\tau)} \quad (6)$$

とすると、平均渦の通過時間 I_xは

$$I_x = \frac{1}{\overline{X^2}} \int_0^\infty \overline{C_{xx}(\tau)} d\tau \quad (7)$$

が与えられる。いま、Taylorのfrozen turbulenceの仮説が成立すれば、平均渦のスケール A_xは平均渦の通過時間 I_xと平均風速 uとから

$$A_x = I_x \cdot u \quad (8)$$

で与えられる。

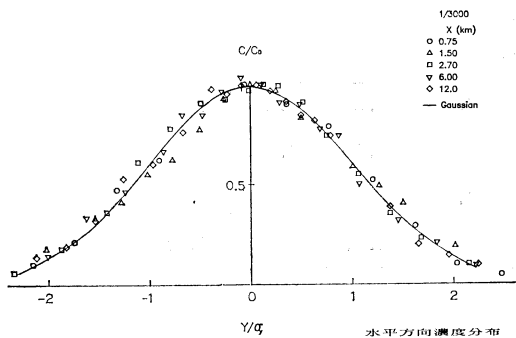
スペクトルアナライザーでは、自己相関関数はパワースペクトルのIFFT(高速逆フーリエ変換)で求めている。実験データから得られた自己相関関数を

$$C_{xx} = \exp(-AX) \quad (9)$$

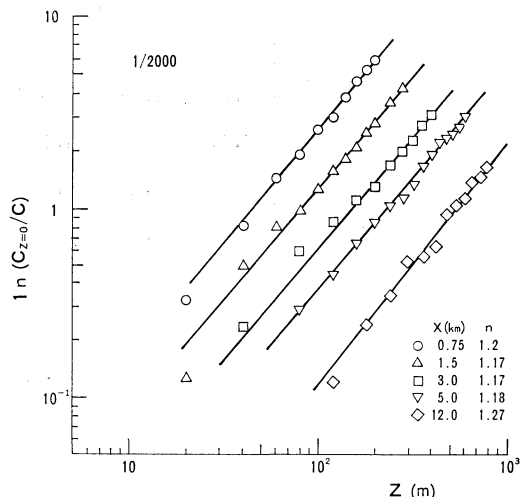
で近似して平均渦の通過時間 I_xを求め、これに局所風速 u(z)をかけることによって積分スケール A_xを求めた。自己相関係数の積分の範囲は、自己相関係数が0.01になるまでの時間 T*を用いた。

2.2 スペクトルスケール

流れ方向および鉛直方向のスペクトルの形状は研究者



第3図 横方向濃度分布 (ガウス分布)



第4図 鉛直方向濃度分布 (縮局 1/2000)

によって様々な形の実験式が与えられているが、ここではカルマン型パワースペクトルの一つとして英国のESDU (1974) に採用されている次式の表現を用いた。Teunissen (1979) は、この形で表現したスペクトルが大気中の観測結果とよく一致することを示している。すなわち、

$$S_u(n) = \frac{4\sigma_u^2 L_u}{u[1+70.7(nLu/u)^2]^{5/6}} \quad (10)$$

$$S_w(n) = \frac{2\sigma_w^2 L_u [1+188.4(nLu/u)^2]}{u[1+70.7(nLu/u)^2]^{11/6}} \quad (11)$$

$$\sigma_u^2 = \int_0^\infty S_u(n) dn \quad (12)$$

$$\sigma_w^2 = \int_0^\infty S_w(n) dn \quad (13)$$

S_u , S_w を σ_u^2 , σ_w^2 で規格化して

$$E_u(n) = nS_u(n)/\sigma_u^2 \quad (14)$$

$$E_w(n) = nS_w(n)/\sigma_w^2 \quad (15)$$

が得られる。ここで $E_u(n)$, $E_w(n)$ の最大値とそのときの周波数 (最大寄与周波数) n_{up} , n_{wp} はそれぞれ、

$$E_u(n)_p = 0.271 \quad (16)$$

$$E_w(n)_p = 0.292 \quad (17)$$

$$n_{up} = 0.1456u/L_u \quad (18)$$

$$n_{wp} = 0.106u/L_w \quad (19)$$

となり、流れ方向および鉛直方向の乱れのスペクトルスケール L_u , L_w は

$$L_u = 0.1456u/n_{up} \quad (20)$$

$$L_w = 0.106u/n_{wp} \quad (21)$$

で与えられる。

FFT で求めたパワースペクトルをカルマン型スペクトルの形状と一致させて最大寄与周波数を読み取り、乱れのスペクトルスケールを求める。FFT で得られるパワースペクトルは

$$\text{表示値 (Volt)} = \sqrt{S(n)} \quad (22)$$

$S(n)$: 周波数 n の成分のパワーの値

で表わされ、パワーは、バンド幅ごとの積分値として得られる。スペクトルスケールを求める際の風速 u は、局所風速 $u(z)$ を用いた。

3. 拡散の検討

横方向の濃度分布は、第3図に示すようにガウス分布で近似された。鉛直方向の濃度分布を、高さのべき指数 n を用いて

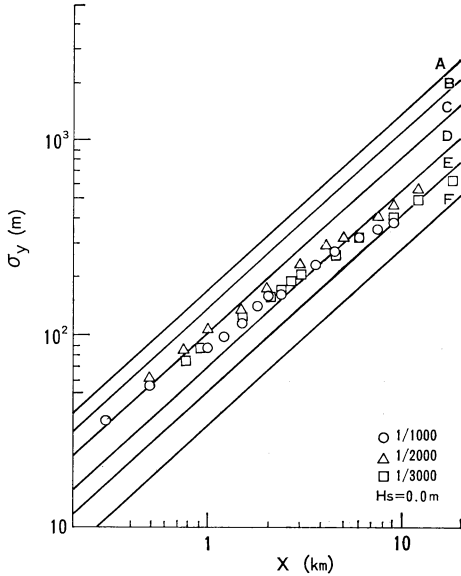
$$C(z) = A \exp(-az)^n \quad (23)$$

とする。 $z=0$ のときの濃度 $C_{z=0}$ を用いて、両対数グラフに $\ln(C_z/C_{z=0})$ と $\ln z$ をプロットすることによって、 z のべき指数 n が求められる。第4図および第1表に各風下距離ごとに得られる n の値を示す。本実験では、べき指数は縮尺によらず $n=1.17$ となっており、鉛直方向の濃度分布はガウス分布 ($n=2$) からはずれている。また、風下ではべき指数がやや大きくなっている。

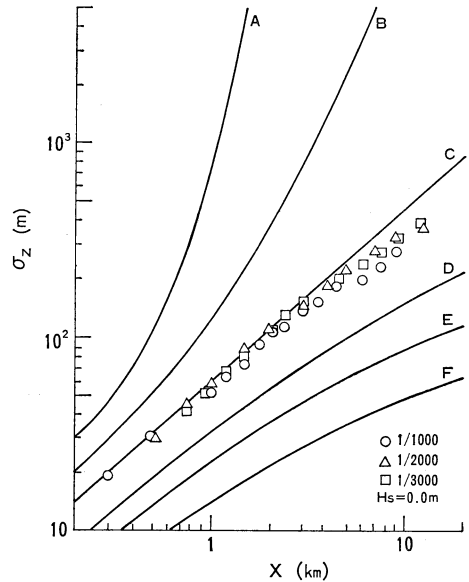
前節の定義にしたがい、実験結果から横方向および鉛直方向の拡散幅を求め、パスキル・ギフォード図と比較して第5図に示す。図中のA~Fの英文字は、パスキルの大気安定度を示している。パスキル式では、拡散幅 (σ_{yp} , σ_{zp}) をピーク濃度の1/10による幅 (y_* , z_*) を用いて、

第1表 鉛直方向濃度分布のべき指数

縮尺	風下距離 X (km)							
	0.5	0.75	1.5	8.0	5.0	6.0	9.0	12.0
1/1000	1.17	—	1.17	0.94	—	1.30	1.31	—
1/2000	—	1.2	1.17	1.17	1.18	—	—	1.27
1/3000	—	1.17	1.17	1.17	—	1.17	—	1.17



(a) 横方向拡散幅 (バスキル図との比較)



(b) 鉛直方向拡散幅 (バスキル図との比較)

第5図

$$\sigma_{yp} = \frac{y_*}{\sqrt{4.6}} \tag{24}$$

$$\sigma_{zp} = \frac{z_*}{\sqrt{4.6}} \tag{25}$$

としている。ここで、係数 $\sqrt{4.6}$ は、濃度分布をガウス分布と仮定した場合の1/10濃度幅と標準偏差との関係を示す。今回の実験では、横方向の濃度分布はガウス分布になっているため問題ないが、鉛直方向に対しては(25)式が成立しない。鉛直方向の濃度分布を(23)式で表した場合、(5)式の2次モーメントの定義より、 σ_z は次式で与えられる。

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{\int_0^\infty \exp\{-az\} z^2 dz}{\int_0^\infty \exp\{-az\} dz}}$$

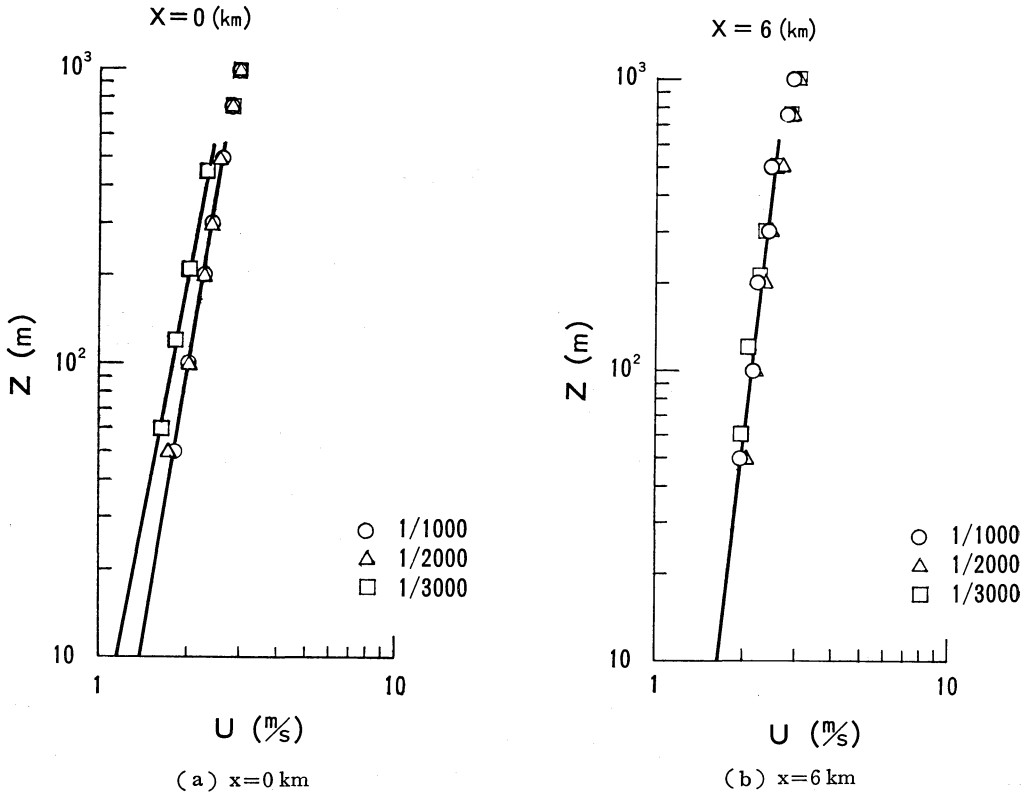
$$\begin{aligned} &= \sqrt{\frac{\Gamma\left(\frac{3}{n} + 1\right)/3a^3}{\Gamma\left(\frac{1}{n} + 1\right)/a}} \\ &= \sqrt{\frac{\Gamma\left(\frac{3}{n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)}} \frac{1}{a} \end{aligned} \tag{26}$$

このとき、1/10濃度幅 z_* は

$$z_* = \frac{\sqrt{1n10}}{a} \tag{27}$$

が与えられ、(26)式は、

$$\sigma = \sqrt{\frac{\Gamma\left(\frac{3}{n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)}} \cdot \frac{z_*}{\sqrt{1n10}} \tag{28}$$



第6図 風速分布

となる。(28)式に、実験結果から得られたべき指数 $n=1.17$ を代入すると、

$$\sigma_z = \frac{z_*}{\sqrt{3.32}}$$

となり、(25)式を用いた場合、ガウス分布から外れている分を0.85倍過小評価することになる。そのため、ここでは(5)式の2次モーメントの定義から求めた拡散幅をパスキル・ギフォード図との比較に用いた。

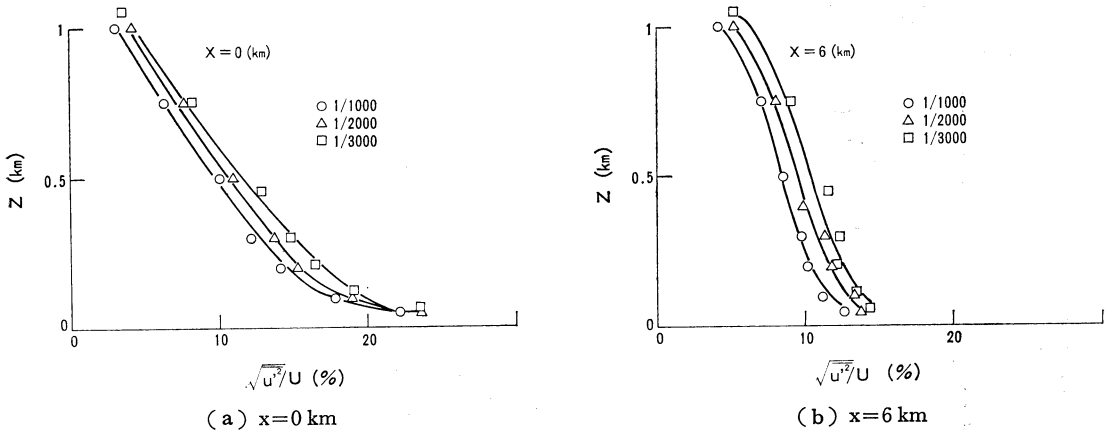
実験は中立状態で行っており、パスキルの大気安定度 D (中立) に対応しているが、本実験で使用している乱流境界層発生装置の特徴として、鉛直方向の乱れが強いため、鉛直方向の拡散幅は安定度 C (弱不安定) に一致している。縮尺 1/1000, 1/2000, 1/3000 で比較した結果、拡散幅は、横方向、鉛直方向とも縮尺による差はない。

4. 乱流場の検討

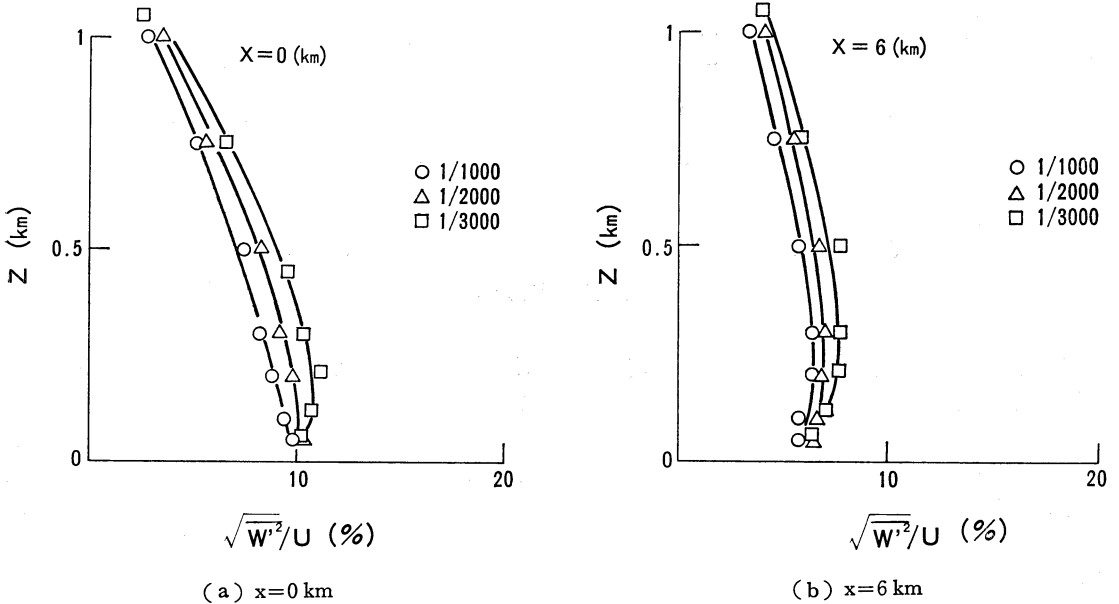
第6図 (a) (b) に風下距離 $X=0$ と 6 km にお

ける風速分布を示す。風速分布は縮尺に対してほぼ相似が成立している。風速分布を指数法則で近似するとべき指数は、 $X=0$ で $1/6$ 乗、 6 km では $1/9$ 乗となり、風下では傾きが立ち、地面粗度が小さくなっている。べき指数は、Davenport (1960) がまとめた観測結果によると大都市中心で $1/3 \sim 1/2$ 、海岸で $1/10 \sim 1/8$ 程度で、本実験は、 $X=0$ ではいくらか樹木もあり、やや起伏のある地形に対応しているが、 $X=6\text{ km}$ では海岸などの最も平坦な地形となる。地面粗度は、 $X=0\text{ km}$ で $Z_0=54\text{ cm}$ 、 $X=6\text{ km}$ では $Z_0=15\text{ cm}$ で、ISDU データ (1975) によるとそれぞれ小さな町の中心地と草原の粗度に対応している。

第7図 (a) (b) に流れ方向、第8図 (a) (b) に鉛直方向の乱れの強さを示す。乱れの強さは、縮尺が大きいほど小さくなっているが、高さ方向への分布形状は一致している。また、 $X=6\text{ km}$ では、下方での乱れの強さが $X=0\text{ km}$ よりも減衰している。これは、 $X=6\text{ km}$ では、乱流境界層発生装置の地面粗度列からの距離



第7図 流れ方向乱れの強さ



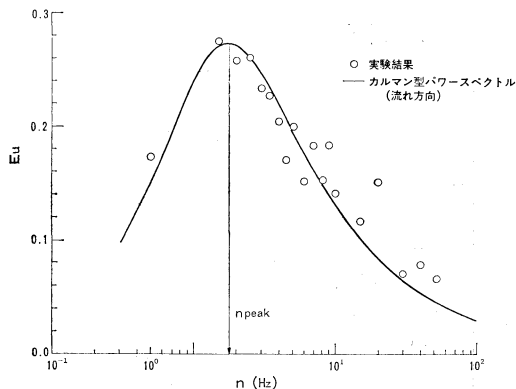
第8図 鉛直方向乱れの強さ

が遠くその影響が小さくなっているためである。

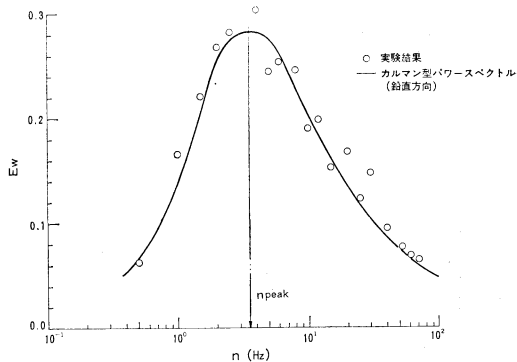
つぎに、流れ方向および鉛直方向の乱れのパワースペクトルから、スペクトルスケールを求めた。第9図、第10図に示すように、実験データ(図中 \circ 印)を(10)および(11)式で示したカルマン型のパワースペクトルの形状に一致させ、最大寄与周波数 n_p を求めて、スペクトルスケールを計算した。また、同じ実験データから求めた積分スケールとの比較も行った。第11図(a)(b)およ

び第12図(a)(b)に風下距離 $X=0$ と 6 km における流れ方向および鉛直方向のスペクトルスケール (L_x , L_z) を示す。図中で、黒塗り印は(8)式から求めた積分スケール (I) を示す。流れ方向に対しては、積分スケールとスペクトルスケールはほぼ一致している。鉛直方向は、高さの低い所で、積分スケールのほうが2倍程度大きくなっている。

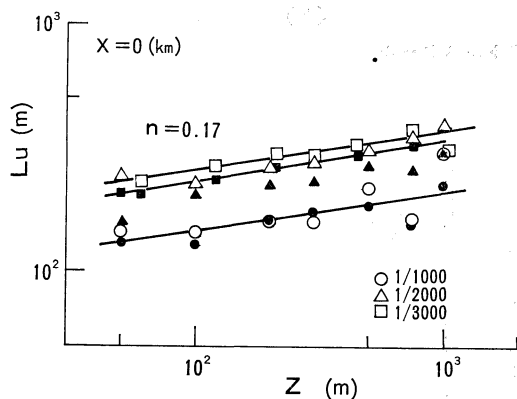
流れ方向のスペクトルスケールは、風下距離によって



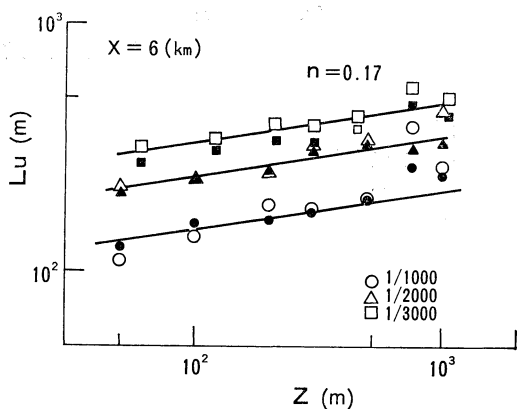
第9図 流れ方向パワースペクトル（カルマン型との比較）



第10図 鉛直方向パワースペクトル（カルマン型との比較）



(a) x=0 km



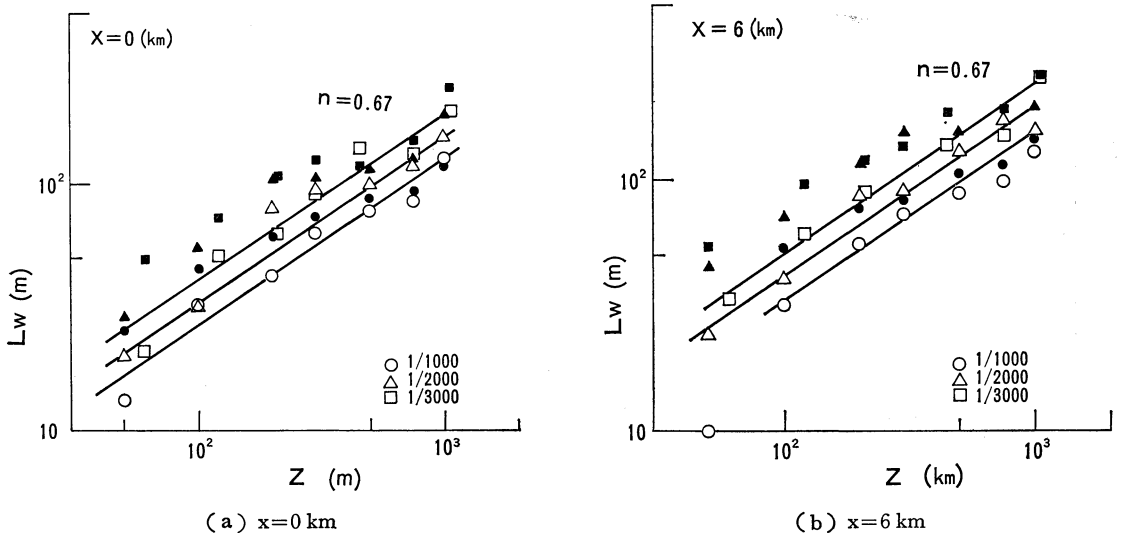
(b) x=6 km

第11図 流れ方向スペクトルスケール

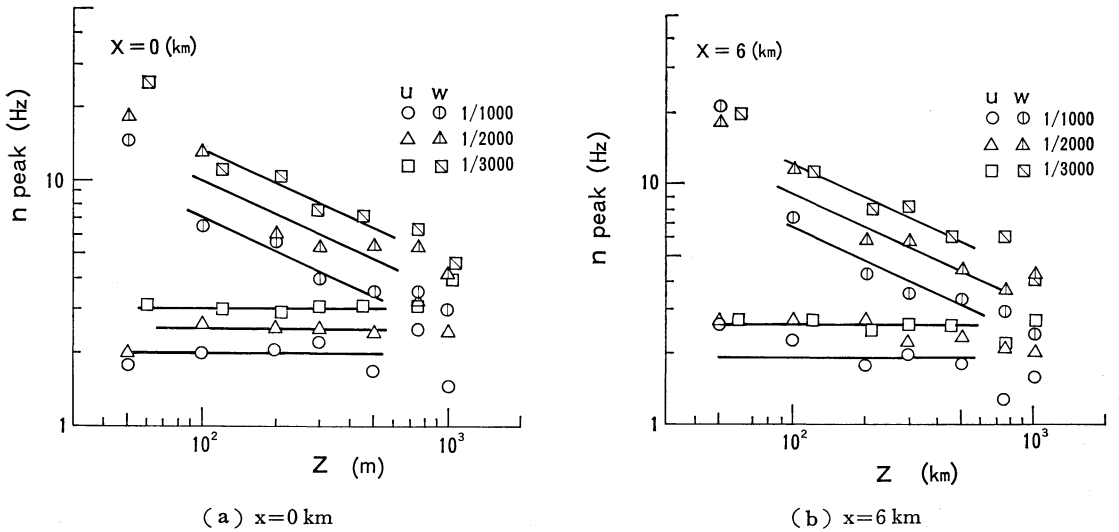
変化していないが、鉛直方向のスペクトルスケールは風下 $X=6$ km で25%程度大きくなっている。縮尺に対する影響は、流れ方向、鉛直方向とも、縮尺が大きいかほどスペクトルスケールが小さく、相似になっていない。いま、風速分布の相似が成立しているため、(20) および (21) 式でスペクトルスケールが相似になるためには、縮尺 1/1000, 1/2000, 1/3000 に対しての最大寄与周波数 n_p が 1 : 2 : 3 の割合になっている必要がある。第13図 (a) (b) に $X=0$ と 6 km における流れ方向および鉛直方向の最大寄与周波数の値を示す。 $X=0$ km における最大寄与周波数の割合は、流れ方向で 1 : 1.4 : 2 といずれも縮尺の比率に対応せず、これよりも変化が小さい。いま、スペクトルスケールを

$$L = Z^n \tag{30}$$

で表わすと、第11図および12図から、べき指数 n は風下距離および縮尺によらず、流れ方向では $n=0.17$ 、鉛直方向では $n=0.67$ で示される。一方、第13図に示したように、流れ方向の最大寄与周波数は境界層内では高さによらずほぼ一定である。したがって、(20) 式より、流れ方向のスペクトルスケールは、局所風速の鉛直変化によって高さ方向に変化している。すなわち (34) 式のべき指数 n は $X=0$ における風速分布のべき指数 $1/6$ 乗 ($=0.17$) と一致する。風下 6 km では風速のべき指数は $1/9$ 乗 ($=0.11$) に変化しているが、風下 6 km における最大寄与周波数のわずかな鉛直変化に相殺されて、スペクトルスケールの高さ変化のべき指数は $n=0.17$ と



第12図 鉛直方向スペクトルスケール。



第13図 スペクトル最大寄与周波数。

なっている。

5. 考 察

今回行った実験に対して、観測時間の妥当性および実験データの処理方法の検討を行った上で、乱流境界層発生装置によって作られた乱流場に対して考察を行い、大気中のデータとの比較を行った。

5.1 観測時間と測定値の誤差

Lumley-Panofsky (1964) によると、観測時間 T を長くすると、時間平均は確率平均に近づく。すなわち、

$$\delta^2 = \left[\frac{1}{T} \int_0^\infty X(t+t') dt' - \bar{X}(t) \right]^2 \rightarrow 0 \quad (31)$$

$X(t)$ の自己相関係数を $R(t)$ 、分散値を σ_x^2 とすると、

$$\delta^2 = \frac{2\sigma_x^2}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{t'}{T}\right) R(t') dt' \quad (32)$$

$T \rightarrow \infty$ で,

$$\delta^2 \approx \frac{2\sigma_x^2}{T} I_x \rightarrow 0 \quad (33)$$

I_x : 平均渦の通過時間

測定値の誤差 ε は,

$$\varepsilon \equiv \delta \sqrt{X(t)} \quad (34)$$

で, ε より小さい推定値を得るための観測時間 T は次式で与えられる.

$$T \geq \frac{2\sigma_x^2 I_x}{\varepsilon^2 \bar{X}(t)^2} \quad (35)$$

ここで, $X(t) = u^2$ として, 正規分布を仮定すれば, モーメントは,

$$\sigma_x = 2(\bar{u}^2)^2 \quad (36)$$

で与えられ, (35) 式は,

$$T \geq 4 \frac{\bar{u}^2 I_x}{\varepsilon^2 \bar{u}^2} = \frac{4I_x}{\varepsilon^2} \quad (37)$$

となる. いま, 測定値の誤差を $\varepsilon = 0.2$ とすると,

$$T \geq 100 I_x \quad (38)$$

平均渦の通過時間の 100 倍の観測時間 t が必要となる.

第2表に実験結果から得られる風下距離 $X=0$ km における平均渦の通過時間を示す. 今回の実験では, 観測時間は $T=2s$ のため, 測定値の誤差を $\varepsilon=0.2$ とすると, 流れ方向に対しては, 観測時間が少し短いことになる. スペクトルアナライザーの機能上, 観測時間を長くするためには分解能を上げる必要がある.

5.2 実験データとカルマン型パワースペクトルの比較

実験データを FFT で解析してカルマン型パワースペクトルと比較する際に, 規格化のために (12) 式, (13) 式のスペクトルを積分して得られる σ_y, σ_z の値を用いたが, この σ_y, σ_z の値は, 風速分布から得られる乱れの標準偏差 $\sqrt{u'^2}, \sqrt{w'^2}$ の値とほぼ一致していた. スペクトル形状で比較する場合, 実際の実験結果では, スペクトルのピーク値がカルマン型で示される (16) 式, (17) 式の値を大きくはずれているものがあるが, これを無視し, 高周波数側を重視して形状を合わせ最大寄与周波数を求めている. さらに, カルマン型スペクトルでは鉛直方向のスペクトルに対し, $L_u=2L_w$ を仮定しているが, 実験結果はこの仮定と異なる. このように, スペクトルをカルマン型で近似することに問題がなくはな

第2表 平均渦の通過時間

縮尺	高さ Z(m)	平均渦の通過時間 I_x (10^{-2} sec)	
		流れ方向	鉛直方向
1/1000	50	7.14	1.42
	300	7.26	3.10
1/2000	50	4.60	0.86
	300	4.85	2.18
1/3000	60	4.21	1.01
	300	4.36	1.97

いが, データのばらつきが大きいため, カルマン型で近似することによって, 実験データの変化の傾向は分かり易くなった.

第13図においてスペクトルスケール L_u, L_w (白ぬき印) と積分スケール λ_u, λ_w (黒塗印) の比較を行った結果, 水平方向では2つのスケールは一致しているが, 鉛直方向では高さの低い所で積分スケールのほうが2倍程度大きくなっている. これは, 積分スケールを求める際の自己相関係数の積分範囲の打ち切り時間から生じる誤差と, 上述のカルマン型スペクトル形状から最大寄与周波数を求める際に生じる誤差とによるものと考えられる.

5.3 大気中との比較

拡散実験では, 拡散幅をパスキル図と比較することによって大気中のデータとの比較を行った. 今回の実験結果はパスキル図の大気安定度 C-D (中立) にはほぼ一致しており, 拡散場に対しては, 中立状態の大気の状態を再現している.

大気中の流れ方向および鉛直方向の乱れの標準偏差は, Tunissen (1979) によると, 中立状態の接地境界層内では

$$\sqrt{u'^2} : \sqrt{w'^2} = 1 : 0.52 \quad (39)$$

の割合になっている. また, Counihan (1975) も同様に $1 : 0.50$ という値を提案している. 今回の実験では, 高さの低いところでは $1 : 0.5$ となっているが, 高さ方向への乱れの強さの分布形状が流れ方向と鉛直方向とで異なっているため, 全領域では成立していない.

スペクトルスケールは, 塩谷 (1979) のまとめた結果によると, 接地気層内の高さ 200 ft (約 60 m) までは,

$$Lu = 20 Z^{0.5} \quad (40)$$

$$Lw = 0.4 Z \quad (41)$$

それより上方では等方性の関係が成立して、

$$Lu = 4.2 Z^{0.73} \quad (42)$$

$$Lw = 2.1 Z^{0.73} \quad (43)$$

とされている。

実験では、境界層内（600 m 以下）の流れ方向および鉛直方向の高さのべき指数はそれぞれ $n = 0.17$, $n = 0.67$ といずれも大気中の値よりも小さく、乱流境界層発生装置によって機械的に発生する渦の限界を示している。特にこの装置では、流れ方向の渦スケールの高さ方向への変化が大気中に比べて小さい。高さ $z = 500$ m におけるスペクトルスケールの値は、大気中では (49) および (50) 式より、 $L_u = 392$ m, $L_w = 196$ m となる。一方、この高さの $X = 0$, $1/2000$ 縮尺の風洞実験結果では、 $L_u = 300$ m, $L_w = 100$ m で、スケールは大気中よりもやや小さく、 L_u と L_w の比は $3:1$ と等方性の仮定を満たしていない。さらに、大気中では風下距離によるスケールの変化は存在しないが、風洞内では、風下に流れて行く過程で、平均流からエネルギーの供給を受けることによって、風下側で鉛直方向のスペクトルスケールが大きくなっている。

6. まとめ

風洞内で幾何学的に相似にした 3 種類の乱流境界層発生装置を用いて、縮尺による影響を検討した結果、拡散場における横方向および鉛直方向の拡散幅に対しては、相似が成立している。乱流場に対しては、風速分布および乱れの強さは、乱流境界層の中では、ほぼ相似が成立している。一方、スペクトルスケールに関しては、パワースペクトルの最大寄与周波数の変化が縮尺の違いほどに変化しないため、縮尺が小さいほどスペクトルスケールが大きくなり相似が成立しない。

厳密には、乱れの強さに関しても、縮尺が大きいほうが乱れが小さくなっており、乱流境界層発生装置によって強制的に作られる渦が、装置の幾何学的相似だけでは相似にならないことがわかる。

乱流場を縮尺に応じて厳密に相似にするためには、乱流境界層発生装置の幾何学的相似だけでなく、表面の粗度のような細かい点にも留意する必要がある。

謝 辞

本研究を行うにあたり、ご助言をお願い致しました。故お茶の水女子大学の根本茂教授に感謝の意を表わします。また、大型大気乱流風洞での風洞実験に御協力いただいた石川島検査計測機の笹谷圭一氏、前原裕人氏に記して謝意を表わします。

文 献

- Counihan, J., *Adiabatic Atmospheric boundary layers*, 1975: A review and analysis of data from the period 1880-1970, *Atmos. Envir.*, 9.
- Davenport, A.G., 1960: A rationale for the determination of design wind velocities, *Proc. ASCE*, 86, 5.
- ESDU (Engineering Science Data Unit) 74031, 1974: Characteristics of Atmospheric Turbulence Near the Ground Part 2.
- , 75001, 1975: Characteristics of Atmospheric Turbulence Near the Ground Part 3.
- Gifford, F.A., 1976: Turbulent Diffusion Typing Shames-A Review, *Nucl. Saf.*, 17.
- 近藤純正, 1984: 大気境界層の科学, 気象学のプロムナード 4, 東京堂出版, 97.
- 草刈和彦, 根岸 稔, 藤本達見, 安藤安則, 水本伸子, 1984: IHI 大気乱流風洞の機能および特性, 石川島播磨技報, 24, 2号.
- Lumley, J.L., and H.A. Panofsky, 1964: *The Structure of Atmospheric Turbulence* pp 38, Jone Wiley & Sons, Inc.
- Pasquill, F., 1961: The Estimation of the Dispersion of Windborne Material, *Meteorol. Mag.*, 90.
- 塩谷正雄, 1979: 強風の性質——建造物の耐風設計に関連して——開発社, 72-96.
- Teunissen, H.W., 1979: Measurements of Planetary Boundary Layer Wind and Turbulence Characteristics over a Small Suburban Airport, *J. Industrial Aerodynamics* 4.