

森林樹冠—大気間の乱流輸送関数についての考察

森林総合研究所九州支所 清水 貴範・清水 晃
宮縁 育夫・小川 泰浩

1. はじめに

森林地の水循環に関して、蒸発散量に着目して日単位での解析を行うには、気象観測とそれに基づいた熱収支モデルを用いる方法が有効である。地表面からの熱輸送の駆動力は主に大気中の乱流であるため、熱収支のモデリングを行う際には、乱流変動を関数で表現する必要がある。本研究では、乱流変動における最も基本的な量である、単位時間・面積当たりの空気自体の交換量「運動量フラックス」の乱流輸送関数について、いくつかの関数形をレビューするとともに、実測データを用いて、それらの関数の森林樹冠上への適用性を検討する。

2. 乱流輸送関数

森林地の乱流輸送量を予測するための熱収支モデルは、①森林群落を1枚の大きな葉と模し、その葉面と大気との熱交換を考える「単層モデル」、②単葉に模した群落と共に地表面の熱収支を考える「2層モデル」、③群落頂部～地表面をいくつかの層に区分し、それぞれの層で葉面・地表面の熱収支を考える「多層モデル」に大別できる。これらの予測モデルの、少なくとも一部分にはモニターオブコフの相似則に基づく乱流輸送関数が用いられている。例えば、単層モデルあるいは2層モデルで高さ z の風速 $U(z)$ を推測する際には、運動量フラックスの乱流輸送関数 Ψ_m を用いて、

$$U(z-d) = \frac{u_*}{\kappa} \Psi_m \quad (\kappa: \text{カルマン定数}=0.4) \quad (1)$$

と表される。 z_0 は群落の粗度長、 d は地面修正量、 $u_* = (-\overline{u'w'})^{1/2}$ は摩擦速度(運動量フラックスを速度次元で表した量)、over bar サンプリング期間の平均値を表す。 u_* は地表面付近では高さに依らず一定値とみなすことができる。 Ψ_m は“気層の安定度” ζ の関数であり、 ζ は

$$\zeta = \frac{\kappa(z-d)g\overline{w'T}}{T_*(-\overline{u'w'})^{1.5}} \quad (T_*: \text{気温 } g: \text{重力加速度}) \quad (2)$$

と表される。 $\zeta > 0$ のとき気層は安定状態(主に夜間に現れる)、 $\zeta < 0$ で不安定状態(主に昼間に現れる)といい、 $\zeta = 0$ のときは中立状態とよばれる。中立状態のとき式(1)において $\Psi_m = 1n\{(z-d)/z_0\}$ となり、風速の対数分布則が成立する。また、上記より、 ζ を決定するには u', w', T' (それぞれ水平風速・鉛直風速・気温の乱流変動成分)の積の平均値が必要であることが分かる。

Ψ_m の式は、野外実験の結果をもとに決定されているため、これまでいくつかの Ψ_m が、違った形で提案されてきた。また、実験は平坦で一般的な地表面で行われているため、これまで提案されてきた Ψ_m の式が森林樹冠上に適用可能か検証する必要がある。今回比較に用いたのは、1960年代後半に提案され、以降近年まで多くの研究^(Kadif 1977)で用いられてきた関数形と、1990年代に提示された近藤(1994)³⁾の係数を変更した関数、及び Kad-er&Yaglom(1990)⁴⁾の関数である(表1)。

3. 観測データを用いた検証

観測は、京都大学の桐生試験地⁵⁾で1994年5月21日～24日にかけて行った。観測期間の天気は概ね晴天であった。解析には、超音波風速計(カイジョー製 TR-61C)を用いて地面から20.6mの高度で取得した気温・風速の乱流変動値、及び同時に測定した気温・風速データを用いた。超音波風速計は1時間に2～4回、各10分間の連続サンプリングを行って、乱流変動量の平均値を算出した。観測期間中の5月22～24日には高度17.3m、22.2mにも超音波風速計を設置して同時測定を行った。これらのデータのうち近中立($\zeta \approx 0$)時に取得されたものを、風速の対数分布則に代入して観測当時の群落の粗度長を $z_0 = 2.6\text{m}$ 、地面修正量を $d = 11.6\text{m}$ と決定した。

解析では、まず乱流変動データから u_* を算出し観測値 u_{obs} とするとともに、式(2)に観測値を代入することで、 ζ の値もあらかじめ決定した。また、異なる Ψ_m を用いて、単層モデルによる u_* の計算を行った。表1の Ψ_m の式を ζ の値に応じて式(1)に当てはめていき、そこに実測値から算出されている ζ を代入して、計算値 u_{CAL} を得た。図1に、 u_{CAL} と u_{OBS} を比較結果を示す。図の白

抜きは気層安定状態、塗りつぶしは不安定状態のデータである。どちらの気層状態においても、従来用いられてきた形の Ψ_M よりも、今回新たに試行した関数形の方が、実測値をよりよく再現することが理解できる。

4. まとめ

地表面上の熱収支をモデル計算するために用いられる、運動量フラックスの乱流輸送関数 Ψ_M を、気層の安定・不安定に応じて2つずつ提示した。さらに、これらの Ψ_M を用いて森林地での運動量フラックスを計算し、観測値と比較を行った。その結果、従来一般的に使われてきた Ψ_M を森林樹冠上に適用する場合、その関数形には改良の余地があることが示唆された。今後はより多くの観測データによって、森林における最も適当な

乱流輸送関数を見出すと共に各種モデルによる計算値との比較検討も行っていきたい。

引用文献

- 1) Ottoni, T.B. et al.:Agric. For. Met., 58, 1~18, 1992
- 2) Stannard, D.I. : Water Resour. Res., 29, 1379 ~ 1392, 1993
- 3) 近藤純正:水環境の気象学, 106~107, 朝倉書店, 東京, 1994
- 4) Kader & Yaglom : J. Fluid Mech. 212, 637~662, 1990
- 5) 田中克典ら:日林誌, 78, 266~272, 1996

表-1 運動量フラックスの輸送関数 Ψ_M ; 上段:従来一般的に用いられてきた関数形, 下段:今回新しく試行した関数形 (以下 $\zeta_0 = \zeta \cdot z_0/z$)

安定($\zeta \geq 0$)	不安定($\zeta < 0$)
$\ln \frac{z-d}{z_0} + 5\zeta; (0 < \zeta \leq 1)$	$\ln \frac{z-d}{z_0} + \ln \frac{(x_0^2 + 1)(x_0 + 1)^2}{(x^2 + 1)(x + 1)^2}$
$\ln \frac{z-d}{z_0} + 5; (\zeta > 1)$	$+ 2(\tan^{-1} x - \tan^{-1} x_0)$
例 Ottoni et al (1991)	$X = (1 - 16\zeta)^{1/4}, X = (1 - 16\zeta_0)^{1/4}$ 例 Stannard (1993)
$\ln \frac{z-d}{z_0} + 1.3 \ln \frac{1 + 3\zeta + 10\zeta^3}{1 + 3\zeta_0 + 10\zeta_0^3}$	$\ln \frac{z-d}{z_0} - 1.72 \ln \frac{(0.37 - \zeta^{0.72})}{0.37 + (0.0093 - \zeta_0)^{0.72}}$
近藤(1994) 但し係数を変更	$+ 1.50 \{(-\zeta)^{1/3} - (0.0093 - \zeta_0)^{1/3}\}$ Kader&Yaglom (1990)

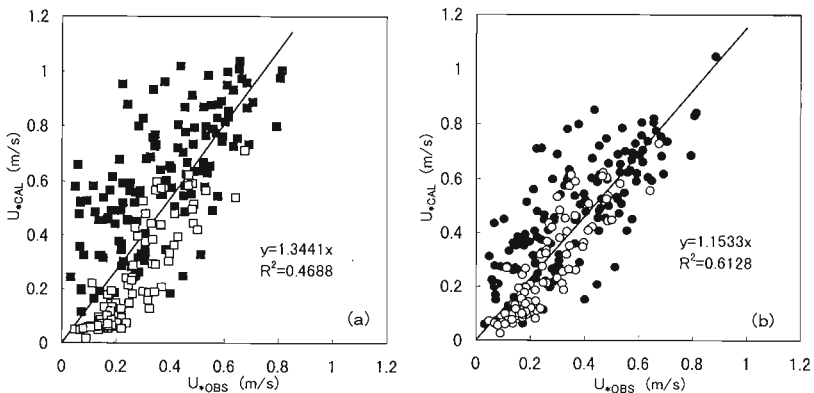


図-1 摩擦速度の観測値(U_{OBS})と計算値(U_{CAL})の比較:(a)従来関数形(表-1上段)を用いた場合,(b)新しい関数形(表-1下段)を用いた場合