

ジェットの壁体衝突時に発生する衝撃圧発達機構について

渡部靖憲*・大友崇行**・猿渡亜由未***

この論文は、微小圧縮性近似された運動方式系に対して高精度数値解析を行い、砕波ジェットの単純化されたモデルとして円柱状流体ジェットの壁体衝突直後にジェット内を音速で伝播、振動する衝撃圧の時空間変化の特徴及び衝撃力発生機構を明らかにしようというものである。衝撃砕波力のモデル化に不可欠な最大衝撃力及び衝突最後最大衝撃力発生までの遅れ時間は、水中音速及びジェットの速度に依存する。急速な衝撃力の発達に伴い淀み点近傍に強に圧縮に起因する圧縮-膨張振動を経由して、第1ピークが最大衝撃となる典型的な衝撃力発生の基礎メカニズムを理解することができる。

1. はじめに

波浪が構造物に到達する直前に砕波を伴い衝突する場合、極めて強い衝撃力が発生し、これは構造物や消波工の安定や変位、局所破壊の原因となる。この衝撃砕波力を定量化するために数々の実験的研究（例えば合田・原中1967）が行われてきたが、この現象が多くの時間スケールの異なるファクター（波浪条件、エアポケット、乱れなど）が密接に関係する極めて複雑なものであり（Peregrine, 2003）、定量化、一般化には至っていない。これらの多くのファクターが影響し合い衝撃砕波圧は連続して襲来する砕波に対して一般に非再現的、間欠の特徴を示すので、統計的な方法によりその特徴を評価しようとする研究も為されている。

著者ら（2001）は、ジェットによる流体力以外の衝撃砕波圧の発達にかかわるこれらのファクターを排除し、円筒から落下させたジェットが壁体衝突時に発生する衝撃力の詳細について実験的に調べた。衝撃力の時間変化はジェットの速度以外に水塊のボリュームにも依存し、また砕波時に形成され得るエアポケットが存在しないにもかかわらず Bagnold 型砕波圧にみられるような減衰振動衝撃力が発生する可能性があることを示した（図-7参照）。一方、Bullock ら（2001）は、円筒に溜められた水及び海水にエアレーションをし衝撃盤を落下させ、衝撃盤にはたらく水圧を計測することで、混入空気の影響を検討した。

一方、衝撃砕波圧には強い局所性があり（Peregrine, 2003）、特にジェット衝突壁面上に現れる淀み点近傍では極めて強い衝撃圧が発生すると考えられる。図-1は、ポテンシャル流れを仮定した壁体に垂直に衝突する定常ジェット内の流れを書いた一例である。衝突面の重心位

置には淀み点が現れる。壁面近傍の水は圧力の低い水面方向へ移動し水面形を変形させることで強制的な圧縮をさけ非圧縮性近似を満足しう一方、この淀み点直下では壁面と平行方向の圧力勾配がなく水は移動できないため、極めて強い流体力を受け続けることになる。水は通常非圧縮性近似されるが、ジェットの壁体衝突後、淀み点ではこの強い鉛直流体力により僅かではあるが圧縮を受け特異な圧力場となる。最大衝撃力及び衝撃継続時間を特定するためには、この領域を中心とした圧力変動特性を明らかにする必要がある。

本研究は、微小圧縮性近似された運動方程式系に対して高精度数値解析を行い、ジェットの壁体衝突直後にジェット水塊中を音速で伝播する衝撃圧の時空間変化の特徴及び衝撃力発生機構を明らかにしようとするものである。

2. 計算方法

本研究では、現象を複雑にする混入気泡や水面波形の変化等、相対的に長い変動時間スケールをもつファクターを排除して単純化し、流体ジェットの壁体衝突直後、最大衝撃力の発生に支配的に関わる極めて短時間に発生し発達する圧力応答のみに集中して解析を行った。

前述した特異な圧力場では、非圧縮性近似された圧力に関するポアソン方程式を広く用いられている計算手法（例えば MAC タイプなど）で解くと、淀み点において

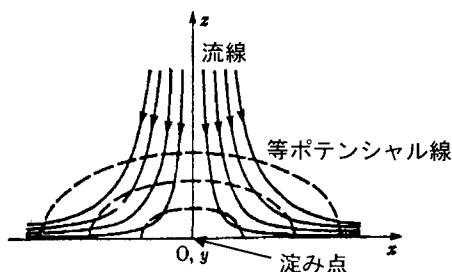


図-1 定常ジェット下のポテンシャル流れ

* 正会員 工(博) 北海道大学大学院工学研究科環境フィールド工学専攻

** 札幌市役所

*** 学生員 北海道大学大学院工学研究科環境フィールド工学専攻

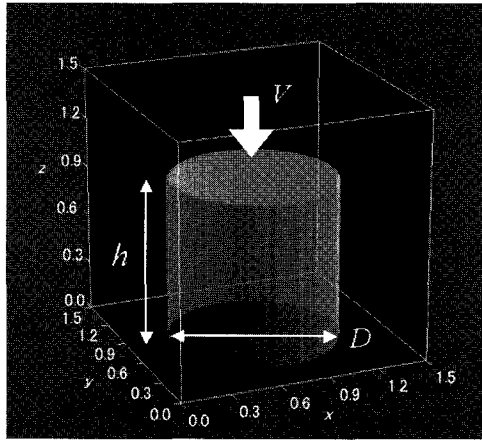


図-2 座標系とジェットの初期形状

顕著な数値的な流速の発散が発生し、正しく計算されない。本研究では、この淀み点領域の圧力場を適切に評価するために Limited Compressibility 法 (Hirt & Nichols 1980, 以降 LC 法と略記) を微小圧縮性を仮定した方程式系に適用し、CIP 法、予測子修正子法と併用した高精度三次元流体解析を行った。LC 法の詳細については原論文に譲るが、以下にこの方法を概説する。

連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (1)$$

ここで、密度及び流速の非圧縮成分 ρ_0 , $\mathbf{u}_0$, 微小変動密度 ρ' , $\mathbf{u}'$ とすると $\rho = \rho_0 + \rho'$, $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}'$ と書ける ($\rho'/\rho_0 \ll 1$, $u'/c \ll 1$, c : 音速)。 (1) の 2 次の微小項を無視すると、

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}' + \rho_0 \nabla \cdot \rho' = 0 \quad (2)$$

が得られる。ここで、 $\nabla \cdot \mathbf{u}' = \nabla \cdot \mathbf{u}$, $\nabla \cdot \rho' = \nabla \cdot \rho$, $\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$ である ($\nabla \cdot \mathbf{u}_0 = 0$, $\nabla \cdot \rho_0 = 0$, $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0$)。等エントロピー流れを仮定すると圧力 p は ρ の一価の関数なので

$$\frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

ここで、 $c^2 = dp/d\rho$ である。水中音速 (約 1.5 Km/s) は、ジェットの落下速度 (表-1 参照) と比べて非常に速いので ($u/c \ll 1$)、 (3) は、

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (4)$$

LC 法では、差分化された (4) を用いた微小時間 δt 間の圧力増分 δp が運動方程式と同時に Newton-Raphson 法で逐次計算される。一方、この方法は、逐次更新される圧力増分は優対角近似がなされるため特に水面に隣接するグリッド上では 2 次精度の近似を維持できない。本

表-1 ジェット及び計算条件

	直径 D/h	落下速度 $V/(gh)^{1/2}$	音速 $c/(gh)^{1/2}$	Mach 数 $\times 10^{-4}$	グリッド数	time-step interval
RUN1	1.0	0.1	450	2.22	100, 100, 100	2×10^{-6}
RUN2	1.0	0.1	1000	1.0	100, 100, 100	2×10^{-6}
RUN3	1.0	0.5	450	1.11	100, 100, 100	2×10^{-6}
RUN4	1.0	1.0	450	22.22	100, 100, 100	2×10^{-7}

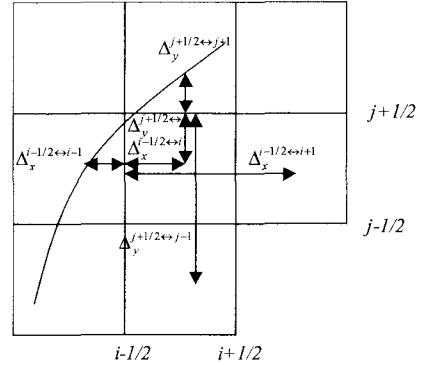


図-3 スタッガードグリッド内の水面までの距離の定義

計算では、水面-圧力の相互作用を含む圧力波を精度良く評価するために、水面隣接グリッドでの高次オーダー差分近似を新たに導入した。紙面の都合により導出の詳細については省略するが、結果として得られる逐次計算で使われる圧力増分は、

$$\delta p_{ijk} = \frac{-\nabla \cdot \mathbf{u} + \delta t (X_1 + X_2 + Y_1 + Y_2 + Z_1 + Z_2)}{2/c^2 \delta t - \delta t ((b_x + e_x)/\Delta x + (b_y + e_y)/\Delta y + (b_z + e_z)/\Delta z)}$$

で表される。ここで、 $X_1 = \delta p_{i-1jk} (a_{ix} + d_{ix})/\Delta x$, $X_2 = \delta p_{i+1jk} (c_{ix} + f_{ix})/\Delta x$, $Y_1 = \delta p_{ij-1k} (a_{iy} + d_{iy})/\Delta y$, $Y_2 = \delta p_{ij+1k} (c_{iy} + f_{iy})/\Delta y$, $Z_1 = \delta p_{ijk-1} (c_{kz} + d_{kz})/\Delta z$, $Z_2 = \delta p_{ijk+1} (c_{kz} + f_{kz})/\Delta z$. また、

$$\begin{aligned} a_{ml} &= \frac{-\Delta_t^{m-1/2-m} - \Delta_t^{m-1/2-m+1}}{(\Delta_t^{m-1/2-m-1} + \Delta_t^{m-1/2-m})(\Delta_t^{m-1/2-m-1} + \Delta_t^{m-1/2-m+1})}, \\ b_{ml} &= \frac{\Delta_t^{m-1/2-m-1} - \Delta_t^{m-1/2-m+1}}{(\Delta_t^{m-1/2-m-1} + \Delta_t^{m-1/2-m})(\Delta_t^{m-1/2-m} - \Delta_t^{m-1/2-m+1})}, \\ c_{ml} &= \frac{\Delta_t^{m-1/2-m} - \Delta_t^{m-1/2-m-1}}{(\Delta_t^{m-1/2-m-1} + \Delta_t^{m-1/2-m})(\Delta_t^{m-1/2-m} + \Delta_t^{m-1/2-m+1})}, \\ d_{ml} &= \frac{\Delta_t^{m+1/2-m+1} - \Delta_t^{m+1/2-m}}{(\Delta_t^{m+1/2-m} - \Delta_t^{m+1/2-m-1})(\Delta_t^{m-1/2-m-1} + \Delta_t^{m+1/2-m+1})}, \\ e_{ml} &= \frac{\Delta_t^{m+1/2-m-1} - \Delta_t^{m+1/2-m+1}}{(\Delta_t^{m-1/2-m} + \Delta_t^{m+1/2-m-1})(\Delta_t^{m+1/2-m} + \Delta_t^{m-1/2-m+1})}, \\ f_{ml} &= \frac{\Delta_t^{m+1/2-m+1} + \Delta_t^{m+1/2-m}}{(\Delta_t^{m+1/2-m-1} + \Delta_t^{m+1/2-m+1})(\Delta_t^{m+1/2-m} + \Delta_t^{m+1/2-m+1})}, \end{aligned}$$

である。 Δ_t^{m+1} はグリッド番号 m から $m+1$ までの l 方向の距離であり、もし m 番目のグリッドが流体外の場合、水面までの距離となる (図-3 参照)。多段階分離解

法により分離された運動方程式の非移流成分は例えば水平流速の場合、次のように逐次計算の中で更新される。

$$u_{i-1/2}^{n+1/2} = u_{i-1/2}^n - \delta t (\delta p_{ijk} - \delta p_{i-1jk}) / \Delta x \cdots \cdots (5)$$

なお、 $C^2 = dp/dr \rightarrow \infty$ とした場合、非圧縮性流体に対する離散方程式系と厳密に一致し、(4)はMach数が0.3以下で妥当な近似となる。

計算は、直径 D 、高さ h の円柱状流体塊が速度 V で剛体に衝突する単純化されたモデルに対して行われた(図-2参照)。計算で扱われる全ての変数は $(gh)^{1/2}$ 、 h そして ρ_0 で無次元化されている (g は重力加速度)。水中に気泡が混入する場合、その気泡径及び個数に応じて水中音速が大きく変化し衝撃力の応答に影響を与える可能性があるため、本研究では、音速の異なる媒質についても検討を行った(表-1参照)。なお、高速で伝播する圧力波を解像するため、非常に高い計算周波数(実時間で2.5~25 MHz)で計算を行った。対象とする圧力波の時間スケールは粘性が流体へ与える影響の時間スケールと比べ極めて短く、ジェット-壁体間に境界層が発達する前に主要な衝撃力の伝達、発達を終了してしまうと考えられ、ここではこの影響を無視し底面でslip条件を与えた。また、水表面では局所的な水面-圧力相互作用を経由して表面張力が無視できない影響を与える可能性もあるが、単純化のため水面では一定大気圧の圧力条件を与えた。

LC法は、非常に長い計算時間を必要とする古い計算法であり、音波の進行を時間的に解像して計算を行うためには、何らかの方法でコスト改善する必要がある。本研究は衝撃力発生直後の現象に注目しているため、衝撃力が発生してから十分な時間経過後に支配的となる大規模な水面変形による圧力変動については取り扱わない。

3. 結 果

図-4は、ジェットの壁体衝突直後の底面に隣接するグリッドにおける圧力の分布を表したものである(RUN1)。ジェットの衝突と同時に壁体近傍に高圧が発生するが、側方の水面で圧力が大気圧に強制されるため、壁体と平行方向に圧力勾配が発生する。この時の圧力分布はジェットの接触面の重心位置を軸とした放物線分布で近似可能である。即ち、水塊中央の極一部で極めて高い圧力が現れるが、水面に近づくにつれ急激に圧力が低下する。この圧力の局所性は、衝撃砕波圧に非再現性、間欠性が現れる一因である。つまり、ジェットが波圧計に接触する位置が僅かにずれただけで得られる波圧は大きく異なる。この壁面近傍に発達する圧力勾配により流体は水平方向に移動し、水面を变形させることで重心部近傍以外の大部分の領域では圧力は相対的に大きく減少

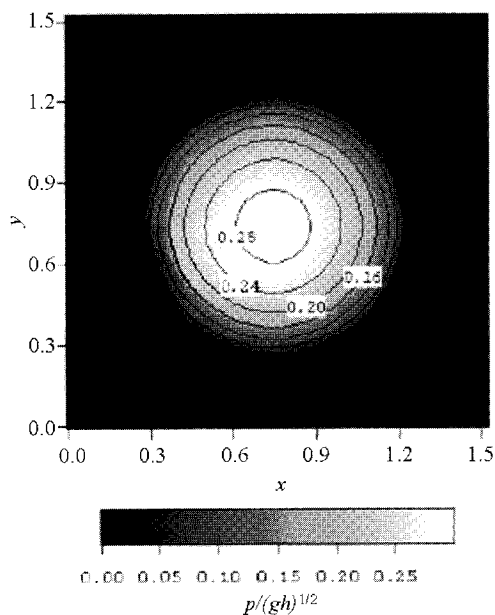


図-4 壁面上の圧力分布の等高線 (RUN 1)

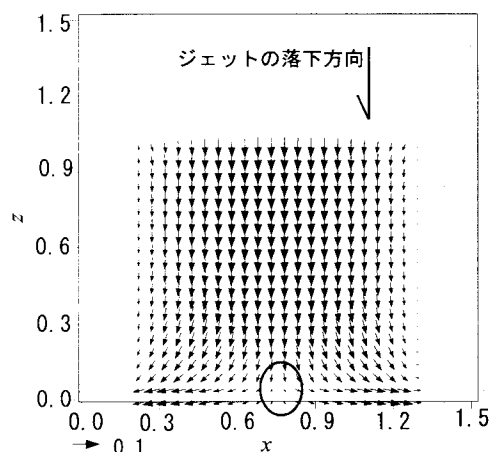


図-5 円柱ジェットの壁面衝突後の断面流速分布 (RUN 1, ○淀み点領域)

する。しかしながら、水塊中央部では水平圧力勾配が存在しないため不透壁面上で流体が移動できない淀み点となり(図-5参照)、この点では継続して落下してくる上部の流体の運動量によって継続的な圧縮を強制される。

図-6は、RUN1、RUN2とRUN3の鉛直衝撃力(圧力の断面積分 $F = \int p / \rho gh dA$, A : 断面積)を表している。ジェットの衝突後、急速に流体力が増加し最大衝撃力を記録した後、典型的な減衰振動を示し徐々に定常値に漸

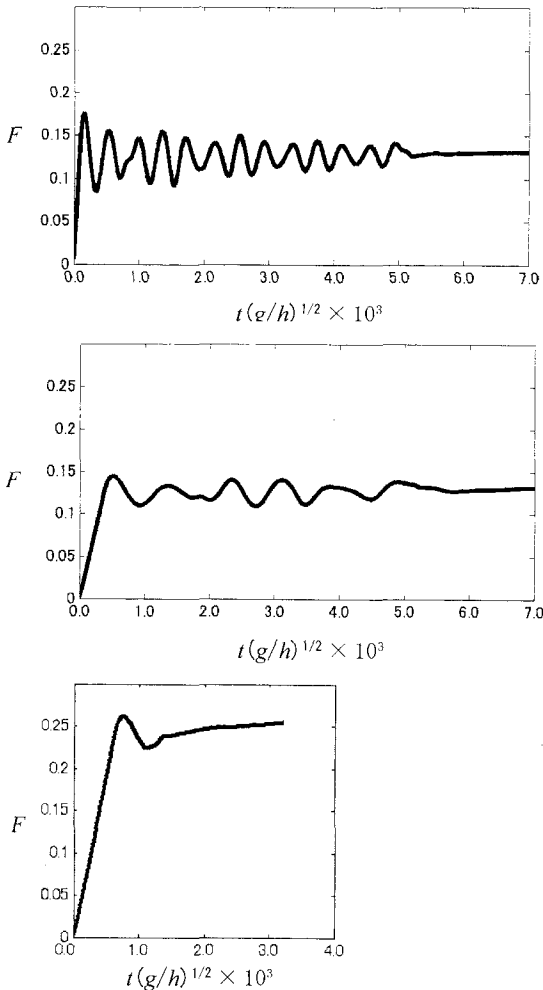


図-6 壁面にはたらく衝撃力の時間変化 (上: RUN 2, 中: RUN 1, 下: RUN 3)

近する。またジェットの衝突後、最大衝撃力発生までの衝撃力増加率及び圧力振動周波数は音速の増加と共に高くなり、最大衝撃力はジェットの初期速度及び音速両者に依存する。この減衰振動は、Bagnold 型振動衝撃砕波力と同様な特徴をもつ (図-7 参照)。通常観察される Bagnold 型砕波力の支配周波数は200~500 Hz であるのに対して、RUN1は次元量で約1600 Hz、水の音速に対応する RUN2、RUN3は約760 Hz と差がある。しかしながら、砕波によりエアレーションされた場合、マクロ的な水中音速は低下するため、流体の圧縮性に依存する振動周波数は Bagnold 型振動周波数帯域に存在し得る。衝撃圧力は、水中音速で極めて短時間でジェット内部全域に伝達されるが、圧力変動に対応した水面の変形に要する応答時間スケールは圧力伝播時間スケールと比べて非常に長く、衝突から水面が応答する時刻までこの圧力

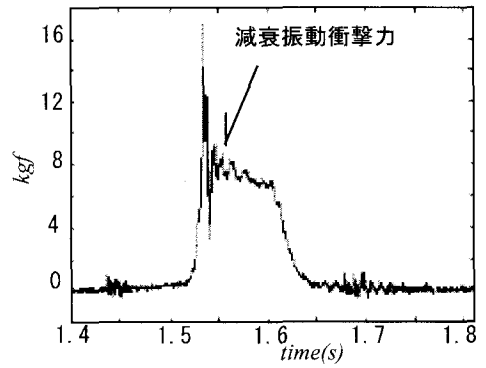


図-7 円柱ジェットの壁体衝突時に発生する典型的な衝撃力の時系列 (渡部ら1999による実験結果)

振動が継続する。

この圧力振動継続期間内には、継続的に淀み点を中心とした鐘状圧力波面が形成され、壁体と逆方向へ振動する (図-8 参照)。衝突後の急速な衝撃圧の発達に伴う僅かな流体の圧縮が復元力となり典型的な圧縮-膨張振動が発生すると考えられる。この振動に対応した準周期的に強い衝撃圧が出現し、鉛直方向に変動を繰り返し、位相によってはジェット内に複数のピークをもった圧力波面が形成されることが明らかになった (図-9 参照)。この準周期的圧力波形成は水面形が変化するまで継続し、その後徐々に定常圧力へ漸近し圧力面の変動はなくなる。

4. 結 論

円柱状流体ジェットの固体壁衝突後の衝撃圧の発達過程が微小圧縮性を仮定した流体に対する数値計算法 (LC 法) により数値的に調べられた。

衝撃砕波力のモデル化に不可欠な最大衝撃力及び衝突後最大衝撃力発生までの遅れ時間は、水中音速及びジェットの速度に依存する。すなわち、当然ではあるが、同じ水中音速であればジェットの速度が大きい方が最大衝撃力は高いが、同じジェットの速度では音速の大きい方がより高い衝撃力最大値を示す。また、遅れ時間は音速に依存し、これが大きい方が時間的な衝撃力発達率が大きく、遅れ時間は短い。衝撃砕波力発生時には、音速はエアレーションの度合いに依存する。よって、衝撃最大力の見積もり及びインパルスモデルに必要な遅れ時間の評価の両者共、流体のエアレーションに依存することになる。

急速な衝撃力の発達に伴い淀み点近傍に強い圧縮に起因する圧縮-膨張振動を経由して、第1ピークが最大衝撃力となる典型的な衝撃力発生の基礎メカニズムを理解することができた。衝撃砕波力のモデル化に不可欠な最

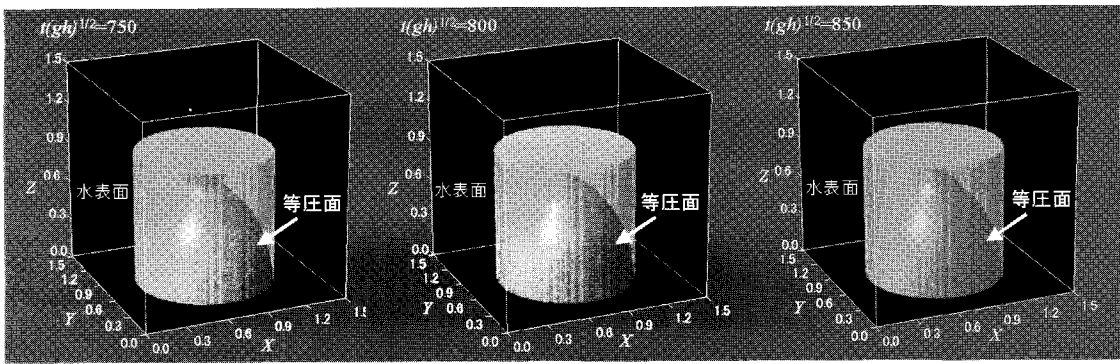


図-8 RUN 3の最大衝撃力ピーク発生直後の等圧力面の時間変化 ($p/(gh)^{1/2}=0.05$, 時間間隔: $t(gh)^{1/2}=100$)

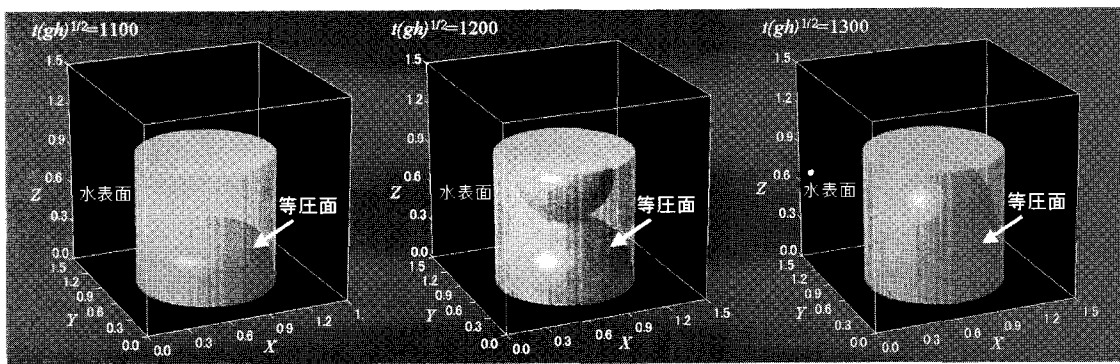


図-9 RUN 2の衝撃力の振動期間内の等圧力面の時間変化 ($p/(gh)^{1/2}=0.01$, 時間間隔: $t(gh)^{1/2}=100$)

大値と遅れ時間との関係を取得するために、さらなるケーススタディが必要である。

参考文献

- 合田良実・原中祐人(1967): 衝撃砕波圧に関する一実験, 港湾技術資料 (32), pp. 3-12.
 渡部靖憲・吉川幹司・早川哲也・佐伯浩(2001): ジェットの壁体衝突時に発生する振動衝撃力, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.

821-825.

- Bullock, G. N., A. R. Crawford, P. J. Hewson, M. J. A. Walkden, P. A. D. Bird (2001), Coastal Engineering, Vol. 42, pp. 291-312.
 Hirt, C. W., and B. D. Nichols (1980): Adding limited compressibility to incompressible hydrocodes, J. Comp. Phys., Vol. 34, pp. 390-400.
 Peregrine, D. H. (2003): Water-wave impact on walls, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 35, pp. 23-43.