

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 (2) —消散率算定に伴う諸問題

DISSIPATION METHODS TO ESTIMATE TURBULENT FLUXES AND THEIR APPLICATIONS TO THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER OVER PADDY FIELD Part II — ISSUES RELEVANT TO THE DISSIPATION RATES ESTIMATION

浅沼 順¹
Jun ASANUMA

¹ 正会員 Ph.D. 筑波大学陸域環境研究センター (〒 305-8577 つくば市天王台 1-1-1)

Feasibility and accuracy of the dissipation methods for estimating turbulence fluxes of the momentum, sensible and latent heat are further investigated with the turbulence data acquired over the rice paddy field. The dissipation rates of the turbulence kinetic energy and that of the scalar variance are calculated through the Fourier spectrum as well as through the second- and third-order structure functions, and these two estimates are compared with each other. The value of the Kolmogorov constant and Obukhov-Corrsin constant are estimated by using structure functions. Validity of Taylor's frozen turbulence hypothesis and the isotropy of the turbulence field in the inertial subrange are also investigated.

Key Words : *Inertial subrange, atmospheric surface layer, evapotranspiration, surface heat fluxes, Taylor's hypothesis, isotropic turbulence*

1. はじめに

乱流エネルギー (TKE) あるいはスカラー分散の消散率 (または散逸率, dissipation rate) は, それぞれの乱流変動エネルギーが分子粘性によって熱に変換される量であり, 乱流エネルギーの生成項すなわち, 運動量, 顕熱・潜熱の乱流輸送量と密接な関係がある. このような乱流場の性質を利用して, 消散率から乱流フラックスを算定する手法は, Deacon¹⁾による提案が Taylor²⁾によって実際に応用され, 消散法 (the dissipation techniques, the dissipation methods) と呼ばれる. 消散法は低周波ノイズに強いことから, 主に船舶を用いた海面での乱流フラックスの計測に用いられてきたが, 陸上における有用性についても近年, 認められるようになってきた^{3), 4), 5), 6)}. 消散法の大きな利点は, 慣性小領域での乱流場の性質については古典乱流理論が比較的確立しており, 理論的な面からのアプローチが可能な点にある.

筆者らは前著⁶⁾において, 消散法の背景にある理論をレビューし, また水田上での観測データに適用することによって, そのフラックス観測法としての実用性を示した. 本論文においては, 消散法の細部に関する検討を行い, 問題点の明確化と精度の向上への道筋を明らかにすることを目的とする. 特に, 消散法の第一段階である消

散率の算定に焦点を置き, 構造関数およびスペクトルを通じた消散法の算定に関して, その適用条件, 妥当性を検討するものである. なお, 消散法全体に関しては, 浅沼と工藤⁶⁾に説明されており, ここでは説明を省く.

2. 消散率と消散法

乱流信号から消散率の算定には, 消散率の定義から直接計算する直接消散法 (the direct variance dissipation method) と, スペクトルや構造関数などの慣性小領域での性質を利用する慣性消散法 (the inertial dissipation method) があるが, 既存の乱流計測機器での観測データを利用できることから, 後者が用いられることが多い. 以下, 特に断らなければ, 大気境界層学における通常の記号を用いる.

(1) エネルギースペクトルと消散率

慣性消散法では, TKE, スカラー c の分散の消散率, ϵ, ϵ_c , は一般的にスペクトルより求められる. 慣性小領域での風速の各成分, スカラー量 c の 1 次元スペクトルは, 以下のように表される^{7), 8)}.

$$E_u(k) = \alpha_u \epsilon k^{-\frac{5}{3}} \quad E_c(k) = \alpha_c \epsilon_c \epsilon^{-\frac{1}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (1a)$$

$$E_v(k) = E_w(k) = \frac{4}{3} E_u = \frac{4}{3} \alpha_u \epsilon k^{-\frac{5}{3}} \quad (1b)$$

表-1 観測期間と観測時の稲の背丈.

	開始日	終了日	稲の背丈 (m)
1998 年	10/03	10/29	0.0
期間 1	06/06	06/14	0.13
期間 2	07/09	07/12	0.60
1999 年	07/27	08/06	0.85
期間 3	07/27	08/06	0.85
期間 4	09/05	09/09	0.78
期間 5	09/30	10/10	0.0

ここで, c は温位 θ , 比湿 q などのスカラー量, k は波数である. 式 (1a) の最初の式は, Kolmogorov の $-5/3$ 乗則と呼ばれ, また, 式 (1b) の最初の二つの等号は, 局所等方性によるものである.

式 (1a)–(1b) の α_u および α_c は普遍定数であり, 特に α_u を Kolmogorov 定数, α_θ を Obukhov-Corrsin 定数と呼ぶ. α_u, α_c ともに, 3 次元スペクトルに対する同様の定数 (それぞれ $\tilde{\alpha}_u, \tilde{\alpha}_c$) を同じ名前で呼ぶことがあるが, 局所等方性が成り立つならば, $\tilde{\alpha}_u = \frac{55}{18}\alpha_u$, $\tilde{\alpha}_c = \frac{5}{3}\alpha_c$ の関係にある. α_u, α_c の値については, 様々な乱流についてこれまで多くの報告があり, これらを総合して Högström⁹⁾ は $\alpha_u = 0.51 \pm 0.01$, $\alpha_\theta = 0.8 \pm 0.1$ としている. また, Sreenivasan^{10), 11)} は, 十分に発達した高レイノルズ数の乱流においてはこれらの定数は普遍的であり, $\alpha_u = 0.52 \pm 0.04$, $\alpha_\theta \simeq 0.8$ であるとしている.

(2) 構造関数と消散率

慣性消散法によるもう一つの消散率の決定法は, $D_{XY}(r) \equiv \overline{\Delta X \Delta Y}$, $D_{XYZ}(r) \equiv \overline{\Delta X \Delta Y \Delta Z}$ のように定義される 2 次, 3 次の構造関数を用いる方法である^{12), 4)}. ここで, X, Y, Z はそれぞれ, u, c などを表し, $\Delta X \equiv X(x+r) - X(x)$ である. 慣性小領域において, 以下の関係が成り立つ^{13), 8)}.

$$D_{uu}(r) = K_D \alpha_u \epsilon^{\frac{2}{3}} r^{\frac{2}{3}} \quad D_{cc}(r) = K_D \alpha_c \epsilon \epsilon^{-\frac{1}{3}} r^{\frac{2}{3}} \quad (2a)$$

$$D_{vv}(r) = D_{ww}(r) = \frac{4}{3} D_{uu}(r) = \frac{4}{3} K_D \alpha_u \epsilon^{\frac{2}{3}} r^{\frac{2}{3}} \quad (2b)$$

$$D_{uuu}(r) = -\frac{4}{5} \epsilon r \quad D_{ucc}(r) = -\frac{4}{3} \epsilon_c r \quad (2c)$$

ここで, $K_D = (3/2)\Gamma(\frac{1}{3}) \simeq 4.0$ である. このうち, 2 次構造関数に関する式は, 波数空間で成り立つ式 (1a)–(1b) の実空間への写像である. よって式 (2b) の最初の 2 つの等号関係は, スペクトルの場合と同様に局所等方性の帰結である.

(3) 凍結乱流仮説

一般に定点観測によって得られるのは時系列データであり, そのフーリエスペクトルは周波数 f の関数である. そのため, 式 (1a)–(2c) にみられるような波数空間でのスペクトルや, 実空間での構造関数を計算するには, Taylor 仮説あるいは凍結乱流仮説 (Taylor's hypothesis, frozen turbulence hypothesis) を用いることとなる. これは, 一

般には $X(x, t) = X(x - \bar{u}t)$ と表され, スペクトル, 構造関数に関する表現は以下の通りである.

$$fS(f) = kE(k) \quad D(\bar{u}\tau) = \overline{\Delta_\tau X \Delta_\tau Y} \quad (3)$$

ここで $\Delta_\tau X \equiv X(t+\tau) - X(t)$ であり, f と k は $k = 2\pi f/\bar{u}$ で関係付けられる. 3 次構造関数についても同様の変換が用いられる.

Taylor 仮説の正当性と適用範囲に関する研究のほとんどは, Lumley¹⁴⁾ による研究に端を発するものである^{15), 16), 17)}. Lumley は, いくつかの条件が満たされるとき, 渦の移流速度変動が Taylor 仮説の成立を妨げる唯一の原因となることを示し, さらに $S_u(f) \Rightarrow E_u(k)$ の変換に関する補正式を示した. Wyngaard and Clifford¹⁵⁾ (以下 WC77) はこれをスカラー場に拡張するとともに, Lumley の結果と正規分布を仮定した場合の比較を行っている. WC77 によれば, スペクトルおよび構造関数の Taylor 仮説を用いた推定値を上付きの m で表すと⁴⁾

$$\frac{E_X^m(k)}{E_X(k)} = F_X(I) \quad \frac{D_{XX}^m(r)}{D_{XX}(r)} = F_X(I) \quad (4)$$

となる. ここで, $I \equiv \sigma_u/\bar{u}$ は乱流強度である. また, $F_X(I)$ の関数形はそれぞれ,

$$F_u(I) = 1 + \frac{11}{9}I^2 \quad F_c(I) = 1 + \frac{5}{9}I^2 \quad (5)$$

$$F_v(I) = F_w(I) = 1 + \frac{11}{36}I^2$$

である. 3 次構造関数は, このような補正をする必要がない¹⁷⁾. なお, 式 (5) の適用範囲は, 式 (5) が 2 項展開を用いて導かれたことから, $0 < I < 0.5$ である.

3. 観測と解析データ

解析に用いたデータは, 1998 年および 1999 年に新潟県南蒲原郡中之島町土地改良区内の水田で行った大気乱流観測 (“中之島 98”, “中之島 99”) によって得られたものである^{6), 18)}. 観測地点は, 信濃川右岸に広がる水田地帯のほぼ中央に位置し, 周囲 4km には遮蔽物のない平坦な水田が広がっている. 表-1 にあるように, 計 6 回の観測のうち, 稲の生育期間中に 4 回 (1999 年期間 1 から期間 4), 刈り取り後に 2 回 (1998 年, 1999 年期間 5) の観測を行っている.

使用測器は, 超音波風速温度計 (カイジョー, DAT600) および赤外線吸収式二酸化炭素水蒸気変動計 (Advanet Inc., E009B), またこれらの絶対値較正用に一般的な温湿度計 (Vaisälä, HMP45A) を使い, 風向に合わせて測器を回転させるため, 回転計と傾斜計を備えている. また, 風速のプロファイルの計測には三杯風速計 (牧野測器, AF750) を用いた. データの収録にはノートパソコンと AD 変換器 (National Instruments, DAQ-Pad-MIO) を使い, サンプリング間隔 20Hz にてデータを取得し, そのすべてを解析用に保存している. なお, 1998 年は二酸化炭素の観測は行っていない. 乱流関連の測定高度は, $z = 2.8$ m であり, 以下の解析では, 各観測期間中

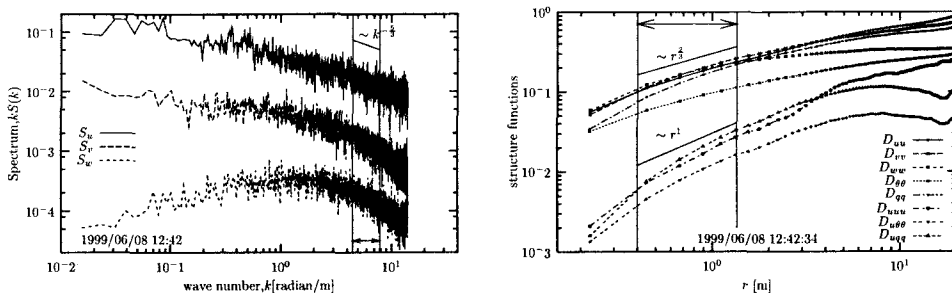


図-1 スペクトル(左)と構造関数(右)の計算例(Run603,1999年6月8日12時42分から30分間). 見易さのため, S_u, S_w は $1/10$ 倍ずつずらしてある. 矢印は慣性小領域として計算に用いた範囲.

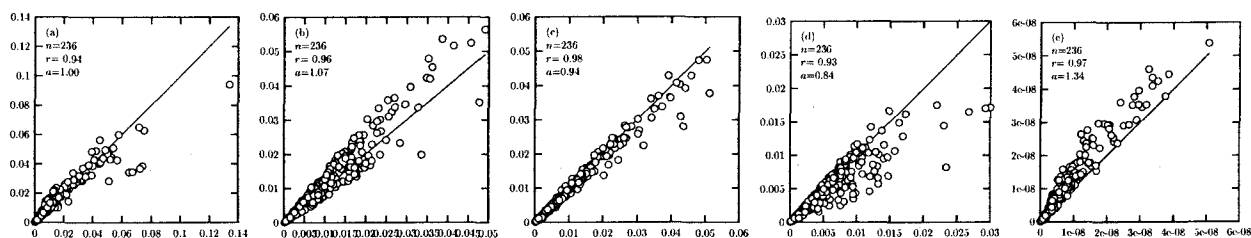


図-2 パワースペクトル(横軸)と2次構造関数(縦軸)による消散率算定値の比較. (a) D_{uu} と E_u による ϵ , (b) D_{vv} と E_v による ϵ , (c) D_{ww} と E_w による ϵ , (d) $D_{\theta\theta}$ と E_θ による ϵ_θ , (e) D_{qq} と E_q による ϵ_q . 図中の統計値は, n , データ数; r , 相関係数; a , 原点を通る直線で回帰したときの直線の傾きである.

の平均の稲の背丈 h (表-1 最後のカラム) からゼロ面変位を $d_0 = 2h/3$ とし, 簡単のため, $z - d_0$ を z と表示することにする.

各データは, $1\text{run}=30$ 分として取り扱った. 計 1868run からエラー処理をおこなった後, 日中のデータを選別した 316run が解析対象である. 乱流データの前処理は, 玉川¹⁹⁾によるものを本観測において用いた測器に合わせて使用している. 特に, 超音波による 3 次元風速の計測値はベクトル合成, 座標変換をおこなって, $\bar{u}$ 方向を主流方向に合わせ, $\bar{v} = \bar{w} = 0$ となるようにしているため, 必ずしも $\bar{u}$ の軸は水平面に乗っていない. 二酸化炭素の計測は, 観測後に標準ガスを用いた室内検定を行っている. また, すべての乱流データは補正・検定を行った後, 線形トレンドを除去している.

4. 消散率の算定

(1) 計算条件の設定

スペクトル, 構造関数からの消散率の計算は, まず解析データよりスペクトルおよび構造関数を計算し, それぞれの慣性小領域部分に対し, 式 (1a)–(1b) および式 (2a)–(2c) を当てはめることとなる. 解析データよりスペクトルおよび構造関数を計算した例をそれぞれ, 図-1 に示す. また, 所定の巾乗則を図中に示した.

一般に大気境界層乱流は高レイノルズ数乱流であり, その慣性小領域は Taylor の微小スケール ($\eta \sim O(-3)\text{m}$ 程度)⁷⁾ からエネルギー保有領域まで, 数オーダーにわたって広がると言われている. 高さ z における観測で捉えられる渦のうち最もエネルギーの強いものは大きさ z の渦であるので, エネルギー保有領域に関連する長さ

スケールは z である. また, 高さ z において観測される渦のうち, z よりも大きなものは, 地表面の影響をうけて局地等方向性を満たしていない可能性がある. 以上のような理由より, 慣性小領域は z と η の間に存在すると考えられる. その一方で, 用いた乱流計の計測値は, そのパス (この場合 $d = 0.2\text{m}$) 間の平均値として得られるので, d よりも小さな渦は捉えられない. よって, $d < r < z$ の範囲内を解析に用いる領域 (以下, 解析領域) とすることが考えられるが, 両端における影響を避け精度を向上させることを考えて, 本研究では解析領域を $2d < r < z/2$ および $4\pi/z < k < \pi/d$ とした.

消散率の計算に必要な Kolmogorov 定数および Obukhov-Corrsin 定数は, それぞれ, Högström⁹⁾ による考察を元に, $\alpha_u = 0.52$, $\alpha_c = 0.80$ とした. ここで, スカラー同士の相似を仮定して α_c はすべてのスカラーに対して同じとしている²⁰⁾.

以上のように設定した解析領域と定数値を用い, スペクトルあるいは構造関数の計算結果に対して, 所定の式をあてはめることによって, 消散率を計算した. 式のあてはめは, 例えばスペクトルの場合 $E(k)$ と $k^{-5/3}$ との間の y 切片なしの直線回帰の傾きから計算し, 構造関数の場合も同様に計算している. 以下, 計算結果をいくつかの方法で相互に比較し, 各々の妥当性を検討する.

(2) スペクトルと構造関数

図-2 にスペクトルと 2 次構造関数から得られた消散率をそれぞれ比較した. Taylor 仮説が成り立たない効果が構造関数とフーリエスペクトルに対して同じならば (式 (4)), この比較には Taylor 仮説に関する問題は関与しない. よって, スペクトルと 2 次構造関数からの消散

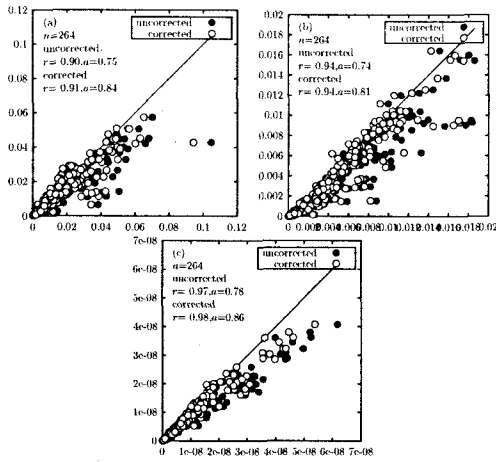


図-3 2次構造関数(横軸)と3次構造関数(縦軸)による消散率算定値の比較。(a) D_{uu} と D_{uuu} による ϵ , (b) $D_{\theta\theta}$ と $D_{u\theta\theta}$ による ϵ_θ , (c) D_{qq} と D_{uqq} による ϵ_q 。いずれも $I < 0.5$ の場合のみ。白丸はWC77の補正を行った場合、黒丸は補正を行わなかった場合。また、図中の統計値は、図-2と同じ。

率は、双方とも式(4)の補正を行っていない。この比較によれば、風速の u 成分のスペクトルと構造関数を用いて得られた ϵ は良い一致がみられる。一方で風速の v, w 成分を用いて計算した ϵ については、若干の過小/過大評価がある。また、スカラー分散の消散率の算定については、 ϵ_θ ではスペクトルからの算定値が、 ϵ_q では構造関数からの算定値が、それぞれ他方よりも大きく算定されている。

(3) 2次構造関数と3次構造関数

前述した通り、2次構造関数と3次構造関数では、Taylor仮説に関する影響が異なる。よって、2次構造関数と3次構造関数から得られた消散率を比較するにはTaylor仮説に関する補正が影響をおよぼす。よって、比較対象をWC77による補正式(5)の適用範囲である $I < 0.5$ にのみ限定し、さらに補正を行った場合、行わない場合を別々に比較した(図-3)。 ϵ , ϵ_θ , ϵ_q のいずれにおいても、3次構造関数による消散率と比較して、2次構造関数による消散率が過大評価になる傾向にあることがわかる。WC77による補正はこの過大評価を減少させる傾向にあり、WC77による補正によって両者の比較が良くなることから、実用的にもWC77の補正の正当性を示すものである。これは、WC77の補正は構造関数の計算には実質的な効果がない、とするHsieh et al.⁴⁾による結果とは明らかに矛盾する。その一方で、図-3は、WC77の補正をした後でも、2次構造関数による消散率が3次構造関数による消散率よりも大きくなる傾向にあることを示している。

5. 考察

(1) 消散率計算における有利性

構造関数およびスペクトルからの消散率の算定は、同じ物理現象を異なる空間(実空間と波数空間)で表現し

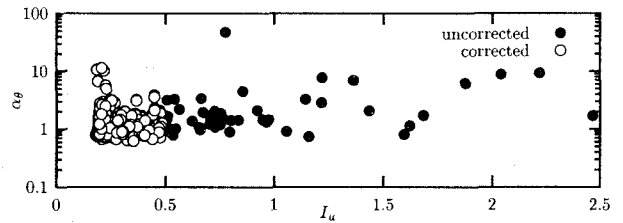


図-4 α_θ の計算結果。

た法則を用いており、元来は等価であるが現実の応用においては、いくつかの差異がある。フーリエ変換によって求められたスペクトルの高周波部分は変動が大きいのにに対し、構造関数の該当部分は滑らかである(図-1参照)。計算上の安定を考えると、後者の方が有利であるが、この点はあらかじめ設定した慣性小領域に入るデータ数が大きく異なることで相殺される。すなわち、サンプリング周波数が十分高ければ、 $r_1 < r < r_2$ の領域内に入る離散的なスペクトル値のデータ $E_i = E(i\Delta k)$ の数は、一般的な接地層観測の条件($z = O(10^1) \sim O(10^2)$, $\bar{u} = O(10^1) \sim O(10^2)$)において、 $\bar{u}T(1/r_1 - 1/r_2) \sim T$ であるのに対し、離散的な構造関数のデータ $D_i = D(i\Delta r)$ の数は、 $(r_2 - r_1)/(\bar{u}\Delta t) \sim 1/\Delta t$ である。ここで、 $T, \Delta t$ はそれぞれ、1runの長さ、サンプリング間隔である。通常の接地層乱流観測($T = O(10^3)\text{sec}, \Delta t = O(10^{-1})\text{sec}$)では、明らかにスペクトル計算時の方がデータ数は多い。結局のところ、スペクトル経由、構造関数経由のどちらからほぼ等価な精度で消散率が計算できることになり、これは本研究での結果と矛盾しない。

また両者の比較として、サンプリング周波数に対する条件を考える。少なくとも慣性小領域の中で計測を行っていることが必要となるので、本研究のようにあらかじめ慣性小領域の範囲を決めた場合、必要なサンプリング周波数が決められる。スペクトルの場合、ナイキスト周波数に相当する波数が規定した慣性小領域の下限値より大きくなければならないことから、 $4\bar{u}\Delta t < z$ となり、構造関数の場合、 $2\bar{u}\Delta t < z$ である。通常の接地層乱流観測の条件を考慮すると、消散法の適用には1Hz以上のサンプリングが必要であることを意味する。

(2) 定数の試算

前述のように、2次構造関数と3次構造関数によって計算された消散率に、必ずしも良い一致がみられなかった。2次構造関数からの消散率の計算には、 α_u, α_c の経験定数が必要となることから、これらの定数値を逆に解析データから求めることが可能である。まずは、これらの定数を求めることによって、2次・3次構造関数による解析結果の不一致の原因を探ることとする。

式(2a)第1式と式(2c)および式(2a)第2式と式(2c)を組み合わせると^{12),4)},

$$D_{uuu}(r) = C_1 \left\{ [D_{uu}(r)]^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (6)$$

$$D_{cc}(r) = C_2 \left\{ \frac{D_{ucc}(r)}{|D_{uuu}(r)|^{\frac{1}{3}}} \right\} \quad (7)$$

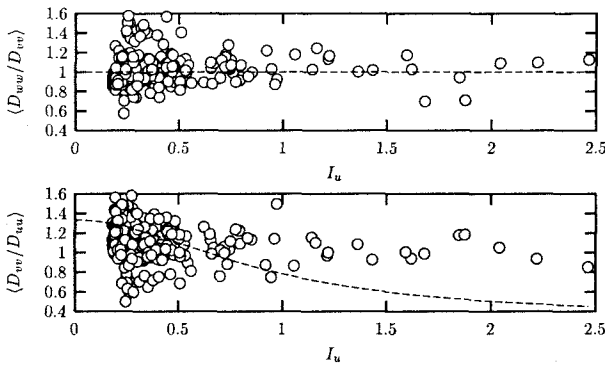


図-5 $\langle D_{vv}^m/D_{uu}^m \rangle$ (上) および $\langle D_{vv}^m/D_{ww}^m \rangle$ (下). 下図の破線は WC77 によるもの. ただし, その有効範囲は $0 < I < 0.5$ であることに注意.

となる. ここで, Taylor 仮説に関する補正, WC77(式(4))を考慮すれば, $C_1 = -(4/5)(K_D \alpha_u F_u(I))^{-\frac{3}{2}}$, $C_2 = -(3/4)(4/5)^{\frac{1}{2}} K_D \alpha_c F_c(I)$ であり, 式(6)および(7)から, α_u, α_c を計算できる. 実際の計算は, 式(6)および(7)の左辺と右辺中かっこ内をそれぞれ x, y にプロットし, 原点を通る直線回帰式の勾配 C_1, C_2 から, α_u, α_c をそれぞれ求めることになる. また, WC77 による Taylor 仮説に関する補正式を用いるため, $I < 0.5$ のデータのみを計算に用いている. このようにして求めた値は, $\alpha_u = 0.587 \pm 0.152$, $\alpha_\theta = 1.34 \pm 1.21$, $\alpha_q = 1.05 \pm 1.17$ である. これは前述の Högstöm や Sreenivasan によるレビューと比較すると, α_u に関してはよい一致と言える. しかしながら, α_θ, α_q に関しては, 一般的な値をその範囲内に入れてはいるものの, 平均値が大きいこと, ばらつきが大きいことの2点で, 改善の余地があると考えられる. Hsieh⁴⁾は, Taylor 仮説の補正が適切に行われなければ, これらの定数は大きくなる傾向にあることを指摘しているが, 本研究では WC77 による補正を行っていること, また図-4に例を示すように, α_u, α_c の計算結果は, 乱流強度 I に依存していないことから, Taylor 仮説の不成立が α_c の値が普遍値よりずれることの理由ではないと考えられる. すなわち, 2次・3次構造関数の解析結果の不一致は, Taylor 仮説に関連したものでないと考えられる.

(3) 等方性の検証

2次・3次構造関数からの解析結果の不一致および, スペクトルと構造関数を用いた解析結果の不一致の原因をさらに詳しく調べるために, ここでは式(1a)-(2c)の Kolmogorov-Obukhov-Corrsin 則の前提となる局所等方性が成立しているかどうかを Hsieh^{et.al.}⁴⁾の方法に習い確認する.

式(2b)にあるように, 局所等方的な乱流においては, $D_{vv} = D_{ww} = \frac{4}{3} D_{uu}$ が満たされる^{7),8)}. そこで, 上記の r の範囲において, D_{vv}^m/D_{uu}^m および D_{ww}^m/D_{vv}^m の平均, $\langle D_{vv}^m/D_{uu}^m \rangle$, $\langle D_{ww}^m/D_{vv}^m \rangle$ を計算し, 乱流強度 I に対してプロットしたのが, 図-5である. ここで $\langle \cdot \rangle$ は, 解析領域内の平均を表す. 式(5)によれば, $D_{ww}^m/D_{vv}^m = D_{ww}/D_{vv}$

であり, $D_{ww}^m/D_{vv}^m = 1$ は局所等方性を意味する. 図-5 上図において, データが I に対する依存性なしに 1 付近に分布していることがわかる.

一方, 図-5 下図は, D_{vv}^m/D_{uu}^m のプロットである. 局所等方性と WC77 のモデルを満たすならば, 式(4)より,

$$\left\langle \frac{D_{vv}^m(r)}{D_{uu}^m(r)} \right\rangle = \frac{4 F_u(I)}{3 F_v(I)} \quad (8)$$

となる. 図-5 下図中の曲線は式(8)を表す. 図-5 下図で, $I > 1.0$ においてデータ分布から WC77 の曲線が大きく離れるのは, WC77 が大きな I に対しては適用範囲外となることを裏付けている.

図-5 の上下いずれの図においても, 図中の 1 点は, 1run での解析領域に入った構造関数値の平均であり, 各々の点の誤差分散は 10^{-1} よりも小さかった. そのため, 図中のばらつきは観測誤差に因るものではないと考えて良い. またスペクトルにおける同様の図についても, 全く同じ程度のばらつきがみられたことから, 計算方法に起因するものではないと考えられる. よって, 図-5 の上下いずれの図も, 局所等方性の必要条件が満たされていないことを示唆している. 図-5 にみられるものと同程度のばらつきは, Paquin and Pond¹²⁾にもみられ, Hsieh^{et.al.}⁴⁾にも程度は少ないが, 同様のばらつきがみられる. よってこのようなばらつきは, 本研究に固有なものではない.

局所等方性の条件を満たしていない原因として, ここでは 2通りの可能性が考えられる. まず第一の可能性は, 解析領域として設定した領域が慣性小領域に含まれておらず, 慣性小領域に属さない, 非等方な渦が解析結果に含まれてしまったという問題である. これは, 解析上の問題であるだけでなく, 微少スケール η からエネルギー保有領域 z までのスケールが慣性小領域であるとする仮説が成立しないことを意味する. 明らかに図-1では, 解析領域全体において構造関数が所定の巾乗を満たしているとは考えられない. また, Hsieh^{et.al.}⁴⁾は, $2d < r < z/7$ が解析領域として取られており, Katulet^{et.al.}²¹⁾が 3 次スプライン補完により直接 ϵ を計算して求めた慣性小領域は, d から z の全域ではない. よって, 高レイノルズ数乱流において, 慣性小領域を限定する要因が存在することが考えられる.

局所等方性が満たされない第二の原因として考えられるのは, 慣性小領域内の渦でも局所等方性を満たさないものが存在する可能性である. Katulet^{et.al.}²¹⁾は, (1) エネルギー保有領域の渦と小さなスケールの渦の直接のエネルギー交換と, (2) 小スケールの渦に対する浮力の影響が, 慣性小領域において局所等方性を崩す可能性があるとして述べている. しかしながら, これまでの実証的な研究では慣性小領域において非等方性が存在するかどうかすら, 一致がみられていない. また仮に, 等方性が崩れていたとしても, それが, Kolmogorov-Obukhov-Corrsin 則にどのような影響を与えるかも定かではない.

以上の 2 点のいずれも, 消散法の応用的研究という面からは, 今後明らかにされなければならない問題である.

6. 終りに

様々な稲の生育段階における水田上にて得られた乱流データから、構造関数およびエネルギースペクトルを用いて、TKE およびスカラー分散の消散率を計算した。相互に比較した結果、構造関数経由とスペクトル経由の ϵ の計算値には、比較的良い一致がみられた。また、2次および3次構造関数からKolmogorov定数、Obukhov-Corrsin定数を計算した結果、Kolmogorov定数に関しては、一般的な値と良い一致がみられた。また、構造関数およびスペクトルの計算に用いるTaylor仮説に関するWC77の補正は、これらの計算において重要であることが示された。

その一方で、スペクトル経由と構造関数経由のスカラー分散の消散率が一致しないこと、2次構造関数経由と3次構造関数の経由の消散率が一致しないこと、Obukhov-Corrsin定数が大きめに算定されるなど、理論に一致しない点が見いだされた。この原因を解明する目的で、慣性小領域における乱流場の等方性について調べたところ、解析データにおいては必ずしも等方性が維持されていないことがわかった。等方性の成立とKolmogorov-Obukhov-Corrsin則の成立、そして慣性小領域の関係は明らかでなく、今後の研究課題である。

謝辞：観測に用いた水田の所有者である室橋正雄氏、および中之島土地改良区（新潟県南蒲原郡）に感謝する。乱流観測法およびデータ解析法に関して、京都大学防災研究所石川裕彦助教授、岐阜大学工学部玉川一郎助教授にアドバイスを頂いた。観測に携わった工藤裕己氏（現（株）CTISサイエンスシステム）および長岡技術科学大学地球環境研究室の皆さんに感謝する。また、前年度水工学論文集掲載の筆者らの論文への匿名査読者にアイデアを頂いた。日産学術振興財団および筑波大学学内プロジェクト研究（代表：及川武久）に研究費援助を受けた。

参考文献

- 1) Deacon E.: The measurement of turbulent transfer in the lower atmosphere. *1959*, vol. 6, pp. 211–228, Adv. in Geophys.
- 2) Taylor R.: A new approach to the measurement of turbulent fluxes in the lower atmosphere. *J. Fluid. Mech.*, vol. 10, pp. 449–458, 1961.
- 3) Kader B.A.: Determination of turbulent momentum and heat fluxes by spectral methods. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 61, pp. 323–347, 1992.
- 4) Hsieh C.I. and Katul G.G.: Dissipation methods, Taylor's hypothesis, and stability correction functions in the atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.*, vol. 102(D14), pp. 16391–16405, 1997.
- 5) Albertson J., Parlange M.B., Kiely G. and Eichinger W.: The average dissipation rate of turbulence kinetic energy in the neutral and unstable atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.*, vol. 102(D12), pp. 13423–13432, 1997.
- 6) 浅沼順, 工藤裕己: 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, 2000.
- 7) Tennekes H. and Lumley J.L.: *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, Cambridge, MA, 1972. 300pp.
- 8) 木田重雄, 柳瀬真一郎: *乱流力学*. 浅倉書店, 1999.
- 9) Höglström U.: Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 78, pp. 215–246, 1996.
- 10) Sreenivasan K.: On the universality of the Kolmogorov constant. *Phys. Fluids*, vol. 7, pp. 2778–2784, 1995.
- 11) Sreenivasan K.: The passive scalar spectrum and the Obukhov-Corrsin constant. *Phys. Fluids*, vol. 8, pp. 189–196, 1996.
- 12) Paquin J. and Pond S.: The determination of the Kolmogoroff constants for velocity, temperature, and humidity fluctuations from second- and third-order structure functions. *J. Fluid. Mech.*, vol. 50, pp. 257–269, 1971.
- 13) Albertson J., Kiely G. and Parlange M.B.: Surface fluxes of momentum and water vapor. In E. Raschke, ed., *Radiation and Water in the Climate System*, vol. 45 of NATO ASI Ser. I, pp. 59–82. NATO, 1996.
- 14) Lumley J.L.: Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows. *Phys. Fluids*, vol. 8(6), pp. 1056–1062, 1965.
- 15) Wyngaard J.C. and Clifford S.: Taylor's hypothesis and high-frequency turbulence spectra. *J. Atmos. Sci.*, vol. 34, pp. 922–929, 1977.
- 16) Tong C.: Taylor's hypothesis and two-point coherence measurements. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 81, pp. 399–410, 1996.
- 17) Hill R.: Corrections to Taylor's frozen turbulence approximation. *Atmospheric Research*, vol. 40, pp. 153–175, 1996.
- 18) 工藤裕己, 浅沼順, 早川典生: 大気境界層内における水田上での水・熱・CO₂交換過程の乱流分散値を用いた定量化. *水文水資源学会2000年研究発表会要旨集*. 水文水資源学会, 2000.
- 19) 玉川一郎: 超音波風速温度計と赤外線湿度変動計を用いた渦相関法による乱流輸送量の測定の解析法の検討. *水文・水資源学会誌*, vol. 12(2), pp. 130–138, 1999.
- 20) Hill R.: Structure functions and spectra of scalar quantities in the inertial-convective and viscous-convective ranges of turbulence. *J. Atmos. Sci.*, vol. 46, pp. 2245–2251, 1989.
- 21) Katul G.G., Parlange M.B., Albertson J. and Chu C.R.: Local isotropy and anisotropy in the sheared heated atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 72, pp. 123–148, 1995.

(2000. 10. 02 受付)