

強風下に生成される水面バースト層とその乱流特性

安田 孝志* ・ 水谷 夏樹** ・ 板野 誠司***
井坂 健司**** ・ 川越 雄太**** ・ 小野田 武****

1. 緒 言

砕波を伴う風波下の渦拡散や鉛直混合などの乱流特性は、海洋表層での輸送・拡散現象や吹送流の鉛直分布などに関わって重要である。強風下では、風波の発達状況に応じて多様な砕波が生じるが、海面は各砕波を個別に扱うことが困難なバーストと称すべき状態となっている。こうした海面のバーストによって、対数則に従わない強い乱流層が形成され、それが強風下の吹送流の渦拡散を支配していると考えられる。

こうした対数則に従わない乱流層の存在は、Kitaigorodskii ら (1983) や Thorpe (1984) の現地観測によって初めて指摘され、Craig (1996) によってそのモデル化も試みられているが、海面バーストとの関係になお不明な点が多い。

また、風洞水槽を用いた実験によってもこの乱流層に対する検討が試みられているが、その多くが非砕波条件で行われている上、砕波を伴う強風下のものであっても水槽条件に支配された戻り流れや各種非定常 2 次流による、風波主成分よりも低周波の乱流成分が計測されている。このため、現地で観測される乱流成分 (Agrawal et al., 1992) とは別物が計測の対象となってしまう、条件を制御して高度な計測を行える実験の利点が生かされず、乱流層と風波砕波の関係には依然として不明な点が多い。

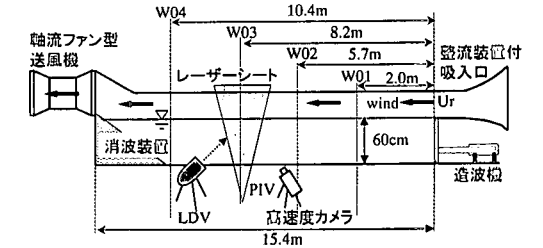
本研究では強風下の水面バーストによって生成される水面下の乱流層をバースト層と定義し、まず、砕波率 0% の弱風から 100% の強風までの条件下でバースト層と風波、波形スペクトルなどとの関係の解明を行う。ついで、この結果を基に、バースト層の乱流特性を流速ベクトルや乱流エネルギー、さらに渦粘性係数などに関して明らかにする。

2. 実験装置と方法

実験は、図一1 に示す 3 面ガラス製吸込式風洞水槽 ((株)伊勢屋機械製作所製、 $0.4\text{ m} \times 1.0\text{ m} \times 15.4\text{ m}$) を用い、水深を 60.0 cm に固定し、基準風速 (水槽入口での断面平均風速) U_r を 5.4, 10.7 および 16.0 m/s と変化させて行った。風速は水槽入口断面および W01~W04 の各測点において 2 成分熱線風速計によって計測した。可視化に対しては直径 50 μm 、比重 1.02~1.03 のナイロン粒子トレーサーを用い、水槽底面から水面で厚さ約 3.5 mm となるレーザーシートを照射し、鉛直 2 次元速度場の計測を行った。水槽両端での水位差は二台の超音波水位計によって、W01~W04 の各測点での波形は特製の風洞用容量式水位計によって、それぞれ計測した。

水粒子速度の計測には、0.5 W の 2 成分 LDV および 5W 半導体レーザーと 480×480 pixel の高速カメラを組み合わせた PIV (VISIFLOW) を用いた。可視化画像の撮影については最大解像度 (480×480 pixel) を用い、2,048 フレーム (撮影速度 60 fps で 34.1 s) の連続計測を行った。この時の撮影範囲 FOV 28×28 cm (480×480 pixel) に対して濃度パターンの解析領域 (32×32 pixel) を設定し、56×56 個の速度ベクトルを算出した。この結果、空間分解能は 0.5×0.5 cm であるが、撮影速度 60 fps に対して速度分解能は 3.5 cm/s となる。

表一1 に、測点 W03 での風波の波形諸量をこの時の実験条件として示す。なお、基準風速 $U_r=10.7\text{ m/s}$ は、測点 W03 において白波が発生するほぼ限界風速であり、この時の弱風 ($U_r=5.4\text{ m/s}$) および強風 ($U_r=16.0\text{ m/s}$) の中間となる。また、表中の摩擦速度 u_* は Wu(1980)



図一1 風洞水槽の概略と測定位置

* 正 会 員 工博 岐阜大学大学院 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻
** 学生会員 工修 岐阜大学大学院工学研究科生産開発システム工学専攻 (日本学術振興会特別研究員)
*** 工修 (株)エイトコンサルタント
**** 学生会員 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

表一 実験条件と波形諸量

No.	U_r (m/s)	u_{*} (m/s)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	$S(f_p)$ (m ² /s)	f_p (Hz)
1	5.4	1.51×10^{-2}	1.14	0.21×10^{-1}	1.01×10^{-1}	3.61
2	10.7	1.11×10^{-1}	3.91	1.49×10^{-1}	1.48	2.32
3	16.0	3.64×10^{-1}	7.24	5.78×10^{-1}	6.74	1.78

の実験式

$$u_*^2 = (0.8 + 0.065 U_r) \times 10^{-3} \times U_r^2 \dots\dots\dots (1)$$

によっている。

3. 風波下的の水粒子速度場の特性

(1) 風波下的の波形スペクトル

各風速に対する波形スペクトル $S(f)$ と測点 (フェッチ) の関係を図-2 に示す。これから、非碎波の $U_r = 5.4$ m/s ではフェッチの増大とともにスペクトルのピーク周波数 f_p だけでなくピークパワー S_p も増大しているが、測点 W03 が白波の発生限界となる $U_r = 10.7$ m/s では W02 から W04 の間での S_p の増大はほとんど見られなくなっている。しかし、 $U_r = 16.0$ m/s になると、水槽全域で白波立つようになるものの再びフェッチの増大とともにスペクトルの発達が見られるようになり、風からのエネルギー供給が白波による散逸を上回るようになることが分かる。

(2) LDV と PIV による流速の比較

図-3 は測点 W03 での LDV および PIV での水平・鉛

直流速スペクトルの比較である。波動成分については測点位置に関係なく、PIV は LDV とほぼ同一の精度を持つが、低周波成分 (2 次流を含む吹送流) に対して、過小評価傾向にある。一方、波動成分よりも高周波側では、いずれも 10 Hz 以下であれば $f^{-5/3}$ 則に従っており、LDV との対応も良好であり、PIV による乱流計測が可能と判断できる。

(3) 風波下的の水粒子速度場

風洞水槽内では水槽諸元に規定される様々な 2 次流 (循環流) が生成されるため、これらに注意して風波下的の水粒子速度場の実体を明らかにして行く必要がある。

図-4 は、このときの水粒子速度場の等方性と一様性を調べるため、 $U_r = 16.0$ m/s の場合について水槽側壁から $y = 12$ cm および 20 cm (中央) での LDV のよる水平・鉛直流速スペクトルを比較したものである。各種 2 次流の影響を受けた 0.5 Hz 以下の低周波成分を除けば、等方一様性が保たれていることがわかる。

ついで、図-5 は、 $U_r = 16.0$ m/s の場合の LDV による水平流速スペクトルの $z/h = -0.08 \sim -0.50$ における鉛直変化を示したものである。前述の図-2 の波形スペクトルに比べて、流速スペクトルは低周波および高周波側に大きなパワーを有しており、これが風波下的の水粒子速度場の特色と言える。ただし、 $z = -5$ cm と -10 cm 以深の間で、パワーに明瞭な差異が認められ、水面付近に強い乱流層 (バースト層) が形成されていることが示唆さ

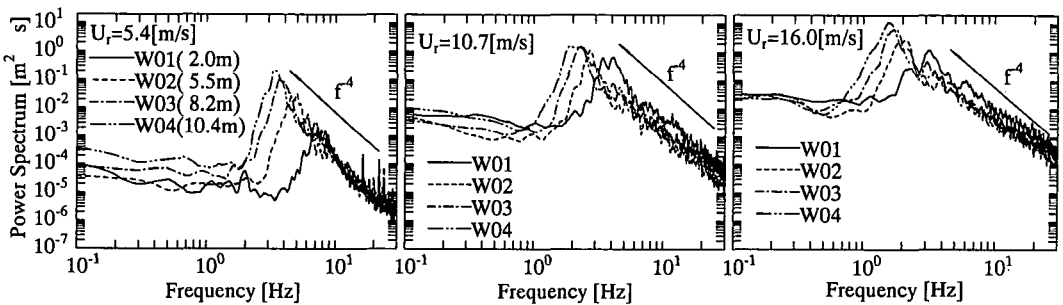


図-2 風波の波形スペクトルと風速 U_r 、フェッチの関係

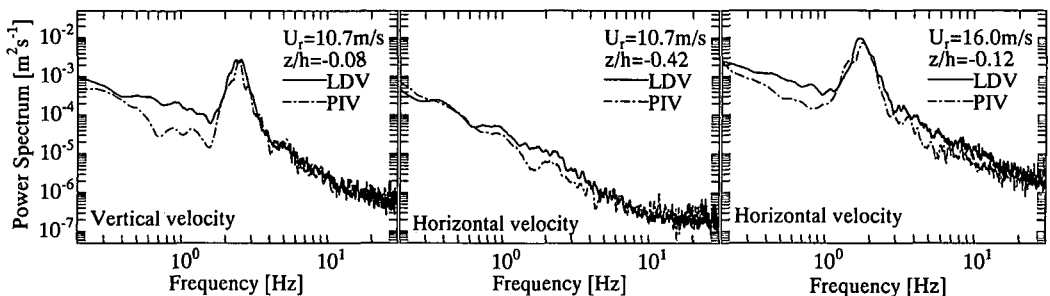


図-3 PIV と LDV による流速スペクトルの比較

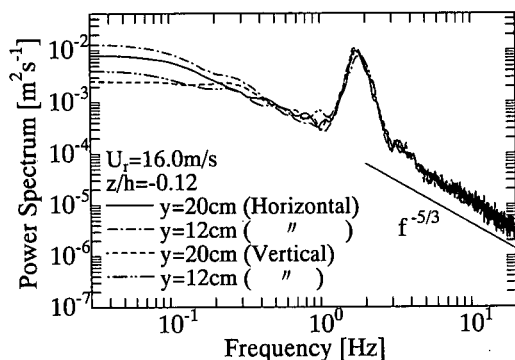


図-4 水粒子速度 (LDV) の等方性と一様性

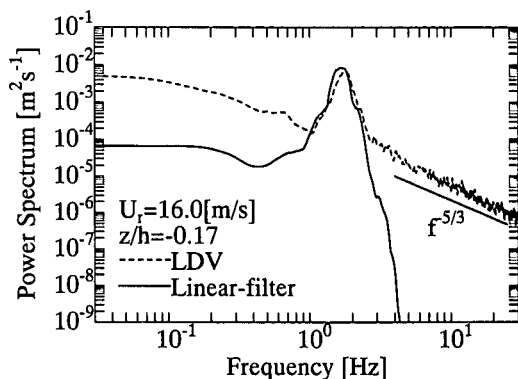
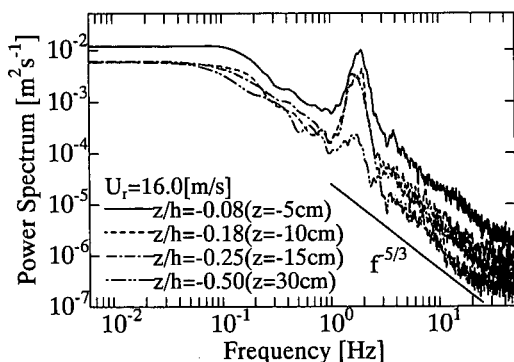


図-6 波形スペクトルから線形フィルターによって求めた流速スペクトルと LDV によるスペクトルとの比較

図-5 基準風速 $U_r=16.0$ m/s における水平流速スペクトル (LDV) の鉛直変化

れる。

図-6 は、波形スペクトルから線形フィルターによって求めた水平流速スペクトルと LDV による流速スペクトルの比較である。1 Hz~3 Hz の周波数帯では両者はほとんど一致しており、水面変動に一義的に支配される波動成分が卓越していることが分かる。これに対し、高周波側に生成される $f^{-5/3}$ 則の乱流成分は、線形フィルターによるスペクトルには全く現れないものであり、水面変動に独立した、風波下の水粒子速度場特有の成分であると言える。この乱流成分こそ Agrawal ら (1992) によって現地観測されたものであり、実験においても計測すべき対象である。

(4) 風波下の高周波乱流成分のエネルギー源

これまでの多くの実験では、高周波側成分は無視されるか、低周波側の *cascading* による乱流成分として捉えられてきた。しかし、強風下では水面全体が白波立つバースト状態となり、それによって表層には強い乱流成分が生成されるはずである。

図-7(a) は、このことを明らかにするため、 $z/h=-0.08$ の LDV による水平流速スペクトルと基準風速 U_r との関係を示したものである。 $U_r=5.4$ m/s では波の発達が弱く、吹送流成分の方が卓越し、吹送流を主流と

する $f^{-5/3}$ 則域が波動成分よりも低周波側に生成され、高周波側には白色雑音に近い '*background noise*' が存在するだけである。これに対し、水面がバースト状態となる $U_r=16.0$ m/s だけでなく、白波発生限界の $U_r=10.7$ m/s の場合にも高周波側に $f^{-5/3}$ 則域が生成されている。これを 3×10^{-2} Hz 以下の低周波の吹送流を主流とする *cascading* によるとすれば、ほぼ同一エネルギーの吹送流から 10 倍近いエネルギー差がある高周波乱流成分が生成される事実を説明できない。この $U_r=10.7$ m/s と 16.0 m/s での高周波成分のエネルギー差が波動成分のエネルギー差にほぼ対応している点に着目すれば、これらの高周波成分の生成は風から波動成分に吸収されるエネルギーの放出によっていると解釈できる。

図-7(b) は $z/h=-0.23$ での水平流速スペクトルの比較であり、高周波側に $f^{-5/3}$ 則に従う乱流成分が生成されるのは $U_r=16.0$ m/s の場合に限られ、 $U_r=10.7$ m/s では 5.4 m/s の場合と同様の '*background noise*' となることを示している。こうした $U_r=16.0$ m/s と 10.7 m/s の高周波成分の差異は、共に波動成分をエネルギー源としながら、前者が強い水面バーストによってエネルギーを放出するのに対し、後者が微小砕波を基本としたエネルギー放出によっていることに起因していると推察される。

4. バースト層の存在とその乱流特性

(1) バースト層の存在

LDV による流速スペクトルの傾き (ベキ則) から高周波と波動成分間の臨界周波数 f_{ch} を決め、各鉛直点での水平および鉛直流速スペクトル $S_{uu}(f, z)$ および $S_{ww}(f, z)$ より乱流エネルギー $E_t(z)$ を次式によって定義する。

$$E_t(z) = \frac{\rho_w}{2} \int_{f_{ch}}^{\infty} [S_{uu}(f, z) + S_{ww}(f, z)] df \quad \cdots (2)$$

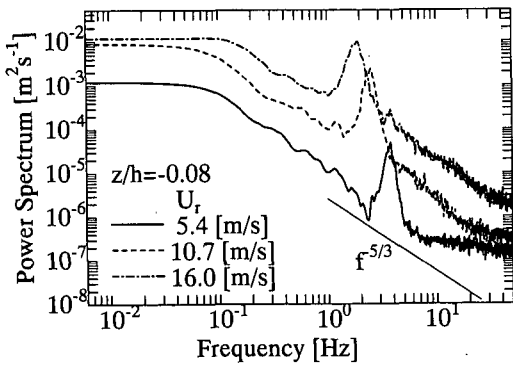
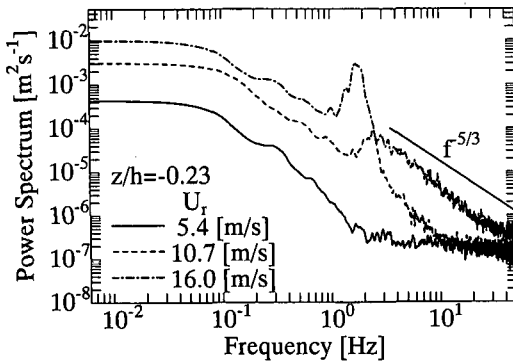
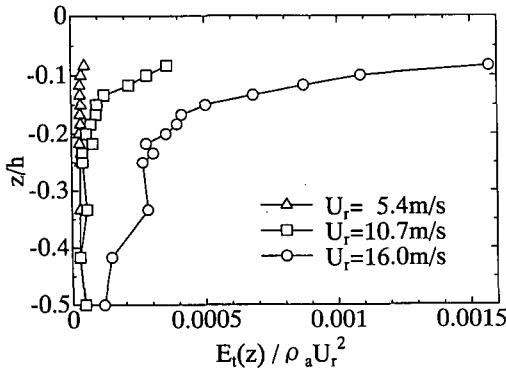

 (a) $z/h = -0.08$

 (b) $z/h = -0.23$

図-7 水平流速スペクトル (LVD) と風速の関係


 図-8 標準化された乱流エネルギー $E_t(z)/\rho_a U_r^2$ の鉛直分布

ここで、 ρ_w は水の密度である。

図-8 は、 $E_t(z)$ を基準風速エネルギー $\rho_a U_r^2$ によって基準化し、各基準風速に対する鉛直分布を比較したものである。 $U_r = 5.4$ m/s では、高周波成分は前出したように 'background noise' によるため、乱流エネルギーは存在しない。しかし、 $U_r = 10.7$ m/s になると、微小碎波や Toba ら (1996) の言う 'Downward bursting' によると考えられる乱流エネルギー層が $z/h = -0.15$ より上層に生成されるようになる。さらに $U_r = 16.0$ m/s になると、

$z/h = -0.50$ 付近まで乱流エネルギーが分布するようになるが、特に $z/h = -0.20$ より上層に著しい乱流エネルギーを伴うバースト層の存在が明瞭になっている。ただし、その厚さはこのときの $H_{1/3} = 7.2$ cm の約 2 倍であり、Thorpe (1984) が指摘した非対数則層の半分程度に留まっている。

(2) バースト層の発生機構

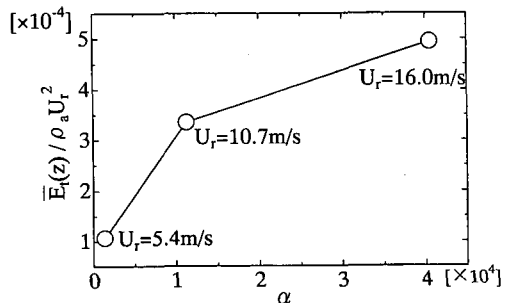
これまでの検討によって、強風下の水面には強い乱流エネルギーを伴うバースト層が生成されていることが明らかとなった。それが水面バーストによって生成されることに疑いの余地はないが、Toba・Koga (1987) によって定義された碎波率パラメータ $\alpha = U_*^2/2\pi\nu f_p$ と $z/h = -0.08 \sim -0.5$ 間での乱流エネルギーの鉛直平均 $\bar{E}_t$ との関係を示す図-9 からこのことは明らかである。これによって、碎波率として評価される水面バーストの作用と乱流エネルギーによって表されるバースト層の規模・発達度の間に一義的対応の存在が明瞭となっている。

図-10 は、 $U_r = 16.0$ m/s の下での水底から 33.2 cm $\sim$ 51.2 cm の範囲における PIV による速度ベクトルの時間変化を示したものである。静水面下 15 cm ($u/h = -0.25$) 付近にまで達するジェットの突入に伴う下降流が見られる一方、これに押し上げられる形で上昇流が生じるなど、水面バーストによって活発な鉛直混合が行われていることがわかる。

(2) バースト層の乱流特性

図-11 は、 $f > f_{ch}$ の高周波成分から成る水平および鉛直速度 u' および w' を用いてレイノルズ応力 $-\rho_w \overline{u'w'}$ を計算し、その鉛直分布と基準風速 U_r の関係を示したものである。これから、 $U_r = 16.0$ m/s の場合の $u/h > -0.15$ において著しくレイノルズ応力が增大しており、バースト層内において強いエネルギー散逸が生じていることが分かる。これは、バースト層を介して運動量輸送が行われる一方、バースト層でも著しい散逸が生じていることを示している。

ついで、渦粘性係数 ν_t を


 図-9 乱流エネルギーの鉛直平均 $\bar{E}_t(z)$ と碎波率パラメータ α の関係

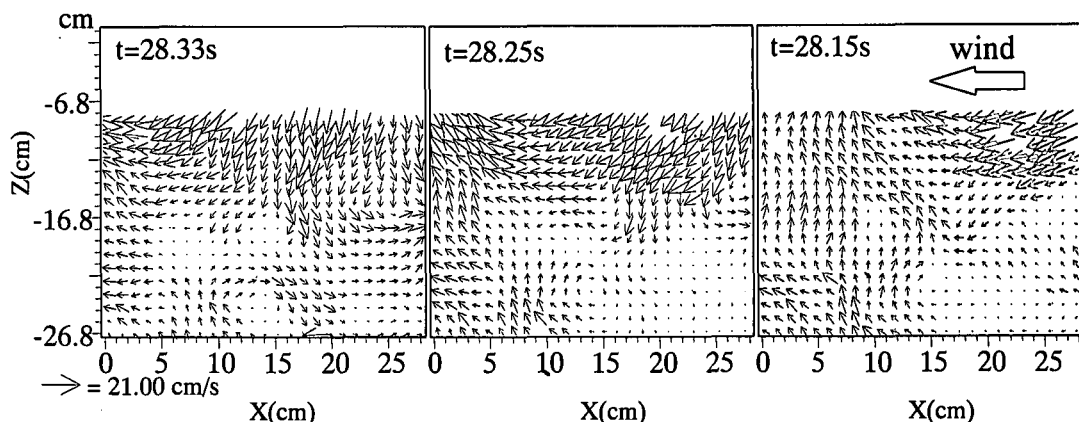


図-10 水面バーストによって生成される水面付近の水粒子速度場

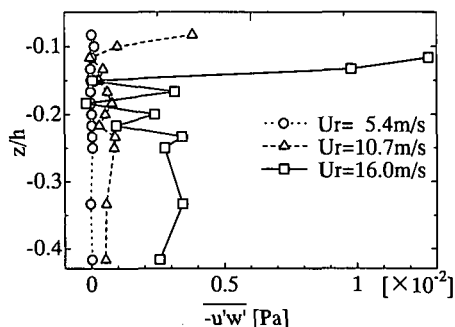


図-11 風波下のレイノルズ応力の鉛直分布

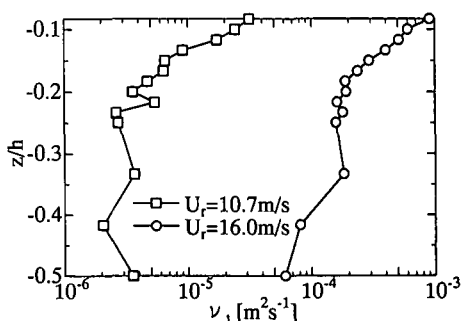


図-12 風波下の渦粘性係数の鉛直分布

$$\nu_t = \frac{C_\mu c^2 \int_{f_{ch}}^{\infty} S(f) df}{32 \pi^2 \nu \int_{f_{ch}}^{\infty} f^2 S(f) df}, \quad c = \frac{g}{2 \pi f_{ch}} \quad \dots\dots (3)$$

によって定義し、その鉛直分布と風速の関係を図-12に示す。ここに、 C_μ は乱流モデル定数0.09である。

ν_t の値が U_r に対応するのは当然であるが、共に水面に近づくに従って増大し、 $U_r=16.0$ m/sの場合に 10^{-3} m²/s程度まで増大している。ただし、乱流エネルギーやレイノルズ応力がバースト層に集中しているのに対し、 ν_t の値は下層まで余り減少せず、渦拡散によって下層に運動量が活発に輸送されていることと符号している。

5. 結 語

LDVおよびPIVによって風波下的水粒子速度場の計測を行い、強風下の砕波を伴う水面のバーストによって著しい乱流エネルギーを有する乱流境界層、すなわち、バースト層が水面下に生成されることを明らかにした。さらに、このバースト層の生成によってレイノルズ応力やエネルギー散逸率も増大することを明らかにし、バースト層が強風下の海洋表層での拡散・混合などの過程に密接に関わっている可能性を示した。

最後に、本研究で使用した水槽の設計・製作に当たられた(株)伊勢屋機械製作所の諸氏に深謝するとともに、本研究は日本学術振興会科学研究費基盤(c)(2)12650509および特別研究員奨励費による成果であることを付記し、謝意を表す。

参 考 文 献

- Agrawal, Y. C., et al. (1992): Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves, *Nature*, Vol. 359, pp. 219-220.
- Craig, P. D. (1996): Velocity profiles and surface roughness under breasting waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 101, No. C1, pp. 1265-1277.
- Kitaigorodskii, S. A., et al. (1983): Wave turbulence interactions in the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 13, pp. 1988-1999.
- Thorpe, S. A. (1984): On the determination of K_ν in the nearsurface ocean from acoustic measurements of bubbles, *J. phys. Oceanogr.*, Vol. 14, p. 855-863.
- Toba, Y. and M. Koga (1987): A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea spray production and wind stress, *Oceanic Whitecaps*, ed. E. C. Monahau and G. M. Niocaill, D. Reidel Pub., pp. 37-47.
- Wu, J. (1980): Wind stress coefficients over the sea surface near neutral conditions, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 10, pp. 727-740.