

京都大学工学研究科 学生会員 芝原知樹
 同 上 正会員 後藤仁志
 同 上 正会員 酒井哲郎

1. はじめに

衝撃碎波圧の評価は、海岸構造物の設計上の重要な課題であることから、碎波圧の合理的評価を目的とした物理実験や碎波機構の研究が従来から多く行われてきた。特に近年、数値解析法および高速度ビデオを用いる画像解析手法の普及により、碎波の物理機構の研究が進歩し、例えば、巻き波型碎波の場合、波の峰から放出されるジェットが水面へ落下する直前までの変形過程の詳細が解明されつつある。ところで、流体運動の数値解析は空間に固定された座標系を用いてEuler的に行われるのが一般的であるが、碎波は水面の急激な変化を伴う現象であることから、水で満たされた領域に計算格子を配置するいわゆるEuler型の解析では、時々刻々変化する水面に応じて格子配置を変更するなど複雑な対応を余儀なくされ、さらにジェットの着水に伴う飛沫の発生など実現象の細部の再現には困難を伴う。

本研究では、近年の注目されつつあるグリッドレス数値解析の一手法である粒子法を用いて、直立堤前面の碎波過程のシミュレーションを行い、衝撃碎波圧分布の推定を試みる。

2. MPS法の概要

粒子法の代表的手法の一つであるMPS(Moving-Particle Semi Implicit)法(Koshizuka, 1996)においては、偏微分演算子と等価な流体素子間の相互作用モデルを構築することによってNavier-Stokes式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}$$

が離散化される。ここに $\mathbf{u}$:流速ベクトル、 ρ :水の密度、 p :圧力、 ν :動粘性係数、 $\mathbf{F}$ は外力でここでは重力がこれに相当する。まず、移流項はMPS法がLagrange的手法であるため、流体素子の移動として直接計算される。圧力項および粘性項は物理的にはそれぞれ勾配、拡散を意味するので、次のようなモデルで表現され、離散化される。流体素子 i の圧力項と拡散項は、

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \cdot \langle \nabla p \rangle_i &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\dim}{n^0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{r_{ij}^2} \cdot \mathbf{r}_{ij} \cdot w(r_{ij}) \right\} \\ \nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i &= \frac{2\nu \cdot \dim}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} \{ (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \cdot w(r_{ij}) \} \\ w(r_{ij}) &= \begin{cases} \frac{r_c}{r_{ij}} - 1 & (r_{ij} \leq r_c) \\ 0 & (r_{ij} > r_c) \end{cases}; \quad \langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(r_{ij}); \quad \lambda = \frac{\sum_{j \neq i} \{ w(r_{ij}) \cdot r_{ij}^2 \}}{\sum_{j \neq i} w(r_{ij})} \end{aligned}$$

ここに、 r_{ij} :流体素子 i とその近隣流体素子 j との距離、 r_c :流体素子間相互作用の計算半径、 $w(r_{ij})$:重み関数、 $\langle n \rangle_i$:粒子数密度(非圧縮条件下での流体素子数密度の一定値を n^0 とする)、 $\dim$:空間の次元数、 λ :変数分布の分散を解析解と一致させるための係数である。つまり、圧力項は、当該流体素子とその周囲に存在する流体素子間の圧力勾配を重み関数で平均化することにより計算され、粘性項は離散型の拡散方程式と等価な物理量の配分関係を用いて、当該流体素子とその周囲の流体素子間での物理量の配分を行うことによりモデル化される。計算順序としては、まず粘性項と重力項を与えて流体素子を移動さ

キーワード: 碎波過程, Lagrange型の解析, 粒子法, MPS法

連絡先: 〒606-8501 京都市左京区吉田本町 TEL 075-753-5098 FAX 075-761-0646

せる(移流項の推定)計算を陽的に行い、続いて圧力に関するPoisson方程式を陰的に解いて圧力補正を実施し、これに基づいて陽的に求められた物理量を補正する2段階法(SMAC法のアルゴリズムに準拠した方法)を用いる。

3. 直立堤前面のステップ上での碎波過程

計算領域は、水深 13.0 cm、全長 300.0 cm の鉛直 2 次元場で、岸側の直立壁の手前には高さ 10.0 cm のステップが設けられている。沖側境界壁を振動させてクノイド波型の孤立波を発生させ、ステップ上の碎波過程を計算した。計算領域内には、約 2000 個の流体素子を配置し、沖波波高 9.0 cm、周期 3.0 s の波を作用させて波浪変形・碎波過程を計算した。なお、固定壁は流体素子と同じサイズの粒子で表され、固定壁粒子の位置は更新されない。

既往の実験でも示されているように、ステップ長を変化させることにより、崩れ波型、巻き波型、複合型といった碎波形式の変化が系統的に再現されるが、図-1に時間変化過程の一例を示す。時刻 $t=1.2$ s から $t=1.4$ s にかけてゆっくりと前傾しつつ伝播する波が、時刻 $t=1.6$ s にステップ端部に達すると前面の急峻化が顕著となる。さらに、時刻 $t=1.8$ s にはステップ上での碎波に伴いジェット状の水脈が放出され、時刻 $t=2.0$ s には波面は直立壁に衝突してせり上がり、水飛沫の飛散に相当する流体素子の大きな跳躍が生じている。このように、MPS法によると、従来の固定計算格子を用いる Euler 型の方法では困難な流体の大変形を伴う運動についても、飛沫の飛散のような劇的な状況に至るまで良好な計算が安定的に可能である。

図-2は、一連の碎波過程において鉛直壁に作用した衝撃波圧について示したものである。図中には、Partenschky(1989)らの巻き波形状碎波における実験結果も併示した。ピークの出現位置や水深方向の分布特性など実験との対応はほぼ良好である。

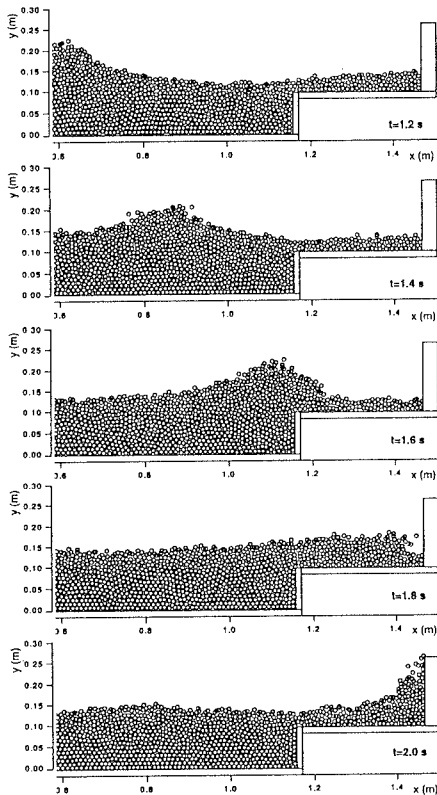


図-1 碎波過程

参考文献：Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996) : Moving-Particle Semi Implicit Method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Engineering : 123, pp.421-434

Partenschky, H.W. and Tounsi, K. (1989) : Theoretical analysis of shock pressures caused by wave breaking at vertical structures, Proc.23 IAHR-C, Ottawa, pp.113.

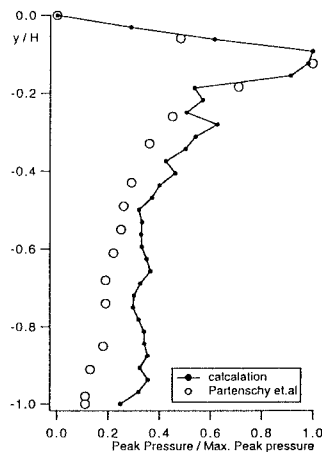


図-2 碎波圧の鉛直分布