

## 風波乱流場におけるエネルギー散逸率の評価

九州大学 大学院総理工 学生会員 ○津守 博通 正会員 杉原 裕司  
 応用力学研究所 非会員 増田 章

## 1. はじめに

海面下の乱流境界層の構造を明らかにすることは、海中の物質輸送および大気海洋間における運動量や気体の交換過程を明らかにする上で重要である。従来の研究において波浪・砕波の存在によって海面下の乱流が強化されることが報告されているが、そのメカニズムや波浪・乱流特性量に対する依存性は十分に明らかにされていない<sup>1)</sup>。本研究の目的は、風洞水槽実験に基づいて風波乱流場におけるエネルギー散逸率を評価し、壁面せん断乱流との比較や風波特性量を考慮したパラメタリゼーションについて検討することである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験には、長さ17m、高さ0.8m、幅0.6mの矩形断面を有する風洞水槽(九州大学応用力学研究所所有)を用いた。全てのケースにおいて水深は0.39mに固定された。実験は基準風速 $U_r$ を5.0, 7.5, 10.0m/sと変化させた3ケースについて実施した。それぞれのケースにおいて、吹送距離10.75mの位置で風速と水中流速の鉛直分布および波高の測定を行った。風速の測定にはピトー管を用い、流速の測定には3次元超音波ドップラー流速計を用いた。流速は水深2~26cmの範囲で計測され、それぞれサンプリング周波数25Hzで16384個のデータが取得された。また、波高の測定には容量式波高計を用いた。

## 3. 実験結果および考察

図-1に、水平流速の速度欠損分布を示す。ここで、 $z$ は静水面から鉛直上向きにとられた座標、 $U$ は平均水平流速、 $u_s$ はオイラー表面流速であり次式を用いて算定された。

$$u_s = u_{SL} - u_0 \quad (1)$$

ここで、 $u_{SL}$ はラグランジュ表面流速であり、光易・草場<sup>2)</sup>の関係式 $u_{SL} = 0.57u_{*a}$  ( $u_{*a}$ : 気流側の摩擦速度)から評価された。また、 $u_0$ は水面でのストークスドリフトであり、 $u_0 = 2\pi^3 H^2 / (gT_p^3)$  ( $H$ : 平均波高、 $g$ : 重力加速度、 $T_p$ : 風波のピーク周期)から算定された。この図から、風速の増加とともに速度欠損は増大し、水面近傍において対数領域が形成されていることがわかる。本研究では、これらの速度欠損分布に対数分布則を適合させることにより水側の摩擦速度 $u_{*w}$ を算定した。

図-2は、気流側のせん断応力 $\tau_a = \rho_a u_{*a}^2$ と水側のせん断応力 $\tau_w = \rho_w u_{*w}^2$ の関係を示したものである ( $\rho_a$ ,  $\rho_w$ : 空気, 水の密度)。図中の実線は最小二乗法により求めた近似直線であり、両者の関係は $\tau_w = 0.59\tau_a$ である。従来

の研究においても両者の比例係数は0.5程度になることが報告されており、本研究の結果と一致する<sup>2)</sup>。このことは、運動量輸送が界面を通して連続していないことを示しており、運動量の半分近くが水中のせん断流以外に輸送されていることを示唆している。

図-3に、 $U_r = 7.5$  m/sにおける水深ごとの水平流速変動のパワースペクトル $P_u$ を示す。各水深において、風波の卓越周波数付近にスペクトルピークが見られ、水表面に近づくにつれて全体的にパワーが大きくなっていることがわかる。いずれのスペクトルもピークの低周波側に $f^{-5/3}$ で減衰する慣性小領域が形成されていることがわかる。

エネルギー散逸率 $\varepsilon$ は、テイラーの凍結仮説に基づいて流速変動のパワースペクトルからコルモゴロフの $-5/3$ 乗則を用いて算定された。すなわち、波数を $k = 2\pi f/U$ と表すことができると仮定し、波数スペクトルの普遍関数を周波数スペクトルに変換して、次式を用いて $\varepsilon$ を算定した。

$$\varepsilon = 2\pi A^{-3/2} U^{-1} [P_u(f) f^{5/3}]^{3/2} \quad (2)$$

ここで $A$ は定数で、本研究では0.47を用いた。図-3に示すように、パワースペクトルの慣性小領域に式(2)を適合させることにより風速、水深ごとの $\varepsilon$ を算定した。

図-4に $\varepsilon \kappa z / u_{*w}^3$ と $-gz / u_{*w}^2$ の関係を示す ( $\kappa$ : カルマン定数)。ここでは風波乱流場の $\varepsilon$ が壁面近傍のせん断乱流を特徴づけるパラメータで規格化されており、一般にこのような規格化をwall-layer scalingと呼ぶ<sup>3)</sup>。図中の直線は $\varepsilon \kappa z / u_{*w}^3 = 1$ を表しており、これは壁面せん断乱流のエネルギー散逸率に相当する。図に示すように水表面に近づくにつれてエネルギー散逸率は上昇し、その値は壁面せん断乱流に比べ約10倍程度大きくなっている。しかし、全体的にデータのばらつきが大きく、wall-layer scalingで風波乱流場のエネルギー散逸率を普遍表示することは不適切であるように思われる。

次に、風波特性量を用いてエネルギー散逸率の規格化を行う。本研究では、Terray et al.<sup>1)</sup>のスケーリング則を用いた。図-5に、 $2\varepsilon H_s / (u_{*w}^2 c_p)$ と $-z / H_s$ の関係を示す ( $H_s$ : 有義波高、 $c_p$ : 風波のピーク波速)。図に示すように、このスケーリング則を用いることでエネルギー散逸率の風速依存性は消え、データは一つに普遍表示されることがわかる。図中の実線はTerray et al.の現地観測結果から得られた関係式で、 $2\varepsilon H_s / (u_{*w}^2 c_p) = 0.3(-z / H_s)^{-2}$ を示す。本研究の結果はTerray et al.と同程度の値となっており、このことから風洞水槽実験においても現地と似た乱流構造が形成されていることが示唆される。従来から、風波乱流場において有義波高の数倍程度の厚さの乱流境界

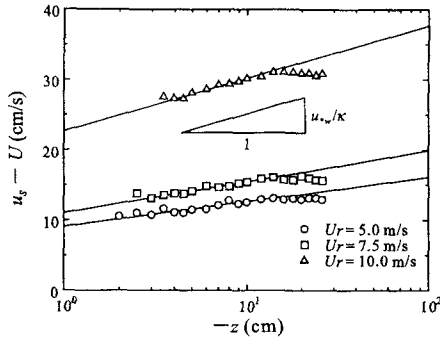


図-1 水平流速の速度欠損分布

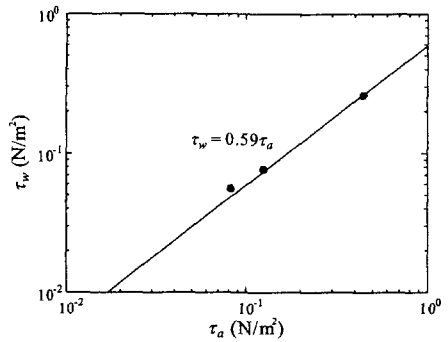


図-2 気流側と水側のせん断応力の関係

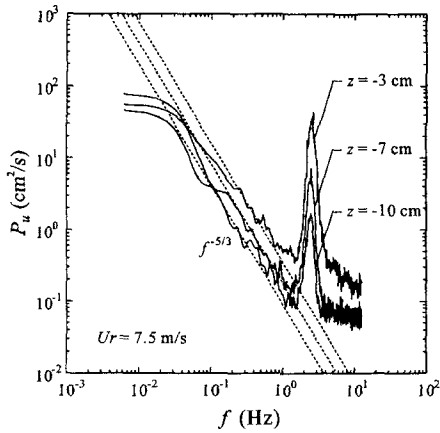


図-3 水平流速変動のパワースペクトル

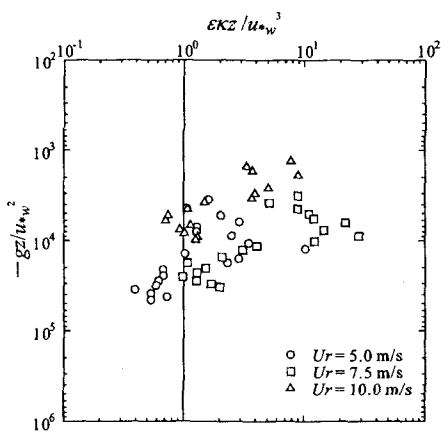


図-4 Wall-layer scaling による \$\epsilon\$ の規格化

層が形成されることが指摘されている<sup>4)</sup>。図-5において  $1 < -z/H_s < 5$  の範囲にあるデータは、図-4において  $1 < \epsilon \kappa z / u_*^3 < 10$  の範囲にある。このことから、本研究の結果においても風波や砕波と結合して強化された乱流境界層の存在が示唆され、その層厚は有義波高の数倍程度である。

参考文献

- 1) Terray, E. A. et al.: Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 792-807, 1996.
- 2) 光易 恒・草場忠夫: 大気海洋間の運動量交換 (2), 九州大学応用力学研究所所報, **66**, 21-35, 1988.
- 3) Soloviev, A. V. et al.: Small-scale turbulence measurements in the thin surface layer of the ocean. *Deep-Sea Res.*, **35**, 1859-1874, 1988.
- 4) Toba, Y. and H. Kawamura: Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface. *J. Oceanogr.*, **52**, 409-419, 1996.

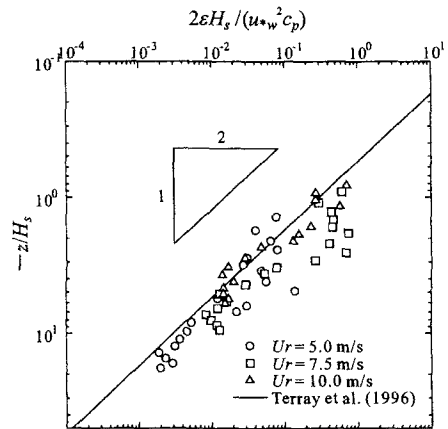


図-5 風波特性量を用いた \$\epsilon\$ の規格化