九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

慣性散逸法による海面風応力の測定について

古川, 那津恵
九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

増田, 章
九州大学応用力学研究所力学シミュレーション研究センター

丸林, 賢次
九州大学応用力学研究所力学シミュレーション研究センター

石橋, 道芳
九州大学応用力学研究所力学シミュレーション研究センター

他

https://doi.org/10.15017/16741

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 26 (3), pp.357-364, 2004-12. 九州大学大学院総合理工学府
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

九州大学大学院総合理工学報告
第26巻 第3号 357 - 364 頁 平成16年12月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU HOKOKU)
Vol. 26, No. 3 pp. 357 - 364 DEC. 2004

慣性散逸法による海面風応力の測定について

古川那津恵[*1] ・ 増田 章[*2,†] ・ 丸林賢次[*2]
石橋道芳[*2] ・ 奥野 章[*2]

(平成17年10月29日 受理)

On the Measurement of the Friction Velocity over the Sea Surface by the Inertial Dissipation Method

Natsue FURUKAWA, Akira MASUDA,
Kenji MARUBAYASHI, Michiyoshi ISHIBASHI and Akira OKUNO
[†]E-mail of corresponding author: *masuda@riam.kyushu-u.ac.jp*

There have been three principal ways for measuring the wind stress over the sea: profile method, eddy correlation method, and inertial dissipation method (IDM for brevity). Among them the IDM is the most indirect and ambiguous, so that it is examined with respect to its validity in particular. First a method (*direct regression method*) is proposed and tested by which to estimate the spectral level in the inertial subrange of wind velocity, which is the key process of the IDM. Since the direct regression method uses no ensemble average, it is available even when a sufficient number of samples are difficult to obtain, as is the case for the real wind over the sea. The direct regression method proved to yield the true spectral level, when a definite factor is used. Then the property of the IDM is argued by applying it to the wind turbulence over the sea observed at the Tsuyazaki Ocean Station, 2 km offshore of Fukuoka, Japan. There certainly was a distinct frequency region characterized by the slope of $-5/3$ for all the three components of wind velocity: longitudinal (i.e. leeward), transverse, and vertical ones. However, the spectral form of the vertical component slightly differed from the other two at high frequencies. The most serious was an evident difference of the spectral level among the three components in contradiction to the assumption of the isotropic turbulence in the inertial subrange; the longitudinal component was the highest, the transverse one was slightly less, and the vertical one was the lowest. Therefore the IDM estimate of wind stress based on the vertical component was only 70 % of that based on the leeward component. The IDM based on the longitudinal component agreed best with the other two standard methods of the profile and eddy-correlation methods. It is necessary to use a correction coefficient if one applies the IDM based on the vertical component of wind velocity. The results suggest that the assumptions of the IDM are not satisfied well by the real wind turbulence over the sea and that one must be careful in applying the IDM. Finally the drag coefficient and roughness of the sea surface thus analyzed were found moderate as a whole; they were a little larger than those in wind flume experiments.

Key words : *Inertial Dissipation Method, Friction Velocity, Drag Coefficient, Sea Surface Roughness, Wind Turbulence, Ultrasonic Anemometer, Direct Regression Method*

1. はじめに

大気と海洋は，海面で力・熱・物質を交換する。大気が海に渡す運動量が海を駆動し，海が大気に渡す熱が大気を駆動する。また，人類が大気中に放出する二酸化炭素の一部を海が吸収する。海と大気が運動・熱量・物質を海面で交換する過程は，海と大気の流れを理解するためにも，地球環境の長期変動に大きな影響を及ぼす点でも重要である。この交換過程において，海上および海面下の乱流が大きな役割を果たす。しかし，波浪が介在する海面付近の乱流の実態はよく分かっていない。海面に同時発生する波浪が海面状態を変え乱流を極めて複雑にし，しかも海面近くでの計測を難しくするからである。

海面交換過程及び海上風乱流を研究する上で，海上風が海面に与える応力 (海面抵抗) の大きさを決める仕組みの解明は全ての基礎になる。海面付近の乱流を維持するのが他ならぬ運動量輸送だからである。本論文で扱う慣性散逸

*1 大気海洋環境システム学専攻
*2 応用力学研究所力学シミュレーション研究センター

法はまさに境界層乱流のこの特性に基づく (第二節参照)。しかしながら，海面抵抗が波浪特性にどのように依存するかという問題は極めて難しい。多くの観測と議論が積み重ねられて来たにも拘わらず今なお霧の中にある (Charnoc 1955, Stewart 1984, Garratt 1977, Masuda and Kusaba 1987, Geernaert et al. 1987, Toba et al. 1990, Smith et al. 1992, Yelland and Taylor 1996, Taylor and Yelland 2001, Ueno 2003, 増田ほか 2004) [1)-11)]。この問題のみを詳述した単行本すら出版されたほどである (Jones and Toba 2001)[12]。この混乱の原因は，信頼できる計測が海上で難しいということにある。海上では風応力の測定精度が悪くデータの散乱が大きいのでまとまらない。間違ったデータを基に，複雑な現象に関する正しい理解・結論を導くのは難しい。従って先ず信頼できる測定が必要である。それにはどうしたら良いだろうか。

風応力の測定には分布法・渦相関法・慣性散逸法という三つの方法があり標準的方法として広く用いられてきた。どの方法でも独立に風応力を推定できる。しかしどれも高い精度と信頼性は見込めない。そこで，計測の信頼性自体を測るために，この三つを同時に適用し結果を総合して信頼性を判定する方法を提案した。これを三法併用法と呼ぶ (増田ほか 2004)[11]。

三法の併用 (適用) に際しては各方法の特徴，とくに限界を調べておかねばならない。そのうち分布法・渦相関法の素性は比較的分かっている方であろう。本研究の目的は，最も間接的で仮定の多い慣性散逸法の特性・問題点を吟味し，併せて海上風乱流特性の一端を明らかにすることにある。また慣性散逸法では慣性小領域のスペクトル・レベルを適切に評価しなければならないが，この値を単一標本で推定するための新しい方法とその注意点もこの機会に述べておく。

2. 慣性散逸法の原理と前提

問題点を明らかにするため，慣性散逸法の原理と考え方，特徴を明記しておく。詳しくは Large and Pond (1981)[13] 及び三法併用法を論じた増田ほか (2004)[11] を見て頂きたい。簡単のため大気は中立成層とする。

1. 一点の高度で平均風速 U と乱流スペクトル (u, v または w) が計測できればよい。但し u, v, w でそれぞれ平均風向の成分 (縦成分または風下成分と呼ぶ)，平均風向に直交する水平成分 (横成分と呼ぶ)，鉛直成分を表すことにする。
2. 平均風速が対数分布

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \frac{z}{z_0} \qquad (1)$$

をすることが大前提である。ここに u_* は摩擦速度，$\kappa = 0.40$ はカルマン定数，z_0 は海面粗度である。慣性散逸法の原理は対数分布をした境界層内で乱流

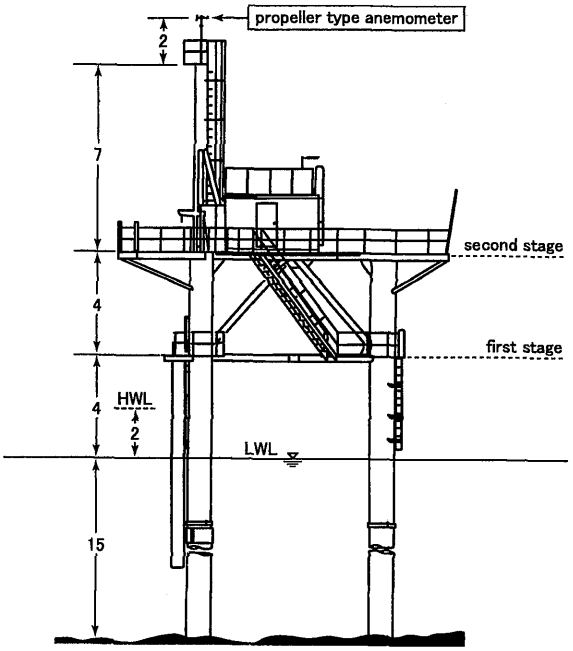

Fig. 1 Side view of the Tsuyazaki Observation Tower. HWL and LWL denote the high water and low water levels, respectively, due to the tide.

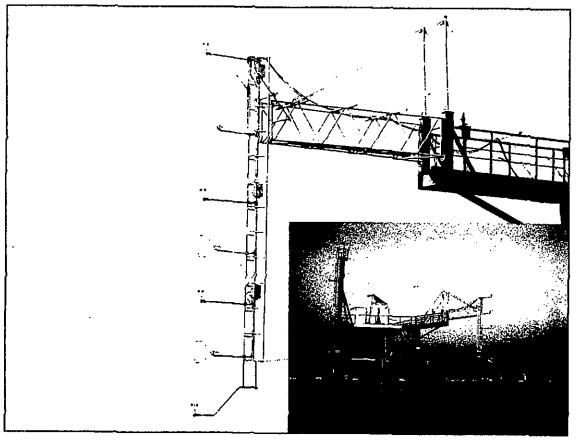

Fig. 2 Ultrasonic and cup-type anemometers arrayed vertically in a frame that is set away from the observation tower to avoid the possible interference of the tower.

運動エネルギーの生成と散逸が釣り合い，かつ散逸で決まる慣性小領域が存在することに基づく:

$$\begin{cases} \text{散逸と生成の釣り合い}: \ \epsilon = u_*^2 \dfrac{dU}{dz} = \dfrac{u_*^3}{\kappa z} \\ \text{慣性小領域}: \ E_{//}(k) = \dfrac{9}{55} C_K \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \end{cases}$$

但し，ϵ は乱流エネルギーの散逸率，z は海面からの高度，k は風下方向の波数，$C_K \approx 1.62$ はコルモゴロフの普遍定数である。また $E_{//}(k)$ は風下成分 u の波数スペクトルを表す。慣性小領域のスペク

トル・レベルとは $(9/55)C_K\epsilon^{2/3}$ を指す。

3. 慣性散逸法は横成分でも鉛直成分のスペクトルでも使える。但し

$$E_{\parallel}(k) : E_{\perp}(k) = 3 : 4 \qquad (2)$$

の関係に注意する。ここでは横成分 v の波数スペクトルを $E_{\perp}(k)$ と書いた。等方性乱流なら鉛直成分 w の波数スペクトルもこれと同じである。

4. 慣性小領域における波数スペクトルの大きさ (レベル) から摩擦速度を間接推定する。その前に，凍結仮説を用いて周波数スペクトルを波数スペクトルに換算する。その際　$Uk = \omega$ を用いる。但し ω は風速変動の角周波数を表す。結局，摩擦速度 u_* を求める手順は次のとおりである。

$$\begin{cases} E_{\parallel}(\omega) \Rightarrow E_{\parallel}(k) \\ E_{\perp}(\omega) \Rightarrow E_{\perp}(k) \end{cases} \Rightarrow \epsilon^{\frac{2}{3}} \Rightarrow u_*^2 \Rightarrow u_*$$

5. (1) を用いて u_* と $U(z)$ から基準高度 $z = 10$ m における風速 U_{10}，U_{10} に関する抵抗係数 $C_d \equiv \dfrac{u_*^2}{U_{10}^2}$，海面粗度 z_0 を計算する。

慣性散逸法の前提を以下にまとめておく。

(1) 準定常で，平均風速が鉛直方向に対数分布をする。
(2) 乱流エネルギーの散逸 ϵ で決まる等方性乱流の慣性小領域波数スペクトル ($\sim \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}$) が存在する。
(3) 凍結仮説を用いて周波数スペクトルを波数スペクトルに換算できる ($\omega = Uk$)。
(4) 運動量の鉛直輸送に伴う乱流エネルギー生成と，乱流エネルギーの散逸が局所的に釣り合う。

3. 観測，データ及び解析手法

海上実験は津屋崎沖観測塔で行った。観測塔は津屋崎沖 2 km の海上にある。水深は 15 m である。観測手法については簡単に述べるに止める。詳細は別論文を参照して頂きたい (増田ほか 2004, 丸林ほか 2004)[11)14)]。

3.1 津屋崎観測塔における計測実験

Figs. 1–2 に観測塔の形，大きさを示す。風速計を鉛直に並べた計測櫓を観測塔から張り出した位置に設置する。櫓には風速計 7 台を鉛直に配置する。うち 3 台は超音波風速計で，風速の三成分 (水平二成分と鉛直成分) を三つの高度で測る。超音波風速計を 4 台の三杯型風速計の間に挟む。後者では平均風速のみを測る。それぞれ 1 m ほどの間隔を空ける。海面に最も近いのが三杯型風速計でその高度は潮位に依存するが 2 m 以上程度である。

ここでは信頼できると判断した 2003 年 10 月 22 日の計測資料を解析に用いた[11)]。この日は，計測器が観測塔の風下にならず比較的強い風が吹いたので好都合であった。風速以外の気温・水温，潮位，波浪等全てで 24 項目

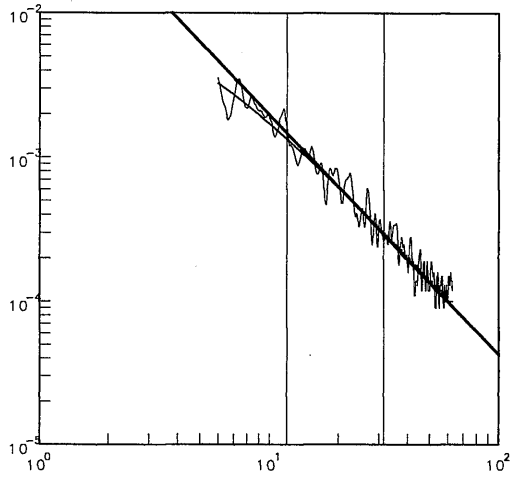

Fig. 3 Simulated spectra of velocity fluctuation: true one (smooth curve) and filtered one (fluctuating curve). The abscissa is the angular frequency and the ordinate the spectral density. The straight line with the fixed slope of −5/3 denotes the regression to the filtered spectrum in the frequency region bounded by two vertical lines.

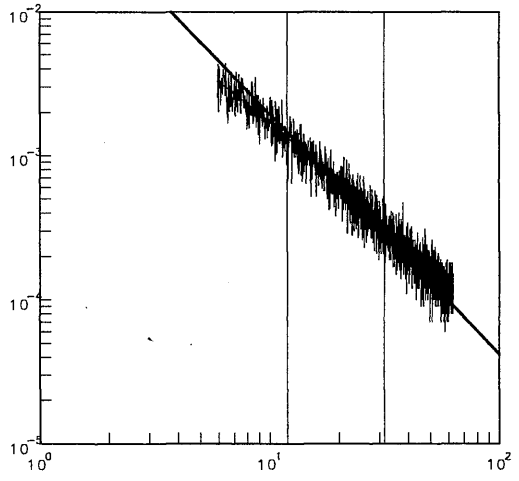

Fig. 4 The same as Fig. 3 except that spectra are true one (smooth curve, almost invisible) and that averaged over 20 samples (rugged curve).

を 50 Hz で採標し，約 5 分間のデータを一単位として解析する。今回の実験は秋で，気温・水温が殆ど同じだったので密度成層効果の補正は必要なかった。

3.2 単一標本でスペクトル・レベルを推定する方法

慣性散逸法の適用では概ね従来の手法に倣った。但し一点だけ工夫した。それは，−5/3 乗周波数領域 (慣性小領域) のスペクトル・レベルを見積もる方法である。有用な知見を得たので本文と付録に記す。

慣性散逸法では −5/3 乗スペクトル形を持つ周波数帯 (慣性領域) のスペクトル・レベルを推定しなければなら

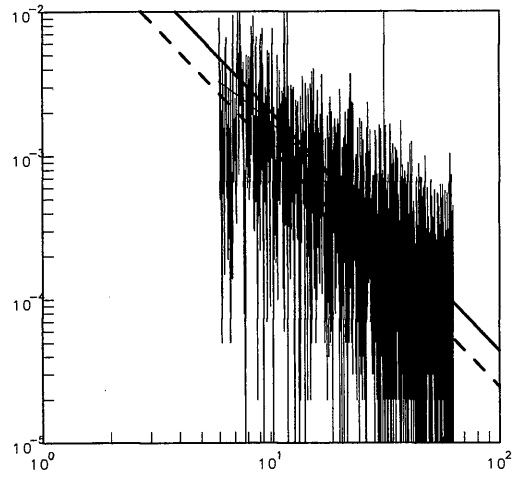

Fig. 5 The same as Fig. 3 except that spectra are true one (smooth curve, almost invisible) and a sample (wild curve). The straights line with the fixed slope of −5/3 are (1) the direct regression (dashed line) and (b) the direct regression with a recovery factor of 1.78 (solid line). The latter regression is close to the true spectrum, showing that the *direct regression method* works well only when the recovery factor is used.

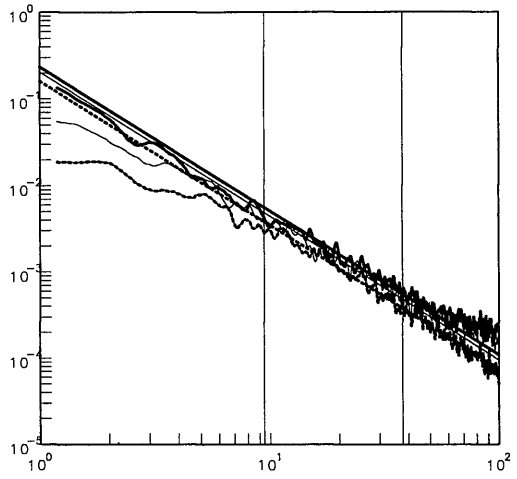

Fig. 6 Example of observed frequency spectra in the inertial subrange and their regression lines of the fixed slope of −5/3 : (a) longitudinal component u (top, thick line), (b) transverse component v (middle, thin line), and (c) vertical component w (bottom, dotted line). They were measured by the ultrasonic anemometer at the lowest altitude. Note that the spectral level is the highest for u and the lowest for w. Two vertical lines bound the frequency range of regression.

ない。良く知られた Large and Pond (1981)[13] の論文では，数個の標本平均を取った後で，三つの代表周波数のスペクトル値に −5/3 乗形を適合させスペクトル・レベルを推定していた。

しかし実際には海上風の変動はかなり速かった。同一条件下で標本を数個得るのは困難である。そこで比較的短時間 (実際に用いたのは 5.48 分) の一標本のみでスペクトル・レベルを推定する方法をいくつか考えてみた。

[1] 代表周波数一つを選び，強めに平滑化したスペクトル値を用いる (**簡易法**と呼ぶ)。周波数フィルターを標本平均の代用として使うだけなので簡単で使いやすい (増田ほか 2004)[11]。

[2] 生の単一標本スペクトルの多くの周波数点につき最小二乗法で −5/3 乗形の回帰直線を直接適合させる (**直接適合法**と呼ぶことにする)。適合させる周波数点が多いと標本平均の代用にもなると考える。

[3] スペクトルを周波数フィルターで先ず平滑化しておき，次いで多数の周波数点で −5/3 乗スペクトル形に適合させる。標本平均替わりに周波数フィルターを施した後に，多数の周波数点を使うという点で二度手間だが安全は見込める。

[1] と [3] では標本平均の代用として周波数三角フィルターを用いる。三角フィルターとは 周波数 ω_j における スペクトル $F(\omega_j)$ を

$$\tilde{F}(\omega_j) \equiv \sum_{k=-K}^{K} \frac{K-k}{K^2} \cdot F(\omega_{j+k}) \qquad (3)$$

に変換する平滑化操作である。K はフィルターの片側幅を表す。一方 [2] では周波数フィルターを一切省く。

[1] では慣性小領域にある十分高い周波数を選ばなければならない (実際に用いたのは 3 Hz $\Rightarrow \omega = 18.9$)。[2], [3] では適合させる周波数範囲を予め決めておく (用いたのは $9.47 \leq \omega \leq 37.7$)。−5/3 乗スペクトル形を有する周波数領域を自動判定する手法も試してみた。しかしデータを目で判定して周波数領域を固定するだけで十分だった。実用上はこれが簡便で確実であろう。

上に挙げた方法を試験し相互比較するために，次のような模擬計算を行った。

a 高周波で −5/3 乗形となるスペクトル形 $\overline{F}(\omega) \sim \left(1+\omega^{\frac{5}{3}}\right)^{-1}$ を想定する。

b 平均としてこのスペクトル形をもつ疑似標本スペクトルを多数作る。こうして作った標本 $F(\omega)$ は，平均値が $\overline{F}(\omega_j)$ で自由度 2 の χ^2 分布に従う。

c 多数の疑似標本スペクトルに対し，上に挙げた方法を適用してスペクトル・レベルを推定し結果を真値と比較し性能を評価する。

この場合，真のスペクトル・レベルが既知なので良否は直ちに判定できる。どれでも良さそうに見えるが，実際

に試してみるとそうでもない。Figs. 3– 5 に模擬計算の例を挙げる。それぞれ周波数フィルター ($K = 20$) のみを施したスペクトル ([3])，標本平均 (標本数 20) のみを施したスペクトル，単一標本のスペクトルである ([2])。与えたスペクトルも同時に描いているが，Fig. 3 以外では埋もれて殆ど見えない。図中の二つの縦直線の挟む周波数範囲で勾配を $-5/3$ に固定し，最小自乗法で回帰直線を求めた。Fig. 5 には，二つの回帰直線を示した。下の回帰直線は単一標本に対し [2] を単純適用した結果であり，スペクトル・レベルの推定値が真値より半分ほど小さくなっている。そのため付録に述べる復元係数 1.78 を掛ける必要がある。復元係数を掛けたのが上側の直線で所与のスペクトルに一致することが分かる。

ここには示さなかったが，[1] でもそう悪くない。広めであればフィルター幅にそれほど依らない。但し精度は落ちる。要するに簡易法 [1] でもそれほど悪くない結果が得られるし勿論 [3] でもよい。しかし理屈の上では [2] (直接適合法) が明快である。その理由を以下に述べる。

直接適合法以外だと周波数フィルターによる平滑化を用いる。そうしないとデータの散乱が大きくなってしまうからである。しかし周波数フィルターを用いると標本平均との関係が曖昧になってくる。例えば，周波数フィルターを施すと周波数の関数として凸性を有する (実際上必ずそうなる) スペクトルではバイアスを生じ得る。この曖昧さが直接適合法にはない。

複数個の標本がとれる場合には標本平均を取った上で同じ直接適合法を使うこともできる。いずれにしろ，直接適合で求めたスペクトル・レベルは，そのままでは真値より小さい。標本平均で用いた標本数 $n = 1, 2, 3, \cdots$ に応じて 1.78, 1.31, 1.09, $\cdots$ を復元係数として掛けておかねばならない (数値の意味は付録を参照)。$n = 3$ で摩擦速度を見るのなら復元係数を掛けなくても誤差は $\sqrt{1.09} - 1 = 0.04 = 4\%$ である。しかし，$n = 1$ または $n = 2$ では，この違いが大きい。Large and Pond 式に標本平均を用いるにしても大標本でない限り復元係数を適用しておくべきである。

この効果の大きい $n = 1$ ($n = 2$ でも同様) の場合に復元係数を用いる直接適合法を実際に試験した結果は先に示したとおり良好であった (Fig. 5)。ここで用いた方法には汎用性がある。慣性散逸法以外でも似たような状況で使ってみると良い。

4. 結　　果

4.1 三成分の慣性領域スペクトルの比較

海上で計測した u, v, w の周波数スペクトルの典型を Fig. 6 に示す。殆どこのようになった。ここでは v, w のスペクトルには 3/4 を乗じて u のスペクトル・レベルに揃えた。等方性乱流の慣性散逸領域なら (2) の関係

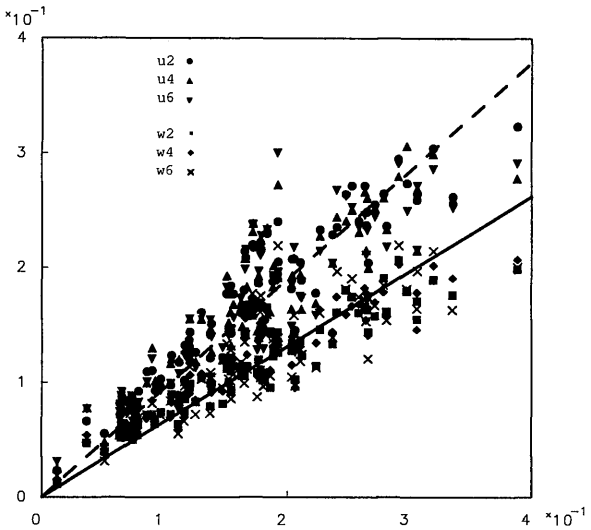

Fig. 7 Scatter diagram of wind stress: the IDM based on the lintitudinal component u [u2, u4, u6] and the vertical component w [w2, w4,w6] against the profile method, where "2" of "u2", say, refers to the number of the anemometer from the sea surface. Regression lines are for u (dahsed) and w (solid).

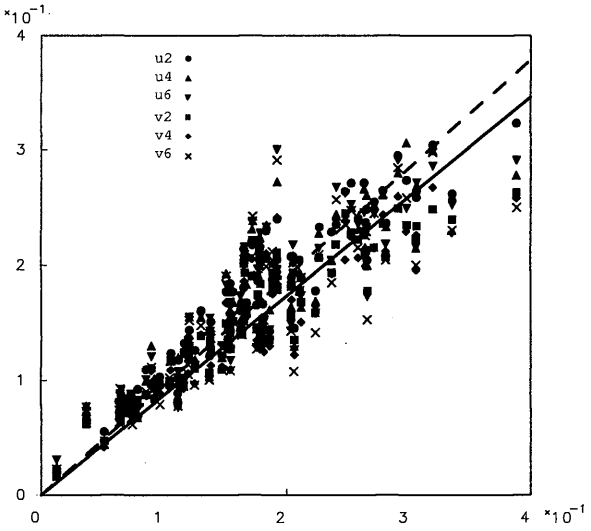

Fig. 8 The same as Fig. 7 except that the IDM based on the vertical component w is replaced by the IDM based on the transverse component v. Regression lines are for u (dahsed) and v (solid). See also the legend of Fig. 7 for other notations.

がある筈だからである。

風速変動の三成分がいずれも明瞭な $-5/3$ 乗形スペクトルを有することが分かり，慣性小領域であることを強く示唆しているようである。しかし，本当に局所等方性乱流慣性小領域を表すかとなると疑問がある。ひとつはスペクトル形状に僅かな違いがあることである。右端の高周波側を見ると u, v では $-5/3$ 乗より緩勾配になるのに対し，w ではそのようなことがない。慣性散逸法の観点から重大になるのはスペクトル・レベルの違いである。風下成分のパワーが最大で，横成分は風下成分より

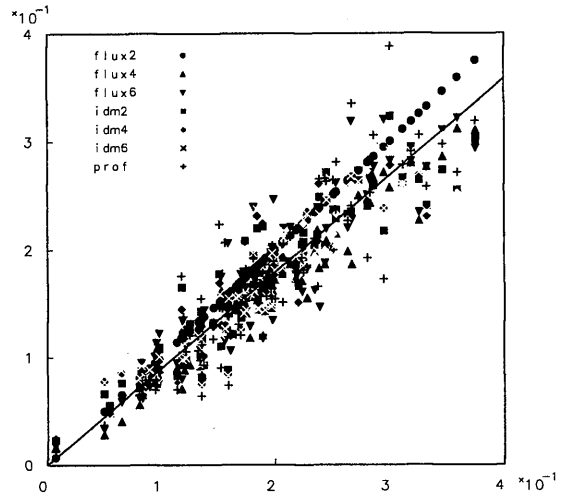

Fig. 9 Scatter diagram of wind stress: the IDM based on u [idm2,idm4,idm6], the eddy-correlation method [flux2, flux4, flux6] and the profile method [prof] against the eddy-correlation method [flux2].

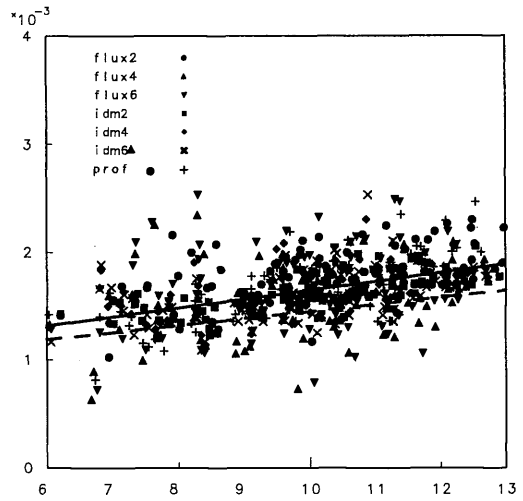

Fig. 10 Drag coefficient against U_{10}, the data being the same as in Fig. 9. The solid line is the regression to the data here and the dashed line is the experimental formula by Wu.[15)]

ほんの僅か小さい。しかし，鉛直成分となると全周波数域に亘り目だって小さい。

一見すると三成分いずれにも慣性小領域が存在し基本仮定を満たしているように見える。しかしそのスペクトル間には有意なレベル差と形状差がある。風洞で実現できる等方性乱流とは何かが違うようである。海面の影響もしくは何か不明の要因があるのかもしれない。証拠は不十分であるが，海上風乱流は等方性でなく，慣性散逸法の前提を満たさないことを示唆すると考えられる。

4.2　成分間の比較・分布法との比較

慣性散逸法の仮定が成り立てば風下成分，横成分，鉛直のどの成分を使っても，同じ答になる筈である。しかし上で見たように実際は成分による系統差が明瞭だった。従って慣性散逸法を無条件には使えない。どの成分なら良いのか，あるいは全て駄目なのかという問題がある。

先ず成分どうしの違いを風応力の散布図で調べる。Fig. 7 の縦軸には，縦成分 u，鉛直成分 w のスペクトルから慣性散逸法で求めた風応力をプロットする。横軸に (独立な方法である) 分布法で求めた摩擦速度をとる。高度による違いも区別して表現している。明らかに w 成分のスペクトルから慣性散逸法で求めた風応力は u 成分のスペクトルから求めた値より目立って小さい。Fig. 8 の縦軸には風下成分 u (前図と共通) と横成分 v から慣性散逸法で求めた摩擦速度を描いた。v を使うなら違いは小さいことが分かる。比例形を仮定して求めた回帰係数 (分布法による値に対する比) は u, v, w でそれぞれ 0.95, 0.87, 0.66 である。従って w を使うと u を使うより風応力の見積もりが 0.69 倍に小さくなってしまう。

Fig. 9 の散布図では慣性散逸法を他の方法と相互比較

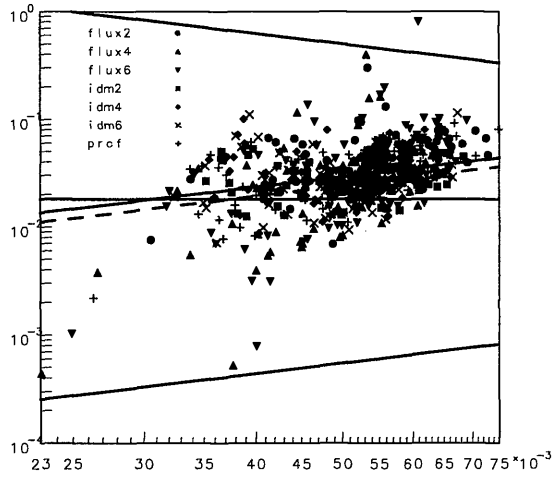

Fig. 11 Nondimensional roughness gz_0/u_*^2 against wave-wind parameter or inverse wave age $\omega_p u_*/g$, where ω_p denotes the peak frequency of the wind-wave spectrum and g the acceleration due to gravity. The data are the same as in Fig. 9. Straight lines expresse several experimental formulas for the non-dimensional roughness as a function of the wave-wind parameter (see text).

している。図の横軸には，海面に最も近い超音波風速計で渦相関法によって求めた風応力を取った。縦軸は渦相関法，分布法，慣性散逸法の三法による風応力の全てである。但し慣性散逸法は縦成分 u によるもののみに限った。この図から，縦成分なら他の二つの方法に良く一致することが分かる。散乱は大きいが，三つの方法はほぼ一致するので，結果を信頼できるものと見なせる。図中の回帰直線の傾きは 0.89 だった。横軸の渦相関法に比べると他の方法は全体として小さめに出ていることも分かる。

要するに慣性散逸法では縦成分を用いるものが分布法・渦相関法と最も良く合う。しかし，鉛直成分を用いる慣性散逸法では風応力を過小評価してしまう。ここには示さないが，時系列の形で見ても，縦成分による慣性散逸法は渦相関法・分布法と良く連動していた。

4.3 摩擦速度と海面粗度

慣性散逸法の最終目標である海面抵抗係数と粗度がどうなったかを次に示そう。以下の図では，(風下風速成分による) 慣性散逸法，分布法，渦相関法によるデータを全て用いた。なお，平均風速分布が対数則を満たさない場合を除くため，対数速度分布への適合度が 0.9 以下のデータは除いている。

Fig. 10 に U_{10} に対する抵抗係数を示す。$6 < U_{10} < 13$ (m/s) の範囲で $1 \times 10^{-3} \sim 2 \times 10^{-3}$ であった。図中上側の直線が今回の実験式で下側の直線が Wu (1980)[15] による実験式を表す。少し大きめであるが，従来言われてきた抵抗係数の値を大きくはみ出すものではない。

Fig. 11 は無次元粗度 $\tilde{z} = gz_0/u_*^2$ と波風径数 (波齢の逆数) $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ との関係を示す。ここに g は重力加速度，ω_p は波浪のピーク周波数を表す。無次元粗度は $10^{-4} < \tilde{z}_0 < 10^0$ の範囲にある。その中心部はおよそ 3×10^{-2} 付近にあり Charnock 定数の標準値 1.8×10^{-2} (図中の水平線) より大きい。図の最下部にある +1 勾配の直線が Masuda and Kusaba[4] の実験式，図上部の −1 勾配の直線が Toba et al.[6] の実験式を表す，また，中程にある二つの右上がりの直線のうち下側が HEXOS 実験による実験式[7] であり，上側が本研究で得たデータに基づく実験式である。大きすぎることもなく小さいということもない。精度が良いという評価のある HEXOS 実験 (Smith et al. 1992)[7] に近かったことにも注意すべきである。また無次元粗度 $\tilde{z}_0$ は波風径数 $\tilde{u}$ とともに増加する傾向があった。これも従来の結果に近い[7]。抵抗係数・無次元粗度の二つとも全体に中庸で実験室よりやや大きいという結果は重要な意義を持つと考えている。

4.4 考　　察

縦成分なら慣性散逸法による推定は分布法，渦相関法による推定と良く一致する。その場合，等方性風洞乱流で得られたコルモゴロフ定数をそのまま用いても良かった。しかし鉛直成分を用いた慣性散逸法はそのままでは使えない。適当な補正係数を掛けさえすれば鉛直成分でも悪くない。但し補正係数は全くの経験定数であり，他の季節あるいは他の計測系で同様になるという保証はない。

本研究に限らず，慣性散逸法で推定した風応力は，渦相関法のように素性の知れた方法に比べると小さめになるようである。Large and Pond 流で標本数が二ないし三個と少ない場合にも復元係数を掛けていなければ多少は小さめに出るだろう。また，慣性散逸法の原理から考えても小さくなる可能性がある。風は波浪にも運動量を輸送し，エネルギーを失っている。波浪に渡す運動量・エネルギーは気流内の乱流エネルギー生成とエネルギー散逸に関係しない。いずれにしろ，この問題は精度の良い風洞水槽実験を通じて更に検討していく必要がある。

5. おわりに

慣性散逸法は扱い易い反面，多くの仮定に依存し根拠が曖昧である。その特性と問題点を明らかにし手法を改良するための検討を加えた。また慣性散逸法の妥当性という観点から海上風の特性を併せて考察した。結論は以下のとおりである。

1. 慣性小領域のスペクトル・レベルを小標本から推定するための新しい方法として直接適合法を開発した。この方法では標本数に応じた復元係数を使う。その値は統計理論に基づく。
2. 超音波風速計で計測した海上風速変動の風下成分，横成分，鉛直成分全てに $-5/3$ 乗形のスペクトルが見られた。しかし高周波側で鉛直成分のスペクトル形がずれており，また鉛直成分のスペクトル・レベルは風下成分の 70 % に過ぎない。これは海上風が慣性散逸法の前提を満たさないことを示唆する。
3. 分布法や渦相関法による推定と最も一致する結果を与えるのは風下成分に基づく慣性散逸法である。
4. 風下成分を用いる場合すら慣性散逸法が正しい保障はまだない。鉛直成分も使い方 (補正係数) によっては利用できる可能性がある。そのほか，密度成層の効果，海面の効果，計測器の特性を考えるなど慣性散逸法の適用には細心の注意が必要である。
5. 従来の結果に比して，抵抗係数も海面粗度も中庸の値であった。また水槽実験の値よりやや大きかった。

参考文献

1) Charnock, H. (1955): Wind stress on a water surface, *Quart. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 639–640.

2) Stewart, R. W. (1974): The air-sea momentum exchange, *Boundary-Layer Meteorol.*, **6**, 151–167.

3) Garratt, J. R. (1977): Review of drag coefficients over oceans and continents, *Mont. Wea. Rev.*, **105**, 915-929.

4) Masuda, A. and T. Kusaba (1987): On the local equilibrium of winds and wind-waves in relation to surface drag, *J. Oceanogr. Soc. Jap*, **43**, 28–36.

5) Geernaert, G. L., S. E. Larsen and H. Hansen (1987): Measurements of the wind stress, heat flux and turbulent intensity during storm conditions over the North Sea, *J. Geophys. Res.*, **92**, 13127–13139.

6) Toba. Y., N. Iida, H. Kawamura, N. Ebuchi and I. S. F. Jones (1990): Wave dependence of sea surface wind stress, *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 705–721.

7) Smith, S. D., R. J. Anderson, W. A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. DeCosmom, K. B. Katsaros, K. L. Bumke, L. Hasse and H. M. Chadwick (1992): Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS Results, *Boundary-Layer Meteor.*, **60**, 109–142.

8) Yelland, M. and P. K. Taylor: Wind stress measurements from the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 26, (1996) 541-558.

9) Taylor, P. K. and M. J. Yelland (2001): The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves, *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 572–590.

10) Ueno, K. and M. Deushi (2003): A new empirical formula for the aerodynamic roughness of water surface waves, *J. Oceanogr.*, **59**, 819-831.

11) 増田章，丸林賢次，石橋道芳，奥野章 (2004): 津屋崎沖観測塔で観測した海上風乱流 I．計測法と予備解析 *Rep. Res. Inst. Appl. Mech.*, **126**, 23–39.

12) Jones and Y. Toba (2001): *Wind stress over the Ocean*, Cambridge University Press, 307 pp.

13) Large, W. G. and S. Pond (1981): Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds, *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 324-336.

14) 丸林賢次，石橋道芳，渡邊公彦 (2004): 海上観測タワーでの計測について，九州大学応用力学研究所技術職員技術レポート, No. 5, 39–48.

15) Wu, J. (1980): Wind stress coefficients over sea surface near neutral conditions — A revisit, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 727–740.

付　録

A1. 直接適合法における復元係数

一回の計測または一つの標本スペクトルから慣性小領域のスペクトル・レベルを推定する「直接適合法」を考えた。多数の周波数点について $-5/3$ 乗形を適合させてスペクトル・レベルを見るもので，標本平均と周波数フィルターは一切用いない。しかし，単純に適合させると真のスペクトル・レベルの半分ほどにしかならない。真の値を得るには復元係数を乗じる必要がある。注意すべきは復元係数が単なる経験定数ではないことである。その意味を明らかにしておく。

$-5/3$ 乗形に適合させるには先ず周波数スペクトル $F(\omega)$ の対数を取る。次いで傾き $-5/3$ の直線をこのデータ (対数値) に適合させる。最小自乗法はデータの平均値を通るような回帰係数を与える。問題はスペクトルの対数を取るところにある。スペクトルの対数の平均はスペクトルの平均の対数ではない。

一つの標本スペクトルは各周波数で自由度 2 の χ^2 分布をする。周波数 ω を一つ固定し，平均値を 2 となるように規格化する。即ち，規格化したスペクトル値を ρ として $\overline{\rho}=2$ である。$\bar{\bullet}$ は確率平均を表す。他方

$$\overline{\log\rho}=\int_0^\infty \log\rho p_\rho(\rho)\,d\rho=\log 2-\gamma \qquad \text{(A1)}$$

となる。但し p_ρ は ρ の確率密度関数で，$\gamma=0.57721\cdots$ は Euler の数である。つまり

$$\overline{\log\rho}-\log\overline{\rho}=\overline{\log\rho}-\log 2=-\gamma \qquad \text{(A2)}$$

だけスペクトル対数の平均値はスペクトル平均の対数と異なる。このため，単一標本スペクトルに対し直接適合法を適用して得られるスペクトル・レベル推定値は

$$\mathrm{e}^{\overline{\log\rho}-\log\overline{\rho}}=\mathrm{e}^{-\gamma}=0.5614 \qquad \text{(A3)}$$

倍だけ真のスペクトル・レベルより小さい。逆に言えば $1/0.5614=1.7814$ 倍すれば真の値になる。

n 個の標本の平均を使う場合は次のようになる。n 標本平均スペクトル密度は自由度 $2n$ の χ^2 分布に従うので

$$\rho\sim\chi^2(2n)\Rightarrow p_\rho=\frac{\rho^{n-1}}{2^n\Gamma(n)}\mathrm{e}^{-\rho} \qquad \text{(A4)}$$

であり，その平均は $2n$ となる。一方，

$$\overline{\log\rho}=\log 2+\psi(n) \qquad \text{(A5)}$$

となる。ここで $\psi(y)$ は

$$\psi(y)\equiv\frac{1}{\Gamma(y)}\frac{d\Gamma(y)}{dy} \qquad \text{(A6)}$$

で定義される digamma 関数 であり，$\Gamma(z)$ は gamma 関数である。

$$\frac{\mathrm{e}^{\overline{\log\rho}}}{\overline{\rho}}=\frac{\mathrm{e}^{\psi(n)}}{n} \qquad \text{(A7)}$$

が真値との比を表す。標本数 n を増やせば下から 1 に近づく。復元係数はその逆数で 1 より大きい。