

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

小笠原 敏 記*・安 田 孝 志**

碎波を伴った風波下の乱流モデルの構築においては、吹送流を正しく再現し、それによるせん断乱流と碎波や気流のはく離による攪乱乱流を分離して評価する必要がある。そのため、本研究では、吹送流を正しく再現でき、碎波による乱流成分の検出が可能となる両端閉境界の自然循環式二重床水槽を用いて、乱流成分の分離を行い、吹送流の乱流構造の解明を図っている。その結果、全波峯が白波状態となる強風下の乱流エネルギーの過半が平均流のせん断乱流以外によって生成され、その主因が碎波の攪乱作用によるものであることが明らかとなった。

1. 緒 言

POM に代表される海洋モデルに広く用いられている Mellor-Yamada の乱流モデル (Mellor and Yamada, 1982) では平均流が乱流エネルギーの供給源となっているが、碎波や気流の突込みによる乱流エネルギーが表層であっても優勢となれば、その影響を陽に評価した乱流モデルが必要となる。さらに広く、白波立つ海面下の輸送・混合および拡散現象を考えると、Rigid lid 仮定に依らず、海面状態を正しく評価した乱流モデルが不可欠となる。

このように白波立つ海面下の乱流モデルの構築においては、吹送流を主流とするせん断乱流と碎波や気流のはく離によって生じる攪乱乱流を分けて扱う必要がある。しかしながら、これまでの実験では、両端閉境界の水槽による戻り流れのため、本来求めるべき乱流成分とは全く異なる、起源不明の乱流成分が計測されて来た。このため、碎波による攪乱乱流が無視できるオーダーであったとしても、計測された乱流成分を計測不能な吹送流と結び付けることはできず、止むなく風速との関係で整理されている。このように、吹送流が再現できないことの影響は大きく、強風下における吹送流の乱流構造の解明に大きな障害となっている。

そこで本研究では、吹送流を再現でき、そのせん断乱流と碎波や気流のはく離による攪乱乱流の影響を分離して計測できる二重床水槽を用いた実験を行い、碎波を伴う強風下における吹送流の乱流構造の解明を図る。

2. 実験の概要

実験は、水槽両端部で流量の連続性を満たすように、全水深 $h=60\text{ cm}$ の風洞水槽 (${}^L1.0\text{ m}\times{}^B0.4\text{ m}\times{}^H15.4\text{ m}$) にアクリル製の管路 (${}^L9.16\text{ m}$, ${}^B0.4\text{ m}$, 内径高 $h_c=19$ および 29 cm) を下段水路として設置した二重床構造の水槽(図-1)によって行った。風洞入口での風速($U_r=$

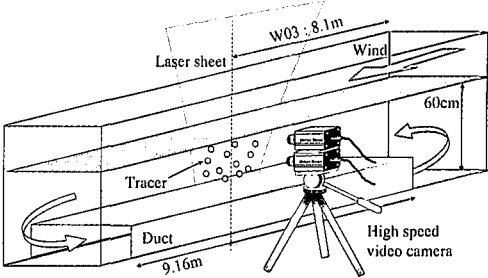


図-1 二重床風洞水槽の概略と測定位置

表-1 波形諸量 (測点 W03)

永槽	U_r (m/s)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	$S(f_p)$ (m ² /s)	f_p (Hz)
一重床 ($h_c=0\text{ cm}$)	6.7	3.31	0.390	1.07	2.49
	10.4	6.38	0.529	4.19	1.86
	15.1	7.59	0.603	7.00	1.71
二重床 ($h_c=29\text{ cm}$)	6.7	3.00	0.372	0.85	2.54
	10.4	5.55	0.485	2.71	2.32
	15.1	7.03	0.563	4.23	1.76

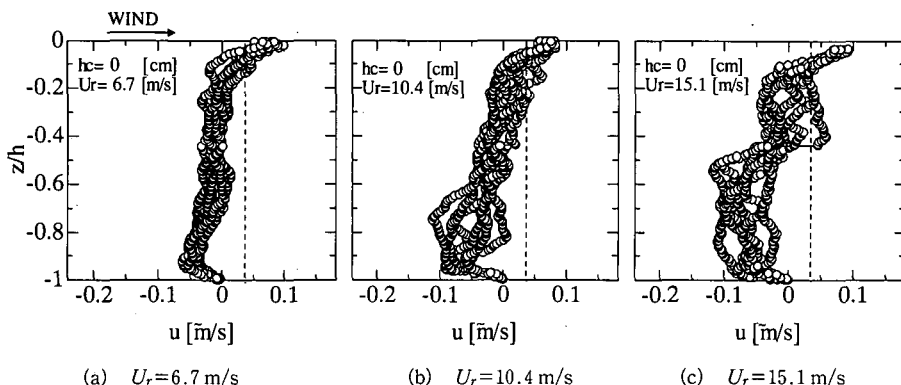
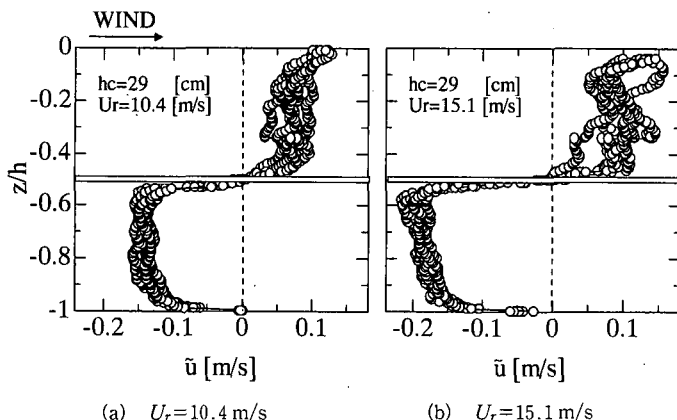
6.7, 10.4 および 15.1 m/s) は、ピトー管式微差圧計によって計測し、その精度検証は検定風洞 (PROBE CALIBRATOR, カノマックス製) を用いた。時間波形および平均水位は、容量式波高計 (W01~W04 の 4 測点) を用いて計測し、水粒子速度場は、 480×480 画素の 2 台の高速カメラを同期させ、5W 半導体レーザーを用いた PIV 計測システムによって、2,048 枚 (最大速度 60 fps で 34.1 秒) の連続計測を行った。表-1 に一重床 ($h_c=0\text{ cm}$) および二重床 ($h_c=29\text{ cm}$) 水槽の測点 W03 での各風速における波形諸量を示す。

3. 風洞水槽における戻り流れの影響

(1) 平均流

風的作用によって風波と同時に吹送流も発生するが、両端閉境界の通常 (一重床) の風洞水槽では戻り流れが生じて吹送流を消滅し、流量はゼロとなる。しかし、上

* 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 工学研究科環境エネルギーシステム専攻

図-2 一重床水槽における2秒平均流速 $\bar{u}$ の鉛直分布の6秒毎32秒間の時間変化図-3 二重床水槽における2秒平均流速 $\bar{u}$ の鉛直分布の6秒毎32秒間の時間変化

層では風応力が戻り流れを駆動する圧力差を上回るために吹送流が卓越し、下層ではその逆となるために戻り流れが優勢となり、上層と下層で方向が逆転した平均流場が形成される。このため、中層部に大規模渦を伴う複雑な速度場が形成され、戻り流れが風波下の乱流構造に大きな影響を及ぼすものと考えられる（小笠原ら，2001）。

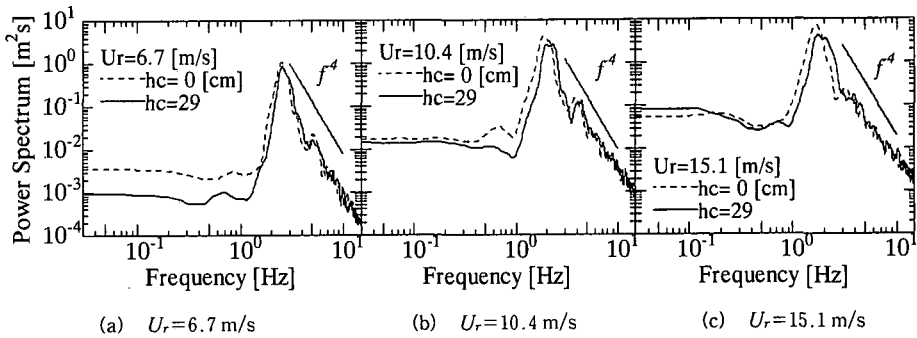
図-2は、こうした戻り流れの平均流場に及ぼす影響を明らかにするため、一重床水槽における2秒平均水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布の時間変化を6秒毎に示したものである。何れの風速においても、上段で吹送流（順流）、下層で戻り流れ（逆流）が優勢となり、平均流が駆動力の鉛直分布に従うことがわかる。また、風速の増大に伴って平均流の鉛直分布が大きく変動するようになり、 $U_r = 10.4 \text{ m/s}$ ではまずそれが下層の戻り流れに強く現れるようになる。さらに、 $U_r = 15.1 \text{ m/s}$ になると $\bar{u}$ の変動は下層だけでなく上層にも強く現れ、断面全体に及ぶ大規模な攪乱となることがわかる。こうした上層における平均流の顕著な変動は、白波が発生し始める $U_r = 10.4 \text{ m/s}$ では見られず、水面がほぼ白波状態となる $U_r = 15.1 \text{ m/s}$ において現れていることから、碎波による攪乱の影響

と推察できる。これに対し、下層の平均流に現れる変動は、風応力の作用下にある戻り流れの不安定によるものと考えられる。そして、この‘不安定変動’の影響が上層に伝わることによって、大規模変動を伴う戻り流れの影響が速度場全体に及ぶことになると推察される。

図-3は、二重床水槽（ $h_c = 29 \text{ cm}$ ）における2秒平均流速 $\bar{u}$ の上段および下段水路を含めた鉛直分布の6秒毎の時間変化を同様に示したものである。下段水路の平均流は、一重床水槽下層の戻り流れと大きく異なり、風速に関係なく安定している。下段水路の流れが圧力差のみによって駆動されるほぼ純粋な戻り流れであることを考えるなら、この結果は、戻り流れの変動の原因が駆動力である圧力差にあるのではなく、戻り流れ自体の不安定にあることを改めて示すものと言える。これに対し、同一の風速下にある上段の平均流については、その変動幅は一重床水槽のものと大きくは変わらず、風速や流速に関係なく風応力の攪乱が支配的となることがわかる。

（2）波形スペクトル

図-4は、一重床と二重床（ $h_c = 29 \text{ cm}$ ）水槽における測点 W03 での波形スペクトル $S(f)$ を各風速 U_r につい

図—4 一重床および二重床 ($h_c = 29$ cm) 水槽の波形スペクトルの比較

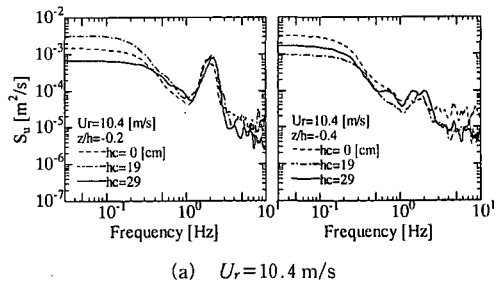
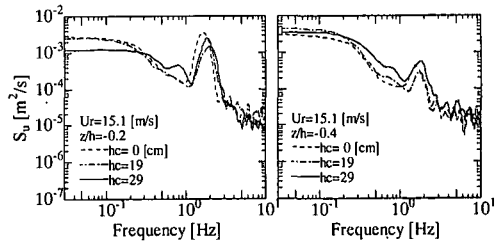
て比較したものである。両者のピーク周波数およびそこでの $S(f)$ の値の差は、 $U_r = 6.7$ m/s では無視できる程度であるが、 U_r の増大とともに拡大している。一重床では表層にまで及ぶ戻り流れの逆流効果が波の発達を助長するのに対し、二重床では上段の戻り流れが下段水路を介した補給流によって消殺され、順流での風波の発達となるが、こうしたスペクトルの差は風波の発達にも戻り流れが影響していることを示すものである。

(3) 流速スペクトル

一重床と二重床水槽では、平均流速や鉛直分布だけでなく、戻り流れの不安定変動の有無にも差異が生じる。前者の影響が波形スペクトルに及ぶことは上述の通りであるが、後者の影響は水粒子速度場に広く及ぶものと考えられる。

図—5 は、このことを明らかにするため、一重床および二重床水槽 ($h_c = 19$ および 29 cm) における $z/h = -0.2$ および -0.4 での水平流速スペクトル S_u を比較したものである。 $U_r = 10.4$ m/s の場合、 $z/h = -0.4$ では波動成分を除くほぼ全周波数帯において一重床が二重床を上回っており、一重床での戻り流れの影響は中層の全乱流成分に及んでいることがわかる。しかし、 $z/h = -0.2$ になると、 0.4 Hz 以下の低周波数帯を除いてその差異はなくなっている。これは、一重床の $z/h = -0.4$ では下層の戻り流れの不安定変動の影響が加わるのに対し、水面応力の影響が支配的となる $z/h = -0.2$ では戻り流れの影響が相対的に低下して水槽による差異がなくなることによるものと考えられる。

これに対し、砕波の影響が顕著となる $U_r = 15.1$ m/s では、一重床と二重床水槽の S_u の差異は $z/h = -0.2$ および -0.4 の何れにおいても小さく、一重床水槽に顕著な戻り流れの影響は水平流速には見られない。このように強風下では、砕波による攪乱が一重床特有の戻り流れの不安定変動とほぼ同程度となり、二重床水槽との差異が縮小するようになる。

(a) $U_r = 10.4$ m/s(b) $U_r = 15.1$ m/s図—5 風速 $U_r = 10.4$ m/s における $z/h = -0.2$ および -0.4 での一重床と二重床 ($h_c = 19, 29$ cm) 水槽の水平流速スペクトルの比較

(4) 乱流エネルギー

流速スペクトルの形状 (べき則) から低周波乱流成分と波動成分および波動成分と高周波乱流成分の各臨界周波数 f_{cl} および f_{ch} を定め、 $z/h = -1 \sim 0$ の各鉛直点での水平・鉛直流速スペクトルより低周波および高周波乱流エネルギー E_{ul} および E_{uh} を求める (安田ら, 2000)。

図—6 は、風速 $U_r = 10.4$ m/s での一重床と二重床水槽における低周波乱流エネルギー E_{ul} の鉛直分布を比較したものである。一重床での E_{ul} の値は鉛直方向全範囲に渡って二重床のそれを上回っており、特に、二重床の下段水路に相当する $u/h = -1.0 \sim -0.5$ の範囲においてその差は顕著となっている。二重床ではこの部分が層流状態に近い管路流れになるのに対し、一重床では戻り流れの不安定変動によって低周波乱流が生成されることに対

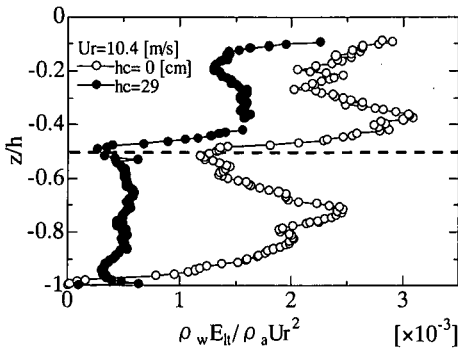


図-6 風速 $U_r=10.4$ m/s での一重床と二重床 ($h_c=29$ cm) 水槽の低周波乱流エネルギーの鉛直分布

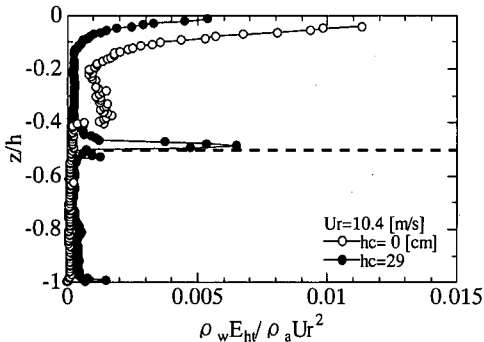


図-7 風速 $U_r=10.4$ m/s での一重床と二重床 ($h_c=29$ cm) 水槽の高周波乱流エネルギーの鉛直分布

応するものと考えられる。

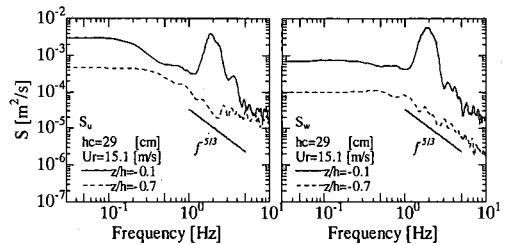
図-7は、高周波乱流エネルギー E_{ht} について同様な比較を行ったものである。上段水路の範囲 ($z/h=-0.5 \sim 0$) では E_u と同様に、一重床の方が二重床のそれを上回っている。これは、二重床では風応力が作用するだけであるのに対し、一重床では下層からの不安定変動に伴う攪乱が風応力の攪乱に加わることによるものと考えられる。

4. 碎波による乱流成分

(1) 二重床水槽による乱流成分の分離

二重床水槽を用いることによって、一重床水槽におけるような戻り流れの影響を除去できるだけでなく、下段水路高を $h_c=29$ cm とした場合には上段と下段水路の断面平均流速が等しくなり、碎波による乱流成分の検出が可能となる。

図-8は、全波峰が白波状態となる風速 $U_r=15.1$ m/s における $h_c=29$ cm の二重床上段水路の $z/h=-0.1$ と下段水路の $z/h=-0.7$ での水平および鉛直流速スペクトルをそれぞれ比較したものである。 $z/h=-0.1$ はパースト層内にあることから、そこでのスペクトルは上段で



(a) 水平流速スペクトル (b) 鉛直流速スペクトル

図-8 風速 $U_r=15.1$ m/s での二重床水槽における上・下段水路 ($z/h=-0.1$ および $z/h=-0.7$) の流速スペクトルの比較

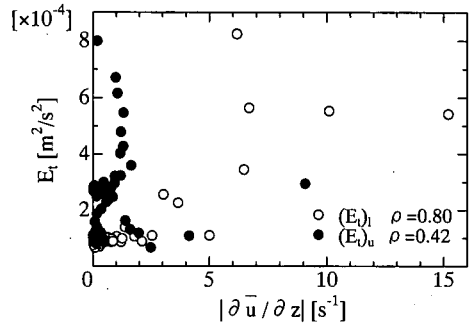


図-9 $h_c=29$ cm の二重床水槽における上段および下段各点での乱流エネルギー $(E_t)_u$ および $(E_t)_l$ と速度勾配 $|\partial \bar{u} / \partial z|$ の関係

の平均流によるせん断乱流に碎波による攪乱乱流成分が加わったものを表すと考えてよい。一方、 $z/h=-0.7$ は下段水路中央部に位置し、そこでの流速スペクトルは上段水路の平均流とほぼ同一の速度を持つせん断流による乱流成分を表すと考えてよい。したがって、上段でのスペクトルから下段のスペクトルを差し引けば、碎波による乱流成分が分離されることになる。

(2) 碎波による乱流エネルギー

二重床上段水路の乱流エネルギー $(E_t)_u$ には平均流のせん断乱流に碎波による攪乱乱流が加わるのに対し、下段水路の乱流エネルギー $(E_t)_l$ は平均流のせん断乱流のみによる点に着目すれば、平均流の速度勾配 $|\partial \bar{u} / \partial z|$ との相関関係から、碎波による攪乱の影響度を知ることができる。図-9は、 $h_c=29$ cm の二重床水槽における上段および下段各点での乱流エネルギー $E_t=E_u+E_{ht}$ と速度勾配 $|\partial \bar{u} / \partial z|$ の関係を相関係数 ρ とともに $U_r=15.1$ m/s の場合について示したものである。下段の $(E_t)_l$ と速度勾配の間には高い相関があるのに対し、上段の $(E_t)_u$ と速度勾配の間の相関は低く、このときの上段の乱流エネルギーの過半が平均流のせん断乱流以外によっていると推察される。

このような上段水路における乱流エネルギーの生成が

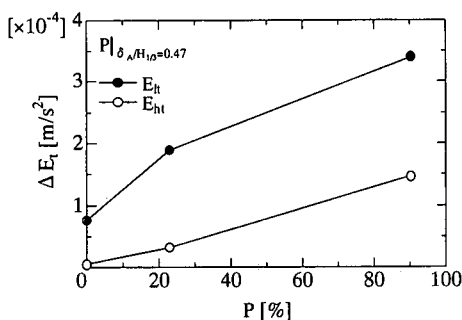


図-10 乱流エネルギー ΔE_t および ΔE_{ht} と白波率 P との関係

砕波によっていることを示すため、まず、上段と下段でのせん断乱流エネルギーは等しいと仮定し、上段の乱流エネルギーよりせん断乱流成分の除去を行う。これより、残った乱流エネルギー

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_u &= (E_u)_u - (E_u)_t \\ \Delta E_{ht} &= (E_{ht})_u - (E_{ht})_t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

と、 $\delta_A/H_{1/3}=0.47$ を砕波限界指標とする白波率 P (小笠原ら, 2002) との関係について調べる。

図-10 はその結果であり、 ΔE_{ht} と白波率 P との関係から、上段水路での高周波乱流エネルギーの主因が砕波による攪乱にあると判断できる。これに対し、 ΔE_u の値は白波率と必ずしも比例しておらず、低周波乱流エネルギーは砕波を含めた風応力の諸作用によっていることが示唆される。したがって、砕波による攪乱作用を評価するには、砕波の影響が高周波乱流エネルギー E_{ht} に強く現れる点に着目し、これを指標とする手法が有効であろう。ただし、 E_{ht} には平均流や低周波乱流成分からのカスケード伝達による乱流エネルギーも含まれているため、これらを全て砕波起源とすることはできず、除去する必要がある。

そこで、図-11 に示すように高周波成分の臨界周波数 f_{ch} から 10 Hz までの $f^{-5/3}$ 則に従うカスケードスペクトルと実測スペクトルの差の部分 (斜線部) 平均値を砕波によって生成される乱流成分 ΔS_h として定義する。

図-12 は、このようにして求めた ΔS_h の鉛直分布を各風速 U_r について示したものである。 ΔS_h の値は水面から有義波高程度の境界層内で U_r とともに急増し、砕波が高周波乱流成分の発達の主要な因子となっていることが推察される。また、 ΔS_h は純粋に砕波によって生成される乱流成分を表していると思ふことができ、砕波による攪乱乱流指標としての扱いも可能である。

5. 結 語

吹送流のせん断乱流と砕波や気流のはく離による攪乱乱流の影響を分離して計測することができる自然循環式

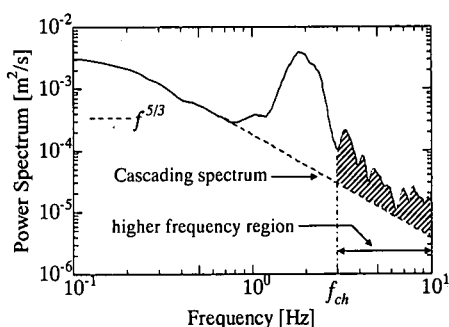


図-11 破波を起源とする高周波乱流成分の抽出のための定義

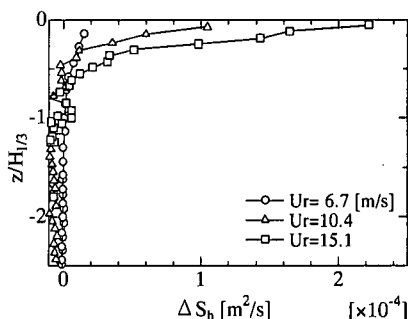


図-12 ΔS_h の鉛直分布と風速 U_r の関係

二重床水槽を用いて吹送流の乱流構造の解明を行った。その結果、従来の水槽では、戻り流れの不安定変動に伴う攪乱乱流の影響が乱流生成の主因となるのに対し、二重床水槽では、風応力の攪乱が支配的となることが明らかとなった。さらに、二重床水槽上段で生成される乱流エネルギーの過半が砕波の攪乱作用によるものであり、その影響が有義波高程度の境界層内における高周波乱流エネルギーの発達の主要な因子となることが明らかとなった。

謝辞：実験に際し、当時大学院生の武田真典君および当時学部生の高野隆行君の両氏には多大なる助力を頂いた。ここに感謝の意を表す。また、本研究は日本学術振興会科学研究費基盤(A)(2)12304025 による成果であることを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 小笠原敏記・武田真典・安田孝志 (2002): 気泡混入層厚に着目した風波の砕波指標, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 331-335.
- 小笠原敏記・安田孝志・井坂健司・湯本大輔 (2001): 二重床風洞水槽による風波下の乱流構造と水面応力の下方伝達, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 386-390.
- 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): 強風下に生成される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.
- Mellor, G. L. and T. Yamada, (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space. Phys, 20, pp. 851-875.