



論文

中立時の大気境界層における強風の鉛直分布特性

その2 台風時の強風

Characteristics of the vertical wind profile in neutrally atmospheric boundary layers

Part 2: Strong winds during typhoon climates

孟 岩*¹ 松井正宏*² 日比一喜*³
Yan MENG, Masahiro MATSUI, Kazuki HIBI

SUMMARY

The wind field in a typhoon boundary layer (TBL) has been investigated by a numerical model. The results show that vertical profiles of wind speed and turbulence intensity in the TBL can be satisfactorily expressed by conventional power law expressions. Basic parameters in the expressions, with the exception of the gradient height z_g , can also be predicted by formulas proposed in Part 1 of this paper. To describe characteristics of the TBL, two new parameters have been suggested: one is a dimensional parameter, f_λ , representing the absolute vorticity in the wind field, and the other is a non-dimensional parameter, ξ , characterizing heterogeneity of vorticity in the radial direction of typhoon. Substituting Coriolis parameter f with the parameter f_λ , the gradient height z_g during typhoons can be presented by the same formula as that during non-typhoon climates. The characteristics of the drag coefficient C_g ($= u_* / U_g$) and the surface stress angle γ_s in the TBL are also examined using the present numerical model. The results indicate that C_g and γ_s are a function of a modified surface Rossby number $R_{\alpha\lambda}$ ($= U_g / (f_\lambda z_g)$) and the parameter ξ .

1. はじめに

台風時の平均風速とその乱れの強さの鉛直分布を精度よく求めることは耐風設計上重要である。特に、日本は台風の進路にあるため、多くの都市と地域の年最大風速

が台風 (typhoon) によってもたらされている。しかし、現在風工学の分野で提案された平均風速及び乱れの強さの鉛直分布を求めるためのモデルは、非台風時の強風の観測データに基づいて作られたもので、台風時の強

- * 1 清水建設(株)技術研究所 研究員 工博
Researcher, DR. ENG., Institute of Technology, SHIMIZU CORPORATION.
- * 2 清水建設(株)技術研究所 研究員
Researcher, Institute of Technology, SHIMIZU CORPORATION.
- * 3 清水建設(株)技術研究所 主席研究員 工博
Chief, Researcher, DR. ENG., Institute of Technology, SHIMIZU CORPORATION.
(原稿受理:平成7年9月6日)

風場の予測に適用できるかどうかは不明である。

台風に伴う強風場は、非台風時の強風場 비해、その水平スケール(300~500km)が小さく、また、発生頻度も低い。そのために、台風時の境界層高さまでの平均風速及びその乱れの強さの鉛直分布が観測された例は極めて少ない。これまでのところ、台風時の高高度での平均風速に関しては、Choi(1983)¹⁾の研究論文があるのみである。この論文の中では、ラジオ・ゾンデにより得られた9つの台風の平均風速の鉛直分布が示された。個々の台風をみると、傾度風高さ z_g の値は大きく異なっており、300mとなっているケースもある。しかし、観測時の上空風速 U_g が25m/sを超えていることを考えると、 $z_g = 300\text{m}$ という傾度風高さの値はかなり低く、非台風時の予測式²⁾により求めた値の数分の1となっている。台風時の傾度風高さがMonsoon時の値より低くなることは、Choi¹⁾により指摘されたが、その理由については明らかにされていない。

高高度での台風観測に比べ、地表面付近での台風観測は、比較的多く行われてきた^{3)~7)}。その中で、香港島のCape D'Aguilarでの観測においては、Monsoon時の強風観測も行ったため、台風時と非台風時の強風の性質についての比較が行われた。その結果、台風時の平均風速のべき指数と乱れの強さは、Monsoon時の値よりそれぞれ50%と75%大きくなっていると報告された⁴⁾。Cape D'Aguilarでの観測地点においては、南と東側が太平洋に面しているが、その北西側1km離れたところに300mを超える山(D'Aguilar Peakの高さは326mである)が存在する。風速記録に基づき計算された台風時の粗度長 z_0 の値はMonsoon時の値よりはるかに大きくなっている(2mを越えたケースもある)ことを考えれば、そこでの台風時の強風記録には北西側の山の影響が含まれている可能性が極めて大きい⁸⁾。一般に、非台風時の強風には卓越風向が存在する(例えば、香港では夏のMonsoonによる強風の風向は南よりである)。一方、台風による強風の風向は、台風の通過に伴い大きく変化し、強風は全方位から吹いてくる可能性がある。従って、非台風時の強風の卓越風向以外の方向に大きな地形(山、丘陵等)があれば、非台風時の強風に見られない大きなべき指数と乱れの強さが台風時に観測される可能性がある。Cape D'Aguilarでの強風観測結果は、台風と非台風時の強風場の違いを反映しているというより、地形の影響を表していると解釈した方が妥当である。

台風中心付近での強風の性質についても、これまでに

不明な点が残されている。台風中心の通過時の強風の性質を詳細に調べた例としては、潮岬を通過した台風T7220⁵⁾、筑波を通過した台風T8115⁶⁾及び長崎のHuis Ten Boschを通過した台風T9119⁷⁾などに関する研究が上げられる。筑波⁵⁾での観測結果によると、台風時の強風の乱れの強さはほとんど変化せず、その値は非台風時の強風の観測値ともほぼ一致する。一方、長崎のHuis Ten Boschの台風T9119の観測⁷⁾では、乱れの強さの値が台風の通過時に大きく変化するという結果が得られた。しかし、Huis Ten Boschでの観測記録には周辺地形の影響が含まれていることは著者ら⁸⁾の最近の研究により明らかにされている。

このように、台風の来襲頻度の低さと観測地点の周辺の地形の影響を考えると、台風時の強風の一般的な性質を観測から明かにするのはかなり困難である。従って、台風時の強風の性質を明かにするため、数値解析的な研究手法が最も有効であると考えられる。そこで、本論文(その2)では、まず、台風時の大気境界層を記述できる数値モデルを構築し、台風時の大気境界層の特性を表す外部パラメータを抽出する。そして、台風T9119をシミュレートすることにより、台風時の平均風速と乱れの強さの鉛直分布の特性を明らかにすると共に、これまでに観測から見られた台風時の強風場の特有な現象を説明する。更に、台風と非台風時の強風場の比較を行うことにより、台風と非台風時の風速場の螺旋構造及びその乱流特性の相違を明らかにすると共に、台風を含む中立時の大気境界層の抵抗則(抵抗係数 $C_g = u_* / U_g$ と表面剪断応力角度 γ_s)を表す一般式を提案する。

2. 台風時の大気境界層の数値モデル

2.1 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、ナビエー・ストークス(N-S)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する上、台風時の大気境界層の性質を表すパラメータを抽出しにくいという点もある。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。

これまで、著者らは台風に伴う強風場を求めるための台風モデルを提案してきた⁹⁾。この台風モデルでは、台風場を巨視的に取り扱うこととし、また、台風に伴う平均風速 \bar{v} を、鉛直方向の剪断力を無視できる自由大気中の傾度風速(Gradient Wind) \bar{v}_g と地表面の摩擦によ

る成分 \vec{v}' との和で表すことにより、N-S方程式を、傾度風速 \vec{v}_g の方程式と、地表面の摩擦による成分 \vec{v}' に関する方程式に分けた。そして、これらの方程式の中の非定常項に対するモデル化を行うことにより、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。更に、これらの方程式に対する摂動解析を行い、傾度風速 \vec{v}_g と地表面の摩擦による成分 \vec{v}' に関する近似式が得られた。Fig. 1は台風モデルの概要を示す。最終的に、傾度風速 \vec{v}_g に関する式は

$$v_{\theta g} = \frac{c_\theta - fr}{2} + \sqrt{\left(\frac{c_\theta - fr}{2}\right)^2 + \frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}} \quad (1)$$

$$v_{r g} = 0 \quad (2)$$

となり、また、地表面の摩擦による成分 \vec{v}' は近似式(3)、(4)により表される。

$$-\left(2\frac{v_{\theta g}}{r} + f\right)v'_\theta = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_m \frac{\partial v'_r}{\partial z}\right) \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} + f\right)v'_r = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_m \frac{\partial v'_\theta}{\partial z}\right) \quad (4)$$

方程式(3)、(4)の中の乱流拡散係数 K_m の値は一定と仮定すれば、方程式の解が解析的に求められる。解析解による地表風の予測結果は台風時の風向、風速の観測記録をよく再現することが確認されている⁹⁾。しかし、この解析解は平均風速を近似的に求めるためのものであり、この解により台風時の強風場の乱流特性を論じることができない。そこで、本論文では、Mellor and Yamada (1974)¹⁰⁾により提案された乱流 closure modelを用いて、式(3)、(4)を数値的に解くことにした。乱流モデルと数値解析の方法についての詳しい説明は、本論文その1を参照されたい。

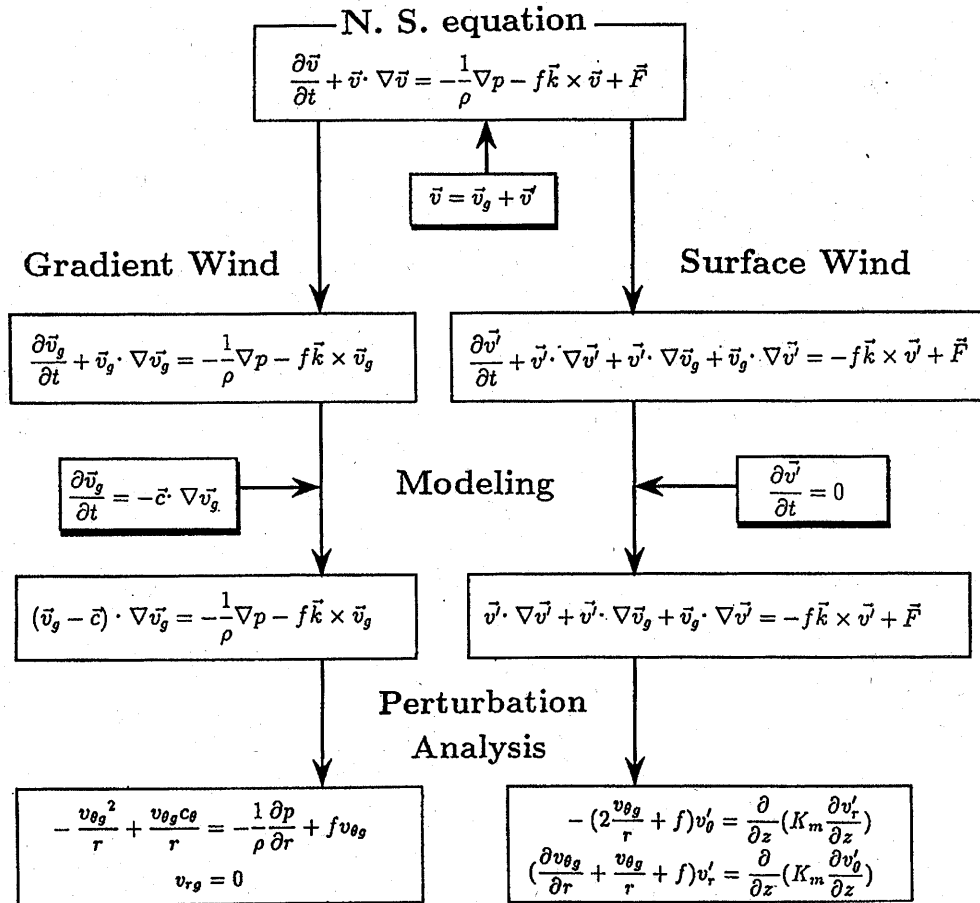


Fig. 1 台風モデルの概要
(Summary of a model for describing the wind field during a typhoon)

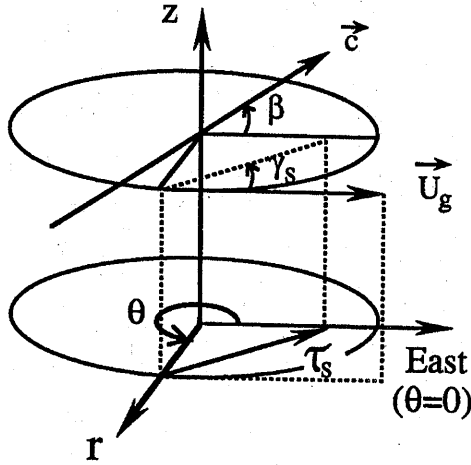


Fig. 2 本論文に用いた座標
(Coordinate system in this study)

式 (3), (4) についての境界条件は, 上空では

$$\bar{v}|_{z \rightarrow \infty} = 0 \quad (5)$$

とし, また, 地表面近傍では, 対数分布が成り立つと仮定し,

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (6)$$

とする。ここで, $U (= \sqrt{v_\theta^2 + v_r^2})$ は主流風速, κ は Karman 定数, z_0 は地表面粗度である。Fig. 2 は本論文に用いた座標系を示す。 β は移動方向と座標軸 $r(\theta=0)$ との間の反時計回りを正にとる角度である。また, (1) 式の中の c_θ は台風の移動速度の θ 方向の成分で, $c_\theta = -c \sin(\theta - \beta)$ である。 c は台風の移動速度を表す。

台風時の大気境界層の性質を吟味するために, ここで

$$f_\lambda = \left(\frac{\partial v_{\theta\theta}}{\partial r} + \frac{v_{\theta\theta}}{r} + f \right)^{1/2} \left(2 \frac{v_{\theta\theta}}{r} + f \right)^{1/2} \quad (7)$$

$$\xi = \left(2 \frac{v_{\theta\theta}}{r} + f \right)^{1/2} \left(\frac{\partial v_{\theta\theta}}{\partial r} + \frac{v_{\theta\theta}}{r} + f \right)^{1/2} \quad (8)$$

とおくと, 方程式 (3), (4) を次のように書き直すことができる。

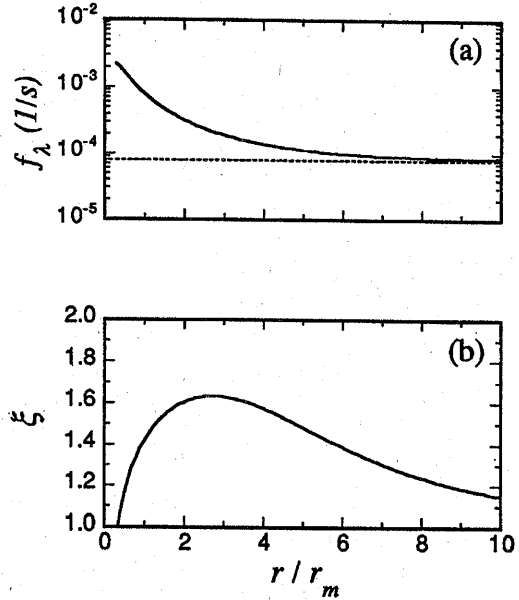


Fig. 3 f_λ と ξ の台風半径方向の変化
(Variation of the parameters f_λ and ξ with radial distance r)

$$-\xi f_\lambda v'_\theta = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v'_r}{\partial z} \right) \quad (9)$$

$$\frac{1}{\xi} f_\lambda v'_r = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v'_\theta}{\partial z} \right) \quad (10)$$

ここで, f_λ は渦度の次元をもつパラメータで, ξ は渦度の次元を持つ物理量の比からなる無次元パラメータである。この二つのパラメータの空間分布及びその物理的な意味については次の節で詳しく説明する。

2.2 台風時の大気境界層の外部パラメータ

既に本論文その1で示したように, 非台風時の大気境界層の外部パラメータは U_g, f, z_0 からなっている。一方, 台風時の大気境界層の外部パラメータは U_g, f_λ, z_0, ξ から構成される。これらのパラメータの中では, f_λ と ξ が本論文で初めて定義されたもので, その性質についてここでまず明らかにする。解析対象は1991年に観測された台風 T9119 とする。気圧データとしては, 台風 T9119 が長崎 Huis Ten Bosch に接近した時の値を用いる。台風パラメータを Table 1 にまとめており, r_m 以

Data (J.S.T)	Time (J.S.T)	Latitude (deg)	Longitude (deg)	β (deg)	C (m/s)	P_c (hPa)	ΔP (hPa)	r_m (km)
01.09.27	16	32.8	129.7	50.09	17.13	940.0	73.0	85.43

Table 1 台風パラメータの一覧表
(Summary of the typhoon parameters used in this study)

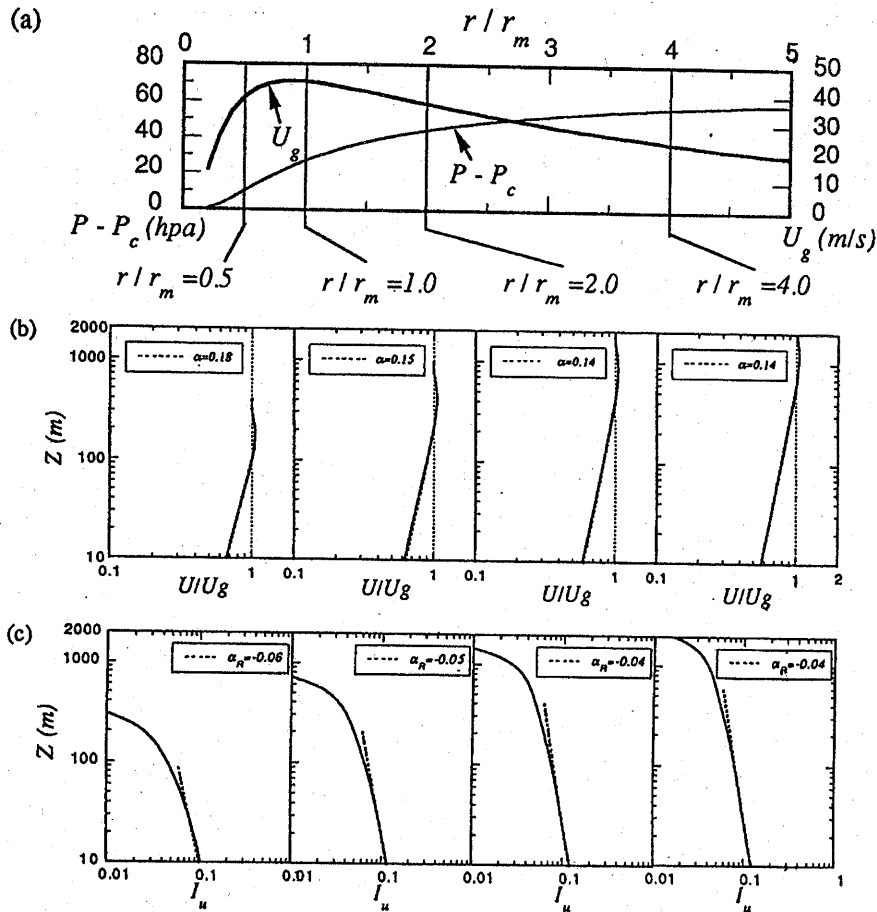


Fig. 4 平均風速と乱れの強さの鉛直分布の台風半径方向の変化
(Vertical profiles of (a) wind speed and (b) turbulence intensity at various positions in the radial direction)

外のもはすべて気象庁が発表したデータである。 r_m についてはSchloemerの式を用いて、最小自乗法で求めた。問題を簡単化するため、ここで、解析の範囲内のCoriolis因子の緯度による変化を無視する。また、解析は、台風進行方向の r 軸上($\theta = \beta$ の軸)に限定した。

Fig. 3 (a)はパラメーター f_1 の台風半径方向の変化を示す。図中の破線は対象地点のCoriolis因子の値を表している。台風の中心に近づく、 f_1 の値は、Coriolis因子 f の値よりかなり大きくなるが、台風中心から離れるにつれて、 f_1 の値は次第に小さくなる。Coriolis因子 f の値は、地球の持つ渦度(気象の分野ではそれを惑星渦度と呼んでいる)の大きさを表している。一方、 f_1 を記述する(7)式に台風に伴う強風場の持つ渦度($\partial v_{\theta g}/\partial r + v_{\theta g}/r$)とCoriolis因子 f との和からなる項が含まれているため、 f_1 は、台風時の大気境界層内の絶対渦度を表している。台風の中心から離れるにつれ台風

に伴う強風場の持つ渦度は次第に小さくなり、最終的に $f_1 = f$ となる。台風時の風速場の持つ渦度が台風中心に近づくにつれ急速に増大することは、台風観測結果にも見られた¹¹⁾。

Fig. 3 (b)はパラメーター ξ の台風半径方向の変化を示す。 ξ の値は、台風の中心領域と台風中心からかなり離れた領域では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。 ξ の値が1となるところでは、 ξ を記述する(8)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、 ξ は台風に伴う強風場の持つ渦度の軸 r 方向の非一様性を表すパラメーターとなっている。 ξ の値が1より大きくなると、(9)式左辺の v'_θ にかかる係数は、(10)式左辺の v_r にかかる係数より大きくなり、速度成分 v'_θ と速度成分 v_r との比は $\xi = 1$ の場合の値と異なってくる。

以上の分析から、台風時の大気境界層の外部パラメー

タ (U_g, f_λ, z_0, ξ) は、中立時の大気境界層の性質を表す一般的なパラメータであることが分かる。この4つの外部パラメータから2つの長さスケール ($U_g/f_\lambda, z_0$) と2つの無次元パラメータ ($R_{0\lambda}, \xi$) を作ることができる。無次元パラメータ $R_{0\lambda}(=U_g/f_\lambda z_0)$ は表面ロスビー数と同じ形をしており、本研究ではこのパラメータを修正表面ロスビー数と呼ぶことにする。以下の節で、中立時の大気境界層における強風の性質とこれらのパラメータとの関係を詳細に調べる。

3. 台風に伴う強風場の性質

3.1 ケース・スタディ

台風時の平均風速と乱れの強さの鉛直分布の特性を明らかにするため、ここで、まず台風 T9119 時の強風場を調べることにする。解析の対象と解析条件は 2.2 節に示した通りである。粗度長 z_0 の値は、海岸域を対象として、0.001, 0.01, 0.1m と変化させた。

解析は、最大旋衡風速半径内外7つの場所を選んで行った。その中の4つの場所での解析結果を Fig. 4 に示す。参考のために、気圧 (中心気圧を引いた値) と傾度風速の半径方向の分布を Fig. 4 (a) に示した。図中の縦の実線は解析対象場所を表している。これらの場所での平均風速と乱れの強さの解析結果は Fig. 4 (b), (c) に示す。見やすくするために、 $z_0 = 0.01m$ のケースの解析結果のみを図に示した。図中の実線は解析結果で、破線はべき法則モデルを用いて計算値を fitting したものである。台風時の平均風速と乱れの強さの鉛直分布は、非台風時の強風と同様にべき法則モデルで近似することができる。平均風速のべき法則モデルの適用範囲が台風中心に近づくにつれ低くなっていることが分かる。このことは、台風中心に近づくにつれ、傾度風高さ z_g が低くなっていることを表している。平均風速のべき指数 α_u は最大旋衡風速半径までにはほぼ一定の値を示しているが、最大旋衡風速半径の中では、傾度風高さ z_g の急速な減少に伴いべき指数の値が大きくなる傾向がある。一方、乱れの強さにおいては、地表面付近での値 ($I_u(30)$) が最大旋衡風速半径までにはほぼ一定値を示しているが、最大旋衡風速半径の中では、傾度風高さの急速の減少に伴い乱れの強さの値が若干減少する。また、変動風速の標準偏差のべき指数 α_R も、台風中心に近づくにつれ若干小さくなっている。同様な傾向は他のケースにも見られる。

3.2 べき法則モデルの基本パラメータの台風半径方向

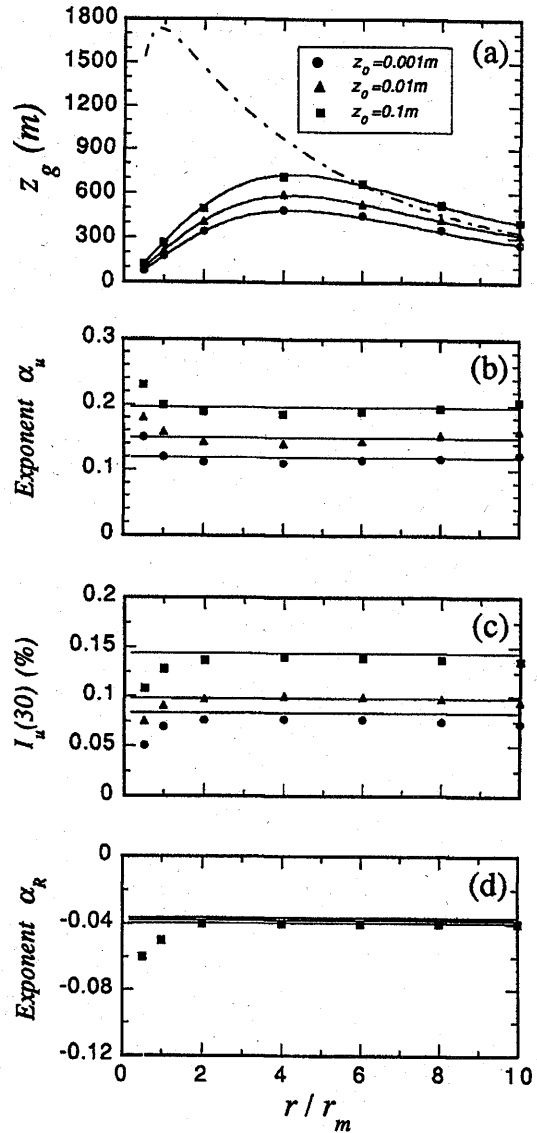


Fig. 5 べき法則モデルの基本パラメータの台風半径方向の変化 (Variation of the basic parameters in the power law expressions with radial distance r)

の変化

次に、数値解析結果に基づいて、べき法則モデルの基本パラメータ ($z_g, \alpha_u, I_u(30), \alpha_R$) の台風半径方向の変化を調べてみる。

Fig. 5 (a) は、傾度風高さの台風半径方向の変化を示す。黒丸、黒三角、黒四角はそれぞれ $z_0 = 0.001, 0.01, 0.1m$ の時の計算値を示している。一点鎖線は本論文その1で提案された非台風時の予測式により求めたもので、見やすくするために、 $z_0 = 0.01m$ のケー

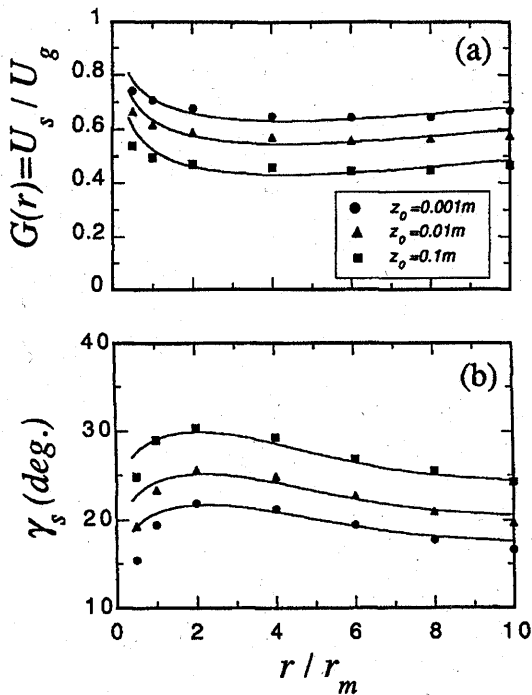


Fig. 6 風速比とinflow角度の台風半径方向の変化 (Variation of the wind speed ratio $G(r)$ and inflow angle γ_s with radial distance r)

の結果のみを図中に示した。解析から得られた台風時の傾度風高さは、台風中心付近で低く、最大旋衡風速半径 r_m の約4倍の位置にピークをとり、それより外側に行くにつれ再び減少する。それに対して、非台風時の予測式により求められた傾度風高さは傾度風速の増大に伴い単調に増大し、最大旋衡風速半径 r_m のところで最大値をとる。この予測結果は、解析から得られた結果と全く異なる傾向を示している。このことから、台風時の大気境界層の性質は、非台風時の大気境界層の外部パラメータにより表せないことが分かる。

既に本論文その1から分かるように、非台風時の傾度風高さは大気境界層の持つ大きい長さスケール U_g/f と表面ロスビー数 R_0 の関数となっている。非台風時と同様に、台風時の傾度風高さは、台風時の大気境界層の持つ大きな長さスケール U_g/f_λ と修正表面ロスビー数 $R_{0\lambda}$ の関数として次式により表せると考えられる。

$$z_g = 0.06 \frac{U_g}{f_\lambda} (\log R_{0\lambda})^{-1.45} \quad (11)$$

この式は、非台風時の式に比べ、 f の代わりに f_λ が用いられたところ以外、同じ形となっている。この考え方の

妥当性を示すため、(11) 式により求めた傾度風高さを値を実線で図中に示した。予測結果は数値解析の結果によく一致し、(11) 式の有効性が確かめられた。

以上の分析から分かるように、同一地点において、非台風時の傾度風高さは、傾度風速の増大に伴い単調に増大するが、台風時の傾度風高さは、傾度風速の増大に伴い減少することもある。それは台風時に傾度風速 U_g が大きくなると同時に、境界層内の渦度も大きくなっている (Fig. 3 (a)) ことによるものである。台風時の大気境界層のもつ渦度の増加率が、ある位置から傾度風速の増加率を超えれば、そこから長さスケール U_g/f_λ が減少し、傾度風高さも減少し始める。Fig. 5 (a) に見られるような傾度風高さ z_g の半径方向の変化は、台風時の大気境界層のもつ長さスケール U_g/f_λ の半径方向の変化を反映している。一般に、台風時の大気境界層のもつ渦度が非台風時の値より大きくなっているため、上空風速 U_g の値が同じであっても、台風時の傾度風高さは非台風時の値より低くなる。台風時の傾度風高さが Monsoon 時の値より低くなるという Choi¹¹⁾ の指摘は、以上に述べた理由によるものと説明される。

Fig. 5 (b) ~ (d) はそれぞれ平均風速のべき指数 α_u 、地表面付近の乱れの強さ $I(30)$ 及び変動風速の標準偏差のべき指数 α_R の台風半径方向の変化を示す。図中の実線は論文その1で提案した予測式 (A-2~A-4) により求めた値を示す。台風の最大旋衡風速半径以外の領域においては、予測値が数値解析結果にほぼ一致する。このことは、 α_u 、 $I(30)$ 及び α_R に関する非台風時の予測式が台風時の強風場の予測にそのまま使用できることを意味する。実際、傾度風高さ z_g を除いて、べき法則モデルに関する他の基本パラメータ (α_u 、 $I(30)$ 、 α_R) が大気境界層の持つ小さな長さスケール z_0 によってほぼ決定されていることを考えると、この結果は当然なことと言える。台風の中心域 ($r \leq r_m$) においては、傾度風高さ z_g の急速な低下に伴い、予測式により求めた値と解析結果との差は大きくなるが、台風の中心域では台風中心に近づくにつれ風速の値が急速に低下し、そこでの風速の近似精度は最大風速の予測精度に影響を与えない。従って、予測式の簡潔さを保つことを考えると、付録にまとめた一連の式は、台風の中心域 ($r \leq r_m$) における強風場の予測にもそのまま適用する。

3.3 風速比 $G(r)$ と inflow 角度 γ_s

台風時の風速比 $G(r)$ と inflow 角度 γ_s については、これまでの台風観測結果^{11)~14)} からいくつかの特徴的な現象が見られた。その一つは、台風中心に近づくにつれ風

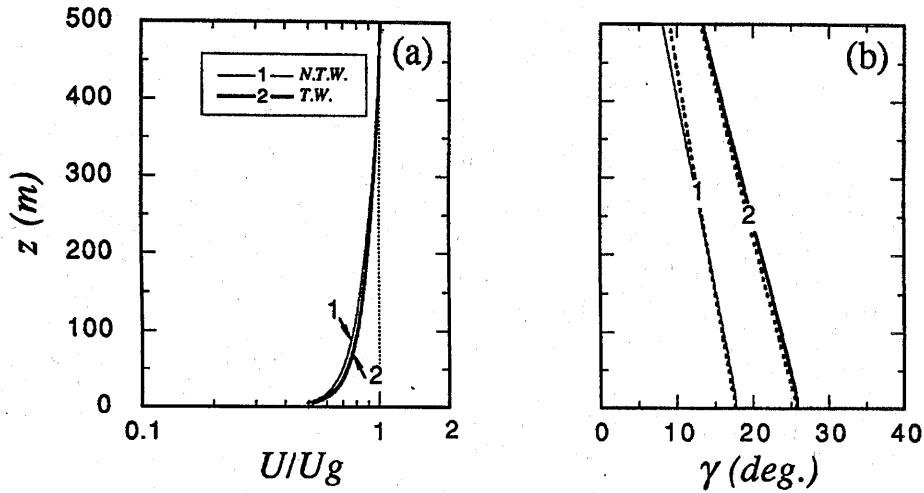


Fig. 7 台風と非台風時の平均風速の鉛直分布の比較
 ((a) Wind speed and (b) shear stress angle profiles showing a comparison of the results during typhoon and those during non-typhoon wind climate)

速比が大きくなるという現象である。その理由についてはここで調べてみる。

Fig. 6 (a) は風速比 $G(r) = U_s/U_g$ (U_s : 地上10mでの風速) の台風半径方向の変化を示す。黒丸, 黒三角, 黒四角は計算値で, 実線はべき法則モデルにより求めた値である。求め方としては, べき指数 α_u を式 (A-2) により計算し, 傾度風高さ z_g を (11) 式により求めた。台風中心に近づくにつれ風速比が大きくなるという傾向は, 数値解析からも, また上述した簡単な計算からも捕らえた。数値解析結果に比べ, 最大旋衡風速半径 r_m 内での予測値は, 若干高くなっているものの, 全体的に見れば解析結果をよく表している。このように, 台風中心に近づくにつれ風速比が大きくなるという特徴的な現象が傾度風高さの変化を考慮した方法により再現されたことを考えると, 台風時の風速比の変化は台風時の傾度風高さの変化によるものであると説明できる。

Fig. 6 (b) は表面剪断応力角度 γ_s の台風半径方向の変化を示す。この剪断応力角度 γ_s は台風時に inflow 角とも呼ばれている。黒丸, 黒三角, 黒四角は計算値で, 実線は (16) 式により求めた値である。台風表面剪断応力角度 γ_s の値は, 台風中心付近で小さく, 最大旋衡風速半径 r_m の約3倍の位置にピークをもち, その外側では再び減少する。剪断応力角度 γ_s の台風半径方向の変化は ξ の半径方向の変化 (Fig. 3 (b)) によく対応している。

4. 台風と非台風時の強風場との比較

4.1 風速場

台風と非台風時の大気境界層における長さスケールが等しければ, 台風と非台風時の風速場の鉛直特性の相違は, 無次元パラメータ ξ のみによって説明される。ここで, 長さスケール $\frac{U_g}{f}$ と $\frac{U_g}{f_\lambda}$ は 1.25×10^5 とし, 非台風時 (Case1) と台風時 (Case2) の風速場を調べた。Case1 は, 地衡風近似で表せられる非台風時の風速場 ($U_g = 9.88 \text{ m/s}$, $f = 0.788 \times 10^{-4} \text{ 1/s}$, 緯度: 32.8度) を代表し, Case2 は, 台風時の風速場 ($r/r_m = 2.2$, $U_g = 35.14 \text{ m/s}$, $f_\lambda = 2.8 \times 10^{-4} \text{ 1/s}$, $\xi = 1.616$,) を代表する。地表面粗度長 z_0 は 0.01 m (Case1, 2) とした。

Fig. 7 (a), (b) はそれぞれ傾度風速 U_g で無次元化した平均風速と剪断応力角度 γ の鉛直分布を示す。太い実線は台風時の値 (T.W.: Typhoon-induced Wind) で, 細い実線は非台風時の値 (N.T.W.: Non-typhoon Wind) を示す。低層大気での平均風速については, 台風時の値が非台風時の値により若干大きく, べき指数の値は若干小さくなっている。傾度風高さ z_g は, 予測されたように台風時と非台風時の値はほぼ同じである。一方, 剪断応力角度については台風時の値が非台風時の値より大きくなっている。 $\tan(\gamma)$ の値が軸方向の速度成分 (v_r) と切線方向の速度成分 (v_θ) との比を表していることを考えると, 台風時の値が非台風時の値より大きくなっていることは, 台風時の速度成分比 (v_r/v_θ) が非台風時の速度成分比 (v/u) より大きくなっていることを意味する。すなわち, 台風時の平均風速場は, 非台風時のそれに比べてよりねじれている螺旋構造となっている。角度 γ の

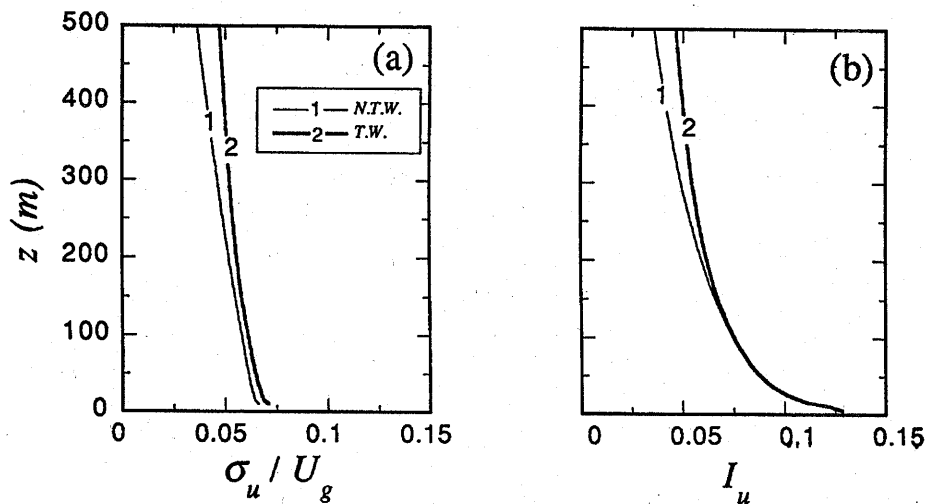


Fig. 8 台風と非台風時の無次元変動風速標準偏差と乱れの強さの鉛直分布の比較
 ((a) Normalized standard deviation σ_u/U_g and (b) turbulence intensity profiles showing a comparison of the results during typhoon and those during non-typhoon wind climate)

鉛直分布は、これまでの強風観測¹⁵⁾と本解析結果から分かるように、高さとともにほぼ直線的に減少し、次式のように近似される。

$$\gamma(z) = \gamma_s \left(1.0 - 0.4 \frac{z}{z_g}\right)^{1.1} \quad (12)$$

図中の破線は(12)式により求めたもので、解析結果をよく近似していることが分かる。

Fig. 8 (a), (b) はそれぞれ傾度風速 U_g で無次元化した変動風速の標準偏差と乱れの強さの鉛直分布を示す。太い実線は台風時の値で、細い実線は非台風時の値を示す。無次元変動風速の標準偏差については台風時の値が非台風時の値より大きくなっているが、乱れの強さは、低層大気において両者の間にほとんど差が見られない。それより上層部分においては、台風時の値が非台風時の値より若干大きくなっている。低層大気での乱れの強さに差が見られない理由は、台風時の平均風速と変動風速の標準偏差とも非台風時の値より大きくなったため、変動風速標準偏差と平均風速との比からなる乱れの強さがほぼ同じになったことによるものである。台風時と非台風時の乱れの強さとの間にほとんど差が見られなかった筑波での観測結果⁶⁾は台風時の強風の性質を反映していると言える。このように、本数値解析は台風時の強風観測結果に理論的な解釈を与えることができた。

4.2 大気境界層の抵抗則

非台風時の大気境界層における抵抗則は、1961年に

KazaskyとMonin¹⁶⁾により初めて導出され、その後ほぼ同じ時期にまた、Csanady (1967)¹⁷⁾, Gill(1968)¹⁸⁾, BlackadarとTennekes (1968)¹⁹⁾, ZilitinkevichとChalikov (1968)²⁰⁾によって研究された。この抵抗則は、表面剪断応力と表面ロスビー数 R_0 との関係を表す法則で、表面剪断応力の大きさ(抵抗係数 $C_g = u_* / U_g$ と呼ばれる)とその角度は次のような2つの式によって表わされる。

$$\ln(C_g R_0) - B_0 = \sqrt{\left(\frac{\kappa}{C_g}\right)^2 - A_0^2} \quad (13)$$

$$\sin \gamma_s = \frac{A_0}{\kappa} C_g \quad (14)$$

ここで、 A_0, B_0 は無次元普遍常数である。最近、Zilitinkevich²¹⁾は過去に発表された抵抗則に関する論文を整理し、 A_0, B_0 の平均的な値がそれぞれ4.5, 1.7であることを報告した。しかし、(13)と(14)式で表される表面剪断応力と表面ロスビー数との関係は陰的な形となっているため、使用上不便である。また、この式は非台風時の大気境界層の抵抗則を表しているため、台風時の大気境界層の予測に適用できない。そこで、本研究では、数値解析結果を用いて台風を含む中立時の大気境界層の表面剪断応力とその角度を表す陽的な式を作成する。

ここで、長さスケール U_g/f_λ を一定 ($10^5 m$) とし、地表面粗度長 z_0 と無次元パラメータ ξ を系統的に変化させた。粗度長 z_0 の値が、平坦な海岸域から大都市の都心

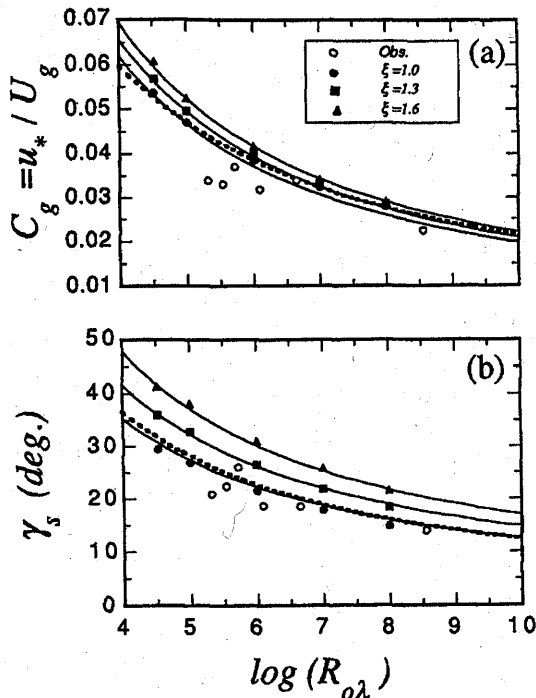


Fig. 9 抵抗係数 C_g と表面せん断応力角度 γ_s の修正表面ロスビー数 R_{ol} とパラメータ ξ による変化 (Variation of (a) the drag coefficient C_g and (b) surface shear stress angle γ_s with the modified surface Rossby number R_{ol} and parameter ξ)

部までの広い範囲をカバーできるように5つのカテゴリ (0.001, 0.01, 0.1, 1.0, 3.0m) に分け、また、無次元パラメータ ξ の値を1~1.6までに変化させた。Fig. 9 (a), (b) は抵抗係数 C_g と表面せん断応力角 γ_s の R_{ol} による変化を示す。白丸は文献¹⁷⁾に示された非台風時の観測結果 (傾度風速10m/s以上のデータのみ使用) を表す。また、図中の破線は (13), (14) 式により求めたものを表し、 A_0, B_0 の値はそれぞれ4.0, 1.0とした。黒丸、黒四角、黒三角はそれぞれ $\xi = 1, 1.3, 1.6$ の場合の数値解析結果を示す。 $\xi = 1$ の場合 (非台風) に抵抗係数 C_g と角度 γ_s の数値解析結果は、非台風時の観測データ平均的な傾向に一致しているが、 ξ の値が1より大きくなる場合 (台風時)、 ξ の増加とともに、抵抗係数 C_g と角度 γ_s とも大きくなっている。 ξ が大気境界層内の渦度の空間分布の非一様性を表すパラメータとなっていることを考えると、この結果は渦度の空間分布の非一様性が大気境界層の螺旋構造に与える影響を表している。図中の実線は、(15) と (16) 式により求めた結果で、解析結果をよく近似していることが分かる。

$$C_g = (0.28 + 0.07 \xi) (\log R_{ol})^{-1.25} \quad (15)$$

$$\gamma_s = (69 + 100 \xi) (\log R_{ol})^{-1.13} \quad (16)$$

このように、台風と非台風時の大気境界層の抵抗係数 C_g と角度 γ_s を修正表面ロスビー数 R_{ol} とパラメータ ξ によって統一的に表すことができた。

5. まとめ

本研究では、台風時の大気境界層を記述できる数値モデルを構築し、台風時の大気境界層の性質を表す新しいパラメータ f_λ と ξ を提案した。そして、台風 T9119 をシミュレートすることにより、台風時の平均風速と乱れの強さの鉛直分布の特性を調べた。更に、台風と非台風時の強風場の比較を行うことにより、台風と非台風時の風速場の螺旋構造及びその乱流特性の相違を検討した。その結果、以下ようになる。

- 1) 台風時の平均風速及び乱れの強さの鉛直分布はべき法則モデルによって近似的に表すことができ、また、べき法則モデル中の基本パラメータも、傾度風高さ z_g を除いて、本論文その1で提案された一連の式により予測できることが分かった。また、台風時の傾度風高さ z_g は、非台風時と同様に、大気境界層のもつ大きな長さスケール U_g/f_λ と修正表面ロスビー数 R_{ol} の関数として表すことができた。
- 2) これまでの観測から見られた台風時の強風場のいくつかの特有な現象が本研究により明らかにされた。台風中心に近づくにつれ風速比が大きくなるのは、台風中心付近域における傾度風高さの減少によるものと説明でき、また、台風時の傾度風高さが Monsoon 時の値より低くなるというのは、台風時の大気境界層のもつ渦度が非台風時の値より大きくなっていることによるものと説明できた。
- 3) 台風と非台風時の長さスケール U_g/f_λ と U_g/f が同じであれば、台風と非台風時の無次元平均風速の鉛直分布はほぼ同じで、風速そのものは台風時の値が若干大きくなっている。一方、剪断応力角度については、非台風時の値より台風時の値がかなり大きくなっている。また、傾度風速で無次元した変動風速標準偏差は、非台風時の値より台風時の値が若干大きくなるが、乱れの強さについては、低層大気において台風時と非台風時の値にほとんど差が見られない。これは、台風時の平均風速と変動風速の標準偏差の値が同時に大きくなったためと説明できた。

4) 抵抗係数 C_g と表面剪断応力角度 γ_s は、修正表面ロビー数 $R_{0\lambda}$ とパラメータ ξ の関数となっていることが分かった。更に、本研究では、これらの量を表す実験式を提案した。

付 録

本研究から得られた中立時の大気境界層の特性量とその鉛直分布に関する予測式は、以下のようにまとめた。

・ 傾度風高さ z_g ;
$$z_g = 0.06 \frac{U_g}{f_\lambda} (\log R_{0\lambda})^{-1.45} \quad (A-1)$$

・ 平均風速のべき指数 α_u ;
$$\alpha_u = 0.27 + 0.09 \log z_0 + 0.018 (\log z_0)^2 + 0.0016 (\log z_0)^3 \quad (A-2)$$

・ 乱れの強さ $I_u(30)$;
$$I_u(30) = 0.253 + 0.15 \log z_0 + 0.0462 (\log z_0)^2 + 0.005 (\log z_0)^3 \quad (A-3)$$

・ 変動風速標準偏差のべき指数 α_R ;
$$\alpha_R = -0.0025 - 0.73\alpha_u + 4.8\alpha_u^2 - 10.5\alpha_u^3 \quad (A-4)$$

・ 抵抗係数 $C_g (= u_* / U_g)$;
$$C_g = (0.28 + 0.07\xi) (\log R_{0\lambda})^{-1.25} \quad (A-5)$$

・ 表面剪断応力角度 γ_s ;
$$\gamma_s = (69 + 100\xi) (\log R_{0\lambda})^{-1.13} \quad (A-6)$$

・ 剪断応力角度 γ の鉛直分布 ;
$$\gamma(z) = \gamma_s (1.0 - 0.4z/z_g)^{1.1} \quad (A-7)$$

・ 変動風速の標準偏差 σ_u の鉛直分布 ;
$$\sigma_u(z) = 2.1u_* (1.0 - 0.7z/Z_G)^{0.7} \quad (A-8)$$

・ 乱れの強さ I_u の鉛直分布 ;
$$I_u(z) = I_u(30) (z/30)^{\alpha_R - \alpha_u} (1.0 - 0.7z/z_g)^{0.25} \quad (A-9)$$

ここで、 $Z_G = 0.17u_* / f_\lambda$ である。また、台風時では $f_\lambda = \left(\frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right)^{1/2} \left(2 \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right)^{1/2}$ 、 $\xi = \left(2 \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right)^{1/2} / \left(\frac{\partial v_{\theta g}}{\partial r} + \frac{v_{\theta g}}{r} + f \right)^{1/2}$ であり、非台風時では $f_\lambda = f$ 、 $\xi = 1$ である。

参考文献

- 1) E.C.C. Choi : Gradient height and velocity profile during Tyhoons. J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol. 13, 1983, pp.31 - 41.
- 2) 孟岩, 松井正宏, 日比一喜 : 中立時の大気境界層における強風の鉛直分布特性, その1 非台風時の強風, 日本風工学会誌, No. 65, 1995, pp.1 - 15.
- 3) 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, 229pp.
- 4) E.C.C. Choi ; Characteristics of Tyhoons over the South China sea, Journal of Industrial Aerodynamics, Vol. 3, 1978, pp. 353 - 365.
- 5) 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, pp.285 - 291.
- 6) 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, pp.23 - 30.
- 7) Y.Tamura, K.Shimada, K.Hibi : Wind Response of a tower (Typhoon observation at the Nagasaki Huis Ten Bosch Domtoren), J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol. 50, 1993, pp.309 - 318.
- 8) 孟, 松井, 嶋田, 日比 : 台風時の平均風速と乱れ強度の鉛直分布, 清水建設研究報告, 1994, pp.57 - 64.
- 9) Y.Meng, M.Matsui, K.Hibi : An analytical model for simulation of the wind field in a typhoon boundary layer, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., No.56, 1995, pp.291 - 310.
- 10) G. L. Mellor and T. Yamada : A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer, J. Atmos. Sci., Vol. 31, 1974 pp.1791 - 1804.
- 11) 光田, 文字, 塚本, 浅井 : 八重山群島を襲った台風5号 (7705) の気象学的特性について, 京都大学防災研究所年報第21号, B-1, 1978, pp.405 - 415.
- 12) P.N. Georgiou, A.G. Davenport and B.J. Vickery : Design wind speeds in regions dominated by tropical cyclones, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol. 13, 1983, pp.139 - 152.
- 13) 山元, 光田, 文字, 塚本, 末延 : 沖永良部島を襲っ

- た台風9号(7709)の気象学的特性について,
京都大学防災研究所年報, 第21号, B-1, 1978,
pp.417 - 425.
- 14) 藤井, 光田: 台風の確率モデルによる強風のシミュレーション, 日本風工学会誌, No.28, 1986, pp.1 - 12.
- 15) G. M. B. Dobson : Pilot balloon ascents at the central flying school, Upavon during the year 1913. Quart. J. R. Meteorol. Soc., 1961, Vol. 40, pp.123 - 135.
- 16) A. B. Kazansky and A. S. Monin : On dynamic interaction between atmosphere and earth surface, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz, No. 5, 1961, pp.786 - 788.
- 17) G. T. Csanady : On the "Resistance Law" of a turbulent Ekman layer, J. Atmos. Sci., Vol. 24, 1967, pp.467 - 471.
- 18) A.E. Gill : Similarity theory and geostrophic adjustment, Quart. J. R. Meteorol. Soc., Vol. 94, 1968, pp.586 - 588.
- 19) A. K. Blackadar and H. Tennekes : Asymptotic similarity in neutral Barotropic planetary boundary layer, J. Atmos. Sci. Vol. 25, 1968, pp.1015 - 1020
- 20) S.S. Zilitinkevich and D. V. Chalikov : On resistance law and heat and moisture transfer laws in interaction of atmosphere with underlying surface, Izv. Akad. Nauk SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana, Vol. 4, 1968, pp.765 - 772.
- 21) S.S. Zilitinkevich : Velocity profiles, the resistance law and the dissipation rate of mean flow kinetic energy in a neutrally and stably stratified planetary boundary layer, Boundary - Layer Meteorol., Vol. 46, 1989, pp.367 - 387.