

風波下の乱流境界層の生成・発達における砕波の役割

井坂 健司*・安田 孝志**・大澤 輝夫***

1. 緒 言

風波下に生成される乱流境界層は、大気と海洋間の各種交換現象はもちろん、吹送流の発達や鉛直分布、海洋表層での輸送・混合・拡散などに密接に関わっている。それゆえ、風波下の乱流境界層の生成・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。

こうした乱流境界層の生成に砕波が本質的役割を果たしている (Melville, 1996) と考えられるが、風によって水面極く近傍に生成される強いせん断層からの渦拡散や、気流の波峰での剝離と水面下への突っ込み (下向きバースト) による渦生成 (Toba & Kawamura, 1996)、さらに吹送流を主流とするせん断乱流なども乱流境界層の生成に同時に関わっており、その実態は必ずしも明らかにはなっていない。

Toba (1988) は、風波を空気と水の境界面に生じる乱流境界層の結合過程として捉え、砕波はその結合に密接に関わっているものの、その役割は従属変数としての調節役に過ぎず、 $3/2$ 乗則に従う風波の属性として評価できるとの見解を示している。確かに、砕波は水面状態に依存して生じるため、水面状態が風だけで決まる平衡状態であれば砕波を従属的に扱って済むが、発達過程やうねりに風が作用する場合には砕波特性は摩擦速度だけでは決まらないため、水面状態あるいはそれに依存する砕波を独立変数として陽に評価する扱いが必要となる。

そこで、本研究では、規則波に風を作用させて非平衡状態にある風波下の乱流境界層の生成・発達過程について調べ、そこにおいて砕波が果たす役割を明らかにするとともに、その乱流特性量に砕波が独立変数として寄与することを実証し、砕波の影響を陽に評価する取り扱いの必要性を示す。

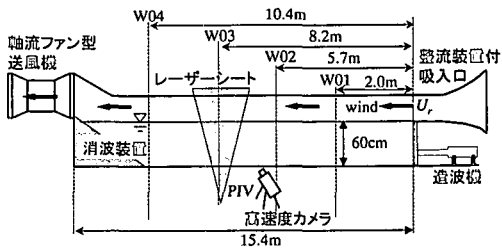
2. 実験装置と方法

実験は、図一に示す 3 面ガラス製の造波機付き風洞水槽 ($0.4\text{ m} \times 1.0\text{ m} \times 15.4\text{ m}$) を使い、水深を 60.0 cm に固定し、基準風速 (水槽入口での層流風速) U_r を $5.4 \sim 16.0\text{ m/s}$ の範囲で変化させて行った。ここでは、非平衡状態における乱流境界層について検討するため、静水面だけでなく、造波機によって発生させた $H=2.2\text{ cm}$ および周波数 $f=1.8\text{ Hz}$ の規則波にも上述の風を作用させ、風の吹きはじめから定常になった後までの全過程を計測対象とした。風速は、微差圧計付きピトー管および熱線風速計を用いて風洞入口と 4 測点 (W01~W04) で計測した。水粒子速度の計測は、5 W 半導体レーザーと解像度 $480 \times 480\text{ pixel}$ の高速カメラを用いる PIV と加えて 0.5 W 2 成分 LDV を用いて行った。このときカメラのフレームレートを $1/125\text{ fps}$ 、シャッタースピードを $1/125\text{ s}$ とし、 $28\text{ cm} \times 28\text{ cm}$ の撮影範囲に対して空間分解能 $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$ で 56×56 個の速度ベクトルを算出した。

3. 風波の波形特性

(1) 水面波形

静水面に風を吹かせた場合は、波形スペクトルは局所平衡の下で相似形を保ちつつ発達する f^{-4} 則スペクトルとなる。これに対し、造波機で規則波を発生させ、それに風を吹かせた場合は、図一2 および図一3 に示すように風速や吹送距離に応じてスペクトル形状は大きく変化する。測点 W03 でのスペクトルと風速 U_r の関係を示す図一2 を見ると、風速が増すに従って規則波成分である



図一 風洞水槽の概略と測定位置

* 学生会員 工 修 岐阜大学大学院 工学研究科 環境エネルギーシステム専攻
** 正 会 員 工 博 岐阜大学 教授 大学院工学研究科 環境エネルギーシステム専攻
*** 正 会 員 博(理) 岐阜大学 助手 大学院工学研究科 環境エネルギーシステム専攻

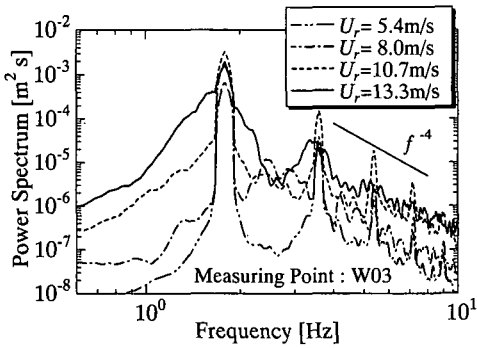


図-2 規則波に風を吹かせた場合の測点 W03 での波形スペクトルと風速の関係

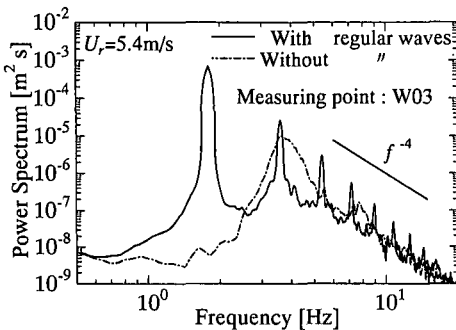
基本周波数とその高調波成分が発達しているが、それ以上に高調波成分を除いた高周波成分および低周波成分の発達が顕著となっている。特に碎波の発生が顕著となる風速 $U_r = 13.3 \text{ m/s}$ では、スペクトルの広帯化と連続化が進み、2倍高調波よりも高周波側では、高周波側から飽和しつつ f^{-4} 則に従うようになることが分かる。

図-3 は、静水面と規則波にそれぞれ風を吹かせた場合の測点 W03 でのスペクトルを、 $U_r = 5.4 \text{ m/s}$ および 13.3 m/s について比較したものである。これから、 $U_r =$

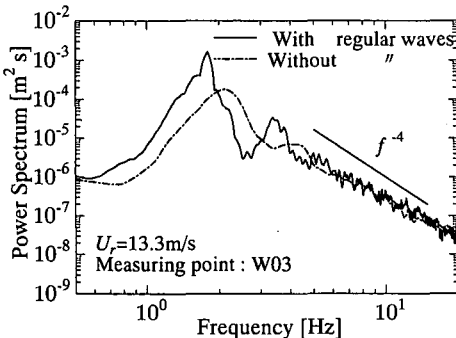
5.4 m/s はもちろん、 $U_r = 13.3 \text{ m/s}$ のような強風下であっても、吹送距離 8.2 m で平衡状態に達するのは 5 Hz よりも高周波側に限られ、それよりも低周波側のスペクトルには、初期スペクトルの影響が残る、非平衡状態では風速以外に初期スペクトルも独立変数として扱う必要があることが分かる。

こうした波の発達過程をエネルギー的に捉えるため、 η_{rms} と吹送距離および風速の関係を図-4 に示す。(a) は規則波に風を作用させた場合の η_{rms} の吹送距離による変化であり、(b) は静水面に風を作用させた通常の風波の場合である。前者の場合、いずれの測点においても非平衡状態にあるが、 $U_r = 10.7 \text{ m/s}$ では測点 W03 において、また $U_r = 13.3 \text{ m/s}$ では測点 W02 においてそれぞれ飽和状態に達し、その後は碎波による散逸がオーバーシュートしていることがわかる。これに対し、後者の場合、各測点で局所平衡状態にあるが、 η_{rms} の値がこの時の碎波限界から決まる上限(約 2 cm)に達していないため、吹送距離および風速とともに η_{rms} は増大を続け、いずれの風速に対しても発達過程にあることがわかる。

波の発達は風からの運動量輸送によっており、風の摩擦速度 u_* によって規定される。この摩擦速度と風速の関係を与える抵抗係数や海面粗度については多くの経験

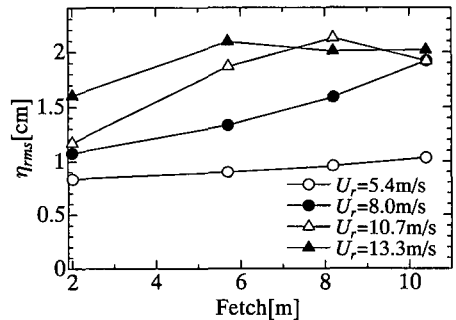


(a) $U_r = 5.4 \text{ m/s}$

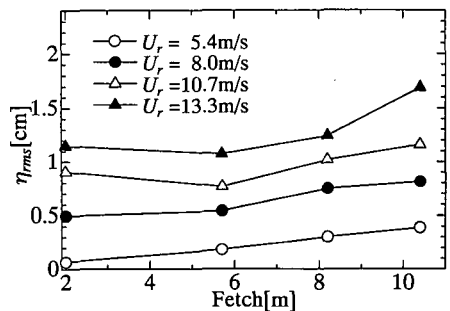


(b) $U_r = 13.3 \text{ m/s}$

図-3 規則波に風を作用させたときの波形スペクトルと風波スペクトルの比較



(a) 規則波に風を作用させた場合



(b) 静水面に風を作用させた場合

図-4 η_{rms} と吹送距離の関係

式が提案されているが、依然として決定的なものがない(増田・草場, 1994)。その原因の1つに u_* に及ぼす砕波の影響がある。図-5は、規則波に風を作用させた場合の風速 U_r と測点 W03 での摩擦速度 u_* の関係を示したものである。 u_* は実測平均風速の鉛直分布が対数則に従うとして求めたものであり、図中の実線は Wu (1980) の実験式を示す。これから、非砕波の場合と砕波が生じる $U_r \geq 10$ m/s とでは u_* と U_r の関係に差異があり、砕波が水面上の気流に対しても影響を及ぼしているものと推察される。

このように規則波に風を作用させた場合、いずれの測点および風速においてもスペクトルは平衡していないが、図-6に示すように、各測点での $H_{1/3}$ と $T_{1/3}$ は風速や砕波の有無に関係なくほぼ Toba (1988) の $3/2$ 乗則に従っている。この結果は、Toba が言うようにスペクトルの f^{-4} 則よりむしろ個々波に対する統計則である $3/2$ 乗則の方により普遍的な物理的根拠があることを実証するとともに、水面形状に関する限り、砕波は従属変数として調節役を果たすに過ぎないことを示している。

4. 乱流境界層の生成・発達過程

ここでは風波下に生成される乱流境界層の風の吹き始めからの発達過程に着目し、乱流境界層が水面からの風

および砕波による応力の下方伝達によって生成されていることを明らかにしたい。

図-7は、静水面に $U_r = 16.0$ m/s の風が吹き始めてから40秒後までの水平流速の各10秒間の発達スペクトルを $z/h = -0.08$ および -0.20 において示したものである。図中の各時刻は発達スペクトルの計算開始時間を示している。このときの水面は、 $t \approx 6$ s において白波立ち始め、 $t \geq 10$ s においては全波峰が白波状態となり、 $t \approx 20$ s 前後に局所平衡状態に達している。このため、静水面近傍の $z/h = -0.08$ では、風の吹き始めから12秒後の $t = 12$ s において $f^{-5/3}$ に従う高周波乱流成分が生成され、飽和状態に近づいている。しかし、それより下方の $z/h = -0.20$ では、 $t = 12.0$ s において波動成分の発達は認められるが、乱流成分は検出されず、乱流境界層がここまで及んでいないことが分かる。ただし、 $t = 18$ s になると、 $z/h = -0.20$ においても、 $f^{-5/3}$ 則に従う高周波乱流成分が飽和状態に達し、乱流境界層が時間とともに下方に広がっていることが分かる。こうした乱流境界層の生成・発達は水面に作用する風および砕波による応力、すなわち、水面応力によっており、 $z/h = -0.08$ および -0.20 での乱流成分生成の時間遅れは水面応力の下方伝達が主に砕波によって生成される渦拡散を介して行われていることによると推察される。

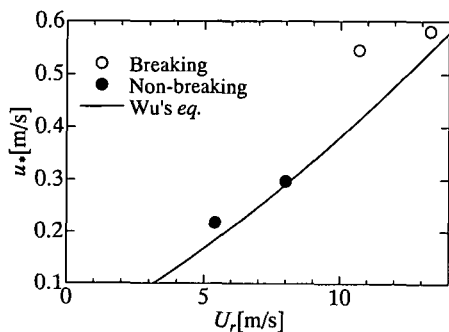


図-5 測点 W03 における摩擦速度 u_* と基準風速 U_r との関係

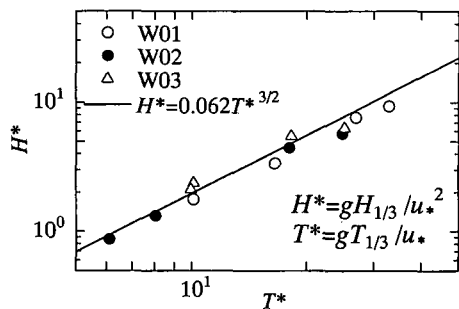
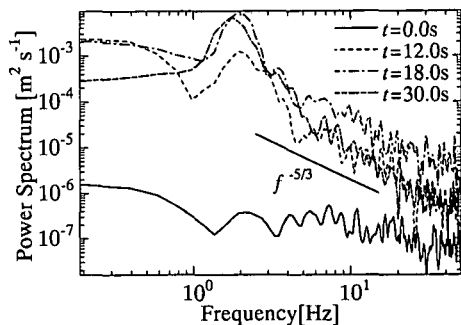
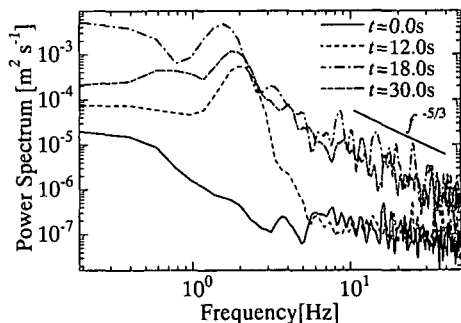


図-6 波形諸量 $H_{1/3}$ および $T_{1/3}$ の $3/2$ 乗則に対する関係



(a) $z/h = -0.08$



(b) $z/h = -0.20$

図-7 風の吹き始めからの水平流速の発達スペクトル

図-8は、このことを規則波に $U_r=8.0, 10.7$ および 13.3 m/s の風を吹かせた場合の吹き始めからの流速ベクトルの空間分布の時間変化によって示したものである。 $U_r=8.0 \text{ m/s}$ の下では、波の発達はあるものの砕波には至らないため、 $t=20.0 \text{ s}$ においても水粒子速度場は波動運動に対応したものとなっている。また、 $t=20.0 \text{ s}$ において微小な白波が発生し始める $U_r=10.7 \text{ m/s}$ の場合も、波動運動が依然として支配的な速度場となっている。これに対し、 $U_r=13.3 \text{ m/s}$ の下では、 $t \approx 10 \text{ s}$ 頃から砕波が発生し始め、それに伴って大規模渦が生成され、それが乱流境界層の発達につながっていく様子が分かる。

こうした乱流境界層の発達過程を $z/h=-0.16$ での水平流速の波数スペクトルの時間変化として示したものが、図-9である。これから、 $t \leq 8 \text{ s}$ までは波動運動に対応したスペクトルになっているが、 $t \geq 16 \text{ s}$ においては $k^{-5/3}$ 則に従うスペクトルとなっており、乱流境界層が時間とともに発達して行く様子が分かる。

このように、砕波は乱流境界層の生成・発達において本質的役割を果たしており、砕波の有無によって乱流境界層の乱流特性は大きく変化する。図-10はこのことを

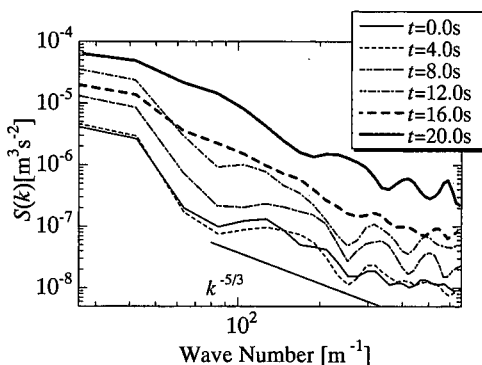


図-9 規則波に $U_r=13.3 \text{ m/s}$ の風を吹かせた時の吹き始めからの $z/h=-0.16$ での水平流速の波数スペクトルの時間変化

実証するものであり、局所平衡状態における低周波乱流エネルギー E_{lt} および高周波乱流エネルギー E_{ht} を波形特性量 $\eta_{rms} f_p$ で無次元化し、その鉛直分布と風速の関係を示したものである。これから、非砕波の $U_r=8.0 \text{ m/s}$ はもちろん、砕波が発生し始める $U_r=10.7 \text{ m/s}$ での E_{lt} および E_{ht} もほぼ同一の鉛直分布に従っており、これら

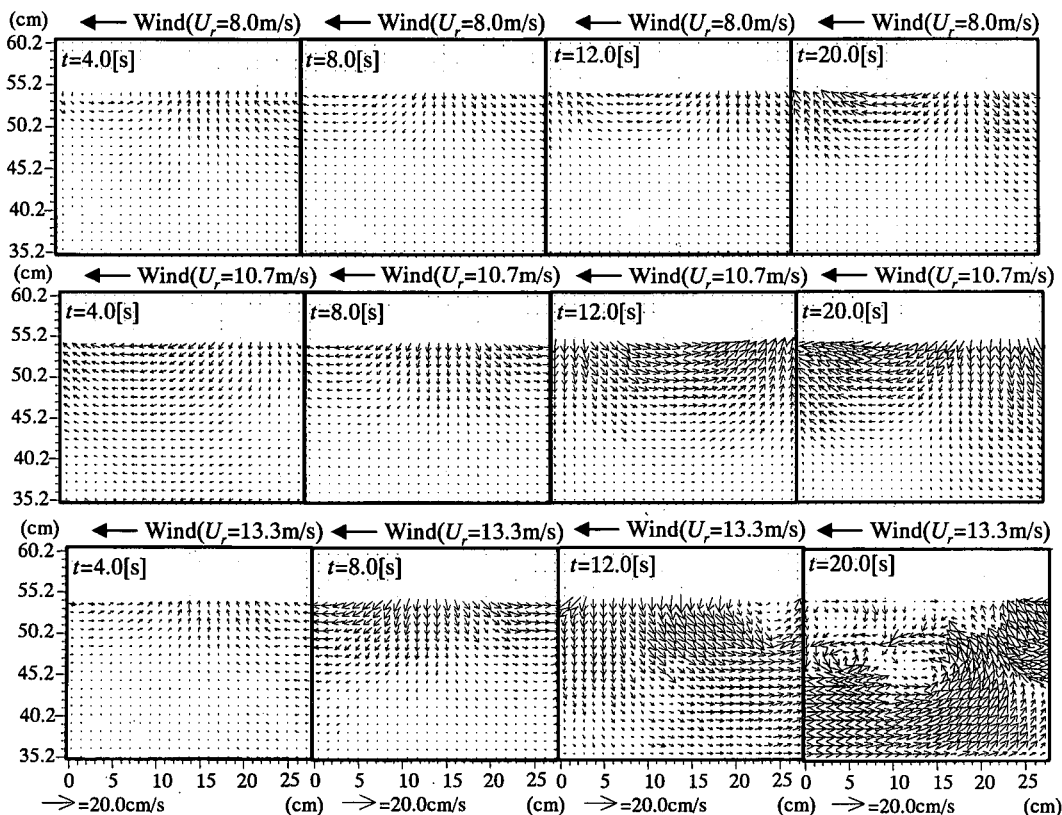


図-8 規則波に $U_r=8.0, 10.7$ および 13.3 m/s の風を作用させた時の水粒子速度場の風の吹き始めからの時間変化

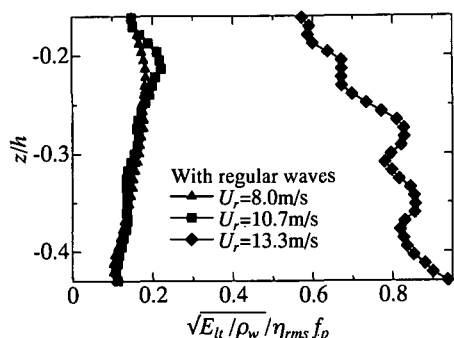
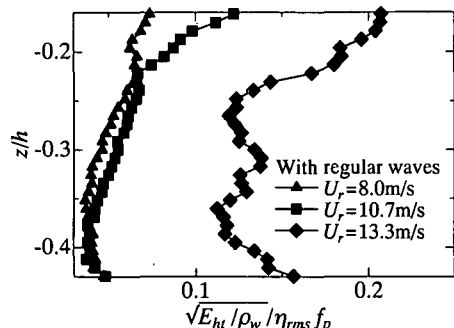
(a) E_{lt} の鉛直分布と風速の関係(b) E_{ht} の鉛直分布と風速の関係

図-10 規則波に風を吹かせた場合の $\eta_{rms} f_p$ で基準化された低周波乱流エネルギー E_{lt} および高周波乱流エネルギー E_{ht} の鉛直分布と風速の関係

乱流特性量が風波の相似則の下で一体的に捉えられることがわかる (Toba, 1988)。しかしながら、顕著な砕波を伴う $U_r = 13.3$ m/s での乱流エネルギーはこれから大きくはずれており、乱流特性量が砕波の有無に強く依然していることが示唆される。

図-11 は $\eta_{rms} f_p$ によって規準化した高周波乱流エネルギーの鉛直分布に及ぼす水面形状の影響を示すため、規則波と静水面にそれぞれ風を吹かせた場合について比較したものである。非砕波の $U_r = 8.0$ m/s の下では水面形状による影響はほとんど現れず、共に風波の相似則に従っているが、全面砕波となる $U_r = 13.3$ m/s では規則波の有無による水面形状の差異の影響は大きく、 $\eta_{rms} f_p$ だけでは規準化できないことが分かる。

こうした風速による水面形状の影響の差異は、 $\eta_{rms} f_p$ だけでは決まらない砕波の影響によっていると考えられる。それゆえ、乱流エネルギーの生成に第一義的影響を及ぼす砕波の発生や規模は U_r や $\eta_{rms} f_p$ だけで一義的に決まらないため、それらを規定するパラメータを見出し、独立変数として扱う必要がある。

5. 結 語

静水面及び規則波に風を作用させ、吹き始めから波形

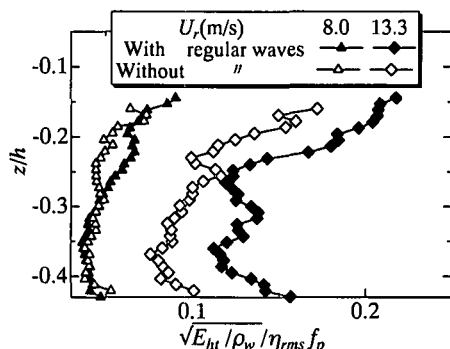


図-11 規則波に風を吹かせた場合と静水面に風を吹かせた風波の場合の基準化された高周波乱流エネルギー $\sqrt{E_{ht}}/\rho_w/\eta_{rms}f_p$ の鉛直分布の比較

スペクトルが定常状態に達するまでの水粒子速度の計測を行い、風波下に生成される大規模渦の発生が砕波とともに始まることを示し、風波下の乱流境界層の生成・発達に砕波が本質的役割を果たしていることを明らかにすることが出来た。また、波形諸量は平衡・非平衡や砕波の有無に関係なく Toba の 3/2 乗則に従うが、生成される乱流エネルギーは砕波の発生によって相似則から外れるようになり、 $\eta_{rms} f_p$ だけでは規準化できないことを示した。すなわち、砕波によって乱流エネルギーがカタストロフィック的に増加するため、乱流エネルギーの風速や波形勾配への依存性を非砕波の場合と同様には扱えず、砕波を陽に評価する手法が要求される。

謝辞：最後に、本研究の実施において水理実験およびデータ解析に熱心に協力頂いた当時学部生であった石田昭氏に深謝するとともに、本研究が日本学術振興会科学研究費基盤 (C) (2) 12650509 および (B) (2) 13555141 による成果であることを付記し、謝意を表明する。

参 考 文 献

- 増田 章・草場忠夫 (1994): 風波, 月刊海洋/号外, No.6, pp. 38-46.
- Melville, W. K. (1996): The role of surface-wave breaking in air-sea interaction, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 28, pp. 273-321.
- Toba, Y. (1988): Similarity laws of the wind wave and the coupling process of the air and water turbulent boundary layers, Fluid Dynamics Research, Vol. 2, pp. 263-279.
- Toba, Y. and H. Kawamura (1996): Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, J. of Oceanography, Vol. 52, pp. 409-419.
- Wu, J. (1980): Wind stress coefficients over the sea surface near neutral conditions, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 727-740.