

べき法則による 150m 高度以下の風速推定法の基礎研究*

安達隆史**

要 旨

平坦な地域において環境アセスメントを目的とした大気汚染濃度の年平均値を求めるシミュレーションや年間の風力エネルギーの推算等に必要となる上層風速を地上 150 m までについて地上風速から推定する手法の理論的基礎を述べて実測と比較した。

ここでは、1年間を通して1時間毎に得られるデータとしては、普通はパスケル安定度階級と地上約 10 m 高の風速である場合が一般的であるので、それらを利用して地上 150 m 高までの上層風速をべき法則に従って推定することとし、そのべき法則のべき指数をこれまでに大気境界層下部の観測で得られている風速の無次元シェアー関数の半実験公式を応用することにより推定した。米国の環境保護行政に使用が認められているべき指数は、大気が不安定と中立状態では推定値と一致するが安定状態では推定値よりもやや小さめであった。

またオーストラリアの大平原で行なわれたワンガラ実験で観測された風速データを使用して、高度 16 m から 150 m までの風速に最小自乗法を適用して求めたべき指数は前述の推定値と比較すると、安定度による変化傾向は一致するが、実測値の方が推定値よりやや小さめであった。

なお、都市や臨海工業地域のように理想的な平坦地とは言えない地域についても、本報告の結果を基にしながらさらに研究を行う必要がある。

1. はじめに

日本や外国の環境保護行政に用いられている技術指針に従って、大気汚染濃度シミュレーションを実施する時には、煙流高度の風速を知る必要があるが、煙流高度が数 10 m の場合はタワー等による長期間の実測値が得られ易いのでそれを使用すればよい。しかし煙流高度が 100 m 以上になると長期間の実測値は得られにくく、地上風速を用いて上層風速を推定する必要が出て来る。一方、風力エネルギーの推算の場合も上層風速を推定する必要が生じている。この問題を基本的に解決するには、あらゆる場合の大気境界層の構造を詳細に研究しなければならない。接地気層とは異なり、運動量や熱のフラックスが高度変化し、コリオリ力、温度風、地形他の効果もあわせて考慮しなければならない。

しかし長期間にわたって上層風速を推定することがで

きる実用的な手法ははまだ確立されておらずケーススタディ的研究が多いと思われる。大気境界層の下部において強風に限れば建築関係の分野でべき法則が採用されている。強風の場合は大気の安定度がほぼ中立状態とみなして良いが、大気汚染の分野では比較的弱い風速が重要であり、従って大気の安定度がパラメータになっている法則が必要である。米国環境保護庁 (EPA) のガイドの気候拡散モデル (CDM) では、上層風速の推定用として、De Marrais (1959) の実測値を利用してべき指数がパスケル安定度階級によって変化するとしてべき法則を採用している。また Touma (1977) は米国各地の電力サイトで求めたべき指数をまとめているが、これらは必ずしも一致していない。そして未公開資料であるが、日本の各地で実測されたべき指数もまとまりがない。本論文ではこのような実測値の違いを検討するための理論的基礎を確認し、上層風速推定法の改善への出発点とすることを目的とした。

ただし、理論的検討をすすめるうえでは、大気の状態を 7 個に分類してあるパスケル安定度階級よりも精度の高い Monin-Obukhov の長さを使用するが、最終的には実用上、比較的簡単な測器で通年観測が可能なパスケ

* Basic Study of Estimation Method of Wind Speed below 150 m by Power Law

** Takashi Adachi, (財) 日本気象協会研究所

—1980年7月28日受領—

—1981年3月4日受理—

ル安定度階級をパラメータとしてまとめ直す必要がある。従って途中の理論式や半実験公式の精度については、あまり厳しく考えていない。

2. 大気境界層の理論と半実験公式

地上から約 30 m 高以下の気層における風速の鉛直分布やその微分形である無次元風速シェアーについては、これまでに数多くの観測がなされ、混合距離を導入した理論やそれを発展させて非中立状態の大気にも適用できるようにした半実験公式が多くの研究者によって提案されている。その中で有名なものは KEYPS の式と呼ばれている。

$$\phi^4 - \sigma \frac{z}{L} \phi^3 - 1 = 0 \quad (1)$$

の関係式であろう。この式中で ϕ は無次元風速シェアーであって次式で定義されている。

$$\phi = \frac{kz}{u_*} \frac{du}{dz} \quad (2)$$

ただし z : 高さ

L : Monin-Obukhov の長さ

σ : 経験的定数 (=13~18)

k : カルマン定数 (=0.41~0.35)

u_* : 摩擦速度

u : 風速 (通常はおよそ 10 分間の平均風速を使用する。)

(1) 式は Ellison (1957), Yamamoto (1959), Panofsky, Blackadar and McVehil (1960) などによって求められたものである。その後 Yamamoto and Shimanuki (1966) が、(1) 式を改良して

$$\phi^4 - \left| \sigma \frac{z}{L} \right|^{1-2p} \phi^3 - 2\phi^2 + 1 = 0 \quad (3)$$

(不安定状態: $P=0$, 安定状態: $P=\frac{1}{6}$)

を提案し、さらにより一般的なものとして Yamamoto (1975) が (3) 式と類似であるがやや複雑な式を提案している。

その他にも多くの研究者によって ϕ について比較的簡単な関数形による半実験公式が提案されているので大気が (a) 安定状態と (b) 不安定状態にある時に分けて列挙してみる。ただし以下の式中の Ri はリチャードソン数で、 L' は運動量と熱の拡散係数が等しいと仮定したときの L の値であるが、近似的には L と等しいとみなせる。

(a) 安定状態 ($L \geq 0$)

$$\phi = 1 + 4.7 \frac{z}{L} \quad \text{Businger et al. (1971)} \quad (4)$$

$$\phi = 1 + 7 \frac{z}{L} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Paulson (1970)} \\ \text{Badgley et al. (1972)} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\phi = 1 + 5.2 \frac{z}{L} \quad \text{Webb (1970)} \quad (6)$$

$$\phi = (1 + 16 |Ri|)^{1/3} \quad \text{Pruitt et al. (1973)} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 1 + 6 \frac{z}{L} \left(\frac{z}{L} \leq 0.3 \right) \\ &= \left(1 + 22.8 \frac{z}{L} \right)^{1/2} \left(\frac{z}{L} \geq 0.3 \right) \end{aligned} \right\} \text{Kondo (1975)} \quad (8)$$

$$\phi = 1 + 7 \frac{z}{L'} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{McVehil (1964)} \\ \text{Sasaki (1979)} \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\phi = 1 + 7 \frac{z}{L} \left(\frac{z}{L} < \frac{5}{7} \text{ or } Ri < 0.243 \right) \quad \text{Kondo et al. (1978)} \quad (10)$$

(b) 不安定状態 ($L < 0$)

$$\phi = \left(1 + 15 \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-1/4} \quad \text{Businger et al. (1971)} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \left(1 + 16 \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-1/4} \\ &\left\{ \begin{array}{l} \text{Paulson (1970)} \\ \text{Badgley et al. (1972)} \\ \text{Kondo (1975)} \end{array} \right. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

$$\phi = \left(1 + 18 \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-1/4} \left(0 > \frac{z}{L} \geq -0.03 \right) \quad \text{Webb (1970)} \quad (13)$$

$$\phi = (1 + 16 |Ri|)^{-1/3} \quad \text{Pruitt et al. (1973)} \quad (14)$$

これらの式の値は強い安定状態と強い不安定状態を除けば皆比較的近い値をとることが知られている。

しかし対象とする高さが地上からおよそ 150 m の範囲となると、無次元風速シェアーについて得られる半実験公式は限られているが強風の場合はかなりの高さまで対数分布が成り立つことが知られている。

Yamamoto and Shimanuki (1964) は東京タワーのデータを使用して (1) 式が近似的に 200 m 高まで成立することを示し、Carl, Tarbell and Panofsky (1973) は 125 m, 150 m, 61 m の 3 本のタワーのデータを使用して次式を得ている。

$$\phi = 1 + 5 \frac{z}{L} (L \geq 0) \quad (15)$$

第 1 表 不安定状態における Ψ の値.

z/L	-0.01	-0.02	-0.05	-0.1	-0.2	-0.5	-1.0	-2.0	-5.0
Ψ	0.05	0.10	0.20	0.37	0.60	1.01	1.40	1.85	2.52

$$\phi = \left(1 + \gamma \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-1/3}, \quad \gamma = 16(L < 0) \quad (16)$$

また, Sethuraman and Brown (1976) は米国のブルックヘブンの 126 m タワーの風速データを使用して, 大気が安定状態の時に log-linear 分布式が地上から 100 m 高まで成立することを示している. さらに最近では Shetz and Panofsky (1980) が米国のボルダーにある 300 m タワーの風速データを使用して, 150 m 高までは近似的に接地境界層の理論が成立することを報告している. 従ってこれらの報告を総合すると, 地上から 150 m までの気層に接地境界層の理論が全くあてはまらないということはないと思われる.

厳密に考えれば高度 150 m までの気層では, 運動量や熱のフラックスは高さに対して一定ではなく, そのことやコリオリ力, 温度風, 地形効果等を考慮したモデルを適用すべきであるが, 実用に耐えうるそのようなモデルはまだ完成されておらず, 通年観測がなされているパスキル安定度階級と地面粗度 (z_0) だけをパラメータにせざるを得ない現状では接地境界層での半実験公式を利用せざるを得ないと思われる.

ここでは低いところのデータのみから求めた ϕ よりもいくらか良いであろうと考えて 61 m (Idaho), 125 m (Denmark) および 150 m (Cape Kennedy) の高さの鉄塔による 3 地点での観測データを基にした Carl *et al.* (1973) の式を採用するが, Panofsky (1977) に従って $\gamma = 15$ とし, 米国環境保護庁のガイドの単独高煙源拡散モデル (CRSTER) では 200 m 以上の風速は高さに対して一定であるという仮定を採用しているので参考とし, さらに強安定状態では (6) 式の定数を 5.2 よりも 1.6 にした方がよいことを Sethuraman *et al.* (1976) が報告しており, Kondo *et al.* (1978) が ϕ の上限値が約 6 であることを安定状態における接地気層の観測データから見出ししている.

これらのことは, z が大きいところで風速の鉛直勾配が小さくなり, 風速が大きくなりすぎないという意味があり, 水平方向一様で定常状態にある大気境界層の定性的な性質と一致しているので, それらの点を取入れ, 取り扱い易さも考えて次のように仮定した.

(a) 安定状態 ($L \geq 0$)

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 1 + 5 \frac{z}{L} \quad \left(0 \leq \frac{z}{L} < 1\right) \\ &= 6 \quad \left(1 \leq \frac{z}{L}\right) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \Psi &= -5 \frac{z}{L} \quad \left(0 \leq \frac{z}{L} < 1\right) \\ &= -5 \quad \left(1 \leq \frac{z}{L}\right) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

(b) 不安定状態 ($L \leq 0$)

$$\phi = \left(1 + 15 \left| \frac{z}{L} \right| \right)^{-1/3} \quad (19)$$

ただし Ψ は次式により定義されているが

$$\Psi = \frac{ku}{u_*} \int_{z_0}^z \frac{\phi}{\zeta} d\zeta \quad (20)$$

$$\zeta = \frac{z}{L}, \quad \zeta_0 = \frac{z_0}{L}$$

不安定状態については Panofsky (1977) によれば Nash-nosh (1976) が Ψ の値を計算して第 1 表を与えているのでここでもそれを利用することにする.

従って風速分布は次のように安定状態, 中立状態および不安定状態を含めて一般的に書ける.

$$u = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} - \Psi \right) \quad (21)$$

3. 風速鉛直分布に関するべき法則

前節で説明して採用するとした風速鉛直分布式 (21) をべき法則

$$u = u_{10} \left(\frac{z}{10} \right)^P \quad (22)$$

ただし z : 高さ

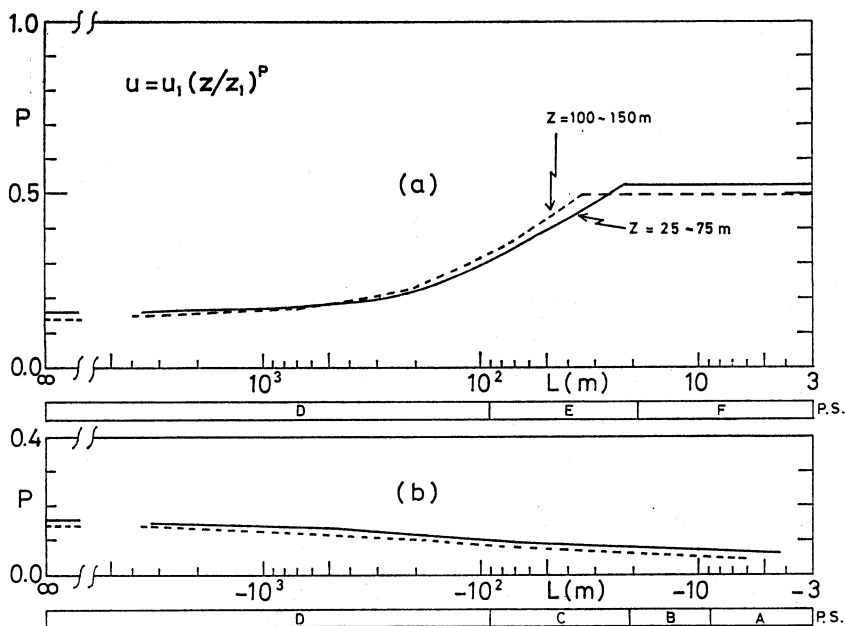
u : 高さ z での風速 (m/s)

u_{10} : 10 m での風速 (m/s)

P : べき指数

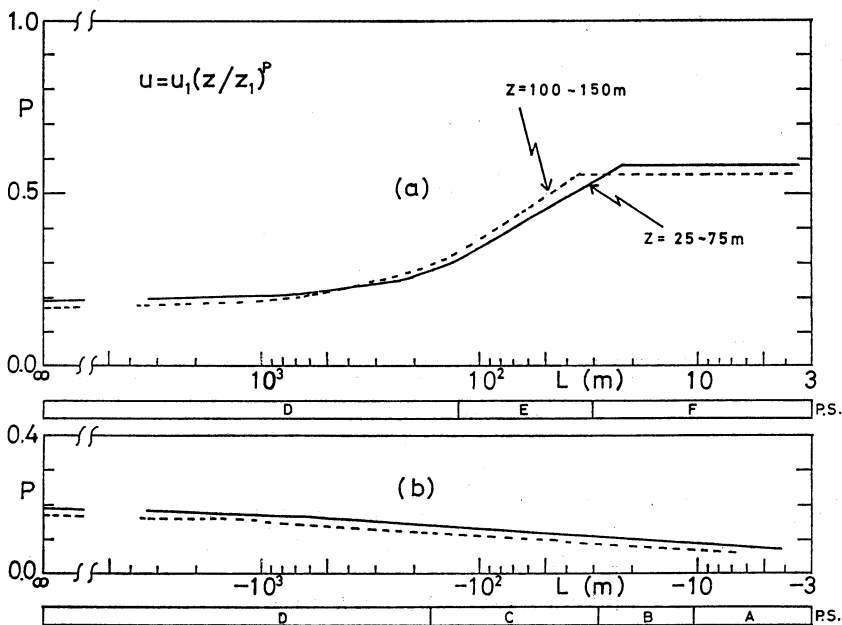
に代入することによって P の値を理論的に決定することが本報告の主目的である. 従って (22) 式の両辺の対数をとって式を整理すると次のようになる.

$$P = \ln(u/u_{10}) / \ln(z/10) \quad (23)$$

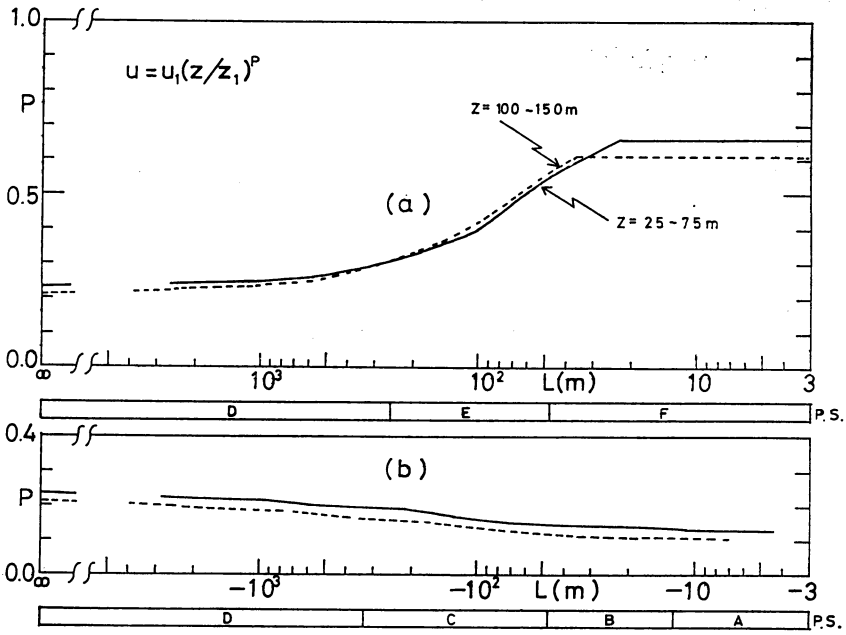


第1図 べき指数 (P) と Monin-Obukhov の長さ (L) との理論的關係

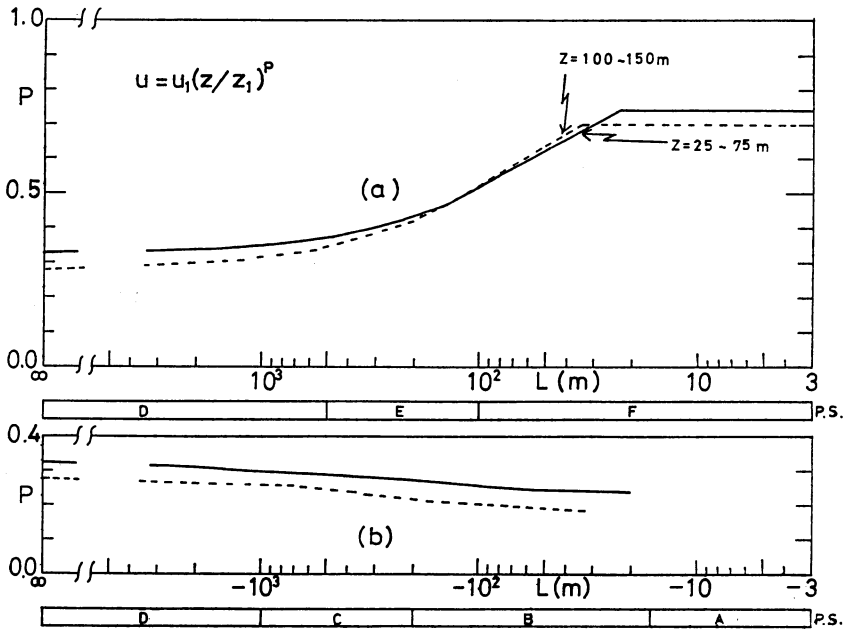
(P, S は L に対応するパスケル安定度階級, $z_1=10$ m, 実線: $z=25\sim75$ m, 破線: $z=100\sim150$ m, $z_0=0.03$ m, (a) は安定状態, (b) は不安定状態)



第2図 第1図と同じ, ただし $z_0=0.1$ m



第3図 第1図と同じ, ただし $z_0 = 0.3 m$



第4図 第1図と同じ, ただし $z_0 = 1.0 m$

$$= \frac{\ln\left\{\frac{\ln \frac{z}{z_0} - \Psi}{\ln \frac{10}{z_0} - \Psi_{z=10}}\right\}}{\ln(z/10)} \quad (24)$$

ただし $\Psi_{z=10}$ は $z=10$ m のときの Ψ の値である。

(24) 式の P を z, z_0, L をパラメータにして計算すれば良いわけであるが、計算を簡単にするために (23) 式を次のように近似することにする。

$$P = \frac{\ln(u/u_{10})}{\ln(z/10)} = \frac{\Delta \ln \bar{u}}{\Delta \ln \bar{z}}$$

$$\div \frac{\frac{\partial u}{\bar{u}}}{\frac{\partial z}{\bar{z}}} = \frac{\bar{z}}{\bar{u}} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{k \bar{z}}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z}$$

$$= \frac{\phi(\bar{z}/L)}{\ln(\bar{z}/z_0) - \Psi(\bar{z}/L)} \quad (25)$$

第2表 粗度別パスケル安定度階級別べき指数 (P) の理論値。

(注) $u = u_1(z/z_1)^p, z_1 = 10$ m, $z = 25 \sim 150$ m, u_1 は $z = z_1$ での風速

パスケル安定度 z_0	A	B	C	D	E	F
0.03m	0.06	0.06	0.08	0.15	0.43	0.52
0.1	0.07	0.09	0.11	0.18	0.43	0.56
0.3	0.12	0.13	0.16	0.22	0.43	0.60
1.0	0.20	0.23	0.26	0.30	0.43	0.62

ただし $\bar{z} = \sqrt{z \times 10}$ で、 \bar{u} は $z = \bar{z}$ での u の値、 $\phi(\bar{z}/L)$ と $\Psi(\bar{z}/L)$ はそれぞれ $z/L = \bar{z}/L$ での ϕ と Ψ の値である。

得られた (25) 式の計算を次の組み合わせで行ったが、

$$\left\{ \begin{array}{l} z_0 = 0.03, 0.1, 0.3, 1.0 \text{ m} \\ z = 25, 50, 75, 100, 125, 150 \text{ m} \\ |\bar{z}/L| = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, \\ \quad 2.0, 5.0 \end{array} \right.$$

$z = 25, 50, 75$ m の場合の P は大きな差が認められなかったので平均し、 $z = 100, 125, 150$ m の場合の P も大きな差が認められなかったので平均して第1図～第4図に示した。

第1図～第4図の各々は安定状態 (a) と不安定状態 (b) に分かれ、縦軸はべき指数の理論値 P 、横軸は Monin-Obukhov の安定度の長さ (L) を対数目盛にとつてある。そして L に対応するパスケル安定度階級を Golder (1972) の研究結果を利用して、異なる z_0 毎に求めて横軸に併記してある。第1図～第4図はそれぞれ $z_0 = 0.03, 0.1, 0.3, 1.0$ m の場合を示している。

計算結果をまとめて z_0 とパスケル安定度階級をパラメータにして $z_1 = 10$ m, $z = 25 \sim 150$ m に適用できるべき指数の理論値 P を次の第2表に示す。そして地面のタイプと z_0 の対応関係を第3表 (塩谷, 1979; Pasquill, 1971; Jackson, 1977; NASA, 1973 から引用) に示し参考とした。

第3表

地表状態と粗度*

(a) NASA-TMX-64757 (1973)

面のタイプ	z_0 (m)
泥面	$10^{-5} \sim 3 \times 10^{-5}$
滑らかな海面	$2 \times 10^{-4} \sim 3 \times 10^{-4}$
砂面	$10^{-4} \sim 10^{-3}$
雪面	$10^{-3} \sim 10^{-2}$
刈った草原	$10^{-2} \sim 4 \times 10^{-2}$
休耕地	$2 \times 10^{-2} \sim 3 \times 10^{-2}$
高い草原	$4 \times 10^{-2} \sim 10^{-1}$
小型の椰子	$10^{-1} \sim 3 \times 10^{-1}$
都市郊外	1~2
都市	1~4

(b) Pasquill (1971)

面のタイプ	z_0 (m)
滑らかな氷	10^{-4}
短く刈った草原	10^{-3}
低草原 (10 cm)	10^{-2}
高い草原	3×10^{-2}
農作地帯	$1 \sim 3 \times 10^{-1}$
森林・都市	1

(c) Jackson (1977)

地面のタイプ	z_0 (mm)
低草原, 草	1~10
耕地, 砂丘	10~100
都市郊外, 森林	200~1000
都市中心	1000~4000

* 塩谷正雄 (1979) より引用

Busse *et al.* (1973) による EPA の CDM のべき法則 (第 4 表参照) は, De Marrais (1959) がブルックヘブンの 126 m タワーの風速データから求めたべき指数を利用している。第 3 表を参考にするとブルックヘブンの粗度は 0.3~1.0 m と推定されるので, 第 2 表 (理論値) と第 4 表 (CDM) を比較すると不安定・中立状態 (A~D) では両者がほぼ一致しているが安定状態 (E~F) では理論値の方がやや大ききであることがわかる。

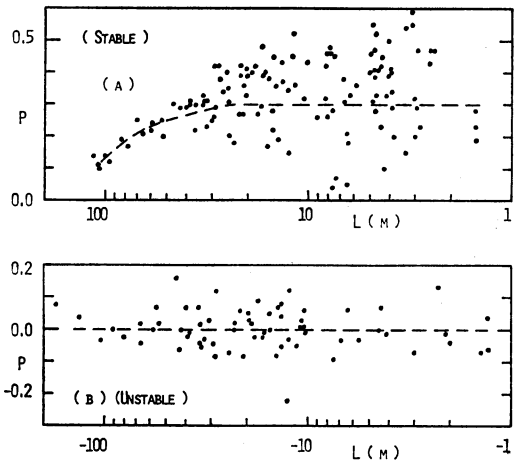
次にワンガラ実験において, 測風ポールに設置された風速計による 16 m 高風速および, 一辺が約 50 km の四角形の中心と角の 4 地点の計 5 地点で同時に気球を飛ばして観測したパイロットバルーンによる風速を空間内挿して 1 つの鉛直分布を算出したという風速データを利用して, 16, 50, 100, 150 m 高の風速に最小自乗法を適用して求めたべき指数 (P) を第 5 図に示した。この図の横軸の Monin-Obukhov の長さ (L) は接地層のデータを使って Yamada (1976) が求めたものを利用した。得られたデータの範囲内では大気が安定状態ではややばらつきが大きい平均すると $P \approx 0.3$ となり, 大気が不安定状態では $P \approx 0.0$ となることわかる。また第 6 図には同様の P の時刻別平均値を示したが, 昼間と夜間の違いが明瞭に現われている。これに使用したデータは約 40 日間毎時間の風速鉛直分布の観測値から計算

したべき指数である。

ワンガラ実験のサイトは短い草の生えた大平原であるので地面粗度 (z_0) は 3 cm 以下であることを考慮して, これらの図を見ると, 平均的には安定度によるべき指数の変化傾向は理論値と一致しているが, 実測値の方が理論値よりもやや小さきである。

この原因はたしかではないが, z あるいは z/L が非常に大きな場合の ϕ の値にやはりまだ問題があるのではないかと思われる。しかし非定常や温度風の効果等も考える必要があるので大気境界層の構造に関する実測データをさらに集積して研究する必要がある。

なお, 推定されたべき法則の精度を年間を通して実用

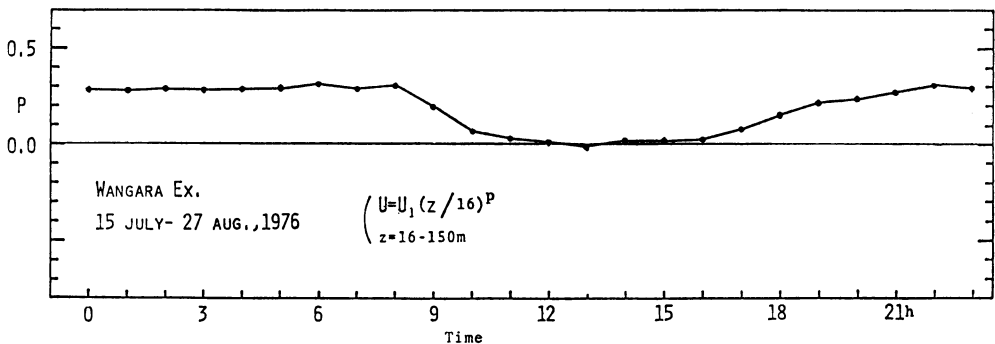


第 5 図 150 m までの風速のべき指数 (P) と Monin-Obukhov の長さ (L) との関係 (Wangara Ex. $u = u_1 (z/16)^P$, $z = 16 \sim 150$ m, 破線は実測値に平均的に合わせて引いたもの)。

第 4 表 CDM のべき指数 (P)

(注) 米国環境保護庁のガイドのうちの気候拡散モデルで, De Marrais (1959) の P についての研究を利用している。

パスケル 安定度階級	A	B	C	D (日中)	D (夜間)	E, F
P	0.10	0.15	0.20	0.25	0.25	0.30



第 6 図 地上から 150 m までの風速に最小自乗法を適用して求めたべき指数 (P) の日変化

的立場から論ずる時には、パスケル安定度階級の年間の出現頻度も参考とすべきであろう。なぜなら、日本各地におけるパスケル安定度階級出現状況の年間の統計結果をみると、パスケル安定度階級が D のケースが他の階級に比較して多く、 D の出現頻度が 50% 程度であることが多いからである。従って D の場合のべき指数が実測と合うことがまず重要であろう。その点については、ブルックヘブンおよびワシントン実験データとの比較の限りにおいて第 2 表の D のべき指数はほぼ満足している。

謝 辞

本論文の原稿を読んで、有益なコメントを下さった、高知大学理学部の千葉修助教授に厚く感謝いたします。

文 献

- Badgley, F.I., C.A. Paulson and M. Miyake, 1972: Profiles of wind temperature, and humidity over the Arabian Sea, The Univ. Press of Hawaii, 62 pp.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E.F. Bradley, 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Busse, A.D. and J.R. Zimmerman, 1973: User's guide for the climatological dispersion model, National Environmental Research Center, EPA-R4-73-024.
- Carl, Douglas, M., Terry C. Tarbell and Hans A. Panofsky, 1973: Profiles of wind and temperatures from towers over homogeneous terrain, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 788-794.
- De Marrais, G.A., 1959: Wind speed profiles at Brookhaven National Laboratory, *J. Met.* **16**, 181-190.
- Ellison, T.H., 1957: Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane, *J. Fluid Mech.* **2**, 456-466.
- Golder, D., 1972: Relations among stability parameters in the surface layer, *Bound. Layer Met.* **3**, 47-58.
- Jackson, P.S., 1977: Aspects of surface wind behavior, *Wind Engineering*, **1**, 1-14.
- , 1977: A theory of flow over escarpments, *Proc. 4th Inter. Conf., Wind Effects on Buildings and Structures*, Heathrow, 1975, 33-40.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, *Bound. Layer Met.*, **9**, 91-112.
- Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda, 1978: Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Appl. Met.*, **35**, 1012-1021.
- McVehil, G.E., 1964: Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **90**, 136-146.
- Nashnosh, A.Y., 1976: Estimation of wind speed at heights above the surface layer from wind observations near the ground. Unpublished, M. Ed. Thesis, The Pennsylvania State University.
- Panofsky, H.A., A.K. Blackadar and G.E. McVehil, 1960: The diabatic wind profile, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **86**, 390-398.
- Panofsky, H.A., 1977: Wind structure in strong winds below 150 m, *Wind Engineering*, **1**, 91-102.
- Pasquill, F., 1971: Wind structure in the atmospheric boundary layer, A discussion on architectural aerodynamics, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, **269**, 430-456.
- Paulson, C.A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer, *J. Appl. Met.* **9**, 857-861.
- Pruitt, W.O., D.L. Morgan and F.J. Laurence, 1973: Momentum and mass transfers in the surface boundary layer, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **99**, 370-386.
- Sasaki, H., 1979: Preliminary study on the structure of the atmospheric surface layer in Mizuho Plateau, East Antarctica, *Antarctic Record*, **67**, 86-100.
- Schotz, S. and H.A. Panofsky, 1980: Wind characteristics at the Boulder atmospheric observatory. *Bound. Layer Met.*, **19**, 155-164.
- Sethurman, S. and R.M. Brown, 1976: Validity of the log-linear profile relationship over a rough terrain during stable conditions, *Bound. Layer Met.*, **10**, 489-501.
- 塩谷正雄, 1979: 強風の性質, 開発社, p 38.
- Touma, J.S. 1977: Dependence of the wind profile power law on stability for various locations, *Journal of the Air Pollution Control Association*, vol. **27**, No. **9**, 863-866.
- Webb, E.K., 1970: Profile relationships: the log-linear range, and extension to strong stability *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **96**, 67-90.
- Yamada, T., 1976: On the Similarity Functions A, B and C of the Planetary Boundary Layer, *J. Atmos. Sciences*, **33**, 781-793.
- Yamamoto, G., 1959: Theory of turbulent transfer in non-neutral conditions, *J. Met. Soc. Japan*, **37**, 60-70.
- Yamamoto, G., 1975: Generalization of the KEYPS formula in diabatic conditions and

related discussion on the critical Richardson number, J. Met. Soc. Japan, 53, 189-195.
Yamamoto, G. and A. Shimanuki, 1964: Profiles of wind and temperature in the lowest 250 meters in Tokyo. Science reports of Tohoku Univ. series

5, Geophysics, vol. 15, No. 3, 111-114.
Yamamoto, G. and Shimanuki, 1966: Turbulent transfer in diabatic conditions, J. Met. Soc. Japan, 44, 301-307.
