

## 台風時の平均風速と乱れ強度の鉛直分布

孟 岩 松 井 正 宏  
(技術研究所) (技術研究所)  
嶋 田 健 司 日 比 一 喜  
(技術研究所) (技術研究所)

### §1. はじめに

台風時の平均風速と乱れ強度の鉛直分布を正確に予測することは耐風設計上重要である。特に強風時の乱れ強度は、ガスト影響係数の評価に直接関わるため、台風時の大気境界層の性質および台風時の大きな乱れ強度の発生原因を明らかにすることは、重要な意味を持つ。

しかし、台風時では高高度での観測が非常に困難なため、台風時の境界層高さ(約1.5km)までの平均風速と乱れの鉛直分布に関するデータはほとんど得られておらず、これまでのところわずかにChoi(1983)<sup>1)</sup>によるゾンデを用いた平均風速の観測が行なわれているのみである。

一方、高度100mまでの地表面付近における台風時の強風観測は、これまで比較的数量多く行なわれている<sup>2)~7)</sup>。その中で、多良間島での観測は、その期間が最も長く、1971年から1978年までの7年間におよんでいる。観測に用いられた風速計は計39台、観測タワーの高さは50mである<sup>2)</sup>。またほぼ同じ頃に香港島のCape D'Aguiarにおいても、大規模な観測が行なわれている。観測に使用された風速計は計40台、観測タワーの高さは70mである<sup>3)</sup>。また、台風中心の通過時の強風の特徴を詳細に調べた例としては、潮岬を通過した台風T7220<sup>4)</sup>、筑波を通過した台風T8115<sup>5)</sup>、長崎のHuis Ten Boschを通過した台風T9119<sup>6)</sup>などに関する研究が上げられる。

台風時の乱れの特徴については、筑波<sup>5)</sup>での観測からは、台風時の強風と季節風による強風との乱れ強度はほとんど差がないという結果が得られているが、反対に、香港のCape D'Aguiar<sup>3)</sup>での観測からは、台風時の強風と季節風による強風の乱れの特徴とは全く異なるという結果が得られている。また、台風T9119時の九州地方の各気象官署の記録から求めたガストからは非常に大きな値が得られている<sup>7)</sup>。

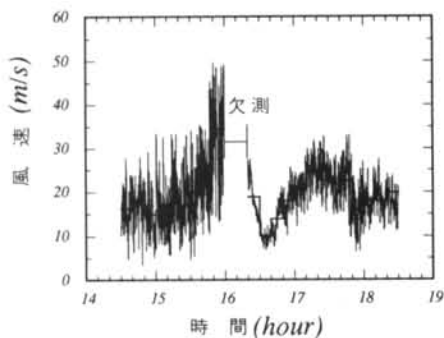
一方、長崎のHuis Ten Boschの観測<sup>6)</sup>では、乱れ強度の値は同じ台風についても一定しておらず、台風の通過時に大きく変化している。このように、台風時の乱れの特徴については、これまでの観測からは統一的な見解が得られていないのが現状である。

そこで本研究では、まずHuis Ten Boschで観測された1991年の一連の台風観測データをもとに、台風時の強風の乱れ強度及び観測点周辺の地形との関係を明かにし、季節風に見られない大きな乱れ強度が台風時に観測される原因を明らかにする。そして、台風に伴う強風場を求めるための数値モデルを構築し、台風時の平均風速と乱れ強度の鉛直分布の特徴を理論的に明らかにする。

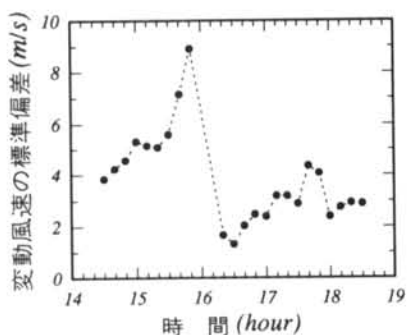
### §2. 台風時の強風の乱流特性

ここで、解析に用いたデータは、長崎Huis Ten BoschにあるDomtoren Towerで観測されたもので、風速及び風向は、建物の最上部(地上高さ100m)に取り付けられた三杯型風速計(牧野応用計測器AF-860)及び風向計(牧野応用計測器VF-216)により計測したものである。風向計の分解能は16風向(22.5度ピッチ)である。測定器からの出力は20HzでA-D変換され、コンピュータにより10分間ごとに逐次統計処理される<sup>6)</sup>。また風向、風速の時系列記録は10分間平均風速が15m/sを超えた時点より光磁気ディスクに自動的に記録される。以下に述べる乱れ強度などの統計量の一部分は風速の時系列記録から求めたものである。その際に台風の非定常性が考慮され、風速の変動成分は瞬間風速値から10分間の移動平均値を差し引いた値により求めた。

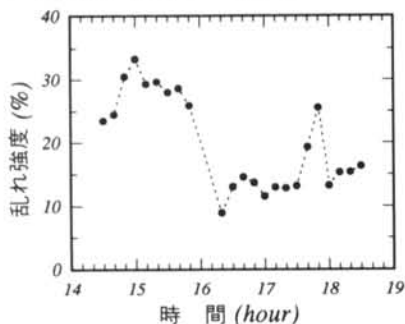
図一には台風T9119時の台風眼通過時の風速記録を示す。16:00から16:20までの20分間の計測の中断部分を除いて、台風の眼を含む台風域の強風デ



図一 1 台風T9119の観測点通過時の瞬間風速記録



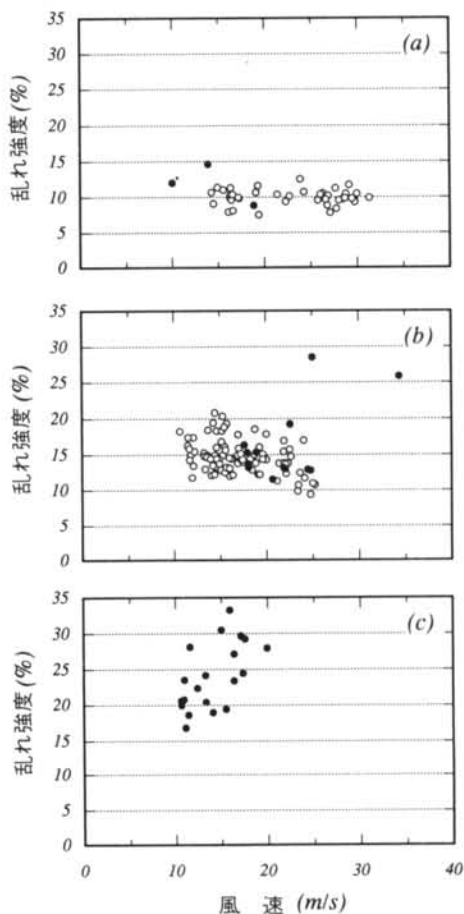
図一 2 変動風速の標準偏差の時間変化



図一 3 乱れ強度の時間変化

ータが得られている。図一 2 には、変動風速の標準偏差の時間変化を示す。台風眼通過前後に二つの主要なピークがあり、これらのピークは、台風の最大風速域に対応している。また、台風の中心域での変動風速が平均風速の減少とともに小さくなっていることが分かる。図一 3 には風の乱れ強度の時間変化を示す。その値は 9% から 34% まで大きく変化している。

乱れ強度の値が地表面粗度の大きさに依存することは、季節風による強風の観測から明らかにされている<sup>8), 9)</sup>。台風 T9119 の観測データについても地表面粗度別に整理を行なった。図一 4 は、乱れ強度の

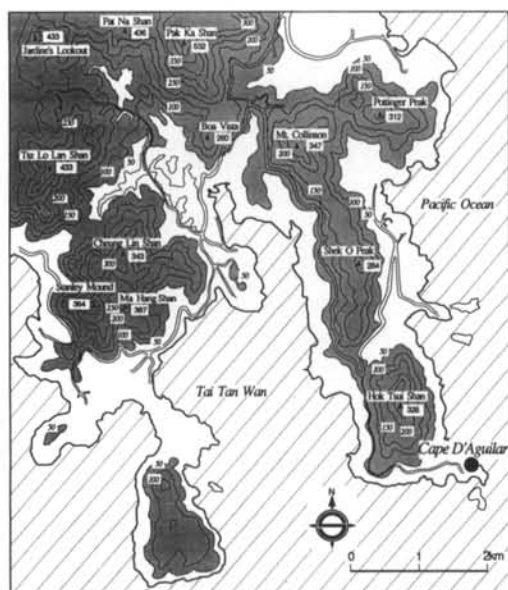


(a)海風, (b)陸風, (c)丘陵から吹く風

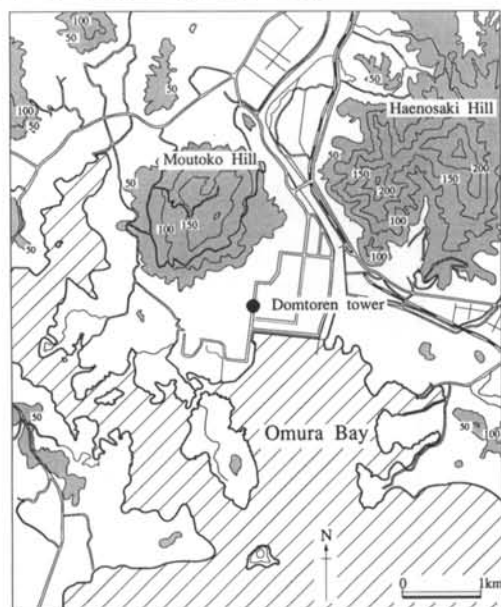
図一 4 乱れ強度の平均風速による変化

平均風速による変化を粗度別に示したものである。同図には比較のため、台風 T9109 時の観測データ (白丸) も示した。乱れ強度の値は、海 (図一 4 (a)), 陸 (図一 4 (b)), 丘陵 (図一 4 (c)) から吹いてくる場合、それぞれ平均で 10%, 15%, 25% となっている。海、陸からの風については、台風 T9119 時と台風 T9109 時では違いが見られない。ただし、図一 4 (b) の中には平均値から大きく外れた点が見られる。これは地形の水平方向の非均一性によるもので、この点については別報にて報告する。以上のように、台風時の乱れ強度は季節風と同様に地表面の粗度に依存し、地表面粗度別に整理することができる。

ここで季節風による強風には見られない大きな乱れ強度が台風時に観測される理由について考えてみる。一般に季節風による強風には、地域ごとの特定の卓越風向が存在するが、台風による強風では台風



図—5 香港島での観測点周辺の地形



図—6 長崎での観測点周辺の地形

の通過に伴い風向が著しく変化する。そのため、季節風の卓越風向以外方向で観測点周辺の地形や地表面の粗度が大きく変化していれば、季節風には見られない大きな乱れ強度が台風時に観測される可能性がある。長崎 Huis Ten Bosch での台風 T9109、台風 T9117 及び台風 T9119 時の観測記録<sup>6)</sup>では、風向はほとんど全方位を含んでおり、大きな乱れ強度が

観測されたのは、丘陵のある方向から吹いてきた強風の場合である。

同様なことは、台風と季節風の乱流特性の相違を報告している香港島の Cape D'Aguiar での観測にも言える。香港島の Cape D'Aguiar の観測点の周辺地形 (図—5) は、長崎 Huis Ten Bosch の場合 (図—6) と同様に、観測点の周囲約 2 km 以内に 150 m を超える地形がある。風向記録についての詳細は論文中に明記されていないが、風速記録に基づき計算された粗度長  $z_0$  の値が 0.15 m から 2.30 m まで大きく変化していることから、そこでの観測記録は周辺地形の影響を強く受けていた可能性が大きいと推定される。

一方、台風時の強風と季節風とで乱れ強度に差が見られないことを報告している例として、筑波大学の水理実験センターでの観測がある。そこでの観測点の風上側 30 km 以内には大きな地形変化はない。

以上の考察から、台風時に季節風時に比べ大きな乱れ強度が観測される最大の理由は、観測点周辺の地形によるものであることが分かる。地表面粗度 (あるいは地形) が同一であれば、地表付近においては、台風と季節風による強風の乱れ強度には差がないと言えよう。ただし、他の乱流統計量については、台風時の強風に関する観測データが必ずしも十分とは言えない現在、明確ではない。そこで、本研究ではこの点を明らかにするために、台風時の大気境界層を記述する数値モデルを構築し、台風時の平均風速と各種の乱流統計量の鉛直分布の特性を詳細に調べることにする。

### § 3. 台風時の大気境界層の数値モデル

強風時の大気境界層が中立であると仮定すれば、台風に伴う強風場を、Navier-Stokes 方程式で記述することができ、この方程式を数値的に直接解くことにより、台風時の強風場が求められる。しかし、N-S 方程式を数値的に直接解くことは、膨大な計算時間を要し、また台風時の大気境界層の本質を表わすパラメーターを抽出しにくいという点もあり、得策ではない。そこで、本研究では、台風時の大気境界層を記述できる近似方程式を用いることにする。

これまで、著者らは台風に伴う強風場を求めるための解析モデルを提案してきた<sup>10)</sup>。この解析モデルでは、台風に伴う風速  $\vec{v}$  を、鉛直方向のせん断力

を無視できる自由大気中の傾度風速(Gradient Wind)  $\vec{v}_g$ と地表面の摩擦による成分 $\vec{v}'$ との和で表わすことにし、N-S方程式を、傾度風速  $\vec{v}_g$ に関する方程式と、地表面の粘性による成分 $\vec{v}'$ に関する方程式に分けることにした。そして、これらの式の非定常項に対するモデル化及び各項に対する摂動解析を行ない、台風時の大気境界層を記述できる近似方程式を導出した。この台風モデルを構成する際のフローチャートを図-7に示す。この時、速度成分 $\vec{v}$ を表わす方程式の中の渦粘性係数の $K_m$ の値は一定として仮定し、方程式の解を解析的に求めた。この解析解を用いて1991年の一連の台風記録<sup>6)</sup>をシミュレートし、風向、風速の観測記録をよく再現することを確認した。ただし、台風時の強風の乱れ特性を検討する際には、渦粘性係数を一定値として仮定することには無理があり、この点に関して、より精度の高い乱流モデルを用いる必要がある。

そこで、本研究では速度成分 $\vec{v}$ を表わす方程式の中の渦粘性係数 $K_m$ を速度勾配の関数とし、速度成分 $\vec{v}$ を表わす二つの方程式(1), (2)を、 $K_m$ を表わ

す式(9)と同時に数値的に解くことにした。

$$-\left(2 \frac{v_{\theta g}}{r} + f\right) v'_{\theta} = \frac{\partial}{\partial z'} \left( K_m \frac{\partial v'_{\theta}}{\partial z'} \right) \dots\dots(1)$$

$$\left( \frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right) v'_r = \frac{\partial}{\partial z'} \left( K_m \frac{\partial v'_{\theta}}{\partial z'} \right) \dots\dots(2)$$

ここで

$$f_{\lambda} = \left[ \left( \frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right) \left( 2 \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right) \right]^{1/2} \dots\dots(3)$$

$$\xi = \frac{\left( 2 \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right)^{1/2}}{\left( \frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right)^{1/2}} \dots\dots(4)$$

とおくと、式(1), (2)は次のようになる。

$$-\xi f_{\lambda} v'_{\theta} = \frac{\partial}{\partial z'} \left( K_m \frac{\partial v'_{\theta}}{\partial z'} \right) \dots\dots(5)$$

$$\frac{1}{\xi} f_{\lambda} v'_r = \frac{\partial}{\partial z'} \left( K_m \frac{\partial v'_{\theta}}{\partial z'} \right) \dots\dots(6)$$

ここで、 $f_{\lambda}$ と $\xi$ は台風時の大気境界層の性質を表わすパラメーターで、計算結果に及ぼす影響について

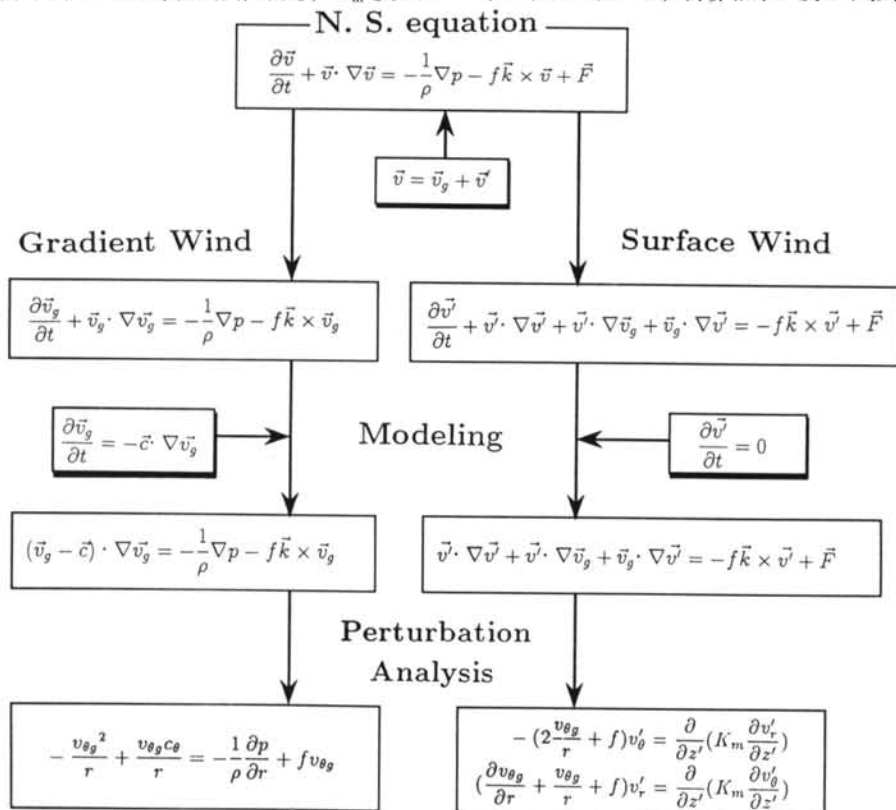


図-7 台風モデルのフローチャート

は次節で詳しく説明する。

式(5), (6)についての境界条件は、以下のように考える。上空では

$$\bar{v}'|_{z' \rightarrow \infty} = 0 \quad \dots\dots(7)$$

とする。また、地表面近傍では、対数分布が成り立つと仮定し、

$$\begin{aligned} u|_{z'=z_1} &= \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z'_1 + z_0}{z_0} \\ &= \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{h + z_{10} - d + z_0}{z_0} \quad \dots\dots(8) \end{aligned}$$

とする。ここで、 $u(\sqrt{v_\theta^2 + v_r^2})$ は主流風速、 $\kappa$ はKarman定数、 $h$ は粗度要素の平均高さ、 $d$ は零面変位である。また、 $z_0$ は相当粗度長で、地表面粗度と地形効果を表わすパラメーターである。これらの値の設定方法については文献(10)を参照されたい。図-8には本論文に用いた座標系を示す。 $z'=0$ の面は零面変位の高さにとり、 $z_{10}$ は基準とする高さで、10mとする。

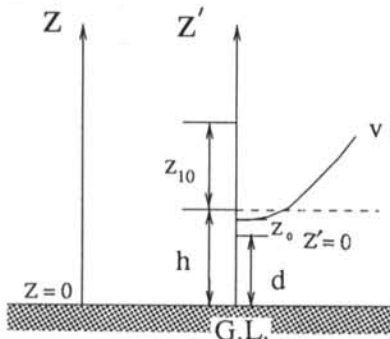


図-8 鉛直座標系

台風時の大気境界層の乱流特性について調べる場合は、境界層内の乱流に関するパラメタリゼーションが非常に重要である。本研究では、Mellor and Yamada (1974)<sup>11)</sup>により提案された乱流 closure modelを適用する。このclosure modelは乱流過程の表現段階によってlevel 1~4までの4つの精度階級に分かれている。大気境界層の性質を調べることを目的としている場合には、乱流エネルギーを乱流物理量に関する代数方程式から決定するlevel 2を用いれば、十分な計算精度が得られる<sup>11)</sup>。また、大気が中立状態であれば、渦粘性係数 $K_m$ は、以下のように与えられる

$$K_m = B^{1/2} \kappa^{3/2} L^2 \left[ \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial z'} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_r}{\partial z'} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \dots\dots(9)$$

ここでは、 $L$ は乱流渦の特徴長さでBlackdar (1962)<sup>12)</sup>により提案された次式を採用する。

$$L = \frac{\kappa z'}{1 + \kappa z' / L_0} \quad \dots\dots(10)$$

また、(10)式の中の定数 $L_0$ については、乱流エネルギーの平方根 $q$ の一次モーメントと0次モーメントの比を表わす次式から求める。

$$L_0 = \alpha \int_0^\infty z' q dz' / \int_0^\infty q dz' \quad \dots\dots(11)$$

ここで、 $\alpha$ は経験的定数で、乱流渦の特徴長さ $L$ の観測値に応じて設定する。

乱流エネルギー $q^2$ は乱流エネルギーの生成と消散の釣り合い式から、以下のように求められる。

$$q^2 = B_1 \kappa L^2 \left[ \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial z'} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_r}{\partial z'} \right)^2 \right] \quad \dots\dots(12)$$

また、主流方向の変動風速の標準偏差 $u'^2$ は次式から求める。

$$u'^2 = \left( \frac{1}{3} + 4 \frac{A_1}{B_1} \right) q^2 \quad \dots\dots(13)$$

ここで、 $A_1$ 、 $B_1$ はそれぞれclosure modelに現れるパラメーターで0.92、16.6である。

本研究では、差分法により方程式の数値解を求める。運動方程式(5), (6)及び渦粘性係数、乱流渦の特徴長さ、乱流エネルギーを表わす式(9), (10), (12)の中の空間微分項を2次精度の中心差分式により近似し、S.O.R.法によって解を求めた。計算領域の上限高さは3000mとし、そこでの風速 $\bar{v}$ は傾度風速とする。

#### §4. 台風と季節風との比較

台風時の大気境界層の一般的な性質を吟味し、台風と季節風の比較検討を行なう際に、無次元量を用いるのが便利である。ここで、風速は、傾度風速 $G$  ( $=\sqrt{v_{\theta g}^2 + v_r^2}$ )で無次元化し、また、長さの代表スケール $l$ は、 $G/f_\lambda$ と $z_0$ の積の平方根をとる。

したがって、

$$\begin{aligned} v_r^* &= (v_{rg} + v_r) / G, \quad v_\theta^* = (v_{\theta g} + v_\theta) / G \\ z^* &= z' / l, \quad L^* = L / l \\ K_m^* &= K_m / (lG) \end{aligned}$$

(1), (2)式は次のようになる。

$$-\xi v_\theta^* = \frac{(G/f_\lambda)^{1/2}}{z_0^{1/2}} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( K_m^* \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*} \right) \quad \dots\dots(14)$$

$$\frac{1}{\xi} v_r^* = \frac{(G/f_\lambda)^{1/2}}{z_0^{1/2}} \frac{\partial}{\partial z^*} \left( K_m^* \frac{\partial v_\theta^*}{\partial z^*} \right) \quad \dots\dots(15)$$

ここで、パラメーター  $G/f_\lambda$  と  $z_0$  は長さの次元を有し、大気境界層の高さはこの二つのパラメーターによって決定される。また、無次元パラメーター  $\xi$  は、台風時の大気境界層が持つ渦度の空間的非一様性を表わしている。

以上、これらの3つのパラメーターを変化させれば、中立時の様々な状態(台風、季節風)での大気境界層の性質を調べることができる。パラメーター  $G/f$  と  $z_0$  は季節風を表わす地衡風近似の方程式の中にも現れているため、この二つのパラメーターの平均風速や乱流統計量に与える影響は以前から研究されており、詳細な議論はここで省略する。

本研究では、台風を代表する無次元パラメーター  $\xi$  の平均風速や乱れなどの乱流統計量に与える影響のみを詳しく検討し、台風時の大気境界層の性質を明らかにし、台風と季節風との平均風速や乱れなど乱流統計量の相違点を明確にする。台風パラメータの選定は台風T9119を参考にして定め、 $\Delta p = 60 \text{ hpa}$ ,  $r_m = 80 \text{ km}$ ,  $c = 15 \text{ m/s}$  とした。

また、Coriolisパラメーター  $f$  は  $10^{-4} \text{ 1/s}$  (緯度: 43.4度) とし、地表面の粗度長  $z_0$  の値を  $1.0 \text{ m}$  と設定した。

ここで台風時の大気境界層の一般的な性質を調べる前に、支配方程式(5), (6)の中に含まれる二つのパラメーター  $f_\lambda$  と  $\xi$  の特性を明らかにする。

図-9(a)にはパラメーター  $f_\lambda$  の台風半径方向の変化を示す。台風の中心に近づくと、 $f_\lambda$  の値は、Coriolisパラメーター  $f$  の値に比べかなり大きな値となり、台風中心から離れるにつれて、 $f_\lambda$  の値は次第に小さくなり、Coriolisパラメーター  $f$  の値に等しくなる。Coriolisパラメーター  $f$  の値は、地球の持

つ渦度 ( $2 \times \omega \sin \psi$ ,  $\omega$ : 地球自転の角速度,  $\psi$ : 緯度) の大きさを表わしている。一方、 $f_\lambda$  を記述する(3)式から分かるように、式中には、地球自身の渦度を表わす項  $f$  が含まれている以外、台風自身の持つ渦度を表わす項  $\left( \frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} \right)$  も含まれている。すなわち、 $f_\lambda$  は、台風時の大気境界層内の絶対渦度を表わしている。当然ながら、台風の中心から離れるにつれ台風自身の持つ渦度は次第に小さくなり、最終的に  $f_\lambda = f$  となり、地球自身の渦度のみが方程式中に残される。そこでは、 $\xi$  も1となるため、台風を記述する運動方程式は地衡風を記述する方程式と一致する。すなわち、台風の中心から離れると台風も季節風も全く同じ性質を持っていることになる。

図-9(b)にはパラメーター  $\xi$  の台風半径方向の変化を示す。 $\xi$  の値は、台風の中心域と台風中心からかなり離れた域では1に近い値をとり、それ以外の域では1より大きい値をとることが分かる。 $\xi$  の値が1となるところでは、 $\xi$  を記述する(4)式から分かるように、渦度の軸方向の分布が一様になっている。すなわち、 $\xi$  は台風時の大気境界層の持つ渦度の軸  $r$  方向の非一様性を表わすパラメーターとなっており、台風時の風速と乱れの鉛直分布の形成に大きな影響を与える。 $\xi$  の値が1より大きくなると、(5)式左辺の  $v_\theta$  にかかる係数は、(6)式左辺の  $v_r$  にかかる係数より大きくなり、方程式(5), (6)のバランスは  $\xi = 1$  の場合と異なってくる。

以上の分析から分かるように、台風時の大気境界層を記述する本数値モデルは、傾度風を表わす最も一般的な方程式となっている。台風の中心付近では(1), (2)式は旋衡風 (Cyclostrophic Wind) を近似し、また、台風の中心から十分に離れると、この二つの式は地衡風 (Geostrophic Wind) を近似することになる。パラメーター  $G/f_\lambda$  と  $\xi$  の値を変化させて流れ場を調べれば、台風の中心に近いところから遠く離れているところまでの中立時の大気境界層の性質が分かる。また、パラメーター  $G/f_\lambda$  を一定にし、 $\xi = 1.0$  と  $\xi > 1$  の時の大気境界層の性質を調べれば、季節風による強風と台風との相違が分かる。

ここで、パラメーター  $G/f_\lambda$  は  $10^5$  で、 $\xi = 1.0$  (case1) と  $\xi = 1.57$  (case2) の二つのケースについて計算を行なった。case1は、地衡風近似で表わせられる季節風 ( $G = 10.0 \text{ m/s}$ ,  $f = 10^{-4} \text{ 1/s}$ , 緯度: 43.4度) を代表し、case2は、台風中心付近

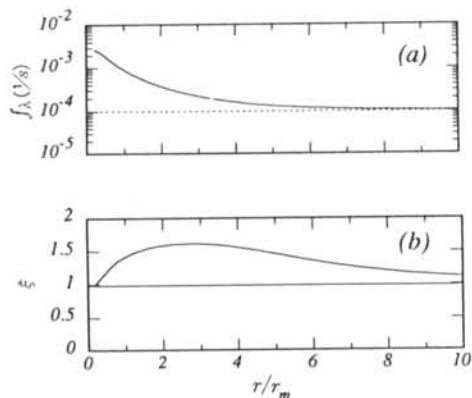
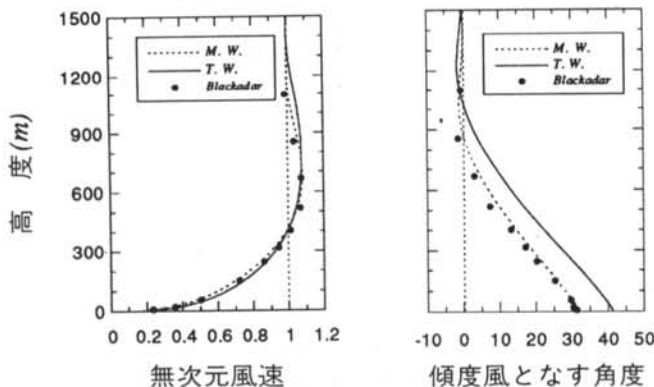
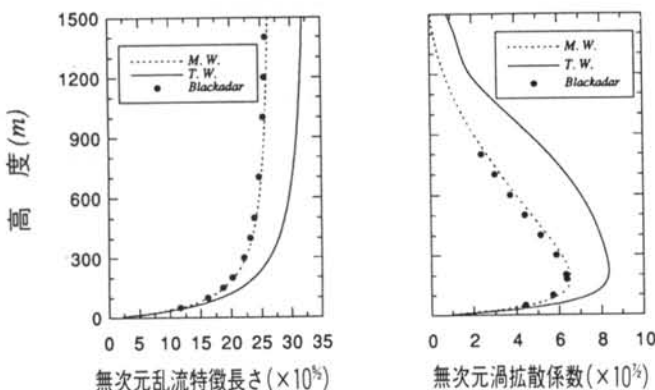


図-9  $f_\lambda$  と  $\xi$  の台風半径方向の変化

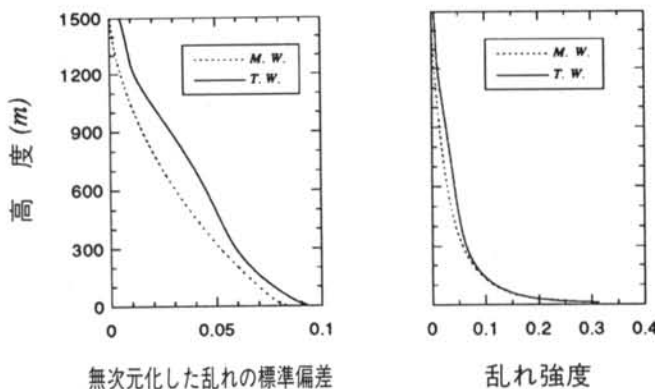
( $r/\gamma_m=2.0$ ,  $G=39.0\text{m/s}$ ,  $f_\lambda=3.9\times 10^{-4}\text{1/s}$ ) での風速場を代表する。case 1 のパラメーターの値は、Blackadar<sup>12)</sup> の計算 ( $G=10.0\text{m/s}$ ,  $f=10^{-4}\text{1/s}$ ,  $z_0=1.06\text{m}$ ) に使用した値を参考にした。また、Blackadar の計算結果と比較するために、式(11)の中の定数 $\alpha$ の値を0.0675とした。



図—10 台風と季節風の平均風速と傾度風のなす角度の鉛直分布



図—11 乱流渦の特徴長さ と渦拡散係数の鉛直分布



図—12 乱れの標準偏差と乱れ強度の鉛直分布

図—10には傾度風速 $G$ で無次元化した風速と傾度風のなす角度 $\gamma$ を示す。点線は季節風(M.W. : Monsoon Wind)、実線は台風(T.W. : Typhoon-induced Wind)、黒丸はBlackadarの計算結果を示す。傾度風のケースについては、本計算

で得られた値がBlackadarの計算結果によく一致しており、計算コードの妥当性が確かめられた。ここで注目すべき点は台風と季節風との角度 $\gamma$ の値(台風についてはinflow angleと呼ぶ)がかなり異なっていることである。角度 $\gamma$ の値は台風の時に大きく、季節風の時に小さい。また、高さ400m以下での風速については、台風時の値が季節時と比べてやや大きくなっている。これは、台風時の傾度風に直角となる風速成分 $v_r$ が季節風に比べて相対的に大きくなったことによるものである。台風と季節風の相違は平均風速のみではなく、無次元した乱流渦の特徴長さ $L^*$ と渦粘性係数 $K_{\epsilon}^*$ にも現れている(図—11)。地表面近傍を除けば、台風時の無次元した乱流特徴長さ $L^*$ と渦粘性係数 $K_{\epsilon}^*$ は季節風より大きくなっている。

同様なことは、無次元した変動風速の標準偏差についても言える(図—12)。ただし、乱れ強度から見た場合、台風と季節風との差は、200mの地表面に近いところにおいて、ほとんど見られない。これは、台風時の平均風速と変動風速の標準偏差とが同時に大きくなったためである。台風時と季節風時の乱れ強度との差が地表面付近で観測されなかった<sup>5)</sup>のも、台風のこの性質によるものと説明される。

## §5. まとめ

本研究の結果から得られた知見は、以下ようになる。

1) 既往の台風時の観測記録と観測点周辺の地表面粗度(地形)との関係を詳細に検討した結果、台風時に大きな乱れ強度が観測される最大の理由は、観測点周辺の地形によるものであることが明らかに

した。

2) 台風時の大気境界層を記述する数値モデルを構築し、台風時の大気境界層を表わす重要な物理量を抽出することができた。この数値モデルは、中立時の大気境界層を表わす最も一般的なモデルとなっており、季節風から台風までの大気境界層における平均風速や各種の乱流統計量などを統一的に検討することが可能となった。

3) 本数値モデルによる台風と季節風のシミュレーションの結果、パラメーター $G/f_\lambda$ が同じである場合

では、台風時の無次元風速、傾度風のなす角度 $\gamma$ 、乱流特徴長さ $L^*$ 、渦粘性係数 $K_m^*$ 及び変動風速の標準偏差 $(\sigma_u/G)$ の大きさが、季節風に比べて大きくなる。ただし、乱れ強度から見た場合、地表面に近いところにおいて、台風と季節風との間にはほとんど差がない。地表面粗度が一樣な地域での台風観測から、台風と季節風の乱れ強度に差が見られなかったのは、台風時の大気境界層の性質によるものと説明される。

#### <参考文献>

- 1) E.C.C. Choi: "Gradient height and velocity profile during Typhoons." J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.13, (1983) pp.31-41
- 2) 光田, 塚本, 坂本: "多良間島における台風観測研究総合報告書" 台風研究委員会 (1980年) P.229
- 3) E.C.C. Choi: "Characteristics of Typhoons over the South China sea," Journal of Industrial Aerodynamics, Vol.3 (1978) pp.353~365
- 4) 光田, 森: "潮岬において観測された台風眼通過時の風の特性について" 京大防災研究所年報 16-B (1973年) pp.285~291
- 5) 甲斐: "台風8115号の乱流特性について" 第7回風工学シンポジウム論文集 (1982年) pp.23~30
- 6) Y. Tamura, K. Shimada, K. Hibi "Wind response of a tower (Typhoon observation at the Nagasaki Huis Ten Bosch Domtoren)" J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, No.50 (1993) pp.309~318
- 7) 前田: "台風9117号と9119号による九州地区における強風分布特性と建築物および送配電施設の被害分布" 日本風工学会誌 No.50 (1992年) pp.27~30
- 8) 塩谷: "強風の性質" 開発社 (1981年) p.201
- 9) J. Counihan: "Adiabatic atmospheric boundary layers," A review and analyses of data from the period 1880-1072, Atmos. Environ., No.9, (1975) pp.871~905
- 10) 孟岩, 松井正宏, 日比一喜: "台風に伴う強風場を求めるための解析モデルの提案" 日本風工学会誌 No.57 (1993年) pp.1~14
- 11) G. L. Mellor and T. Yamada: "Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems." Rev. of Geophys. and Space Phys. 20 (1982) pp.851~872
- 12) A. K. Blackadar: "The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere." Journal of Geophysical Research, Vol. 67, No.8 (1962) pp.3095~3102