



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1 非台風時の強風

Characteristics of the vertical wind profile in neutrally atmospheric boundary layers

Part 1: Strong winds during non-typhoon climates

孟 岩*¹ 松井正宏*² 日比一喜*³

Yan MENG, Masahiro MATSUI Kazuki HIBI

SUMMARY

Vertical profiles of wind speed and turbulence intensity in neutrally atmospheric boundary layers have conventionally been expressed by power law forms. Basic parameters in the power law expressions are examined using a series of numerical results for non-typhoon wind climates. The results show that: (i) The gradient height z_g is a function of the length scale U_g/f and the surface Rossby number R_0 . (ii) The power law exponent α_u for wind profile can be expressed approximately as a function of the roughness length z_0 . (iii) The turbulence intensity $I_u(30)$ depends only on the roughness length z_0 . (iv) The power law exponent α_R for standard deviation σ_u decreases as the surface roughness increases. New formulas for these basic parameters, obtained from the numerical results, give better agreements with observed data than conventional formulas. For vertical profiles of wind speed and turbulence intensity, a comparison of the numerical results and those obtained from conventional forms is also performed to confirm the applicability and accuracy of these expressions. In Part 2 of this paper, characteristics of vertical profiles of wind speed and turbulence intensity during typhoons will be investigated.

1. はじめに

強風時の平均風速及び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、近年

超々高層構造物計画が具体化するにつれ、強風の鉛直分布の特性への関心は高まっている。

日本を含む東アジアの国々は、温帯気候にあり、そこ

- * 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5月10日)

で観測される強風のほとんどは、台風 (typhoon) と温帯低気圧 (extratropical depression) によってもたらされている。本研究では台風以外の気象要因 (竜巻等を除く) により発生する強風を非台風時の強風と呼ぶ。

非台風時の強風場は、その水平スケール (1500km) が大きい上、発生頻度も高い。これまで非台風時の強風に関する観測が数多く行われ、現在風工学の分野で、平均風速及び乱れの強さの鉛直分布の算定によく用いられているモデルは、これらの観測データに基づいて作られたものである。

一方、台風に伴う強風場は、その水平スケール (300~500km) が小さく、また、発生頻度も低い。理科年表¹⁾によると、台風の発生頻度が、年間平均で27.8個であり、その内に日本に上陸するものは、約全体の十分の一、年平均で2.8個である。そのために、台風時、特に台風中心付近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に関する観測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Choi²⁾によるゾンデを用いた平均風速の観測が行われているのみである。従って、これまでに提案された平均風速及び乱れの強さの鉛直分布に関する算定式を台風時の強風場の予測に適用できるかどうかは不明である。

強風時の大気境界層の鉛直分布特性に関しては、Davenport³⁾やCounihan⁴⁾等により既往の観測結果をまとめたレビューがあり、また、最近、崔と神田⁵⁾は、1970年以後の観測記録も加えて、平均風速と乱れの強さの鉛直分布の特性及びそれに関する既往のモデルの適合性についての検討を行った。しかし、これらの論文の中では、平均風速と乱れの強さの鉛直分布を表すべき法則モデルの基本パラメータ (傾度風高 z_g 、平均風速のべき指数 α_u 及び変動風速の標準偏差のべき指数 α_R) については不明な点も残されている。

中立時の大気境界層の一般的な性質を観測データから導き出すのは、大変難しいことである。なぜならば、大気観測が様々な気象要素 (大気安定度、水平温度勾配、非定常性) と境界条件 (地表面粗度の非一様性、地形) の影響、及び観測上の制約 (観測高さ、測定器の性能) を受けているからである。一方、数値解析は、観測に比べ、気象条件や境界条件などを容易にコントロールでき、また、高さ方向の制約も受けない。中立時の大気境界層における平均風速及び乱流拡散係数の鉛直分布に関する数値解析をはじめに行ったのは、Blackadar⁶⁾による研究である。その後、気象の分野では、乱流closure model

を用いた大気境界層の数値解析が数多く行われ、その代表的な例は、Mellor and Yamadaによる一連の研究^{7), 8)}とLaunder⁹⁾らによる研究が挙げられる。また、中立時の大気境界層に関する3次元非定常解析もDeardorff^{10), 11)}とMason and Thomson¹²⁾により行われてきた。ただし、これらの研究は、風工学の観点から行われたものではないため、傾度風速 U_g 、地表面の粗度長 z_0 、コリオリ因子 f などの中立時の大気境界層の鉛直特性を支配する外部パラメータは、これらの研究の中で系統的に変化させていない。そこで、本研究では、乱流closure modelを用いて数値解析を行うことにより、台風を含む中立時の大気境界層における平均風速と乱れの強さの鉛直特性を明らかにする。

本論文は二つの部分に分けられている。その1では、非台風時の強風場の性質を論じ、その2では、台風時の強風場の特性を論じるとともに、台風時と非台風時の強風の比較検討を行う。本論文のその1では、まず非台風時の大気境界層の数値モデルを記述し、その有効性を213mの鉄塔観測データを用いて検証する。そして、地表面の粗度長、傾度風速、コリオリ因子の値を変化させ、大気境界層の外部パラメータが境界層内の風速場の鉛直特性に与える影響を系統的に調べる。更に、これらの計算結果に基づき、平均風速及び乱れの強さの鉛直分布を表すべき法則モデルの基本パラメータ (z_g , α_u , I_u (30), α_R) を評価すると共に、これらの基本パラメータと大気境界層の外部パラメータとの関係式を作成する。最後に、数値解析の結果と既往のモデルとの比較検討を行う。

2. 非台風時の大気境界層の数値モデルとその検証

2.1 数値モデル

強風時の大気境界層が中立に近い状態にあることは観測からよく知られている。低気圧の中心近くから離れたら、遠心力の影響がほとんど無視できる。また、平均風速場が定常で、水平方向の分布が一様と仮定すれば、非台風時の大気境界層を記述する方程式は、次のようになる。

$$-fv' = \frac{\partial}{\partial z} (K_m \frac{\partial u'}{\partial z}) \quad (1)$$

$$fu' = \frac{\partial}{\partial z} (K_m \frac{\partial v'}{\partial z}) \quad (2)$$

ここで、 u' , v' は、それぞれ風速の水平方向の成分 u , v と傾度風速 u_g , v_g との差を表し、 K_m は渦動粘性係数である。また、本研究では、地球自転の角速度の水平成分の

影響を無視することにした。

(1), (2) についての境界条件は、以下のように考える。上空では

$$\bar{v}'|_{z \rightarrow \infty} = 0 \quad (3)$$

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、

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (4)$$

とする。ここで、 $U (= \sqrt{u^2 + v^2})$ は主流風速、 κ は Karman 定数、 u_* は摩擦速度である。風速は式の上 $z = z_0$ の高さで零となる。また、本研究では、零面変位の影響を特に考慮しない。Fig. 1 は本論文に用いた座標系を示す。

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重要である。本研究では、Mellor and Yamada (1974)⁷⁾ 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と言われている⁸⁾。また、大気の中立状態であれば、渦動粘性係数 K_m は、以下のように与えられる。

$$K_m = B_1^{1/2} \kappa^{3/2} L^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

ここで、 L は乱流渦の特徴長さで、Blackadar (1962)⁶⁾ により提案された次式を採用する。

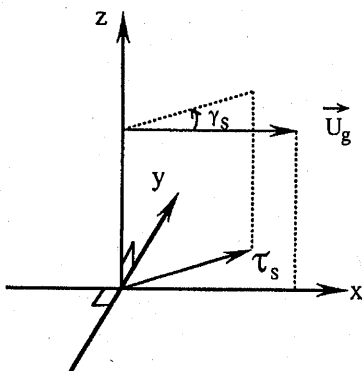


Fig. 1 本論文に用いた座標系
(Coordinate system in this study)

$$L = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / L_0} \quad (6)$$

この式は z が小さいとき、 $L \rightarrow \kappa z$ となり、 z が大きくなると、 $L \rightarrow L_0$ となる。定数 L_0 については、Mellor and Yamada⁷⁾ により提案された次式を用いる。

$$L_0 = \alpha \frac{\int_0^\infty z q dz}{\int_0^\infty q dz} \quad (7)$$

L_0 は乱流エネルギーの平方根 q の一次モーメントと0次モーメントの比で表され、パラメータ α は経験定数である。本研究では、Yamada and Mellor⁷⁾ の論文に従い、 α の値を0.1とした。その妥当性は、213mの気象観測用鉄塔のデータを用いて2.2節で検証する。

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。

$$q^2 = B_1 \kappa L^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (8)$$

また、主流方向の変動風速の標準偏差 σ_u は次式から求める。

$$\sigma_u = (1 - 2\gamma_1) q^2 \quad (9)$$

ここで、 γ_1 と B_1 は closure model に現れるパラメータで、それぞれ0.2と16.6とする。

本研究では、差分法により方程式 (1), (2) の数値解を求める。運動方程式 (1), (2) 及び渦動粘性係数、乱流渦の特徴長さ、乱流エネルギーを表す式 (5), (6), (8) 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。

2. 2 鉄塔観測データのシミュレーション

本数値モデルの有効性を確かめるため、高さ213mの気象観測用鉄塔で観測された強風データを解析の対象とする¹³⁾。鉄塔は筑波市にある気象庁の構内に建設されている。鉄塔の周辺には10m程度の松林が点在し、また、気象庁の建物は鉄塔の西側に建てられている。筑波市は関東平野に位置しているため、観測地点の風上側30km以内には大きな地形変化がない。

本研究で用いた強風データは1981年9月4日に観測されたもので、強風の発生原因は北海道付近に発達した温帯低気圧である。平均風速及び変動風速の標準偏差等の乱流統計量は、鉄塔の6高度(200, 150, 100, 50, 25, 10m)に設置されている3次元超音波風速温度計により計測された。データのサンプリング周波数は20Hz

で、平均時間は10分である。観測地点は低気圧の中心からかなり離れているため、朝の8時から夕方17時まで観測された平均風速と平均風向はほぼ一定であり、数値モデルの検証データとしては最適である。

数値解析に用いた大気境界層の外部パラメータ U_g , z_0 , f はそれぞれ 25m/s , 0.9m , 0.857×10^{-4} である。粗度長 z_0 の値は下層の3高度の平均風速の鉛直分布を対数分布で fitting して求められた観測値を用いる。また、計算領域の上限高さ H は 5km とした。

Fig. 2 (a), (b) はそれぞれ平均風速と乱れの強さの鉛直分布を示した。図中の実線は計算値で、データ・プ

ロットは観測値 (RunA-1~RunA-5) を表す。計算結果と観測データと比較するため、平均風速は 200m 高さでの値により無次元した。平均風速と乱れの強さの計算結果は観測データによく一致し、数値モデル及びモデル定数の有効性が確かめられた。

3. ケース・スタディ

3.1 計算条件

大気の状態が中立で、また、平均風速場が定常かつ水水平方向に一様であれば、方程式 (1), (2) で記述する大気境界層の性質が、傾度風速 U_g , 地表面の粗度長 z_0 ,

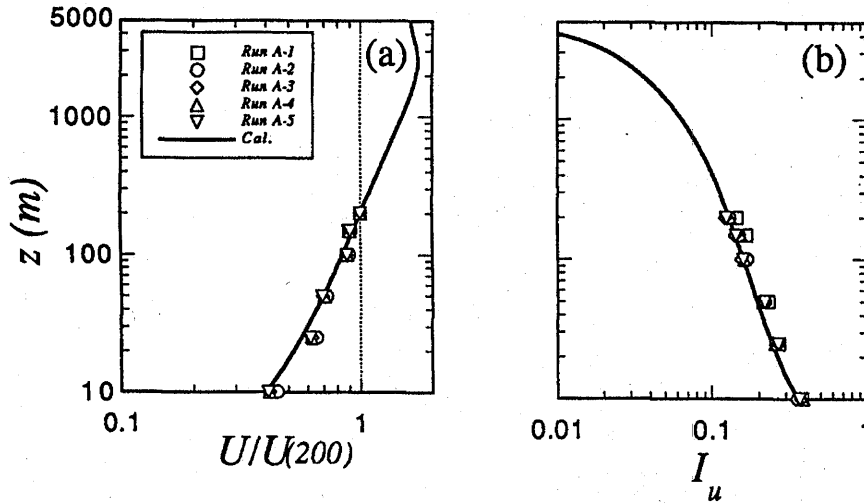


Fig. 2 平均風速と乱れの強さの数値解析結果と観測データとの比較
(Comparison of (a) wind speed and (b) turbulence intensity computed using the numerical model and observed data; symbols: observed; solid line: simulated using the numerical model)

Table 1 計算条件と本解析から得られた大気境界層のグローバルな結果
(Physical parameters and global results obtained from the present numerical study)

| Case | U_g (m/s) | f (1/s) | z_0 (m) | H (km) | z_g (m) | α_u | $I_u(30)$ % | α_R | u_* (m/s) | γ_s (deg.) |
|------|----------------|------------------------|--------------|-------------|--------------|------------|----------------|------------|----------------|----------------------|
| A1 | 25.0 | 0.857×10^{-4} | 0.001 | 3.0 | 790 | 0.12 | 8.0 | -0.03 | 0.64 | 14.9 |
| A2 | 25.0 | 0.857×10^{-4} | 0.01 | 3.5 | 940 | 0.15 | 10.2 | -0.03 | 0.74 | 17.3 |
| A3 | 25.0 | 0.857×10^{-4} | 0.1 | 4.0 | 1145 | 0.19 | 14.3 | -0.03 | 0.86 | 20.8 |
| A4 | 25.0 | 0.857×10^{-4} | 1.0 | 5.0 | 1480 | 0.26 | 23.9 | -0.05 | 1.04 | 25.3 |
| A5 | 25.0 | 0.857×10^{-4} | 3.0 | 6.0 | 1710 | 0.30 | 35.8 | -0.08 | 1.16 | 27.5 |
| B1 | 10.0 | 0.857×10^{-4} | 0.001 | 1.5 | 345 | 0.13 | 7.5 | -0.05 | 0.28 | 15.0 |
| B2 | 10.0 | 0.857×10^{-4} | 0.01 | 1.5 | 410 | 0.16 | 9.7 | -0.05 | 0.31 | 17.8 |
| B3 | 10.0 | 0.857×10^{-4} | 0.1 | 2.0 | 515 | 0.21 | 13.7 | -0.05 | 0.38 | 21.4 |
| B4 | 10.0 | 0.857×10^{-4} | 1.0 | 2.5 | 670 | 0.28 | 23.0 | -0.07 | 0.46 | 26.7 |
| B5 | 10.0 | 0.857×10^{-4} | 3.0 | 3.0 | 790 | 0.33 | 34.3 | -0.13 | 0.52 | 29.2 |
| C1 | 25.0 | 1.458×10^{-4} | 0.01 | 2.5 | 590 | 0.15 | 10.0 | -0.04 | 0.77 | 17.5 |
| C2 | 25.0 | 1.458×10^{-4} | 1.0 | 3.5 | 950 | 0.27 | 23.5 | -0.06 | 1.10 | 25.9 |
| C3 | 10.0 | 0.499×10^{-4} | 0.01 | 2.5 | 665 | 0.15 | 10.0 | -0.04 | 0.30 | 17.9 |
| C4 | 10.0 | 0.499×10^{-4} | 1.0 | 3.5 | 1060 | 0.27 | 23.6 | -0.06 | 0.43 | 26.0 |

コリオリ因子 f のみによって決定される。これらの外部パラメータを系統的に変化させれば、非台風時の大気境界層の鉛直分布の一般的な性質を上述した数値モデルにより明らかにすることができる。Table 1は、本研究で解析した14のケースの計算条件及び解析から得られた大気境界層のグローバルな結果を示す。CaseA1~CaseA5は、傾度風速とコリオリ因子を一定にし地表粗度長 z_0 を変化させたケースである。粗度長 z_0 の値が、平坦な海岸地域から大都市の都心部までの広い範囲をカバーできるように Counihan の論文を参考に設定した。CaseB1~CaseB5は、傾度風速の変化による影響を調べるためのケースで、CaseA1 - A5に用いた傾度風速の $1/2.5$ の値を用いた。CaseC1~CaseC4は、コリオリ因子を変化させたケースである。低緯度の地域においては、コリオリ力の値が小さく、風速の時間的な変化を無視した方程式 (1), (2) がそのまま適用できなくなるため、本研究では、中緯度の地域のみを対象とする。その他、粗度長の非常に大きいケースについてもいくつかの解析を行った。これらのケースの計算結果と上述した14ケースの結果とを合わせて第4章の解析に用いられる。

3. 2 地表面粗度、傾度風速、緯度の変化による影響

ここで、まず、平均風速と乱れの強さの鉛直分布の地表面粗度による変化を調べる。Fig. 3 (a) は、傾度風速で無次元した平均風速の鉛直分布を両対数で示す。図中の実線は計算値で、破線は (10) 式 (平均風速のべき法則モデル) を用いて計算値を fitting したものである。

$$\frac{U(z)}{U_g} = \left(\frac{z}{z_g}\right)^{\alpha_u} \quad (10)$$

z_g の値としては、無次元平均風速の値が1と等しくなる高さの値を用いた。べき法則モデルの適用高さとべき指数の値は、粗度長の増大に伴い大きくなっている。地表面近傍を除けば、べき法則が平均風速の鉛直分布をよく近似している。一般的に、粗度要素の平均高さ h が粗度長の増大に伴い高くなる。粗度要素の平均高さが Lettau¹⁴⁾ が提案した式 ($h = 11.4 * z_0^{0.86}$) により求めると、粗度長 $z_0 = 0.001, 0.01, 0.1, 1, 3\text{m}$ に対応する粗度要素の平均高さはそれぞれ、0.03, 0.2, 1.6, 11.4, 29.3m となっている。粗度要素の高さ以下の範囲では、解析結果が実際の風速を代表しないため、べき法則モデルの予測結果と解析結果との比較を行わない。Fig. 3 (b) は、乱れの強さの鉛直分布を示す。図中の実線は計算値で、破線は (11) 式 (乱れの強さのべき法則モデル) を用いて計算値を fitting したものである。

$$\frac{I_u(z)}{I_u(z_r)} = \left(\frac{z}{z_r}\right)^{\alpha_r - \alpha_u} \quad (11)$$

基準高さ z_r は、30m とした。ただし、粗度長 $z_0 = 3\text{m}$ のケースでは高さ40mを z_r とした。乱れの強さを表すべき法則モデルは、計算値を厳密に近似している範囲が平均風速のべき法則モデルに比べかなり狭くなっている。また、べき法則モデルは、地表面付近を除いて、大気境界層の低層 ($z/z_0 < 0.3$) において乱れの強さの解析結果をよく近似するが、その以上の高さではべき法則モデルの予測結果が数値解析結果より大きくなる。

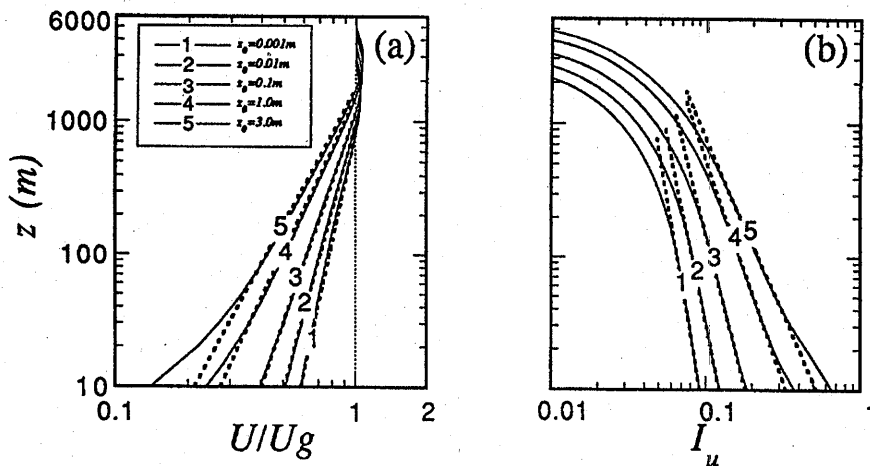


Fig. 3 平均風速と乱れの強さの鉛直分布の地表面粗度による変化
(Vertical profiles of (a) wind speed and (b) turbulence intensity for various values of roughness length)

次に、平均風速と乱れの強さの鉛直分布の傾度風速による変化を調べる。Fig. 4 (a) は平均風速の解析結果を示す。見やすくするため、地表面の粗度長が最も小さいCaseB1と最も大きいCaseB5の計算結果のみを示した。図中の太い実線はCaseA1とCaseA5の計算結果を示す。傾度風速が小さくなると、傾度風高さが低くなるが、平均風速のべき指数の値は、若干大きくなる。この結果は、上空での風速が同じである場合、傾度風高さが低いほど平均風速の勾配が大きくなる傾向を反映している。すなわち、べき指数 α_u は傾度風高さと地表面粗度の関数となっている。ただし、べき指数 α_u の値は、傾度風高さの依存度が小さいため、近似的に粗度長のみ関数として表すことができる。一方、乱れの強さの鉛

直分布の傾度風速による変化をFig. 4 (b) に示す。地表面粗度が同じである場合、地表面付近での乱れの強さの大きさは、傾度風速の大きさにほとんど依存しない。

最後に、平均風速と乱れの強さの鉛直分布の緯度による変化を調べる。Fig. 5 (a), (b) には解析結果を示す。見やすくするため、CaseC1とCaseC2の計算結果のみを示した。図中の太い実線はCaseA2とCaseA4の計算結果を示す。コリオリ因子が大きくなるにつれ、傾度風高さが低くなる。一方、地表面付近での乱れの強さの大きさは、コリオリ因子の大きさにほとんど依存しない。

以上の結果をまとめると、平均風速の鉛直分布を表すべき法則モデルの適用範囲は、地表面の粗度長に依存するだけでなく、傾度風速とコリオリ因子の関数にもな

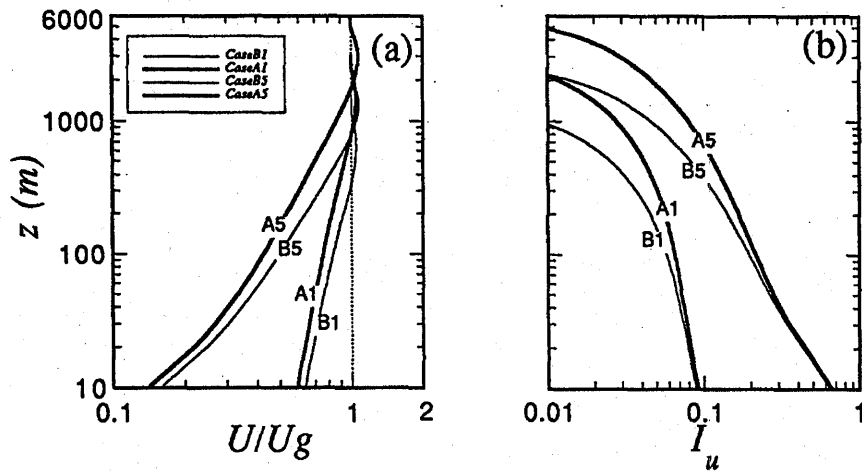


Fig. 4 平均風速と乱れの強さの鉛直分布の傾度風速による変化
(Vertical profiles of (a) wind speed and (b) turbulence intensity for various values of gradient wind speed)

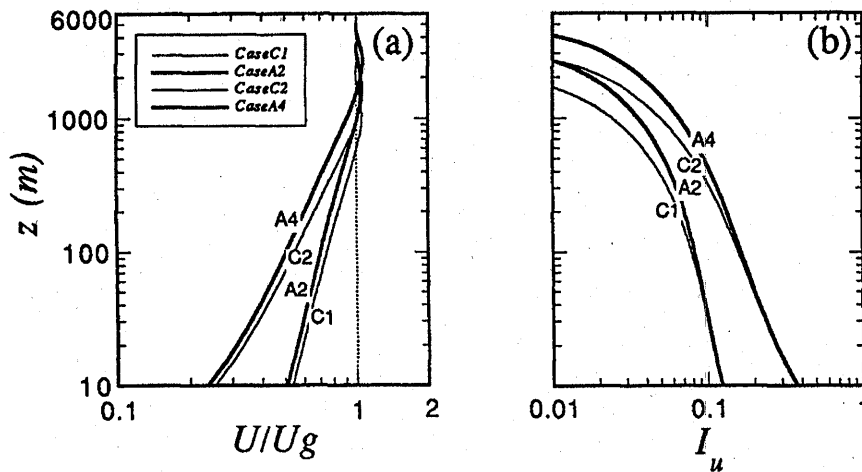


Fig. 5 平均風速と乱れの強さの鉛直分布の緯度による変化
(Vertical profiles of (a) wind speed and (b) turbulence intensity for various values of Coriolis parameter)

っている。また、平均風速のべき指数の大きさは、傾度風高さに若干依存するが、近似的に粗度長のみ関数として表すことができる。一方、乱れの強さの鉛直分布にべき法則モデルを当てはまる場合には、その適用範囲が平均風速に比べて狭くなっている。また、地表面付近での乱れの強さの値は、傾度風速とコリオリ因子の大きさにほとんど依存せず、粗度長のみ関数となっている。

4. べき法則モデルの基本パラメータ

前節にも述べたように、大気の状態が中立で、また、平均風速場が定常かつ水平方向に一様であれば、大気境界層の性質は、大気境界層の外部パラメータ (U_g, z_0, f) のみによって決定される。従って、平均風速と乱れの強さの鉛直分布を記述するべき法則モデルの基本パラメータは、これらの大気境界層の外部パラメータによって表せると予想される。ここで、第3章の解析結果を用いて、べき法則モデルにおける4つの基本パラメータ ($z_g, a_u, I_u(30), a_R$) と大気境界層の外部パラメータ (U_g, z_0, f) との関係について詳しく調べる。

4. 1 傾度風高さ z_g

一般的に気象の分野では、大気境界層の高さを運動量の鉛直方向のフラックスがなくなる高さ h として定義している。中立時の大気境界層の高さを表す最も簡単な式は、RossbyとMontgomery¹⁵⁾により提案されたもので、次式のように表される。

$$h = \Lambda_0 u_* / |f| \quad (12)$$

ここで、 Λ_0 は無次元普遍常数で、Zilitinkevich¹⁶⁾の論文によれば、気象学の分野で0.3をとるケースが多い。

しかし、風工学分野では大気境界層高さまでの平均風速の鉛直分布を表せるモデルがないため、大気境界層高さがそのまま使われていない。その代わりに、傾度風高さが用いられている。DeavesとHarris¹⁷⁾のモデル(以下DHモデルと呼ぶ)では、傾度風高さ Z_G が(12)式により評価され、式の中の無次元普遍常数 Λ_0 が0.17を採用している。DHモデルの中の傾度風高さは平均風速の勾配が0となる高さとして定義されている。一方、平均風速の鉛直分布を表すモデルとしてべき法則が用いられる場合、傾度風高さは平均風速の値が初めて傾度風速 U_g と等しくなる高さとして定義される。べき法則モデルの中の傾度風高さの定義は、DHモデルの中の傾度風高さの定義と異なるので、ここでは混乱を避けるために小文字の z_g を用いる。

これまでに、傾度風高さ z_g が地表面粗度のみ関数として粗度区分に応じて経験的に設定されているが、その値は指針また観測によって大きく異なる。崔と神田⁵⁾の研究によると、既往の荷重評価指針に示された大気境界層高さは、区分Iに対しては200m~300m、IIでは250m~400m、IIIの場合は330m~550m、IV、Vに対しては350m~630mの範囲にある。また、この論文の中では、レーダー(Hanna¹⁸⁾, Caton¹⁹⁾), ヘリコプター(Teunissen²⁰⁾), 626mのタワー(Monbau²¹⁾)による観測結果も紹介され、 z_g の値は600mを超え、1500m以上になる可能性があることを示唆した。そこで、本研究では、数値解析の結果に基づき、傾度風高さ z_g についての予測式を提案する。

Fig. 6は傾度風高さ z_g の地表面粗度長 z_0 による変化を示す。明らかに、傾度風高さ z_g の値は、地表面粗度長 z_0 に依存するだけでなく、傾度風速 U_g とコリオリ因子

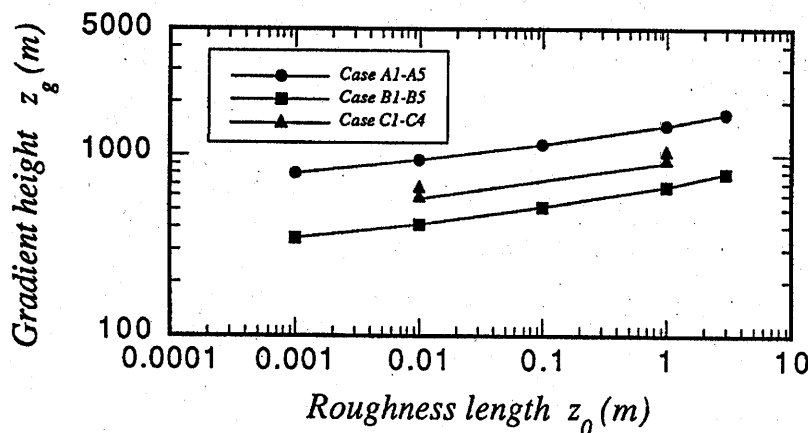


Fig. 6 傾度風高さ z_g の地表面粗度長 z_0 による変化
(Variation of the gradient height z_g with roughness length z_0)

f にも依存する。ここで、傾度風高さ z_g が u_*/f に比例するとし、また、 u_*/U_g が表面ロスビー数 $R_0(=U_g/fz_0)$ のみの関数となっていると仮定すれば、傾度風高さ z_g は、長さスケール U_g/f と表面ロスビー数 R_0 の関数との積の形で表すことができる。Fig. 7は、Fig. 6に示されたデータを整理し直して表示したもので、縦軸は、 U_g/f で無次元した傾度風高さ z_g^* を表し、横軸は表面ロスビー数 R_0 の対数値を示す。 z_g^* が表面ロスビー数 R_0 の関数となっていることが分かる。図中の実線は数値解析結果をfittingしたものである。最終的に、 z_g を表す式は次のような形となる。

$$z_g = 0.06 \frac{U_g}{f} (\log R_0)^{-1.45} \quad (13)$$

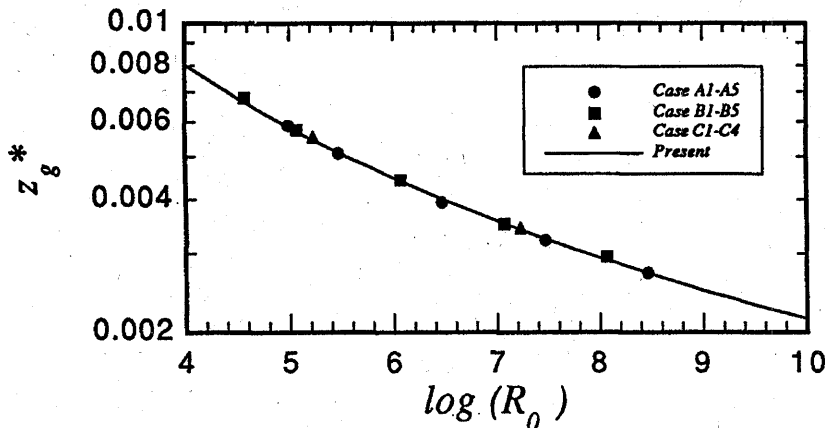


Fig. 7 無次元傾度風高さ z_g^* の表面ロスビー数 R_0 による変化
(Variation of the non-dimensional gradient height z_g^* with surface Rossby number R_0 ; symbols: numerical results; solid line: calculated by the formula proposed in this study)

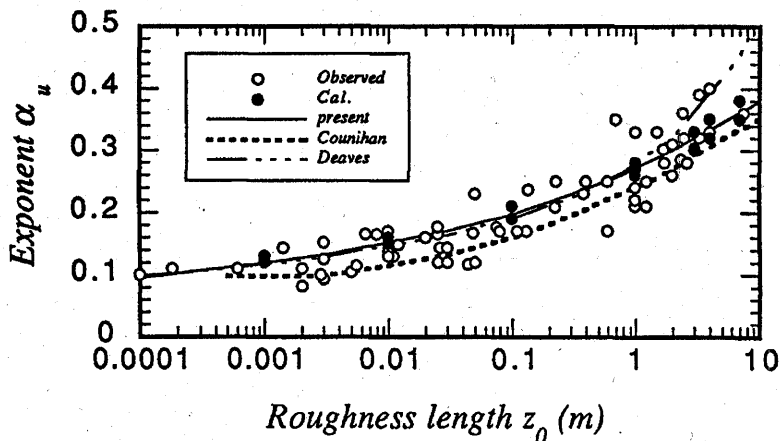


Fig. 8 平均風速のべき指数の粗度長による変化
(Variation of the power law exponent α_u with roughness length z_0 ; open circles: observed; closed circles: numerical results; solid line: calculated by the formula proposed in this study)

傾度風高さ z_g と大気境界層のもつ長さスケールとの関係をより分かりやすく説明するため、Fig. 7の縦軸を対数で表し、そして、数値解析結果を直線関数であらまると、 $z_g = 0.172 \left(\frac{U_g}{f}\right)^{0.9} z_0^{0.1}$ となるような近似式が得られる。この式から分かるように、傾度風高さ z_g は、大気境界層のもつ小さな長さスケール z_0 の増加に伴って緩やかに増加し、大気境界層のもつ大きな長さスケール U_g/f の増大にほぼ比例して増大している。

4. 2 平均風速のべき指数 α_u

地表粗度が平均風速の鉛直分布に及ぼす影響は、べき法則モデルではべき指数 α_u 、修正対数モデルでは粗度長さ z_0 で表せる。従って、任意の風速分布に対して両モデルが同程度の精度で近似可能であるならば、この二つのモデルにおける基本的パラメータ z_0 と α_u との間に一定の

関係が成立すると予想される。

この考え方に基づき、これまでにべき指数と粗度長との関係についてはいくつかの式^{17), 22), 23)}が提案されてきた。例えば、Deavesら¹⁷⁾は、高さ10~200mの範囲において修正対数モデルとべき法則モデルの観測結果に対する近似精度が同程度であると仮定し、べき指数と粗度長との関係式(付録, Table A)を提案した。しかし、この考え方に基づいて作られた式と既往の観測データとの比較を行った崔と神田⁵⁾の報告によると、粗度長($z_0 > 1m$)が大きくなると、これらの式がCounihanによって集められたデータを過大評価する傾向がある。実際、修正対数モデルとべき法則モデルを用いて観測結果を近似する際に、両モデルが同じ精度で表せる下限高さは、 z_0 が大きいくほど高くなる。 $z_0 > 1m$ の場合に、下限高さが10mを超えるため、Deavesらの式(A-1)により求めた α_u にはかなりの誤差が含まれる。

Fig. 8は、平均風速のべき指数の粗度長による変化を示す。白丸はCounihanによって集められた観測データで、黒丸は数値解析結果である。数値解析結果は観測結果の平均値にほぼ等しい。図中の点線はCounihanの式(A-2)により求めたもので、一点鎖線はDeavesらの式($U_g = 30m/s$)によるものである。また、図中の実線は、数値解析結果をfittingしたもので、次式で表す。

$$\alpha_u = 0.27 + 0.09 \log z_0 + 0.018 (\log z_0)^2 + 0.0016 (\log z_0)^3 \quad (14)$$

Counihanの式により求めた値は本研究で得られた数

値解析結果と観測データの平均的な傾向に比べやや低めである。その理由は、Counihanの式が観測結果の平均的な傾向に合わせて作られたものではなく、観測結果のover-estimatesを防ぐために下方修正されたことによるものである。下方修正量の大きさは、精度及び信頼度が最も高いと思われた観測データにより主観的に決められた。しかし、本数値計算結果を見る限り、観測データの下方修正を行う必要がないと言える。

一般的に観測データはばらつきを持っているが、 z_0 が大きくなるにつれ、観測データのばらつきが大きくなる傾向がある。その理由は、Counihanが言うようなfetchの不足によるもの以外に、観測高さの低さによるものもあると考えられる。 z_0 が大きくなると、地表面付近の風速分布がべき法則モデルで当てはまらない範囲は広くなり、観測データからべき指数を求める際に、より高い位置の観測データが必要となるが、その場合、地表面付近のデータを使用すると、べき指数が過大評価される可能性がある。

4. 3 乱れの強さ $I_u(30)$

べき法則モデルにより乱れの強さの鉛直分布を求める際には基準高さ z_r における乱れの強さが必要となる。一般的に基準高さは、その場所の地表面粗度の効果を代表し、かつ局所的な影響を受けない高さであるべきである。Counihan⁴⁾の論文では基準高さを30mとした。しかし、地表面粗度の大きい大都会($z_0 > 2m$)では、30mを基準高さとするのもやや低い。ただし、便宜上、大都会で30mを基準高さとして使用する場合、基準高さでの乱れの強さの値は数値解析結果より若干低めの値を用いる必要

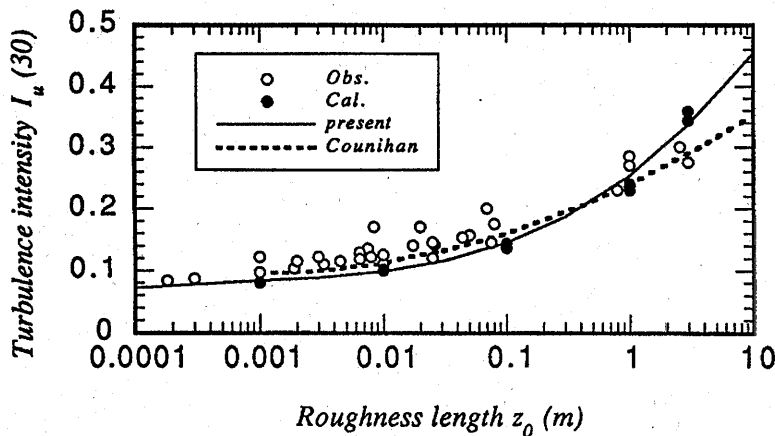


Fig. 9 乱れの強さの粗度長による変化
(Variation of turbulence intensity $I_u(30)$ with roughness length z_0 ; open circles: observed; closed circles: numerical results; solid line: calculated by the formula proposed in this study)

がある。Fig. 9は、基準高さ30mにおける乱れの強さ $I_u(30)$ と地表面粗度と関係を示す。白丸はCounihanにより集められたデータ及び文献13, 24, 25から引用したもので、黒丸は数値解析の結果である。本解析結果から得られた乱れの強さは、観測データの下限值にほぼ一致する。実際の観測では、大気が完全な中立状態にある場合が少なく、特に粗度長の小さい場所では、低層大気がやや不安定な状態にあり、変動風速の標準偏差が中立時よりやや大きくなる傾向がある。以上のことを考えると、本研究の解析結果は妥当な値を示していると考えられる。図中の実線は、数値解析の結果をfittingしたもので、次式で表す。

$$I_u(30) = 0.253 + 0.15 \log z_0 + 0.0462 (\log z_0)^2 + 0.005 (\log z_0)^3 \quad (15)$$

4. 4 変動風速の標準偏差のべき指数 α_R

乱れの強さの鉛直分布をべき法則モデルにより求める際には、変動風速の標準偏差のべき指数 α_R が必要となる。しかし、これまでにべき指数 α_R に関する研究は少なく、 α_R の値が $-0.09 \sim 0$ の範囲内にあると報告した研究例^{26), 27), 28)}があるのみである。最近、崔と神田⁵⁾は多くの観測データを分析し、べき指数 α_R の値が、ばらつきは大きいものの、 -0.05 を中心に分布していることを示した。現在、日本建築学会の建築物荷重指針²⁹⁾も -0.05 を採用している。一般的に、変動風速の計測は平均風速の計測より難しく、また、高高度での乱れの強さの観測データも平均風速の観測データより少ない。従って、ばらつきの非常に大きい観測データからべき指

数 α_R の一般的な性質を論じるのはかなり困難である。そこで、本研究では、本数値解析の結果を用いて α_R の性質を調べた。Fig. 10は α_R の α_u による変化を示した。白丸は観測値^{13), 30)}で、黒丸は解析結果である。 α_R の値は α_u の増大に伴い小さくなっていることが分かる。 α_R の値は、 α_u の小さい時に -0.04 に近い値をとるが、 α_u が大きくなるにつれ急に小さくなる。図中の実線は次式から求めたものである。

$$\alpha_R = -0.0025 - 0.73\alpha_u + 4.8\alpha_u^2 - 10.5\alpha_u^3 \quad (16)$$

以上の解析から分かるように、地表面粗度の小さい場所では、 α_R の値を -0.05 として用いるの⁵⁾は妥当であるが、地表面粗度の大きい場所では -0.05 より小さい値を用いる必要がある。

5. 既往のモデルと解析結果との比較

最後に、平均風速及び乱れの強さの鉛直分布に関する既往のモデルと本解析結果との比較を行う。比較に必要なパラメータをTable 2にまとめた。

5. 1 平均風速の鉛直分布を表すモデルの比較

現在風工学の分野で、平均風速の鉛直分布を求めるモデルとしては、べき法則モデル (power law) と対数法則 (logarithmic law) を基本とした修正対数モデルが最もよく用いられている。べき法則モデルは、式の構成が簡単でしかも観測記録に対して広い範囲でよい近似性を示すため、多くの国と地域の風荷重指針に採用されている。一方、修正対数モデルとしては、4次の多項式によって対数法則を補正したDeavesとHarrisの

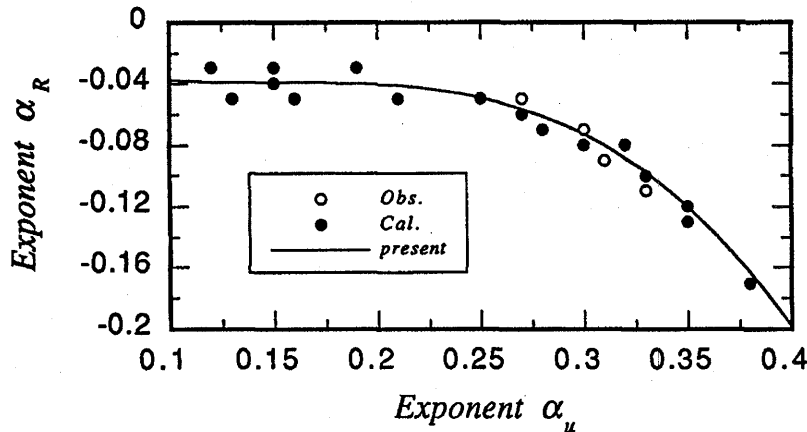


Fig. 10 α_R と α_u との関係
(Relationship between α_R and α_u ; open circles: observed; closed circles: numerical results; solid line: calculated by the formula proposed in this study)

モデルがよく用いられており、次式のように表される。

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 5.75\left(\frac{z}{Z_G}\right) - 1.875\left(\frac{z}{Z_G}\right)^2 - 1.333\left(\frac{z}{Z_G}\right)^3 + 0.25\left(\frac{z}{Z_G}\right)^4 \right\} \quad (17)$$

この二つのモデルが平均風速の鉛直分布をよく近似していることが観測から知られており、また、二つのモデルの差は、地表面近傍を除いて最大5%であると Sill³¹⁾ が報告している。Sill の論文では、二つのモデルの中に含まれる高さパラメータ z_0 と Z_G については、同じ値を用いた。しかし、既に、4.1 節にも述べたように、べき法則モデルと DH モデルとの高さパラメータの定義が異なっているため、Sill が行った比較には誤差が含まれている可能性がある。そこで、本研究では、高さパラメータ z_0 と Z_G との違いを考慮して、二つのモデルと解析結果との比較を行う。

Fig. 11 (a), (b) はべき法則モデル及び DH モデルと解析結果との比較を示す。べき法則モデルの予測結果と数値解析結果との差は、粗度要素の平均高さの2倍以下の地表面付近の領域を除いて、3%以下である (Fig. 11 (a))。一方、DH モデルは、低層大気において解析結果をよく近似するが、傾度風高さ Z_G 付近の領域では、数値解析結果を若干過大評価する。その差は、4%以下である (Fig. 11 (b))。

5. 2 乱れの強さの鉛直分布を表すモデルの比較

乱れの強さの鉛直分布は、ガスト影響係数や変動風荷重^{28), 32), 33)} の評価に大きく影響するため、耐風設計上重要であるが、現在風工学の分野で、乱れの強さの鉛直分布を表すモデルとしては、乱れの強さのべき法則モデルと、修正対数モデルと変動風速の標準偏差 σ_u を求めるモデルとを組み合わせられたモデルがよく用いられている。

Table 2 モデル比較に必要な大気境界層に関するパラメータ
(Boundary layer parameters used for comparison of mathematical models and numerical results)

| Parameter | Roughness category | | | | |
|---------------|--------------------|-------|-------|-------|-------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| $z_0(m)$ | 0.001 | 0.01 | 0.1 | 1.0 | 3.0 |
| $u_*(m/s)$ | 0.64 | 0.74 | 0.86 | 1.04 | 1.16 |
| $Z_G(m)$ | 1270 | 1468 | 1706 | 2063 | 2300 |
| $z_g(m)$ | 790 | 940 | 1145 | 1480 | 1710 |
| α_u | 0.12 | 0.15 | 0.19 | 0.25 | 0.30 |
| $I_u(30)(\%)$ | 8.0 | 10.2 | 14.3 | 23.9 | 34.7 |
| α_R | -0.03 | -0.03 | -0.03 | -0.05 | -0.08 |

$$f = 0.857 \times 10^{-4} s^{-1}, \quad U_g = 25 m/s$$

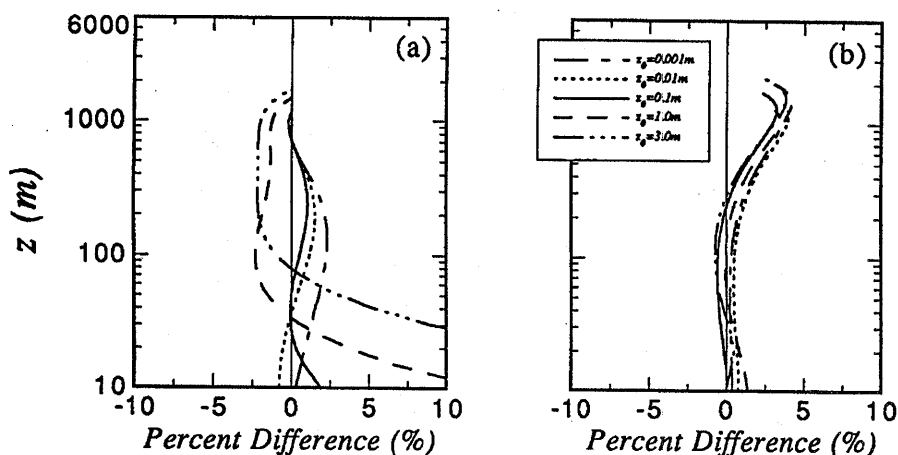


Fig. 11 平均風速の鉛直分布を求めるための既往のモデルの予測結果と数値解析結果との比較
(Comparison of the wind speeds calculated by conventional models and the numerical results;

- (a) Percent differences (%) with respect to the power law ;
- (b) Percent differences (%) with respect to the DH model)

既に第3章に述べたように、乱れの強さのべき法則モデルは、大気境界層の低層 ($z/z_g \leq 0.3$) において乱れの強さの鉛直分布をよく近似するが、その以上高さでは乱れの強さを過大評価する傾向がある。そこで本研究では、高高度でのモデルの予測精度を高めるため、次式で表せるような修正べき法則モデルを提案する。

$$\frac{I_u(z)}{I_u(z_r)} = \left(\frac{z}{z_r}\right)^{\alpha_r - \alpha_u} \left(1.0 - 0.7 \frac{z}{z_g}\right)^{0.25} \quad (18)$$

一方、修正対数モデルと変動風速の標準偏差を求めるモデルとを組み合わせたモデルでは、 σ_u/u_* の決め方が

乱れの強さの予測精度に大きな影響を与える。Counihan⁴⁾の論文の中では、 u_* で無次元した変動風速の標準偏差 $A (= \sigma_u/u_*)$ の値として $z_0 = 0.01m \sim 0.1m$ では 2.5, $0.1m \sim 5.0m$ の範囲では 2.5~1.6 の値が適当であることを示した。また、E. Simiu と R.H. Scanlan³⁴⁾ は、粗度区分ごとにおける A の値を定めた。その値は、 $0.005m \sim 2.5m$ の範囲において 2.55~2.0 となっている。一方、Raupach ら^{35), 36)} の風洞実験の結果によると、 A の値は地表面の粗度にはほとんど依存せず、2~2.1 の間の値となっている。実際の大気の観測が完全な中立の条件で行われたケースが少なく、特に粗度長の小さい場所では、

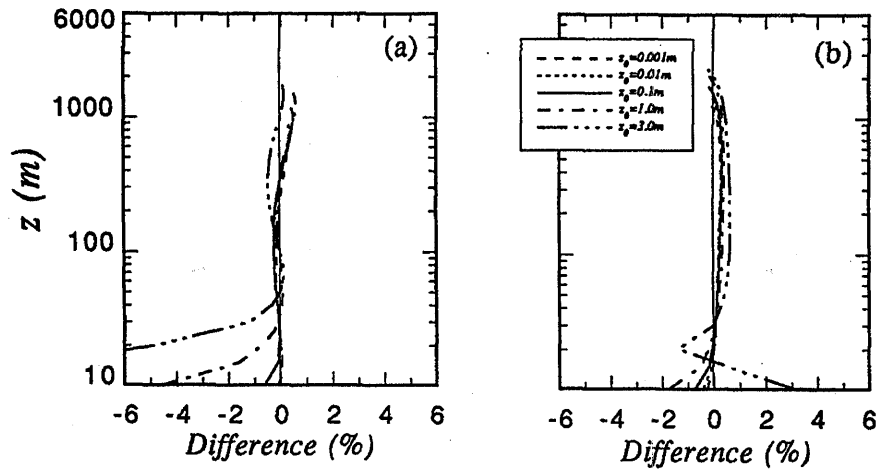


Fig. 12 乱れの強さの鉛直分布を求めるための新しいモデルの予測結果と数値解析結果との比較
(Comparison of the turbulence intensities calculated by the new models and the numerical results ;
(a) Differences with respect to the modified power law ;
(b) Differences with respect to the new formula proposed in this study)

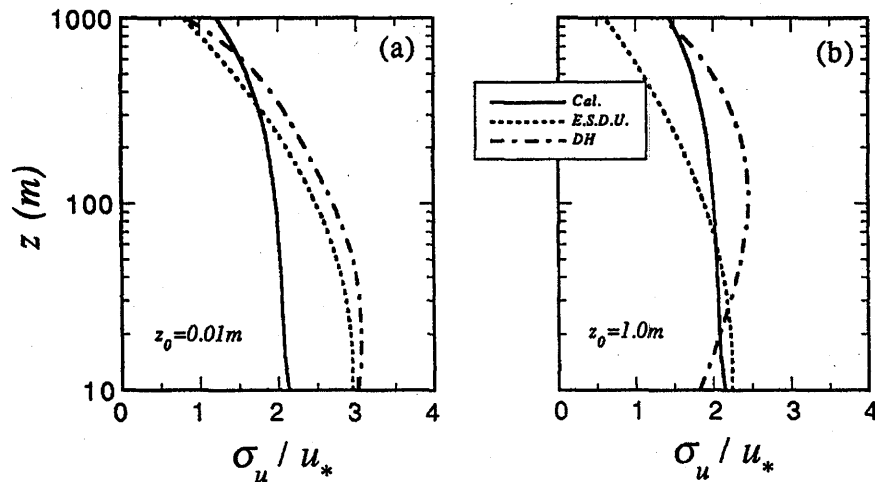


Fig. 13 σ_u/u_* の鉛直分布を求めるための既往のモデルと数値解析結果との比較
(Profiles of the σ_u/u_* showing a comparison of the values calculated by conventional models and the numerical results ; (a) $z_0 = 0.01m$; (b) $z_0 = 1.0m$)

低層大気がやや不安定な状態にあり、 A の観測値も完全な中立状態にある風洞実験の結果より大きくなる。従って、強風時の A の値を一定とするのは妥当であると考えられる。そこで、本研究では、 σ_u の値の高さによる減衰を考慮した次の式を提案する。

$$\frac{\sigma_u}{u_*} = 2.1 \left(1.0 - 0.7 \frac{z}{Z_G}\right)^{0.7} \quad (19)$$

この式より求めた σ_u/u_* の値は、地表面付近に近づくにつれ2.1に漸近する。

Fig. 12 (a) には乱れの強さの修正べき法則モデルの予測結果と解析結果との比較を示す。地表面付近を除いて、このモデルは、傾度風高さ z_g までの範囲において乱れの強さの鉛直分布をよく近似する。モデルの予測結果と数値解析結果との差は乱れの強さで1%以下である。同様に、式(19)とDHモデルとを組み合わせたモデルも、地表面付近から傾度風高さ Z_G までの範囲において解析結果をよく近似し、数値解析結果との差は、地表面付近を除いて、1%以下である (Fig. 12 (b))。

最後に、 σ_u/u_* の鉛直分布を求めるための既往のモデルと本解析結果との比較を行う。Fig. 13は $z_0=0.01m$ と $z_0=1.0m$ の時の比較結果を示す。図中の実線は数値解析結果で、一点鎖線と破線はそれぞれDeavesとHarrisの式(A-3)とE. S. D. U.³⁷⁾の式(A-4)により求めた結果である。粗度長の小さい($z_0=0.01m$)ケースではDeavesとHarrisの式とE. S. D. U.の式により求めた値は、解析結果より若干大きくなっている。この傾向は、粗度長の小さい場所での観測値に安定度の影響

が含まれた可能性があるため、地表面付近での変動風速の標準偏差の観測値が完全中立時の値より大きくなることを表している。一方、粗度長の大きい($z_0=1.0m$)ケースでは、E. S. D. U.の式により求めた値が100m以下の範囲において数値解析結果にほぼ一致しているのに対して、DeavesとHarrisの式により求めた値が50~500mの範囲において解析結果より大きくなっている。

6. まとめ

本論文では、非台風時の大気境界層の数値モデルを用いて、地表粗度の様な場所での平均風速及び乱れの強さの鉛直分布特性を調べた。そして、数値解析結果に基づき、平均風速及び乱れの強さの鉛直分布を表すべき法則モデルの基本パラメータ($z_g, \alpha_u, l_u(30), \alpha_R$)と中立時の大気境界層の外部パラメータ(U_g, z_0, f)との関係を明らかにした。更に、本研究では、数値解析の結果を用いて平均風速と乱れの強さの鉛直分布を表す既往のモデルの妥当性についての検討を行った。その結果は以下ようになる。

- 1) 傾度風高さ z_g は、地表面粗度長 z_0 の増加に伴って緩やかに増加し、 U_g/f の増大にほぼ比例して増大していることが分かった。また、本研究では、数値解析結果に基づき傾度風高さ z_g の値を求めるための予測式を提案した。
- 2) 平均風速分布のべき指数 α_u が地表面粗度 z_0 の関数として近似的に表せる従来の指摘は、本解析により確かめられた。数値解析の結果は観測値の平

Table A べき指数 α_u と σ_u/u_* の鉛直分布を表す既往のモデル式
(Conventional formulas for estimating exponent α_u and σ_u/u_*)

$$\text{Deaves \& Harris }^{17)} \quad \alpha_u = \frac{1.16 + 7.0/U_g}{\ln(150/z_0)} \quad (A-1)$$

$$\text{Counihan }^4) \quad \alpha_u = 0.096 \log z_0 + 0.016 (\log z_0)^2 + 0.24 \quad (A-2)$$

$$\text{Deaves \& Harris }^{17)} \quad \sigma_u/u_* = 2.63(1.0 - z/Z_G)[0.2 \ln(z/z_0)]^{n/2} \quad (A-3)$$

$$n = (1.0 - z/Z_G)^{16}$$

$$\text{E.S.D.U.}^{37)} \quad \sigma_u/u_* = \{0.867 + 0.556 \log z - 0.246 (\log z)^2\} \frac{\lambda}{\kappa} \quad (A-4)$$

$$\lambda = \begin{cases} 1.0 & z_0 \leq 0.02m \\ 0.76/z_0^{0.07} & 0.02m \leq z_0 \leq 1.0m \\ 0.76 & z_0 \geq 1.0m \end{cases}$$

- 均的な傾向によく一致した。また、べき指数 a_u と粗度長 z_0 との関係式については、本数値解析の結果に基づいて新たに作成した。
- 3) 乱れの強さ $I_u(30)$ の値は、地表面粗度 z_0 の増大と共に増大し、また、地表面粗度 z_0 のみの関数となっていることが分かった。本解析結果から得られた乱れの強さ $I_u(30)$ の値は、観測データの下限值にほぼ一致した。
 - 4) 変動風速の標準偏差のべき指数 a_R が平均風速のべき指数 a_u の関数になっていることが分かった。 a_R の値は、地表面粗度の小さい時に -0.04 に近い値をとり、地表面粗度が大きくなるにつれ急に小さくなる。
 - 5) 平均風速の鉛直分布を表すべき法則モデルとDHモデルとも、数値解析結果をよく近似し、モデルの予測値と数値解析結果との差は $3\sim 4\%$ である。
 - 6) 本研究により提案された乱れの強さを表す修正べき法則モデルは、傾度風高さ z_g までの範囲において乱れの強さの鉛直分布をよく近似した。モデルの予測結果と数値解析結果との差は乱れの強さで 1% 以下である。同様に、本研究で新しく提案した σ_u/u_* の鉛直分布を求めるための式と、DHモデルとを組み合わせたモデルにより求めた乱れの強さの値も、解析結果によく一致した。モデルによる予測値と数値解析結果との差は、地表面付近を除いて 1% 以下である。
 - 5) 崔恒，神田順：風荷重評価のための平均風速と乱れの強さの鉛直分布特性，日本風工学会誌，No.45，Oct.，1990，pp. 23 - 43.
 - 6) 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.
 - 7) 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.
 - 8) G. L. Mellor and T. Yamada : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. Rev. of Geophys. and Space Phys. Vol. 20, 1982 pp. 851 - 872.
 - 9) B. E. Launder, G. J. Reece and W. Rodi : Progress in the development of a Reynolds - stress turbulence closure. J. Fluid Mech., Vol. 68, 1975, pp. 537 - 566.
 - 10) J. W. Deardorff : A three - dimensional numerical investigation of the idealized planetary boundary layer, Geophys. Fluid Dyn., Vol. 1, 1970, pp. 377 - 410
 - 11) J. W. Deardorff : Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. J. Atmos. Sci., Vol. 29, 1972, pp. 91 - 115.
 - 12) P. J. Mason and D. J. Thomson : Large - eddy simulations of the neutral - static - stability planetary boundary layer. Q. J. R. Met. Soc., Vol. 113, 1987, pp. 413 - 443.
 - 13) 花房龍男，藤谷徳之助：強風時の境界層の構造について，第7回風工学シンポジウム，1982，pp. 15 - 22.
 - 14) H. H., Lettau : Physical and meteorological basis for mathematical models of urban diffusion processes. Proc. Symp. on Multiple - Source Urban Diffusion Models, U. S. Environ. Protect. Agency, Publ. AP - 86 Research Triangle Park, N. C., 1970, pp. 2.1 - 2.26.
 - 15) C. G. Rossby and R.B. Montgomery : The layer of frictional influence in wind and ocean currents, Pap. Phys. Oceanogr. Meteorol.,

付 録

べき指数 a_u と u_* で無次元した変動風速の標準偏差 σ_u/u_* の鉛直分布を表す既往のモデル式をTable Aにまとめた。

参考文献

- 1) 理科年表：国立天文台編，1993，pp. 394.
- 2) E. C. C. Choi : Gradient height and velocity profile during Typhoons. J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol. 13, 1983, pp. 31 - 41.
- 3) A. G. Davenport : Rationale for determining design wind velocities, Proc. ASCE, Vol. 86 No. St5, 1960, pp. 39 - 68.
- 4) 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.

- Mass. Inst. Technol. and Woods Hole Oceanogr. Inst, Vol. 3 (3), 1935, pp. 1 - 101.
- 16) 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.
 - 17) D. M. Deaves and R. I. Harris: A mathematical model of the structure of strong winds, CIRIA Report 76, London, Construction Research and Information Association, 1978.
 - 18) S. R. Hanna : The thickness of the planetary boundary layer, *Atmospheric Environment*, Vol. 3, 1969, pp. 519 - 536.
 - 19) P. G. F. Caton : Standardized maps of hourly mean wind speed over the United Kingdom and some implications regarding wind speed profiles, *Proc. 4th ICWE*, Cambridge Univ. Press, 1977, pp. 7 - 21.
 - 20) H. W. Teunissen : Measurements of planetary boundary layer wind and turbulence characteristics over a small suburban airport, *J. Ind. Aerodyn.* Vol. 4, 1979, pp. 1 - 34.
 - 21) J. Monbaliu, P. G. Dance, N. Isyumov et al : Profiles of the atmospheric boundary layer measured at CN - TOWER, Toronto, CANADA, *Proc. 5th. U. S. Natl. Conf. on Wind Eng.*, 1985, pp. 1A45 - 52.
 - 22) I. Ishizaki : storm frequencies and wind load problem, *Proc. 3rd. ICWE*, Saikon, Co. Ltd., Tokyo, 1971, pp. 539 - 548.
 - 23) A. G. Davenport : *Engineering Meteorology*, Ed. Plate, Elsevier, 1982, pp. 527 - 572.
 - 24) G. Naito : Turbulent properties and spectral behaviors of ocean winds observed at an off-shore tower, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 28, 1988, pp. 51 - 60.
 - 25) E. C. C. Choi : Characteristics of typhoons over the south China Sea. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 13, 1978, pp. 353 - 365.
 - 26) A. G. Davenport : The relationship of wind structure to wind loading, *Proc. of Symp. on Wind effects on buildings and structures*, Vol.1, Nalt. Phys. Lab., H. M. S. O., 1965, pp. 53 - 102.
 - 27) D. Sfintesco, T. A. Wyatt : A proposed European code of practice, *Proc. 4th. ICWE*, Cambridge Univ. Press, 1977, pp. 643 - 661.
 - 28) J. Kanda : Reliability of gust response prediction considering height dependent turbulence parameters, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 14, 1983, pp. 455 - 466.
 - 29) 日本建築学会 : 建築物荷重指針, 1994, pp. 259.
 - 30) 相馬清二 : 強風の乱流的構造, *気象雑誌*, Ser. II, Vol. 42, No. 6, 1965, pp. 372 - 396.
 - 31) B. L. Sill : Turbulent boundary layer profile over uniform rough surfaces, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 31, 1988, pp. 147 - 163.
 - 32) B. E. Lee : The effect of turbulence on the surface pressure field of square prism, *J. Fluid Mech.*, Vol. 69, Part 2, 1975, pp. 263 - 282.
 - 33) A. Kareem : Lateral - Torsional motion of tall buildings to wind loads, *J. Structural Eng.*, Vol. 111, No. 11, 1985, pp. 2479 - 2496.
 - 34) E. Simiu, R. H. Scanlan : *Wind effects on structures*, 2nd. Ed. 1986, A Wiley - Interscience Pub.
 - 35) M. R. Raupach : Conditional statistics of Reynolds stress in rough - wall and smooth - wall turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.* Vol. 108, 1981, pp. 363 - 382.
 - 36) M. R. Raupach, R. A. Antonia and S. Rajagopalan : Rough - wall turbulent boundary layers, *Appl Mech. Rev.* Vol. 44, No. 1, 1991, pp. 1 - 25.
 - 37) E. S. D. U : Characteristics of atmospheric turbulence near the ground PART II : Single point data for strong winds (Neutral Atmosphere), *Engineering Sciences Data Unit*, Item, No. 74031, 1982.