

砕波遷移に伴う気泡生成特性変化とマイクロバブル量 に関する研究

渡部 靖 憲*・山内 悠 司**・佐 伯 浩***

この論文は、北海道石狩浜における現地実験 (2001.10.4) 及び室内実験を通して砕波帯に浮遊、滞留する微細気泡量の岸沖分布を計測し、水面の安定度に対する微細気泡生成の依存性を調べると共に、ハイドロフォンにより砕波下に発生した気泡音を受信することで、気泡音の周波数解析を基本とした砕波後の生成気泡サイズ、気泡数の時空間変化を特徴化し流体運動との関係を明らかにしようとするものである。さらに界面活性効果による気泡生成への依存性についても議論を行っている。

1. はじめに

砕波フロントの進行は、水面を介して大量の気泡を流体内に取り込み、極めて複雑な気液二相乱流場を形成する。ジェットの連続した着水からボア領域に到るまで水面を巻き込んで急速に遷移する乱流構造は、気泡の混入過程を変化させるため、生成気泡径、気泡量の時空間変化が顕著となる。結果として、砕波の遷移に応じて、局所的な気泡量及び気泡径に依存して流体の乱れの生成あるいは散逸量が変動する複雑な相互作用が存在する。

Medwin and Daniel (1990) は、水深の急変する水槽内に崩れ波砕波を発生させ、ハイドロホンにより砕波下に発生した気泡音を受信し resonance relation (例えば、Strasberg, 1956) から気泡径を推算し時系列から気泡個数を推測した。これによると、気泡個数 N は以下の崩れ波砕波通過後の時間 t に関する指数関数で近似される。

$$\frac{dN}{dt} = 3.13e^{-0.0070t} \dots\dots\dots (1)$$

気泡生成は、水面近傍の局所的な渦構造やそれの特徴付ける波浪パラメータさらに界面の状態に強く依存し、分裂を経て初期生成からの遷移も顕著となるため、(1) で示されるある水深における気泡個数の経験式から数値モデルのパラメータを予測することは難しく任意スケールの砕波に対して一般化できるのかも不明である。また、Pandit ら (1992) は、同様な音響技術を用いて、水中に放出された気流ジェット背後に発生する気泡に対する音圧スペクトルから気泡径及び個数を推算した。

一方、気泡の混入過程は、水面の化学的狀態にも依存し、海水と淡水では異なるサイズスペクトルを有する気泡が生成され、特に長時間浮遊を継続するマイクロバブルの生成には不可欠なパラメータであると考えられる。Kolaini (1998) は、崩れ波砕波下の気泡径、気泡個数を同様な音響技術と可視化により推定し、淡水と塩水中に

生成される気泡の物理特性に有意な差異が存在し、界面の安定が気泡の初期生成に大きな影響を与えていることを実験的に証明している。気泡のサイズ及び量は、気液間の力学的作用以外にも海底砂の浮遊や海生生物環境にとっても重要なパラメータとなり、適切な気泡モデルの構築が望まれている。

本研究は、生成気泡サイズ及び量の砕波遷移及び波浪パラメータに対する依存性を音響計測により定量的に明らかにすると共に、界面活性に伴うサイズスペクトルの変化を議論するものである。また、現地計測されたマイクロバブル量と淡水、界面活性水中のそれとを比較し、気泡の岸沖分布の差異についても議論を行う。

2. 実験方法

2.1 気泡量測定実験

海水はその成分として存在するイオンの化学的な作用により界面活性効果を受け安定していることは良く知られている。それ故、界面活性に覆われた dirty bubble とそうでない clean bubble に対して表面張力の差異の観点から個々に物理特性が議論されてきた (例えば、Thorpe and Hall, 1982)。この界面活性効果による定量的な気泡生成依存性を調べるため、ポリオキシエチレンオクチルフェニルエーテル (表面張力は約 35% 抑制される) を淡水中に混入させ、砕波下の dirty bubble と clean bubble の室内比較実験並びに現地実験を実施し比較を行った。

全長 24 m、幅 0.6 m、高さ 1.0 m の両側面ガラス張りの実験水槽に図-1 に示す 1/20 の勾配をもつ底面が設置され、一端に吸引制御機能付き造波機が設置されている。丸底フラスコに気相計測用チューブを取り付け完全に流体を密封可能なトラップ容器を作成し、混入した気泡を含むそれぞれの液体をそれぞれの地点で無作為に採取する。採取された液体に超音波 (28 kHz) を放射し、気泡を励起させて浮上させ、気体の総浮上量を計測した。5 回の試行計測の平均値を気泡量と定義し、その岸沖分布が調査された。なお、液体の採取を完了するためには約 30 秒程度の時間を要し、砕波ジェットの巻き込みに

* 正 会 員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科環境資源工学専攻

** 学生会員 北海道大学大学院 工学研究科環境資源工学専攻

*** 正 会 員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科環境資源工学専攻

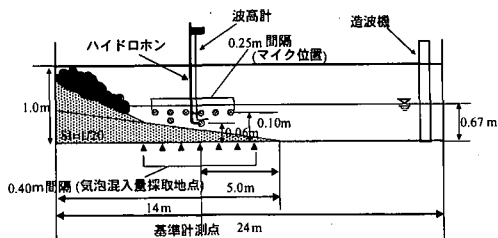


図-1 実験水槽と計測点

表-1 波浪パラメータ

	周期(s)	波高(cm)
case 1	2	10
case 2	2	12
case 3	2	8
case 4	1.5	10
case 5	1.5	12
case 6	1.5	8
case 7	1.5	10
case 8	1.2	12
case 9	1.2	8

よって直接混入する比較的大径の気泡は急速に浮上するため採取されず長時間水中に滞留する微細気泡のみがトラップされ、計測対象となる。また、放射される超音波に対する共鳴周波数をもつ気泡径は約 $100\ \mu\text{m}$ であり、さらに微細な気泡については励起しないため測定対象外となる。現地実験は、平成 13 年 10 月に北海道石狩海浜において行われた。

2.2 音響計測

2.1 と同一の造波水槽中（図-1 参照）に鉛直方向に 2.5 cm 間隔、水平方向に 25 cm 間隔で設置されたハイドロホン（沖から岸に向かって A～F 点とする）により気泡の膨張圧縮振動に起因する音波が計測された。気泡径は良く知られた次の resonance relation から算出可能である。

$$f = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{3k\rho_0}{\rho}} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 f ：周波数、 R ：気泡径、 k ：比熱比、 ρ_0 ：気泡内圧力、 ρ ：水の密度である。B&K 社製ハイドロホンと KENEK 社製容量式波高計（両者ともサンプリング周波数は 50 KHz）、NAC 社製高速ビデオカメラ（レコーディング周波数 500 Hz）を用いて同時計測が行われ、デジタル変換された音圧データはスペクトル解析を経て 10 回の試行に対するアンサンブル平均処理された音圧及びサイズスペクトルに変換される。

3. マイクロバブル混入量

径が数十 mm 以下で浮上せず長時間水中に滞留する気泡は一般にマイクロバブルと呼ばれる。本調査では、

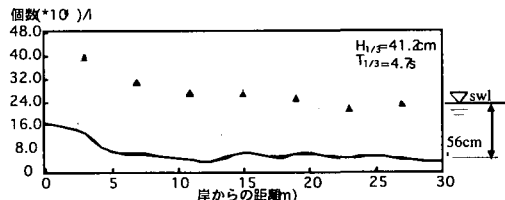
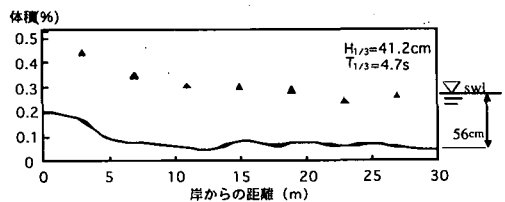


図-2 北海道石狩海浜での気泡体積率（上）とマイクロバブル個数の推測値（下）

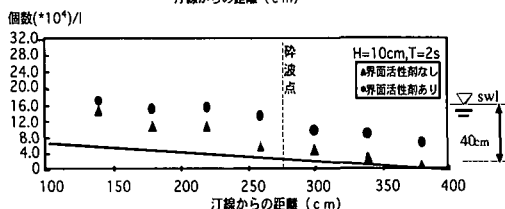
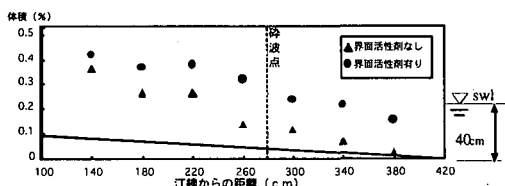


図-3 case 1 の気泡体積率（上）とマイクロバブル個数の推測値（下）

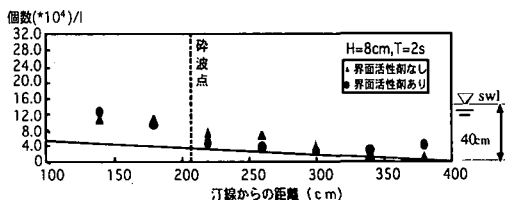


図-4 case 1 のマイクロバブル個数の推定値

$100\ \mu\text{m}$ 程度の気泡を対象としているため、前者の条件からはずれるが、ガス交換の観点から重要である後者の条件を重視しマイクロバブルと定義する。

図-2 は、現地実験における海水中に含まれる気体の体積率の岸沖分布である。碎波帯から岸方向に徐々に体積率は上昇し、swash zone では更に大きな勾配で含有気泡が増加することがわかる。含有する気泡が、与えられた超音波の周波数（28 kHz）の resonance relation に対応する単一径のみであると仮定すると平均 50 万個/l の大量のマイクロバブルが存在することになる。採集水深 20 cm、採集時間 30 秒とし採集時間内に最大気泡が水面

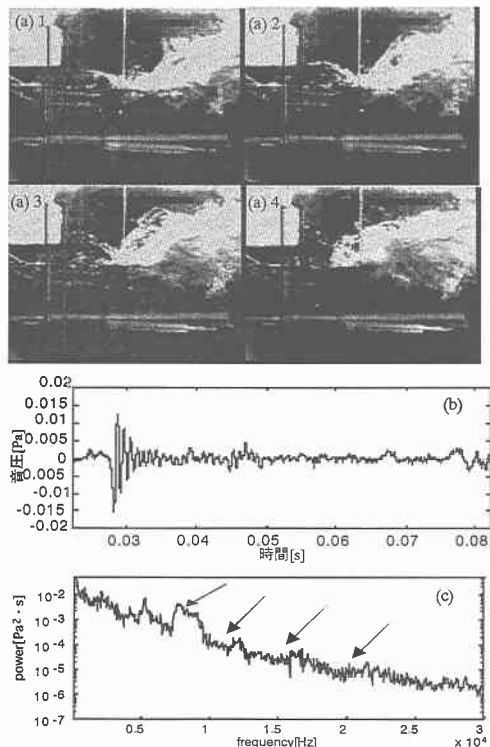


図-5 rebound 型の気泡混入状況 (a), 同期音圧時系列 (b), 音圧スペクトル (c)

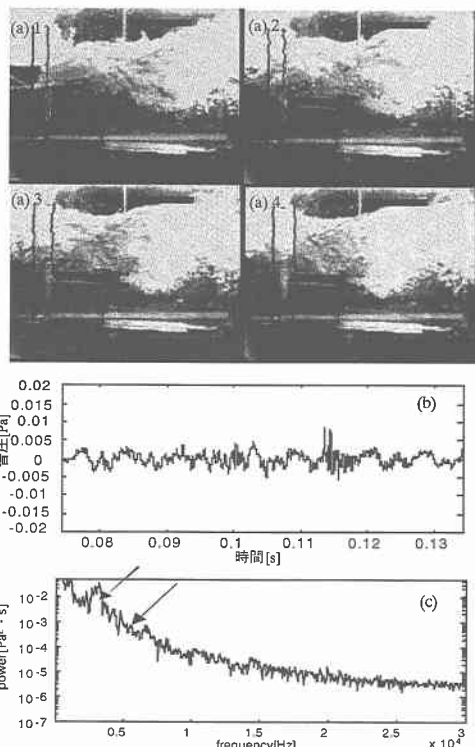


図-6 penetration 型の気泡混入状況 (a), 同期音圧時系列 (b), 音圧スペクトル (c)

に到達しない条件における気泡径の分布 ($100 \mu\text{m} \leq R \leq 350 \mu\text{m}$) を仮定し、気泡個数 n と径 R が $n \propto R^{-2.7}$ である (Medwin・Breits, 1989) と仮定すると、マイクロバブル個数は平均約 30 万個/l と推算される。なお、現地実験では、今回適用した超音波では励起しないさらに微細な気泡の存在も多数確認しており、実海域の砕波帯では更に大量のマイクロバブルが存在していると考えられる。

図-3 は、室内実験での同様の測定結果を表している。海底勾配及び底質材料は、現地実験のものとは異なり、また入射波高も約 1/4 のスケールであることから、公平な比較はできないが、液体の種類に依存する定性的な気泡量分布について傾向は知ることができる。砕波波高が比較的大きい case 1 (巻き波砕波) に対する気泡量は、砕波点から遷移領域において徐々に増加し、ボア領域では大きな変化は見せず swash zone でまた増加を示す。マイクロバブル量は、淡水と比べて界面活性剤混入水の方が全体として数割から 5 割に及ぶまで多くなるが、岸沖分布は両者及び海水共類似している。Medwin・Breits (1989) による気泡個数分布は、界面活性剤混入前後でそれぞれ、最大気泡数約 14 万個/l、及び 22 万個/l であり、界面の安定化のためかなりの気泡個数の差異が現れる可

能性を示す。一方、砕波波高の小さい case 3 (崩れ波砕波) では界面活性の有無による気泡量の差異は顕著に現れない (図-4 参照)。生成気泡量は砕波形態あるいは乱れ強度に依存し、マイクロバブルが発生させる不安定性の初期擾乱の有無に寄与しているものと考えられる。この点 Medwin・Breits (1989) による気泡個数分布は乱れのパラメータを含まないため、沿岸砕波に対して適当に推定できるか更に検討が必要である。

4. 気泡混入の時空間変動

著者ら (2001) は、ジェット着水時に発生する気泡が放射する音波を wavelet-packet 解析を経由して気泡径及び気泡発達過程を予測可能であることを示したが、前章で示した様な夥しい気泡からの音波を個々に時間周波数解析するためには莫大なデータ解析リソースが必要であり、本研究では、短時間フーリエ解析をベースとした音圧スペクトルを用いて砕波下の気泡生成の時空間変化を議論していく。

図-5 は遷移領域におけるジェット着水直後の高速ビデオ画像と同期音圧の時系列そして短時間気泡音スペクトルのアンサンブル平均を示したものである。ジェットの着水と共に発生した気泡がハイドロンの極近傍に到

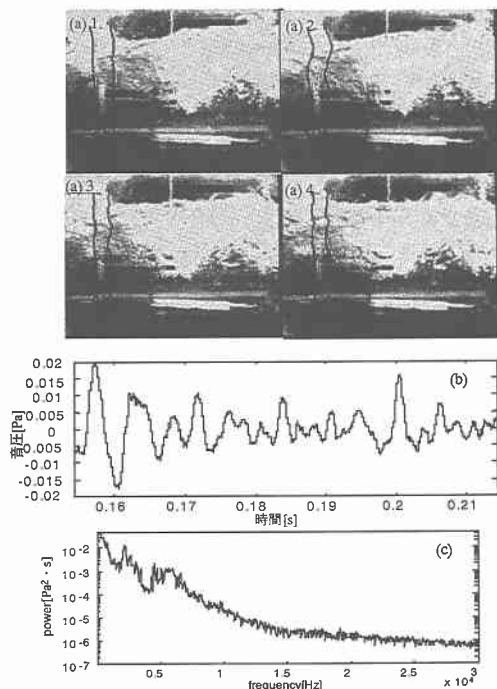


図-7 bubble clouds 型の気泡混入状況 (a), 同期音圧時系列 (b), 音圧スペクトル (c)

達すると同時に、典型的な気泡音である減衰振動の重ね合わせとなる高周波変動が発生する。この変動は、ジェット rebound 直後に現れ、間欠性の高周波変動として特徴付けることができる。Peregrin (1983) は、碎波時のジェット水の起源について rebound 型、penetration 型そして中間型に分類しているが、気泡の混入形態は初期的に水の動き（気液界面の変動）と連動するのでこれらの型を用いて特徴化できる可能性がある。penetration 型では、ジェットの後に続く水が深い領域まで流入するため、界面で生成された気泡が深い領域まで移流される（図-6 参照）。この時、比較的低周波の気泡音が現れ rebound 型で顕著であった高周波変動が重畳する。その後、混入された気泡は、碎波下の大規模渦に巻き込まれ渦のスケールで変動する bubble clouds を構成する（Watanabe ら, 2001）。この bubble clouds 内では、低周波（約数百 Hz）の振動が支配的となり、同規模の気泡が近接して振動することに起因する所謂 collective oscillation（例えば、Kolaini, 1997）が支配的となる。

図-5(c), 6(c), そして 7(c) は、それぞれの型に対応する短時間音圧スペクトルのアンサンブル平均を表したものである。ジェット着水直後 (rebound 型)、周波数 8 kHz 前後（気泡径 0.410 mm 程度）の小径気泡、15 kHz 以上（径 0.219 mm 以下）の微小気泡に明らかなピークが存在し、この段階では小径で同規模の気泡が大量に生成

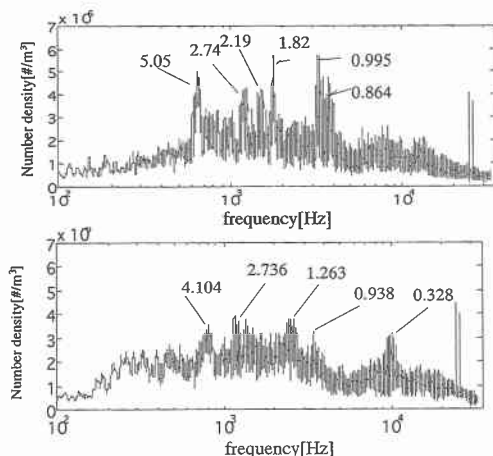


図-8 case 1 の気泡数密度と周波数、気泡径の関係（矢印は気泡径 (mm), 上: D 点, 下: F 点, 図-1 参照)

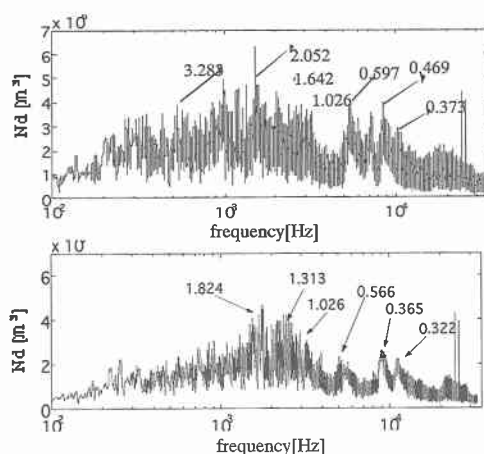


図-9 case 2 の気泡数密度と周波数、気泡径の関係（矢印は気泡径 (mm), 上: D 点, 下: F 点, 図-1 参照)

されていると考えることができる。時間の経過と共に音圧スペクトルピークは低周波側（大気泡側）に現れ、高周波側では相対的に広いレンジに渡る多様なサイズの小径及び微小気泡の生成がなされていると考えることができる。

Pandit ら (1991) によると、計測された気泡音圧 p_{res} , その共鳴周波数 f と気泡個数 n は、 $n \propto p_{res}^2 f^2$ の関係を持ち、さらに

$$p_{res}^2 = n p^2 \dots \dots \dots (3)$$

の関係で表せられるとしている。また、この関係から周波数スペクトルが気泡径に対する気泡個数スペクトルを記述できるとしている。ここで、 p は気泡 1 個あたりの圧力である。ここでは、ハイドロホンを囲む可聴領域 V 内で同一の気泡径、気泡分布を仮定し、単位体積当たりの

圧力減衰, 気泡個数変化を含めた時間変動を表す n_d を導入し p_{res} がこの気泡の初期音圧と n_d の線形和で表されたとすると次式を得る。

$$p_{res}(t) \int_{-\infty}^{\infty} a n_d(s) a p_{mi}(t-s) ds dv \dots\dots\dots (4)$$

ここで, $a=R_0/r$, r : ハイドロホンからの距離であり, 気泡内圧力 p_{mi} の振幅はその位置での水圧と等しいとして, $p_{mi}=\rho g h e^{i(2\pi f t - k r)}$ と仮定する (h : 代表水深)。気泡音スペクトル S_{res} はハイドロホンを中心とする球面座標を考え, (2) 式及び, 気泡音の可聴半径 r_i , 単一気泡音スペクトル S_{mi} を用いて以下の様に書ける。

$$S_{res}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{p_{res}(t) p_{res}(t+\tau)} e^{-2\pi i f \tau} d\tau \\ = 4\pi^2 r_i^4 R_0^2(f) |N_d(f)|^2 S_{mi}(f) \dots\dots\dots (5)$$

ここで $N_d(f) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f t} n_d(t) dt$ 気泡音スペクトルのゲインとなる気泡数密度 n に関する周波数応答関数 N_d を用いて以下に気泡密度について考察する。

図-8 は, case 1 の D 点 (遷移領域) と F 点 (ボア領域) における水面波一周期間の N_d , 周波数と気泡径の関係を表す。D 点では, 前述したようにほぼ同規模の気泡が大量に生成される傾向がある。一方, ボア領域では気泡径は広いレンジに渡って生成され, 10 kHz 近傍 (径約 328 μm) に微小気泡が集中して生成されている。砕波の進行に伴う生成気泡の小径化は 3 章で調べられた微細気泡量の岸沖分布の傾向と一致する。

図-9 は砕波波高が大きい case 2 に対する同様な図である。このケースは砕波点から case 1 よりも沖側であるため, D 点ではすでにボアが発達しつつある。広いレンジに渡って多数のピークが存在し, 同等の規模をもつ微小気泡も大量に生成していることが分かる。この結果は, 砕波波高の増大に伴い微細気泡量が増加する 3 章の結果を支持するものである。一方, これらの数密度に関する結果は Medwin・Breits (1989) の気泡径と気泡量の関係を用いて推定した微細気泡量とオーダーが異なり両者とも大きな仮定を与えていることから, 気泡個数推定は定性的な域を脱しない。しかしながら一連の結果から明らかに, 沿岸砕波の場合, 気泡数は時空間的に大きく変動するため, 乱れ, 砕波特性を考慮した混入気泡モデルを開発する必要があるといえる。

5. 結 論

(1) 準定常的に砕波帯に存在するマイクロバブルは, 砕波点から汀線に向かって単調増加する。ボア領域では気泡量増加率は低くなるが, swash zone で再び大きく増加する。

(2) 界面活性の効果は微細気泡量及び気泡径を決定す

るための重要なファクターである。海水の界面活性効果と気泡生成について検討する必要がある。

(3) 遷移領域の気泡混入は, 砕波に伴う流体運動の変化に強く依存し, 特徴的な音圧周波数レンジから次の 3 タイプに分類可能である。

i) ジェットのリバウンド時にジェットと着水点の界面近傍で高周波気泡音を発する小気泡を中心に水中に混入される。

ii) ジェット通過直後の後続する流体のペネトレーションにより, 幅広いサイズレンジの気泡を発生させると共に下方へ輸送する。

iii) ii) の過程で混入した気泡がジェット背後の大規模渦にトラップされ bubble clouds を構成し低周波音を発する典型的な collective oscillation を継続する。

(4) 気泡音から気泡径を算定可能な collective oscillation に関する周波数帯を除いた周波数特性から, 遷移域では大規模な流体運動変化に連動して気泡径約 100 μm ~3 mm に渡る幅広いレンジにおいて明確な気泡音圧スペクトルピークが現れる。ボア領域ではさらに周波数レンジが広がり, 小気泡側に類似した規模をもつ気泡が大量に生成される。この気泡生成機構の変化が, 典型的な微細気泡の岸沖分布を形成する。

参 考 文 献

- Kolaini, A. R. (1998): Effects of salt on bubble acoustic radiation in water, Acoustical Society of America, Vol. 105 (4), pp. 2181-2186.
- Kolaini, A. R. (1997): Sound radiation by various types of laboratory breaking waves in fresh and salt water, J. Acoust. Soc. Am. 103, pp. 300-308.
- Medwin, H. and N. D. Breitz (1989): Ambient and transient bubble spectral densities in quiescent seas and under spilling breakers, J. Geophys. Res., Vol. 94, pp. 12751-12759.
- Medwin, H. and Daniel A. C. Jr. (1990): Acoustical measurements on bubble production by spilling breakers, J Acoust Soc Am, Vol. 88, pp. 408-412.
- Pandit, A. B. and J. Varley, R. B. Thorpe and J. F. Davidson (1991): Measurement of bubble size distribution: An acoustic technique, Chemical Eng Sci, Vol. 47, No. 5, pp. 1079-1089.
- Peregrine, D. H. (1983): Breaking Waves on Beaches, Annual Reviews of Fluid Mechanics Vol. 15 pp. 149-178.
- Strasberg, M. (1956): Gas bubble as source of sound in liquids, J. Acoust. Soc. Am, Vol. 28, pp. 20-26.
- Thope, S. A. and A. J. Hall (1982): The characteristics of breaking wave, bubble clouds, and near-surface currents observed using side-scan sonar, Continental Shelf Research, Vol. 1, No. 4, pp. 353-384.
- Watanabe, Y., J. Ohtsuka, H. Saiki (2001): Evolution of bubble flow in the surf zone, Ocean Wave Measurement and Analysis, Vol. 2, pp. 992-1001.