

強風時における風の乱れの空間的構造

光 田 寧・塚 本 修

ON THE SPATIAL STRUCTURE OF WIND TURBULENCE IN HIGH WINDS

By Yasushi MITSUTA, and Osamu TSUKAMOTO

Synopsis

The spatial structure of natural wind turbulence were studied by the use of the wind speed data of the anemometer array of 720 m long. The decreasing rates of gust factors with increasing horizontal averaging distance were evaluated and an experimental formula for them was obtained which contains the value of gust factor at one point as a parameter. Lateral space correlation shows very rapid decrease with increasing horizontal distance as compared to longitudinal correlation and almost no correlation are seen for separation more than 90 m. From the data of longitudinal space time correlation, Taylor's frozen eddy hypothesis was checked and the translation velocity of the eddy was estimated as 80 % of the mean wind speed. The results of spectral analysis were also shown.

1. は し が き

沖縄県多良間島における強風時の風の乱れの観測結果の一部については既に報告したが^{1),2),3)}, 1978年度に観測がすべて終了したのですべてのデータの見直しをはかり、改めて解析を行った。1972年より1978年までの観測期間中、強い台風の接近の機会が少なかったため、あまり強い風の記録は得られておらず、最も強いものでは10分間平均風速で 22 m/s 程度であった。観測期間中に得られた記録は全部で磁気テープ49巻にものぼり、時間数にすると約120時間の記録となるが、そのうちで平均風速 10 m/s 以上、或いは風向が測線に平行又は直角な記録を主として解析の対象とした。本観測の総合的な結果については総合報告書⁴⁾に報告されているが、ここではそのうち風の乱れの空間分布、特に突風率と相関解析について述べる。

2. 観測線上の風速変動

今回解析を行ったのは10分間を1つの単位("leg"と呼ぶ)として扱い、ここで解析の対象としたのは計算上の制約もあって約 300 leg とした。これらのうちから代表的な4つの例を選んで、測線上の風速変動の様子について調べてみた。4つの場合について測線上の各測点、各時刻の風速の変化の様子を 1.5 sec 毎にプロットしたものを **Fig. 1~4** に示す。各々の場合の平均風速と平均風向(測線よりの偏角)は各図の上に示したとおりである。縦軸の各々の測点の目盛の位置が全体の平均風速に相当し、風速のスケールはすべて同じで図の右上に示してある。**Fig. 1** に示した Run 38-4 では風は測点25から測点1に向かって吹いており、全体の平均風速は 22.1 m/s である。これは観測期間中に得られた記録のうちで最も風が強く、しかも風向が測線にほぼ平行な場合のものである。これで見ると、風の変動は明らかに風上側から風下側へ流れており、同じ変動の位相の進む速度はかなりのばらつきがあるが、ほぼ平均風速に近いようである。しかし、よく見ると風速変動の形は時間と共に変化している場合が多く、急速に大きくなっていく山もあれば、次第に追跡できなくなってゆくものもあり一概には言えない。同様の傾向は、ほぼ同じ風向の **Fig. 4** に示した

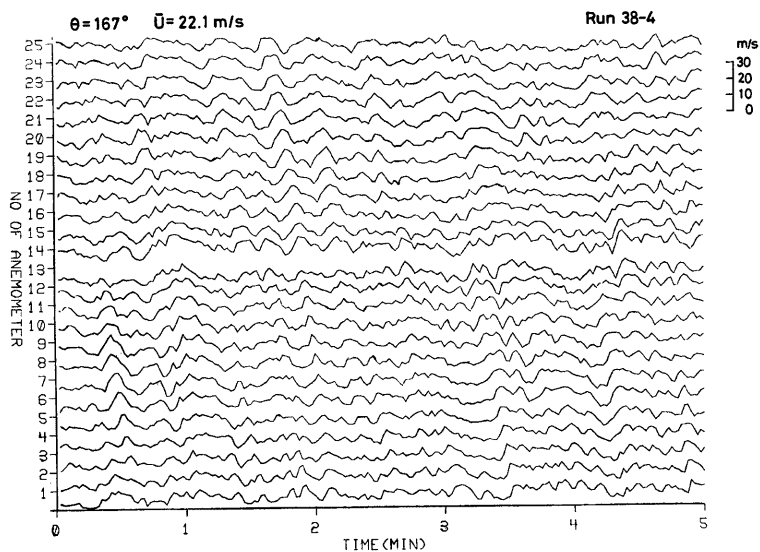


Fig. 1. Sample trace of every points on the array for every 1.5 sec wind speed data for Run 38-4.

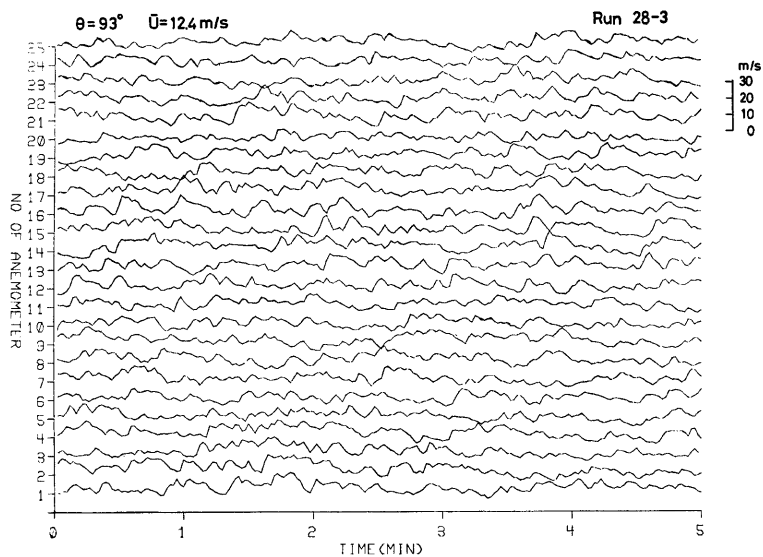


Fig. 2. Same as Fig. 1 except for Run 28-3.

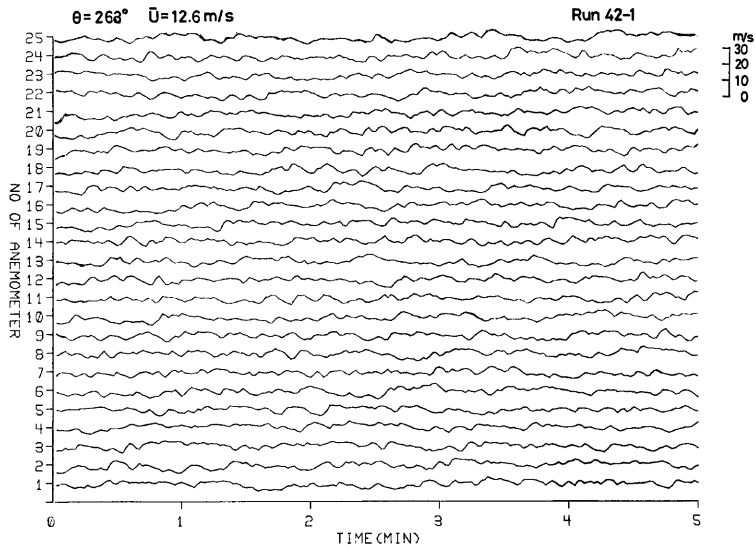


Fig. 3. Same as Fig. 1 except for Run 42-1.

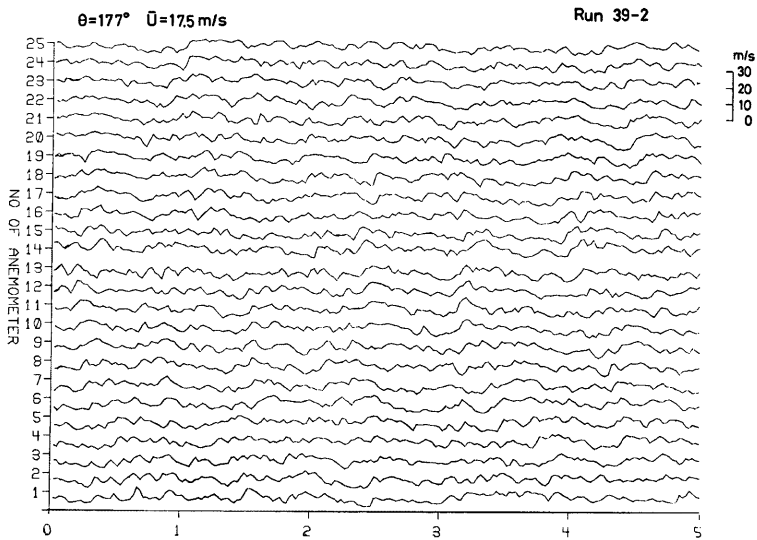


Fig. 4. Same as Fig. 1 except for Run 39-2.

Run 39-2 についても見られるが、この場合の方が風速変動の Lagrange 的相関が悪く、変動位相の追跡は少しやりにくくなっている。すなわち、短い距離進む間に変動波形が変化してしまう。さほど大きな風速差のないこれら2つの場合に、このような性質の差が現われることには、もっと大きな規模の気象現象が関連している可能性があり、興味深い点である。一方、風が測線に直角で内陸側から吹いている Fig. 2 に示した Run 28-3 の場合には様相は一転して各測点での風速変動の時間変化は隣りの点とあまり相関のない不規則な変化をしているのがわかる。また反対に海側の測線直角方向から吹いている Run 42-1 (Fig. 3) の場合にも、乱れの変動幅は Run 28-3 に比べて小さくなっているが、やはり隣接した点の間の相関は小さい。また、これら4つの例のうちから風向が測線に平行な Run 38-4 と、測線に直角な Run 28-3 の2つのケースについて、各測点の風速の値そのものを3秒毎に打ち出して、5 m/s 毎の等値線をひいたものが Figs. 5, 6 である。この図には高さ 15 m で測線と直角方向に 90 m ずつ離れた測点 30, 13, 31 および 50 m 観測塔の 50, 35, 25, 15, 7 m の高度での同様の風速変化の様子も示してある。この図では縦軸が上から下へ時間を、横軸に測点 1~25 を示している。Fig. 5 の風向が測線に平行な場合には、等値線は右上から左下へ斜めに伸びた形となり、Fig. 6 の風向が測線に直角の場合には縦に長く伸びた形となっている。特に Run 28-3 の場合には風速が隣接した測点同士で非常に大きな差のある時がある。特に 30 m 離れただけで一方は 7 m/s、その隣りは 15 m/s を示しているような時が見られる。それにもかかわらず 10 分間平均風速ではそれほど大きな差は見られないのであり、短周期の風速変動の同時性が少ないのがわかる。このような現象は風向方向と風向直角方向との空間的な乱れの性質が異なっているために現われた現象と考えられ、後に行なう相関解析において定量的に扱う。

3. 突風率の評価時間、評価距離による低減

突風率は最大瞬間風速とそれを含みある長さの時間の平均の風速との比として定義される。すなわち、突風率 G は最大瞬間風速 U_m と平均風速 $\bar{U}$ とを用いて

$$G = \frac{U_m}{\bar{U}} \quad \dots\dots\dots (1)$$

で表わされる。平均風速 $\bar{U}$ については日本では 10 分間をとることが多いのであまり問題はないが、最大瞬間風速については特に基準はなく、一般の気象観測においては風速の自記記録計の連続的なペン記録の上での最大値をよみとっていることが多い。その場合には計測器と記録器の動特性によって決定されるある評価時間での最大瞬間風速を得ることになり、その評価時間は風速によって一定しない。本観測では非常に高速の A-D 変換装置と三杯風速計を用いているがその動特性⁴⁾ から考えて 1.5 sec 以上の評価時間の最大瞬間風速に対しては風速 10 m/s 以上ではほぼ数%以下の誤差で追従できると考え、1.5 sec 以上のいろいろな評価時間の風速の時系列を作り、その最大値について考えることとする。また風速の最大値は統計的なばらつきが多く、1 点だけの値ではその信頼度は低い。そこで、ここでは測線上の個々の点での突風率を計算し、すべての点 (25 点) について平均した値でもってその leg (10 分間) の高さ 15 m での突風率と定義する。

Fig. 7 に *印で示したものは評価時間 4.5 sec の最大瞬間風速に対する突風率と平均風速との関係を高さ 15 m での観測値について示したものである。この図からも明らかとなり、突風率は風速が小さいところでは非常に大きなばらつきを示し、特に値の大きな方へのばらつきが大きい。風速の増加と共にばらつきは小さくなり、1.3~1.4 程度の値に収束しているようである。また図中白丸で示した値は、磁気テープに全測点の風速記録は得られなかったが、常時観測点でのみプロペラ風速計によるペン書き自記記録の得られた非常に強い風の場合の記録から風速計及び記録計の動特性を考慮して評価時間 4.5 sec 相当の突風率に換算したものである。平均風速 15 m/s 以上のもののみを示したが 40 m/s 程度までほとんど突風率の値は変化しないことがわかる。全体としてプロペラ風速計による突風率の方がやや小さいようにも見えるが、計測上の差もあり断定的なものではない。つまり、ここで観測された 15~20 m/s 付近の突風率の値で風速 40 m/s

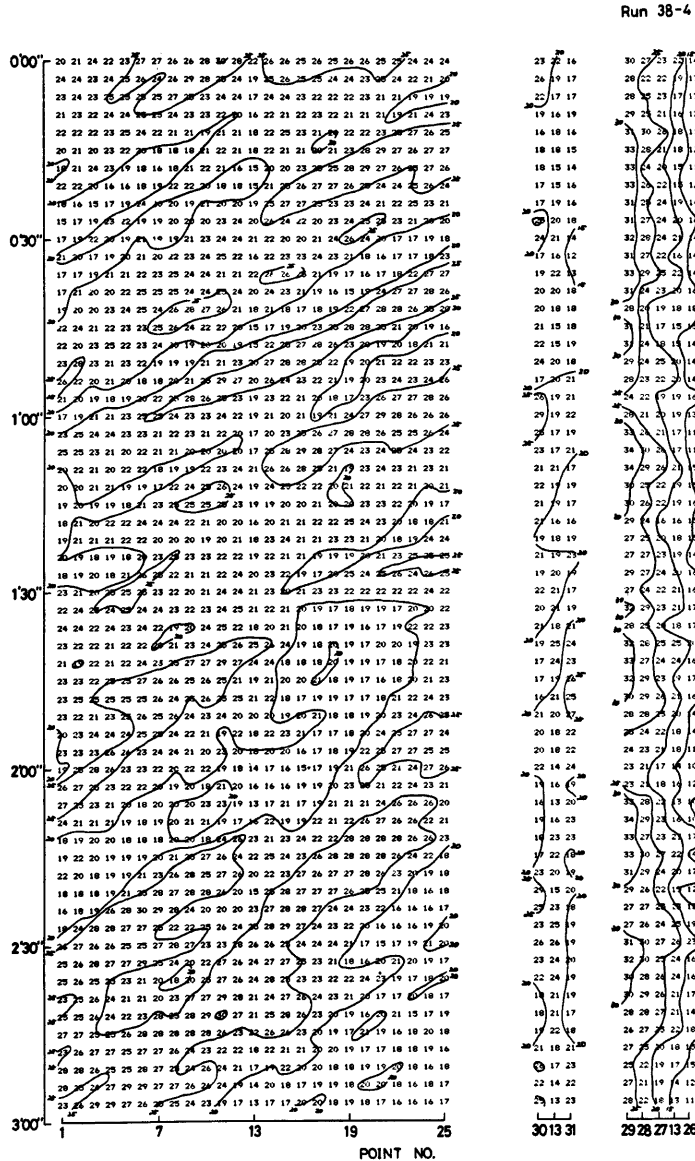


Fig. 5. Space-time cross section of wind speed on the array and isotachs for Run 38-4.

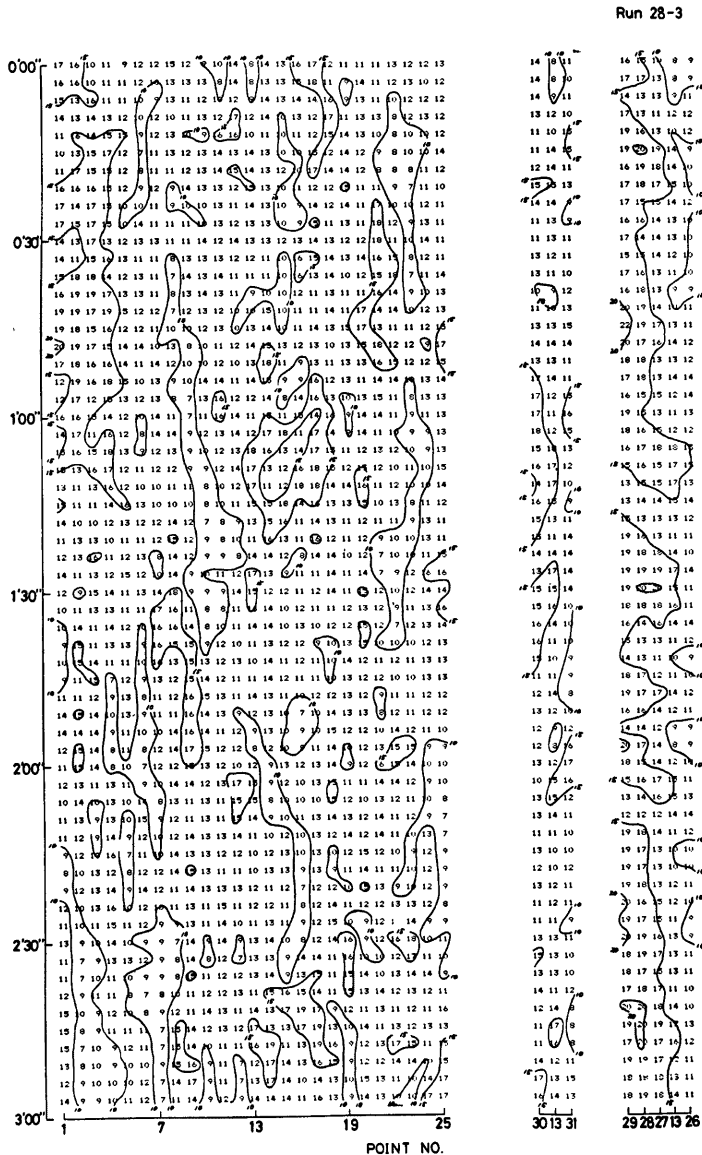


Fig. 6. Same as Fig. 5 except for Run 28-3.

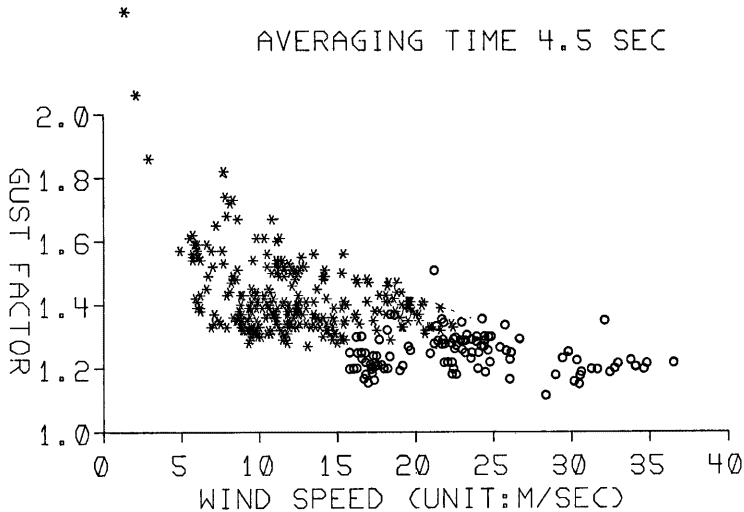


Fig. 7. Gust factor as a function of mean wind speed. Open circles denote the data of record of severe wind obtained by propeller anemometer with chart recorder.

程度の非常に風の強い状態に近いものが観測された
とみて大過ないようである。

突風率の評価時間、評価距離による変化については以前に光田²⁾がこの観測の中間データを用い一般的表現を提唱しているが、これは平均風速 10 m/s ならざる比較的弱い風のデータに基づいたものであったため強風の状態を示してはいない。ここではその後観測された強風データを用いて一般的な突風率の表現式についての再検討を行った。先にも述べたように突風率は最大瞬間風速の評価時間によって大きく変わってくる。Fig. 8 は陸風（島の陸地側から風が吹く場合）と海風（海岸より風が吹く場合）の各々風速 14 m/s 以上の例についての評価時間による突風率の変化を示した図である。ここに現われているデータは陸風 62 leg, すなわち 1550 (62 × 25) 点の観測の平均値であり、海風については 24 leg, 600 点の観測の平均値である。海風の場合には乱れが少ないために、突風率も陸風に比べて小さくなっている。

この突風率と評価時間の関係を示す表現式については、色々のものが提案されているが、最も簡単な形でこの程度の評価時間での突風率を実験式で表わした次のような形のものが著者の 1 人⁵⁾によって発表されている。

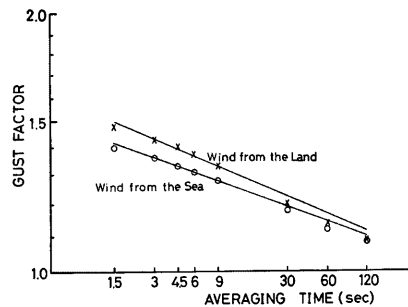


Fig. 8. Gust factor as functions of averaging time for the case of $U \geq 14$ m/sec. Open circle denotes the data of wind from the sea and cross denotes the data of wind from the land.

$$G=(s/D)^{-\gamma} \dots\dots\dots (2)$$

ここで s は最大瞬間風速の評価時間, D は平均風速の平均時間, γ は実験的に決められる常数である。その常数としては外国で得られた平らな牧草地上での観測値に対し,

$$\gamma=\gamma_1(z/z_1)^{-0.42} \quad \left(\begin{array}{l} z_1=10\text{ m} \\ \gamma_1=0.097 \end{array} \right) \dots\dots\dots (3)$$

を得ている。

今回のデータに対して (2) 式の関係が成立するとして最小自乗法で指数 γ の値を陸風, 海風について各々求めると陸風について 0.067, 海風については 0.058 となり, その関係を図中に直線で示す。この値は (3) 式で高さ 15 m として求めた値 0.082 よりもやや小さい値である。また測線上の中央点においては高さ 50 m までの風の鉛直分布を測定しており, このデータを用いて突風率の鉛直分布を求め, 各高度で (2) 式を適用して指数 γ の値を求めこれに (3) 式のような高度依存性を考え

$$\gamma=\gamma_1(z/z_1)^{-k} \quad z_1=10\text{ m} \dots\dots\dots (4)$$

の形で指数の値が表わせると考えると, $\gamma_1=0.079$, $k=0.29$ という値が得られた。これらは (3) 式の値に比べるとやはり両方ともやや小さい値である。

これまでの結果は通常考えられているある一点での突風率であったが, ある拡がりをもった構造物にかかる風力の最大値を考える時にはその構造物の拡がりに相当するだけの空間平均の最大風速が問題となる。平均風速は一点で測定しても空間平均をとってもさほど差はないが, 最大瞬間風速は評価時間の関数であると同時に空間平均の評価距離の関数でもあるから, 突風率についても, 評価時間, 評価距離の 2 つのパラメータをもつ量と考えることができる。この観測においては測線上 30 m 間隔で風速の測定が行われているが, その何個かの測定値の平均でその空間の平均を代表するものとする。しかし, その評価距離の定義にはまだ不確定なものが多い。ここでは 2 つの測点の同時測定値の平均値は 30 m の評価距離を持つものであると考え, 以下 n ケの測点での平均値は $(n-1) \times dx$ ($dx=30\text{ m}$) の評価距離に対応するものであると考えることにする。また一点での測定値には評価距離を定義せず, 単に suffix としての 0 を付すことで他と区別することにし, 一点での評価時間 s sec の突風率 $G_{s,0}$ に対し, 評価距離 l m の突風率 $G_{s,l}$ がどのように l の増大と共に減少してゆくかを調べることにする。なお平均風速の平均時間はこれまでと同じ 10 分間とし, その評価距離内のすべての測点の平均値を用いることにする。

空間平均の突風率を考えるに当たってまず基本となるのは風向が測線に直角な場合であると考え, しかも陸風の場合のみに限定して風速 17 m/s 以上の 3 つの例について, 評価時間 s と評価距離 l を色々と変化した時の突風率を求め, 各々について平均したものを Fig. 9 に示す。ここで一点での測定値は左端に区別して示してある。一点における突風率が評価時間を長くすると共に減少して行ったのと同様に突風率は評価距離を長くすると共に減少してゆく。ここに示した例のような場合, 風向が測線に直角であるから評価時間を長くするという事は風向方向の評価距離を大きくすることに相当する。一方風向直角方向の評価距離が長くなると評価時間の短い突風率は急速に小さくなるが, 評価時間の長いものはその距離による減衰の度合いが小さく 60 秒とか 120 秒の評価時間のものは評価距離 30 m と 720 m とでも突風率は 0.03 ぐらいしか変わらない。すなわち, ゆっくりとした風速の変化は広い範囲で同時に行進している

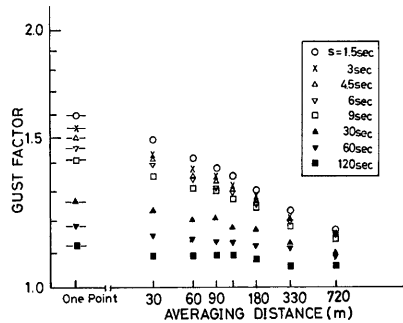


Fig. 9. Gust factor as functions of averaging distances classified by averaging time.

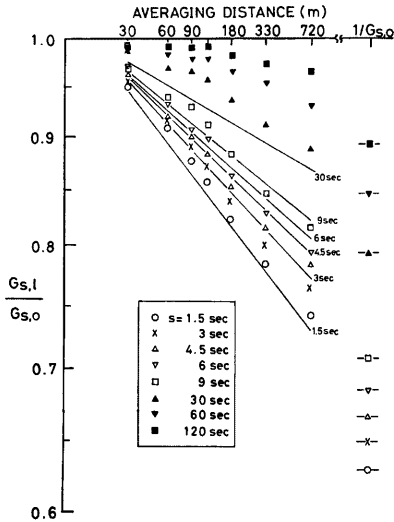


Fig. 10. Gust factor reduction as functions of averaging distances classified by averaging time.

$$B(s, l) = \frac{G_{s,l}}{G_{s,0}}$$

この $B(s, l)$ の値を評価時間をパラメータとして評価距離毎に示すと Fig. 10 のようになる。一点での突風率は 1 以下にはならないので、評価距離が長くなってもこの比 $G_{s,l}/G_{s,0}$ は $1/G_{s,0}$ に収束しそれ以下の値にはならない。この値は参考までにこの図の右端に示してある。この図は両対数目盛でプロットしており、同じ評価時間に対する評価距離毎の空間低減率はほぼ直線で近似できそうであり、しかもほぼ同じ評価距離に対応するところで比が 1 に収束する。すなわち

$$\frac{G_{s,l}}{G_{s,0}} = \left(\frac{l}{l_0}\right)^{-j} \quad \dots\dots\dots(6)$$

という形にかけると、Fig. 10 の各直線の収束する評価距離の値から $l_0 \sim 15$ m 程度の値が得られる。また(6)式の指数 j の値は評価時間の増加と共に減少することはこの図からもわかるが、その減少の様子はほぼ $G_{s,0}^{-1/4}$ に比例しているようであり、その比例定数は約 $1/60$ となる。つまり

$$\frac{G_{s,l}}{G_{s,0}} = \left(\frac{l}{l_0}\right)^{-\varepsilon \cdot G_{s,0}^{-1/4}}, \quad \varepsilon = 1/60, \quad l_0 = 15 \text{ m} \quad \dots\dots\dots(7)$$

という形で評価距離による突風率の空間低減率を表わすことができる。以上のようなことから(2), (4), (7)式を用いれば任意の評価時間、任意の評価距離についての突風率の値が得られることになる。

4. 風速変動の相関解析

これまでの解析はすべて10分間を1つの単位として扱ってきたが相関解析を行うにあたっては統計値の信頼性を増すために1時間程度の長い時間を考え、これを解析の1つの単位とした。但し、そうすることによって風速変動に気象条件の変化に伴う長周期成分が含まれている場合には解析に支障をきたす恐れがある。そこで、ここでは乱流成分のみに着目しているので不用な長周期成分を除くために風速変動値のその前後

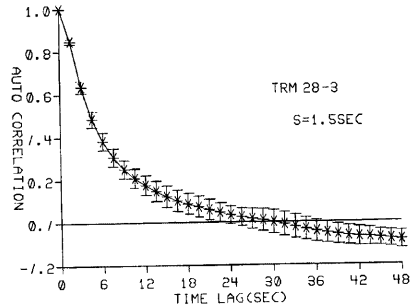


Fig. 11. Averaged auto correlation functions with rms values for Run 28-3 at 15 m height.

ということを示している。

評価距離による突風率の低減の様子を調べるため空間平均をとった突風率 $G_{s,l}$ と一点での突風率 $G_{s,0}$ との比を突風率の空間低減率と定義し、その性質を調べてみた。すなわち、突風率の空間低減率 $B(s, l)$ を次のように定義する。

Table 1. Integral scale of longitudinal direction estimated from autocorrelation functions.

Run No.	28—2	28—3	37—1	38—4	39—2	42—1	47—2
Wind Direction (deg)	84	93	101	167	177	263	16
Wind Speed (m/s)	11.3	12.4	14.6	22.1	17.5	12.6	900
Integral Scale (m)	73	73	87	107	99	112	63

±120 sec の平均値、つまり 240 sec の移動平均値からの偏差を新しい風速変動の時系列としてこれの解析を行った。

まず高さ 15 m での評価時間 1.5 秒の風速変動の自己相関関数を各測点について求め、その time lag 毎の平均値と標準偏差を求めたものの一例を Fig. 11 に示す。各測点の間のばらつきは 0.05 程度の標準偏差の値をもち、他のいくつかの場合についてもその形、ばらつきの度合はほぼ同程度であった。この自己相関関数を次のように積分することにより、乱れの積分スケール L を定義することができる。

$$L = \bar{U} \int_0^{\tau_0} R(t) dt \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし τ_0 は自己相関関数、 $R(t)$ が最初に零になる点の time lag の値、 $\bar{U}$ は平均風速の値である。この値を各 Run について示すと Table 1 のようになり、ほぼ 100 m 程度の値となるが、陸風の時にはやや小さく (70~80 m)、海風の時にはやや大きく (110 m) なるようである。これらの値は先にやや短い観測線を用いて塩谷⁶⁾ が四国の海岸で高さ 40 m の塔を用いた観測によって得ている値と大差ない。なお、この表で風向は測線方向からの偏角で示してある。

次に測線上の各点の評価時間 1.5 sec の風速変動の同時の値から空間相関関数を計算した。この場合、同じ水平距離に対していくつもの測点の組合せが可能であるが、ここではそのすべての組合せについて平均を行い、その距離毎の平均値と標準偏差の値を求めた。Fig. 12 に風向が測線に平行な場合 (Run 38-4) と測線に直角な場合 (Run 28-3) の代表例を 1 つずつ示してある。つまり、Run 38-4 の場合には風向方向の空間相関関数を表わしていることになり、Run 28-3 の場合には風向直角方向の空間相関関数を表わしていることになる。いずれの場合も個々の値のばらつきは大きく、その標準偏差はこの図に縦線で示したように 0.05~0.1 程度であるが、平均値について見ると風向方向のものと風向直角方向のものとはその形は非常に異っている。つまり風向直角方向では相関の距離による減衰は急激で 60 m を越えると零に近いと見なしでも良いくらいであるが、風向方向の場合にはその減衰はゆるやかである。これから乱れの積分スケールを求めてみると Table 2 に示すように風向方向のものは 50~90 m の値を示すのに対し、風向直角方向のものは 10 m 前後の非常に小さな値となってしまう。風向方向の積分スケールについては、同じ例について Table 1 に示したが、それに比べると空間相関から求めた積分スケールはやや小さいように思われる。(8)式では乱れが平均風速、 U で伝播するという Taylor の frozen eddy 仮説を用いているが、この考えを用いると、一点での自己相関関数から、ここで求めたような風向方向の空間相関関数を推定することができる。ここで解析したものうち、風向が測線にほぼ平行な 3 つの Run について空間相関関数を直接求めたものと、自己相関関数から推定したものとを比較してプロットしたのが Fig. 13 である。個々の Run について両者の関係を見ると、さほど大きな差は見られないものの距離 300 m 程度までは自己相関関数より推定した値の方がやや大きくなっているようである。これは先に述べた積分スケールの差とも関連した問題で、渦が移動する間に変質し、またその移動速度が平均風速とやや異なるために生じるものと考えられ、同じ渦が平均風速で流れて行くと考えた場合にここで推定した値がやや過大評価になるものと考えられる。

以上は風速の評価時間を 1.5 秒とした場合であったが、この評価時間を長くすることによって相関関数は少し変化するものと考えられる。風向が測線に平行な場合と直角な場合についての代表例一つずつについて評価時間を 1.5 秒から 60 秒まで変化させた結果を Fig. 14 に示す。風向が測線とほぼ平行な Run 38-4 の場

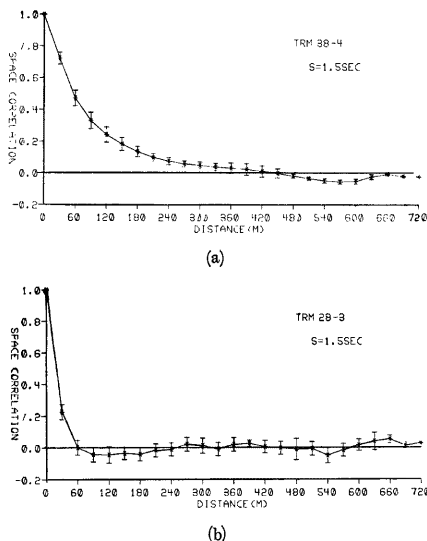


Fig. 12 a) Averaged space correlation functions with rms values for Run 38-4 at 15 m height.
b) Same as Fig. 12 a) except for Run 28-3.

Table 2. Integral scale estimated from space correlation functions.

Run No.	28—2	28—3	37—1	38—4	39—2	42—1	47—2
Wind Direction (deg)	84°	93°	101°	167°	177°	263°	16°
Wind Speed (m/s)	11.3	12.4	14.6	22.1	17.5	12.6	9.0
Integral Scale (m)	7	7	12	70	89	(109)	49

合には評価時間を長くするにつれて同じ距離に対する相関関数は大きくなり、またそれに伴って積分スケールも増加する。このことは評価時間の増大につれて小さな渦の影響が見られなくなることから当然の結果であると考えられる。一方、風向直角方向のものについては様相が異っており、評価時間を大きくしても相関関数の形はほとんど変化しない。すなわち1分間平均風速であっても風向直角方向に100mも離れてしまうと、その相関はきわめて悪くほとんど零に近いといえる。この現象は風向が測線に直角な他の場合についても見られる興味深いものであり、今後検討を要する問題である。

この空間相関関数に更に時間ずれを加えることによって時空間相関関数を得ることができる。この場合も空間相関関数の場合と同様に、ある距離についていくつもの測点の組合せが考えられるが、この場合もすべての組合せから得られた相関の値のアンサンブル平均値に用いることとする。空間相関関数の場合と同じ例についてこれを示したものが Fig. 15 である。風向が測線に平行な場合には当然のことながら風下側に少しずつ離れた所に相関のピークが現れる。この例は Fig. 1 に示したものと対応しており、乱れの波形が風上側より風下側へ伝播してゆく現象を相関解析して得られた結果として当然のことである。先にも述べたように Taylor の frozen eddy 仮説は渦が平均流によって流されるとするものであるが、Fig. 15 に見られるような

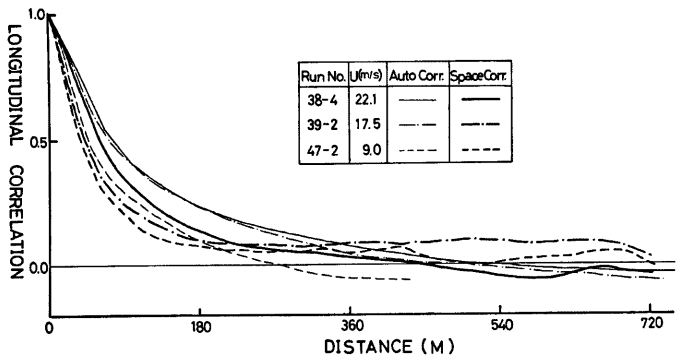


Fig. 13. Comparison of longitudinal space correlation functions estimated from auto-correlation functions (fine line) and those from observed values (heavy line).

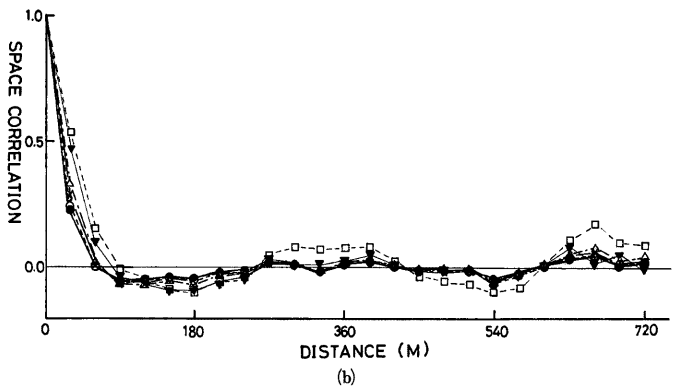
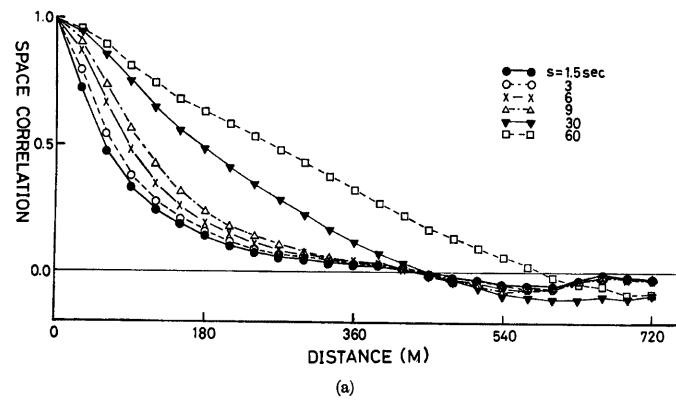


Fig. 14 a) Variations of space correlation functions with the averaging time(s) for Run 38-4 at 15 m height.
b) Same as Fig. 14 a) except for Run 28-3.

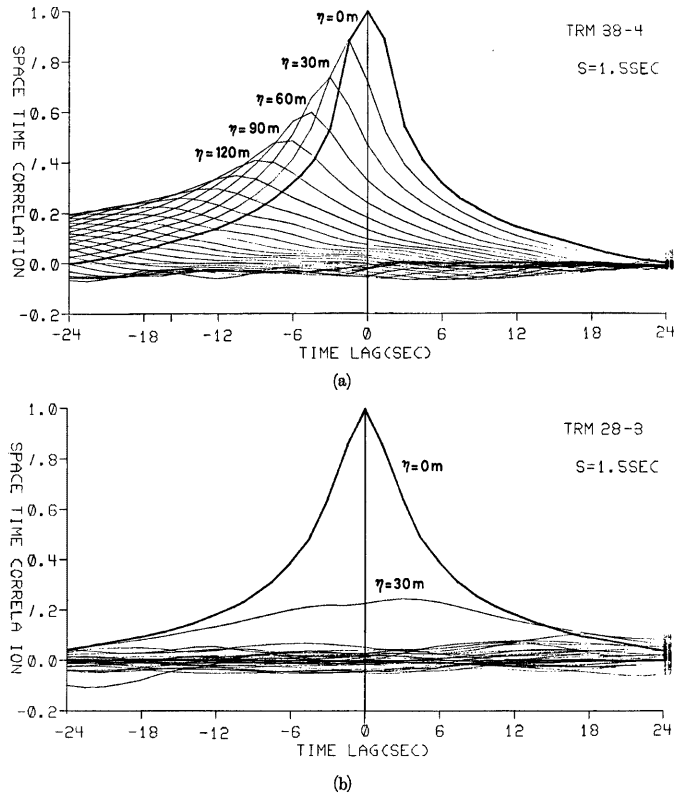


Fig. 15 a) Variations of space time correlation functions at 15 m height with space lag(η) for 38-4.
b) Same as Fig. 15 a) except for Run 28-3.

測線に風向が平行の場合の相関のピークの移動から、この仮説について検討することができる。Fig. 16 はこの関係を示したもので縦軸に相関のピークの時の time lag の値を、横軸にはその Run の平均風速の測線方向の分速度で測点間の距離 (30 m の倍数) を移動するに要する時間を示している。図中の黒丸で示したものが Fig. 15 に示した Run 38-4 の場合であり、ピークは距離 270 m まで追跡できるが両者は 1 : 1 の関係ではなく、相関のピークから求めた時間の方がやや大きな値を示している。図中に破線で二本の直線を示したが、下側の直線が 1 : 1 の関係、つまり乱れが平均風速で伝播する場合の関係を示し、上側の直線は平均風速の 80% で伝播する場合の関係を示す。Run 38-4 についてはほぼ 80% の線に合致していると見なすことができる。風向が測線にほぼ平行な他の 2 つの例についても示したが、Run 39-2 は Run 38-4 よりも更に乱れの伝播速度が平均風速に比して小さくなっている反面、Run 47-2 ではピークの追跡が遠い所までできてはいないが、この範囲ではほぼ平均風速に近い伝播速度を示している。これらの点については測定高度

にもよるであろうし、また乱れのスケールによって必ずしも同じ速度で伝播するとは限らず、今後更に研究を進めてゆかねばならない問題である。一方、風向直角方向の場合については Fig. 15 の Run 28-3 のように 30 m 離れた 2 点のみで ± 4 sec 程度の time lag まで 0.4 程度の低い山を持つだけで、それ以上離れた 2 点での相関はどのような time lag をとってもほとんど零である。

水平方向の時空間相関と同様に高さ 50 m までの 5 高度の観測結果から鉛直方向の時空間相関関数を定義できる。高さ 50 m での風速を基準として他の 4 高度との組合せで時空間相関関数をプロットしたものを Fig. 17 に示す。この図からもわかるように時空間相関の山は少しずつずれ、高さが低くなると共に位相が遅れている様子が現れている。これは乱れが高い所から低い所へ伝播していることを示すもので 50 m から 7 m までの間に 6 ~ 7 秒程度の差がある。時間スケールを平均風速を用いて空間規模に換算して、相関関数を表わし相関値の等値線をひいたものを Fig. 18 に示す。この軸の傾きは高さによっても異なるが、全層について見ると天頂角で 45° 以上の傾きをもっているように見える。Panofsky and Singer⁷⁾ は time lag=0 の時の時空間相関の値として高度 z_1 と $z_2(z_2 > z_1)$ の 2 点に対して

$$R_{zz} = \exp\{-c(z_2^{1/3} - z_1^{1/3})\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

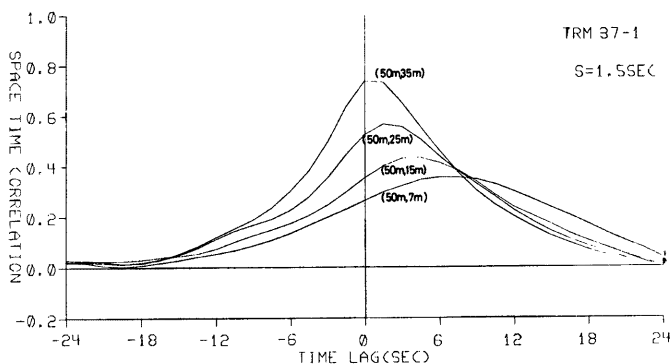


Fig. 17. Space-time correlations functions for various combination as functions of time lag on the 50 m tower.

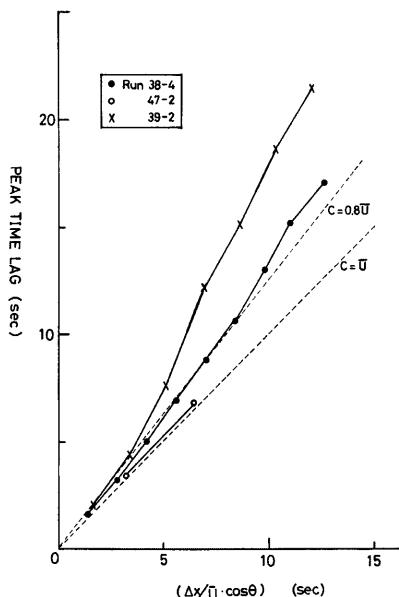


Fig. 16. Comparison of translation speed of turbulent eddy.

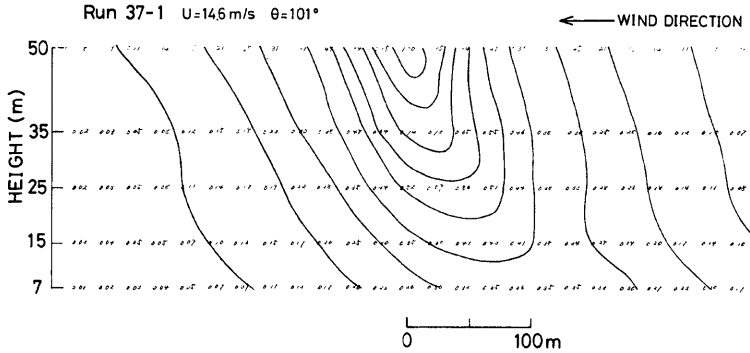


Fig. 18. Isolines of correlation coefficient in a vertical plane parallel to mean wind direction.

の形で表わせるという結果を得ており、 $c=0.5$ という値を決定している。また塩谷は小松島における観測から $c=0.85$ を得ている。ここでの結果もこの形で近似できる分布を示し $c=0.72$ 程度の値をとる。また相関のピーク値もこの形で近似するとすれば $c=0.57$ という値が得られた。更にその時の位相差は塩谷によれば

$$\tau_{\max} = c(z_2^{1/3} - z_1^{1/3})^{3/2} \quad c = 3.0 \quad \dots\dots\dots(10)$$

で表わされるとしているが、今回の観測結果では $c=3.6$ という形が得られた。

5. 風速変動のスペクトル

前節で求めた相関の値より Blackman-Tukey⁸⁾ の方法によってスペクトルを求めることができる。まず自己相関の全測点の平均値をフーリエ変換して求めたスペクトルを Fig. 19 に示す。縦軸は分散値で規格化したスペクトル密度 $f(n)$ に周波数 n を掛けた形で表わし、横軸は周波数及び波数で両対数軸に描いてある。先にも述べたように相関解析においては風速変動の時系列として元の信号の 240 秒の移動平均値からの偏差を考え、ここで示したスペクトルもそれから得たものであるが、参考のために原信号をそのままスペクトル解析した結果も併せて破線でこの図に示した。両者にはほとんど差はなく、この場合長周期成分は比較的小なかったことがわかる。しかし場合によってはかなり差の大きなものもあった。一点でのスペクトルの形としては今までにもかなり結果が発表されており、一つの代表例として Davenport⁹⁾ は実験式として次のような形にまとめた。

$$n \cdot f(n) = \frac{2}{3} \cdot \frac{x^2}{(1+x^2)^{4/3}} \quad x = Ln/\bar{U}_{10} \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで L はスペクトルのピークに対応する定数であ

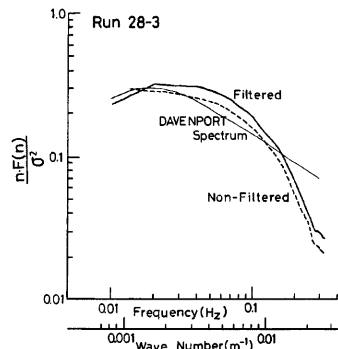


Fig. 19. Normalized power spectra at 15 m height for Run 28-3. The heavy line shows the high-pass filtered data, the dashed line shows the non-filtered data and the fine solid line shows Davenport spectrum.

るが、これに Davenport が最初に提案した $L=1200$ m という値を入れて計算したものが参考のために細い実線で示してある。風速計の動特性の悪さのためにここで測定したスペクトルの高周波側の減衰が大きいことを除けば Davenport の示したスペクトルの表現式でかなり良く表わされ则认为られ、ピークの位置はあまり低周波数までの解析がないのははっきりしたことは言えないが、ほぼ波長 720 m 付近にきていると考えられる。

同じ観測例について 50 m 観測塔の 5 高度で同様なスペクトル解析を行った結果を Fig. 20 に示す。これで見える限り各高度のスペクトルの形は高さにかかわらず比較的良く一致しており、スペクトルのピークの位置も高さによらずほぼ一定している。もっともこれは各高度の分散値で正規化したものである

ために、実際のスペクトル密度は各高度で異っていることは当然である。スペクトルのピークの位置については数多くの研究があり、例えば塩谷⁶⁾は 30 m~150 m の高度範囲でピークに対する波長 $\lambda_{\max}/U$ が

$$\frac{\lambda_{\max}}{U} = 0.006 z^{-0.62} \quad \dots\dots\dots (12)$$

という結果を得ているなど、高さと共にピークは低周波数側に近づくという結果を得ているものが多い。一方、Davenport はスペクトルピークに対する波数は高さに関係であるとして(11)式を提案しているが、こ

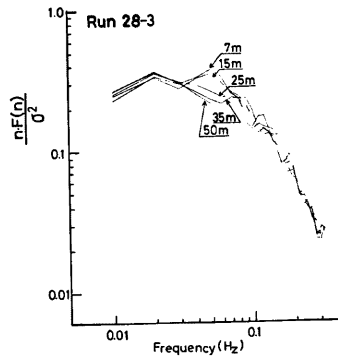


Fig. 20. Variation of normalized power spectra with height.

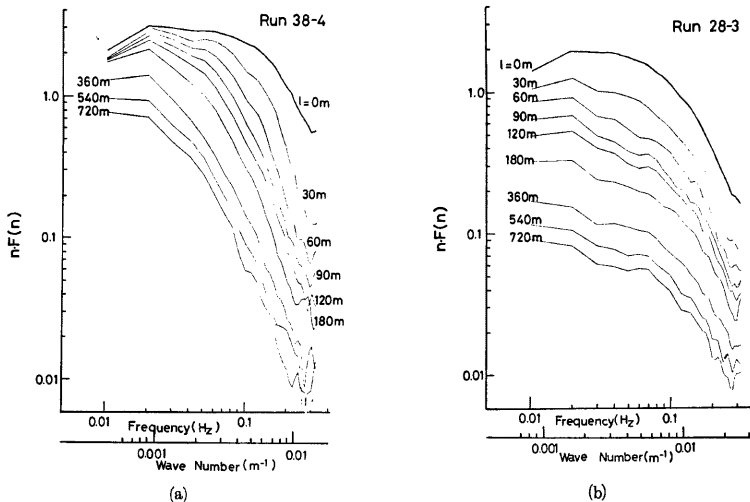


Fig. 21. a) Variation of power spectra for space averaged wind speed at 15 m height for Run 38-4.
b) Same as Fig. 21 a) except for Run 28-3.

ではほぼそれを裏付ける結果となっている。

これまでは一点で測定した風速変動のスペクトルについて述べてきたが測線上の各測点の風速変動を空間平均したものを時系列として扱い、それについてスペクトル解析を試みた。水平方向の空間平均の評価距離を替えた風速変動についてのスペクトル密度を Fig. 21 に示す。ここで $l=0\text{ m}$ は一点での値であり、 $l=30\text{ m}$

m は隣接した2点の平均、 60 m は3点の平均を表わしている。ここに示した2枚の図のうち Run 38-4 は風向が測線とほぼ平行なもので評価距離を長くすることとは、風速の評価時間を長くしたことに相当する。これは高周波成分を消す働きをし、その影響の度合は評価時間を s 秒とした時、周波数 n のパワースペクトル密度は次のような倍率

$$m = \frac{\sin^2(\pi sn)}{(\pi sn)^2} \dots\dots\dots(13)$$

だけ減少するはずである。Fig. 22 には実際に得られたスペクトル密度の減衰の度合と(13)式から得られた減衰の様子を示したが必ずしも一致しない。これは実際のデータが完全な空間平均でなく、離散的な点での平均を用いていることにも起因していると考えられる。一方、風向直角方向の平均を行った Run 28-3 の場合は評価距離の増大に伴うスペクトル密度の減衰は Run 38-4 の場合よりも大きく、低

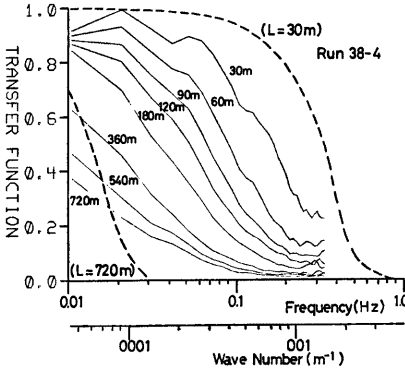


Fig. 22. Reduction of power spectra due to space averaged wind speed. Dashed line shows the reduction of eq.(13).

TRM 32-3

Vertical Coherence

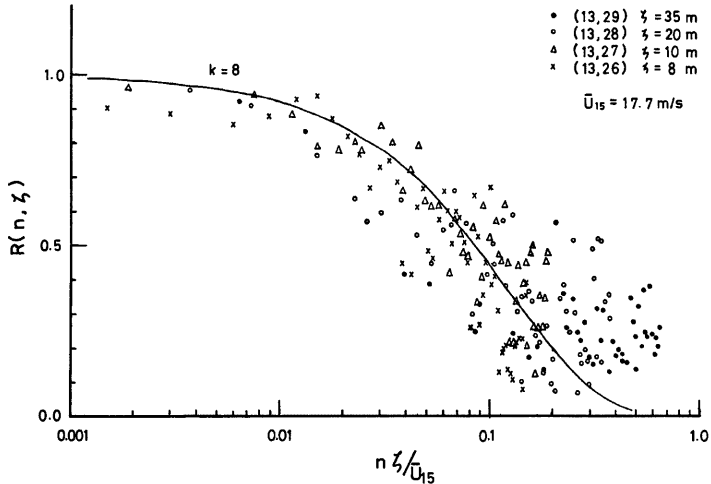


Fig. 23. Square root of coherence between two heights z_1 and z_2 as functions of normalized frequency $n\zeta/\bar{U}_{15}$, where $\zeta=z_1-z_2$.

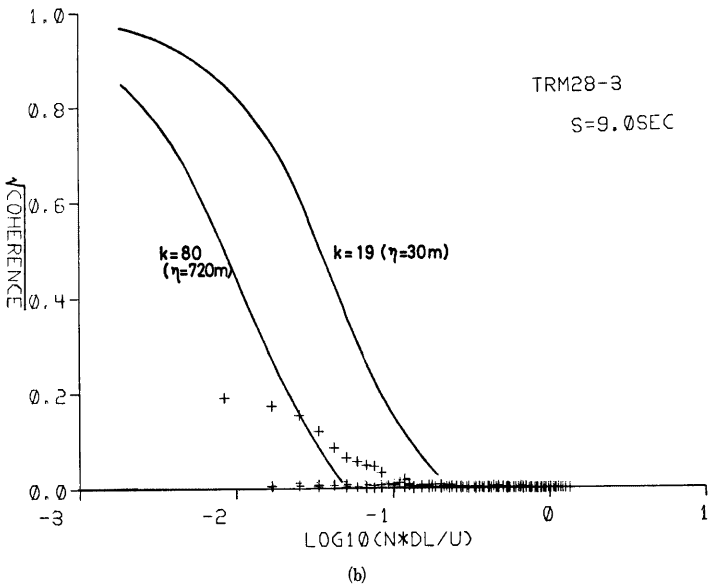
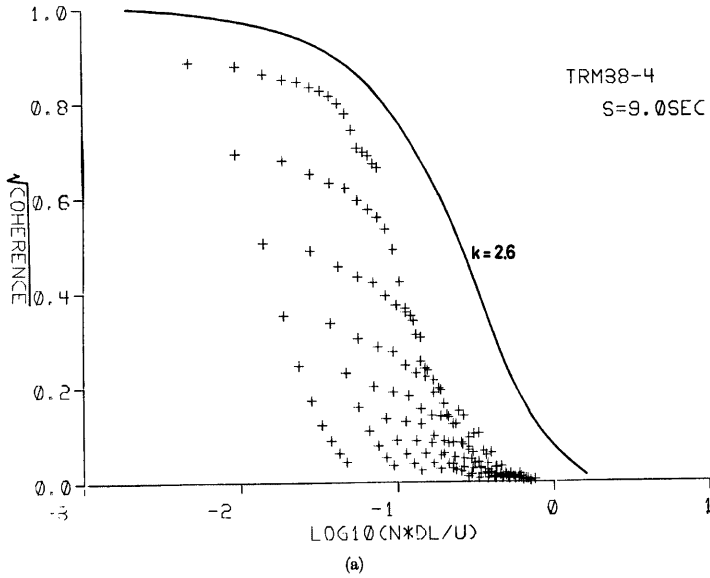


Fig. 24 a) Square root of coherence between two points on the array separated by η as a function of normalized frequency $n\eta/U$. Solid line shows the relation of eq. (14) where k is expressed by eq. (15).

b) Same as Fig. 24 a) except for lateral direction.

周波数側でも大きな減衰となっているが、これについて岩谷¹⁰⁾は経験的に得られた二次元スペクトルの形からこの減衰の割合を評価距離をパラメータとして得ているが、ここで得たものはそれよりもかなり大きな減衰を示している。これは両者で用いているデータの風向直角方向の風の特性にかなり差があるため、更に検討を要する問題である。

鉛直方向に η だけ離れた二点間のコヒーレンスの平方根 $R(n, \eta)$ は $n\eta/U$ の形で無次元化した周波数で次のような形で表わせるということが Davenport⁹⁾ によって提案されている。

$$R(n, \eta) = \exp(-kn\eta/U) \quad \dots\dots\dots(14)$$

ここで k は減衰定数と呼ばれ $k=8$ といわれている。Fig. 23 に示したものは種々の η の組合せに対して $R(n, \eta)$ をプロットしたものであり、(14)式で $k=8$ とした関係も示してあるが、両者はほぼ一致していると考えることができる。この k の値については周波数の関数として扱うべきだとの意見もあるが、ここではあまり例も多くないので $k=8$ としてそのまま用いたものである。

水平方向についても同様なコヒーレンスを考えることができる。ここでは k の値はもはや一定にはならず、測線に対する風向や二点間の水平距離 η によるといわれており、例えば岩谷¹¹⁾は、

$$\left. \begin{array}{l} \text{風向方向} \quad : k=2.6 \\ \text{風向直角方向} : k=14(-\eta/z)^{0.45} \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots(15)$$

という形を経験的に得ている。Fig. 24 にここで得られたコヒーレンスの値をプロットしたが、風向方向、風向直角方向共、上に示したような関係では表現できない。これは先にも述べたようにここで測定したデータの風向直角方向の相関が距離と共に急激に減衰してしまうということによるもので、従来のような表現ではうまく表わせないものもあるという一つの例である。

今回の観測では風向方向と風向直角方向についての風の特性を同時には測定できなかったが、風向が測線に平行な時と直角の時とを利用してスペクトルの空間的な性質のおよその形を推定することができる。その結果は Fig. 25 のようになり、風向直角方向のスペクトルのピークは風向方向のものとは比べると波数の高い所に生じていることがわかる。これは空間相関関数をフーリエ変換して求めたものであるが、風速変動の空間的性質を調べる1つの手段として測線上25点のある時刻の風速分布を直接調和解析を行って時間毎の空間的性質を調べることができる。すなわち、測線上の風速分布を

$$u(l, t) = a_0(t) + \sum a_i(t) \cdot \sin\left(\frac{2\pi i}{T}l + \delta(t)\right) \quad \dots\dots\dots(16)$$

という形で表現し、その波数別の振巾 $a_i(t)$ の自乗

平均値として空間スペクトルを考えるものである。Fig. 26 に示したものは風速の評価時間を9秒として計算を行った結果で、低波数側の $0.5 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ ぐらいまではエネルギーの減少は少ないが高波数側では急速に減少し、風速のほぼ等しいこれら4つの Run すべてで似た形の変化を示している。このような空間調和解析を行って得られた長周期側の波数1～波数3についてその振巾の時間変化を見たものが Fig. 27 である。これによると波数 $1/720 \text{m}$ の変動には長い周期の変動が大きく存在するのが見られるが、波数が増すと共に変動の振巾は小さく周期も短くなるが、それでも振巾は平均風速の10多程度はある。

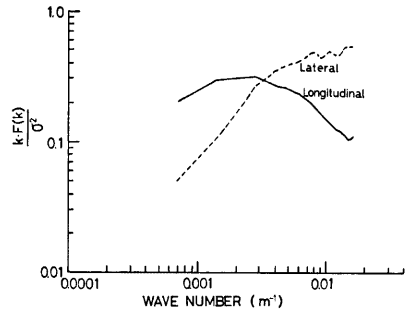


Fig. 25. Comparison of normalized space spectra between longitudinal direction (solid line) and lateral direction (dashed line) as functions of wave number.

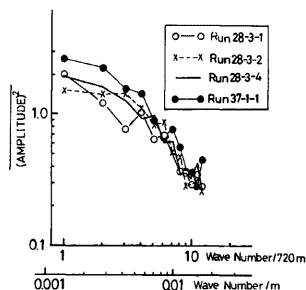


Fig. 26. Mean square value of amplitude evaluated from the harmonic analysis of instantaneous wind speed distribution on the array as functions of wave number.

6. 結 語

水平方向 720 m にわたる測線上で得られた風速の同時記録より、風向方向及び風向直角方向の乱れの空間的構造について解析を行った。まず、風向直角方向の突風率の空間低減率については一点での突風率の値をパラメータとして表現できるような表現式を得た。風向方向の乱れの積分スケールは 100 m 程度であったが、風向直角方向では 10 m 程度の値であり、空間相関関数を見ても 90 m 以上離れるとほとんど相関はない。また風向方向の時空間相関関数の距離ずれに伴うピークの移動より求めた乱れの伝播速度は最も顕著な場合で平均風速の 0.8 倍であった。

最後に本研究は台風研究委員会の活動の一部として行われていたものであり、結果を発表するにあたり同委員会に感謝する。また、この観測には多くの人々の長年にわたる協力によって初めて完了することができたものであり、ここに関係者に深く感謝したい。

参 考 文 献

- 1) 光田 寧, 加藤晶子: 風速の空間的および時間的変動の性質について, 京都大学防災研究所年報, 第16号 B, 1973, pp. 293-304.
- 2) 光田 寧, 藤谷徳之助, 加藤晶子: 評価時間と評価距離を考慮した突風率の表現について, 京都大学防災研究所年報, 第17号 B, 1974, pp. 219-225.
- 3) 塚本 修, 光田 寧: 強風時における風速変動の空間相関について, 京都大学防災研究所年報, 第21号 B 1, 1978, pp. 427-436.
- 4) 台風研究委員会: 多良間島における台風観測研究総合報告書, 1980, 229 p.
- 5) Mitsuta, Y.: Gust Factor and Analysis Time of Gust, Journ. Met. Soc. Japan, Ser. II, Vol. 40 No. 4, 1962, pp. 242-244.

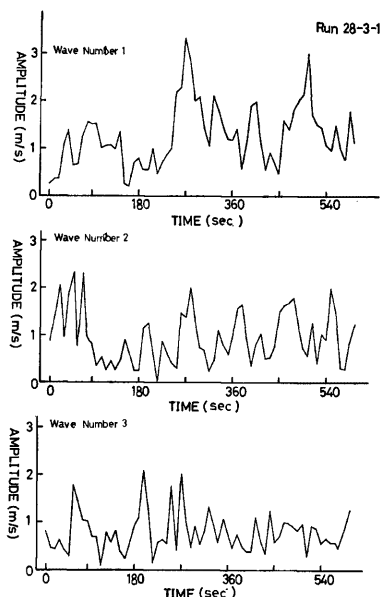


Fig. 27. Time variation of the amplitude evaluated from the harmonic analysis of wind distribution for wave number 1 (upper), 2 (middle) and 3 (lower).

- 6) 塩谷正雄：強風の性質，開発社，1979，193 p.
- 7) Panofsky, H.A. and I.A. Singer: Vertical Structure of Turbulence, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 91, 1965, pp. 339–344.
- 8) Blackman, R.B. and J.W. Tukey: The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communication Engineering, Dover Publications, Inc., 1958, 190 p.
- 9) Davenport, A.G.: The Spectrum of Horizontal Gustiness near the Ground in High Winds, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 87, 1961, pp. 194–211.
- 10) Iwatani, Y.: A Model of Two-dimensional Spectrum of Wind Fluctuation during Strong Winds and its Applications to the Engineering, Jour. Met. Soc. Japan, Vol. 54, 1976, pp 321–327.
- 11) Iwatani, Y.: Some Features of the Spatial Structure of the Surface Layer Turbulence in the High Wind Condition, Journ. Met. Soc. Japan, Vol. 55, 1977, pp. 130–138.