

非定常ジェット着水時に発生する気泡の物理特性

渡部 靖憲*・大塚 淳一**・佐伯 浩***

1. はじめに

砕波ジェットの水塊への突入により生成される大量の気泡は、流体運動に大きな影響を与えるだけでなく、砂浜海岸における砂の浮遊や沿岸域における酸素供給源として生物環境にも重要な役割を有する。砕波に起因する気泡は主に砕波ジェット着水点の近傍及び砕波フロントで生成され発達するが、気泡の発生は三次元的に分布し、生成される気泡の径、個数、ボイド率が流体運動の非定常性に大きく依存するため、砕波高の気泡の生成・分裂機構及びその物理特性は依然未解明である。

著者ら (1999) は、定常ジェット下に発生する気泡について側方から撮影されたビデオ画像から気泡運動を解析した。しかしながら、三次元性を有する気泡運動を画像のみから評価するのは困難であり、気泡流の基本物理量である気泡径、ボイド率を同様な画像処理のみで評価するには限界がある。Manasseh et al. (1998) は、単一気泡発生時の界面の局所的な非定常変動に起因して気泡内に空気の膨張圧縮振動が発生する事を示し、その振動数は球形気泡の自然振動数に一致する (Strasberg, 1956)。砕波帯の気泡音の周波数ピークの分布を調べ自然周波数を基本として気泡径について議論した研究もある (例えば Deane, 1997, 川崎ら, 2000)。実海域においても砕波後の気泡音特性及び気泡径分布を調査する試みも為されている (例えば Farmer et al., 1998) が、実験、観測共に砕波後に発生する気泡群中では非常に幅広い周波数分布を示すため、エネルギースペクトルによる周波数解析では径の特定が困難であるだけでなく分裂や変形など局所的かつ非定常発達過程を評価できない。

本研究は、非定常ジェット下に生成された気泡の体積振動に起因する圧力波 (音波) を水中マイクロフォンによって受信し、Wavelet Packet 解析により生成気泡径及び生成時刻さらに分裂気泡径とその時刻を推定する手法を提案し検証を行うものである。さらに、ジェットの規模、速度及び落下継続時間に対する気泡の生成・分裂機

構を分類し気泡の物理特性を決定するパラメータについて議論する。

2. 実験方法

2.1 非定常ジェット実験

側方ガラス張り長さ 24 m, 幅 60 cm, 高さ 1 m の水槽中に静水状態で水深 42 cm の水を溜め、図-1 に示す円柱状ジェット落下装置を水面からの高さ (h) に固定する。内径 D のアクリル製中空パイプ下端にラテックスシートを緊張させて均一に張り、パイプ内を貫通する先端が針状の鉄線を落下させてシートを破り、予めパイプ内に h_w の高さまで注入されていた水柱を瞬時に落下させジェットを発生させる。水中マイクロフォンはジェットの軸から 7 cm 側方、水深 4 cm の位置に固定された。パイプ内径 (D : 20, 25, 30 mm), パイプ内の水柱の高さ (h_w : 50, 100, 200 mm) そして水塊落下高さ (h : 25, 50, 100, 150, 250, 400 mm) を変化させた計 54 ケースに対してジェット下の気泡音を計測した。音圧はサンプリング周波数 5 kHz でデジタル変換され、スペクトル解析による周波数解析及び wavelet packet 解析による時間一周波数解析が行われた。気泡の幾何的変動と音波との関係を明らかにするために、音波の信号と同期させた高速ビデオカメラ (500 frame/sec 撮影可能) が水槽側方に設置され気泡の生成、分裂過程が撮影された。

2.2 検証実験

3 章で記述される気泡の膨張圧縮周波数と気泡径との関係から実験で得られる推定結果の精度を予め把握するため、以下に示すように基礎実験を行った。同一の水槽の底部にそれぞれ内径 4, 6, 8 mm の 3 種類の塩化ビニルチューブの端部を固定する。このチューブの他端は水槽外のエアコンプレッサーに固定される。このチューブから空気を送り込むことによって、チューブの径に依存して異なる径の気泡を生成することができる。2.1 と同様水中マイクロフォンと同期させた高速ビデオカメラによって気泡の生成時の様子が撮影され、画像上の気泡径と音波の関係を検証した。

* 正会員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科

** 正会員 工修 五洋建設(株) 土木部門土木本部

*** 正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科

3. 気泡の膨張圧縮振動

非圧縮性流体内の球形気泡の調和運動を仮定すれば、気泡径 R は平衡状態の気泡径 R_0 を用いて以下の様に書ける。

$$R - R_0 - R' = R_0 - \Delta R \cdot e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 ΔR は変位、 σ は共鳴角周波数。この振動による流体中の運動エネルギーは

$$\phi_k = \frac{1}{2} \int_{r=R}^{r=\infty} 4\pi r^2 \rho dr \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = 2\pi R^3 \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (2)$$

(2) に (1) を代入し、最大値をとれば

$$\phi_k^{\max} = 2\pi \rho R_0^3 (\Delta R \sigma)^2 \dots\dots\dots (3)$$

断熱過程を仮定すると $pV^\gamma = \text{const.}$ より、

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{R'}{R_0} \right)^{-3\gamma} \dots\dots\dots (4)$$

が得られ (p : 気泡内圧力、 p_0 : 平衡状態での気泡内圧力、 γ : 比熱比)、2 項級数に展開し初項だけとれば、

$$p_0 - p = -\frac{3\gamma R' p_0}{R_0} \dots\dots\dots (5)$$

圧縮過程において平衡状態から最小体積に至るまでに為される仕事は (5) を使えば、

$$\phi_p^{\max} = - \int_{R_0}^{R_0 - \Delta R} (p - p_0) 4\pi r^2 dr = 6\pi \gamma p_0 R_0 \Delta R^2 \dots\dots\dots (6)$$

(3) と (6) は等価であるから、最終的に次式を得る。

$$\sigma = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho}} \quad \text{及び} \quad f = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho}} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 f は共鳴振動数である。(7) の関係から気泡径を推定した。

4. 精度評価

2.1 及び 2.2 に記述される両実験について、気泡音の振動周波数から算定した気泡径 (3 章参照) と高速ビデオ画像から読みとられた気泡径を真値として比較し、前者の精度を評価する。

図-2 は、2.2 の気泡発生装置から気泡が放出される過程のビデオ画像である。気泡形成前後における界面の変位が気泡背後に確認される。Manasseh et al. (1998) が指摘したように、この界面変動が気泡内圧力を振動させ図-3 に示す典型的な気泡音変動を発生させる。

図-4 は、式 (7) による理論曲線と実験による気泡周波数と画像から得られた気泡径とを比較したものである。○印中のプロット以外は、式 (7) による算定値と非常に良く一致している。なお、○印内のプロットに対する周波数は気泡発生器内の空気が気泡放出時に振動する周波数であり、放出された気泡とは無関係であることから精度評価に考慮する必要はない。

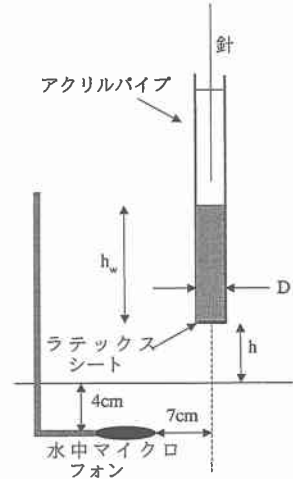


図-1 ジェット落下装置と水中マイクロフォン

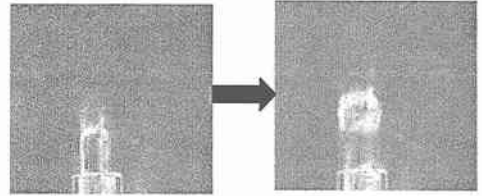


図-2 単気泡放出時の界面の挙動 ($D=6$ mm)

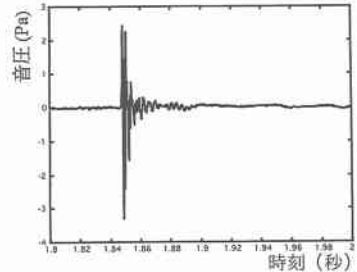


図-3 典型的な気泡音の時系列 ($D=6$ mm)

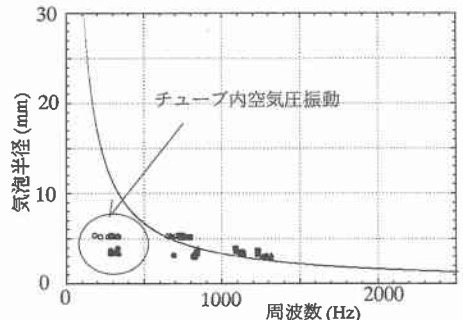


図-4 周波数と気泡半径との関係

図-5は、ジェット着水に伴う生成気泡について、wavelet packet解析によって得られた気泡周波数からの算定径と画像から読みとられた径(扁平した気泡については球に換算した)の比較を表したものである。両者は非常に良く一致し、0.938の高相関が得られた。

両検証実験により、気泡の膨張圧縮のみを考えた関係式(7)によって、実際の気泡周波数から気泡径を算定することが可能であることが証明された。

5. 結 果

5.1 ジェット下の気泡の生成過程

著者ら(1999)は定常流下に発生する気泡が着水点の水面低下に起因する楔状水面の先端から放出されることを報告している。ジェット下の気泡についても同様な水面形が表れるが、同心円状に広がるこの楔形水面(円錐状キャビティー)の先端背後の界面が接触する形で先端部がちぎれ気泡が形成される(図-6参照)。

生成される気泡の径及び形状はジェットの落下速度、落下継続時間、ジェットの径に依存し、生成過程は図-7に示す異なる5つのタイプに分類できる。

Type A: キャビティーが現れるが気泡は発生しない。

Type B: キャビティー先端において小規模の単一気泡が発生する。

Type C: 着水後、多数の小気泡が発生する。

Type D: 着水後、鉛直方向に扁平した細長い気泡が発生し、この気泡の先端がさらに小気泡に分裂する。

Type E: 着水後、大規模な単一気泡が発生し、その直後に数個の同規模の気泡に分裂し、さらに多数の小気泡に分裂する。この小気泡群は浮上するグループとさらに下方に輸送されるグループに大別される。

上述した気泡の分裂は徐々に進行する訳ではなく、ある深さあるいはある時間に突然多数の気泡に分裂する傾向がある。浮上開始水深は分裂後の個々の気泡径に依存する(大気泡は比較的早い段階で浮上してしまう)。気泡は界面に働く局所圧力と表面張力とのバランスからその形状を維持するため、着水直後に発生した比較的大きな気泡は局所圧力に応じて分裂せざるを得ない。このため、着水直後にはジェットとほぼ同オーダーの規模の気泡が発生する可能性があるが、すぐに不安定になり大量の小気泡に分裂し浮上する。なお、図-6はType Bの典型的な発達過程を示す。

5.2 発生及び分裂過程における気泡径の変化

図-8は気泡生成期から浮上期にわたる気泡群の発達の様子を表したものである(Type Dに分類される)。生成期(位相a)に扁平した比較的大規模な気泡(B)と小気泡(A)が発生し流体力によって下方に輸送される。この大気泡(B)は十分な表面張力を有しないため安定して

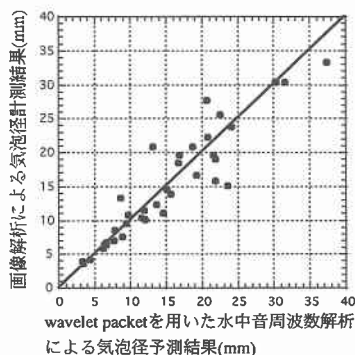


図-5 ジェット下に存在する気泡径の水中音からの予測と画像処理結果の比較

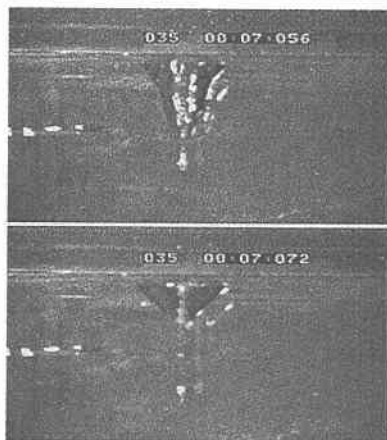


図-6 円柱状キャビティーの形成と初期気泡生成過程 ($D=25$ mm, $h=250$ mm, $h_w=100$ mm)

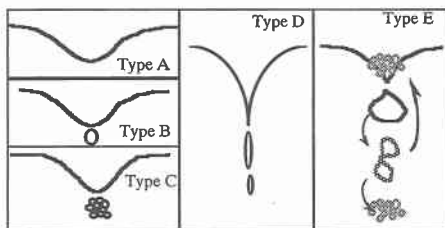


図-7 気泡発達過程の分類

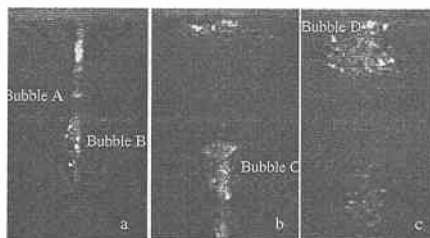


図-8 気泡の生成・分裂過程 (a: 生成期, b: 分裂期, c: 浮上期: Type D; $D=20$ mm, $h=400$ mm, $h_w=200$ mm)

形状を維持できず、Cと小気泡群に分裂する(位相b)。流速の拡散に伴って抗力が弱まるため気泡は浮力により浮上するが、Cはさらに小気泡(D)群に分裂後浮上を開始する(位相c)。この時の水中音の時系列が図-9に示される。気泡音に関する多くの研究(例えばStrasberg, 1956)で行われているように、Fourier変換によるスペクトル表示では、このような完全に非定常な現象についての確に周波数を評価することが困難である。図-10は、図-9に対するエネルギースペクトルであるが、図-8で明らかにように多様な気泡が存在するにもかかわらず、Bubble Bに相当する周波数しか明確ではない。さらに時間情報が失われるため、それぞれの発達過程における気泡径変化を評価することができない。時間-周波数解析ではwavelet解析が良く知られているが、離散wavelet解析は周波数分解能が十分でないため、気泡径の決定が困難である。そのため本研究では、非定常変動を伴う周波数変動を高精度で得るため、wavelet packet解析を適用した。なお、基底として10階のDaubechies waveletを採用した。

図-11は、wavelet packet解析による気泡音の周波数の時系列を示したものであり、色の濃さはその振幅(強度)を表す。ジェット着水直後、AとBにそれぞれ250 Hzと110 Hzの2つのピークが現れる。これらは図-8a中のそれぞれの気泡の自然周波数であり、気泡の生成、分裂に対応する。また、Bは下方への輸送中にさらに分解され、Cの175 Hzの周波数は図-8bのBubble Cの気泡の径に対応する。Cは下方から浮上する長時間に渡って

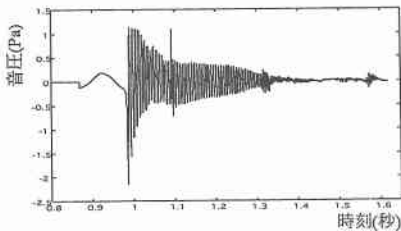


図-9 ジェット下に発生する気泡音の時系列 ($D=20$ mm, $h=400$ mm, $h_w=200$ mm)

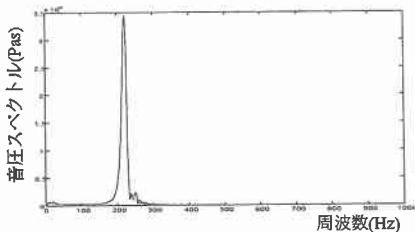


図-10 音圧エネルギースペクトル ($D=20$ mm, $h=400$ mm, $h_w=200$ mm)

水中音を発するため、長期間わたってピークが継続する。また、図-8cに見られる水面付近の微小気泡への分裂後に相当する周波数(525 Hz)も確認できる。このように、この解析法によって推定した結果は、非定常流下での生成・分裂過程における気泡径を精度良く特定が可能であることが明らかになった。

図-12は、Type Eの気泡発達過程を示す画像である。ジェットの径と同程度の大規模な気泡(E)が発生し(a)、分裂しながら下方へ輸送される(b)。分裂後の小気泡群(G)は浮上を開始し、残りの単一気泡(F)はさらに下方に輸送されるが、その後分裂しながら浮上した。この気泡発達過程に対するwavelet packet解析結果が図-13である。初期に発生した大気泡を示す低周波数(120 Hz)

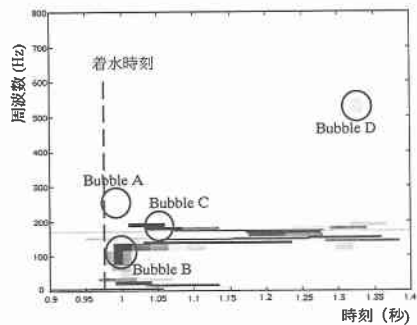


図-11 wavelet packetによる周波数の時間変化 ($D=20$ mm, $h=400$ mm, $h_w=200$ mm)

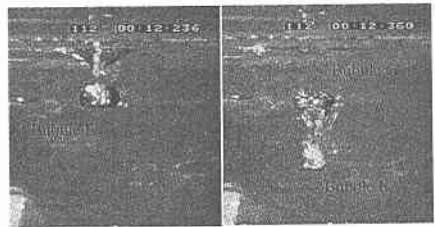


図-12 Type Eの気泡発達過程 ($D=20$ mm, $h=400$ mm, $h_w=200$ mm)

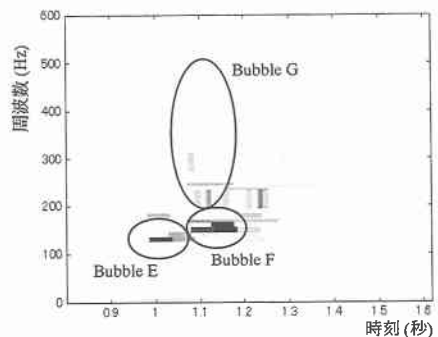


図-13 周波数の時間変化 ($D=20$ mm, $h=400$ mm, $h_w=200$ mm)

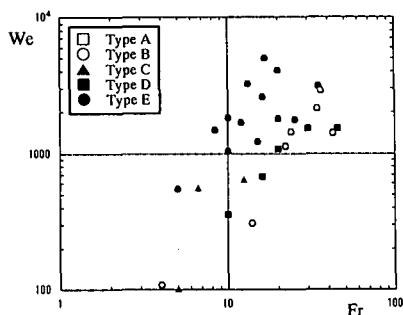
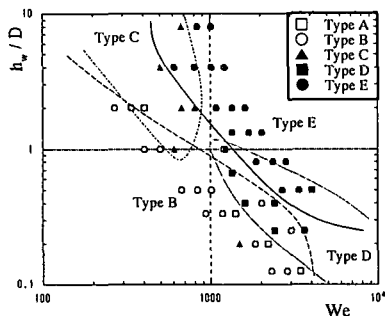


図-14 Fr, We と気泡発生タイプ

図-15 We, h_w/D と気泡発生タイプ

が、発生から約 0.1 秒後に依然比較的低周波数 (155 Hz) と 200~300 Hz に広く分布する周波数帯に分岐している。この周波数変動は、良く図-12 の気泡の発達を表しており、E~G の気泡径と周波数はほぼ式 (7) の関係をみ出す。

5.3 ジェット条件と生成気泡の関係

滴が着水するときの気泡に関しては、例えば Leng (2001) の様に、滴に関する Weber 数 ($We = \rho u^2 D / \sigma$) と Froude 数 ($Fr = u^2 / gD$) 上において着水後の滴及び発生する気泡の挙動を分類する方法が使われている(ここで、 σ , u , g は表面張力係数, 着水前の滴の速度, 重力加速度である)。本研究においても、同様な評価を行い、5.1 に記述される分類に対するパラメータについて議論を行う。

図-14 は We と Fr のグラフ上にそれぞれの発達形態をプロットしたものである。ここで、本実験では様々な径の初期気泡が発生したため前節で得られた気泡径を We の代表径として考えられている。本実験では滴に対する実験条件と比べ低 Froude 数で高 Weber 数に相当する結果となるため簡単に比較できないが、逆に生成される気泡が相対的に大きいことを意味する。このプロット上では、それぞれのタイプの境界は明確ではなく、その分類には適さない。

図-15 は h_w/D と We のグラフ上にそれぞれのタイプ

をプロットしたものである。ある程度規則的に配列した分布を示すことから、図のように両パラメータで分類が可能であると考えられる。

6. 結 論

砕波後の気泡混入に対するモデル化の基礎的実験として、円柱状ジェットを瞬間的に水面に着水させ、その後の気泡の発達機構について研究を行った。

気泡の圧縮膨張過程を通じて放射される水中音の周波数変動を wavelet packet 解析によって決定することにより、気泡生成、分裂過程に対する気泡径の非定常な変動を評価する方法を提案した。この方法の妥当性は検証実験を経て証明され、高精度で複雑な気泡発達過程を評価可能であることが明らかになった。

気泡の発達過程は、Weber 数と h_w/D によって次の 5 つ分類が可能であると考えられる。1) 無気泡タイプ。2) 単一小気泡タイプ。3) 多量小気泡タイプ。4) 扁平大気泡生成後分裂タイプ。5) 球形大気泡生成後分裂タイプ。

着水後の初期気泡はこれらのタイプの様にジェットの諸元に依存するが、初期気泡生成直後、局所圧力と表面張力との関係から大気泡は急速に両応力がバランスする適当な規模の気泡に分裂する。これらの気泡は浮力と流体力関係からそれぞれの気泡の規模に応じて浮上を開始する。浮上に伴う局所圧力の変化から浮上時に分裂が発生する可能性もある。

謝辞：本研究の一部は、日本学術振興会科学研究費補助金(奨励研究 A)によるものである。また、本研究に対して北海道大学吉田静男助教授、CSIRO Dr. Manasseh に貴重な助言を頂いた。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 川崎浩司・村瀬政善・岩田好一朗 (2000): 一様斜水域での砕波に伴う水中圧力の時空間変動特性, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 161-165.
- 渡部靖徳・大塚淳一・佐伯 浩 (1999): 自由落下水塊に伴う気泡の生成・運動機構, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 116-120.
- Deane, G. B. (1997): Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 102, pp. 2671-2689.
- Farmer, D. M., S. Vagle and A. D. Booth (1998): A free-flooding acoustical resonator for measurement of bubble size distributions, J. Atmospheric and oceanic technology, Vol. 15, pp. 1132-1146.
- Leng, L. J. (2001): Splash formation by spherical drops, J. Fluid Mech., Vol. 427, pp. 73-105.
- Manasseh, R., S. Yoshida and M. Rudman (1998): Bubble formation process and bubble acoustic signals, Int. Conf. Multiphase Flow, pp. 1-8.
- Strasberg, M. (1956): Gas bubbles as source of sound in liquids, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 28, pp. 20-26.