

風波下の乱流の相似構造と乱流エネルギーの生成・逸散 に関する研究

山下 裕之* ・長谷 部 純**・泉 宮 尊 司***
黄 光 偉****・石 橋 邦 彦*****

本文は、風波下の乱れ特性について論じるものである。風洞水槽を用いた実験結果から、乱れ成分と波動成分を分離し、風波下の乱れの発生、移流、逸散等を評価した。砕波に伴い乱れエネルギー、逸散率、Reynolds 応力などの挙動を明らかにした。低周波数側および高周波数側にも f の $-5/3$ 乗則に従う慣性小領域が存在していることを示し、高風速領域における乱流相似則が成立することを明らかにした。また問題提起として、 $k-\epsilon$ モデルを砕波に伴う吹送流の解析に適用する際の改良についても提案した。

1. はじめに

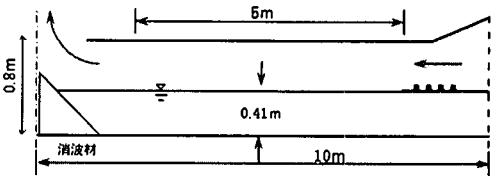
気液界面を通しての物質移動機構は、例えば大気・海洋間すなわち風波乱流場を通しての二酸化炭素の吸収問題は、気泡や液滴の運動をも含めた気液界面近傍の乱流構造に強く影響される。この問題は、地球温暖化対策と関連して非常に重要である。風波下の乱流の生成・発達過程を踏まえてその乱流構造を正しく理解することは、乱流モデルの構築、さらにはこれら諸現象の解明やそれに基づくモデル化のための必須の課題であると言える。風波直下の乱流構造の発達過程を精度よく予測するには、界面近傍におけるエネルギー輸送量と共にエネルギー逸散量を正確に評価する必要がある。風波に関する研究については、Baines・Knapp (1965) に始まり、その後 40 年間に、水槽を用いた実験が数多くなされている (Toba・Kawamura, 1996; 中山・禰津, 2000; 安田・水谷, 2000)。しかしながら、白波砕波を伴う風波下のエネルギー逸散については、その実測データも殆ど存在しないことから、そのモデル化の精度については検証する術はなかったと言える。

そこで本研究では、風洞水槽を用いて風波下の 3 次元流速場を詳細に測定し、乱れエネルギーの移流項、乱れの発生項および拡散項を実測に基づいて算定することにより、エネルギー逸散項を評価することを研究の目的とする。また、エネルギー逸散項のモデル化に資するために、Kolmogoroff の慣性小領域の存在や乱れ強度および Reynolds 応力の局所相似性が成立しているかどうかを調べ、風波下の乱流特性を明らかにすることを目的としている。さらに、 $k-\epsilon$ モデルを高風速の吹送流計算に応用する際、砕波による乱れ付加生成項の導入を提案した。

2. 実験方法

図一に実験装置の概略図を示す。実験には長さ 10

m、高さ 0.8 m、幅 0.4 m の矩形断面を有する風洞水槽を用いた。水深は 41 cm に固定し、流れが十分に発達している水路上端から吹送距離 5 m の位置で計測を行った。流速測定は、3 成分の超音波ドップラー流速計を用いて行った。流速データのサンプリング周波数は 50 Hz である。また流速測定時には容量式波高計を水路中央断面に設置し、流速と水面変動を同時に測定することにより、それらのデータを用いて波動と乱れの分離を行った。風速の鉛直分布は小型プロペラ式風速計により測定した。



図一 実験水路の概略図

表一に実験条件を示す。ここで、rpm は送風機の回転数、 u_* は気流の摩擦速度、 U_r は基準風速として水面上 10 cm の位置で測定した風速、 z_0 は対数則から得られた水面粗度である。

表一 実験条件

	rpm	u_* (cm/s)	U_r (m/s)	z_0 (cm)
Case 1	600	30.8	5.675	0.00644
Case 2	750	34.6	7.025	0.00296
Case 3	900	46.2	8.450	0.00690
Case 4	1050	60.2	9.985	0.01351
Case 5	1200	85.2	11.185	0.04564
Case 6	1350	118.5	12.105	0.16631

3. 風波の乱れの取扱い

乱れエネルギーの輸送方程式は、一般に次式で表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\rho}{\rho} + k \right) u_j - \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \dots \dots (1)$$

* 工修 国土交通省北陸地方整備局
豊栄市役所
** 正会員 工博 新潟大学教授 工学部建設学科
*** 正会員 工博 新潟大学助教授 工学部建設学科
**** 正会員 新潟大学技官 工学部建設学科

ここに、 k は乱れエネルギー、 U_i は x_i 方向の平均流速成分、 u_i は x_i 方向の乱れ成分、右辺の第1項は乱れ生成項、同じく第2項目は拡散項、第3項目はエネルギー逸散項である。

本実験においては、乱れ強度の時間平均および水平方向の微分はゼロである。乱れの垂直方向の移流項、乱れの生成項および拡散項の測定結果を用いて、式(1)により、乱れエネルギー逸散項を評価する。

測定した流速には、平均流速成分、波動流速成分および乱れ成分が含まれている。平均流速成分については、流速測定結果の時間平均より求められる。平均流速成分のみを取り除いた成分から、波動成分と乱れ成分を分離するために、水面波形にコヒーレントな成分を次式の線形フィルターにより分離する。

$$\tilde{u}_i = \sum_{j=0}^N a_j \eta_{i-j} + \varepsilon_i = u_{wi} + \varepsilon_i \quad i=1 \sim N_T \cdots (2)$$

ここで、 u_{wi} は波動成分、 ε_i は乱れ成分、 N_T は変動流速成分のデータ個数、 N は線形回帰次数である。両辺に η_k を乗じて、平均をとることにより、係数 a_k を求める行列式が得られる。

$$\begin{bmatrix} C(0) & \dots & C(N) \\ \vdots & & \vdots \\ C(N) & \dots & C(0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{\tilde{u}_i \eta_i} \\ \vdots \\ \overline{\tilde{u}_i \eta_{i-k}} \end{bmatrix} \cdots (3)$$

$C(k)$ は水面の自己相関係数である。この最適な線形回帰次数は、次式の赤池情報量基準 (Akaike's Information Criterion: AIC) を最小とする次数として算定される。

$$AIC = N_T \log \sum_{i=1}^{N_T} \varepsilon_i^2 + 2N \cdots (4)$$

この式から計算した AIC と線形回帰次数との関係を図-2に示す。この図より AIC が最小の線形回帰次数はおおよそ 23 であると考えられる。よって、最適な線形回帰次数を 23 とし、乱れの分離を行った。

図-3 および図-4 は、Case 5 においてそれぞれ変動流速成分から分離した波動成分と乱れ成分のスペクトルである。これにより水面波の周期に対応するピーク領域では波動成分が卓越していることから、両者の分離がうまく出来ていることを示している。また、実験水槽における風波の乱れのスペクトルは低周波側でも大きくなっていることが分かる。

4. 実験結果および考察

図-5~7 は、Case 1, 5, 6 の平均流速を示したものである。このグラフから、どのケースでも水面近傍における水平流速が図中の直線で近似でき、波の影響を受けても対数則にほぼ従っていることが言える。また風速の増加とともに水面近傍の速度勾配が大きくなり、壁面せん断流境界層と類似していることが分かる。さらに、風

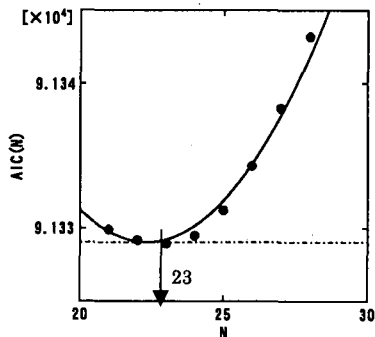


図-2 AIC による線形回帰次数の推移

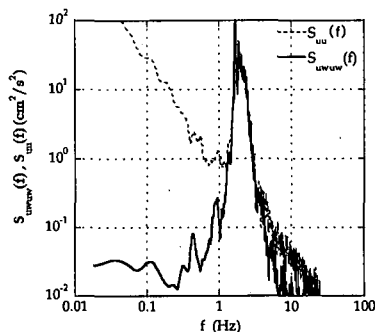


図-3 波動成分のスペクトル (Case 5, $z = -5$ cm)

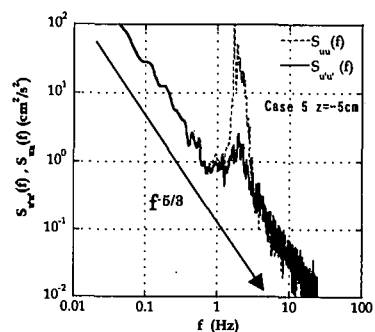


図-4 乱れ成分のスペクトル (Case 5, $z = -5$ cm)

速の増加により鉛直方向の流速が増加し、強風の場合には水槽の中層以下で上昇流が生じていることが分かる。

図-8 には、各ケースの乱れエネルギーの鉛直分布を示す。明らかに風速が大きければその値も急激に大きくなっている。また、どのケースでも約 20 cm 水深以下で乱れエネルギーは一定値になり、風応力の伝達に限界があることを示唆している。図-9 には、乱れの生成項を示す。風速の増加により、乱れ生成項は増大する様子が見られる。特に碎波発生時 (Case 6) に、乱れ生成項が大幅に増大していることが分かった。なお、深さ方向の微分値を算定する際には、3 次スプライン関数を用いてい

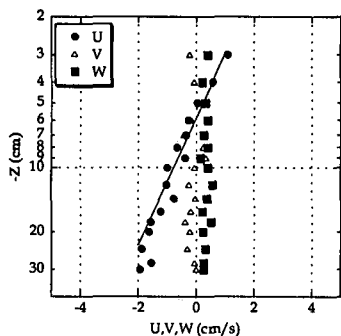


図-5 平均流速 (Case 1)

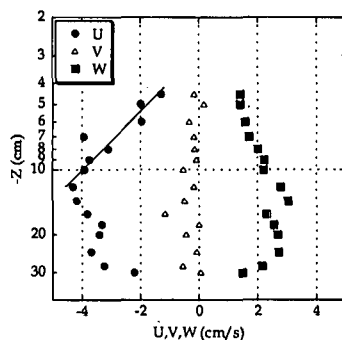


図-7 平均流速 (Case 6)

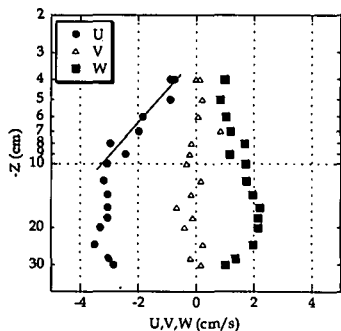


図-6 平均流速 (Case 5)

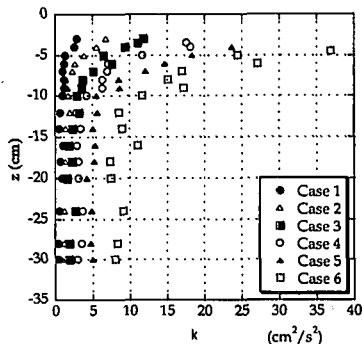


図-8 乱れエネルギー

る。

図-10, 11 には、それぞれ乱れエネルギーの鉛直方向の移流項、拡散項の分布を示している。図に示すように、移流項と拡散項の働きは高風速ほど大きく、また本実験で移流項、拡散項および生成項の大きさはほぼ同程度であることが明らかになった。強風場合の移流項の大きな寄与は、上昇流がもたらしたものと考えられる。

図-12 には、乱れエネルギー収支式から算出された乱れエネルギーの逸散率の鉛直分布である。風速の増大に伴い逸散率が大きくなる。特に、砕波が生じている Case 5 および Case 6 と低風速の Case 1~4 を比較してみると、砕波により、水面付近の逸散率は、大幅に増大していることがわかる。砕波が発生した場合に水面付近のエネルギー逸散率は、低風速の場合の 3~10 倍に達していることが明らかになった。

また乱れの局所相似性を調べるために、水面摩擦速度と代表長さである乱流境界層厚等を用いて、乱れエネルギー逸散率、Reynolds 応力および乱れエネルギーを無次元化して比較した。図-13 に示すように、高風速の Case 4~6 では、無次元化した逸散率全データは 1 つ曲線で十分近似でき、高風速側で相似則が成立していることが分かった。一方で、図-14 に示すように、低風速の Case 1~3 において、同じ scaling で無次元化した逸散率

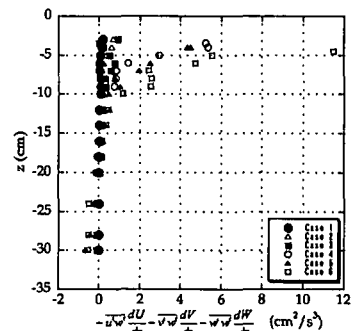


図-9 乱れ発生項

にはばらつきがあり、相似則が成立してない。風速の増大に伴い逸散率のスケールが変わることを示唆している。

図-15 には、無次元化した Reynolds 応力を示す。測定データ全体にはばらつきがあり、風速によって、代表スケールが異なることが言える。高風速の場合には、風速にあまり依らずほぼ同一の鉛直分布関数に従っていることが明らかとなった。

鉛直方向質量保存則から水面流速 U_s を推定することによって、 U_s/u_{*} が 0.5 であることが分かった。水面上の風速分布は対数則に従うとすれば

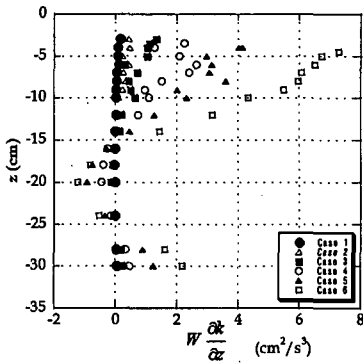


図-10 水深方向の移流項

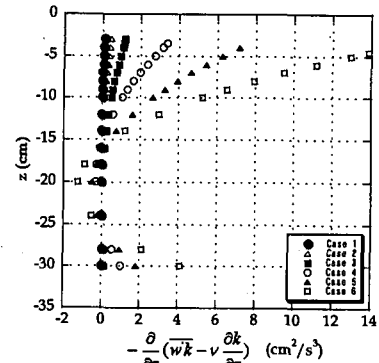


図-11 水深方向の拡散項

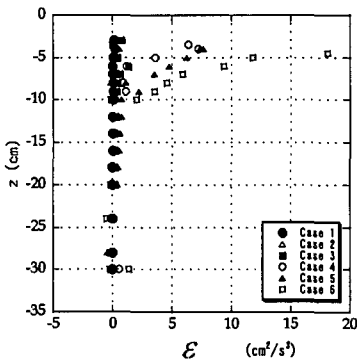


図-12 乱れの逸散率

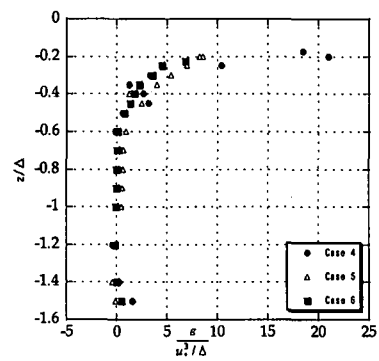


図-13 高風速場合の無次元化した逸散率

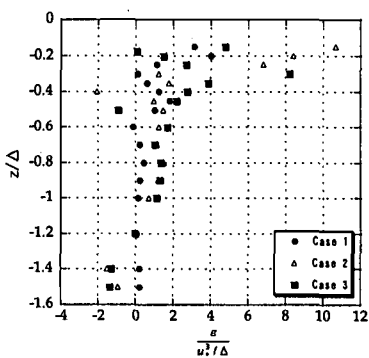


図-14 低風速場合の無次元化した逸散率

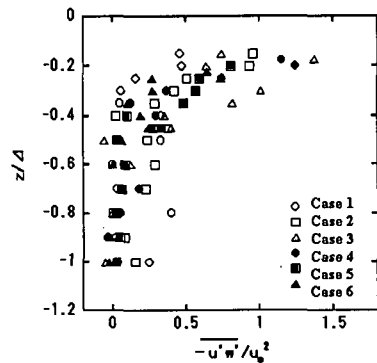


図-15 無次元化した Reynolds 応力

$$\frac{U_{10}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

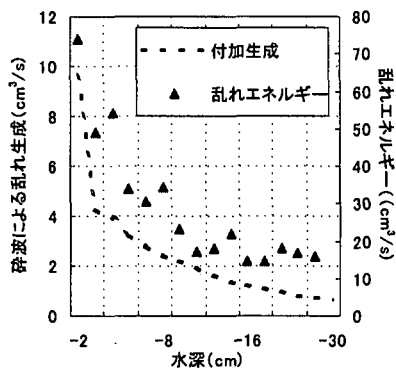
ここに、 U_{10} は水面上10 m 高度における風速である。したがって、表面流速を次式により算出することができる。

$$U_s = 0.5 \times \kappa U_{10} / \ln(10/z_0) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$z_0 = 0.05$ とすれば、この式から推定した表面流速値は、 Wu のフロートによる実験値とほぼ一致している。

5. k - ϵ モデルの適用について

砕波が発生した時、水面近傍の乱流エネルギーと平均流速勾配との相関が低いことは、小笠原・安田 (2002) の実験により明らかにされている。また砕波に伴い界面水面近傍の逸散率が大幅に増大する現象は、標準の k - ϵ モデルでは再現できないことは言うまでもない。砕波による乱れエネルギーが表層に卓越していることを直接的に



図—16 碎波による乱れ付加生成項 (Case 6)

評価できるような改良型の k - ε モデルが求められている。

従来、碎波の影響は、界面フラックスとして取り扱われている (Craig・Banner, 1994)。本研究では、水面近傍における乱れエネルギーと平均流速勾配との相関が低いことを踏まえて、 k - ε モデルを碎波に伴う吹送流に適用する際、碎波による乱れエネルギー付加生成項の導入を提案する。次元解析に基づいて、付加生成項は次式で表す。

$$P(\text{付加生成項}) = a \frac{u_*^2 U_s}{\kappa(z+z_0)} \dots\dots\dots (7)$$

本実験 Case 6 のデータを用いて、付加生成項が導入された乱流エネルギー支配式から、 $a=0.0012$ と推定された。その鉛直分布を図—16 に示す。水深に伴い急激に減衰する特徴を有する。水面付近において、付加生成項と乱れエネルギーとの相関が高いことが明らかである。

6. 結 論

本研究では、風洞水槽内において 3 次元流速場を測定し、風波下の乱流特性と乱流エネルギーの生成・逸散を評価し、以下の事柄が明らかになった。

- (1) AR フィルタおよび AIC 基準を用いて、波浪成分と乱れ成分がほぼ上手く分離できた。この時の AIC 基準による最適次数は、 $N=23$ であった。風波のピーク周波数よりも低周波数側および高周波数側にも f の $-5/3$ 乗則に従う慣性小領域が存在

していることが確認された。

- (2) 乱れの発生項の分布は、深さ 20 cm 以深では殆ど 0 であり、主に上層部の 10 cm 以浅の領域で乱れが発生していることが分かった。また碎波発生時、乱れ生成項の寄与が大幅に増大していることが明らかとなった。
- (3) 実験結果により、乱れの鉛直移流項の絶対値が大きく、風波表面から乱れが有意に移流拡散していることが明らかとなった。
- (4) 高風速の各ケースにおいて、無次元化された Reynolds 応力と乱れエネルギー逸散率の鉛直分布は風速にあまり依らず、ほぼ同一の鉛直分布関数に従っていることが明らかとなった。また表面流速と摩擦速度との関係から風速による表面流速の推定式が得られた。
- (5) k - ε モデルを高風速の吹送流計算に適用する際、碎波による乱れ付加生成項の導入を提案した。

なお、本研究の一部は平成 14 年度日本学術振興会科学研究費基盤研究 C(2) によったことを付記し、感謝いたします。

参 考 文 献

- 小笠原敏記・安田孝志 (2002): 吹送流の乱流構造と碎波によって生成される乱流成分について、海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 326-330.
- 中山忠暢・瀬津家久 (2000): 風波の乱流構造について、土木学会論文集, No. 642/II-50, pp. 45-56.
- 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・川越雄太・小野田武 (2000): 強風下に生成された水面バースト層とその乱流特性、海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 106-110.
- Baines W. D. and P. E. Knapp (1965): Wind driven water currents, J. Hydr. Div., ASCE, Vol. 91, No. 2, pp. 205-221.
- Craig, P. D. and M. L. Banner (1994): Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer, J. Phys. Oceanogr., Vol. 24, pp. 2546-2559.
- SonTek/YSI, Inc. (2000): SonTek ADVField/Hydra Acoustic Doppler Velocimeter (Field) Technical Documentation.
- Toba, Y. and H. Kawamura (1996): Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, J. Oceanogr., Vol. 52, pp. 409-419.
- Wu, J. (1968): Laboratory studies of wind-wave interactions, J. Fluid Mech., Vol. 234, pp. 91-111.