

乱流境界層中の乱れの減衰とその拡散への影響 (風洞実験)*

加藤 真規子**

要旨

走行距離の比較的長い大型の風洞を使用して、乱流境界層内の平板上拡散実験を行う場合、乱れが距離とともに減衰していくことはよく知られている。それは強制的につくられる乱れのため、乱れがつくられた乱流場に平衡するための避けられない現象のようである。そこで乱れの減衰が拡散幅にどのように影響するかを調べた。

風洞内には円柱粗度の高さを変えて3種類の乱流境界層を生成させた。ただし、3種類の境界層で、平均風速分布は風下方向に大きく変わらない様な場を作った。そしてその場合、乱れの大きさの分布は異なっており、さらにこの様な場で、拡散物質の濃度分布が大きく変化することを示した。また、距離とともに乱れが減衰するのに伴って、拡散幅がその成長率を減少していくことを考察し、拡散幅の成長の減少率と乱れの大きさの減少率の間の関係を定量的に議論した。

1. はじめに

大気中の拡散現象は乱流場の構造、特に乱れの大きさの鉛直分布によるので、風洞内で拡散実験を実施する場合、どのような乱流場を設定するかによって、拡散物質の濃度分布は如何様にも変わり得る。したがって実験には、風速分布や乱れの大きさの分布、そして乱流場の構造の面からは、流れの代表渦のスケール等も考慮しなければならない。さらに大気中の現象では成層状態も重要であるが、ここでは成層状態との関係については扱わない。

風洞実験手法の現状は、中立の成層状態に関する限り多くの報告があり、ある程度実用に供されている。本研究は、大型風洞の走行距離の長いことによる乱れの大きさの分布の変化と拡散の関係についてのみ扱うことにする。

多くの場合、風洞での拡散実験は、比較的低風速で実施され、拡散風洞と呼ばれる大型の風洞が使用されている。平板上乱流境界層内での実験は、乱流拡散の基礎的

な実験として、また平坦な地形上の実験にも対応するのでよく行われる。さらに複雑地形模型上の実験に際しても、流れの場の基準として平板上で実験が行われる。原子炉施設の安全解析などでは、模型上の拡散実験の場合に、平板上の拡散実験を数種類の放出源の高さで行って、模型上の拡散実験に対する等価の放出源の高さを決定する方法がとられている(柿島等, 1985)。

平板上の実験では、地形の影響が大きい模型上の実験(加藤, 1984)と異なり、乱れが流れ方向に減衰していくのが避けられない。したがって拡散にも影響を与えるものと考えられる。本報告は、大型風洞を使用して拡散実験を行う場合、乱れが流れ方向にほとんど減衰していない流れの場と比較して、乱れの減衰がある流れの場の乱流の構造を調べ、それらの場での乱流拡散と乱れの減衰による拡散への影響を調べることを目的とした。

2. 実験方法

実験には気象研究所の大型風洞(内田英治他, 1980; 西山 宏他, 1980)を使用した。風洞は水平単回路室内回流式で、測定部の大きさは、幅3m、高さ2m、長さ18mである。

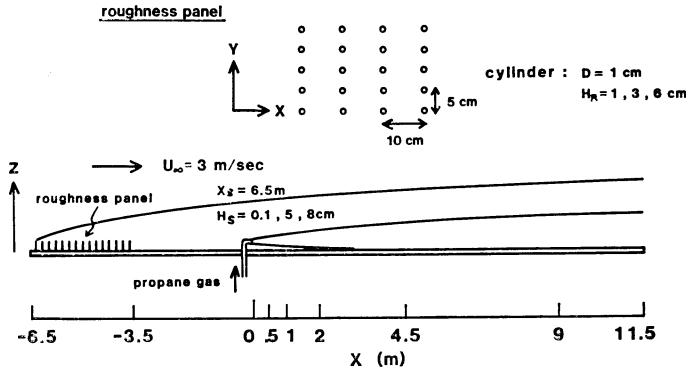
実験の概略図を第1図に示す。実験は平板前縁部に粗度パネルを乱流発生装置としてセットし、その下流につくられた乱流境界層の中で、平均流と乱れの大きさの測

* Decay of turbulence in turbulent boundary layers and its effects on turbulent diffusion (Wind tunnel experiment).

** Makiko Kato, 気象研究所物理気象研究部。

—1985年3月18日受領—

—1985年7月18日受理—



第1図 実験の概略図.

定およびトレーサガスの濃度の測定を行った。粗度パネルは大きさが3 m平方で、直径1 cmの円柱が流れ方向に横方向に5 cmの間隔で配列され、その高さを10 cmまで自由に調節できるようになっている。本実験では円柱粗度の高さ H_R は、1, 3, 6 cm の3種類とした。

風洞主風速 U_∞ は3.0 m/secとした。成層条件は中立である。風速の測定は、太さ直径5 μm 、長さ1.2 mmの白金メッキタングステン線によるI型とX型の熱線センサーを用い、定温度型熱線風速計（DANTEC 5600型計測システム）により、3成分の平均風速 (U, V, W) と変動風速 (u, v, w) を検出した。

拡散の実験は、流れの主軸上平板前縁から風下側6.5 mの位置に、外径4 mm、内径3 mmのパイプをI型にした点源の放出源を置いた。放出源の高さ H_s は、0.1, 5, 8 cmの3種類を選んだ。トレーサガスは純プロパンガスを使用し、放出強度 Q を8.0 cc/secとした。

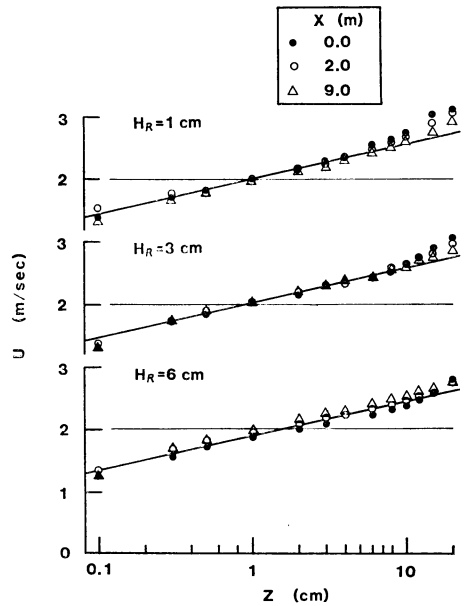
濃度の測定には、全炭化水素分析計（ベックマントレーサガス測定システム）を用いた。濃度測定のための吸引プローブは、外径2.2 mm、内径1.8 mmのパイプのアールをつけたL字型のものを用い、吸引速度を2.0 cc/secとした。

座標の原点は、放出源の位置にとり、各座標軸は、流れ方向を x 、鉛直上方を z 、これらに直角に y をとった。濃度の測定は、 $x=0.5, 1, 2, 4.5, 9$ mの位置の yz 面について行った。

3. 実験結果と考察

3.1. 流れの場の測定結果

高さ $H_R=1, 3, 6$ cmの円柱粗度に対する、 $x=0, 2, 9$ mの位置での平均風速 U の分布を第2図に示す。



第2図 平均風速分布.

3種類の円柱粗度の場合とも、流れ方向に平均風速の大きな変化はみられない。実線は部分的に適用した対数則を示す。 y, z 方向の流れ、 V と W はほとんど検出されなかった。

風速分布から求められるパラメータ、すなわち、対数則から求めた摩擦速度 u_* 、粗度長 z_0 、便宜的によく用いられるべき法則を適用した場合のべき指数 p を第1表に示す。第1表の各量とも、円柱粗度の高さの違いによる大きな差は見られない。各測定位置における乱流境界層の厚さ δ の値を第2表に示す。ここでの δ は、主風速の95%値を示す厚さにとってある。 δ は、距離 x を

第1表 風速分布から求められるパラメータ (摩擦速度 u_* , 粗度長 z_0 , ベキ指数 p).

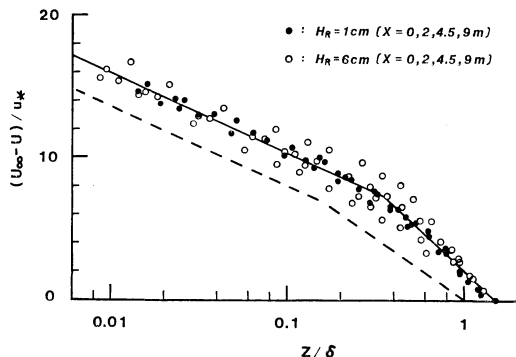
H_R (cm)	u_* (cm/sec)	z_0 (cm)	p
1.0	9.7	2.5×10^{-4}	0.13
3.0	9.7	2.5×10^{-4}	0.12
6.0	9.4	3×10^{-4}	0.11

第2表 各測定位置における乱流境界層厚さ δ (主風速の95%値を示す厚さ).

x	δ (cm)		
	$H_R=1$ cm	$H_R=3$ cm	$H_R=6$ cm
0.0	13.0	16.5	23.5
1.0	14.5	18.0	25.0
2.0	16.0	19.5	27.5
4.5	18.5	22.5	32.0
9.0	21.0	25.0	36.0

平板の前縁の位置からとると、 x の約 $1/2$ 乗に比例して増加している。これは、本実験のように乱流発生装置を用いない場合に、平板に沿って発達する乱流境界層の厚さが $x^{1/5}$ に比例するのとは異なる (日野, 1974)。

乱流発生装置を用いて強制的につくられた本実験での風速分布は、第2図にも示したように、対数則は乱流境界層全域で成り立っていない。対数則は、平板に沿って発達した乱流境界層内においても上層部では成り立たず、速度欠損則が平板の粗滑に関係なく境界層全域で成り立つことが知られている (Hinze, 1975; 日野, 1974)。本実験での速度欠損則も、第3図に示すように、境界層全域でほとんど1本の曲線 (実線) で表される。黒丸印は $H_R=1$ cm の場合、白丸印は $H_R=6$ cm の場合における風速分布で、いずれも、距離 $x=0, 2, 4.5, 9$ m についての分布をまとめて示してある。 $H_R=6$ cm の場合は、風速分布が距離とともにいくらか変化しているために、ばらついて分布しているように見える。なお第3図では、 u_* の値は第1表における値を上層の高さまで適用してあり、また、 δ の値は第2表の値を用いてある。実線の実験式は、 $(U_\infty - U)/u_* = -5.6 \log(z/\delta) + 4.8$ ($z/\delta \leq 0.3$)、および、 $(U_\infty - U)/u_* = -11.5 \log(z/\delta) + 1.8$ ($z/\delta > 0.3$) で表される。点線は、平板に沿って発達する乱流境界層内の速度欠損則、 $(U_\infty - U)/u_* = -5.6 \log(z/\delta) + 2.5$ ($z/\delta \leq 0.15$)、および、 $(U_\infty - U)/u_*$



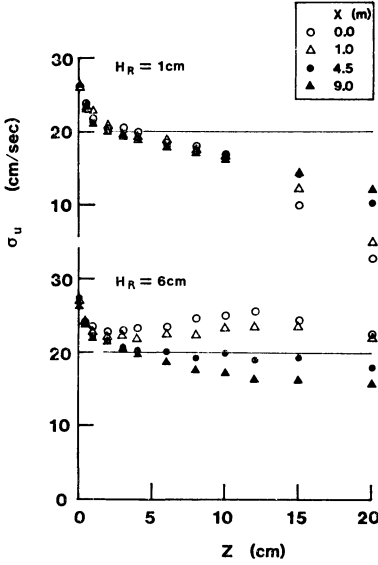
第3図 速度欠損則による風速分布 ($H_R=1$ cm と 6 cm の場合).

$= -8.6 \log(z/\delta)$ ($z/\delta > 0.15$) である (日野, 1979)。ただしこの場合の δ は主風速の 99.5% 値を示す境界層の厚さである。

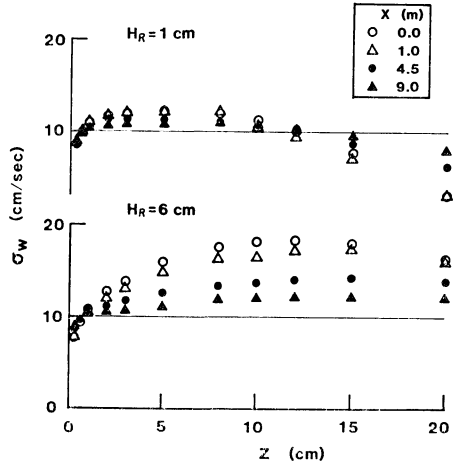
乱れの大きさ、すなわち変動風速の標準偏差は、円柱粗度の高さ $H_R=1$ cm と 6 cm の場合について、流れ方向成分 σ_u と流れに直角な方向成分 σ_v と σ_w の鉛直分布を、それぞれ第4図 (a), (b), (c) に示す。 $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ の平均化時間は10秒とした。 $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ は H_R が高くなるほど全体的に大きな値で分布する。したがって拡散の度合も、 H_R が高いほど大きいことが予測される。風下9 mまでの変化についてみると、 $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ とも、 $H_R=1$ cm の乱流境界層内では、流れ方向の変化がほとんどないことを示している。しかし $H_R=6$ cm の乱流境界層内では、風下に行くにしたがって、乱れの大きさの減衰が明瞭に見られる。ただし、境界層の下部に相当する高さ $z=1.5$ cm 以下での σ_u と σ_w は、 $H_R=1$ cm の場合と同程度で、大きな減衰は見られない。 $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ が、風下方向にどの程度減衰していくかは、 $x=0$ でのそれぞれの値 $\sigma_{u0}, \sigma_{v0}, \sigma_{w0}$ に対する比、つまり、各測定位置における乱れの大きさの減少率 β により

$$\beta_i = \frac{\sigma_{i0} - \sigma_i}{\sigma_{i0}}, \quad (i=u, v, w) \quad (1)$$

と表せる。放出源高度に相当する高さについて、乱れの大きさの減少率 β_w の風下方向への変化は、第5図のように示される。 β_w の値は、 $H_R=1$ cm の場合と $H_R=3, 6$ cm の場合の $z=0.3$ cm (X型の熱線センサーでは、 $z=0.1$ cm の高さの測定ができなかったので、 $H_S=0.1$ cm の高さに対しては $z=0.3$ cm での測定値を用いた) では、大きな変化をしていない。 $H_R=3$ cm と 6



(a)

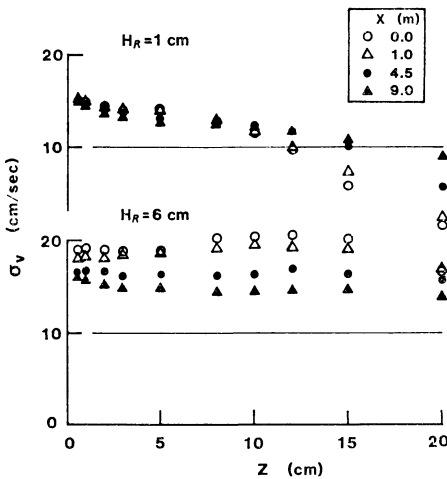


(c)

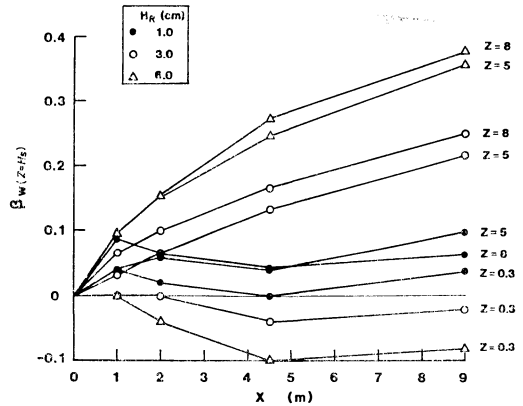
第4図 (a) 変動風速の標準偏差 σ_u の分布 ($H_R=1, 6$ cm)

(b) 変動風速の標準偏差 σ_v の分布 ($H_R=1, 6$ cm)

(c) 変動風速の標準偏差 σ_w の分布 ($H_R=1, 6$ cm)



(b)



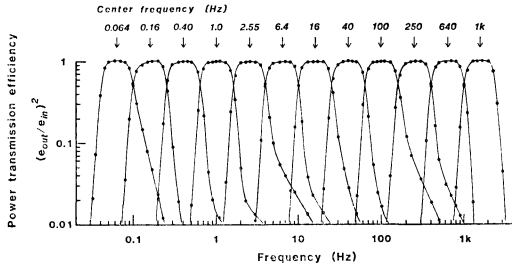
第5図 σ_w の風下方向への減少率 β_w

cm の場合、 $z=5, 8$ cm の位置では、減少率 β_w は大きな値になっている。 σ_u と σ_v についても、減少率 β_u, β_v の値は β_w と同様な傾向を示した。 β の値が大きなところでは、拡散の度合、つまり拡散幅にも大きな影響があることが予測される。

円柱粗度によって生成される乱れの構造を調べるために、電気フィルターによる方法 (Kato, 1982) を用いたアナログスペクトル解析装置 (海上電機 MK 1300型)

で、変動風速のエネルギースペクトルを求めた。この装置は変動風速のエネルギーを、帯域幅 2.5 倍、96 dB/Oct の減衰特性で、12チャンネルの帯域に分割して、各帯域のエネルギーが求められるようになっている。その周波数特性は第6図に示した。

得られたエネルギースペクトルとして、 u 成分と w 成分の、 $H_R=6$ cm の場合の $z=5$ cm における例を第7図に示す。 u 成分のスペクトルはそのピークが風下方



第6図 アナログスペクトル解析装置の周波数特性.

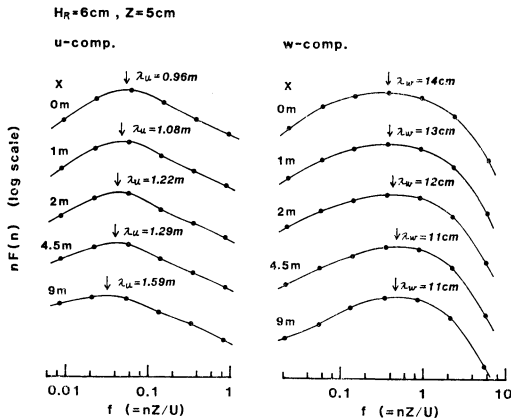
第3表 $H_R=1\text{ cm}$ と 6 cm の場合の各風下距離におけるスペクトルスケール λ_u の値.

$H_R=1\text{ cm}$

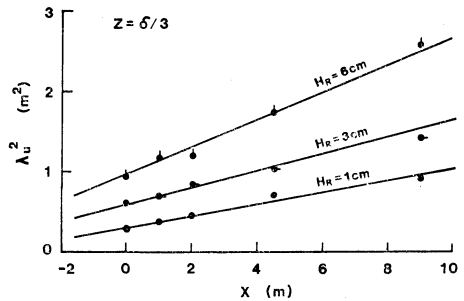
x (m)	λ_u (m)				
	$z=1$ (cm)	3	5	8	10
0.0	0.32	0.51	0.59	0.60	0.63
1.0	0.30	0.56	0.64	0.65	0.65
2.0	0.49	0.66	0.65	0.74	0.67
4.5	0.37	0.83	0.84	0.83	0.86
9.0	0.40	0.85	0.99	0.93	0.97

$H_R=6\text{ cm}$

x (m)	λ_u (m)				
	$z=1$ (cm)	3	5	8	10
0.0	0.67	0.88	0.96	0.93	1.00
1.0	0.77	1.03	1.08	1.26	1.07
2.0	0.86	1.22	1.22	1.10	1.08
4.5	0.97	1.47	1.29	1.44	1.25
9.0	0.95	2.07	1.59	1.68	1.61



第7図 u 成分と w 成分のエネルギースペクトルの風下方向への変化 ($H_R=6\text{ cm}$, $z=5\text{ cm}$ の場合)



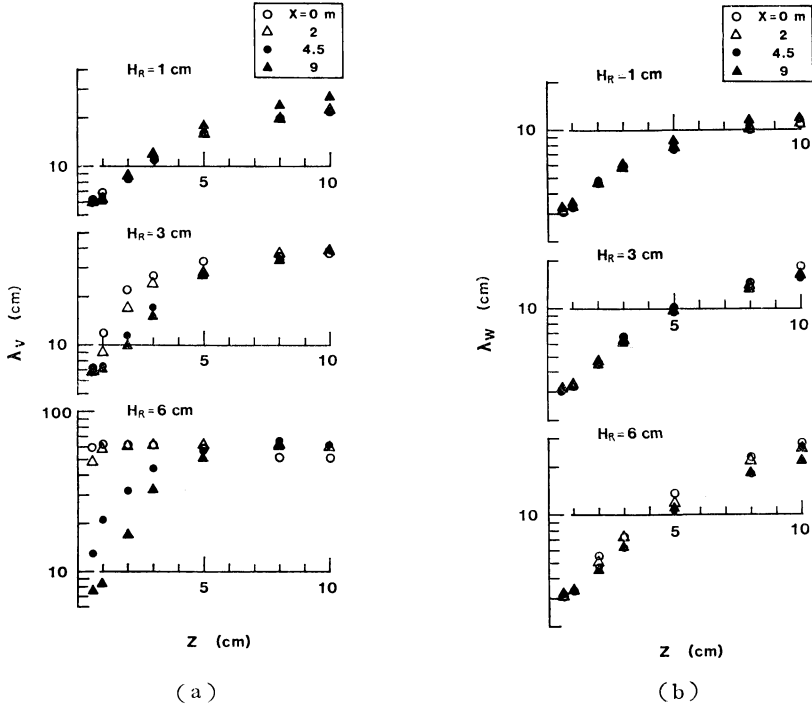
第8図 スペクトルスケール λ_u と距離 x の関係 ($z=\delta/3$).

向にいくにつれ、少しずつ低周波側へ移っていき、スペクトルのピーク周波数 (n_{mu}) から求めたスペクトルスケール $\lambda_u (\equiv U/n_{mu})$ は大きくなっていく. 一方 w 成分のスペクトルは u 成分に比べると、全体的に高周波側にそのピーク n_{mw} をもっていて、スペクトルスケール $\lambda_w (\equiv U/n_{mw})$ は風下方向にいくにつれ、いくらか小さくなっていく程度である.

スペクトルスケール λ_u については、 $H_R=1\text{ cm}$ と 6 cm の場合について、各風下距離の高さ $z=1, 3, 5, 8, \text{ および } 10\text{ cm}$ の位置の値を第3表に示す. 各高さにおける λ_u の値は、距離とともに大きくなっていく. このことを考察するについて、乱流境界層内の風速の鉛直分布が、境界層の厚さ δ で無次元化した高さで表せることから (第3図)、風速が関係する乱流統計量の鉛直分布も無次元高さで一般化できると考える. したがって高さ z を $\delta/3$ にとって λ_u^2 と風下距離 x の関係を求めると、第8図のような直線関係が得られた. λ_u^2 は、

$H_R=1, 3, 6\text{ cm}$ の場合それぞれについて、いずれも粗度パネル上の位置 $x_0=-4, -5.5, -6\text{ m}$ で見掛上 $\lambda_u^2 \approx 0$ となる. この関係から、 λ_u の値は $(x-x_0)^{1/2}$ に比例して増加する. 時間 t について言えば、風速 U が x について大きく変化しなければ、 λ_u が $(t-t_0)^{1/2}$ ($t_0=x_0/U$) の程度で大きくなることを意味する. 乱流境界層内のスペクトルスケールが時間または距離の関数で増加していくことは、以下の2点から考えられる.

(1) 等方性乱流における乱れのエネルギーが時間とともに減衰していく結果、速度の相関関数から求められる



第9図 (a) スペクトルスケール λ_v の分布,
(b) スペクトルスケール λ_w の分布.

積分スケール L は時間 t の $0.3 \sim 0.4$ のべきで増加するので (Rotta, 1981), 乱流境界層内においても, 積分スケールが何らかの形で時間とともに増加することが類推される.

(2) 大気中では, 流れ方向の積分スケール L_u がスペクトルスケール λ_u に比例していて, $L_u \approx 1/4 \lambda_u$ であることが報告されている (Hanafusa, et al., 1981). このことから風洞内においても, 積分スケールはスペクトルスケールに比例すると考えられる.

v 成分と w 成分のスペクトルスケール, λ_v と λ_w の高度分布を第9図 (a), (b) に示す. λ_v の値は, 円柱粗度の高さ H_R が高いほど大きく, また, 境界層の上層ではほぼ一定値になっている. λ_w の値は高さとともに大きくなり, 流れ方向にはほとんど変化しないで分布する. また高さ z の低いところでは, H_R による差が認められなかった.

さらに渦の構造についてみると, 第7図のように得られた u 成分のエネルギースペクトルからスペクトル密度 $F_u(n)$ を求め, ピーク周波数 n_{mu} で規格化した $H_R = 1$ cm についての分布は第10図のようになる. 第

10図では, 各位置におけるスペクトルには慣性小領域が存在していることがわかる. また, $F_u(n)$ の分布のピークの位置が距離の増加とともに, より高い周波数へ移っていくことから, エネルギーは大きな渦から小さな渦へ伝達されて平衡が保たれているのであろう.

3.2. 濃度分布の測定結果

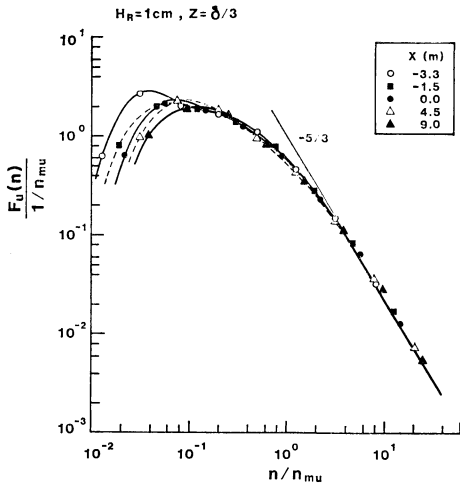
一般に, 粒子の浮遊時間 T 後の y, z 方向の拡散幅 $\sigma_j (j=y, z)$ は, Taylor の理論によれば, 均一な乱流中では次のように表される.

$$\sigma_j^2 = 2\overline{v^2} \int_0^T \int_0^t R(\xi) d\xi dt, \quad (j=y, z) \quad (2)$$

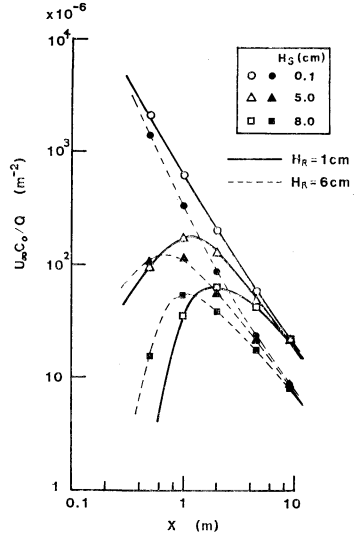
ここで, v は任意方向の変動風速, $R(\xi)$ はラグランジュの相関関数, ξ は時間間隔である. 乱れの場のラグランジュの時間スケールを T_L とし, $R(\xi)$ は指数関数にとって

$$R(\xi) = \exp(-\xi/T_{Lj}), \quad (j=y, z) \quad (3)$$

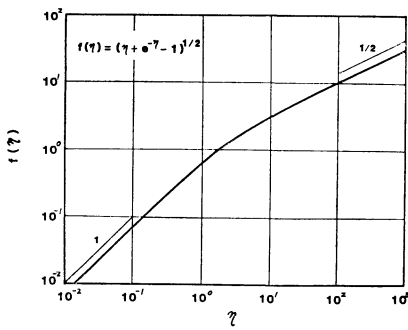
とおく. 粒子の浮遊時間 T を $T = x/U$, T_L による乱れの場の渦スケール A を $A_j = UT_{Lj} (j=y, z)$ とおけば, 拡散幅 σ_j は (2) 式から



第10図 スペクトル密度 $F_u(n)$ の分布 ($H_R=1$ cm の場合).



第12図 煙軸地上濃度分布 ($H_R=1$ cm と 6 cm の場合).



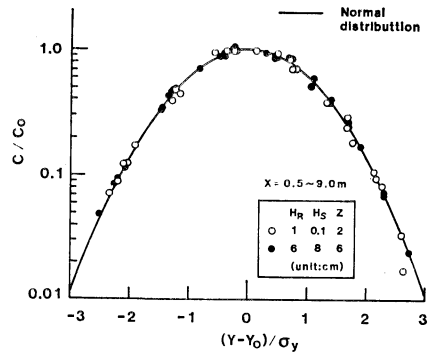
第11図 無次元拡散幅分布関数 $f(\eta) = (1 + e^{-\eta} - 1)^{1/2}$

$$\sigma_j = \frac{\sqrt{2} (\bar{v}^2)^{1/2}}{U} \cdot A_j \cdot \left(-\frac{x}{A_j} + e^{-\frac{x}{A_j}} - 1 \right)^{1/2}$$

$$= \sqrt{2} \frac{\sigma_v}{U} \cdot A_j \cdot f\left(\frac{x}{A_j}\right), \quad (j=y, z) \quad (4)$$

と表される。ここで、 σ_v は変動風速 v の標準偏差であり、関数 f は第11図 (図において、 $\eta = x/A_j$ である) に示されるが距離 (または時間) について、近距離では x^1 で増加し、充分遠い距離では $x^{1/2}$ で増加する無次元の拡散幅分布関数である (Pasquill, 1974)。

(4) 式は、均一な乱れの場における拡散幅が、乱れの強さ、乱れの場の渦スケールおよび距離 (または時間) によることを示す。乱流境界層内の拡散においても、拡散幅が何らかの形でこれらの諸量に関係することは類推され、(4) 式は摩擦速度があまり大きくない場合などの条件を限れば、近似的には成り立つと考えられる。



第13図 横方向濃度分布。

前章の結果では、円柱粗度の3種の高さによってつくられた境界層内の風速分布は大きくは変わらないが、乱れの大きさの分布や渦のスケールは異なることを示した。(4) 式で示されるように、拡散幅は乱れの大きさにもよるので、乱れの大きさの分布が異なれば拡散物質の濃度分布にも当然相違が現れてくるであろう。例を示すと、 $H_R=1$ cm と 6 cm の場合の煙軸 (y_0) 地上濃度分布は、第12図の実線と点線のように、濃度値 C および最大濃度を示す距離 x_{max} が大きく違っている。

横方向の拡散は、各測定位置の濃度分布が第13図のように正規分布で示される。白丸印は $H_R=1$ cm, $H_S=0.1$ cm の場合の $z=2$ cm の位置における y 方向の分

布, 黒丸印は $H_R=6$ cm, $H_S=8$ cm の場合の $z=6$ cm の位置における y 方向の分布を代表的に示したもので, すべての風下距離 ($x=0.5\sim 9$ m) についての濃度の測定値である. すなわち, C_0 を横方向濃度分布の最大値, y_0 をその位置にとると, 横方向の濃度分布は

$$C = C_0 \exp\left\{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right\} \quad (5)$$

で表される. 実線は正規分布の計算値で, 実測値と計算値がよく一致していることがわかる. 各測定位置における σ_y は(5)式を適用して最小2乗法により求めた.

σ_y の高さ方向の変化は, 第14図に示す例のように, 各風下距離ともほぼ一定値に近い. 若干現れている高さ

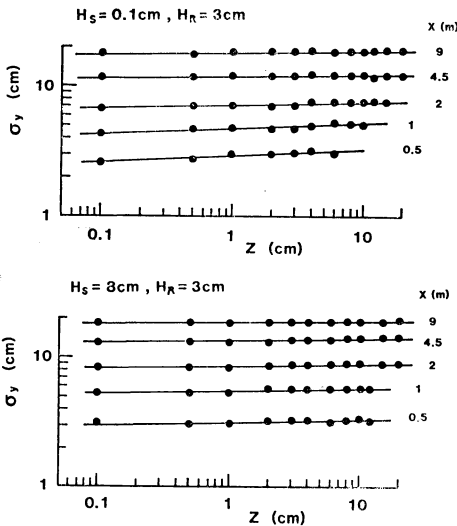
依存度は, 全体として $z^{0.0}\sim z^{0.06}$ の程度で, 近距離ほど, また放出源の高さが低いほど強い傾向を示した. Kitabayashi (1971) によれば, 乱流境界層内での σ_y は放出源に充分近い距離では, 高さとともに大きくなるのが理論および実験的に示されている. 本実験においても, 放出源に近い距離で σ_y がある程度高さに依存するのは, まだその傾向が残っているためと考えられる.

各放出源の高さ H_S について, $H_R=1$ cm と 6 cm の場合の, $z=1\sim 12$ cm までの5つの高さにおける σ_y の x 方向の変化を第15図に示す.

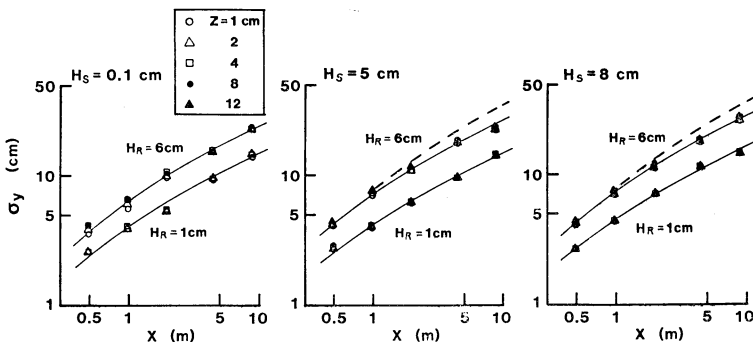
$H_R=1$ cm の乱流場は, 第3, 4図および第9図における風速, 乱れの大きさ, スペクトルスケール等の分布が示すように, 流れ方向にはほとんど様な流れの場とみなすことができる. したがって σ_y の x 方向の分布も, 流れ方向に様な流れの場で得られた分布とみなせる.

第15図を放出源の高さ別に考察を加えると, $H_S=0.1$ cm の場合, $H_R=6$ cm の場の分布は $H_R=1$ cm の場と同様な分布を示す. これは第4図からわかるように, $H_R=6$ cm の場合でも, 放出源の高さでの乱れの大きさの分布に大きな減衰が見られないためと思われる. これに対して $H_R=6$ cm の $H_S=5$ cm と 8 cm の場合は, 放出源高度に相当する高さでの乱れの大きさの減衰が著しいので, 距離が増しても σ_y の値は相当する大きさになれない. σ_y の成長率の減少については, 風洞下流で側面の壁が影響していることが考えられるが, 粒子が $x=0$ における最大の変動風速値をもって風下方向に直行しても, 主軸に対する移動距離は 1 m 程度である. したがって壁の影響で σ_y が小さくなっているということは運動学的に考えられない.

ここで, もし流れの場に乱れの減衰がなければ, σ_y



第14図 各風下距離の拡散幅 σ_y の鉛直分布 ($H_R=3$ cm における $H_S=0.1$ cm と 8 cm の場合).



第15図 拡散幅 σ_y の x 方向の分布 ($H_R=1$ cm と 6 cm の場合).

第4表 y および z 方向について、放出源の位置でのスペクトルスケール $\lambda(z=H_S)$, $H_R=1$ cm の場のスケールを基準にし, $\lambda(z=H_S)$ に比例する渦スケール A , および, 拡散幅の分布から求めた渦スケール A' の値.

H_S (cm)	H_R (cm)	$\lambda_y(z=H_S)$ (cm)	A_y (cm)	A'_y (cm)	$\lambda_z(z=H_S)$ (cm)	A_z (cm)	A'_z (cm)
5.0	1.0	16.5	23	23	8	60	60
	3.0	30	42	23	9.5	72	46
	6.0	60	84	33	12	90	40
8.0	1.0	20	28	28	10.5	55	55
	3.0	37	52	30	14	72	40
	6.0	60	84	40	20	105	35

が x 方向にどのように成長するかを, 次のことを仮定して推定した. すなわち, (4) 式における拡散場の渦スケール A が, 流れの場におけるスペクトルスケール λ に比例するとし, また, 拡散場では距離が充分遠くなければ, 放出源での渦スケールが支配的であると仮定する.

上記の仮定から, 各放出源の高さについての拡散場の渦スケール A_y は, $\lambda_y(z=H_S)$ に比例する. 放出源の高さ $H_S=5$ cm と 8 cm について考察すると, 各円柱粗度とも放出源の高さに相当する $z=5$ cm と 8 cm の位置では, λ_y の値 (第9図 (a)) が x 方向に変化していないことがわかり, したがって A も x 方向には変化していないと考えられる. $\lambda_y(z=H_S)$ の値を第4表に示す.

次に, σ_y が (4) 式で表されるとすると, σ_y の x 方向の分布に無次元関数 f (第11図) を図式で適用して, それぞれの円柱粗度に対する渦スケール A'_y を求められる. 前述のように, $H_R=1$ cm の乱流場における拡散は, “ x 方向に一樣な場における拡散” と考えられるので, $H_R=1$ cm の場の A'_y は, $H_R=1$ cm の拡散場の渦スケールと同等であると考えられる. このことから, $H_R=3$ cm と 6 cm の場の A_y は, $H_R=1$ cm の場の $\lambda_y(z=H_S)$ と A_y の比に相対的に, $\lambda_y(z=H_S)$ に比例するスケールとして求めた. A_y と A'_y の値は同様に第4表に示してある.

σ_y の成長率の減少は, A_y が拡散場では変化していないと考えられることによって, (4) 式から乱れの大きさの減少によるととすることができる. したがって, 流れの場に乱れの減衰がないとした場合の σ_y の x 方向の成長は, 近距離での σ_y の値が乱れの減衰を大きく受けていないとして, 渦スケール A_y と無次元関数 f を用いて図

式的に求めて, 第15図の点線の分布を得た.

第4表の結果では, 実際に拡散に寄与している渦スケールが A_y であるとする, 乱れの減衰がある流れの場では, σ_y の x 方向の分布から求められる渦スケール A'_y は, A_y よりも小さな値を示し, A'_y によって拡散の解析を行うには注意が必要であることを示唆している.

鉛直方向の拡散は, 濃度 C を横方向に全空間で積分した C_i を各高さについて算出し, その鉛直濃度分布について調べた. すなわち, 横方向の濃度は (5) 式で表されるから, y 方向に積分した各高さの濃度 C_i は

$$C_i(z) = C_0(z) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right\} dy \\ = \sqrt{2\pi} C_0(z) \sigma_y \quad (6)$$

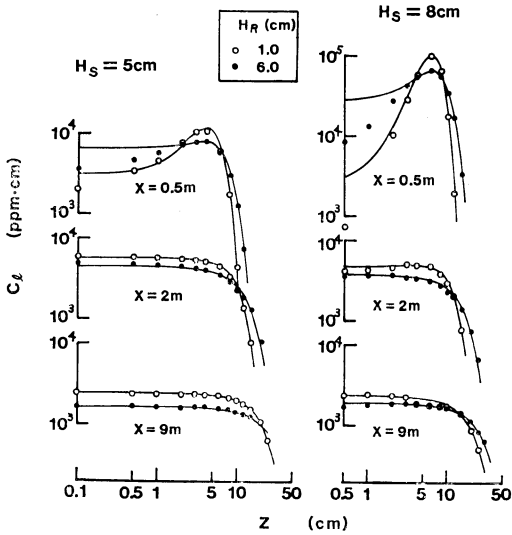
となる. C_i の鉛直分布を $H_S=5$ cm と 8 cm の場合について第16図に示す. 積分濃度 C_i については, σ_y が高さについて一定値であれば C_i を用いるのは意味がないが, ここでは σ_y を高さの関数として C_i を用いた. ただし, y 方向積分濃度 $C_i(z)$ と煙軸濃度 $C_0(z)$ の鉛直分布には大きな差は見られなかった. 第16図で, 白丸印は $H_R=1$ cm, 黒丸印は $H_R=6$ cm の場合の濃度の測定値である. 乱れが大きい値で分布する $H_R=6$ cm の場合の方が, 拡散は広範囲に, したがって濃度も低くなっていることがわかる. 実線は, 実測の濃度分布を最もよく表す拡散パラメータを選んで計算した正規型の分布である. すなわち, 鉛直方向の拡散係数 K_z を定数とする2次元正規型の濃度は次式で表される.

$$C = \frac{Q}{U} \cdot \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left\{-\frac{(H_f+z)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \right. \\ \left. + \exp\left\{-\frac{(H_f-z)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \right\} \quad (7)$$

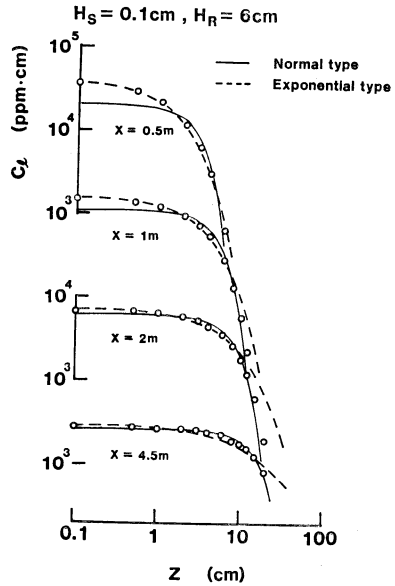
ここで、 Q は拡散物質の放出強度、 σ_z は鉛直方向拡散幅、 H_f は濃度分布を表す相当放出源の高さで、多くの場合実際の放出源の高さ H_S とは多少異なる。(7)式は $H_f/2\sigma_z$ と z/H_f をパラメータとして各分布の H_f と σ_z を簡単に求めることができる (Sakagami, 1965)。(7)式は均一な乱流場における濃度式であるが、第16図では、(7)式による計算値と測定した結果が明瞭に一致している。ただし詳細に見ると、 $x=0.5$ m の z の低い部分では、濃度分布がいくらか濃度式からはずれる傾向を示した。特に、 $H_S=0.1$ cm における $H_R=6$ cm の場合を第17図に示す。点線は拡散係数 K_z を高さの一次関数とした指数型の濃度の計算値で、 $x=0.5$ m の位置では指数型の式がよく適合しており、距離が増すとと

も正規型に変化していつている。

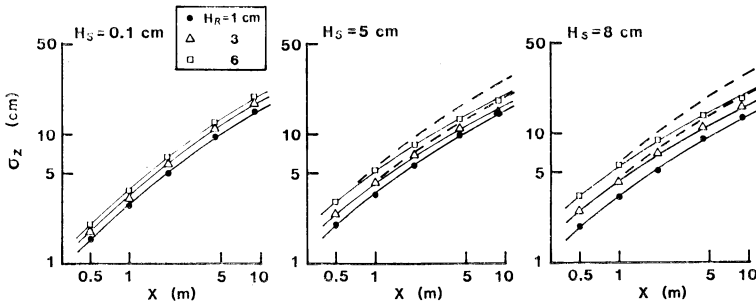
鉛直濃度分布から得られた σ_z の x 方向の変化を第18図に示す。流れの場に乱れの減衰があるため第15図の σ_y の分布と同様に、 $H_S=5$ cm と 8 cm における $H_R=3$ cm と 6 cm の場合は、下流に行くにしたがって、 σ_z の値に明らかな成長率の減少が認められる。点線は σ_y の場合と同様にして求めた、 σ_w の分布に減衰がないとしたときの σ_z の成長の推定分布である。各放出源の位置でのスペクトルスケール $\lambda_z(z=H_S)$ 、 $H_R=1$ cm の拡散場のスケールを基準にし、 $\lambda_z(z=H_S)$ に比例するとした求めた拡散場のスケール A_z 、および、 σ_z の x 方向の分布と無次元関数 f から求めたスケール A'_z を、 y



第16図 $H_S=5$ cm と 8 cm における鉛直濃度分布 ($H_R=1$ cm と 6 cm の場合)。



第17図 地上放出 $H_S=0.1$ cm における鉛直濃度分布 ($H_R=6$ cm の場合)。



第18図 拡散幅 σ_z の x 方向の分布。

方向に対する値に併せて第4表に示してある。流れの場に乱れの減衰がある場合は、 A'_z についても A'_y の場合と同様のことが言える。特に A'_z の値は、流れの場のスケール λ_z が円柱粗度の高さ H_R が高いほど大きいものに対して、 H_R が高いほど小さな値を示しているのが特徴的である。

3.3. 乱れの減衰による拡散幅の減少率

前章では、大型の風洞で走行距離を長くとした場合には、気流の流れ方向の一様性が得られないと、拡散幅 σ_y, σ_z の成長率にも減少をきたすことがわかった。

拡散幅が(4)式により表されるとすると、放出源の高さでの流れの場の渦スケールが流れの方向に大きく変わらない場合は、拡散に関するスケール A も変わらないと考えられるから、乱れに流れ方向の減衰があるときは、拡散幅の成長率は乱れの減衰によって減少すると考えられる。

ここで次の2点を仮定して、拡散幅の成長の減少率の定量化を試みた。

(1) 拡散幅 σ_y, σ_z の成長率が減少する主な因子を乱れの流れ方向の減衰とする。

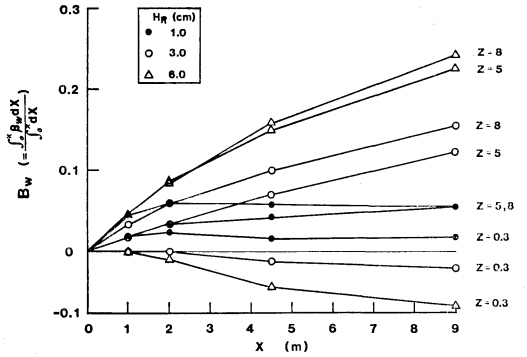
(2) σ_y, σ_z の成長の減少率は、それぞれ σ_v, σ_w の流れ方向の減少率を浮遊時間で積分した量に比例する。ただしここでは、平均風速分布が流れ方向に大きく変わらないので、浮遊時間の代わりに浮遊距離をとることができる。

以上から、放出源の高さに相当する位置における σ_v と σ_w の減少率、すなわち(1)式で表した β_v と β_w の、浮遊距離について積分した値を規格化して B とすると、

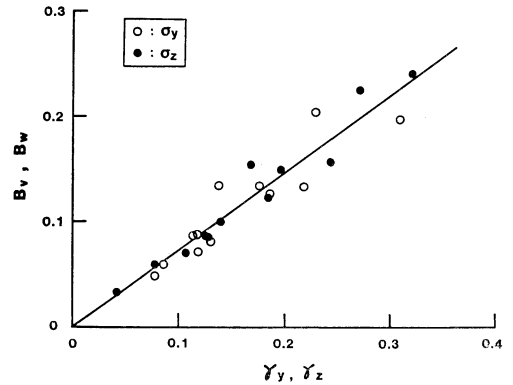
$$B_k = \frac{\int_0^x \beta_k dx}{\int_0^x dx} \quad (k=v, w) \quad (8)$$

となる。 B は、乱れが減衰していくことにより、拡散幅の成長が減少する量に相当する無次元の長さなので、無次元減少距離と呼ぼう。 B の値は、乱れの大きさの減少率 β が大きくても距離がごく短ければ小さく、これと反対に β があまり大きくなくても距離が長ければ積算されて大きな値となる。各距離における σ_w についての B_w の値を示すと第19図のようになる。 $H_R=3\text{ cm}$ と 6 cm の場合の $z=5\text{ cm}$ と 8 cm における B_w が下流で大きな値を示している。図示していないが B_v の値も第19図と同様な傾向を示した。

一方、 σ_y, σ_z の減少率 γ は、実測の拡散幅を σ_m 、乱れの減衰がないとして得た推定の拡散幅(第15, 18図の



第19図 乱れの減衰による σ_w の無次元減少距離 B_w の風下方向への変化。



第20図 拡散幅 σ_y, σ_z の減少率 γ_y, γ_z と、 σ_v, σ_w に関する無次元減少距離 B_v, B_w の関係。

点線の分布)を σ_a とすると、

$$\gamma_j = \frac{\sigma_{aj} - \sigma_{mj}}{\sigma_{aj}} \quad (j=y, z) \quad (9)$$

で表される。

σ_y, σ_z の減少率 $\gamma_j (j=y, z)$ と、それらに対する第19図の $B_k (k=v, w)$ の値は、第20図に示すように直線の関係で得られ、

$$\gamma_y \approx 1.4 \times B_v, \quad \gamma_z \approx 1.4 \times B_w \quad (10)$$

となった。

(10) 式の結果から、乱流境界層中の拡散にも均一な乱流場における拡散幅の式(4)が近似的に適用でき、また、拡散場の渦スケール A が、流れの場で実測されたスケール λ に関係することが裏付けられた。さらに(10)式を用いると、無次元減少距離 B_v, B_w を計算することにより、乱れの減衰がある場での拡散幅の成長率

の減少を補正することが可能である。

4. まとめ

大型風洞内に、乱流発生装置として使用した粗度パネルの、円柱粗度の高さを3種類に設定して乱流境界層をつくり、気流の測定と拡散の実験を行って種々の解析をし、以下の結論を得た。

(1) 高さ H_R の円柱粗度によってつくられた乱流境界層中の平均風速の分布は、流れ方向に大きく変わらなかったが、乱れの大きさの分布やスペクトルスケールで代表した乱れの渦スケールは H_R によって変化し、拡散物質の濃度分布も大きな差を示した。

(2) 距離とともに乱れのエネルギーが減衰していきにしたがって、スペクトルスケール λ_u は大きくなり、その程度は、乱流発生装置を置いた位置を起点とした距離の約 $1/2$ 乗に比例して増加した。

(3) 横方向の濃度分布は、測定した全域にわたって正規分布で表され、その拡散幅 σ_y は、わずかであるが高さの関数であることが認められた。

(4) 鉛直方向の濃度分布は、近距離で高さの低いところを除いて、高さ方向の拡散係数を定数とした均一乱流場に対する正規型の式がよく適合した。

(5) 拡散幅においても均一乱流場における式が近似的に適用された。すなわち、任意方向における乱れの大きさを σ_v 、拡散に関する渦スケールを A とすると、拡散幅 σ は浮遊距離 x について

$$\sigma = \sqrt{2} \frac{\sigma_v}{U} \cdot A \cdot f\left(\frac{x}{A}\right), \quad f(\eta) = (\eta + e^{-\eta} - 1)^{1/2}$$

である。しかし流れ方向に乱れの減衰がある場合には、 σ の分布から求めた渦スケールは、実際の拡散場の渦スケールより小さな値を示すことがわかった。

(6) 流れ方向に乱れが減衰していくのに伴って、拡散幅 σ_y 、 σ_z の成長率は減少した。その減少する割合 γ は、 σ_v 、 σ_w について無次元減少距離 B に対して、 $\gamma \approx 1.4B$ の関係で得られた。

(7) 均一乱流場における理論の実験的補正法を提案

してあるが、今後、非均一な場の乱流拡散についての理論的な展開が必要である。

謝 辞

論文を書くにあたり、気象研究所物理気象研究部花房龍男室長には不断のはげましをいただき、梅沢俊夫氏には綿密に風洞実験をしていただきました。また、大阪府立大学工学部伊藤昭三教授には有益な御助言をいただきました。ここに感謝の意を表します。

文 献

- Hanafusa, T. and T. Fujitani, 1981: Characteristics of high winds observed from a 200 m meteorological tower at Tsukuba science city, *Pap. Met. Geophys.*, **32**, 19-35.
- 日野幹雄, 1974: 流体力学, 朝倉書店, 174-175.
- Hinze, J.O., 1975: *Turbulence*, 2nd ed., McGraw-Hill, 630-631.
- 柿島伸次, 通地克三, 中井真行, 千秋鋭夫, 大場良二, 西島茂行, 1985: 発電用原子炉施設の安全解析のための風洞実験手法の研究, 電力中央研究所報告, 総合報告, 219.
- Kato, M., 1982: An application of electrical filters to spectrum analysis., *Pap. Met. Geophys.*, **33**, 137-147.
- 加藤真規子, 1984: 複雑な地形上における拡散実験 (風洞実験), 気象学会講演予稿集, **45**, 276.
- Kitabayashi, K., 1971: The lateral dispersion within turbulent boundary layer in wind tunnel, *Bull. Nat. Res. Inst. Poll & Res.*, **1**, 33-46.
- 西山 宏, 花房龍男, 藤谷徳之助, 1980: 新設された大型風洞装置について, 気象学会講演予稿集, **38**, 234.
- Pasquill, F., 1974: *Atmospheric diffusion*, 2nd ed., John Wiley & Sons, 130-132.
- Rotta, J.C. (大路通雄訳), 1981: 乱流, 岩波書店, 101-105.
- Sakagami, J., 1965: Heat diffusion close to a solid wall in turbulent boundary layer, *Nat. Sci. Rep.*, Ochanomizu Univ., **16**, 21-36.
- 内田英治他, 1980: 気象研究所の新しい諸設備の紹介, *天気*, **27**, 568-570.