

風波下における乱流境界層の構造

杉原裕司*・高崎敦彦**・松永信博***

1. はじめに

風波の直下において、波と結合した特別な乱流境界層の存在が指摘されている。Yoshikawa et al. (1988) は、風波下の乱流場において風波の卓越周期よりも十分に長い周期のバースト運動が存在することを見出した。また、Toba and Kawamura (1996) は、局所平衡下の風波の相似則に基づいて乱流境界層の特性を考察し、風波下の乱れが相似則の枠組みで捉えられるというアイデアを提示した。これらの研究から、風波直下における乱流境界層は低周波の乱流バーストによって特徴づけられるものと結論され、特に乱流特性量が鉛直方向に一定となる層は Downward-bursting boundary layer (DBBL) と名付けられた。

Thorpe (1986, 1992) および吉岡他 (1998) は、実海洋の海面境界層において、砕波により海中へ取り込まれた気泡雲の分布を音響観測により可視化した。現地データから得られた気泡の貫入深さは、有義波高のおよそ 4 ~ 5 倍程度であり、これは室内実験における DBBL の厚さと定量的に一致する。したがって、実海洋においても、このような秩序構造が運動量や物質の交換過程において重要な役割を担っているものと予想されるが、境界層の特性の詳細やそれが海面境界過程において果たす役割についてはよく分かっていない。

本研究の目的は、風洞水槽実験に基づいて風波下の乱流境界層の構造を検討することである。また、Toba and Kawamura (1996) が提唱したように、風波下の乱れの特性が局所平衡領域の風波の相似則に基づいて捉えられるのか否かについても検証する。

2. 実験装置および実験方法

図-1 に実験装置の概略図を示す。実験には、長さ 17 m、高さ 0.8 m、幅 0.6 m 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 39 cm に固定され、吹送距離 10.75 m

の位置で計測が行われた。水中における流速測定は、3 成分超音波ドップラー流速計を用いて $z = -2 \sim -26$ cm の範囲で行われた。ここで、 z は静水面から上向きに取られた鉛直座標を示す。流速データのサンプリング周波数は 25 Hz で、16384 個のデータが取得された。風速の鉛直分布および波高については、それぞれピトー管と容量式波高計を用いて測定された。

表-1 に実験条件を示す。ここで、 U_r は基準風速、 η_{rms} は水面変動の rms 値、 f_p および σ_p はそれぞれ風波のスペクトルピーク周波数ならびにその角周波数を示す。また、 u_* は気流の摩擦速度である。

3. 実験結果および考察

3.1 乱流境界層の鉛直構造

図-2 に、風波下における水平方向の平均流速 U ならびに鉛直方向の平均流速 W の鉛直分布を示す。この図より、水表面近くにおいて、 U の鉛直分布が対数則に従うことがわかる。また、風速の増加とともに、水表面近傍の速度勾配が大きくなる。これらのことは、風波下の乱流境界層の構造が、壁面乱流境界層のそれと類似した特性を有することを示唆する。また、風速が比較的小さいケースでは、 W はほとんど 0 であるが、風速の増加と共に弱い上昇流が形成することがわかる。

図-3 に、 $z = -7$ cm における流速変動のパワースペクトルを示す。ここで、実線および点線は水平変動流速 u および鉛直変動流速 w のスペクトルである。いずれのケースにおいても風波の卓越周波数付近においてスペクトルピークが見られ、そのピークは風速の増大とともに低周波側へシフトする。また、スペクトルピークの低周波側に f の $-5/3$ 乗でスペクトルが減衰する等方的な乱流帯域が形成されており、 $f = 0.1$ Hz 以下の低周波領域では非等方的な乱流帯域が存在する。

図-4 に、 $z = -7$ cm における流速変動のコスペクトルを示す。ただし、図中の実線はコスペクトルに周波数 f を掛けたものを示している。風速が比較的小さいケースにおいては、スペクトルピークよりも低周波側の帯域がレイノルズ応力のほとんどを占めていることがわかる。また、風速の増加とともにピーク周波数付近におけ

* 正会員 工修 九州大学大学院助手 総合理工学研究科

** 学生会員 九州大学大学院 総合理工学研究科修士課程

*** 正会員 工博 九州大学大学院助教授 総合理工学研究科

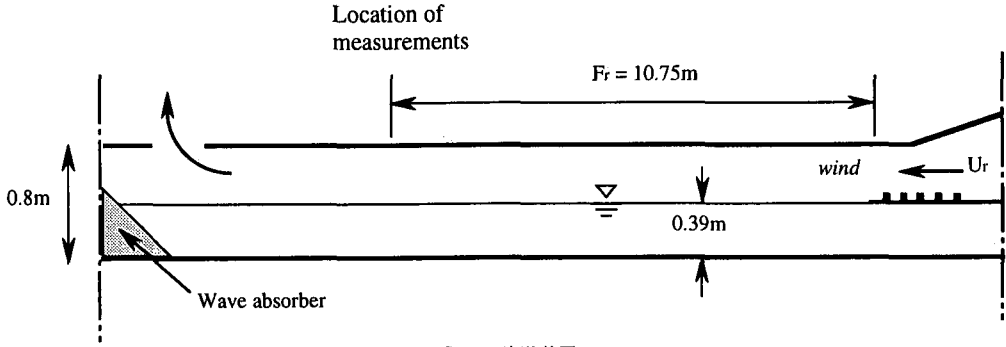


図-1 実験装置

表-1 実験条件

	U_r (m/s)	η_{rms} (cm)	f_p (Hz)	σ_p (l/s)	u_* (cm/s)
Run 1	5.00	0.358	3.49	21.9	25.9
Run 2	7.50	0.685	2.61	16.4	32.1
Run 3	10.0	1.10	2.20	13.8	60.3

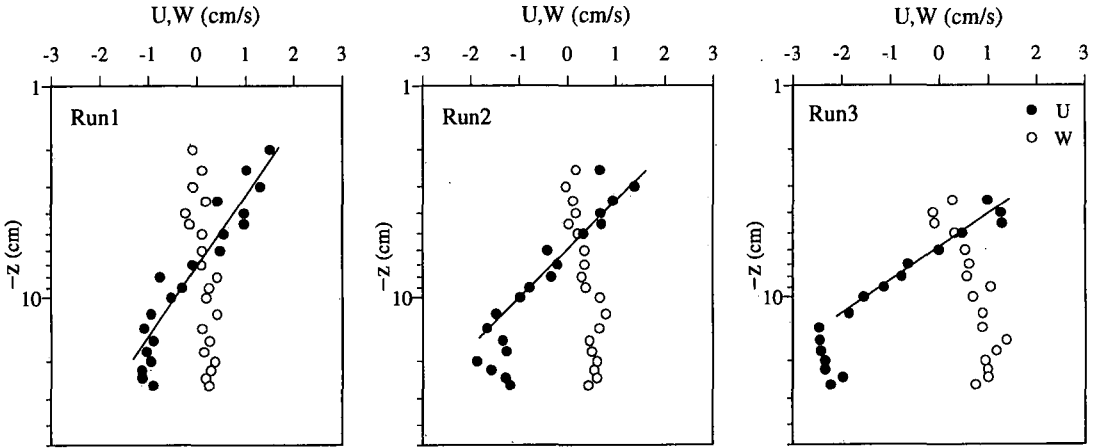


図-2 平均流速の鉛直分布

るレイノルズ応力の生成量が増加する。このような特性は、Mitsuyasu and Kusaba (1985) および Yoshikawa et al. (1988) の実験結果とほぼ一致する。

パワースペクトルならびコスペクトルの特性から、本実験の風波乱流場においては、乱れに関する主要な変動成分は風波のピーク周波数よりも低周波側に存在するものと結論できる。Yoshikawa et al. (1988) は、カットオフフィルターにより流速データから波動成分を除去している。本研究においても、風波のピーク周波数帯域を滑らかに除去するような高周波カットオフフィルターを流速変動スペクトルに作用させ、スペクトルから波動成分を除去した。そして、カットオフ後のスペクトルを逆変換することにより、低周波の乱れ成分による流速変動時系列を求めた。以下において議論される乱流特性量は、低周波成分のみにより算定された特性量を示す。

図-5 に、乱れ強度、レイノルズ応力、乱れエネルギーならびに乱れエネルギーフラックスの鉛直分布を示す。いずれの基準風速においても、水平流速の乱れ強度が鉛直流速のそれよりも大きくなるのがわかる。また、乱れ強度の値は風速の増加とともに大きくなり、水深が深くなるにしたがって減少する。レイノルズ応力、乱れエネルギーおよび乱れエネルギーフラックスについても、その鉛直分布の挙動は乱れ強度の場合と定性的に一致している。

局所平衡にある風波の有義波高 H_s と有義波周期 T_s の間には以下のような相似則が成立する (Toba, 1972)。

$$H_* = BT_*^{3/2} \quad (H_* = gH_s/u_*^2, T_* = gT_s/u_*) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 g は重力加速度を示す。この相似則を用いることにより、ピーク波に対する水表面でのストークスドリ

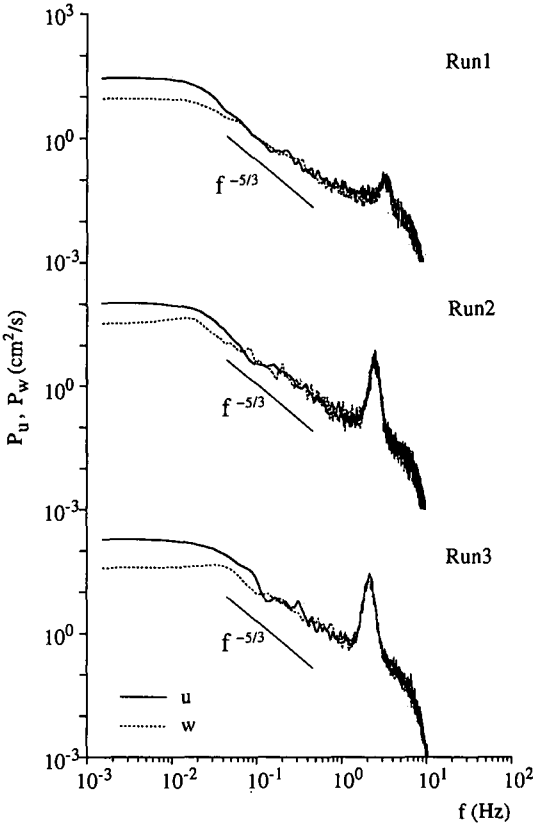


図-3 流速変動のパワースペクトル

フト u_0 が摩擦速度 u_* に比例することが導かれる (Toba, 1988).

$$u_0 = 2\pi^3 H^2 / g T^3 \propto u_* \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 H は風波の平均波高、 T はピーク波の周期である。Toba and Kawamura (1996) は、低周波成分による乱流特性量の値が、波のパラメータである u_0 によって規定されることを明らかにした。このことは、同時に乱流特性量が u_* に規定され、風波下における乱れが式(1)の相似則の枠組みで捉えられることを示唆している。

u_0 と H_s で規格化された乱流特性量の鉛直分布を図-6に示す。いずれの特性量の分布についても、このように規格化した場合、風速に依存せずに普遍的に表わることがわかる。このことは、Toba and Kawamura の議論が妥当であることを示している。これらの図より、 z/H_s が約2程度までの深さにおいて、乱流特性量が鉛直方向に変化しない領域が成立しており、この領域がDBBLに相当するものと考えられる。従来の研究では、DBBLの深さは $z/H_s = 3 \sim 7$ であると報告されており、本研究の結果とオーダー的に一致している。

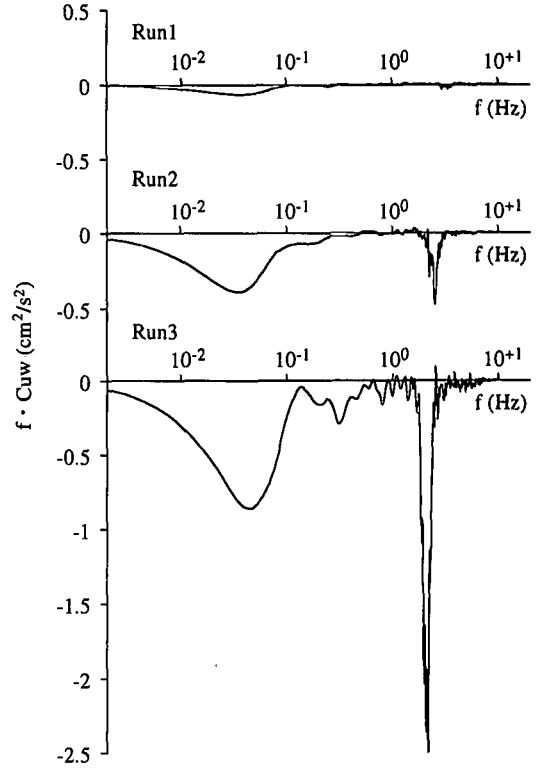


図-4 流速変動のコスペクトル

3.2 流速変動の時系列解析

図-7に、Run 2のケースにおけるレイノルズ応力の時系列を示す。ここで、瞬間レイノルズ応力は時間平均応力によって規格化されており、各時系列は異なる時刻において得られたものである。この図より、風波の卓越周期よりも十分に長いタイムスケールで起こる大規模なレイノルズ応力の生成が明らかである。これらの結果は、Yoshikawa et al. (1988) の実験結果とほぼ一致しており、高レイノルズ応力の生成は乱流バーストによるものと思われる。このような乱流バーストは水表面近傍において発生するものと考えられる。従って、水表面近くでは大小のバーストが頻繁に出現し、バースト時の瞬間レイノルズ応力と平均応力の差異は相対的に小さくなる。一方、水深が深いところへは比較的大規模なバーストしか到達できない。そのため、水深が深くなるにつれてバーストの出現頻度が低くなり、バースト時の応力と平均応力の差異は相対的に大きくなる。

バースト事象における流速変動のアンサンブル平均波形を求めるために、風波スペクトルピークよりも低周波帯域の流速変動の時系列をVITA法を用いて解析した。VITA法は、次式のようなフィルターに基づいて、平均的な乱流エネルギーに比べて大きなエネルギーが発生する顕著な事象を判別するための条件抽出法である。

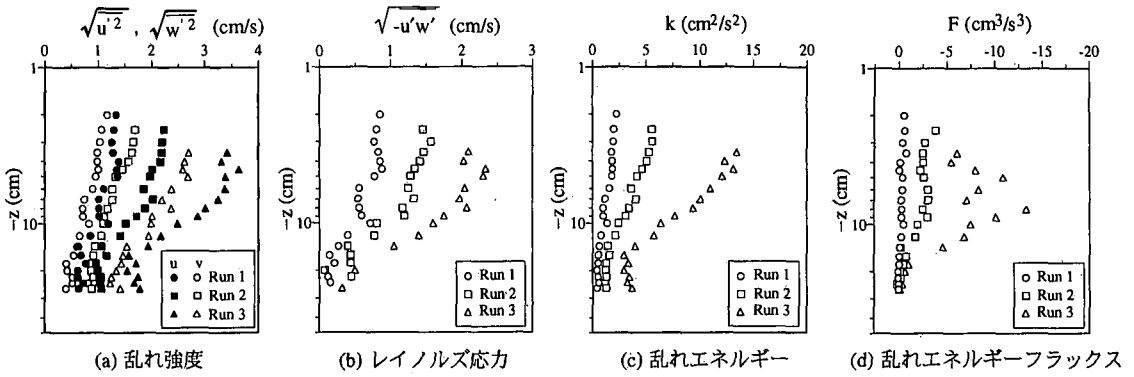


図-5 乱流特性量の鉛直分布

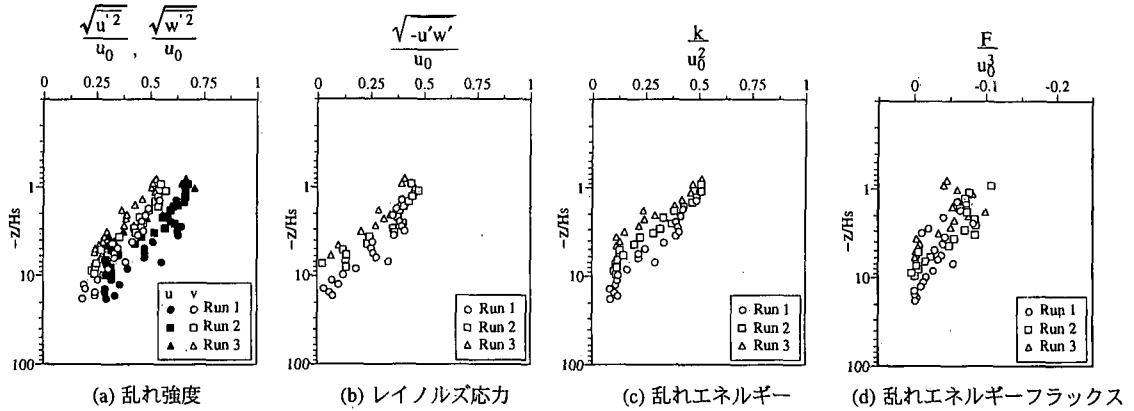


図-6 u_0 と H_s で規格化された乱流特性量の鉛直分布

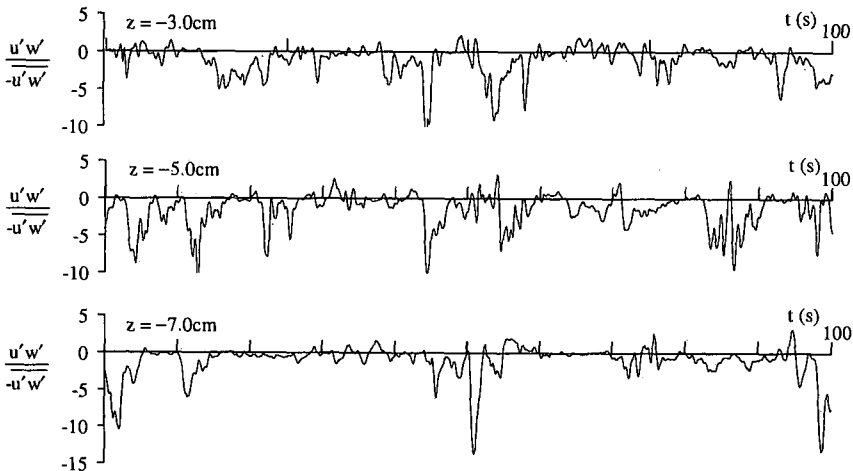


図-7 低周波帯域の流速変動によるレイノルズ応力の時系列

$$\text{var}(t, T_a) = \frac{1}{T_a} \int_{t-T_a/2}^{t+T_a/2} u'^2 ds - \left[\frac{1}{T_a} \int_{t-T_a/2}^{t+T_a/2} u' ds \right]^2 \dots \dots \dots (3)$$

$$D(t) = \begin{cases} 1 & \text{if } \text{var}(t, T_a) > kc\overline{u'^2} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 T_a は移動平均のタイムスケール、 kc は秩序構造を判別するしきい値である。式(4)より、 $D(t)=1$ の時

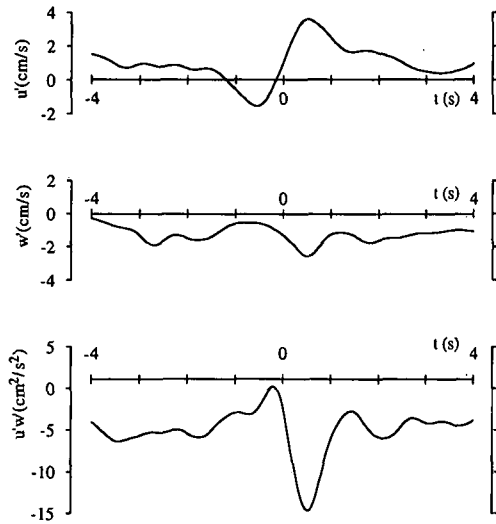


図-8 乱れのアンサンブル平均波形

には、顕著な乱れの事象が生じていると判定される。図-8に、Run 2 のケースで、 $z = -4$ cm において得られた時系列から抽出された乱れのアンサンブル平均波形を示す。ここで、 T_a 、 k_c にはそれぞれ、1.5 s と 1.2 を用いた。風波下の大規模バーストは、固定壁面近傍のバーストと比べると空間スケールも時間スケールも大きく異なるが、抽出された u' の波形については壁面近傍で観測されるバースト波形によく似たパターンを示している。また、この事象が生じる際には、大規模なレイノルズ応力の生成を伴っている。

4. おわりに

風波下の乱流境界層において、風波の卓越周期よりも十分に長いタイムスケールで起こる大規模なレイノルズ応力の生成（乱流バースト）が観察された。乱れ強度、レイノルズ応力、乱れエネルギーおよび乱れエネルギー

フラックスの鉛直分布は、ピーク波のストークスドリフトと有義波高により普遍的に規格化できることがわかった。このことから、局所平衡領域の風波下における乱れが、風波の $3/2$ 乗則の枠組みで捉えられるという Toba and Kawamura (1996) の議論の妥当性が検証された。

最後に、本実験に際して多大なご助力をお願いした九州大学応用力学研究所の丸林賢次ならびに石橋道芳の両氏に感謝致します。なお、本研究の一部は、平成 10 年度および 11 年度の文部省科学研究費補助金（奨励研究 (A) 代表者：杉原裕司および基盤研究 (B) (1) 代表者：角野昇八）ならび九州大学応用力学研究所の共同利用研究プロジェクトの援助の下で行われたことを付記し謝意を表します。

参考文献

- 吉岡 洋・芹沢重厚・高山知司 (1998): 超音波による海面境界層の観測 (風波砕波による気泡の取り込み), 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 71-75.
- Mitsuyasu, H. and T. Kusaba (1985): Wind waves and wind-generated turbulence in the water, *The Ocean Surface*, ed. by Y. Toba and H. Mitsuyasu, D. Reidel, pp. 389-394.
- Thorpe, S. A. (1986): Measurements with an automatically recording inverted echo sounder; ARIES and the bubble cloud. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 16, pp. 1462-1478.
- Thorpe, S. A. (1992): Bubble clouds and the dynamics of the upper ocean. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 118, pp. 1-22.
- Toba, Y. (1972): Local balance in the air-sea boundary processes, I. On the growth process of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 28, pp. 109-120.
- Toba, Y. (1988): Similarity laws of the wind wave and the coupling process of the air and water turbulent boundary layers, *Fluid Dyn. Res.*, Vol. 2, pp. 263-279.
- 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.
- Yoshikawa, I., H. Kawamura, K. Okuda and Y. Toba (1988): Turbulent structure in water under laboratory wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 44, pp. 143-156.