

# 海洋上の大気境界層における風速、 気温変動の空間相関 (I)

内 藤 玄 一\*

国立防災科学技術センター平塚支所

## Space Correlations of wind Velocity and Air Temperature Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer above the Ocean (I)

By

Gen'ichi Naito

*Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention  
Nijigahama 9-2, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254, Japan*

### Abstract

Wind velocity and air temperature fluctuations have been measured at the marine observation tower above the ocean, and the space correlation of atmospheric turbulence in the surface layer is analysed.

Vertical correlation coefficients of velocity and temperature fluctuations are approximated by Panofsky and Singer's expression, whose exponential decay constants are estimated to the values of  $a_1=0.88$ ,  $a_2=1.2$ ,  $a_3=2.2$  and  $a_0=0.47$  for  $u$ ,  $v$ ,  $w$  and temperature respectively.

The coherence and the phase shift of turbulence are formulated in terms of boundary layer similarity in the three-dimensional space.

Vertical coherences and phase shifts computed from the observed values of wind and temperature are presented. When the vertical difference is large, the coherences of  $v$ - and  $w$ - components do not always decay exponentially with the increase of frequency. According to the formulation in the present paper, the empirical formulas of vertical coherence  $\gamma_{13}(l_3, n)$  and phase shift  $\varphi_{13}(l_3, n)$  are shown as follows:

$$\begin{aligned} \gamma_{13}(l_3, n) &= \exp(-H_{13}(l_3, n)), \\ \left. \begin{aligned} H_{13}(l_3, n) &= 24.0 \\ H_{23}(l_3, n) &= 12.5 \\ H_{33}(l_3, n) &= 8.8 \\ H_{03}(l_3, n) &= 15.0 \end{aligned} \right\} (l_3/z)^{1.26}(nz/\bar{u}) && \text{for wind velocity and air temperature,} \\ \left. \begin{aligned} \varphi_{13}(l_3, n) &= 7.5 \\ \varphi_{23}(l_3, n) &= 11.4 \\ \varphi_{33}(l_3, n) &= 3.0 \end{aligned} \right\} (l_3/z)^{1.40}(nz/\bar{u}) && \text{for wind velocity,} \\ \varphi_{03}(l_3, n) &= 8.4 (l_3/z)^{1.90}(nz/\bar{u}) && \text{for air temperature,} \end{aligned}$$

where  $n$  is the frequency,  $l_3$  the vertical difference,  $z$  the height above the sea surface and  $\bar{u}$  the mean wind speed.

\* 沿岸防災第2研究室

Integral scales of turbulence with frequency are computed by use of the above formulas, and the behaviour of those scales in the boundary layer is discussed.

## 1. はじめに

地表面あるいは海面に近い大気境界層における気流の乱れは、人間生活に多様な影響を及ぼし、この乱れの渦が直接あるいは間接的に原因となって大きな災害をひき起す場合がある。例として、飛行場の様で広大な平面上に存在する乱気流は飛行機の離着陸を危険な状態にすることがあり、大事故を予防するために観測的研究が進められている。また高層建築、通信塔などの建造物の設計に際しても風の及ぼす影響が大きな問題となっている。

近年海岸近くに種々の大きな構造物が多く造られるようになり陸上の風ばかりでなく海上風の知識が必要とされるようになった。海面は地表面と比べてその表面の力学的粗さが非常に小さいため、海風の特性は陸上あるいは都市域の風の特性とは非常に異なっている。そのため、風工学的見地からも両者を別のものとして扱う必要がある。

一方、大気境界層における乱渦は大気の運動量を地表面や海水面に輸送し、特に海洋上においてはそれによって風浪の発生発達や海流の生成に寄与する。輸送の構造は運動量などの鉛直気流の時空間相関や乱渦のスケールを調べることによって知ることができる。

気流の乱れの実験的研究はかなり以前から多くの人々によって行われてきたが、野外における観測を主とした空間相関の研究は非常に少ない。地表面に近い接地層といわれる大気境界層に2点以上の観測点を設けて風速変動を同時に測定し、大気乱流の空間相関をスペクトル解析することによって調べるようになったのは Cramer (1960), Davenport (1961) の研究以後である。

Cramer は O'neil (米国) で行われた大規模拡散実験のデータを解析することによってクロススペクトルや乱れの場の周波数別乱渦の相関を表わす量であるコヒーレンスの特性を調べた。Davenport は建築学的見地から水平風速のコヒーレンスの鉛直方向の相似性を指摘している。

また Shiotani (1975) は海岸に近い地点で150mの高さの観測塔をたて、長期間にわたって台風等の強風時における観測を行い、陸風、海風の特徴を知るとともに、空間相関係数の鉛直分布、風の渦の軸の傾きなどを示した。更に Shiotani *et al.*, (1976) は高さ40 mの塔を数基たてて得られたデータを解析することにより、水平方向の空間相関係数は距離の増加とともに近似的には指数関数的に減少するが距離 190 mにおいてもその係数は0とならない場合が多いと報告している。そして渦の時空間スケールを求め、乱れの強さについて議論している。

著者らは三杯型微風速計を用いて平塚沖観測塔で鉛直及び水平方向に配置された数個の測定点で風速変動を測定し海面上の乱流の空間相関（コヒーレンス）や乱渦のスケールを求めて、そのモデルを示した（近藤他, 1974; 内藤他, 1974; Naito *et al.*, 1974）。その結果鉛

直方向と水平横方向のコヒーレンスは指数関数的に減衰するが、その減衰係数は相関を求める2点間の距離によることがわかった。

Iwatani (1977) は Shiotani *et al.* (1976) の観測データを整理し、著者らのこの特性を確認するとともに二次元水平面での減衰係数の実験式を与えている。

大気境界層での相関係数やコヒーレンスは大気の安定度に依存する。とくに水平面のコヒーレンスは安定度パラメーターへの依存性が鉛直方向の場合に比べて強いと思われる。Pielke and Pansfsky (1970) は各地の観測塔で求められたデータから鉛直方向のコヒーレンスを計算し、指数関数近似の減衰係数を安定度  $z/L$  ( $L$ : モーニン・オブコフ長,  $z$ : 鉛直座標) の関数として図示した。水平面でのコヒーレンスについては Ropelewski *et al.* (1973) が安定度を表わす Richardson 数及び風向と測定線のなす角度の関数として水平面上にこの減衰係数の等値線をひいている。一方地表面からかなり高い層での空間相関の観測例として、2台のけい留気球を使った Mizuno (1976) の報告がある。彼は風速の鉛直成分の平均流方向の時間空間相関を高度200~400mの層で測定し、時間相関と空間相関の比較を行うとともにコヒーレンス等も求めた。

この研究は海上における大気境界層の構造のうち、乱流の空間相関を調べることを主な目的として、風速変動及び気温変動の測定データをスペクトル解析した結果を示すものである。今回は鉛直方向の測定結果を中心として乱流構造を明らかにする。また大気海洋間の運動量と熱量輸送及び乱流強度についての解析は内藤 (1977) に報告されていて、本報告中のデータと対応する。

## 2. 観 測

風速変動及び気温変動の測定は平塚沖約 1 km の海洋観測塔で行った。測定条件等については、内藤 (1977) に詳しく記述されているので参照されたい。

風速の空間相関を求めるため2組の超音波風速計 (海上電機製, PAT-311) を支柱を使って観測塔に取付けた。上方の風速計の海面からの高さは 15 m までであり、2つの高度差は最大約10.0 m, 最小約 90 cm である。超音波風速計相互の間に音波の干渉が生じるため最小間隔はこれよりも小さくできない。

気温変動の測定には銅・コンスタンタン熱電対を受感部として使用し、超音波風速計の近辺に配置した。

各測器からの出力は観測塔内で A-D 変換されてからオンラインシステムで陸上の研究施設に伝送される。電子計算機によって集録されたデータはスペクトル解析等の統計処理を行う。

1回の測定時間は原則的には 1,600 sec であり、採取間隔は 0.1 sec である。測定条件の良い場合は長時間連続して測定を行った。

### 3. 基本式

#### 3.1. 相互相関関数とクロススペクトル

空間の2点AとBにおいて時刻  $t$  及び  $t+\tau$  に測定された風速変動  $u_i^A(t)$ ,  $u_i^B(t+\tau)$  の相関関数  $R_i(l_j, \tau)$  は定常状態のとき次式で定義される。

$$R_i(l_j, \tau) = \frac{u_i^A(t) \cdot u_i^B(t+\tau)}{\sqrt{u_i^A(t)^2} \sqrt{u_i^B(t+\tau)^2}}, \quad i=1, 2, 3 \quad (1)$$

ここで  $i$  は風速の3成分をさし、本文では  $u_1 \equiv u$ ,  $u_2 \equiv v$ ,  $u_3 \equiv w$  とする。また気温変動の相関関数も風速変動と同様に定義できるから、(1)において  $i=0$  でもって定義する。 $l_j$  は AB間の距離を表し、 $j=1, 2, 3$  はそれぞれ空間座標  $x, y, z$  の方向を示す。一般に相関係数は(1)の  $\tau=0$  の値で表わすけれども、この値は必ずしも相関関数の最大値とならない。特に鉛直方向の2点における風速変動の場合、地表面に近い層の気流は遅れるため高度差  $l_3$  が大きいとき  $R_i(l_3, \tau)$  が最大となる。時間遅れ  $\tau_m$  が大きい値をとり、 $R_i(l_3, 0)$  で相関係数を定義することは物理的な意味が失われる。従ってここでは相関関数の最大値  $R_i(l_j, \tau_m)$  でもって空間相関係数とする。

相互相関関数から導かれるクロススペクトルをパワースペクトルによって無次元化すると次のように表現できる。

$$\frac{Co(n) + iQ(n)}{\sqrt{P_A(n) \cdot P_B(n)}} = \sqrt{\gamma(l_j, n)} \exp\{i\varphi(l_j, n)\} \quad (2)$$

$$\gamma(l_j, n) = \frac{Co(n)^2 + Q(n)^2}{P_A(n) \cdot P_B(n)}, \quad (3)$$

$$\varphi(l_j, n) = \tan^{-1} \frac{Q(n)}{Co(n)}, \quad (4)$$

ここで  $n$  は周波数、 $Co(n)$ ,  $Q(n)$  はそれぞれコススペクトル、クウォドラチャ・スペクトル、 $P_A(n)$ ,  $P_B(n)$  は空間の2点A, Bにおける各々の変動量  $u^A$ ,  $u^B$  のパワースペクトルを表わす。 $\gamma(l_j, n)$  はコヒーレンスであり、大気乱流においては、周波数別乱渦の相関を示す。 $\varphi(l_j, n)$  は距離  $l_j$  だけ離れた2点間の位相差を示す。

クロススペクトルの定義から、相関関数  $R(l_j, \tau)$  はコヒーレンスと位相差を用いて次のように表わせられる。(Pielke and Panofsky, 1970).

$$R(l_j, \tau) = \frac{1}{\sqrt{u^{A2}} \sqrt{u^{B2}}} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{P_A(n) \cdot P_B(n)}} \sqrt{\gamma(l_j, n)} \cos(2\pi n\tau - \varphi(l_j, n)) dn \quad (5)$$

$$Co(n) = \sqrt{P_A(n) P_B(n)} \gamma(l_j, n) \cos(\varphi(l_j, n)),$$

$$Q(n) = \sqrt{P_A(n) P_B(n)} \gamma(l_j, n) \sin(\varphi(l_j, n)).$$

従って、上式からコヒーレンスの平方根が周波数空間において、相関係数の意味をもつことがわかる。

## 2.2 コヒーレンスと位相差の定式化

Davenport (1961) は水平風速の鉛直方向のコヒーレンスを次の式で仮定した。

$$\gamma(l_3, n) = \exp\left(-k \frac{nl_3}{\bar{u}}\right) \quad (6)$$

ここで  $\bar{u}$  は測定点における平均風速、 $k$  は減衰定数である。上式は大気境界層の空間相関における相似則を表わし、いわゆる“Davenport の相似則”と呼ばれる。しかし、多くの測定結果をみるに、 $k$  のばらつきが大きく、(6) は充分にコヒーレンスを表現していない。

Naito and Kondo (1974) は、コヒーレンスを  $nl_3/\bar{u}$  の関数とせず、周波数  $n$  について指数関数的に減衰するとのみ近似し、観測値の解析を行った。今回一般化して、風速変動の  $i$ -成分について境界層内の  $j$ -方向のコヒーレンス  $\gamma_{ij}(l_j, n)$  を定式化する。

$n$  について指数関数的に減衰するとすれば

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{ij}(l_j, n) &= \exp\{-H_{ij}(l_j, n)\}, \quad (i, j) = 1, 2, 3 \\ H_{ij}(l_j, n) &= \alpha_{ij} \cdot n \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$\alpha_{ij}$  は平均風速  $\bar{u}$ 、地表面 (又は海面) からの高さ  $z$ 、空間の  $j$ -方向の 2 点間の距離  $l_j$ 、及び大気の安定度に関係する。Naito and Kondo (1974) によれば、水平風速の場合に、 $\bar{u}$  を  $z=10$  m の風速  $\bar{u}_{10}$  ととると、 $\bar{u}_{10}$  と  $z$  で無次元化した  $\alpha_{ij}$  は、 $z$  で無次元化した間隔  $l_j$  の唯一の関数となる。この特性を三次元風速変動に拡大して、次式の仮定をする。

$$\frac{\bar{u}\alpha_{ij}}{z} = A_{ij} \left(\frac{l_j}{z}\right)^{p_j} \quad (8)$$

ここで  $A_{ij}$  は大気が中立のとき風速成分と空間の方向によってのみ定まる普遍定数である。更に  $p_j$  は空間方向にのみ依存する定数である。 $z$ -方向のコヒーレンスの場合 (8) の  $z$  は 2 高度間の midpoint の高さにとる。

従って (7) と (8) から次式が得られる。

$$H_{ij}(l_j, n) = A_{ij} \left(\frac{l_j}{z}\right)^{p_j} \left(\frac{nz}{\bar{u}}\right) \quad (9)$$

上式はパワースペクトルなどの表現に仮定されるモーニン・オブコフの相似則を表わす項  $nz/\bar{u}$  と、無次元距離の項  $l_j/z$  の関数となっている。従って境界層におけるコヒーレンスを表現する最も適当な式であろう。Ropelewski *et al.*, (1973) は Davenport の相似則を基礎にして 3 次元空間の風速変動のコヒーレンスを定式化しているが、彼らの与えた式は (9) において  $p_j=1$  と単純化したものに相当する。

気温変動は慣性小領域を含む高周波域での変動を除けば、水平風速と類似した特性を示すことが知られている。従って、そのコヒーレンスも、大気が中立に近い場合には (9) と同じ関数形で表わすことができると仮定する。気温についての解析を示す場合、上記の諸式の添字を  $i=0$  として用いる。

コヒーレンスと同様に風速変動の  $i$ -成分の  $j$ -方向における位相差  $\varphi_{ij}(l_j, n)$  も定式化で

きる。但し位相差が意味をもつ周波数域は、対応するコヒーレンスが0でない範囲である。このときコヒーレンスが周波数とともに(7)の形で指数関数的に減衰しない場合を含む。位相差は近似的には周波数  $n$  が大きくなるとともに直線的に大きくなる。

すなわち

$$\varphi_{ij}(l_j, n) = c_{ij} \cdot n \tag{10}$$

ここで  $c_{ij}$  はコヒーレンスにおける減衰係数  $\alpha_{ij}$  と同様な特性を持つと考えられる係数である。水平風速の方向の位相差について、コヒーレンスにおける(8)と同様な実験式が成立することが知られている。(Naito and Kondo, 1974)。従ってこの関係を風速3成分に一般化し次式を仮定する。

$$\frac{\bar{u}c_{ij}}{z} = B_{ij} \left( \frac{l_j}{z} \right)^{q_j}, \quad (i, j) = 1, 2, 3 \tag{11}$$

ここで  $B_{ij}$  と  $q_j$  は普遍定数であり、後者は空間の方向にのみ依存する。

従って(11)を(10)に代入すると位相差を表わす式が、モーニン・オブコフの相似則を含

表1 風速変動と気温変動の鉛直相関係数  $R_i$  及び相関係数を与える最大時間遅れ  $\tau_{mi}$ 。  
添字は気温に対する値を示す。

Table 1. Vertical correlation coefficients  $R_i$  and time lags  $\tau_{mi}$  of wind and air temperature fluctuations. Subscript  $i=0$  indicates air temperature.

Run No.	Date & Time	$z$ cm	$l_3$ cm	$\bar{u}$ cm/s	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R_0$	$\tau_{m1}$ s	$\tau_{m2}$ s	$\tau_{m3}$ s	$\tau_{m0}$ s
6	1973.12.14	1019	986	620	—	—	—	0.69	—	—	—	0.9
	14:45											
8	12.21	988	986	1030	—	—	—	0.75	—	—	—	0.9
	11:46											
17	12.22 9:36	1011	986	1690	—	—	—	0.75	—	—	—	0.6
18	11:08	1002	986	1550	—	—	—	0.80	—	—	—	0.8
26	1974. 8. 6	907	746	793	0.61	0.38	0.32	0.42	1.8	1.5	0.1	0.6
	16:09											
29	8.13	888	746	781	0.54	0.39	0.28	—	1.0	1.6	0.1	—
	11:30											
30	15:21	883	746	997	0.60	0.40	0.31	—	0.7	2.0	0	—
40	8.25	895	746	1336	0.70	0.44	0.24	—	1.0	0.9	0	—
	16:45											
44	12.24 15:15	292	150	567	0.79	0.82	0.59	—	0.3	0.3	0	—
45	15:44	295	150	702	0.80	0.81	0.58	—	0.2	0.3	0	—
46	1975. 4. 29	560	91	736	0.90	—	0.84	0.82	0.1	—	0	0
	13:12											
48	5. 5	594	91	1064	0.92	0.97	0.81	0.98	0	0	0	0
	9:30											
49	15:00	596	91	1446	0.93	0.93	0.78	0.97	0	0	0	0
177	1976.11.26	558	150	677	—	—	—	0.91	—	—	—	0.1
	11:50											
178	14:36	557	150	694	—	—	—	0.90	—	—	—	0.1
179	15:03	557	150	725	—	—	—	0.92	—	—	—	0.1

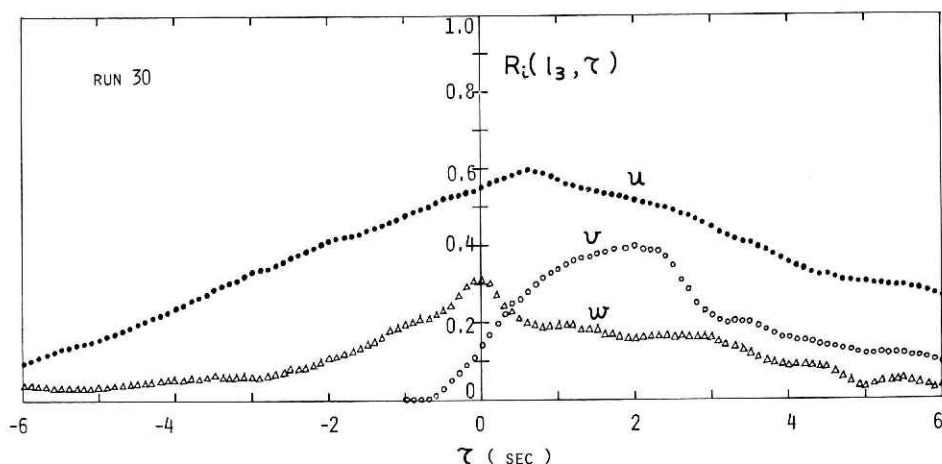


図 1 風速変動の空間相関関数  $R_i(l_3, \tau)$  の観測例.  
 Fig. 1. An example of space correlation function  $R_i(l_3, \tau)$  of wind fluctuations.

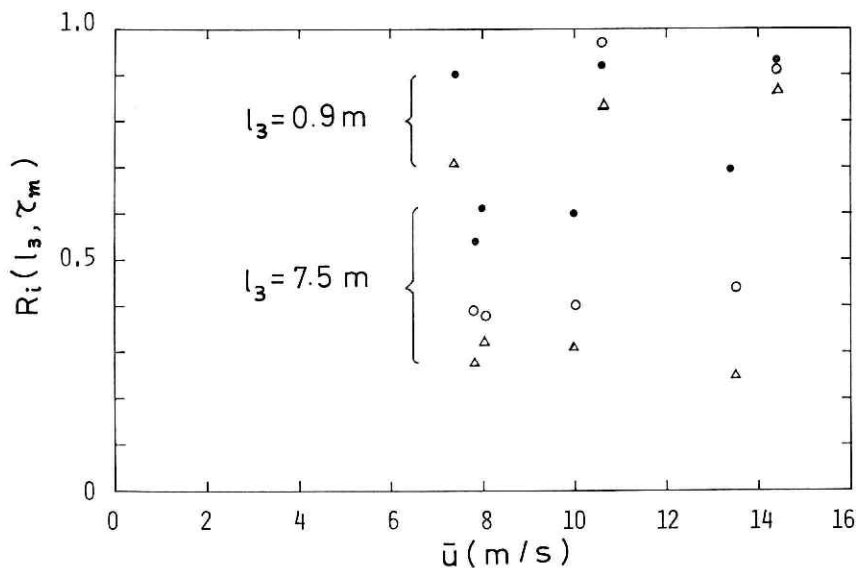


図 2 平均風速  $\bar{u}$  に対する風速変動の鉛直相関係数  $R_i(l_3, \tau_m)$ . ● :  $u$ , ○ :  $v$ , △ :  $w$ .  
 Fig. 2. Vertical correlation coefficients  $R_i(l_3, \tau_m)$  of wind fluctuations with mean wind speed  $\bar{u}$ .  
 む形で表わされる.

$$\varphi_{ij}(l_j, n) = B_{ij} \left( \frac{l_j}{z} \right)^{q_j} \left( \frac{nz}{\bar{u}} \right). \quad (12)$$

コヒーレンスの場合と同様に添字  $i=0$  は気温変動の位相差を表わすものとし, (12) を仮定する.

今回の研究は鉛直方向の相互相関についてのデータのみ解析を進めるので, 定式化されたこれらの式において  $j=3$  の場合に限られる.

4. 観測結果と考察

4.1. 空間相関係数

鉛直方向の相関を観測したときの気象要素及び風速変動と気温変動の相関係数  $R_i$ , 最大時間遅れ  $\tau_{mi}(i=0, 1, 2, 3)$  を表1に示す。

表中の Run No. は内藤 (1977) の乱流統計量を表わした表1~3に対応する。

風速 ( $u, v, w$ ) の鉛直方向の相関係数は (1) で  $\tau=0$  の値にはならない。図1に相関関数の例を示す。最大時間遅れ  $\tau_m$  は  $u, v, w$  成分のそれぞれについて異なり、図の例では  $v$  成分の  $\tau_m$  が最も大きい。高度差  $l_3$  が小さくなると  $\tau_m$  はほとんど0になり、風速3成分の  $\tau_m$  の  $l_3$  等に対する依存性は今回の解測から明らかにすることはできなかった。しかし表1から  $v$  成分の  $\tau_m$  が  $u$  成分の  $\tau_m$  より大きい値をとることが全体の傾向として認められる。また相関係数は  $l_3$  が大きいとき  $u$  成分よりも  $v$  成分の方が小さいが、 $l_3$  が小さくなると逆の傾向を示すことがわかる。

図2に風速3成分の相関係数  $R_i(l_3, \tau_m)$  を平均風速に対して、 $l_3$  が異なる2つの場合について示す。同図からは  $R_i(l_3, \tau_m)$  の  $\bar{u}$  に対する明らかな傾向は見出せず、 $\bar{u}_{10}=6\sim 15$  m/s で3成分のいずれについても  $\bar{u}$  に対する強い依存性がないと思われる。Shiotani (1975) は強風時の観測から、 $\bar{u}=17\sim 32$  m/s では水平風速の相関係数は平均風速に依存しないと報告している。これらの結果から  $u$  成分の鉛直方向の相関係数は、大気が中立状態であるとき弱風の場合を除けば平均風速に独立であるといえる。

$R_i(l_3, \tau_m)$  は高度差  $l_3$  が同じであっても地表面からの高度が高い層では大きな値をとる。

Panofsky and Singer (1965) は高度  $z_2, z_1$  の相関係数を次の形の実験式で表わした。

$$R_i(l_3, \tau_m) = \exp\{-a_i(z_2^{1/3} - z_1^{1/3})\} \quad (13)$$

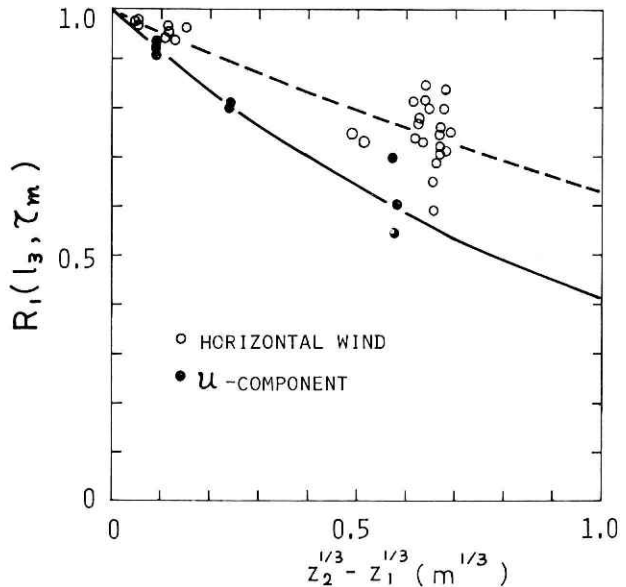


図3 水平風速と  $u$  成分の相関係数  $R_1(l_3, \tau_m)$  を  $z_2^{1/3} - z_1^{1/3}$  に対して示したもの。実線と破線は各々の測定値を近似したもので、(13)の減衰係数  $a_1=0.88, 0.46$  の場合を示す。

Fig.3. Relation of correlation coefficients  $R_1(l_3, \tau_m)$  of horizontal wind or  $u$ -component with  $z_2^{1/3} - z_1^{1/3}$ . Observed values approximate with the solid line and the broken line whose decay constants estimate  $a_1=0.88$  and  $0.46$  respectively.



$a_i$  は定数で,  $u, v$  成分については  $a_1=0.5, a_2=0.86$  を与えている.  $w$  成分はパイペーンを使って測定していて, 相関が小さいため明瞭な傾向がつかめず  $a_3$  は与えてない. 図3に  $v$  成分の相関係数の測定値を (13) に従って表現できるとして,  $z_2^{1/3} - z_1^{1/3}$  に対して示した. 同図には前回の観測において3杯型微風速計で測定した水平風速の相関も示した\*. 図においては水平風速の相関は  $u$  成分のそれよりもかなり大きいことが示されている. 前回と今回の観測における大気の状態はほぼ中立に近く, また測定した境界層の厚さもほとんど同じであるため2つの相関が等しいことが期待された. 相関のこの大きな差異は測定技術上の誤差を越えるものであるが, 今回の観測データからは説明できない.

$v, w$  成分の相関係数  $R_i(l_3, \tau_m)$  が  $u$  成分の場合と同様に平均風速によらないとしてよいかから, 高度  $z_2, z_1$  のみで表わされる. 図4に  $v, w$  成分の相関係数を  $z_2^{1/3} - z_1^{1/3}$  に対して示す. 図中の曲線は (13) を測定結果に最も良く適合するように描いたものである.  $v$  成分の近似線は観測結果を充分よく表現

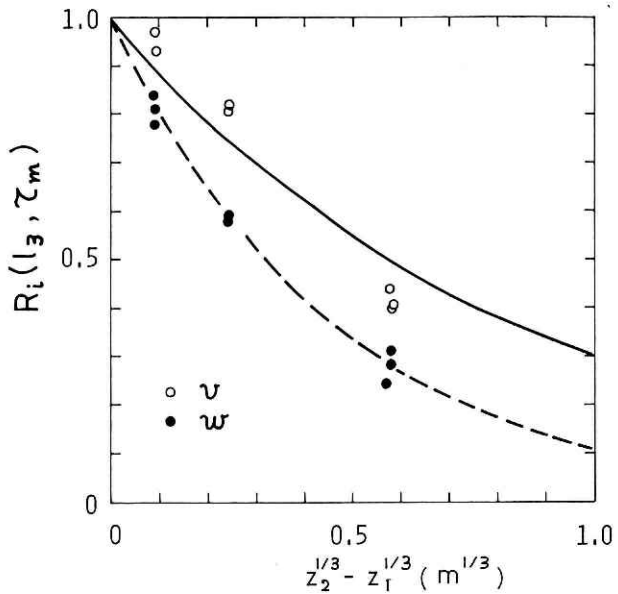


図4 図3に同じ. 但し  $v, w$  成分に対するもので, 実線と破線はそれぞれ  $a_2=1.2, a_3=2.2$  の場合を示す.

Fig. 4. Same as Fig.3 but for  $v$ - and  $w$ -component,  $a_2=1.2$  and  $a_3=2.2$ .

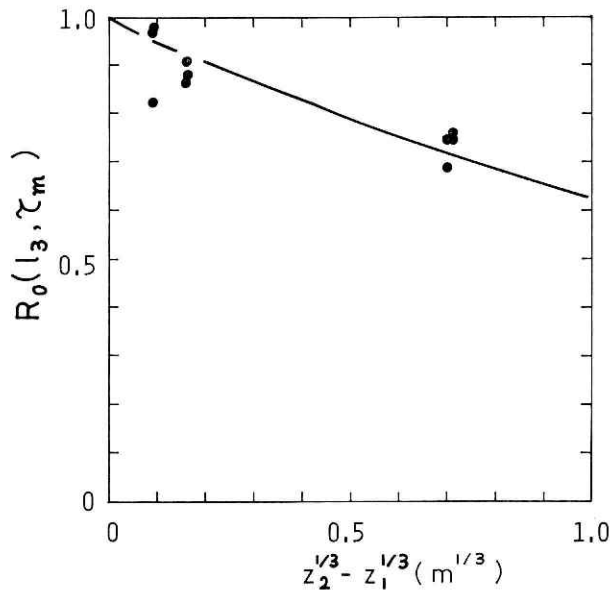


図5 図3に同じ. 但し気温変動に対するもの. 実線は  $a_0=0.47$  の場合を示す.

Fig. 5. Same as Fig.3 but for temperature and  $a_0=0.47$ .

\* 未発表データ

していないが、 $v$ 成分は一般に風向の定常性に大きく影響されるためばらつく場合が多い。

図 3, 4 から (13) の減衰係数  $a_i$  は次の値を得る。

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.88 \\ 1.2 \\ 2.2 \end{bmatrix} \quad (14)$$

水平風速に対しては  $a_1=0.46$  である。Panofrky and Singer (1965) の結果と比べると、 $v$ 、 $w$ 成分のいずれも今回測定した指数関数的減衰係数  $a_i$  が大きい。すなわち今回の相関が小さいことを示している。Shiotani (1975) は  $a_1=0.85$  という結果を出していて、我々の値とほとんど等しい。そして高度差が大きくなるに従って (13) で近似する曲線よりも観測値の方が大きくなる傾向を示している。

気温変動の鉛直方向の相関係数  $R_0(l_3, \tau_m)$  を風速変動と同様に  $z_2^{1/3} - z_1^{1/3}$  に対して図 5 に示す。測定値は大気の安定度  $\alpha/L$  が 0 に近い中立の状態にある場合のものであり、 $R_0(l_3, \tau_m)$  は平均風速に依存しないと仮定する。図中の近似線は (13) に従って指数関数で減衰するとして示したもので、多少ばらついているが比較的良く観測結果を表わしていると言える。減衰係数は

$$a_0=0.47 \quad (15)$$

である。上記の値は  $u$ 成分の係数  $a_1$  よりも小さく、気温変動の相関は  $u$ 成分の相関よりも強いことを示している。

空間相関が最大となる時間遅れ  $\tau_m$  の鉛直分布について今回の観測から顕著な特性をみることが出来ないが、 $u$ 成分よりも  $v$ 成分の  $\tau_m$  の方が大きい場合が多い。

#### 4.2. コヒーレンスと位相差の特性

風速変動 ( $u, v, w$ ) のコヒーレンス  $\gamma_{i3}(l_3, n)$  ( $i=1, 2, 3$ ) の測定結果を図 6.1~6.9 図に示す。高度差  $l_3$  が小さいとき (図 6.5~6.9)、周波数  $n$  が大きくなっても  $\gamma_{i3}(l_3, n)$  は充分 0 に近くなっていないが、データの採取間隔が今回の観測の場合 0.1 sec であることによる。

図から分かるように  $u$ 成分のコヒーレンスは  $n$  が 0 に近づくと  $\gamma_{13}(l_3, n)$  も 1.0 に近づくと。そして (7) に従って近似的に  $n$  に対して指数関数的減衰をすることがいえる。しかしながら  $w$ 成分はどの場合においても  $n$  が 0 に近づくと  $\gamma_{33}(l_3, n)$  は 1.0 よりも小さい値をとる。とくに  $l_3$  が大きい場合 (図 6.1~6.4)、 $n$  の増加とともに指数関数的に減衰するけれども  $\lim_{n \rightarrow 0} \gamma_{33}(l_3, n) \doteq 0.5$  になる。このことは  $w$ 成分の乱流は境界面 (海面) に押えられるため、大きなスケールの渦が存在できないことによるものであり、 $w$ 成分のパワースペクトルの長周期成分がないことに対応する。

$v$ 成分のコヒーレンス  $\gamma_{23}(l_3, n)$  に対しても  $l_3$  が大きい場合、 $w$ 成分と同様に  $n$  が 0 に近づくととき 1.0 とはならない (図 6.1~6.4)。しかし  $l_3$  が小さいときは  $u$ 成分と同様に (12) の形の指数関数で近似できる。3成分のコヒーレンスの値を比較すると低周波域では相関を

求める条件によって異なるが，0.1 Hz よりも高い周波数域では  $v$ ,  $w$  成分の方が  $u$  成分よりも大きい。

図 7.1~7.4 に気温変動のコヒーレンスを示す。気温変動の相関は境界層の熱的乱流によるものであるから，大気の安定度に支配される。しかし図でわかるように中立に近い状態のとき風速  $u$  成分と同じように指数関数的に減少し，高度差  $l_3$  と平均風速  $\bar{u}$  によって相関の強さが決定されると思われる。即ち気温変動は短い周期の変動をのぞいた周波数域で，風速  $u$  成分とよく似た特性を持つことが空間相関を知ることからもわかる。

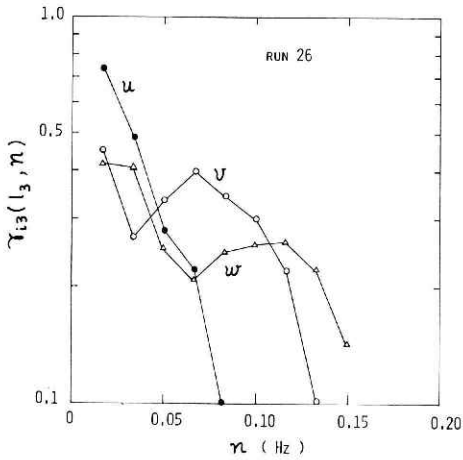


図 6.1  
Fig. 6.1.

図 6.1~図 6.9 測定された風速変動の鉛直方向のコヒーレンス。

Fig. 6.1. ~ Fig. 6.9. Observed vertical coherences of wind fluctuations.

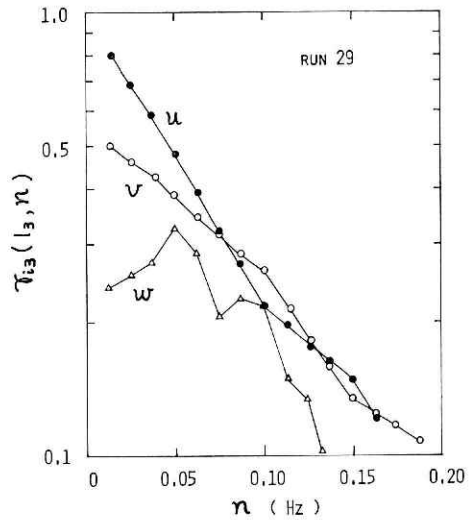


図 6.2  
Fig. 6.2.

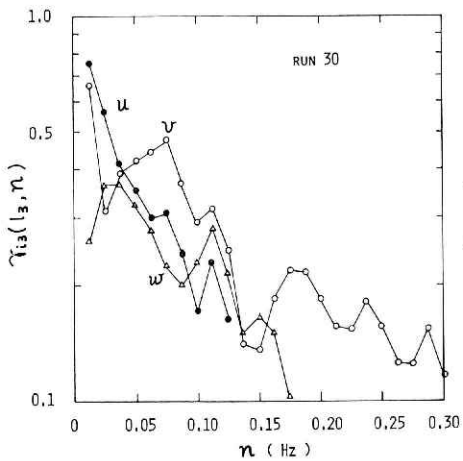


図 6.3  
Fig. 6.3.

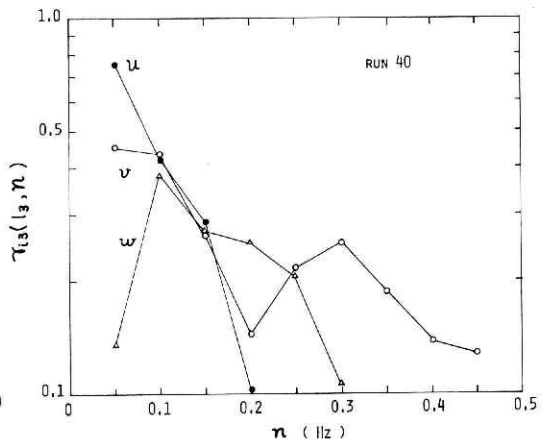


図 6.4  
Fig. 6.4.

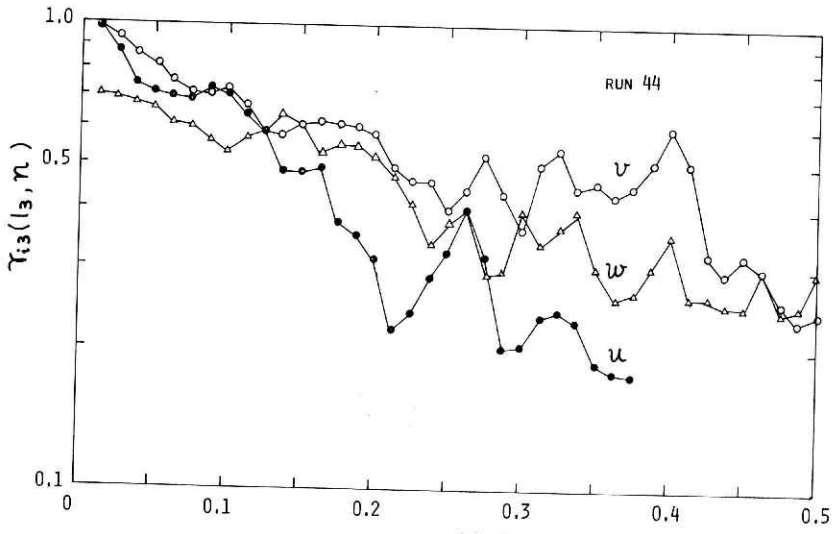


図 6.5

Fig. 6.5.

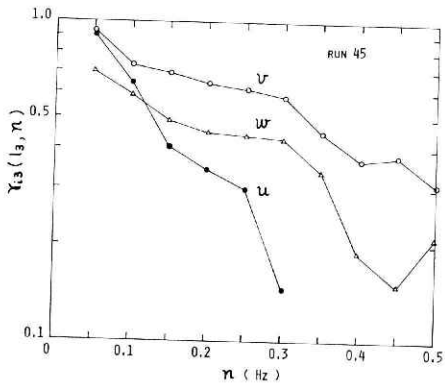


図 6.6 Fig. 6.6.

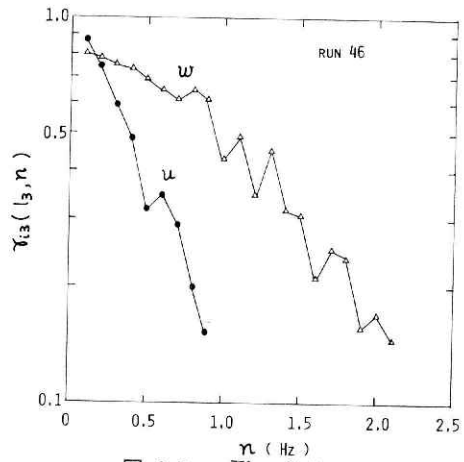


図 6.7 Fig. 6.7.

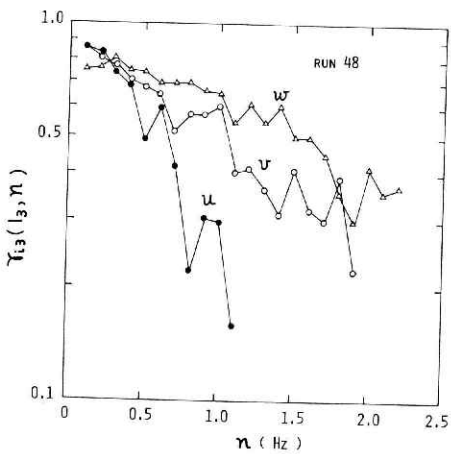


図 6.8 Fig. 6.8.

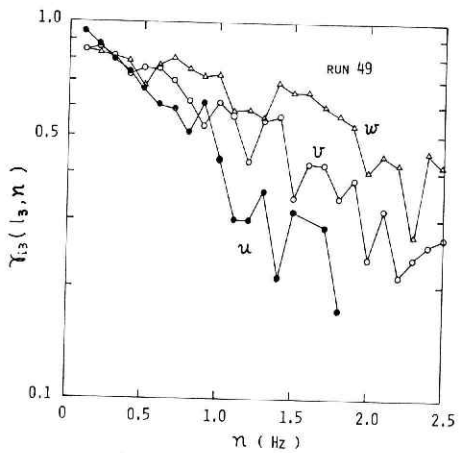


図 6.9 Fig. 6.9.

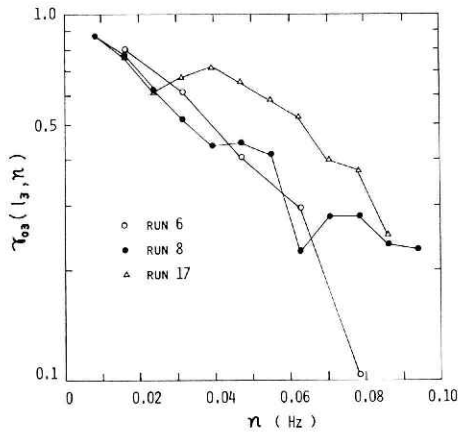


図 7.1  
Fig. 7.1.

図 7.1~図 7.4 測定された気温変動の鉛直方向のコヒーレンス.

Fig. 1.7. ~Fig. 7.4. Observed vertical coherences of air temperature fluctuations.

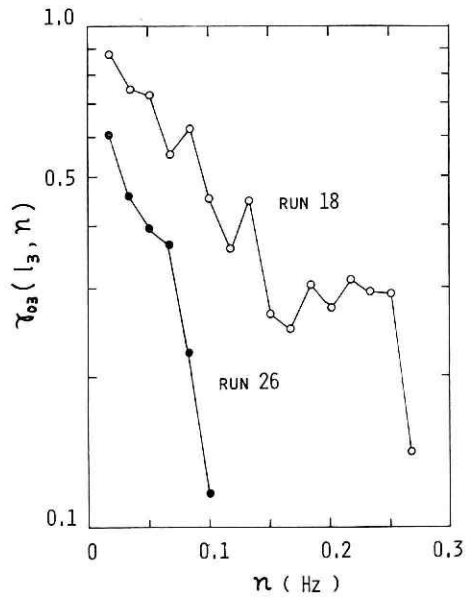


図 7.2  
Fig. 7.2.

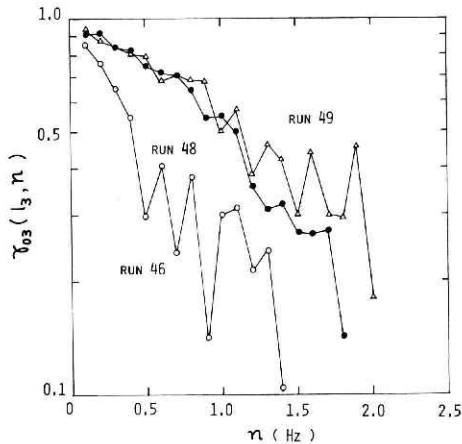


図 7.3  
Fig. 7.3.

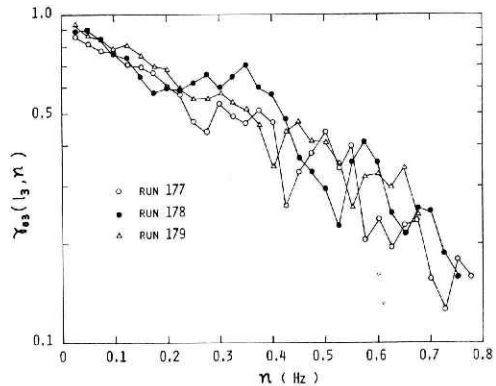


図 7.4  
Fig. 7.4.

図 8.1~8.9 に風速 ( $u, v, w$ ) の鉛直方向の位相の遅れ  $\varphi_{i3}(l_3, n)$  を周波数  $n$  に対して示す. 各々のグラフは図 6.1~6.9 のコヒーレンスに対応する. 図示した周波数の範囲はコヒーレンスが有意な値をとる領域である. 従ってコヒーレンスが (12) で近似できない場合も含まれる. 図から分るように  $\varphi_{i3}(l_3, n)$  は  $n$  に対して単調には増加しないときが多いが, 近似的に (10) に従って線型に増加するとしてよいだろう. 高度差  $l_3$  が非常に小さいとき,  $w$  成分の位相差はすべての周波数において 0 に近い値をとり周波数との関連性ははっきりとしない (図 8.7~図 8.9 参照).

位相差は同じ大気の状態においては,  $v$  成分の遅れが一番大きく,  $u$  成分のそれを超える.

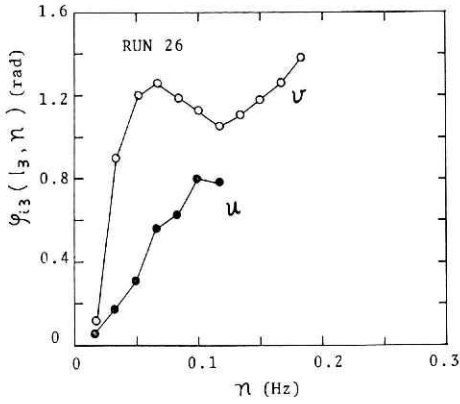


図 8.1  
Fig. 8.1.

図 8.1~図 8.9 測定された風速変動の鉛直方向の位相差.

Fig. 8.1.~Fig. 8.9. Observed phase shifts of wind fluctuations.

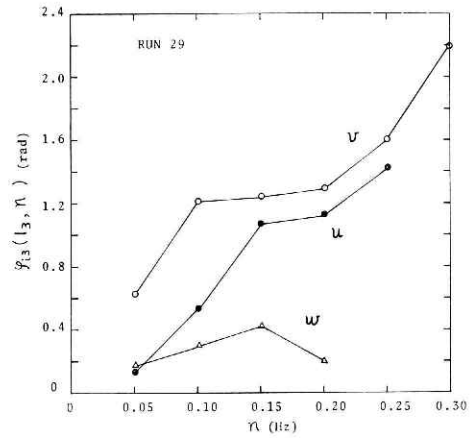


図 8.2  
Fig. 8.2.

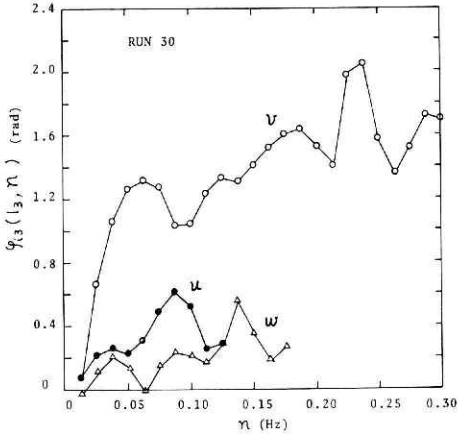


図 8.3  
Fig. 8.3.

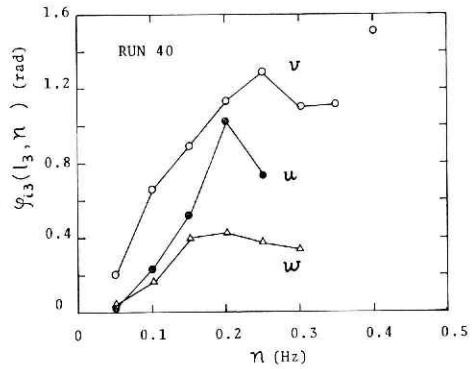


図 8.4  
Fig. 8.4.

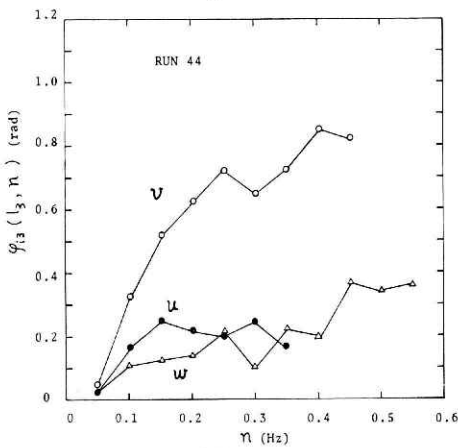


図 8.5  
Fig. 8.5.

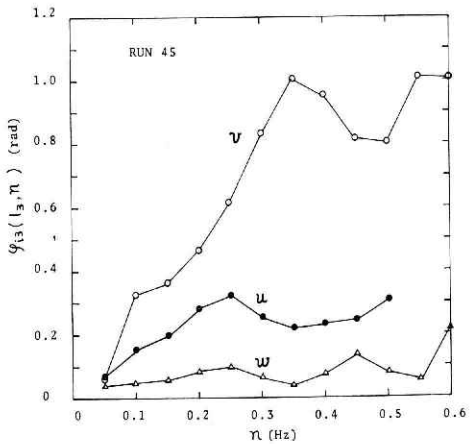


図 8.6  
Fig. 8.6.

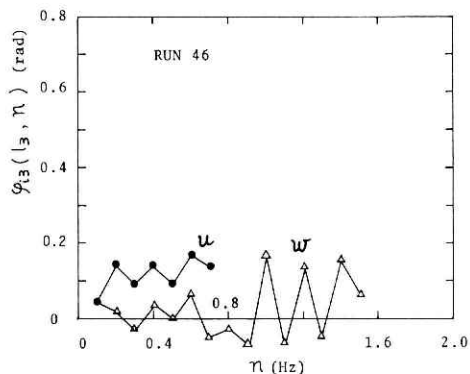


図 8.7  
Fig. 8.7.

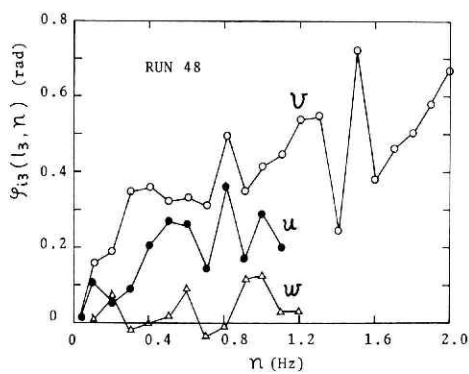


図 8.8  
Fig. 8.8.

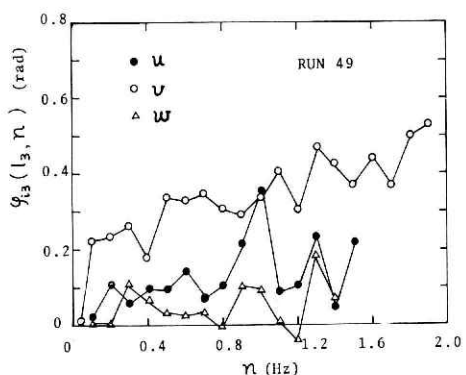


図 8.9  
Fig. 8.9.

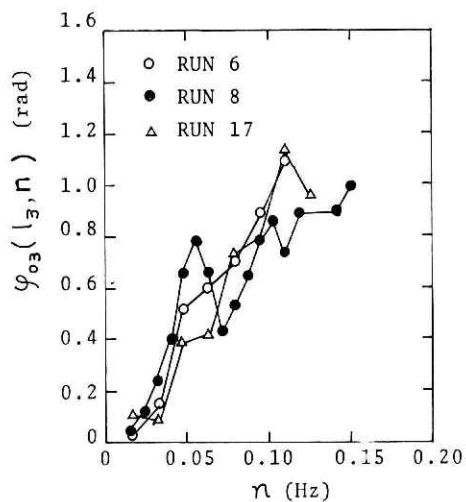


図 9.1  
Fig. 9.1.

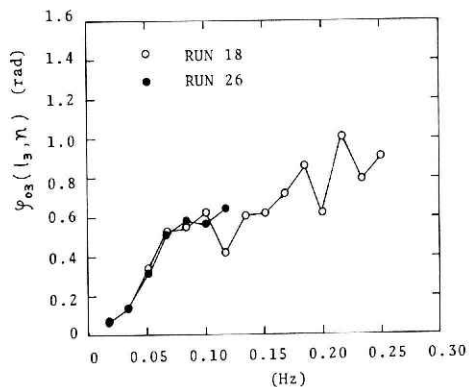


図 9.2  
Fig. 9.2.

図 9.1～図 9.4 測定された気温変動の鉛直方向の位相差。

Fig. 9.1.～Fig. 9.4. Observed phase shifts of air temperature fluctuations.

$w$ 成分については測定値自身が小さいため、明確な傾向を見出し難いけれども、 $u$ 、 $v$ 成分に比べてかなり小さい。

気温変動の位相の遅れを図 9.1～9.4 に示す。風速変動の場合と同様に周波数  $n$  とともに線型に増加すると近似すれば、かなりばらつきがある。この位相の値の変化は、対応する周波数についてのコヒーレンスの値の変化と同じふるまいをしている。位相差の大きさは  $u$  成分の位相差と大きな差はないが、高度差が小さいとき気温変動の位相差は非常に小さくなる傾向をもつ。

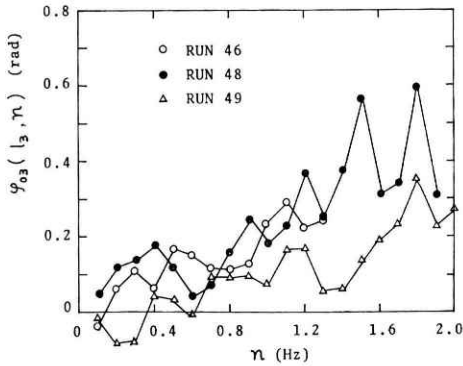


図 9.3  
Fig. 9.3.

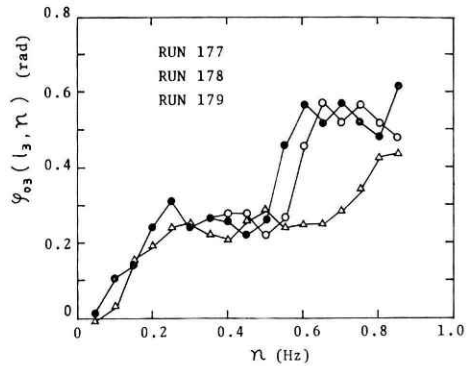


図 9.4  
Fig. 9.4.

### 4.3 コヒーレンスと位相差の実験式

表 2 に風速変動と気温変動のコヒーレンス  $\gamma_{i3}(l_3, n)$  の減衰係数  $\alpha_{i3}$  及び位相差  $\varphi_{i3}(l_3, n)$  の増加係数  $c_{i3}$  を示す。

高度差が大きいとき風速 3 成分のうち  $v, w$  成分については各々のコヒーレンスが必ずしも (7) の形をとって指数関数的に減衰しない。しかし高度差が小さければ、非常に低い周波数域をのぞいては (7) で近似できる。従って (7) が適用できる観測例に限って減衰係数  $\alpha_{i3}$

表 2 コヒーレンスの指数関数的減衰係数  $\alpha_{i3}$  と位相の増加係数  $c_{i3}$ 。各係数は (7), (10) で定義される。

Table 2. Exponential decay parameters  $\alpha_{i3}$  of coherences and increase paraters  $c_{i3}$  of phase shift. Each parameter is defined by (7) and (10).

Run No.	$\alpha_{13}$ s	$\alpha_{23}$ s	$\alpha_{33}$ s	$\alpha_{03}$ s	$c_{13}$ rad. s	$c_{23}$ rad. s	$c_{33}$ rad. s	$c_{03}$ rad. s
6	—	—	—	18.2	—	—	—	9.4
8	—	—	—	17.6	—	—	—	7.8
17	—	—	—	11.4	—	—	—	8.6
18	—	—	—	9.6	—	—	—	6.7
26	23.9	—	—	17.1	7.4	9.9	—	6.3
29	14.7	—	—	—	5.9	7.7	2.8	—
30	17.2	—	—	—	5.8	9.4	2.5	—
40	10.7	—	—	—	3.5	5.6	1.9	—
44	4.97	2.77	—	—	1.4	2.3	0.60	—
45	4.97	2.25	—	—	1.3	2.2	0.39	—
46	1.86	—	0.80	1.34	0.33	—	0	0.22
48	1.26	0.67	0.50	0.74	0.33	0.49	0.09	0.20
49	0.86	0.55	0.35	0.56	0.20	0.41	0.07	0.12
177	—	—	—	2.38	—	—	—	0.71
178	—	—	—	1.99	—	—	—	0.74
179	—	—	—	2.02	—	—	—	0.52



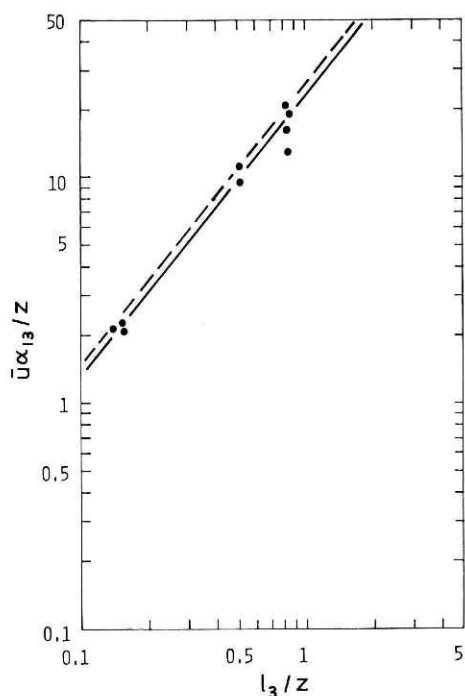


図 10 風速  $u$  成分の鉛直方向のコヒーレンスの無次元指数関数的減衰係数  $\bar{u}\alpha_{13}/z$  を無次元高度差  $l_3/z$  に対して示したもの。実線は測定値を近似したもの、破線は前回観測において求めた水平風速の実験式を示す。

Fig. 10. Relation of non-dimensional exponential decay parameters  $\bar{u}\alpha_{13}/z$  of vertical  $u$ -coherences with non-dimensional vertical differences  $l_3/z$ . Observed values approximate with solid line, and broken line indicates the empirical formula of horizontal wind in the previous observation.

者の差が小さいのと対照相である。コヒーレンス即ち周波数別乱渦の相関と相関係数の間には (5) の関係式があり、パワースペクトルの形が分っていれば相関係数がコヒーレンスと位相差から与えられる。しかしパワースペクトルの鉛直方向の分布は海上における観測例が少ないため、十分に明らかでなく、コヒーレンスと相関係数の関係を議論するのが容易でない。

$v, w$  成分のコヒーレンスの減衰係数  $\alpha_{13}$  を  $u$  成分と同様に無次元高度差  $l_3/z$  に対して図 11 に示す。図 10 で示された  $l_3/z \doteq 0.8$  の測定値は  $v$  成分においてはコヒーレンスが (7) で近似できないため図 11 に示されていない。また  $w$  成分については  $l_3/z \doteq 0.15$  近傍の測定値のみ (7) で近似できた。従って  $\bar{u}\alpha_{13}/z$  の  $l_3/z$  に対する依存性を  $u$  成分と同様に

を求め表 2 に示した。同表中のコヒーレンスと位相差の係数を用いて実験式を求める。

図 10 に  $u$  成分のコヒーレンス  $\gamma_{13}(l_3, n)$  の減衰係数  $\alpha_{13}$  を (8) に従い平均風速  $\bar{u}$  と海面からの高度  $z$  で無次元化して、無次元高度差  $l_3/z$  に対して示す。

図中の実線は測定値を近似したものであり、Naito and Kondo (1974) で求めた水平風速の鉛直方向のコヒーレンスの結果を破線で示してある。前回の解析では減衰係数  $\alpha_{ij}$  を無次元化するとき、平均風速として  $z=10$  m の値を用いたが、測定高度が海面から 10 m 近傍であるため、今回の結果と同様に扱う。図より平均風速の場合と近似線が同じ勾配であり、 $\bar{u}$  成分の測定値がわずかに小さいが、両者の空間相関の特性はほとんど等しいと考えられる。

水平風速に対する実験式は

$$\frac{\bar{u}_{10}\alpha_{13}}{z} = 25.2 \left( \frac{l_3}{z} \right)^{1.26}$$

で与えられている。従って図から、 $u$  成分についての近似線は (8) の係数を  $A_{13}=24.0$ ,  $p_3=1.26$  としたものである。

相関係数の鉛直分布の場合、水平風速と  $u$  成分を比較すると、同一高度については後者の相関がかなり弱くコヒーレンスの場合に両

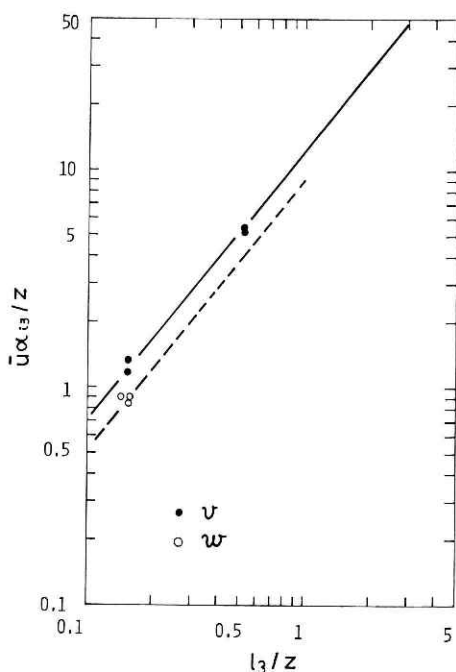


図 11 図 10 に同じ。但し  $u, w$  成分に対するもので、実線と破線は  $u$  成分と同じ勾配で測定値を近似したもの。

Fig. 11. Same as Fig.10 but for  $v$ - and  $u$ -coherences. Observed values approximate with solid line and broken line whose slopes are the same one in  $u$ -component.

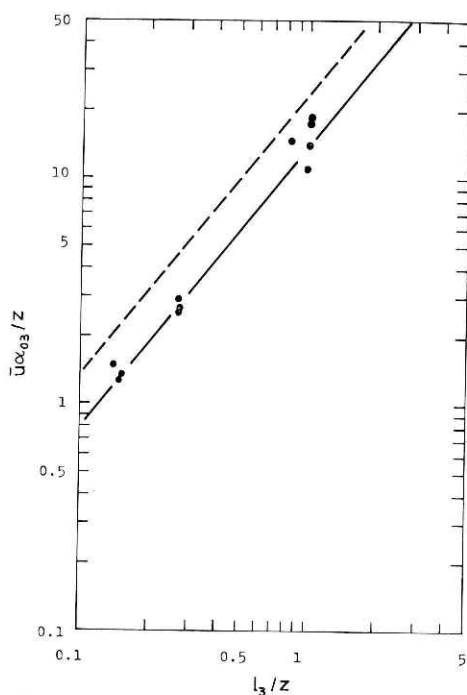


図 12 図 10 に同じ。但し気温変動に対するもので、実線は測定値を近似したもの、破線は  $u$  成分の近似線を示す。

Fig. 12. Same as Fig.10 but for air temperature. Observed values approximate with solid line, and broken line is one for  $u$ -component.

求めるのは今回の測定からは充分ではないが、図中の  $v$  成分に対する近似線は  $u$  成分のそれと同じ勾配をもつ。従って (8) の導出で仮定したように、 $x$  方向に関して  $u, v$  成分については指数  $p_3$  が等しい値を持つとして良いだろう。  $w$  成分についても  $u, v$  成分と同じ  $p_3$  の値を持つとすれば、図から近似式の係数は  $A_{23}=12.5, A_{33}=8.8, p_3=1.26$  となる。求められた  $A_{13}$  の比較から風速変動の周波数別乱渦の相関は、(7) で仮定したように周波数の増加と共に指数関数的に減少するような条件の場合において、 $u, v, w$  成分の順に強くなる。

図 12 に風速変動と同様に気温変動のコヒーレンスの減衰係数  $\alpha_{03}$  を示す。図中の実線は測定値を近似したものであり、破線は  $u$  成分の近似式を示す。図から分るように 2 つの近似線の勾配は同じ値  $p_3=1.26$  であり、大気が中立状態に近いとき、気温変動と  $u$  成分の相関は同じ周波数特性を持つことがわかる。

これらの結果から、風速及び気温のコヒーレンスの実験式は (9) を用いて次式のように表現できる。

$$\begin{bmatrix} H_{13}(l_3, n) \\ H_{23}(l_3, n) \\ H_{33}(l_3, n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 24.0 \\ 12.5 \\ 8.8 \end{bmatrix} \left( \frac{l_3}{z} \right)^{1.26} \left( \frac{nz}{\bar{u}} \right) \quad (16)$$

但し  $\gamma_{13}(l_3, n) = \exp \{-H_{13}(l_3, n)\}$  である.

気温については

$$\gamma_{03}(l_3, n) = \exp \left\{ -15.0 \left( \frac{l_3}{z} \right)^{1.26} \left( \frac{nz}{\bar{u}} \right) \right\} \quad (17)$$

Ropelewski *et al.* (1973) はコヒーレンスの多数の観測例を調べ, (9) で  $p_3=1$  とした形の減衰係数の平均値を  $u, v$  成分について示している. それらは  $A_{13}=19, A_{23}=14$  であり,  $l_3/z=1.0$  の近傍においては今回の結果と比較できる程度であるが,  $l_3/z$  が小さくなると境

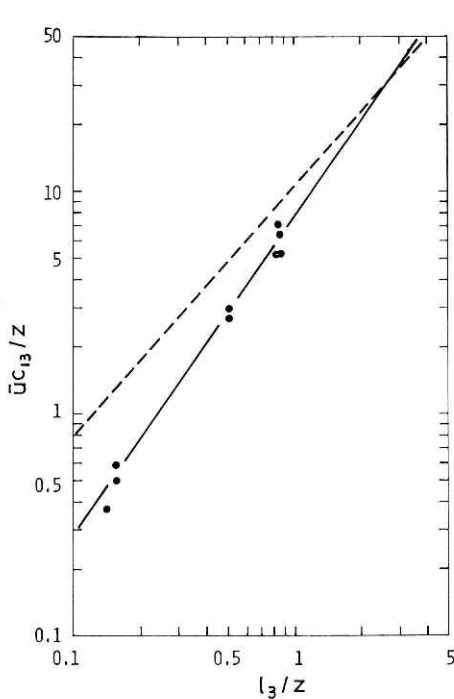


図 13 風速  $u$  成分の鉛直方向の位相差の無次元増加係数  $\bar{u}c_{13}/z$  を無次元高度差に対して示したもの. 実線は測定値を近似したもの, 破線は前回観測において求めた水平風速の実験式を示す.

Fig. 13. Relation of non-dimensional increase parameters  $\bar{u}c_{13}/z$  of vertical  $u$ -phase shifts with non-dimensional vertical differences  $l_3/z$ . Observed values approximate with solid line, and broken line indicates the empirical formula of horizontal wind in the previous observation.

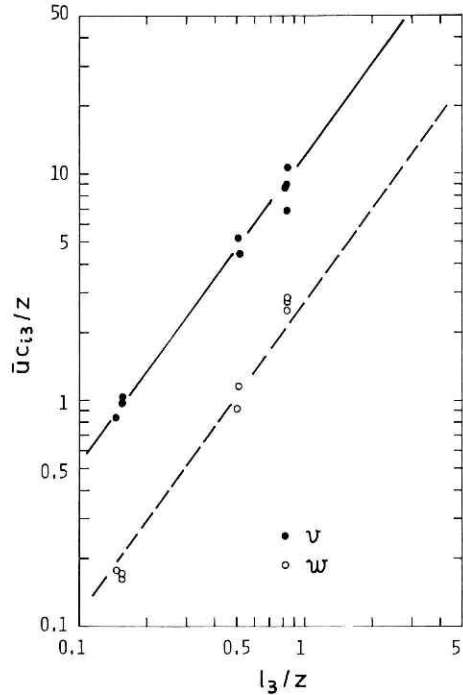


図 14 図 13 に同じ. 但し  $v, w$  成分に対するもので, 実線と破線は  $u$  成分と同じ勾配で測定値を近似したもの.

Fig. 14. Same as Fig.13 but for  $v$ - and  $w$ -phase shifts. Observed values approximate with solid line and broken line whose slopes are the same one in  $u$ -component.

界層の相関を表わしていると言い難い。

風速変動の位相差を(11)に従って線型近似し、無次元係数  $\bar{u}c_{13}/z$  を無次元間隔  $l_3/z$  に対して示したのが図 13, 14 である。図 13 には  $u$  成分の測定値と共に図 10 と同様に水平風速の位相差の実験式

$$\frac{\bar{u}c_{10}}{z} = 10.4 \left( \frac{l_3}{z} \right)^{1.14}$$

を破線で示す。実線は今回の測定値の近似式を表わし、勾配は  $q_3=1.40$  である。この値は水平風速の指数  $q_3=1.14$  よりも大きい。位相差を(10)のごとく周波数  $n$  の増加と共に線型に増力すると近似しているため厳密な議論はできないが、位相差は高度差  $l_3$  に依存するという特性が明らかである。図 14 から  $v, w$  成分の位相特性を  $u$  成分と同様に知ることができる。図の実線は  $v$  成分に対する近似線を示し、破線は  $w$  成分の近似線を示す。これらの直線の勾配は  $q_3=1.40$  で  $u$  成分の場合と同じである。 $w$  成分の測定値は  $q_3=1.40$  よりも少し大きな傾きの直線で近似するのが適当とも考えられるが、本来  $w$  成分の位相差は小さいため(10)で近似するとき誤差が大きく係数  $c_{33}$  がばらつくため、 $u, v$  成分と同じ勾配の直線で近似した。

図 13, 14 の結果から風速 ( $u, v, w$ ) の鉛直方向の位相の遅れは(12)に従って次の実験式が得られる。

$$\begin{bmatrix} \varphi_{13}(l_3, n) \\ \varphi_{23}(l_3, n) \\ \varphi_{33}(l_3, n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 7.5 \\ 11.4 \\ 3.0 \end{bmatrix} \left( \frac{l_3}{z} \right)^{1.40} \left( \frac{nz}{\bar{u}} \right) \quad (18)$$

上式から  $v$  成分の位相は  $u$  成分の位相よりも遅れることがわかる。

気温変動の位相差を風速変動と同様にして図 15 に示す。測定値のばらつきがかなり大きい、図中の直線で近似できる。この近似線の勾配  $q_3=1.90$  は  $u$  成分の勾配  $q_3=1.40$  よりも大きい。コヒーレンスの近似式においては気温と風速変動の相関特性は似ていて実験式(16), (17)の指数  $p_3=1.26$  は同一であった。位相差の場合における差異は大気の安定度に起因するとも考えられるが、明らかでない。(12)の形で実験式を与えると、

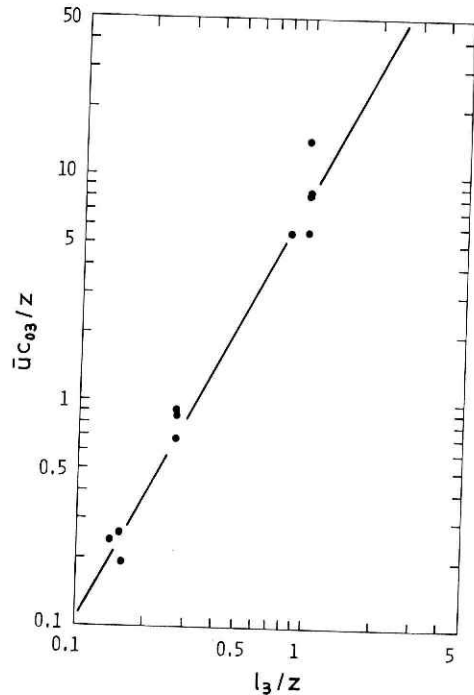


図 15 図 13 に同じ。但し気温変動に対するもので、実線は測定値を近似したもの。

Fig. 15. Same as Fig.13 but for air temperature. Observed values approximate with solid line.

$$\varphi_{03}(l_3, n) = 8.4 \left( \frac{l_3}{z} \right)^{1.90} \frac{nz}{\bar{u}} \quad (19)$$

となる。

#### 4.4 乱渦のスケール

周波数別乱渦のスケールとして次式で定義される積分スケールを考える。

$$I_{ij}(n) = \int_0^\infty \sqrt{\gamma_{ij}(l_j, n)} dl_j, \quad \begin{matrix} (i=0, 1, 2, 3) \\ (j=1, 2, 3) \end{matrix} \quad (20)$$

$i=0$  は気温変動に対するものを表わす。積分区間は本来測定時間及びデータの採取間隔によって定まり、無限区間ではない。しかしコヒーレンス  $\gamma_{ij}(l_j, n)$  が指数関数的に減少すると仮定できれば (20) のように区間  $(0, \infty)$  であっても物理的な意味を失わないため、(19) の定義をそのまま用いて求めてよい。(16) を (20) に代入して計算すると風速変動の積分スケールとして次式が得られる。

$$\begin{bmatrix} I_{13}(n) \\ I_{23}(n) \\ I_{33}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.13 \\ 0.22 \\ 0.29 \end{bmatrix} z \left( \frac{nz}{\bar{u}} \right)^{-0.79} \quad (21)$$

上式からコヒーレンスが周波数の増加とともに指数関数で近似できるような減衰をするとき、乱渦のスケールの比は、

$$I_{13}(n) : I_{23}(n) : I_{33}(n) = 1 : 1.7 : 2.2$$

となり、 $u$  成分のスケールが一番小さい。そして各スケールとも高さ  $z$  とともに  $z^{0.21}$  に比例して大きくなる。

モーニン・オブコフの相似則によると、接地境界層において大気が中立状態のときの風速変動の対数パワースペクトルは無次元周波数  $f = nz/\bar{u}$  の唯一の関数で表わされる。この相似則に従うと (21) から、無次元周波数  $f$  に対する周波数別乱渦のスケールは高さ  $z$  に比例して大きくなる。パワースペクトルの最大値をとる無次元周波数  $f_p$  は Naito (1977) によると海上風の場合  $u, v, w$  の各成分に対して、

$$f_p = 0.032, 0.14, 0.30$$

である。これらのピークの周波数  $f_p = n_p z / \bar{u}$  に対応する乱渦のスケールは次のように表わされる。

$$\begin{bmatrix} I_{13}(n_p) \\ I_{23}(n_p) \\ I_{33}(n_p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2.0 \\ 1.0 \\ 0.75 \end{bmatrix} \cdot z \quad (22)$$

上式から  $z=10$  m の高度でのピークの周波数に対するスケールは  $u, v, w$  成分についてそれぞれ 20 m, 10 m 及び 7.5 m となる。

気温変動の積分スケールも風速変動と同様に (17) と (20) から計算すると次式が求まる。

$$I_{03}(n) = 0.20z \left( \frac{nz}{\bar{u}} \right)^{-0.79} \quad (23)$$

風速  $u$  成分のスケールとの比は (21) (23) から

$$I_{13}(n) : I_{03}(n) = 1 : 1.5$$

が得られる。従って気温変動の渦のスケールは風速変動のスケールと同様に  $z^{0.21}$  に比例して大きくなり、また  $u$  成分のスケールよりも約 50% 大きいことが示される。

## 5. 結 論

外洋にある海洋観測塔で風速変動と気温変動を測定し、大気境界層の乱流の空間相関を調べた。

風速 3 成分と気温変動の鉛直相関係数を求め、(13), (14), (15) の形で実験式を与えた。

乱流の周波数別乱渦の相関の意味をもつコヒーレンスを境界層の相似則を含む形で定式化し (7) と (9) で表現した。同様に位相の遅れも (12) で定式化した。

風速と気温の測定値から鉛直方向のコヒーレンスと位相差を計算し図示した。コヒーレンスは高度差が大きい場合、 $v$ ,  $w$  成分については必ずしも (7) の形の指数関数的減衰を示さない。周波数が大きくなるとともに指数関数的減衰で近似できるコヒーレンス及び位相差の実験式を本文で定式化した形にしたがって (16), (17), (18), (19) の諸式で与えた。

周波数別乱渦の積分スケールを (21), (23) で表わし境界層内での特徴的な性質を議論した。

## 6. 謝 辞

観測データの統計的処理に関して平塚支所渡部勲氏に助力していただきました。感謝いたします。

## 参 考 文 献

- 1) Cramer, H.E. (1960): Use of power spectra and scales of turbulence in estimating wind loads. *Meteorol. Monogr.*, **4**, 12—18.
- 2) Davenport, A.G. (1961): The spectrum of longitudinal gustiness near the ground in high winds. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **87**, 194—221.
- 3) Iwatani, Y. (1977): Some features of the spatial structures of the surface layer turbulence in the high wind condition. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **55**, 130—138.
- 4) 近藤純正, 内藤玄一, 藤縄幸雄, 渡部 勲 (1974): 海上風の乱れのスケールと軸の傾き, 国立防災科学技術センター研究報告, **10**, 83—96.
- 5) Mizuno, T. (1976): Space time correlations measured by two tethered balloons. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **54**, 182—186.
- 6) 内藤玄一 (1977): 海面近くの大気境界層における運動量, 顕熱輸送の直接測定, 国立防災科学技術センター研究報告, **17**, 189—213.
- 7) Naito, G. (1978): Direct measurements of momentum and sensible heat fluxes at the tower in the open sea. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **56**, 25—34.
- 8) Naito, G. and J. Kondo (1974): Spatial structure of fluctuating components of the horizontal wind speed above the ocean. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **52**, 391—399.

- 9) 内藤玄一, 近藤純正 (1974): 海面近くの風速変動の相関と乱渦の三次元モデル. 国立防災科学技術センター研究報告, **10**, 83—96.
- 10) Panofsky, H. A. and I. A. Singer (1965): Vertical structure of turbulence. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **91**, 339—344.
- 11) Pielke, R. A. and H. A. Panofsky (1970): Turbulence characteristics along several towers. *Boundary-Layer Meteorol.*, **1**, 115—130.
- 12) Ropelewsky, C. F., H. Tennekes and H. A. Panofsky (1973): Horizontal coherence of wind fluctuations. *Boundary-Layer Meteorol.*, **5**, 353—363.
- 13) Shiotani, M. (1975): Turbulence measurements at the sea coast during high winds. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **53**, 340—354.
- 14) Shiotani, M. and Y. Iwatani (1976): Horizontal space correlations of velocity fluctuations during strong winds. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **54**, 59—67.

(1977年12月1日原稿受理)