砕波による衝撃圧の直接推定と 構造物の動的解析

陸田 秀実¹・土井 康明²

¹正会員 広島大学大学院助教授 工学研究科社会環境システム専攻

(〒739-8527 広島県東広島市鏡山1-4-1)

E-mail: mutsuda@naoe.hiroshima-u.ac.jp

²正会員 広島大学大学院教授 工学研究科社会環境システム専攻

(〒739-8527 広島県東広島市鏡山1-4-1)

E-mail: doi@naoe.hiroshima-u.ac.jp

暴波浪による衝撃砕波圧と漂流物による衝突力の評価、さらに、これに伴う構造物の運動・変形・破壊に至る動的挙動を正確に把握することは、海岸・海洋構造物の設計・維持・管理において極めて重要である。本研究は、砕波現象とこれに伴う漂流物・構造物の運動・変形・崩壊挙動、さらには衝撃砕波圧を直接推定することを目的に、格子・粒子ハイブリッド計算法としてCIP-SPH法を新たに提案したものである。その結果、Wagner型衝撃砕波圧のみならず、封入空気塊の分裂・離脱・圧縮・膨張に伴うBagnold型衝撃砕波圧を直接推定することが可能であることが分かった。また、Lagrange粒子群によって構成された構造物の3次元動的挙動解析、さらには、漂流した構造物が直立壁に衝突する場合の衝撃力の計算も可能であることが分かった。

Key Words : *breaking wave, impact pressure, Wagner, Bagnold, CIP method, SPH method*

1. 緒論

津波や高潮、Freak Waveといった暴波浪は、建材、自動車、列車、コンテナ・漁船・巨大船など様々な漂流物を容易に輸送し、人や家屋、陸上施設・建物や橋梁などの社会基盤施設に甚大な被害を発生させる。

特に、強非線形な砕波現象が構造物に作用した場合、Wagner型衝撃砕波圧や封入空気塊を伴うBagnold型衝撃砕波圧が発生し、しばしば構造物に致命的なダメージを与える。したがって、衝撃砕波圧と漂流物による衝突力の評価、さらには、これに伴う構造物の運動・変形・破壊に至る動的挙動を正確に把握することは、構造物の設計・維持・管理において極めて重要となる。

このような砕波現象と漂流物および構造物との相互作用問題に対する既往の研究は、固定された構造物を対象としたものが数多く存在するものの、砕波力によって動的に構造物が運動・変形・破壊する場合や、漂流物が構造物に直接衝突する場合については、検討例¹²⁾が未だ少ない状況にある。

これは、構造物に作用する衝撃砕波圧の直接的な推定が困難であることに加え、衝撃砕波圧作用下における構

造物の運動・変形・破壊といった動的挙動の追跡が困難なこと、さらに、波動流によって輸送される複数の漂流物の衝突とそれに伴う衝撃力を評価することが困難であること等が主な原因である。このようなマルチフィジックスな流体と構造物の動的挙動問題に対して、実験的・理論的アプローチは極めて困難であり、計算力学的アプローチによって、ロバスト性に優れた計算ツールの開発を行い、数値実験することが有用な手段の一つである。

マルチフィジックス解析の代表として粒子法が挙げられる。特に、MPS法^{3,4)}やSPH法^{5,6,7)}は、国内外を問わず、様々な分野でその応用がなされ、その適用範囲も急速に拡大しつつある。しかしながら、実務設計上、最も重要となる構造物に作用する波力、特に、衝撃砕波圧の直接計算に対しては、Wagner型およびBagnold型衝撃砕波圧ともに、その再現性に問題を残しており、液滴や気泡の分裂・飛散に伴う振動型衝撃砕波圧の推定には、種々の改良を行う必要^{8,9)}がある。

一方、グリッドを用いたEuler型の数値解法の代表例として、例えば、CIP法¹⁰⁾やLevel-Set法¹¹⁾が挙げられる。これらの方法は、移動する複雑形状の境界に対して境界適合座標を用いる必要がなく、複雑な非線形現象に対し

て適用性が高い。しかしながら、これらの数値解法を用いた場合、固体境界面での数値拡散、複雑な気液界面挙動の追跡、非定常流体力による固体運動、弾性変形及び崩壊挙動解析において、グリッド形状が計算結果に及ぼす影響が大きいと、様々な工夫が施されているのが現状である^{12)~15)}。このような背景から、粒子的手法およびグリッドの手法の両概念を融合した新しい計算手法の提案も活発に行われつつある^{16)~19)}。

そこで、本研究では、砕波現象とこれに伴う漂流物・構造物の運動・変形・崩壊の動的解析、さらには衝撃砕波圧を直接推定することを目的として、格子法と粒子法を組み合わせたハイブリッドな数値計算手法を新たに提案する。具体的には、Euler 型解法として固気液 3 相を取り扱うことが可能な CIP 法と、Lagrange 粒子群によって構成される漂流物・構造物の運動・変形・崩壊の動的解析が可能な SPH 法を組み合わせた格子・粒子ハイブリッド法として CIP-SPH 法を新たに提案し、Wagner 型衝撃砕波圧、Bagnold 型衝撃砕波圧の直接推定、さらには砕波と漂流物・構造物の相互作用問題への適用性について検証する。

2. CIP-SPH法

(1) CIP法

固気液 3 相の追跡には、Yabe らが提案した CIP 法を適用する。支配方程式は、以下に示す質量保存式、非圧縮 Navier-Stokes 方程式、 I 相の密度関数 f_I ($0 \leq f_I \leq 1$) の移流方程式である。ここで、 I 相とは、気相、液相、固相を意味し、 F_e は体積力は示す。また、密度関数を $\tan$ 関数によって変数変換し、数値拡散を抑制している。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_e + F_{fsi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial t} + \frac{\partial (\phi_I u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

なお、後述する SPH 法による Lagrange 粒子群との相互作用を表す F_{fsi} を運動方程式に加えている。

また、これらの支配方程式の解法には、C-CUP 法¹⁰⁾に倣い、移流相と非移流相に分けた時間分離解法を採用する。まず始めに、移流相の計算の後、以下のポアソン方程式から $n+1$ 時刻の圧力を計算し、最後に非移流計算を行う。

$$\nabla \left(\frac{\nabla P^{n+1}}{\rho^*} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} \quad (4)$$

ここで、 $*$ は移流後の計算値を示す。

次いで、得られた流速場を基に、密度関数の移流計算を行う。なお、流体の物性である密度および粘性係数は、密度関数を用いて下式によって求めた。

$$\rho = \sum_{I=1}^3 \rho_I \phi_I \quad (5)$$

$$\mu = \sum_{I=1}^3 \mu_I \phi_I \quad (6)$$

なお、その他の方法は、陸田ら^{20),21)}と同様である。

(2) SPH 法

Monaghan らの提案した SPH 法は、連続体の粒子群の集合体とみなし、この粒子上で任意の時間における密度、速度、エネルギーなどを評価する方法である。ここで、粒子群の運動を単に孤立した粒子の運動として扱えば、本来の連続体としての挙動と差異が生じる。そこで、空間内の任意の位置 $\mathbf{x}_s$ での物理量 ϕ は、以下の積分表現を用いて、

$$\phi(\mathbf{x}_s) = \int_{\omega} \phi(\mathbf{x}'_s) \delta(|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}'_s|) d\mathbf{x}'_s \quad (7)$$

で与える。ここで、 ω は対象とする構造物が占める空間領域を表し、 $\delta(\mathbf{x}_s)$ は不連続関数であるディラックのデルタ関数を示す。

数値計算に適さないデルタ関数をカーネル関数 $W(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}'_s, h)$ と呼ばれる連続関数で置き換えると、次式を得る。

$$\phi(\mathbf{x}_s) = \int \phi(\mathbf{x}'_s) W(|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}'_s|, h) d\mathbf{x}'_s \quad (8)$$

ここで、 h はカーネルの大きさを表すパラメータであり、以下の 2 つ特徴を有するものとする。

$$\int W(|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}'_s|, h) d\mathbf{x}'_s = 1 \quad (9)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}'_s|, h) = \delta(|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}'_s|) \quad (10)$$

式(8)の右辺を離散化するために、流体・固体を N 個の微小な要素（粒子）に分割する。連続体を、質量 m_j (j

は粒子番号) を持つ粒子の集合体と考えると,

$$\langle \phi(x_s) \rangle \approx \sum_j m_j \frac{\phi_j}{\rho_j} W(|x_s - x_{s,j}|, h) \quad (11)$$

となる. ここで, m_j , x_j , ρ_j は, それぞれ j 番目粒子の質量, 位置, 密度を示す. 式(11)より, 粒子 i の位置での物理量 ϕ_i は, 以下のように, その周囲の粒子 N 個の物理量の足し合わせで表現できる.

$$\phi_i = \sum_{j=1}^N m_j \frac{\phi_j}{\rho_j} W_{ij} \quad (12)$$

ここで, W_{ij} は, カーネル関数であり, $W_{ij} = W(x_{si} - x_{sj})$ である. この式は, 影響半径 h の中にある N 個の粒子の持つ物理量を評価点へ重み関数を用いて内挿することを示している.

次いで, 粒子運動を表すには, 式(12)の微分形が必要であり, それについて説明する.

$$\nabla \cdot \phi(x_s) = \int \nabla \cdot \phi(x'_s) W(|x_s - x'_s|, h) dx'_s \quad (13)$$

より, ガウスの発散定理を用いて,

$$\nabla \cdot \phi(x_s) = - \int \phi(x'_s) \cdot \nabla W(|x_s - x'_s|, h) dx'_s \quad (14)$$

と表すことができ, 結局, カーネル関数の勾配を計算することに帰着する. 式(14)の離散化は, 下式に示すように,

$$\nabla \cdot \phi(x_s) = - \sum_{j=1}^N m_j \frac{\phi_j}{\rho_j} \nabla \cdot W(|x_s - x_{s,j}|, h) \quad (15)$$

となる.

なお, カーネル関数 W の選択には, 以下の形式がよく用いられる.

$$W(x_s, h) = \frac{1}{h^n} f\left(\frac{x_s}{h}\right) \quad (16)$$

ここで, n は次元数, h は影響範囲である.

以上, これらの式の詳細は, J.W.Swagle ら²⁹⁾を参照されたい.

a) 弾性構造体の動的解析への適用法

個々の粒子は, その周辺の場の変位, 応力, ひずみの情報を有している. 但し, 本研究では破壊力学の理論に基づく破壊モデルは考慮していない.

弾性構造体の速度 v_a に関する支配方程式は, 以下の通りである.

$$\rho \frac{\partial v^\alpha}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x^\beta} (\lambda \varepsilon^{\gamma\gamma} \delta^{\alpha\beta} + 2\mu \varepsilon^{\alpha\beta}) \quad (17)$$

ここで, ρ は密度, $\varepsilon^{\gamma\gamma}$ は体積ひずみ, $\delta^{\alpha\beta}$ は Kronecker である. λ と μ は, ラメ定数で, ヤング率 E , ポアソン比 ν と以下の関係にある.

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (18)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (19)$$

SPH 法では, 弾性構造体を Lagrange 粒子で表現し, 各粒子には座標, 速度, 角度, 角速度を自由度として与える. 弾性構造体の方程式は, 右辺第一項を圧力項, 第二項を粒子間に生じる応力テンソルと考え, 固体・流体相互作用項 F_{fsi} を考慮すると, 以下のようになる,

$$p = -\lambda \varepsilon^{\gamma\gamma} \quad (20)$$

$$\sigma^{\alpha\beta} = 2\mu \varepsilon^{\alpha\beta} \quad (21)$$

$$\rho \frac{\partial v^\alpha}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} - F_{fsi} \quad (22)$$

ここで, ひずみテンソル $\varepsilon^{\alpha\beta}$ と回転テンソル $\omega^{\alpha\beta}$ は, 以下の通りである.

$$\varepsilon^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u^\beta}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \right) \quad (23)$$

$$\omega^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u^\beta}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \right) \quad (24)$$

弾性構造体の 3 次元解析においては, 以下の 3 次スプライン関数をカーネル関数 W として利用する.

$$f(s) = \begin{cases} \frac{8}{\pi h^3} (1 - 6s^2 + 6s^3), & 0 < s \leq \frac{1}{2} \\ \frac{16}{\pi h^3} (1-s)^3, & \frac{1}{2} < s \leq 1 \\ 0, & s \geq 1 \end{cases} \quad (25)$$

ここで, 実際の SPH 法による構造解析では, 上記のカーネル関数は空間微分形で利用され, その他, 詳しくは酒井・山下²³⁾および宗ら^{24,25)}を参考にした.

b) 剛体の 3 次元運動解析への適用法

剛体の 3 次元運動を取り扱う場合は, Lagrange 粒子群を個別に運動させずに, 構造体の重心位置の並進と回転によって運動させる. その際には, 以下の運動方程式を用いる.

$$\frac{\partial^2 x_{s,k}}{\partial t^2} = \frac{F_{s,k}}{m_i} - F_{fsi} \quad (26)$$

$$I \frac{\partial \omega_i}{\partial t} = T_i \quad (27)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} = \omega_i \quad (28)$$

ここで、 θ_i は回転角度、 ω_i は角速度、 T_i はトルクである。 I は慣性モーメント、 F_{fsi} は流体との相互作用項である。

SPH法を用いた具体的な剛体運動の方法^{26), 27)}は以下の通りである。 N 個の粒子で表された剛体の重心の座標を $\mathbf{r}_g$ 、慣性モーメントを I として、

$$\mathbf{r}_g = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \quad (29)$$

$$I = \sum_{i=1}^N m |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_g|^2 \quad (30)$$

ここで、粒子 i の座標を $\mathbf{r}_i$ 、粒子1個の質量を m とする。慣性モーメントは初期時刻のものを用いる。

新しい時刻 $k+1$ の速度 $\mathbf{u}_i^{k+1}$ と座標 $\mathbf{r}_i^{k+1}$ を定義し、剛体重心の変化量 $\mathbf{r}_g'$ と、回転角変化量 $\theta_i' = \omega dt$ とすると、

$$\hat{\mathbf{r}}_i' = \hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} - \mathbf{r}_i^k \quad (31)$$

$$\mathbf{r}_g^{k+1} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} \quad (32)$$

$$\mathbf{r}_g' = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{r}}_i' \quad (33)$$

$$\theta' = \omega dt = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^N m \hat{\mathbf{r}}_i' \times (\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_g^{k+1}) \quad (34)$$

$$\mathbf{r}_i' = \mathbf{r}_g' + \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{r}_i^k - \mathbf{r}_g^{k+1}) \quad (35)$$

$$\mathbf{u}_i^{k+1} = \frac{\mathbf{r}_i'}{\Delta t} \quad (36)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \mathbf{r}_i' \quad (37)$$

ここで、 $\mathbf{R}$ は回転行列である。

以下では、3次元回転行列 $\mathbf{R}$ について概説する。3次元空間における回転を表現する方法には、(1)オイラー角による表現、(2)回転行列による表現、(3)クォータニオンによる表現、という3つの方法がある。オイラー角を用いた場合は物体に固定された座標軸が直交を保てなくなる特異点が存在し回転運動の記述に限界があることが知られている。また、回転行列を用いた場合は9個のパラメータが存在するため演算回数が多くなるほど誤差が蓄積するという問題を抱えている。そこで、本研究で

は現在最も良いとされている回転運動の記述方法としてクォータニオン（四次数）を用いる。

クォータニオンは、4つのパラメータ（1つの実部と3つの虚部）で構成される数であり、(1)任意の軸周りの回転を簡単に合成できる、(2)回転軸が固定された状態にある間、途中の回転の状態を線形補間できるという特長を有している。任意のクォータニオンは以下のように表される。ここで、 i, j, k は虚数単位である。

$$\mathbf{q}(t) = s + v_x \mathbf{i} + v_y \mathbf{j} + v_z \mathbf{k} \quad (38)$$

任意のベクトル $\mathbf{r}=(x,y,z)$ に対応するクォータニオンを $\mathbf{Q}=(0,\mathbf{r})$ と置く。回転軸方向の単位ベクトルを $\mathbf{V}=(v_x, v_y, v_z)$ 、回転量を θ とすると、回転軸となるクォータニオンは、

$$\mathbf{Q} = \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right), \mathbf{V} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (39)$$

となる。なお、クォータニオンと回転行列 $\mathbf{R}$ の関係は、以下の通りである。

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1-2v_y^2-2v_z^2 & 2v_x v_y - 2sv_z & 2v_x v_z + 2sv_y \\ 2v_x v_y + 2sv_z & 1-2v_x^2-2v_z^2 & 2v_y v_z - 2sv_x \\ 2v_x v_z - 2sv_y & 2v_y v_z + 2sv_x & 1-2v_x^2-2v_y^2 \end{pmatrix} \quad (40)$$

この回転行列と並進行列を用いて、構造物の3次元運動を記述することが可能となる。

(3) 固体・流体相互作用の取り扱い

ある時刻 t において、CIP法で求められた流体密度 ρ_c 、速度 $\mathbf{u}_c$ および圧力 p_c 、そしてSPH法で求められた粒子位置 X_s と速度 $\mathbf{u}_s$ が得られているとする。CIP法およびSPH法は、それぞれの支配方程式に基づき数値積分がなされているため、CIP法で求められた固相の密度関数 f_s の分布とSPH法で求められた粒子位置の間にずれが生じる。そこで、SPH法で求められた粒子位置に基づき、固相の密度関数 f_s を修正する。その際、下式(41)に示すように、Euler型解法で使用する1つのグリッド内に含まれるLagrange粒子の数に応じて、固相の密度関数 f_s を再定義する。ここで、分子は1つのグリッド内に存在する粒子数を k 個とした場合の粒子体積 V_s の和、一方、分母は1つのグリッド体積を示す。なお、厳密な粒子体積は1格子内の占有体積とすべきであるが、計算結果に大きな差がなく、計算負荷の低減を図る目的で、1つの粒子体積をそのまま用いることとした。

$$f_i = \frac{\sum V_{s,k}^{n+1}}{\Delta V_{c,ijk}}, \quad I = 3(\text{solid}) \quad (41)$$

なお、固体粒子は、格子スケール以下である必要があり、本研究では1格子あたり4~8個を初期配置している。

また、固相の密度関数の再定義に伴って、運動量保存則を満足するために、固体・流体相互作用に関わる補正力項 F_{fs} を導入する。この補正力 F_{fs} は CIP 法によって求められた固相の密度関数 f_s の分布が Lagrange 粒子群の位置まで移動を行ったときに受ける補正力として式(42)のようにモデル化する。

$$F_{fsi} = \frac{1}{2} C_d \frac{\pi d_s^2}{4} \left| \sum \frac{u_{s,k}^{n+1}}{k} - u_c^* \right| \left(\sum \frac{u_{s,k}^{n+1}}{k} - u_c^* \right) \quad (42)$$

ここで、 u_c^* は CIP 法によるセル境界の速度、 u_{sk} は SPH 法による粒子速度、 d_s は粒子径、 C_d は抗力係数、 k は1格子内に存在する粒子の数をそれぞれ表す。

なお、構造体の破壊は、下式に示すように粒子間距離が変化し、ある値を超えたら、すなわち、式(43)を満たしたら粒子間相互作用しないようにカーネル関数 W を強制的にゼロとすることでモデル化している。そのため、脆性破壊を再現するに留まっている。

$$L_{ij,t} > \beta \cdot D_{ij} \quad (43)$$

$$L_{ij,t} \leq \beta \cdot D_{ij} \quad (44)$$

ここで、初期時刻における i, j 粒子の距離 D_{ij} 、材料試験によって求められる崩壊係数 β 、任意の時刻における i, j 粒子の距離を L_{ij} である。

また、3次元問題において、格子上の物理量 f_g から粒子上への物理量 f_s の補間は、以下のマトリックス演算を行う。

$$f_s = a_0 + a_1 x_g + a_2 y_g + a_3 z_g \quad (45)$$

$$\begin{pmatrix} 8 & \sum x_g & \sum y_g & \sum z_g \\ \sum x_g & \sum x_g^2 & \sum x_g y_g & \sum x_g z_g \\ \sum y_g & \sum y_g x_g & \sum y_g^2 & \sum y_g z_g \\ \sum z_g & \sum z_g x_g & \sum z_g y_g & \sum z_g^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum f_g \\ \sum f_g x_g \\ \sum f_g y_g \\ \sum f_g z_g \end{pmatrix}$$

(4) 計算アルゴリズム

図-1は、本論文で提案するCIP-SPH法の数値計算アルゴリズムを示す。CIP-SPH法は、従来のCIP法とSPH法の各計算アルゴリズムをほとんど変更することなく利用できる利点を有している。CIP法は固気液3相全てに適用し、各々の相に定義された密度関数の移流方程式を解くことによって異相界面を追跡する。また、移流相と非移流相に分けた時間分離解法を採用するとともに、圧力解法にはCG系解法を使用した。一方、SPH法は固相のみに適用し、Lagrange粒子の運動方程式を解くことによって、

図-1 CIP-SPH法の計算アルゴリズム

粒子・剛体の並進・回転運動に関わる加速度、速度、粒子位置、さらには弾性変形に関わる応力、ひずみを各粒子において算出する。この際、Lagrange粒子位置によって、固相の密度関数および密度、粘性係数を修正する。また、Eulerグリッドの速度を用いて、粒子速度を内挿補間する。なお、固体・流体の相互作用項については、Lagrange粒子の平均速度とEulerグリッドの速度の差と、流体力係数を用いた抗力として相互に作用させる。

3. 計算結果

本章では、まず始めに、海岸・海洋工学分野の典型問題である直立壁に作用するWagner型衝撃砕波圧について本手法の適用性を検証する。次いで、本計算手法の最大の特徴が固気液3相を取り扱っている点にあることを考慮して、液相のみの取り扱いでは再現不可能なBagnold型衝撃砕波圧についても適用性を検証する。最後に、衝撃砕波圧作用下の構造物の運動・変形・破壊過程、さらには漂流物による衝撃的な衝突力の直接推定に対する本手法の適用性についても検証する。

(1) 計算条件

図-2は、Lagrange粒子群によって構成された固定直立壁がある場合の格子・粒子の位置関係を示したものである。なお、○印はEuler格子の中心点、△印はLagrange粒子群の位置を示している。この時の格子サイズは $dx=2.68\text{mm}$ 、 $dy=3.89\text{mm}$ 、粒子間隔は $dx=1.34\text{mm}$ 、 $dy=1.95\text{mm}$ であり、各格子には約4個の粒子が初期配置されている。なお、同一条件下の実験²⁸⁾で用いた半導体圧力センサーの受圧部先端が0.5mmというピンポイント計測であったため、計算グリッドおよび粒子間隔はでき

図-2 CIP-SPH法における格子・粒子の初期配置

る限り細くなるように数mm程度とした。グリッドの格子数は 248×57 ，直立壁を構成しているLagrange粒子数は600個とし，計算時間刻みは 10^{-4} sとした。同一条件下の実験結果²⁸⁾と比較するために，リーフ上の直立壁の位置 δx は，砕波点を基準に，砕波前（1ヶ所），砕波点付近（1ヶ所），砕波後（3ヶ所）の合計5ヶ所とし，入射した孤立波の波高水深比は $H_1/h_1 = 0.473$ として計算した。

(2) 砕波と衝撃砕波圧の関係

入射波条件を一定とすることで砕波点を固定し，直立壁位置を変えることで封入空気量に変化を与え，それらとWagner型・Bagnold型衝撃砕波圧との関連性について考察する。

図-3～図-7は，直立壁を砕波前（ $\delta x/h_1 = -0.53$ ），砕波点付近（ $\delta x/h_1 = 0.0$ ），砕波後（ $\delta x/h_1 = 0.47, 0.8, 1.13$ ）に設置した場合の波圧の時系列変化を示したものである。なお，同時刻における空間波形も同時に示す。また，図-8は静水面付近（ $Z/h_1 = 0.052$ ）とジェット波面の衝突高さ付近（ $Z/h_1 = 0.259$ ）における代表的な波圧波形について，取りまとめたものである。

これらの図から，既往の研究^{29)~32)}で明らかとなっているジェット波面の壁体衝突および封入空気量の違いによってWagner型衝撃砕波圧およびBagnold型衝撃砕波圧が認められる。また，ジェット波面衝突と後続の波本体の水塊衝突によって発生する双山型衝撃砕波圧，負圧を伴う振動型圧力波形なども確認できる。さらに，図-8より，砕波点付近においてWagner型衝撃砕波圧が認められる一方で，直立壁設置を波下側へ移動することによって封入空気塊が増し，それに伴って，典型的なBagnold型衝撃砕波圧が発生していることが分かる。このような空気振動に伴うBagnold型衝撃砕波圧は，固気液3相を同時に取り扱う手法でなければ得られない計算結果であり，本手

 図-3 砕波圧の時系列変化と波形変化（砕波前 $\delta x/h_1 = -0.53$ ）

 図-4 砕波圧の時系列変化と波形変化（砕波点付近 $\delta x/h_1 = 0.0$ ）

法の有用性を示すものと言える。

以上のことから，本手法は，既往の実験結果で明らかとなっている直立壁に作用する衝撃砕波圧の主要な特徴を，十分捉えることが可能であることが示された。

図-5 碎波圧の時系列変化と波形変化 (碎波後 $\delta x/h_1=0.47$)

図-7 碎波圧の時系列変化と波形変化 (碎波後 $\delta x/h_1=1.13$)

図-6 碎波圧の時系列変化と波形変化 (碎波後 $\delta x/h_1=0.8$)

(3) Wagner型およびBagnold型衝撃碎波圧の精度検証

本節では、Lagrange粒子群で構成された直立壁前面に作用するWagner型およびBagnold型衝撃碎波圧の最大値と圧力波形について精度検証を行う。

図-9は、各測点における最大衝撃碎波圧 $P_{\max}$ の鉛直分布について実験結果²⁸⁾と比較検証したものであり、それ

(a) ジェット波面衝突位置付近 ($Z/h_1=0.259$)

(b) 静水面付近 ($Z/h_1=-0.052$)

図-8 衝撃碎波圧と直立壁位置との関係

ぞれ砕波前 ($\delta x/h_1 = -0.53$)、砕波直後 ($\delta x/h_1 = 0.47$) および砕波後 ($\delta x/h_1 = 1.13$) の位置に鉛直壁が設置された場合のものを示す。

図より、壁面衝突前後のジェットの流れに非定常性が強いこと、実験の再現性について問題³²⁾も指摘されているが、砕波前、砕波点、砕波後のいずれの場所においても、衝撃砕波圧のピーク値は概ね良好な結果を得ている。但し、鉛直分布のピーク高さ Z/h_1 においてズレが生じているので、実験の再現性を含めて、更に詳細な検証が必要である。

図-10(a)は、砕波点に直立壁が設置された場合 ($\delta x/h_1 = 0.0$, h_1 : 一様水深) の圧力の時系列変化について、

図-9 最大衝撃砕波圧 $P_{\max}$ の鉛直分布の実験結果との比較

(a) Wagner型衝撃砕波圧

(b) Bagnold型衝撃砕波圧

図-10 衝撃砕波圧の時系列変化の実験結果との比較

同一条件下の実験²⁸⁾と比較検証したものである。このケースは図-4と同様である。なお、 Z/h_1 は測定ポイントであり、静水面からの無次元高さを示す。Wagner型(単発型)衝撃砕波圧は、ほぼ鉛直な砕波波面が空気塊をほとんど巻き込むことなく波が壁面に衝突する場合に見られ、特に波頂部付近で顕著に発生する。その衝撃圧は、数msという非常に短時間の間に、鋭い立ち上がりの波圧波形を記録し、その後、急減するという特徴を有している。本計算結果は、これらWagner型衝撃砕波圧の特徴を概ね再現できている。なお、波圧の最大値については、砕波時の波面形状や微小気泡の取り込み状況によって大きく変化することが明らかになっている³²⁾。ここに示す実験結果²⁸⁾においてもそのバラツキが確認されており、本計算結果はその範囲内におさまっている。また、他者の実験結果³²⁾においても、Wagner型衝撃砕波圧の値は、概ね $P_{\max} = 6 \sim 10 \rho C^2$ (C : 位相速度) とされており、位相速度 C を $C = (gH_1)^{1/2}$ と考えると、 $P_{\max} / \rho C^2 = P_{\max} / \rho gH_1 = 6 \sim 10$ となり、本計算結果が妥当な最大値を得ていると考えられる。

図-10(b)は、砕波点より岸側に直立壁が設置された場合 ($\delta x/h_1 = 1.13$, h_1 : 一様水深) の圧力の時系列変化について、同一条件下の実験²⁸⁾と比較検証したものである。なお、このケースは図-7と同様である。Bagnold型(減衰振動型)衝撃砕波圧は、砕波後の巻き込みジェットと壁面間に封入された空気塊が、圧縮・膨張・分裂・合体・離脱のプロセスを行い、その結果として発生する。その衝撃圧は、空気塊の取り込まれる静水面付近で発生し、その影響によって振動型波圧波形となる。その振動周波数 f は空気塊の規模にも依存するが $f = 300 \sim 800 \text{ Hz}$ ³²⁾ とされている。

図より、Chan and Melville³²⁾の指摘する300~800Hz程度の振動波圧波形は実験および計算結果のいずれにおいても確認されなかったが、本計算結果において、Bagnold型衝撃砕波圧の特徴である振動型波圧波形が再現されていることが分かる。しかしながら、同一条件下の実験結果において約160Hz程度の振動波形が見られるのに対して、計算結果のそれはやや低周波の振動波形となっており、このことについては次節で考察を行う。

(4) Bagnold型衝撃砕波圧における封入空气の挙動特性

本節では、前節で示されたBagnold型衝撃砕波圧の振動圧力及び封入空気塊の挙動特性について考察を行う。

図-11は、典型的なBagnold型衝撃砕波圧が発生する場合の圧力コンターの時間的変化を示したものである。カラーは圧力 $p / \rho gH_1 = 0.0 \sim 2.0$ の範囲を青~赤領域で示している。なお、圧力の時系列は図-7に対応しており、最も圧力変動の激しい時刻のものを間引いて図に示している。

図-11 封入空気塊の分裂・圧縮・膨張・離脱に伴う Bagnold 型衝撃砕波圧の空間分布の変化

図-12 Bagnold 型衝撃圧の波圧波形のスペクトル解析結果

図-13 Bagnold 型衝撃砕波圧の時系列変化

まず、ジェット水塊自体の衝突によって、壁面付近の圧力は急激に増大し、大規模な空気塊を壁面との間にトラップする。それと同時に、大規模空気塊は分裂し、一部は、高圧場となって収縮しながら鉛直上方へ伝播・離脱（ $t=0.156 \sim 0.186s$ ）していく。他方の封入空気塊は静水面付近にトラップされたまま、高渦度領域を形成し、その場において低圧場が形成され、短時間の間に圧縮・膨張（ $t=0.204 \sim 0.234s$ ）を繰り返していることが分かる。このような詳細な封入空気塊の分裂・圧縮・膨張・離脱プロセスと Bagnold 型振動波圧波形の関連性を議論した研究事例は極めて少ないため、さらに詳細な検証が必要ではあるものの、本手法の有用性を示すものと言える。

前図に示した計算結果の圧力波形についてスペクトル解析を行ったものを図-12に示す。また、その基となった各計測ポイントにおける圧力の時系列を図-13に併せて示す。これらの図から、静水面付近の測点 $Z/h_1=0.104$ において、振動周波数は20Hz以上でスペクトルの増大が見られ、特に60～70Hz付近の増大が顕著である。また、100～350Hzの高周波数領域においても様にスペクトルが増大しており、砕波後の封入空気塊によるものと推察される。なお、Longuet-Higgins³³⁾は、単一気泡の振動周波数と気泡径の関係について、気泡径4mm～10mmで振動周波数1000Hz以下という理論を示している。本ケースにおいて、分解可能な最小気泡径は格子サイズ2.68～3.89mm程度であるが、このような微小気泡の振動挙動及びそれに伴う圧力変動を捉えるためには、さらに数倍小さい格子サイズで計算することが必要と言えよう。

(5) Bagnold型衝撃砕波圧における封入空气の圧縮効果

本手法は、非圧縮性粘性流体に対するNS方程式を直接計算しているが、既往の研究²⁰⁾による計算アルゴリズムによって圧縮性粘性流体に対するNS方程式に適用することも可能である。したがって、空气中・水中を伝播する圧力波の影響を考慮した数値解を得ることが可能となり、封入された空気塊の圧縮・収縮の影響が Bagnold 型衝撃砕波圧に与える影響を考察することができると考えられる。

図-14は、非圧縮性粘性流体および圧縮性粘性流体のNS方程式を解くことによって得られた Bagnold 型衝撃砕波圧の圧力波形を示したものである。図より、圧縮性を考慮した場合、衝撃砕波圧のピーク値を1～3割程度高める測点が現れることが分かる。さらに、衝撃圧の減衰過程において、高周波の圧力振動波形が現れやすくなっていることが分かる。これらの事実から、封入空気塊の圧縮性が Bagnold 型衝撃砕波圧の圧力波形に与える影響を結論付けることは難しいが、封入された空気塊の圧縮・膨張プロセスの違いに原因があることは間違いないため、

図-14 非圧縮性及び圧縮性粘性流体による衝撃碎波圧の比較

図-15 碎波と複雑形状を有する構造物の初期状態

図-16 構造物を構成する Lagrange 粒子の初期配置

今後、いくつかの計算結果について検証する必要がある。

(6) 碎波と漂流物・構造物の動的挙動解析への適用

本研究で提案するCIP-SPH法は、先述したように、波と固定された剛体構造物との相互作用問題への適用より

図-17 碎波と複雑形状の剛体構造物の相互作用

図-18 構造物なしの場合の碎波現象

もむしろ、碎波衝撃力によってダイナミックに運動・変形・破壊する構造体の動的解析を念頭に開発されたものである。本節では、碎波と漂流物・構造物との動的挙動解析への適用性について考察する。

図-15は、複雑形状を有する構造物に波が作用する場合の初期状態を示したものである。また、図-16は、Lagrange粒子によって構成された構造物とEulerグリッドの位置関係を示したものである。○印はEuler格子の中心点、△印はLagrange粒子群の初期配置をそれぞれ示している。この時の格子サイズは $\Delta x=2.68\text{mm}$ 、 $\Delta y=3.89\text{mm}$ 、粒子間隔は $\Delta x=1.34\text{mm}$ 、 $\Delta y=1.95\text{mm}$ としており、各格子には約4個の粒子が初期配置されている。なお、Eulerグリッドの格子数は、 148×57 、構造体を形成するLagrange粒子群は1334個とした。

図-17は、複雑形状の剛体構造物（比重1.0）に波が衝突する場合に適用したものである。図-18は、比較ケースとして、構造物なしの場合の碎波現象に適用したものである。図-17より、放出ジェットによって、剛体は回転運動をしながら右方向へ押し流され、次いで、剛体フレームの角部が壁面に衝突し、波の打ち上げとともに上方へ移動した後、回転しながら落下していく様子が再現されている。

図-19は、4つのブロック（部材）によって構成された構造体が、各々独立に運動する場合に適用したものである。この時、各ブロックの比重は0.75とした。

図-19 砕波と複数ブロック（部材）の相互作用

図-21 砕波と弾性構造物の相互作用

図-20 漂流物の壁面衝突による衝撃力の比較

図より、砕波後のジェットの影響によって、大きい縦部材および横部材ともに上方・右方向へ散乱し、同時に小さい部材も回転運動を伴いながら飛散していく様子が分かる。その後、各部材は波流体力を受けて独立に並進・回転運動を行い、波本体の壁面衝突時において、部材間の衝突、部材と壁面間衝突を繰り返している様子が再現されている。なお、この後、質力保存則が満たされず計算は破綻する。

図-20 は、図-17～19 の各ケースにおいて得られた右側壁の圧力の時系列を示したものである。それぞれ、赤線が複雑形状の剛体ケース、青線がブロック剛体のケース、緑線が構造物なしのケースをそれぞれ示す。図より、構造物なしのケース（緑線）では、放出ジェットの壁面衝突時（ $t=0.2$ s 付近）において衝撃砕波圧が発生し、その後、波本体の衝突と封入空気塊によって振動型衝撃圧が生じている。複雑形状の剛体ケース（赤線）は、0.15s 付近において構造物のフレーム角部が壁面に衝突し、非常に大きな衝撃圧が発生している。また、0.2s および 0.25s 付近においても構造物と波の壁面衝突によって、衝撃圧が連続的に発生している。このことから、波のみ

ならず漂流物の壁面衝突による衝撃圧の計算が可能であることが分かる。ブロック剛体のケース（青線）では、個々のブロック剛体が回転しながら連続的に衝突する 0.2s および 0.3s 付近において、衝撃圧が繰り返し発生していることが分かる。

以上のことから、並進や回転運動を伴う漂流物が壁面に衝突する場合、波本体による衝撃砕波圧に加えて、漂流物の激しい衝突力によって生じる衝撃圧が連続的に発生し、その値は Wagner 型衝撃圧と同程度かそれ以上になることが示された。既往の研究では専ら水塊の壁面衝突によって作用する衝撃圧に関する数値計算結果がほとんどであったが、CIP-SPH 法の場合、Lagrange 粒子で構成された漂流物の運動を追跡することが可能であるため、これが壁面に衝突する際の衝撃圧についても Euler グリッドの圧力定義点において計算可能であることが示された。但し、実際、漂流物を直立壁に衝突させた場合の圧力計測実験を行い検証を行う必要性はある。

図-21 は、重心支持された弾性構造体に適用したものである。時間刻みは計算の安定化を図るため、CIP ルーチンにおいて 10^{-4} s、SPH ルーチンにおいて 10^{-5} s とした。弾性構造体の初期条件としては、ヤング係数 1.0×10^6 Pa、ポアソン比 0.3 とした。構造物を構成する粒子群の粒子位置、粒子移動速度、さらには、応力、ひずみについては、式(22)の運動方程式によって求めた。なお、構造物の崩壊条件としては、粒子間距離がある程度離れた条件を満たした場合（式(43), (44)）、カーネル関数を強制的にゼロとすることで表現した。

図より、砕波後の放出ジェットによる衝突によって、弾性構造体は初期形状を保持できず大変形していく様子が再現されている。さらに、膜形状となった部分は、分裂し、破片が飛散していることが分かる。これら構造物の破片は、カーネル関数がゼロとなっているので、Lagrange 粒子間の相互作用はなく、重力と流体力のみを外力として運動していることとなる。但し、これら構造物の破壊・破片の飛散プロセスについては、今後、実際問題に適用し、十分検証する必要がある。

(7) 鉄片の水面突入挙動の解析と検証

本節では、構造体の自由水面への突入挙動と封入空気塊の挙動について検証する。ここでは、水面上約 5cm の位置から、鉄片（縦 4cm×横 40cm×高さ 0.4cm）が自由落下し、水面に着水した後、水底に沈んでいく現象について再現する。初期の格子サイズは 1cm、粒子間隔 5mm とし、時間刻みは CIP ルーチンにおいて 10^{-4} s、SPH ルーチンにおいて 10^{-5} s とした。Euler グリッドの格子数 $50 \times 50 \times 50$ 、鉄片は 300 個の Lagrange 粒子群によって構成されている。図-22 は、数値計算と同一条件下の実験結果を比較したものである。図より、着水後の沈降過程において鉄片後流域に封入された複数気泡が鉄片から剥離し上昇する様子、水底に着水すると同時に鉄片周囲から気泡が分裂・崩壊する様子、自由水面の跳ね上がりの様子など、実験結果を定性的に再現していることが分かる。但し、格子解像度がやや足りないこともあり、封入気泡の量や分裂挙動、微小液滴および膜状水面の跳ね上がり等の再現性については今後の課題である。

図-22 鉄片の水面突入と封入気泡の崩壊挙動の比較

(8) 3次元水柱崩壊と構造物の動的挙動解析への適用

最後に、3次元水柱崩壊と構造物の動的挙動への適用性について検討する。図-23 は、3次元水柱崩壊と3個の構造体（剛体）の相互作用問題に適用したものである。Euler グリッドの格子数 $50 \times 50 \times 50$ 、構造体は、各々、2400、1920、1800 個の Lagrange 粒子群によって構成されている。初期の格子サイズは 1cm、粒子間隔 5mm とし、時間刻みは CIP ルーチンにおいて 10^{-4} s、SPH ルーチンにおいて 10^{-5} s とした。図より、水柱崩壊によって水塊が剛体に衝突し、衝撃力を受けた剛体は、各々独立に3次元並進・回転運動し、水塊は手前側壁に沿って打ち上げられていくことが分かる。剛体の運動は、先にも示したように、個々の物体に定義された重心の並進運動とクォータニオンによって定義された回転運動の組み合わせによって個々に表現されている。

図-24 は、前図同様の水柱崩壊と2個の弾性構造体の相互作用問題に適用したものである。弾性構造体は、各々、3360、1680 個の Lagrange 粒子群によって構成されている。その他の計算条件は前図同様である。図より、ダム先端の水塊衝突によって、弾性構造体は大変形するとともに、構造体の一部は破片となって飛散していることが分かる。また、壁面と構造体および構造体同士の間をダム水塊が突破し、同時に弾性変形した構造体の上を水塊が越波していく様子が再現されている。

これら弾性変形の3次元動的挙動や構造物表面の圧力の時系列特性については、今後、実際の応用問題による精度検証を待たなくてはならない。しかしながら、ここで示したような解析例は、近年の津波・高潮・Freak

図-23 水柱崩壊と3個の剛体運動の相互作用

図-24 水柱崩壊と2個の弾性構造体の相互作用

Waveなどの暴波浪によって、構造物がどのように運動・滑動・変形し、その後、どのようにして崩壊に至るのか、一連の動的挙動を評価・把握する上で、CIP-SPH法が有益な解析ツールとなり得ることを示すものと言える。

4. 結論

本研究では、砕波現象とこれに伴う漂流物・構造物の運動・変形・崩壊の動的解析、さらには衝撃砕波圧を直接推定することを目的に、格子法と粒子法を組み合わせたハイブリッドな数値計算法として、CIP-SPH法を新たに提案した。

その結果、以下の主要な結論を得た。

- 1) 既往の実験結果で確認されている種々の衝撃砕波圧の典型パターン、すなわち、砕波前、砕波点、砕波後に作用する衝撃砕波圧を概ね再現することが可能であることが分かった。
- 2) Wagner型衝撃砕波圧の最大ピーク値、作用時間、波圧波形が再現可能であり、その特徴を捉えることが可能であることが分かった。
- 3) Bagnold型衝撃砕波圧の特徴である封入空気塊による振動波圧を再現することが可能であることが分かった。また、衝撃砕波圧作用下における封入空気塊の分裂・圧縮・膨張・離脱のプロセスの時間・空間変動特性と振動型波圧の関連づけが明らかとなった。
- 4) 非圧縮性・圧縮性粘性流体による両解析結果の比較から、封入空気塊の圧縮性は、衝撃砕波圧の最大値を1~3割り高め、振動型波圧を引き起こし易くすることが分かった。
- 5) Lagrange粒子群によって構成された構造物の運動、変形、崩壊などの動的解析が定性的に可能であることが分かった。また、漂流した構造物が直立壁に衝突する際の衝撃力の計算も可能であることが分かった。
- 6) 鉄片の水面突入挙動解析において、本数値計算結果は、定性的ではあるものの実験結果と良い一致を示した。
- 7) 複数の剛体運動の3次元解析において、クォータニオンによる回転運動の記述が有用であることが分かった。

今後の課題は、実際の暴波浪による衝撃砕波圧が作用する場合において、構造物の転倒・滑動、変形・破壊の動的解析を行い、精度検証する必要がある。また、格子サイズ・粒子間隔がBagnold型衝撃砕波圧の振動波圧波形に与える影響、固体・流体相互作用項の高精度化によ

って構造物の不自然な動的挙動の改善、Lagrange粒子によって構成された構造物に作用する動的圧力の特性、構造物の弾塑性解析ツールへの拡張などを検討する必要がある。

謝辞：常山鉄平氏（広島大学大学院工学研究科）には、計算および検証実験において協力を頂いた。ここに記して、謝意を表する。

参考文献

- 1) 池野正明, 森信人, 田中寛好: 砕波段波津波による波力と漂流物の挙動・衝突力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.846-850, 2001.
- 2) 松富英夫: 流木衝突力の実用的な評価式と変化特性, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp.111-127, 1999.
- 3) Koshizuka, K., Nobe, A. and Oka, Y.: Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.26, pp.751, 1998.
- 4) 後藤仁志, 酒井哲郎, 沖和哉, 芝原知樹: 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.181-185, 1998.
- 5) Gingold, R.A., Monaghan, J.J.: Smoothed particle hydrodynamics, theory and application to non-spherical stars, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, Vol.181, pp.375-389, 1977.
- 6) Rogers, B.D. and Dalrymple, R.A.: Three-dimensional SPH-SPS modelling of wave breaking, *WAVES 2005*, 189, CD-ROM, 2005.
- 7) 陸田秀実, 土井康明: SPH法による砕波と沿岸構造物の相互作用に関する数値解析, 第19回数値流体力学シンポジウム, A8-2, CD-ROM, 2005.
- 8) 末吉 誠, 内藤 林: MPS法による流体解析における圧力の数値振動を抑制する手法について, 移動境界および界面の流れ解析研究会報告書, pp.76-87, 2004.
- 9) 五十里洋行, 後藤仁志, 酒井哲郎, 谷岡弘邦: 衝撃圧力推定への疑似圧縮型粒子法の適用性, 第52巻, 海岸工学論文集, pp.731-735, 2005.
- 10) Yabe, T. and Wang, P.Y.: Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid, *J. Phys. Soc. Japan*, 60, pp.2105-2108, 1991.
- 11) Sussman, M., Smereka, P. and Osher, S.: A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow, *J. Comput. Phys.*, 114, pp.146-159, 1994.
- 12) Tran, L.B. and Udaykumar, H.S.: A particle-level set-based sharp interface Cartesian grid method for impact, penetration, and void collapse, *J. Comput. Phys.*, 193, pp.469-510.
- 13) Enright, D., Fedkiw, F., Ferziger, J. and Mitchell, I.: A hybrid particle level set method for improved interface capturing, *J. Comput. Phys.*, 183, pp.83-116, 2002.
- 14) Yabe, T., Mizoe, H., Takizawa, K., Moriki, H., Hyo-Nam Im and Ogata, Y.: Higher-order schemes with CIP method and adaptive Soroban grid towards mesh-free scheme, *J. Comput. Phys.*, 194, pp.57-77, 2004.
- 15) Nakamura, T., Tanaka, R., Yabe, T. and Takizawa, K.: Exactly Conservative Semi-Lagrangian Scheme for Multi-dimensional Hyperbolic Equations with Directional Splitting Technique, *J. Comput. Phys.*, 174, pp.171-207, 2002.
- 16) 亀井卓也, 白山 晋: MPS型局所補間法を用いた格子・粒子結合モデルについて, 日本流体力学会年會講演論文集, pp.116-117, 2004.
- 17) Liu, J., Koshizuka, S. and Oka, Y.: A Hybrid Particle-Mesh Method for

- Viscous, Incompressible, Multiphase Flows, 第 17 回数値流体シンポジウム, B11-5, 2003.
- 18) Celigueta, M.A., Onate, E., Del, F. Pin and Idelsohn, S.R. : Possible of the particle finite element method (PFEM) for analysis of port structures under wave loads, *WAVES 2005*, 192, CD-ROM, 2005.
- 19) Fedkiw, R. : Coupling an Eulerian fluid calculation to a Lagrangian solid calculation with the ghost fluid method, *J. Comput. Phys.*, 175, pp.200-224, 2002.
- 20) 陸田秀実, 河合ひろみ, 安田孝志 : C-CUP 法による気液界面の直接数値計算, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.56-60, 1998.
- 21) 陸田秀実, 安田孝志 : 砕波後の気液混相流場の力学的運動機構に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.161-165, 1999.
- 22) Swegle, J.W. : An analysis of smoothed particle hydrodynamics, *SANDIA Report SAND*, 93-2513, 1994.
- 23) 酒井 譲, 山下彰彦 : SPH 法理論に基づく粒子法による構造解析の基礎的検討, 日本機械学会論文集, A 編, 67 巻, 659 号, pp.1093-1102, 2001.
- 24) 宗 武, 酒井 譲, 山下彰彦 : SPH 法による弾塑性解析手法の検討 (第 1 報, 2 次元小変形問題), 日本機械学会論文集, A 編, 68 巻, 669 号, pp.80-86, 2002.
- 25) 宗 武, 越塚誠一, 岡芳明 : MPS 法による弾塑性構造体の動的解析, 日本機械学会論文集, A 編, Vol.71, pp.16-22, 2005.
- 26) Baraff, D. : An introduction to physically based modelling : Rigid body simulation I ~Unconstrained rigid body dynamics~, *SIGGRAPH'97 course notes*, D3, 1997.
- 27) Koshizuka, K., Nobe, A. and Oka, Y. : Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.26, pp.751, 1998.
- 28) Seyed Ali Azarnsa : Impact pressure and decay properties of breaking waves, *Dr thesis, Gifu University*, 96p, 1996.
- 29) 由井孝昌, 服部昌太郎 : 衝撃砕波圧による直立壁の動的応答特性, pp.761-765, 1993.
- 30) Takahashi, S., Tanimoto, K. and Shimosako, K. : Experimental study on impulsive pressures on composite breakwaters, ~Fundamental features of impulsive pressure and impulsive pressure coefficient~, *Report of the port and harbour research institute*, Vol.31, No.5, pp.1-45, 1992.
- 31) 高橋重雄, 谷本勝利, 鈴村諭司 : 直立壁に作用する衝撃砕波圧の発生機構に関する一考察, 港研報告, 第 22 巻, 第 4 号, pp.3-31, 1983.
- 32) Chan, E.S. and Melville, W.K. : Deep-water Plunging wave pressures on a vertical plane wall, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A417, pp.95-131, 1988.
- 33) Longuet-Higgins, M.S. : Monopole emission of sound by a asymmetric bubble oscillations, *J. Fluid Mech.*, 201, pp.525-541, 1989.

(2005. 11. 29 受付)

DIRECT NUMERICAL SIMULATION OF IMPACT PRESSURE CAUSED BY WAVE BREAKING AND DYNAMIC ANALYSIS OF COASTAL STRUCTURE

Hidemi MUTSUDA and Yasuaki DOI

We showed the methodology and the results of a new advanced modeling technique and proposed the CIP-SPH method, based on the coupling of the SPH method for solid and the CIP method for fluid. As a consequence, solid interface is automatically captured by the moving particle through the fixed grid. The large deformation and collapsing of coastal structure caused by wave breaking can be analyzed with smoothness and accuracy. Moreover, not only the Wagner-type but also the Bagnold-type impact pressure with the entrained air are numerically and directly estimated. The present method simplified the direct numerical simulation of impact pressure and the interaction between wave breaking and coastal structures.