

### 1.2.3 実験定数の決定

REA法では式(1.22)の係数は実験的に求めなければならない。CO<sub>2</sub>フラックスについてオープンパス法との比較によって求めた値と  $w(C^+ - C^-)$  との関係を図1.13に示す(Hamotani, et al., 1996)。これは針葉樹林において求めたものであるが、この係数は場所によって異なる可能性もあるし、大気の安定度にも依存することも考えられる。Businger and Oncley (1990) やAndreas et al. (1998) は、乱流変動の信号を解析することでREA法をシミュレートし、図1.14のような結果を得ている。この結果からは、係数bは不安定大気中ではほとんどわずかに安定度依存を示すのみであるが、安定側では変化が認められる。

一定の値を用いても、目的によっては差し支えない場合もあるが、精度を上げるためには、各測定ごとに变化させる必要がある。各測定ごとの値を求める場合には温度の信号を用いる方法がある、すなわち、

$$\overline{w'T'} = b_w(T^+ - T^-) \quad (1.23)$$

から得られる係数を、微量気体のフラックスにも適用できるとするものである。ここで、 $T^+$ と $T^-$ はそれぞれ上昇流と下降流の気温である。これを適用するためには顕熱のフラックス $\overline{w'T'}$ は渦相関法で求めておかねばならない。図1.15には $\overline{w'T'}$ と  $w(T^+ - T^-)$ の関係を示した。

REA法においてもWPL補正と同じ密度補正が必要になると考えられる(Patthey et al., 1993)。補正のためには湿度変動 $q'$ を測っておいて $w$ の符号の変化にともなって計算で $(q^+ - q^-)$ を求めるか、水蒸気フラックスを何らかの形で測定しておく必要がある。

### 1.3 傾度法(空気力学法)

これまで長期観測に最も多く用いられてきたのは傾度法であろう。傾度法は、少なくとも2高度に風速計と温度計、そして対象とする気体の濃度計(あるいは吸入口)を設置してフラックスが傾度に比例することを利用して傾度からフラックスを推定する方法である。たとえばCO<sub>2</sub>フラックスであれば、

$$F_c = \overline{w'c'} = -K_c \frac{\overline{c}}{z} \quad (1.24)$$

と表わすことによって、フラックスを求めるものである。ここで、 $K_c$ は渦拡散係数

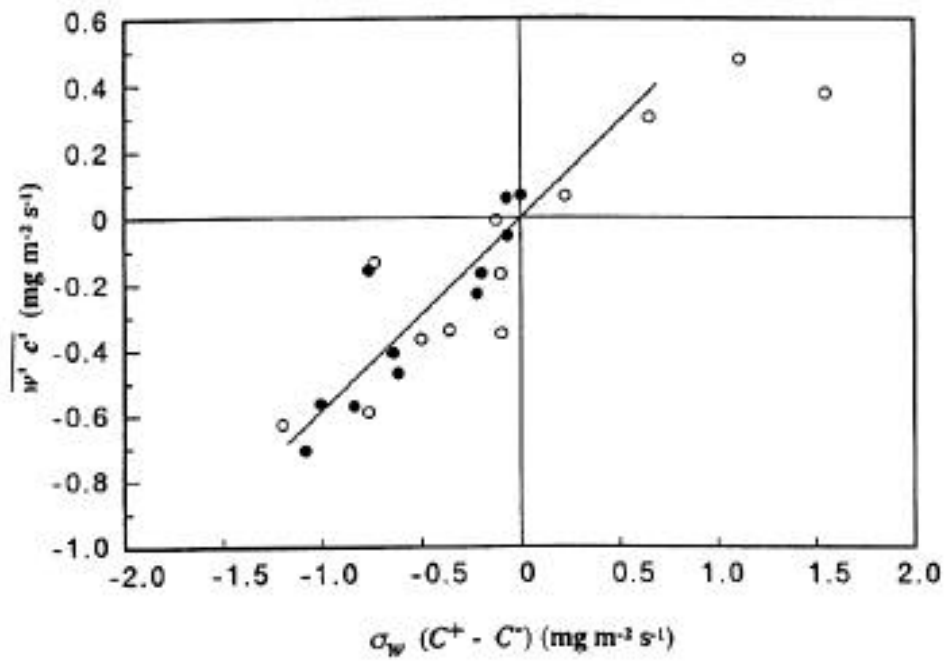


図1.13 オープンパス法とREA法で求めたCO<sub>2</sub>フラックスの比較  
(Hamotani et al., 1996)

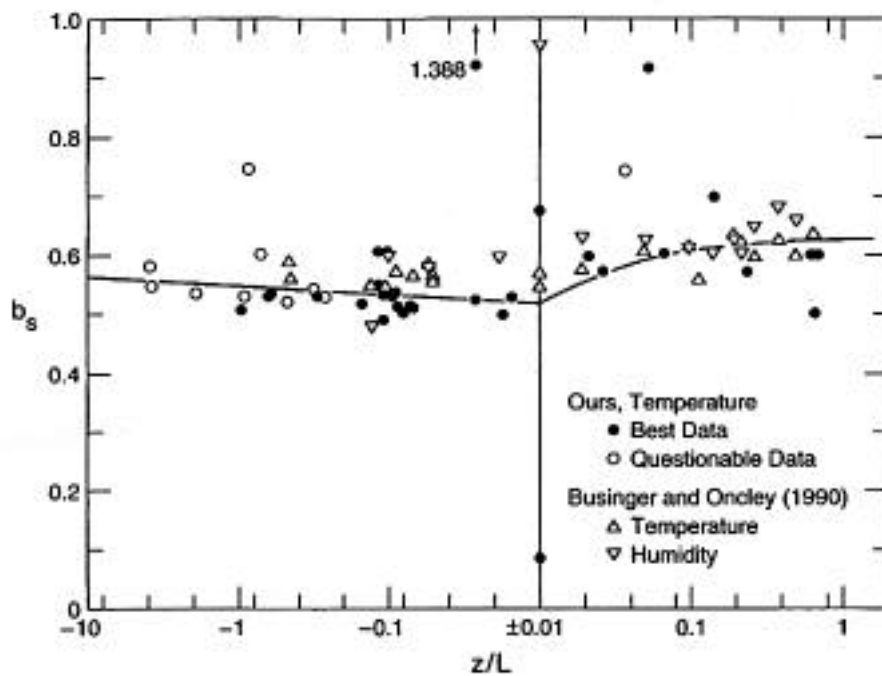


図1.14 REA法の係数の安定度依存(Andreas et al., 1998)

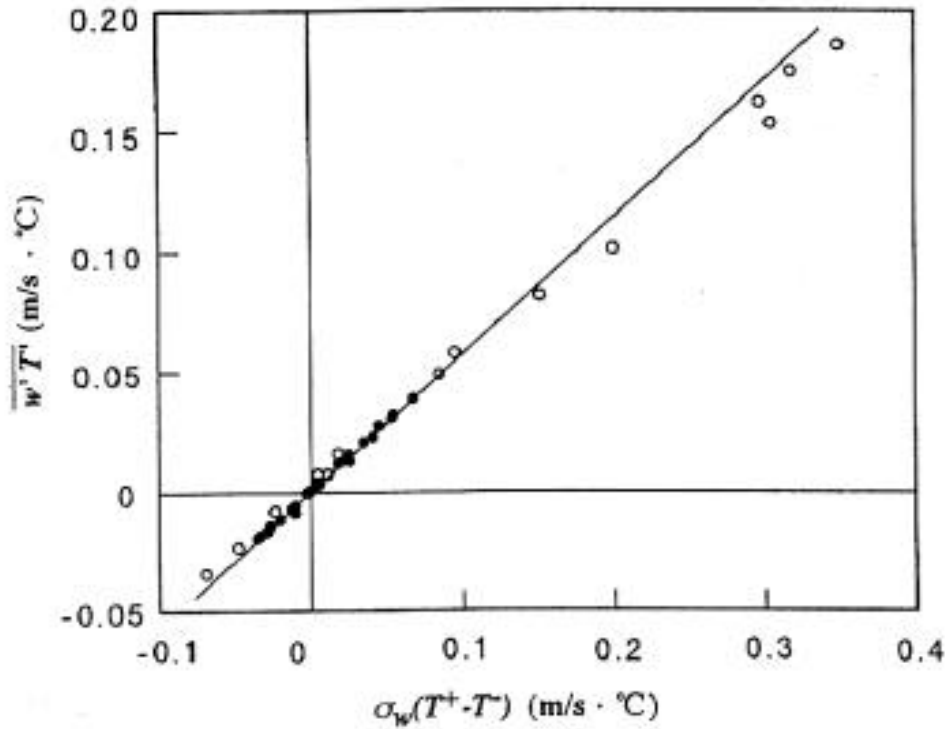


図1.15  $\overline{w'T'}$ と  $\alpha_w(T^+ - T^-)$ の関係(Hamotani et al., 1996)

であるが，これが中立の時の値，すなわち対数法則  $u/z = u^*/(kz)$  が成り立つと仮定して  $K_c = ku^*z = k^2 z^2 (u/z)$  から，

$$F_c = -(kz)^2 \frac{\bar{c}}{z} \frac{\bar{u}}{z} = k^2 \frac{(\bar{c}_1 - \bar{c}_2)(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{[\ln \frac{z_2 - d}{z_1 - d}]^2} \quad (1.25)$$

のように，近似することによって，多くのフラックス観測がこれまでさまざまな植生上で行われてきた。熱帯季節林における測定例を図1.16に示す。大気安定度が中立から離れる場合はどのような法則に従うかという点については，裸地や，背の低い植生の場合はかなり良くわかってきたが，森林など背の高い群落の上では良くわかっていない(次節参照)。群落上の物理量の勾配とフラックス関係が求まれば良いわけだが，研究例が少なく，信頼できるものがない。群落高さや群落の凹凸とも関係しており，また，理想的に一樣な群落もあまりないので簡単にはいかない。乱れのスケールに対して測定高さが十分大きくないと相似則が成立しないことも指摘さ

れている。群落の樹冠より下では話はさらに複雑で、傾度と逆方向にフラックスが起ることもあり、傾度法は使えない(もっとも、密な群落内ではフラックスは一桁小さいが)。

傾度法はプロファイルとフラックスの関係をを用いるわけだが、その中に現われるカルマン定数はそのまま比例定数として含まれている。しかし、確定した値がよくわかっていないという大問題も昔から残されたままである。

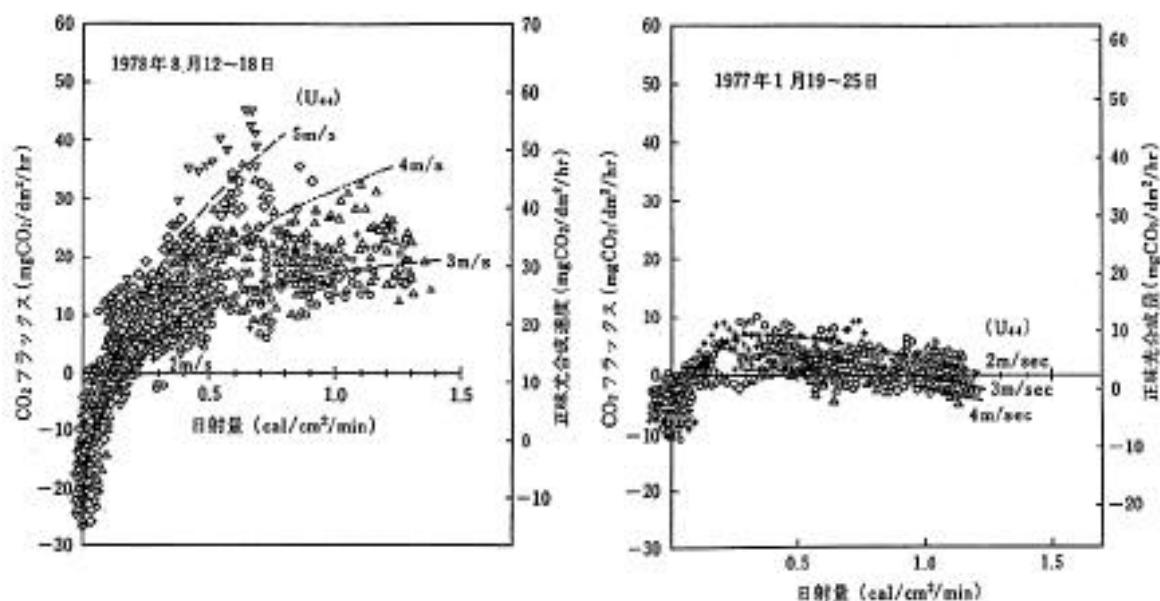


図1.16 熱帯乾燥常緑林における傾度法によるCO<sub>2</sub>フラックスの日射量依存

左図：雨季，右図：乾季(矢吹, 1985)

### 1.3.1 フラックスと傾度の関係

大気乱流の分野では今世紀なかごろに大きな2つの進歩があった。ひとつは、旧ソ連におけるコルモゴロフやモーニンとオブコフによって1940年代に慣性小領域や相似則の理論が提唱されたこと(Monin and Obukhov, 1954)、もうひとつは乱流計測に不可欠な超音波風速計が光田やカイマルとブシンガーによって発明されたことであろう(1.1.2節)。超音波風速計の開発にともなってそれまで困難であった理論の証明が次々となされた。特に、モーニン・オブコフの相似則が広い範囲で適用可能ということがわかり、大気乱流の研究は大きく進歩した。

モーニン・オブコフの相似則とは、大気乱流は基本的に運動量フラックス(レイノルズ応力)と顕熱フラックスを用いてすべて同じように表わされるというものである。相似則の適用の中で、物理量の鉛直勾配とフラックスとの関係が、一応の確立をみたことは、平均量の勾配を計ればフラックスが得られるという点で実用性が高い。この法則に従えば、風速、温位、比湿、二酸化炭素の鉛直勾配は

$$\begin{aligned}\frac{\bar{u}}{z} &= \frac{u^*}{kz} \quad m \\ \frac{\bar{w}}{z} &= \frac{w^*}{kz} \quad h \\ \frac{\bar{q}}{z} &= \frac{q^*}{kz} \quad e \\ \frac{\bar{c}}{z} &= \frac{c^*}{kz} \quad c\end{aligned}\tag{1.26}$$

と表わされる、ここに、 $u^* = (-\overline{u'w'})^{1/2}$ ,  $w^* = -\overline{w'w'}/u^*$ ,  $q^* = -\overline{w'q'}/u^*$ ,  $c^* = -\overline{w'c'}/u^*$ , また、 $u$ と $w$ はそれぞれ風速の平均風向成分と鉛直成分、 $\theta$ は温位、 $q$ は比湿、 $c$ はCO<sub>2</sub>密度である。関数  $m$ ,  $h$ ,  $e$ ,  $c$ はモーニン・オブコフの長さ、 $L = u^* / (kg^*)$ で対象高度 $z$ を割った、無次元量 $z/L$ ( $\eta$ と記す)のみの関数として表わされる普遍関数であり、これらがわかっていれば、 $L$ も順次繰り返し計算で風速と温度の勾配から得られるので、勾配だけを測定すれば各フラックスが求まることになる。この普遍関数のうち  $m$ ,  $h$ については(1.27)式のようなBusinger-Dyerの式(Businger et al., 1971, Dyer, 1967のほかテキストではKaimal and Finnigan, 1994, あるいはArya, 1988参照)というものがあって広く使われている(図1.17)。

$$\begin{aligned}m &= (1 - 15 \eta)^{-1/4}, \quad h = m^2 &< 0 \\ m &= 1 + 5 \eta, \quad h = m &\geq 0\end{aligned}\tag{1.27}$$

なお、 $Ri$ とリチャードソン数 $Ri$

$$Ri = \frac{g}{\bar{u}^2} \frac{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}\tag{1.28}$$

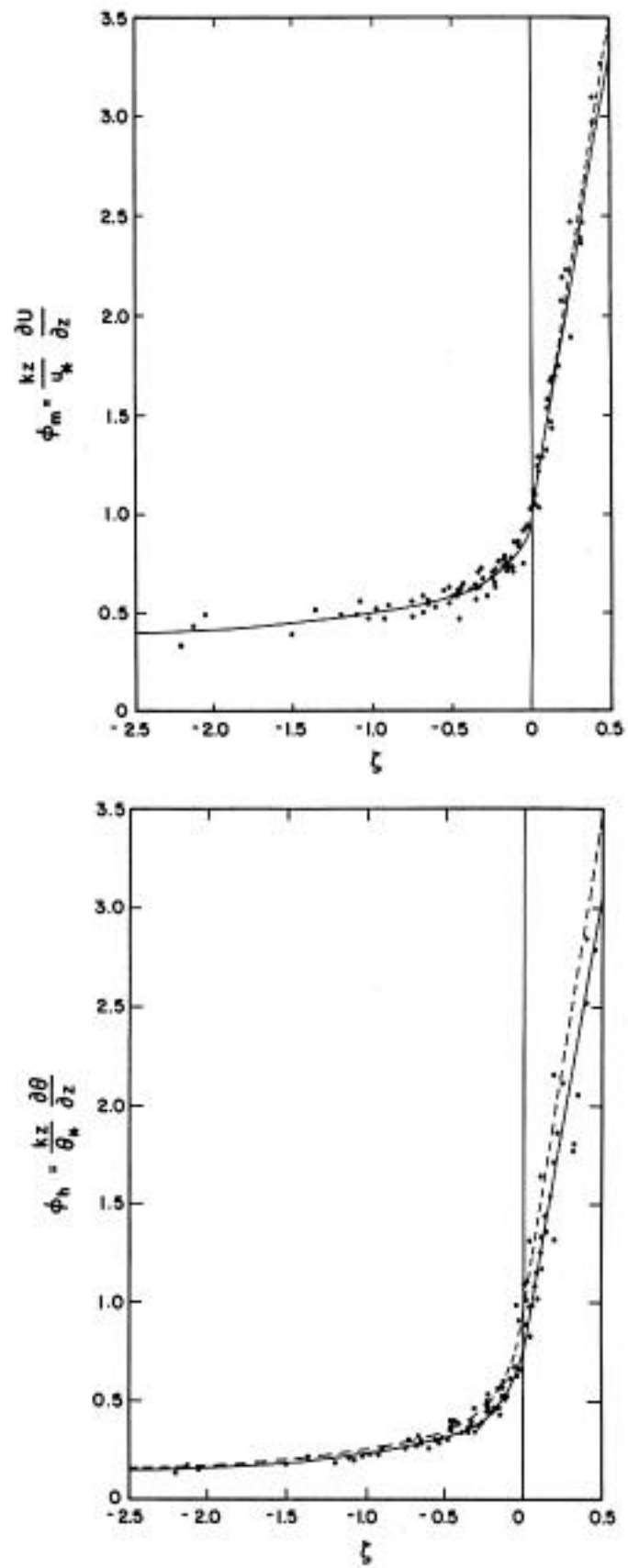


図1.17 無次元プロファイルの安定度依存(Businger et al., 1971)

と の関係も

$$= \frac{R_i}{1-5R_i} \quad \begin{matrix} R_i < 0 \\ 0.2 > R_i \geq 0 \end{matrix} \quad (1.29)$$

のように求められているので，原理的には傾度のみ測定してフラックスを評価することは可能である。

ところが，森林上ではこの普遍関数は，図1.18のようにBusinger-Dyerプロファイルとは大きく異なり，しかもばらつきが大きい（たとえば，Garra, 1978，Denmead and Bradley, 1985，Raupach, 1979など）。一般的な特徴として，森林上では熱や物質は勾配が小さくても輸送量が大きくなる傾向が認められる。これは，群落のすぐ上では，樹冠部の大きな凹凸によって作られた乱れが支配する領域があり(roughness sublayerともよばれる)，この層では乱れは， $z$ あるいは $z-d$  ( $d$ は地面修正量)を基本としたものとは異なったスケールで混合が行われており，相似則が成立しないためであると考えられる。したがって，傾度法において濃度などの上下差が得やすいという理由で，あまり下層の測定点を群落に近づけすぎると正しいフラックスの測定ができないことが指摘されている。このsublayerより上に出るためには群落高の3倍位の測定高度が必要であるとの考えがある(たとえば，Kaimal and Finnigan, 1994)。しかし，あまり高い層では傾度も小さくしかもフェッチが不足するという問題が発生するという矛盾が生じる。

傾度法は鉛直方向の測定点を多くすればそれだけ精度が向上する。無次元プロファイルの方程式を積分すれば

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_*} &= \frac{1}{k} \left[ \ln \frac{z}{z_0} - m(\ ) \right] \\ \frac{z}{z_h} &= \frac{1}{k} \left[ \ln \frac{z}{z_h} - h(\ ) \right] \end{aligned} \quad (1.30)$$

のように書ける。ここに， $m$ と $h$ とは別の相似関数である。たとえば，Businger-Dyerプロファイルを用いれば，これらの関数は次のように書くことができる(Paulson, 1970)。

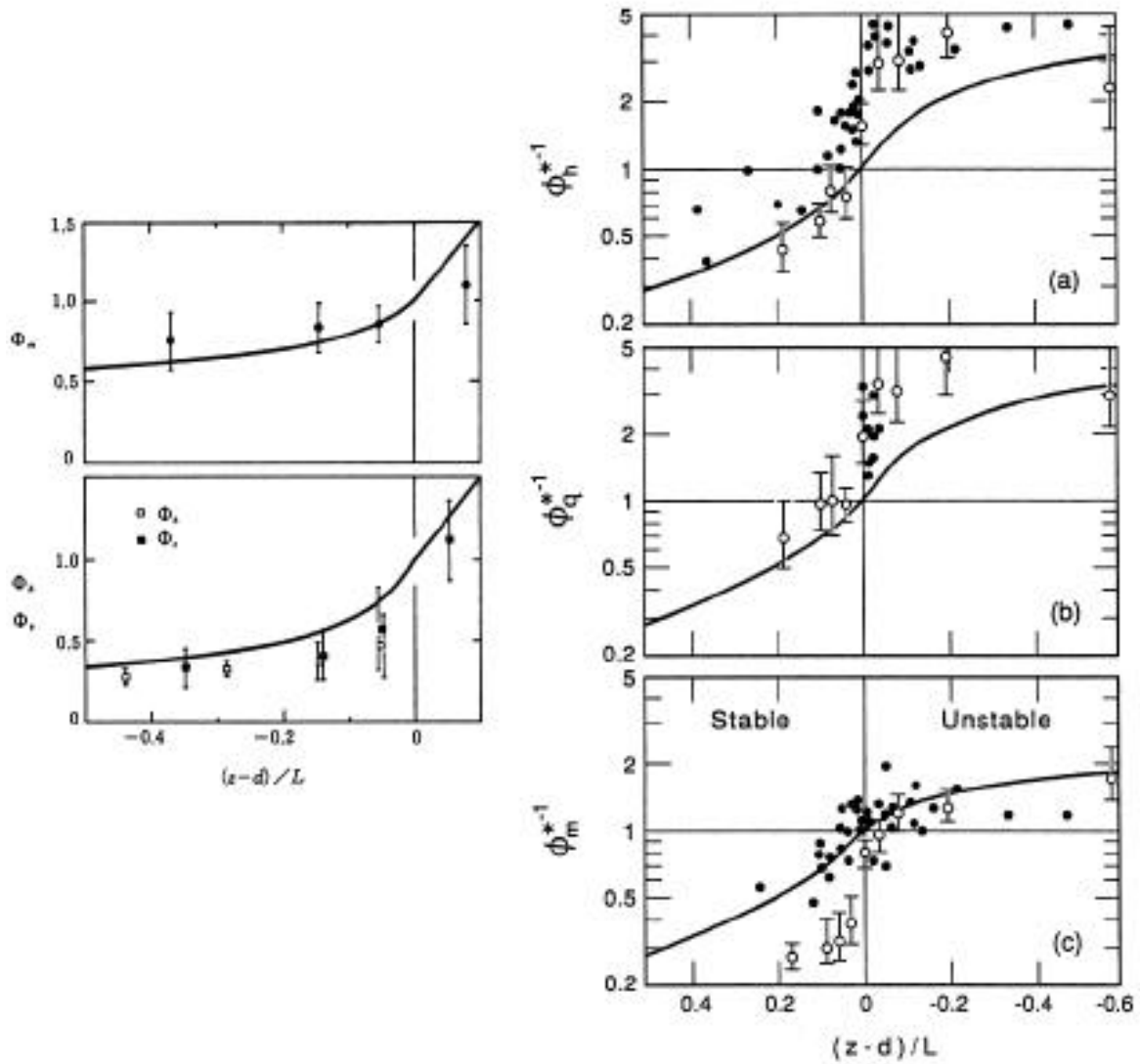


図1.18 森林上の無次元プロファイルの性質。実線はBusinger-Dyer

右図：Denmead and Bradley, 1985，左図：Kaimal and Finnigan, 1994.

$$\left. \begin{aligned} m &= \ln\left[\left(\frac{1+x^2}{2}\right)\left(\frac{1+x}{2}\right)^2\right] - 2 \tan^{-1} x + \frac{1}{2} \\ h &= 2 \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) \end{aligned} \right\} < 0 \quad (1.31)$$

$$m = h = -5 \quad \geq 0$$

ここに， $x = (1-15 \quad )^{1/4}$ ， $\quad = z/L$ である。したがって，図1.19に示すように， $\ln z - m$ と $u$ のプロットから $u^*$ が， $\ln z - h$ と $\quad$ のプロットから $\quad^*$ したがって，顕熱フラックスがもとまる。同様に $\text{CO}_2$ などのフラックスも求めることができる。



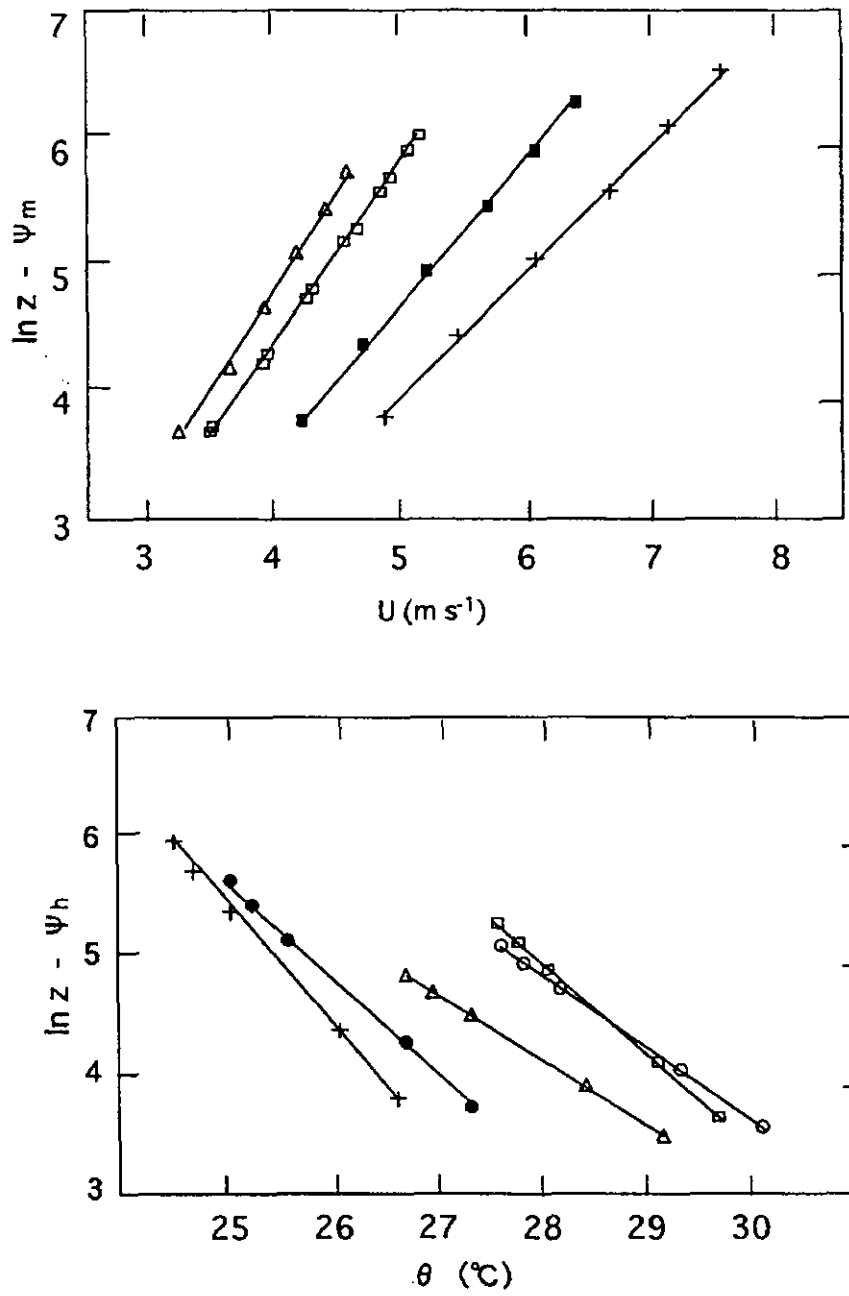


図1.19 安定度補正を施した風速(上図)と気温(下図)のプロファイル(Paulson, 1970)

### 1.3.2 傾度法の測器

傾度法では風速の勾配も使用するが、問題点は、夜間など風速が弱くなると3杯風速計などは起動風速以下となり停止してしまうことが多いことである。完全に停止しなくても、動いたり止まったりする(この判定がずっと見ているわけには行かないので困難)とフラックスの評価ができなくなる。

風杯風速計使用上のもう一つの注意点は、図1.20に示すように、風速の変動に対する応答が加速については速やかであるが、減速時には遅れることである。したがって、乱れの大きな流れの中では風杯風速計による風速は過大評価になりこれが10%にも及んで無視できないことがあるので、実際に設置する場所で超音波風速計などと比較して確かめておくことが望ましい。

傾度を測定する時の問題として、プロファイル測定における器差がある。勾配というのは背の低い植生や裸地のすぐ上では大きいですが、森林などの群落上ではかなり小さい。設置当初は厳密な検定がしてあっても時間がたつと器差が発生する。器差の解決法としては一つの測器を上下に移動させたり、自動的に上下を交換させたりして精度を上げる方法が開発されている(文字ほか,1990など)が、システムが複雑になり長期観測向きではない。微量気体の濃度は、異なる分析計を2つ以上用いるのは適当ではなく、同一の分析計に入口までチューブで導いておいて電磁バルブなどで一定間隔で(例えば5分ごとに)切り替える方が良い。

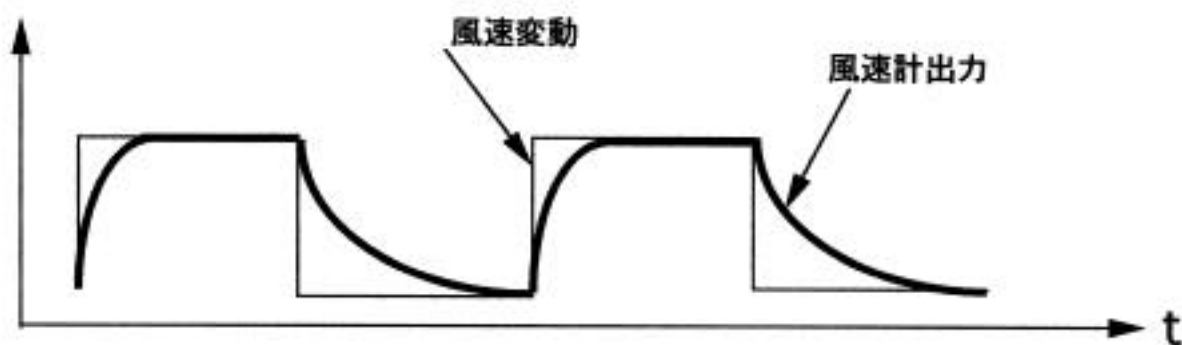


図1.20 風杯型風速計のまわりすぎを示す概念図

### 1.3.3 傾度法の限界と改良

無次元のプロファイル関数  $z_m, z_h, z_e, z_c$  については初めに述べたように地形が平坦な森林でも決まった法則が確立されていない。このギャップを埋めるた

めに，比較的手間をかけなくても求められる $\overline{w'T'}$ を渦相関法で測定し，これと $\overline{w'z}$ から拡散係数を各ランごとに求めて，それを他のスカラー量に適用する方法が考えられる。渦拡散係数 $K_c$ が顕熱のもの $K_h$ と同じであると仮定して，

$$\overline{w'T'} = -K_h \frac{\overline{w'z}}{z} \quad (1.32)$$

から求めた $K_h$ 値を用いる方法である。ここに， $\overline{w'T'}$ は渦相関法によって直接測定したフラックスである。この方法を用いて，各時間の $F_c$ や $E$ がもとまるわけであるが，これには温位勾配 $\overline{w'z}/z$ があまり小さすぎると，値が発散し正確な評価ができなくなる。また $\overline{w'T'}$ は雨の激しいときや，細線熱電対の劣化にともなう断線時などには測定できない。

そこで， $K_h$ を傾度の値のみを用いて一般化する方法，すなわち，モーニン・オブコフの相似則にもとづいて $CO_2$ フラックス( $F_c$ )を次のように表わして求める方法が考えられる。式(1.24)における拡散係数は

$$K_h = \frac{k^2 z^2}{m_h} \frac{\overline{u}}{z} \quad (1.33)$$

と表わすことができ，ここに

$$m_h = \frac{(kz)^2}{\overline{w'T'}} \frac{\overline{u}}{z} \quad (1.34)$$

を相似則に基づいて，傾度のみで表わされるリチャードソン数( $Ri$ )の関数として求めておいて適用する。その結果，たとえば $CO_2$ のフラックスであれば，

$$\overline{w'c'} = -(kz)^2 \frac{\frac{\overline{u}}{z} \frac{\overline{c}}{z}}{m_h} = k^2 \frac{(\bar{c}_1 - \bar{c}_2)(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{m_h \left[ \ln \frac{z_2 - d}{z_1 - d} \right]^2} \quad (1.35)$$

から，求めることが可能となる。

普遍関数 $m_h$ については現在までに多くの研究がなされてきたが，平坦な裸地や背の低い植生上での形として最も信頼されているものは，1.3.1節に述べたよう

にBusinger-Dyerの関係式である。ところが、森林上ではフラックスと傾度の関係が同じ形では表わすことができない。これらの量については地形が平坦な森林でも決まった法則が確立されていない。このギャップを埋めるために、 $\overline{w'T}$  を渦相関法で測定し、その場所における  $m_h$  をリチャードソン数の関数として求めておく方法が考えられる。なお、 $h = c = e$  と仮定し、 $m_h$  と  $Ri$  の関係はBusinger-Dyerの形にならって

$$\begin{aligned} m_h &= a (1 - bRi)^{-3/4} \quad (Ri < 0) \\ m_h &= a (1 - cRi)^{-2} \quad (Ri \geq 0) \end{aligned} \quad (1.36)$$

とし、係数  $a, b, c$  を決定する。 $m_h$  と  $Ri$  の関係をタイのマングローブ林の上で求めたものを図1.21に示す。 $m_h$  は  $Ri=0$  において1ではなく0.5を示す。この関係はどこの森林でも適用できるとは限らないので、対象とする森林で求めておく必要があるかもしれないが、森林上で傾度法の適用を可能とする一つの手法であると考えられる。

なお、群落の内部では関係はさらに複雑で、相似則は成立せず、フラックスが勾配にさからって起こることもしばしばあるので傾度法は使用できない。

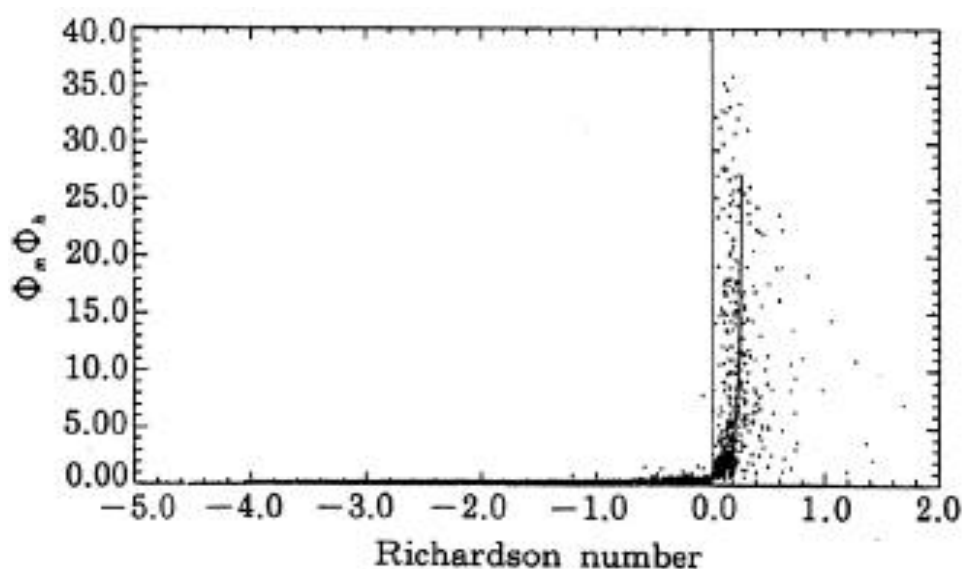


図1.21  $m_h$  と  $Ri$  との関係(深川ほか, 1997)