

気泡混入層厚に着目した風波の碎波指標

小笠原敏記*・武田 真 典**・安田 孝 志***

本研究は、風波碎波の影響を定量的に評価するための碎波指標を気泡混入層厚に着目して導き、その有用性を示したものである。具体的には、風洞水槽内にレーザー光を照射して得られる気泡混入部の励起画像より、2 値化および局所平均フィルタなどによって気泡混入層を検出し、その厚さに着目して碎波判定指標を提案している。これによって、白波の有無や規模の定量的評価が可能となるだけでなく、その頻度分布から各風速における白波・碎波規模等の分布情報を得ることもでき、風波碎波の発生限界・確率および規模を含めた統一かつ定量的評価が可能となっている。

1. 緒 言

風波下の碎波は、風波や吹送流の発達に留まらず、水面下の乱れ・拡散および大気と海洋間のガス交換など海洋表層における動力学に大きな影響を及ぼしている (Melville, 1996)。こうした風波碎波の定量的評価に関する研究としては、海面上空からの写真を用いて白波の被覆率を求め、それを海上 10 m での風速 U_{10} と結び付けるものがほとんどである (Monahan, 1971; Toba and Chaen, 1973; Wu, 1979, 1990)。その一方で、風波のピーク周期数や波形勾配などの波形情報のみに基づく碎波指標の提案もなされている (Babanin et al., 2001)。しかし、依然として風波碎波の発生率や碎波規模などを統一かつ定量的に示すことができる指標は存在せず、碎波の影響評価はほとんどの場合、断片的でかつ定性的な評価に留まっている。それは、風波碎波が大気と海洋の結合面の局所平衡状態における乱流境界層のバースト現象であり、非回転水面波動に対する碎波指標が意味を持たない上に、マクロ的に扱わざるを得ない現象であることによる。

そこで本研究では、こうした風波碎波の特色——マクロ的取扱いを必要とする気層と液層の混合現象——を踏まえ、風波碎波や気流のはく離による波峯部での *down burst* によって水面下に生成される気泡混入層に着目し、この閾値によって風波碎波の白波被覆率、碎波率および碎波限界指標を定義する手法を提案するとともに、その有用性を明らかにしたい。

2. 実験の概要

(1) 実験方法

実験は、図-1 に示す 3 面ガラス張りの自然循環式二重床風洞水槽 ($1.0\text{ m} \times 0.4\text{ m} \times 15.4\text{ m}$) を使い、長さ 9.16 m のアクリル製循環用管路の上段水深を 30 cm

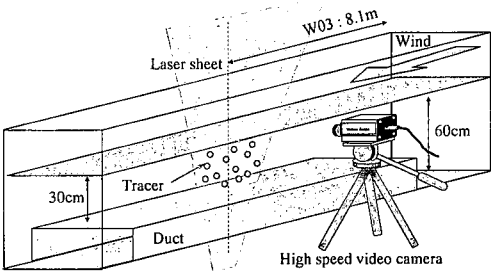


図-1 風洞水槽の概略と撮影方法

表-1 波形諸量

U_r (m/s)	u_* (m/s)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)	$S(f_p)$ (m ² /s)	f_p (Hz)
6.7	0.236	3.00	0.372	0.85	2.54
10.4	0.400	5.55	0.485	2.71	2.32
15.1	0.637	7.03	0.563	4.23	1.76

(全水深 $h=60\text{ cm}$) に固定し、風洞入口での基準風速 U_r を 6.7, 10.4 および 15.1 m/s の 3 通りに変化させて行った。表-1 に、測点 W03 での各風速による波形諸量を示す。

蛍光染料 (Rhodamine-B) を着色したトレーサー (ナイロン 12, 平均粒径 $50\text{ }\mu\text{m}$, 比重 1.02) を水槽底面から 5W 半導体レーザーで照射して水粒子速度場の可視化を行い、それを最大解像度 480×480 画素の高速度カメラ (フレーム数 2,048 枚, 撮影速度 60 fps) によって撮影し、PIV (VISIFLOW) 解析により速度ベクトルを求めた。気泡混入部の可視化は、波長 532 nm のレーザー光の照射によって気泡混入部が波長 590 nm 程度で励起される点に着目し、それ以外の強い散乱光を 560 nm の臨界波長を持つ光学フィルターによってカットすることにより、気泡からの励起光のみを撮影して行った。

(2) 解析方法

レーザー光の照射による気泡からの励起光の画像を基に、図-2 に示すような手順によって気泡混入部の検出を行う。以下にその解析手順並びにその手法について説

* 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
** 工修 (社)水産土木建設技術センター研究部
*** 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

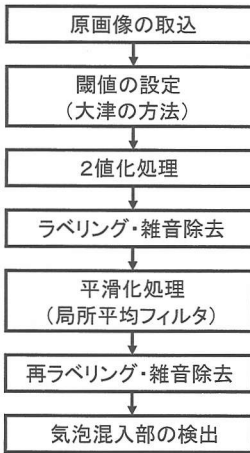


図-2 気泡混入部の検出過程

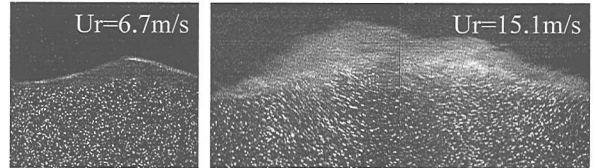


図-3 原画像

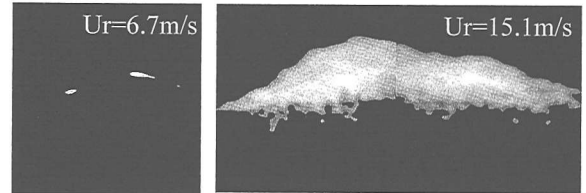


図-4 処理画像

明する。

初めに、実験より得られる図-3に示すような原画像に対し、輝度値が白色に近い気泡混入層部分と黒色に近い背景部分を識別するために2値化処理を行う。閾値の設定には、輝度値を単一閾値で2値化する場合の自動評価法として一般的に用いられている大津(1980)の方法を適用した。2値化処理によって白色の輝度値(255)で表される各物体には、気泡混入部とそれ以外の雑音部(主に水粒子速度の同時計測のために水中に流布するトレーサ粒子)を含んでいる。これらの各物体に対してラベリング処理を行い、雑音部のみの除去を行う。具体的には、平均水面より下側の範囲で34.1秒間の連続原画像から目視によって判断した境界線(気泡混入があり得ない境界)を設定し、この境界線より下側に存在する全物体と境界線より上側に存在するトレーサ粒子の画素面積以下のラベリング化された各物体を雑音部とみなして1回目の除去処理をする。次に、2値化処理によって明らかとなる原画像の雑音部を輝度値0(黒)と変換し、その画像に対して局所平均フィルタによる平滑化処理を行う。これは中心画素を含む局所領域の平均値を中心画素の値とするものであり、原画像の輝度値を f 、処理後の輝度値を g とすれば、フィルタ処理は次式で表すことができる。

$$g(i, j) = \frac{1}{m \cdot n} \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^n f\{i - [(m-1)/2] + k - 1, \\ j - [(n-1)/2] + l - 1\} \dots \dots \dots (1)$$

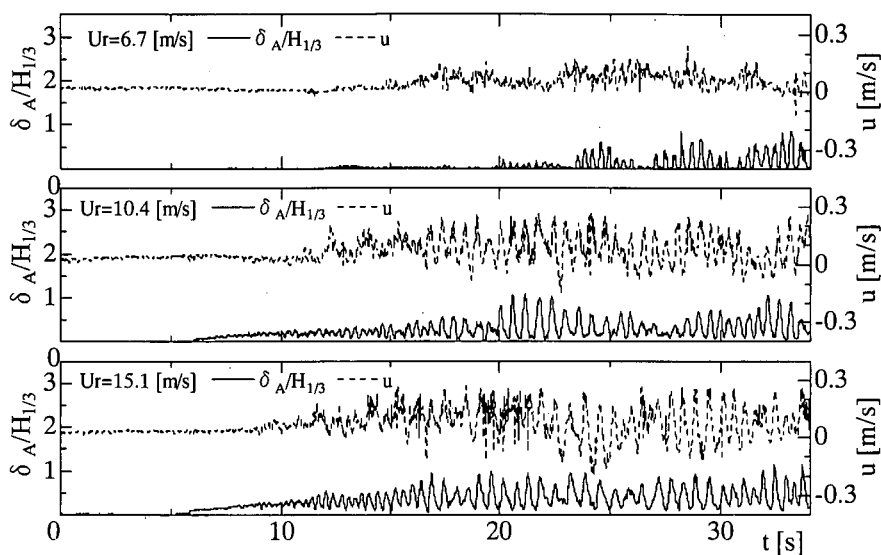
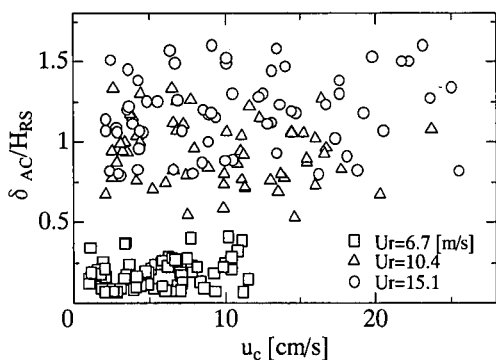
ここで、 i, j は中心画素の位置、 m, n は平滑化するマトリックスサイズ、 $[\]$ はガウス記号である。本研究では、 5×5 マトリックスの局所領域を設定し、中心画素にのみ重み係数を与えて10回の平滑化処理を全画素に対して行い、物体(白)と背景(黒)の境界をより明瞭にする。

そして、この画像を再度2値化・ラベリング処理を行い、2回目の雑音部の除去処理をすることによって、気泡混入部を検出することが可能となる。

図-4は、図-3の原画像を解析処理した結果である。非碎波の $U_r = 6.7 \text{ m/s}$ では気泡混入層が検出されないが、顕著な碎波の発生が観察される $U_r = 15.1 \text{ m/s}$ では気泡混入層が明瞭に検出されていることがわかる。さらに、こうした風速による気泡混入層の差異は明らかに碎波の有無によるものであり、本解析手法によって風波碎波下の気泡混入部の抽出が可能となるだけでなく、白波(碎波)の有無や規模の評価も可能となることがわかる。

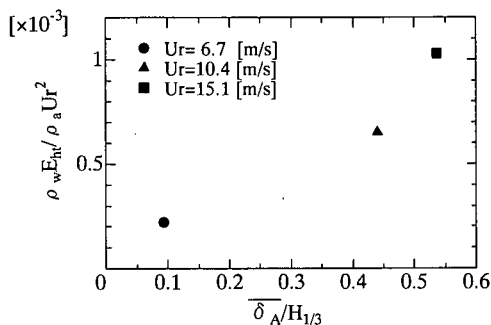
3. 気泡混入層厚と水粒子速度の関係

図-5は、測点W03での2,048枚の連続画像(34.1秒間)から各瞬間値の気泡混入部の面積を原画像幅28cmで平均したものを δ_A と表し、それを有義波高 $H_{1/3}$ で無次元化した相対気泡混入層厚 $\delta_A/H_{1/3}$ と $z/h = -0.05$ (z は静水面を原点とする鉛直上向き座標)での水平水粒子速度 u の風の吹き始めからの時間変化を各風速について示したものである。風速の増大とともに $\delta_A/H_{1/3}$ の発達過程にも違いが生じるようになるが、 $U_r = 6.7 \text{ m/s}$ での $\delta_A/H_{1/3}$ の値は、風の吹き始めから20秒までほぼゼロに等しく、20秒以降に周期的に増大するもののほぼ0.5以下に留まっている。 $U_r = 10.4 \text{ m/s}$ になると、 $\delta_A/H_{1/3}$ の値は10秒前後から徐々に発達して行き、20秒付近で0.5を超え、それ以降は10数秒の周期で変動を繰り返している。 $U_r = 15.1 \text{ m/s}$ では15秒前後から0.5を、20秒後には1.0を超えるまでになる。このように、各風速における $\delta_A/H_{1/3}$ の値は、水粒子速度の位相にほぼ対応し、白波を伴う波頂部の通過時に極大になることから、各波峰での極大値は白波の規模を表しているものと見なすことがで


 図-5 風の吹き始めからの相対気泡混入厚 $\delta_A/H_{1/3}$ と水平水粒子速度 u の時間変化

 図-6 定常状態の各波峰での気泡混入層厚 δ_{AC}/H_{RS} と水平水粒子速度 u_c の関係

きる。

図-6 は、風の吹き始めから一定時間後(180 秒以上)の定常状態における波峰位相での水粒子速度 $u_c|_{z/h=-0.05}$ と気泡混入層厚 δ_{AC}/H_{RS} の関係を示したものである。ここで、 δ_{AC} の規準化に用いる代表スケール H_{RS} は、風速による δ_{AC} の変化を絶対評価するために導入するものであり、本実験の $U_r = 10.0$ m/s の風速による吹送距離 8.1 m (測点 W03) での有義波高 4.83 cm によって与えられる。 δ_{AC} の値は白波の規模を表し、 u_c の値は波高に対応すると考えられるが、両者はほとんど相関しておらず、碎波規模は波高に必ずしも依っていないことが示唆される。この結果は、波峰頂点での水平流速が波頂高と必ずしも比例しないことを示した Melville・Rapp (1988) の結果と対応するものと考えられるが、なお検討が必要である。


 図-7 平均気泡混入層厚 $\delta_A/H_{1/3}$ と風速 U_r で無次元化した高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht} / \rho_a U_r^2$ の関係

このように、個々の波峰の白波の規模には不明な点があるが、それらをマクロ的に捉えれば、風波下の乱流エネルギーと結び付けられるはずである。そこで、定常状態における気泡混入層厚 $\delta_A/H_{1/3}$ の 34.1 秒間の平均値 $\bar{\delta}_A/H_{1/3}$ を白波規模のマクロ指標と表し、これと風速 U_r で無次元化した高周波乱流エネルギー $\rho_w E_{ht} / \rho_a U_r^2$ (Ogasawara et al., 2002) の関係を図-7 に示す。風速の増大とともに白波および攪乱乱流の発達が共に顕著となることから、乱流エネルギーが白波規模とともに増大するのは当然であるが、その関係は直線的ではない。 $\bar{\delta}_A/H_{1/3} = 0.45$ 付近を変曲点とする $\rho_w E_{ht} / \rho_a U_r^2$ の増加傾向は、乱流エネルギーの発達に有意な影響を及ぼす白波規模に何らかの閾値が存在することを示すものと言える。

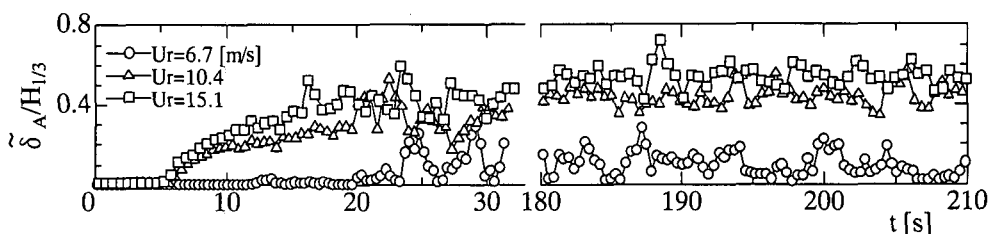


図-8 有義波周期 $T_{1/3}$ で平均化した $\delta_A/H_{1/3}$ の風の吹き始めから定常状態に達するまでの時間変化

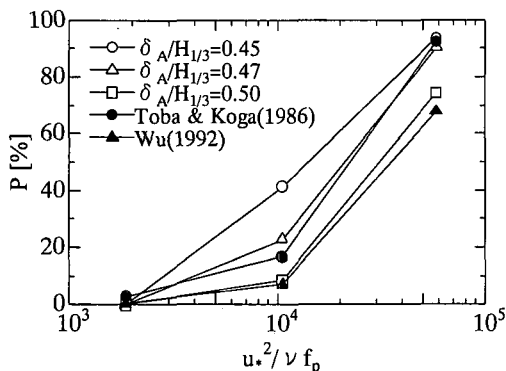


図-9 白波（被覆）率 P と無次元パラメータ $u_*^2/2\nu f_p$ の関係

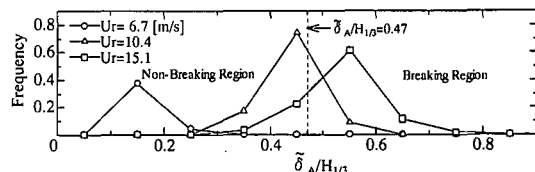


図-10 $\delta_A/H_{1/3}$ の頻度分布と風速 U_r の関係

$U_{10}^{3.75}$ を表している。閾値を $\delta_A/H_{1/3} = 0.47$ および 0.50 とした時の P は、それぞれ P_{TK} および P_W に良く一致しているが、 $U_r = 15.1$ m/s において常に白波状態であることを考慮すると、ここでは、 P の値が 90% 程度になる $\delta_A/H_{1/3} = 0.47$ の値を砕波判定指標として用いる。

図-10 は、定常状態における気泡混入層厚 $\delta_A/H_{1/3}$ の頻度分布と風速 U_r の関係を示したものである。図中の破線は上述の砕波判定指標 $\delta_A/H_{1/3} = 0.47$ であり、この線より右側は砕波状態となる相対頻度を表していることになる。また、この頻度分布から、風速に応じた白波率がわかるだけでなく、同時に有義波高 $H_{1/3}$ に対する気泡混入層厚 δ_A や白波規模の分布情報も得られることがわかる。

(2) 個々波の砕波率

上述の各波峯における気泡混入層厚 δ_{AC} に対して同様な閾値を設定できれば、これを風波個々波の砕波限界指標とすることができる。そこで、前述の本実験代表スケール H_{RS} で規準化した δ_{AC}/H_{RS} に対して閾値 γ を定め、各波峯の δ_{AC}/H_{RS} の値が γ を上回る割合を風波の砕波率 α として定義する。

図-11 は、 γ の値を 1.20 および 1.25 とした時の砕波率 α と無次元パラメータ $u_*^2/2\nu f_p$ の関係を示したものであり、図中の黒丸は観測および実験データに基づく Toba・Koga (1986) の砕波率 α_{TK} を表している。この時の α の値は、 α_{TK} にほぼ対応した分布を示しており、 $\delta_{AC}/H_{RS} = 1.20 \sim 1.25$ を風波の個々波の砕波限界指標とすることにより、風波砕波下での個々波を対象とした砕波判定も可能になると言える。

しかし、前述したように各波峯の白波規模にはなお不明な点が残っていることもあり、実験では $U_r = 15.1$ m/

4. 風波の砕波判定指標

(1) 白波率

図-8 は、無次元気泡混入層厚 $\delta_A/H_{1/3}$ の時系列を各風速の有義波周期 $T_{1/3}$ に相当する時間で平均化した値 $\delta_A/H_{1/3}$ の風の吹き始めからの時間発展と定常状態に達した 180 秒後の時間変化について示したものである。非砕波の $U_r = 6.7$ m/s では時間の経過に関わらず $\delta_A/H_{1/3}$ の値が 0.3 以下に留まっているが、 $U_r = 15.1$ m/s では時間とともにその値も増大し、測点 W03 で水面全体が白波状態となる 180 秒以降は、大部分の値が 0.5 を超えるようになる。また、水面が部分的に白波状態となる $U_r = 10.4$ m/s では、 $\delta_A/H_{1/3}$ の値が 0.4 前後を変動するようになることがわかる。この結果、 $\delta_A/H_{1/3} = 0.45 \sim 0.50$ の範囲に、砕波の発生限界を示す有意な風波の閾値（砕波判定指標）が存在するものと考えられる。

そこで、白波の存在限界を示す $\delta_A/H_{1/3}$ の閾値を 0.45, 0.47 および 0.50 と変化させ、 $\delta_A/H_{1/3}$ の値が各閾値を上回る割合を白波率 P として定義する。図-9 はその結果であり、この時の白波率 P と風波のピーク周波数 f_p を含んだ無次元パラメータ $u_*^2/2\nu f_p$ の関係を示したものである。図中の黒丸および黒三角は、現地観測と実験データより整理された Toba・Koga (1986) の白波被覆率 $P_{TK} = u_*^2/2\nu f_p$ および Wu (1992) による $P_W = 2.0 \times 10^{-2}$

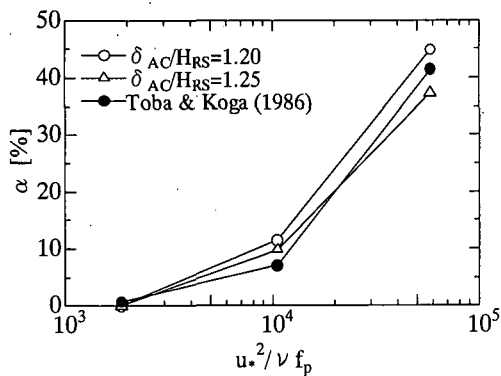


図-11 碎波率 α と無次元パラメータ $u_*^2/2\nu f_p$ の関係

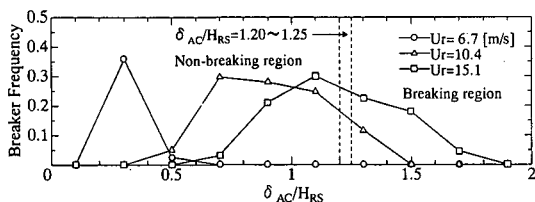


図-12 δ_{AC}/H_{RS} の頻度分布と風速 U_r の関係

s の場合に測点 W03 においてはほぼ全波峰に白波の生成が観察されたが、Toba・Koga の碎波率 α_{TK} に一致するように定めた碎波率 $\alpha|_{\gamma=1.20}$ は高々45%程度に留まっている。したがって、風波の碎波判定に対してなお検討の必要はあるものの、 δ_{AC} と各波峰の碎波規模との関係がより明瞭になれば、その規模を含めた碎波判定指標を δ_{AC} に着目することによって導くことも期待できる。

図-12 は、各波峰での気泡混入層厚 δ_{AC}/H_{RS} の頻度分布と風速 U_r の関係を示したものである。図中の破線領域 $\delta_{AC}/H_{RS}=1.20\sim 1.25$ で示す碎波限界より右側が個々の波峰の碎波頻度を表しているが、碎波限界指標となる δ_{AC}/H_{RS} の閾値を下げて $U_r=15.1$ m/s の場合の実際の碎波率 100% に近づけると、 $U_r=10.4$ m/s の場合の碎波率が 90% 近くになるなどの矛盾が生じる。このように、風波の各波峰の碎波限界指標として用いる δ_{AC}/H_{RS} の閾値になお問題はあがあるが、様々な風速下での気泡混入層厚 δ_{AC} のデータの蓄積が進めば、碎波率の算定精度も向上し、各風速における気泡混入層厚を求めることも可能となる。

5. 結 語

本研究では、レーザー光の照射による気泡からの励起光を捉えた画像に、2 値化および局所平均フィルタを適用し、碎波や気流のはく離によって水面下に取り込まれる気泡混入部の検出を行った。

以下に本研究で得られた主要な結論を要約する。

1. 相対気泡混入層厚 $\delta_A/H_{1/3}$ の値は、水粒子速度の位相にほぼ対応し、各波峰での白波規模を表していることが明らかとなった。
2. 相対気泡混入層厚を有義波周期で時間平均した $\bar{\delta}_A/H_{1/3}$ から碎波判定指標 0.47 を求め、このときの白波率は、現地観測と実験データより整理された Toba・Koga の白波被覆率と良く一致することがわかった。
3. この碎波判定指標を用いることによって、各風速における白波の有無やその規模の定量的評価が可能となった。
4. 風波の個々波の碎波判定指標 δ_{AC}/H_{RS} の閾値にはなお検討の必要性はあるが、様々な風速下での気泡混入層厚のデータの蓄積を行うことができれば、風波の発生限界・確率および規模を含めた統一的かつ定量的評価も可能となることを示した。

謝辞：本研究で実施した実験に熱心に協力された当時学生の久保耕平君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 (B) (2) 13555141 および (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

- 大津展之 (1980): 判別および最小 2 乗基準に基づく自動しきい値選定法, 電子通信学会論文誌, D, J-63 pp. 349-356.
- Babanin, A. V., I. R. Young and M. L. Banner (2001): Breaking probabilities for dominant surface waves on water of finite constant depth, J. Geophys. Res., VOL. 106, pp. 11659-11676.
- Melville, W. K. (1996): The role of surface-wave breaking in air-sea interaction, Annu. Rev. Fluid. Mech., Vol. 28, pp. 273-321.
- Melville, W. K. and R. J. Rapp (1988): The surface velocity field in steep and breaking waves, J. Fluid. Mech., Vol. 189, pp. 1-22.
- Monahan, E. C. (1971): Oceanic whitecaps, J. Phys. Oceanogr., 1, pp. 139-144.
- Ogasawara, T., Yasuda, T., Takeda, M. (2002): Roles of wind wave breakers in momentum transfer processes from wind to currents and turbulences, 12th ISOPE, (in press).
- Toba, Y. and M. Chaen (1973): Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface, Rec. Oceanogr. Works in Japan, 12, pp. 1-11.
- Toba, Y. and M. Koga (1986): A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress, Oceanic Whitecaps, Eds., E. C. Monahan and G. MacNiocail Reidel, pp. 37-47.
- Wu, J. (1990): On parameterization of sea spray, J. Geophys. Res., 95, pp. 18269-18279.
- Wu, J. (1992): Individual characteristics of whitecaps and volumetric description of bubbles, IEEE Trans. Oceanic Eng., 17, pp. 150-158.