

大気と複雑地表面間の熱/水蒸気の交換過程に関する研究

A Study on the Exchange Process of Heat and Water Vapor Between the Nonuniform Landsurface and the Lower Atmosphere

研究代表者: 筑波大学地球科学系 講師 浅沼 順
Assistant Professor, Institute of Geoscience, Tsukuba Univ.
Jun ASANUMA

The dissipation rates of the turbulent kinetic energy and the variance of temperature and humidity were estimated from the turbulence measurements through the relation between the dissipation rates and the second- or third-order structure functions. These estimations of dissipation rates are applied to the dissipation methods to estimate turbulent fluxes of sensible/latent heat and momentum flux from the flat rice paddy field. The estimated flux values are found to be comparable with those estimated with the eddy correlation technique, suggesting the feasibility and applicability of the dissipation methods in the hydrological application.

1. 研究目的

近年、蒸発散や地表面熱収支に関する研究は、従来のプロットスケールでの研究から、流域スケールやメソあるいはさらに大きなスケールにおいての、領域平均フラックスや複雑地表面上における顕熱/潜熱フラックスの空間分布の定量的な把握といったように、広いスケールでの大気陸面過程の解明に関する研究に重心が移ってきている。このような研究の推進のためには、対象領域内の様々な地表面被覆上の多点においてのフラックスの観測が必要であり、乱流フラックスの簡便な計測方法に関する必要性は高い。

消散法 (dissipation methods) は、消散率と顕熱/潜熱/運動量フラックスの関係を用いて、消散率から、これらのフラックスを求める手法である。この手法は、Deacon¹⁾によって提案され、Taylor²⁾によってはじめてその有効性が認められた。乱流計測値の高周波部分で消散率を決定することから、船舶のゆれ等の低周波でのノイズに強く、これまで海上でのフラックス計測をはじめとした多くの応用的研究がある^{3),4),5)}。しかしながら、本論文の最後に述べるように、消散法は多くの問題点を抱えていること、また水蒸気 (潜熱フラックス) への応用が少ないなど、未だ野心的な研究の対象であり、近年においても様々な新しい手法が提案されている⁶⁾。

本研究では、まず消散法によるフラックスの算定について紹介し、消散法における様々な手法をレビューする。また、稲刈り後の水田上での乱流計測結果に、幾つかの新しく提案された消散法を適用し、そのフラックス算定手法として水文学的な観点からの適用性・実用性を検討する。

2. 研究経過

(1) 消散法

消散法による顕熱/潜熱/運動量フラックスの算定は、2段階から成り立つ。すなわち、風速あるいは温位 θ 、比湿 q 等のスカラー c の乱流信号から、乱流運動エネルギー ($\bar{\epsilon} = (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'})/2$, 以下 TKE と呼ぶ) とスカラーの分散 $(\overline{c'c'})/2$ の消散率を求める段階と、消散率から、フラックスと消散率の関係を用いて、フラックスを算定する段階である。以下、この順に従って説明する。

消散率の算定

消散法の第1段階における消散率の算定手法として、本研究では消散率を慣性小領域の乱流特性を用いて間接的に求める方法である慣性消散法 (inertial dissipation methods) のうち、3次の構造関数を用いる以下の方法を採用する。

3次の構造関数は $D_{abc}(r) \equiv \overline{\Delta a \Delta b \Delta c}$ の様に定義される。ここで、 a, b はそれぞれ、 u, θ, q などを表し、 $\Delta a \equiv a(x+r) - a(x)$ である。Kolmogorov の理論によれば、 r が慣性小領域内にあるとき3次の構造関数は、消散率と以下の関係にある^{7),8),4),9)}。

$$D_{uuu}(r) = -\frac{4}{5}\epsilon r \quad (1a)$$

$$D_{ucc}(r) = -\frac{4}{3}\epsilon_c r \quad (1b)$$

特に式 (1a) はコルモゴロフ (Kolmogorov) の5分の4則と呼ばれ、定数 $4/5$ はカルマン=ハワース方程式から導出される正確な分数である。式 (1a), (1b) によって、 u, c の3次の構造関数から、消散率 ϵ, ϵ_c が求まることになる。ここで注意すべきなのが、3次の構造関数と消散率の関係には経験定数を含まず、3次構造関数を用いる利点となっている。

フラックスの算定

上記の様に算定された TKE およびスカラー分散の消散率から、顕熱/潜熱などのスカラーと運動量のフラックスとを求めるのが、消散法の第二段階である。MOS において、TKE およびスカラー分散の消散率は以下のように無次元化される¹⁰⁾。

$$\phi_\epsilon \equiv \frac{kz\epsilon}{u_*^3} \quad \phi_{\epsilon_c} \equiv \frac{kz u_* \epsilon_c}{(w'c'_0)^2} \quad (2)$$

ここで $u_* \equiv \sqrt{-u'w'_0}$ は摩擦速度である。MOS によれば、水平一様で定常な接地層においては、これらの無次元化消散率は、 $\zeta \equiv z/L$ のみに依存する普遍的な関数となる。ここで、 L はオブコフ長さで、以下の式により定義される。

$$L \equiv \frac{-u_*^3}{k \frac{z}{T_a} w' \theta'_0} = \frac{-u_*^3 \rho}{kg (H/C_p T_a + 0.61E)} \quad (3)$$

ここで $\theta_0 = \theta(1 + 0.61q)$, $T_a, \rho, k = 0.4$ はそれぞれ、 θ 気温、 ρ 空気密度、カルマン定数であり、 $H = \rho C_p w' \theta'_0$, $E = \ell \rho w' q'_0$ はそれぞれ地表面における顕熱、潜熱フラックスであり、 ℓ は水の蒸発潜熱である。

式(2)第1式、式(2)第2式の $c = \theta, q$ に関する式をそれぞれ u_* , H, E について解くと

$$u_* = [kz\epsilon/\phi_\epsilon(\zeta)]^{1/3} \quad (4a)$$

$$H = \rho C_p [kz u_* \epsilon_\theta / \phi_{\epsilon_\theta}(\zeta)]^{1/2} \quad (4b)$$

$$E = \rho \ell [kz u_* \epsilon_q / \phi_{\epsilon_q}(\zeta)]^{1/2} \quad (4c)$$

式(4a)~(4c)は、無次元消散率の関数形が既知であるならば、消散率 $\epsilon, \epsilon_\theta, \epsilon_q$ を与えることにより、連立方程式として解くことにより、フラックス H, E, u_* が求められることになる。また、温度と比湿が相似であるならば、 $\phi_{\epsilon_\theta} = \phi_{\epsilon_q}$ が成立し、式(4b)÷式(4c)からポーエン比 $Bo \equiv H/E$ が得られる。

$$Bo = (C_p/\ell) (\epsilon_\theta/\epsilon_q)^{1/2} \quad (5)$$

これは、ポーエン比法の消散率への拡張ともいえるべき方法である。

以上のフラックス計算に必要な無次元消散率の関数形として、Kader¹¹⁾による以下の経験式を用いる。

$$\phi_\epsilon = \frac{4 - 3\zeta + 2.5\zeta^2}{4 - 2.5\zeta} \quad (6a)$$

$$\phi_{\epsilon_c} = 0.4 \left[\frac{10 - 7.5\zeta + 6.25\zeta^2}{1 + 125\zeta^2 - 78.125\zeta^3} \right]^{1/2} \quad (6b)$$

(2) 野外観測の実施と解析データ

解析に用いた観測データは、1998年10月に行った大気乱流観測によって得られた。観測地点は、新潟県南蒲原郡中之島町土地改良区内の水田である。周辺は、信濃川右岸に広がる約5km×20kmの広大でかつ圃場の行き届いた水田地帯であり、観測地点から周辺約4km四方は全く遮蔽物の無い平坦な土地である。観測期間は収

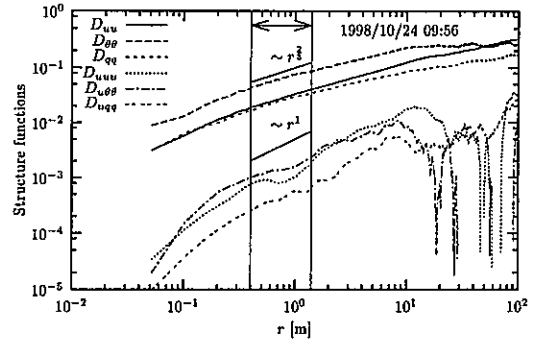


図-1 構造関数の一例。計算で慣性小領域として用いた範囲を矢印で示した。

穫直後であるため、水稻の株が残っており、排水は終わっている状態であった。観測項目は超音波風速温度計と赤外線温度二酸化炭素変動計を中心とした乱流計測である。東西に100m、南北に200mの長方形の水田の、ほぼ北東の角に計測器を設置した。水田の北側と西側には砂利道と排水路が沿っており、南と東は30cm程度の畦をはさんで、となりの水田に接している。となりの水田とは必ずしも地面が同じ高さではなく、数十cmの違いがある。ロガーなどは計測器から北側約30mの位置に設置したテント内に格納した。以上の状況から、南から西が主風向の時には十分に一樣な水田がフェッチとなっているが、それ以外は移流の条件下の観測である。

各データは周波数20Hzでサンプリングされ、 $1run=30$ 分として扱った。乱流データの前処理は、玉川¹²⁾や塚本¹³⁾によるものを使用測器に合わせて採用している。

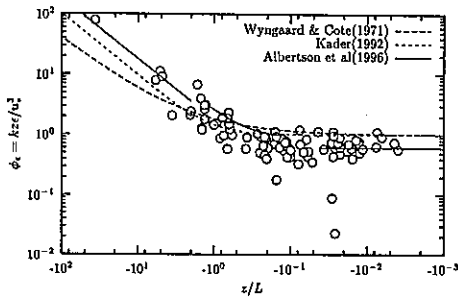
(3) 解析結果と考察

消散率の算定

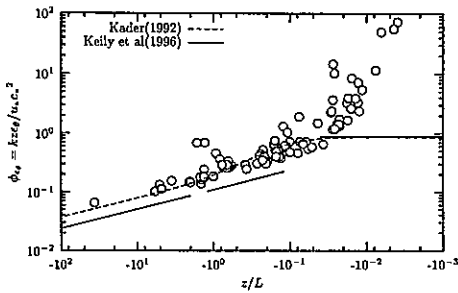
構造関数の一例を図-1に示す。構造関数は、スペクトルよりも滑らかとなり、消散率を決定するには実用上有利であることがわかる。また、式(1a),(1b)に示すように、3次の構造関数が r^1 にそれぞれ比例している。よって、慣性小領域に相当する r の範囲を指定し、その範囲での構造関数に r^1 の曲線をフィットさせることにより、(1a),(1b)から、消散率が求められることになる。

超音波風速計および赤外線吸収式の湿度計の風速、温度、および湿度の計測は、そのパス間の平均を計測していることになるので、パス $d = 0.2$ m より小さな渦構造は計測できていない。図-1においても、 $r < d$ においては、構造関数が慣性小領域より早く減少しているのはこのためである。また、観測高度 z においては、大きさ z 以上の渦は一部しか計測していないことになる。以上のようなことから、精度も考量して、慣性小領域として消散率の計算に用いる領域を $2d < r < z/2$ とした。

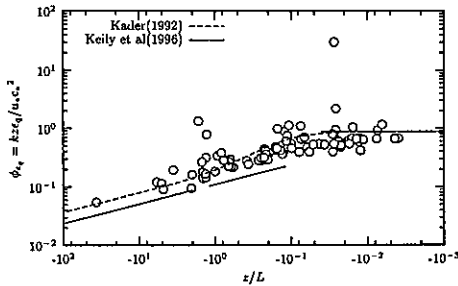
以上のようにして求められた消散率を無次元化して表示したものが、図-2である。図中の曲線は、それぞれ既往の研究^{10),6),4)}により提案された、 $\phi_\epsilon, \phi_{\epsilon_c}$ の関数形であるが、本研究において求められた消散率は、これらの関



(a) 風速



(b) 温度



(c) 比湿

図-2 3次構造関数(式(1a),式(1b))より求めたTKE,温度および比湿の分散の消散率(渦相関法によって求めたフラックスで無次元化してある)。

数形と大まかに一致しており、本研究で用いた構造関数による消散率算定の妥当性を示している。

ここで注目すべき点は、中立($\zeta = 0$)付近において本研究におけるTKE消散率の算定結果は、明らかに1よりも小さく、他の経験式よりもAlbertsonら⁶⁾の経験式($\phi_\epsilon = 0.9$)に良く一致している。これは乱流エネルギー方程式の鉛直輸送項が無視できないことを意味しており、Albertsonら⁶⁾の主張と一致している。

フラックスの算定

上記にて算定された消散率から、連立方程式(4a)~(4c)を解くことによって、 H, E, u_* を計算した。式(4a)~(4c)は、 L の中に H, E, u_* を含んでおり、 ϕ が非線型の関数形を持っているため、直接には解けず、繰り返し計算を必要とする。ここでは、まず H, E, u_* の初期値を与え、

それによって、さらに ϕ 関数値を計算、そして式(4a)~(4c)から H, E, u_* を計算するという方式の繰り返し計算を行った。収束条件としては、 H, E, u_* のすべてが収束することとした。この繰り返し計算は安定しており、初期値によらず10回程度の繰り返しで収束した。

このようにして計算したフラックスの計算値を図-3にて、渦相関法による値と比較した。いずれの図でも、移流の影響が全くないと考えられる風向(南から西風)の場合を白で、それ以外を黒丸で示している。これらの図にあるように3次いずれの構造関数の場合でも、消散法による H, E の算定値は、渦相関法による値と $50 \text{ W/m}^2 \sim 100 \text{ W/m}^2$ 程度の差で一致しており、消散法の応用の可能性を示すものと言える。しかしながら、いずれの図においても、消散法による H, E, u_* の計算値が、過小あるいは過大評価の傾向が見え、これは明らかに図-2において、観測値と用いた ϕ 関数の関数形とのずれによるものである。特に中立付近での ϕ_ϵ の挙動は、フラックスの算定値に大きく影響を与えていると考えられる。図中の黒丸と白丸で、大きな統計的差異がみられないことは、移流の有無に関して、消散法が敏感でないことを示しており、一様でない地表上で大きな誤差を生ずる可能性のある分散法の場合¹⁴⁾とは対比的である。

ポーエン比法の消散法への拡張というべき式(5)によるポーエン比の計算結果を渦相関法によるものと比較したものが、図-4であるが、この図はそのまま、慣性小領域における温度と比湿の相似性を表している。図-4はばらつきが大きいものの、黒丸・白丸ともに1:1から大きく離れる傾向を示しておらず、移流の有無に関わらず慣性小領域において、スカラー同士の相似が成り立つ可能性を示しており、分散の場合¹⁴⁾とは対照的である。 Bo が小さいときに、消散法による Bo が渦相関法による Bo に比べて過大評価になるのは、図-2における中立付近での ϕ_ϵ と ϕ_{ϵ_θ} の観測値の挙動が一致しないことに起因すると思われる。図-2にあるような、中立付近で ϕ_ϵ が経験式よりも過大に観測されるのは、過去にも例があるが⁴⁾、比湿には同様の現象は見られない。これは中立付近で温度と比湿の間の相似関係が崩れていることを意味しており、その原因についてはさらに詳細な解析が必要である。

(4) まとめ

水田上における大気乱流観測を実施し、水稲の様々な成長段階における様々な地表状態に対する乱流データ(3次元風速, 温度, 湿度, 二酸化炭素)を取得した。

また、3次構造関数から乱流エネルギー、温度・湿度の分散に関する消散率を算定したところ、モニン=オブコフ相似則とよい一致を示した。また、消散率よりモニン=オブコフ相似則を用いて、顕熱・潜熱フラックスおよび摩擦速度を求めた。算定結果は、渦相関法と良い一致を示し、消散法の応用の可能性を示した。

謝辞: 観測に用いた水田の所有者、室橋正雄氏および中之島土地改良区(新潟県南蒲原郡)に感謝する。京都大学防災研究所石川裕彦助教授に乱流観測法に関するアドバイスを、長岡技術科学大学地球環境研究室のみな

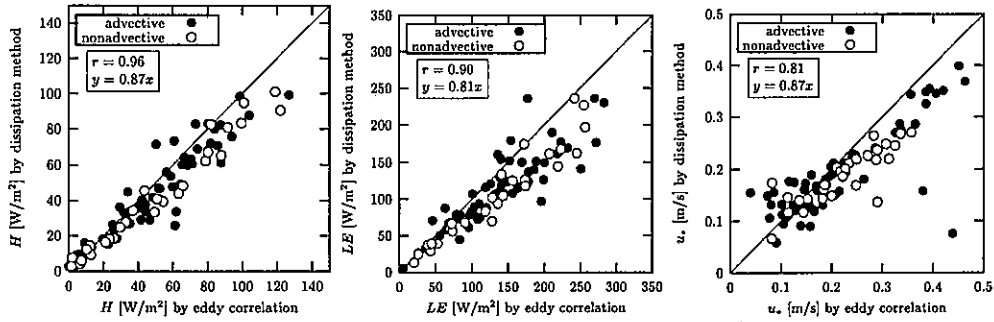


図-3 消散法による顕熱/潜熱フラックスおよび摩擦速度の渦相関法との比較 (3次構造関数を用いて得られた消散率によるもの)。相関係数と原点を通る回帰直線式を罫みの中に与えてある。

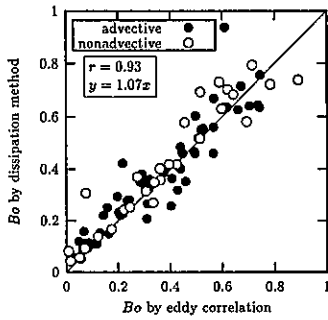


図-4 消散法 (式 (5)) によるボーエン比の渦相関法との比較。3次構造関数を用いて得られた消散率によるもの。

さんには、野外観測における支援を頂いた。

3. 研究成果

本研究の成果の一つとしてあげられるのは、消散法による顕熱/潜熱/運動量フラックスの算定が、地表面状態の空間的な分布、およびその非一様性に由来する、移流や水平方向の強い乱流混合に大きな影響を受けないという可能性を見いだした点にある。

4. 今後の課題と発展

大気乱流における慣性小領域での風速、温度、比湿などの特性は、平均値の鉛直プロファイルや分散などの1次、2次モーメントの特性に比べて、未だ不明な点が多い。それは、MOSの無次元消散率関数がいまだに定まらないこと、テイラーの凍結乱流仮説の適用性の問題、移流や地表面の非一様性が慣性小領域内の現象にどのような効果を与えるかが不明であること、などの諸問題に由来しているが、これらの問題の解決が今後の大気乱流の分野における挑戦の分野であることは、言うまでもない。このような背景から、消散法はいまだに数々の研究者の挑戦的研究の対象となっており、関連する問題の解決が望まれる。

5. 発表論文リスト

- (a) 工藤裕己, 浅沼 順, 早川典生, 1999: 収穫後の水田での大気境界層観測 (1) - 観測概要と初期解析結果, 第26回土木学会関東支部技術研究発表会講演概要集, pp. 226-227
- (b) 工藤裕己, 浅沼 順, 早川典生, 1999: 収穫後の水田での大気境界層観測 (2) - フラックスの算定と評価, 土木学会年次講演会講演概要集
- (c) 浅沼 順, 工藤裕己, 小林昭規, 1999: 収穫後の水田での大気境界層観測 (3) - 消散法によるフラックス算定の試み, 水文水資源学会 1999年研究発表会要旨集
- (d) 浅沼 順, 工藤裕己, 2000: 消散法による地表面フラックスの算定とその水田上での応用, 土木学会水工学論文集, Vol. 44, pp. 181-186

参考文献

- 1) Deacon, E., 1959, 6, Adv. in Geophys.
- 2) Taylor, R., J. Fluid. Mech., 10, 1961.
- 3) Champagne, F., et al., J. Atmos. Sci., 34, 1977.
- 4) Kiely, G., et al., Boundary-Layer Meteorol., 77, 1996.
- 5) Hsieh, C.-I. et al., J. Geophys. Res., 102(D14), 1997.
- 6) Albertson, J., et al., in E. Raschke, editor, Radiation and Water in the Climate System, volume 45 of NATO ASI Ser. I, pp. 59-82, NATO, 1996.
- 7) Monin, A. S. et al., Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence, volume 2, 1971.
- 8) Frisch, U., Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov, 1995.
- 9) Albertson, J., et al., J. Geophys. Res., 102(D12), 1997.
- 10) Wyngaard, J. C. et al., J. Atmos. Sci., 28, 1971.
- 11) Kader, B. A., Boundary-Layer Meteorol., 61, 1992.
- 12) 玉川一郎, 水文・水資源学会誌, 12(2), 1999.
- 13) 塚本修, in 京都大学防災研究所共同研究 "大気接地層における乱流輸送過程の観測法に関する研究", pp. 1-14, 京都大学防災研究所, 1998.
- 14) Asanuma, J. et al., Water Resour. Res., 35(2), 1999.