

固液二相流型粒子法による大規模土砂崩壊に伴う水面波の発生過程の数値解析

後藤仁志¹・林 稔²・酒井哲郎³

¹正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工修 和歌山県西牟婁振興建設部 技師 (〒640-8580 和歌山県田辺市朝日ヶ丘23-1)

³フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

水深平均を前提とした波浪変形モデルは、計算負荷が小さく、実務上広く用いられているが、水塊の分裂・合体といった水面のトポロジーの変化には対応できないので、物体が水面を直撃して発生する水面波については適用に大きな困難を伴う。この種の問題は、例えば、山体崩壊による津波の予測などに見られるが、崩壊土砂が突入する場合には水面だけでなく、水層・土砂層界面でのトポロジーの変化も含めた極めて複雑な移動境界問題となる。ここでは、複雑な水面形に柔軟に対応できる粒子法の特徴を生かして、粒子法によって離散化された固液二相流モデルを用いて、大規模土砂崩壊に起因する土石流や海底地滑りによる水面波の発生過程を計算力学的に検討する。

Key Words: water surface waves, landslids, fragmentation of water, water-sediment interface, two-phase flow model, particle method, gridless analysis

1. 緒 言

津波の発生原因は、海面に衝撃が与えられる場合と海底に変動が与えられる場合の二者¹⁾に大別される。図-1に両者を単純化した状態を模式的に示したが、静止した容器に満たされた水に石を投入した際の水面波の発生が前者の典型的な例であり、静止した容器の底の一部が押し上げられて発生する水面波が後者の例である。直感的にも理解できるように、水面波を造る原因が水面と離れた水底にある後者では、発生波高の割に水面の擾乱は少なく、一方、水面に直接的な衝撃が作用する前者では、水塊分裂、砕波などの激しい水面変化が不可避となる。津波に関しては、水面衝撃型が隕石衝突や火山活動に起因する山体崩壊およびそれに付随する土石流などの水面突入による場合であり、水底変動型が、地震に起因する海底変動（隆起・沈降）および海底地滑りなどの海底地形の急激な変動に伴うものに相当する。

津波の発生原因の90%以上が地震に起因する海底変動によるものであることが知られてはいるが、水面衝撃型の津波は発生頻度は高くないものの、局所的ながら壊滅的な被害をもたらす例が少なからず存在する。例えば、1791年の雲仙・眉山崩壊による津波、

1741年の渡島大島の火山性地震による津波などが挙げられる。さらに、海域以外でも、湖沼への崩壊土砂の流入は、津波災害を生じさせる。例えば、ダム事故史上に有名な1963年のイタリアのVajontダムの氾濫では、ダム貯水池周辺の大規模山腹崩壊により貯留水が津波となってダム堤体を越水し、ダム本体は決壊しなかったにもかかわらず、下流の集落を壊滅させた。

この種のカタストロフィに対して如何に対処するかを検討するには、被害予測が不可欠であるが、水面に衝突する物体を剛体と見なせる場合（岩体が崩落して水面に落下するような場合；隕石衝突は高速衝突問題であり、隕石も変形破砕されるので、必ずしもこの範疇に属さない）と比べて、山体崩壊およびそれに付随する土石流などの水面突入による場合は、土砂と水の混合過程を伴う造波過程となり、土塊の変形も追跡す

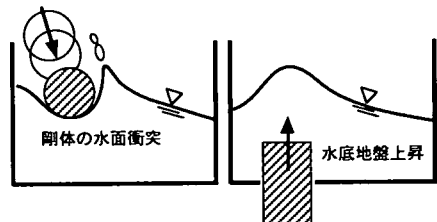


図-1 津波発生の様式的表現

る必要が生じるので、数値モデルの構築は容易ではない。このような背景からか、従来、この種の津波の発生過程の数値モデルに関する研究には、あまり例がない。

相田²⁾は、流入土砂の総体積に相当する水面上昇（土砂流出関数と呼ばれる）を境界条件として与える方法を用いて、雲仙・眉山崩壊による津波の計算を行っている。計算は伝播過程に主眼を置いているので、発生過程の簡素な取り扱いは不可避であろうが、本質的には通常の津波波源の扱いと同様に、海底面の変動と同様の水面の初期変位を与える方法が踏襲されている。その後、土砂層の変形を取り入れたモデルの必要性に対する認識から、多層（multi layer）モデルが、水面変動の比較的穏やかな海底地滑りに起因する津波の発生に対して導入された（例えば、Jiang and Leblond³⁾、Imamura and Imteaz⁴⁾）。土砂流入に起因する津波については、松本ら⁵⁾が、Imamura and Imteazのモデルに底面摩擦および土石流フロントの形状抵抗の評価を組み込んで行った解析がある。さらに、今村ら⁶⁾は同様のフレームワークの解析結果を水理実験と比較して、土砂層底面の粗度や土砂・水塊界面の形状抵抗の評価に関するパラメータスタディーを実施している。

このように多層モデルによって、土砂層が変形するという現象の本質の一端は陽に表現させることとなったものの、既往の水理実験でも確認されている土砂層フロントの混合特性やフロント形状の再現性には、多層モデル故の限界があり、水と土砂の混合を詳細に記述できるモデルの構築が急務である。この点については、「多層モデルでは、各層の界面の一価性が必要条件である」ことが、大きな障害となっている点には疑念がない。そこで、界面の多価性を記述できるモデルが必要となる。例えば、Rzadkiewicz et al.⁷⁾は、VOF法を導入した二相流モデルによって、海底地滑りによる水面波の発生を解析しているが、水塊分裂を伴うような水面変動の極端に激しい場合には、VOF法ですら移流項に起因する数値拡散を免れない。

以上のことから、土砂突入に起因する水面波の発生の解析精度を向上させるには、i)多層（multi layer）モデルから混相（multi phase）流モデルへの転換、ii)水面および土砂層・水塊界面の追跡精度の向上の2つの要件を満足することが必要となる。本稿では、単純なアルゴリズムで自由表面流の複雑な挙動に柔軟に対応できる計算法として注目されつつある粒子法（グリッドレス解析）に基づき、流体相と土砂相の二相間相互作用を考慮できるように拡張された固液二相流モデル⁸⁾を用いて、土砂突入および海底地滑りに起因する水面波の発生過程を解析する。これにより、崩壊

表-1 水面追跡法の比較

	流体運動	水面変動	
MAC法 (1965)	固定格子 Euler型	受動的マーカー Lagrange型	隠蔽型
VOF法 (1981)	固定格子 Euler型	体積占有率 F の移流方程式 Euler型	隠蔽型
GAL法 (2000)	固定格子 Euler型	体積占有率 F の移流方程式 格子平均Lagrange型 (局所Lagrange型)	折衷型
粒子法 (MPS法) (1995)	粒子運動と 粒子間相互作用 Lagrange型	粒子数密度 相互作用型マーカー	隠蔽型

土砂による水面波の生成、砕波、崩壊土砂層の潜り込みと土砂層・水塊界面の挙動、これらの過程での2次波峰の形成など、時間的推移が詳細に解析される。

2. 自由水面および固液界面の追跡手法の選択

本稿で対象とする土砂突入に起因する水面波の発生の解析では、自由水面および固液（すなわち、水と土砂）界面の追跡法が鍵となるので、一般的に用いられるEuler型の解析手法と比較しつつ、粒子法の特徴および位置付けを簡潔に示すこととしたい。

界面追跡法は多岐に亙るが、これまでの水工学上の適用は専ら自由水面追跡を対象としたものであり、固液界面については、あまり例がない。自由水面追跡については、砕波などにも適用が可能な界面の多価性に対応したモデルとして、MAC(Maker-and-Cell)法(Harlow and Welch⁹⁾)とVOF(Volume of Fluid)法(Hirt and Nichols¹⁰⁾)が代表的な手法である。

表-1は、MAC法、VOF法および両者の折衷的な位置付けとなるGAL(Grid-Averaged Lagrangian)法(磯岡・二瓶ら¹¹⁾・¹²⁾)について、流体運動の記述と水面変動の追跡の2つの点について特徴をまとめたものである。これら3つの方法は、固定格子を用いたEuler的な方法で流体運動を解析する点では共通しているが、MAC法が、計算格子内に配置したマーカーを局所流速値を用いて移動させ、マーカーを含む領域と含まない領域の界面として水面を定義するのに対して、VOF法では流体のセル体積占有率 F を補助変数として導入し、 F の移流方程式を解いて計算領域内での F の変化を追跡し、 $0 < F < 1$ のセルを水面と定義する。MAC法ではマーカーの偏在化によって水面追跡精度が低下するので、水面追跡に多量のマーカー

が必要とされるが、この種の非効率性は VOF 法では解消されている。しかし、VOF 法では、変数 F の移流方程式を解く過程で数値拡散による解の鈍りが生じるので、急激な水面変動の追跡で高解像度を維持するのは容易ではない。

まとめると、MAC 法では、マーカーを追跡する Lagrange 型の方法は優れているものの、単に水面を追跡するのに多量のマーカーを要するという非効率性（計算負荷）が問題である。一方、VOF 法では、水面追跡の計算負荷は小さいが、移流計算における数値拡散の存在が問題である。

これらの問題点を克服するには2つのシナリオが考えられる。第1は、計算格子に基づく Euler 型の枠組みは堅持して、移流計算における数値拡散を抑制するスキームを導入する方法である。数値拡散の抑制には種々の方法があるが、簡潔でかつ効率的なのは Lagrange 型の追跡法の導入である。GAL 法では、局所的（格子平均的）Lagrange モデルで移流計算を行うことによって数値拡散の効率的減速に成功している。第2のシナリオは、水面追跡マーカーの非効率性を改善する方法である。元来、MAC 法では周囲の格子の流速によって移流される受動的マーカーが導入されており、マーカーは流体運動の解析には何ら寄与しない非効率な存在であった。ここで発想を転換し、マーカーを積極的に流体運動の解析に利用することを可能とすれば、MAC 法に見られたマーカーの非効率性は大幅に改善される。粒子法では、流体運動の支配方程式を粒子間相互作用でモデル化して、マーカーを物理量の計算点と同一化することにより、相互作用型マーカーへと進化させて、MAC 法に見られたマーカー追跡の非効率性の問題を解決している。

3. 固液二相流型粒子法

(1) 固液二相流の支配方程式

本稿で取り扱う問題では、固相が比較的高速で運動している状態が主たる対象であることから、固相に液相とのアナロジーを想定して、二流体モデルにより固液二相流の挙動を記述する。基礎式は、液相・固相のそれぞれに対する連続式および運動方程式（Navier-Stokes 式）であり、

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad (2)$$

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\nabla p_l + \mu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l + \mathbf{f}_{ls} + \rho_l \mathbf{g} \quad (3)$$

$$\rho_s \frac{D\mathbf{u}_s}{Dt} = -\nabla p_s + \mu_s \nabla^2 \mathbf{u}_s - \mathbf{f}_{ls} + \rho_s \mathbf{g} \quad (4)$$

と書ける。ここに、 \mathbf{u}_m ：流速ベクトル、 p_m ：圧力、 ρ_m ：密度、 \mathbf{f}_{ls} ：固相・液相間相互作用力ベクトル、 \mathbf{g} ：重力加速度ベクトル、 μ_m ：粘性係数であり、添字 l, s は液相および固相を表している。

(2) MPS法による解法

計算格子を用いる Euler 型の流体解析では、格子点が物理量の定義点となるが、粒子法では、物理量の定義点は格子によって拘束されず、計算領域内を局所流況に依存して移動する。二相流計算では、各相の初期位置に物理量の定義点（通常、粒子と呼ばれる）を配置し、個々の粒子の周囲に設定した影響域内での粒子間相互作用として上記の基礎式の各項を記述することにより離散化が行われる。

離散化の際には、均一で質量が変化しない粒子を用い、粒子数を一定に保つことで、質量保存（連続式）が厳密に満足される。さらに、粒子数密度（単位体積あたりの粒子数）を一定値 n_0 に保つことにより、非圧縮条件が満足される。

一方、運動方程式については、移流項、圧力項、粘性項、重力項、および二相間の相互作用項の各々について、粒子周囲の影響域内の他の粒子との相互作用を通じて離散化が行われる。流速ベクトルの更新は2段階プロセス

$$\mathbf{u}_{m,k+1} = \mathbf{u}_{m,k} + \Delta \mathbf{u}_{m,k}^* + \Delta \mathbf{u}_{m,k}^{**} \quad (m = l, s) \quad (5)$$

から成り（ k ：計算ステップ；*、**：第1、第2段階を意味）、第1段階は、粘性項と重力項を与えて粒子の速度（流速）を更新する陽的なプロセスであり、この段階での各相の速度修正値は、

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{u}_{l,k}^* &= (\nu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_{k-1} \Delta t + \mathbf{g} \Delta t \\ \Delta \mathbf{u}_{s,k}^* &= (\nu_s \nabla^2 \mathbf{u}_s)_{k-1} \Delta t + \mathbf{g} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となる（ Δt ：計算時間ステップ）。また、仮流速、仮の粒子位置（移流過程に相当）はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u}_{m,k}^* &= \mathbf{u}_{m,k} + \Delta \mathbf{u}_{m,k}^* \\ \mathbf{r}_{m,k}^* &= \mathbf{r}_{m,k} + \Delta \mathbf{u}_{m,k}^* \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (m = l, s) \quad (7)$$

と書ける。このように、MPS 法では、逐次更新される局所流速をもとに移流計算がされるので、通常 Euler 的方法で問題となる移流項の離散化に起因する数値拡散を回避できる。

上記の移流計算後の粒子数密度 n_k^* は一定値 n_0 に一致せず、第1段階で更新された仮の場合では、質量保存が満足されていない。第2段階では、第1段階で除外した圧力項および固液相互作用項による個々の粒子の速度変化 $\Delta \mathbf{u}_{m,k}^{**}$ の結果として生じる数密度の再修正

量 Δn_k^{**} が

$$n_k^* + \Delta n_k^{**} = n_0 \quad (8)$$

なる質量保存の関係を満足するように、圧力場の陰的解法が行われる。第2段階の各相の速度修正量 $\Delta \mathbf{u}_{m,k}^{**}$ は、

$$\left. \begin{aligned} \rho_l \Delta \mathbf{u}_{l,k}^{**} &= -\nabla p_{l,k+1} \Delta t + \mathbf{f}_{ls} \Delta t \\ \rho_s \Delta \mathbf{u}_{s,k}^{**} &= -\nabla p_{s,k+1} \Delta t - \mathbf{f}_{ls} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

と書いて、両式を加え、固相・液相の圧力を統一すると、固相・液相間の相互作用項が消去できて、

$$\Delta \mathbf{u}_{l,k}^{**} + \frac{\rho_s}{\rho_l} \Delta \mathbf{u}_{s,k}^{**} = -\frac{1}{\rho_l} \nabla p_{k+1} \Delta t \quad (10)$$

が得られる。さらに、速度と数密度の第2段階修正量が質量保存則を満足することから

$$\frac{1}{n_0} \Delta n_k^{**} + \nabla \cdot \left(\Delta \mathbf{u}_{l,k}^{**} + \frac{\rho_s}{\rho_l} \Delta \mathbf{u}_{s,k}^{**} \right) \cdot \Delta t = 0 \quad (11)$$

が得られ、これに式(10)を代入すると、液相の圧力に関する Poisson 方程式

$$\nabla^2 p_{k+1} = \frac{\rho_m}{(\Delta t)^2} \frac{n_k^* - n_0}{n_0} \quad (m=l,s) \quad (12)$$

が得られる。なお、固相に関してもほぼ同様のプロセスで式(12)が誘導されるので、式(12)では固相・液相を統一して記述した。第2段階での速度修正の結果を用いて、各相粒子の速度を

$$\mathbf{u}_{m,k}^* + \Delta \mathbf{u}_{m,k}^{**} = \mathbf{u}_{m,k+1} \quad (13)$$

と更新する。以上が、計算のアルゴリズムである。

計算時間ステップ Δt については、Koshizuka and Oka^{1,3)} に習い、Courant の安定条件を考慮して、

$$\Delta t = \min(\alpha_{dt} d_0 / v_{\max}, 1.0 \times 10^{-3}) \quad (14)$$

のように調整する。ここに、 α_{dt} : 時間ステップと Courant 数の比 ($\alpha_{dt}=0.1$ とする)、 d_0 : 粒子径、 v_{\max} : 各ステップにおける流体粒子の最大速度である。なお、式(14)の条件の下では、粒子の Δt 時間内の最大移動距離が粒子径の10%程度以下に限定されることとなる。

(3) 圧力項のモデル化

Koshizuka and Oka^{1,3)} により示された標準的方法に従うと、固相・液相統一場における圧力項は、

$$-\frac{1}{\rho_m} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho_m} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|r_{ij}|^2} (\mathbf{r}_{ij}) \cdot w(r_{ij}) \right\} \quad (15)$$

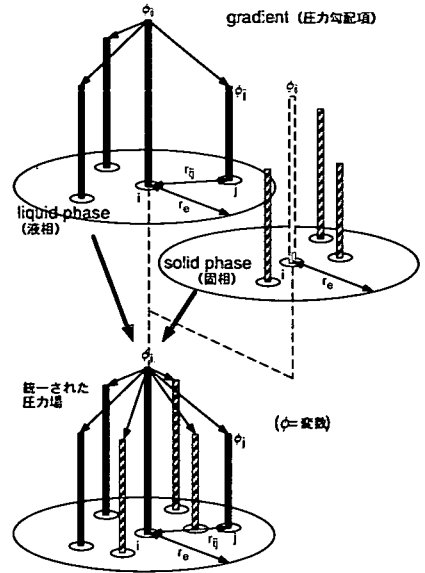


図-2 圧力項のモデル

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad (16)$$

と記述される (図-2参照; 式(15)は、近傍粒子間の局所的圧力勾配の重み付き平均に相当)。 D_0 : 次元数であり、重み関数 $w(r)$ には、当該粒子との相互作用の計算対象域を有限にするため、

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (17)$$

なる表現が導入される。これにより、当該粒子より距離 r_e 以上遠方にある粒子との間の重みは全てゼロに設定される。粒子数密度は、重み関数を用いて、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(r_{ij}) \quad (18)$$

と定義される。

(4) 粘性項のモデル化

粘性項の評価に際して問題となるのが、固相および液相の動粘性係数の評価である。Choi and Chung^{1,4)} は、固気二相流について固相と気相の動粘性係数の比を両相の渦動粘性係数の比と同一に置き、さらには、固気混合体の渦動粘性係数を単相流 (気相) と関連づける簡便な評価式として Owen^{1,5)} の式を導入した。ここでは、Choi and Chung の方法における気相を液相と読み換えることにより、粘性項を以下のようにモデル化した (図-3参照; ν_m : 動粘性係数)。

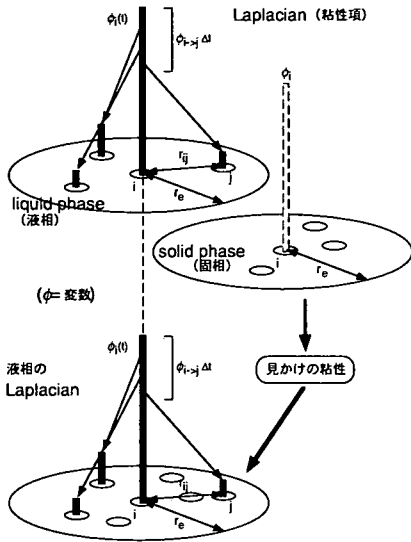


図-3 粘性項のモデル

$$v_m \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2v_{mix} D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i)_m w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (19)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) |\mathbf{r}_{ij}|^2}{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|)} \quad (20)$$

$$v_{mix} = \frac{v}{\sqrt{1 + \frac{\rho_s}{\rho_l} c}} \quad (21)$$

なお、固相の濃度 c に関しては、粘性項の影響域内の粒子に関して

$$c = \frac{\sum_{j \neq i} \delta_{sj} w(|\mathbf{r}_{ij}|)}{\sum_{j \neq i} \delta_{sj} w(|\mathbf{r}_{ij}|) + \sum_{j \neq i} (1 - \delta_{sj}) w(|\mathbf{r}_{ij}|)} \quad (22)$$

$$\delta_{sj} = \begin{cases} 0 & \text{for liquid particle} \\ 1 & \text{for solid particle} \end{cases} \quad (23)$$

に基づいて計算した。

(5) 移動剛体モデル

ところで、海底地滑りに起因する津波の発生に関する初期的な検討は、水槽中の一様斜面を滑落する剛体楔により生じる水面変化の測定を通じて行われた（例えば、Wiegel¹⁶⁾）。この点に鑑み、剛体楔と土砂層の造波過程を比較する目的で、本稿では、土砂層の総質量とほぼ同一の質量の剛体楔の滑落による造波過程を計算する。

本稿で用いる移動剛体モデルは、Koshizuka et al.¹⁷⁾が、打上げ帯に位置する剛体の遡上に伴う移動、およ

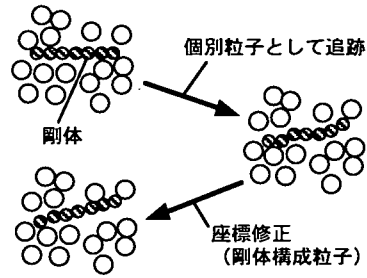


図-4 移動剛体モデルの概念

び流体中の剛体の沈降過程に適用したのと同様のものであるが、その概要を以下に説明する。

始めに、水粒子と剛体構成粒子を区別せず（剛体構成粒子間の連結関係が無いとして）、全粒子の運動を計算する。この結果、剛体は変形し、剛体構成粒子の相対位置に変化が生じる。そこで、以下の方法で剛体構成粒子のみに対して座標修正計算を実施し、剛体構成粒子の相対位置を保持する（図-4参照）。

剛体構成粒子の仮速度と仮座標を用いて、剛体の時刻 $t + \Delta t$ における重心の位置 \mathbf{r}_g を求め、剛体の重心の並進速度ベクトル \mathbf{T} および重心周りの剛体構成粒子の角速度ベクトル \mathbf{R}

$$\mathbf{T} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i \quad (24)$$

$$\mathbf{R} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_g) \quad (25)$$

$$\mathbf{r}_g = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i ; I = \sum_{i=1}^N |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_g|^2 \quad (26)$$

を算定する。ここに、 I : 剛体の重心周りの慣性モーメント、 N : 剛体構成粒子の総数である。並進速度ベクトル、角速度ベクトルを用いて、剛体的挙動を満足するための剛体構成粒子 i の移動速度は

$$\tilde{\mathbf{u}}_i = \mathbf{T} + (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_g) \times \mathbf{R} \quad (27)$$

と記述され、これを用いて構成粒子 i の座標は、

$$\mathbf{r}_i(t + \Delta t) = \mathbf{r}_i(t) + \tilde{\mathbf{u}}_i \Delta t \quad (28)$$

と修正される。MPS法による粒子の座標の更新が行われる度に、剛体構成粒子に対してのみ上記の座標修正を施すことにより、水流中の剛体の運動が追跡できる。このモデルは、流木群の流送過程¹⁸⁾や浮水盤群の波による輸送過程¹⁹⁾などに適用され、複数剛体と水面の相互作用を伴う場合でも安定して機能することが確認されている。

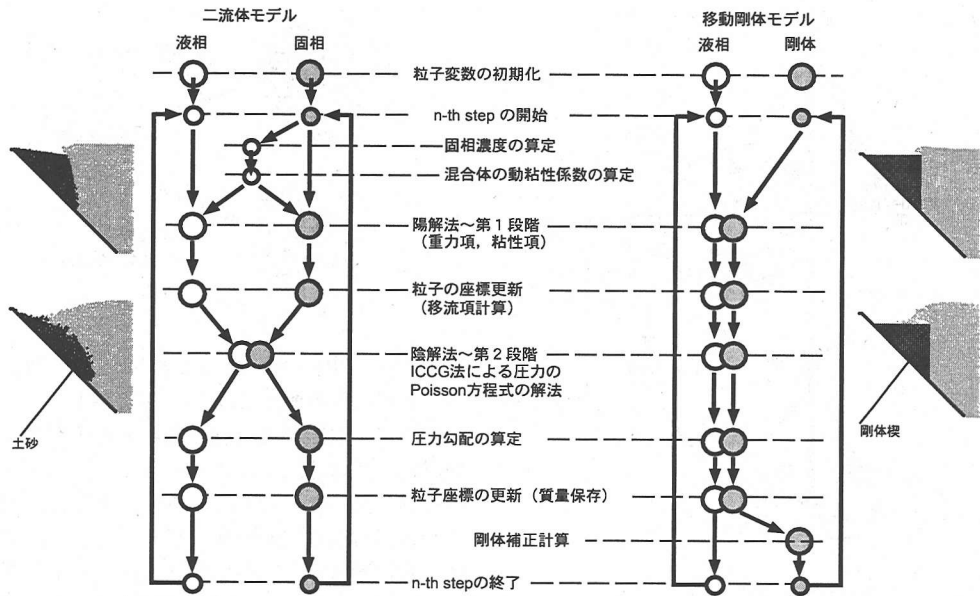


図-5 計算のフロー (二流体モデル/移動剛体モデル)

(6) 境界条件と計算手順

粒子法では、固定境界も全て粒子で表現される。固定壁は数列の粒子で構成され、流体粒子と接する壁面粒子に関しては圧力を変数として与えて、流体粒子と同様に圧力の更新計算が施され、粒子数密度の計算も行われる。壁粒子群の厚みは、重み関数の有効半径 r_c より大きく設定すれば数密度計算で不都合が生じない。なお、流体粒子と接することのない壁粒子は、圧力の更新計算を行わない、いわゆるダミー粒子である。また、重み関数の有効半径 r_c に関しては、Koshizuka and Oka¹³⁾ による標準値を参考に、圧力項について $r_c=2.1d_0$ 、粘性項について $r_c=3.1d_0$ を用いた。

壁面の流速に関しては近似的 non slip 条件として、固定壁粒子の速度をゼロとした。さらに、自由水面を

$$n^*_i < \beta \cdot n_0 \quad (29)$$

により判定し ($\beta=0.97$)、自由表面上の粒子について圧力を大気圧 ($p=0$) で与えた。

ところで、粒子法では式(29)によって水面の位置を定義しているため、粒子スケールの凹凸を伴う粒径の2倍程度の幅を持った領域で、圧力が大気圧 ($p=0$) に設定されることとなる。また、以下で水面の位置 (標高) を論じる際には、対象点近傍の非孤立粒子 (飛沫粒子以外の水面近傍粒子) の中で、最も高い位置に存在する粒子の座標を水面と定義している。

計算のフローを図-5に示す。二流体計算では、各計算ステップの最初に、固相濃度の算定および固液混合体の見かけの動粘性係数の算定が行われる点が、単相流の場合²⁰⁾ との相違である。その後、固相・液相個々に、重力項と粘性項を作用させて粒子を移動させる (移流項の計算に相当) 陽的プロセス、さらに、固相統一した圧力に関するPoisson方程式の陰的計算 (ICCG法) および固相・液相個々の粒子座標の修正を経て計算ステップを完了し、時間進行する。

一方、移動剛体 (moving solid) の計算では、通常の単相流と同様の重力項と粘性項の作用下の粒子移動 (陽的プロセス) と圧力に関するPoisson方程式の計算 (陰的プロセス) および粒子座標修正を流体・剛体の全粒子について行った後に、剛体構成粒子についてのみ、移動剛体モデルによる追加的座標修正を実施して、計算ステップを完了する。したがって、二流体計算では、各計算ステップの終了時には計算領域中の至る所で質量保存が満足されているが、移動剛体の計算では、陰的プロセスの直後に一旦満足された質量保存が、移動剛体モデルの座標修正によって剛体近傍の領域内でのみ満足されない状態となって、時間進行が行われる。ここでは、計算時間ステップを十分に小さく設定しており、移動剛体モデルによる座標修正量は十分に小さいので (式(14)から明らかなように、1ステップ中の最大変位が粒子径の10%以下)、その解への影響も重大な懸念はないものと判断した。

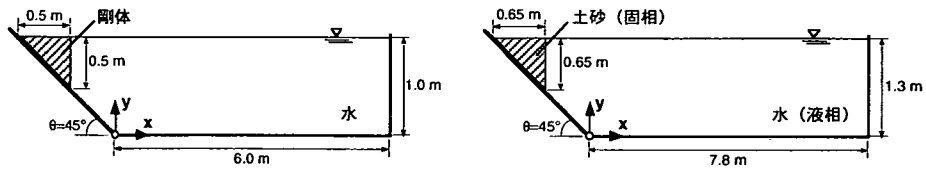


図-6 計算領域 (海底地滑り)

4. 海底地滑りに誘発される水面波

(1) 計算領域

MPS法に基づくモデルの妥当性の確認のため、海底地滑りについての既往の水理実験結果との比較を行う。計算は、Heinrich²⁾¹⁾の水理実験と同様の端部に45°斜面を有する水深1.0mの水槽中の剛体楔の滑落とそれに伴う水面波の発生を対象に実施した。図-6に計算領域を示す。Heinrichは鉛直2次元場における水面波を計測するため、一辺0.5mの二等辺三角形を鉛直断面とし、水槽の奥行きを有する三角柱(比重2.0)を45°斜面の水際から滑落させている。水理実験では、全長20mの水槽が用いられているが、水面形計測の結果から水面波の発生過程に相当する楔の滑落開始後1.0s程度の現象を対象とすれば、水面形の有意な変化は斜面下端部から3.0m程度の範囲に限定されることが確認されているので、計算負荷の軽減のため、計算に用いた数値水槽の水深は全長6.0mに設定している。計算対象粒径は2.0cmであり、粒子数は流体が約18,600個、固定壁が約2,000個、剛体が約350個である。

さらに、Rzadkiewicz et al.⁷⁾は、Heinrich²⁾¹⁾の水理実験と同様の端部に45°斜面を有する水槽中の粗砂(粒径2.0-7.0mm程度)の楔(見かけの比重1.95)の滑落過程とそれに伴う水面波の発生についての実験を行っている。粗砂層の初期形状は、一辺0.65mの二等辺三角形で、水槽の水深は1.6mである。このケースについては、二流体モデルによる計算結果との比較を行うが、計算負荷を抑制するため、水面波発生初期の土砂層の運動領域を考慮して、数値水槽の水深を1.3mと設定した。計算対象粒径は2.3cmであり、粒子数は流体が約18,600個、固定壁が約2,000個、土砂層が約350個である。

(2) シミュレーション結果

剛体楔の滑落による造波過程の計算結果を図-7に、土砂層の滑落による造波過程の計算結果を図-8に示す。両者における楔と土砂層は、全水深を基準とした初期体積・比重ともほぼ同じであるが、同一時間における瞬間像を比較すると、初期に扁平な形状へと速やか

に変化する土砂層の方が底面への到達も早く、落下抵抗が小さくなっていることが読み取れる。このことの反映として、楔の滑落に起因する水面波の方が、土砂層の滑落に起因する水面波より波高が大きくなっている。これらの特性は、Heinrich²⁾¹⁾とRzadkiewicz et al.⁷⁾の水理実験結果から得られる楔・土砂層の滑落による水面波の定性的特性の相違とも一致している。

次に、定量的な面の検証のため、Heinrich²⁾¹⁾により計測された水面形(剛体楔滑落)との比較を図-9に、Rzadkiewicz et al.⁷⁾により計測された水面形(土砂層滑落)との比較を図-10に示す。なお、図中には、Rzadkiewicz et al.によるVOF法に基づく二流体モデルの解を併示している。両条件ともに、計測された水面形との一致は概ね良好であり、VOF法に基づく二流体モデルの解とも類似の水面形が得られている。

より詳細に見ると、楔や土砂が滑落した後の斜面遡上の過程で、VOF法の解は水深を小さく推定する傾向がある(例えば、図-9の $t=1.00$ sの $-1.0 < x/D < -0.4$ の領域; 図-10の $t=0.8$ sの $-1.0 < x/D < -0.8$ の領域)が、MPS法ではこの領域での実験との一致が改善されている。特に、図-10の $t=0.8$ sの $x/D=-0.9$ 付近で、VOF法の解は下向きの尖りを示すが、現実の水面形にはこのような特性は見られない。MPS法の解では、同様の尖りは存在せず、この領域での実験との一致も良好である。これとは対照的に、 $-0.8 < x/D < -0.4$ の領域ではVOF法の解が実験値と良好に一致している。土砂滑落のケースでは、Rzadkiewicz et al.によるVOF法で、土砂層を非Newton流体として扱っているが、本稿では、土砂層の構成則には特段のモデル化を行わず、土砂・水混合体の見かけの粘性の変化のみを考慮する簡便なモデル化を行っている。水面形のディテールの再現にどの程度の精度を求めるかによって、適切なモデルの選択ができるためには、MPS法についても各種構成則に対応できる固相モデルの開発が必要となるだろう。

図-11は、剛体楔および土砂層の下端の水平方向座標の時系列を示している。図中の破線は、斜面の摩擦抵抗を無視した真空中での楔の滑落を想定して求められる時系列、実線はHeinrich²⁾¹⁾の水理実験における静水中の楔の滑落の計測結果に基づく時系列を示している。MPS法による剛体楔の計算結果は、Heinrichの水

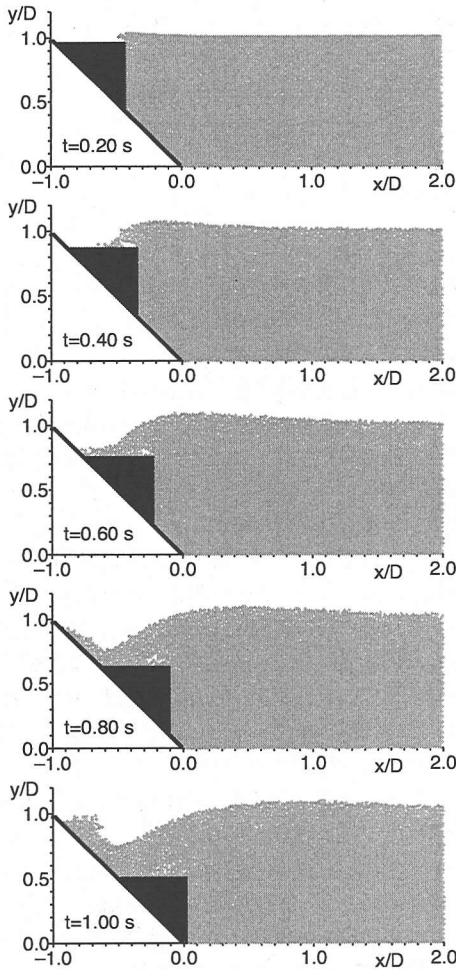


図-7 海底地滑り (剛体楔)

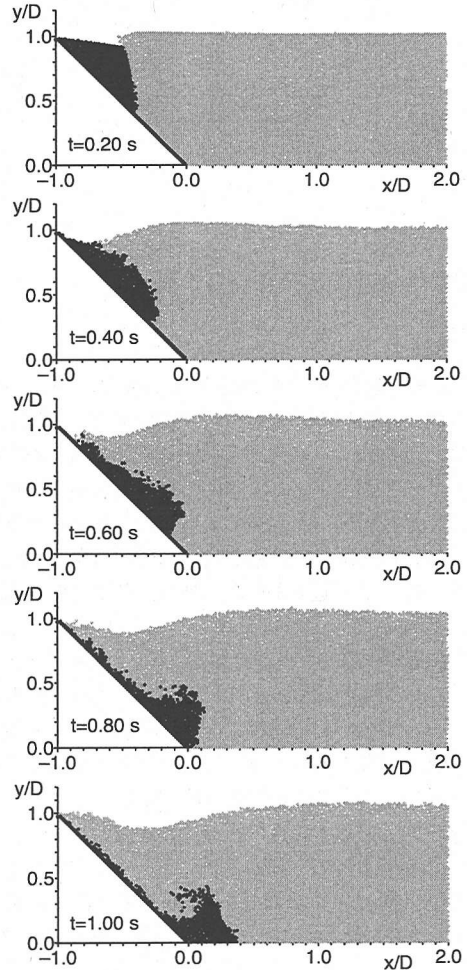


図-8 海底地滑り (二流体モデル)

理実験と良好な一致を示している。また、図-7および図-8の各時間の瞬間像を比較しても明らかなように、剛体楔と比較すると土砂層の滑落は速やかに進行する。なお、図中の破線と実線の相違は、剛体楔と斜面間の摩擦抵抗および空気・水から剛体楔が受ける流体抵抗の二者から成っているが、Heinrichは事実上、摩擦抵抗を無視した取り扱いを行っている。なお、本稿の計算における壁面摩擦の評価については、真空中の剛体楔の斜面滑落の解が得られるケースの計算結果を通じて、次章において妥当性を検証する。

5. 大規模斜面崩落に誘発される水面波

(1) 計算領域

前章で、海底地滑りによる水面波の発生過程に対する本稿のモデルの適用性が示されたので、本章では、さらに踏み込んで、水面より上の斜面（助走区間）を

滑落して加速され、水面に突入する土砂が発生させる水面波についてシミュレーションを試みる。

計算領域を図-12に示す。(a)勾配 10° の斜面上方で崩壊した土砂(比重2.65)が斜面を流下して水面に突入する場合、(b)勾配 10° の斜面上方(ケース(a)の崩壊土砂と同一の高さ)から剛体楔(ケース(a)の崩壊土砂と同一の総質量)が水面に突入する場合について計算を行う。ケース(a)には二流体モデルを適用し、斜面の上方の土砂堆積層(幅0.2 m, 高さ0.5 m)を瞬間的に重力場に置いて崩壊・流下させる。粒子数は液相が約13,000個、固相が約2,000個、固定壁が約3,200個、粒子径は全粒子共通で1.0 cmである。ケース(b)には移動剛体モデルを用い、(b)の剛体楔のフロント部分の形状に関しては、(a)の計算結果で主波峰が冲向きに押し出される瞬間($t=0.6$ s)の土砂層の形状を参考にした。粒子数は流体が約13,000個、剛体が約2,000個、固定壁が約3,200個、粒子径は全粒子共通で1.0

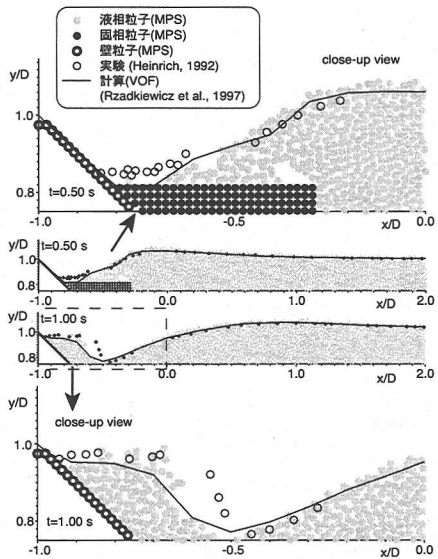


図-9 水面形の再現性 (楔滑落; 剛体移動モデル)

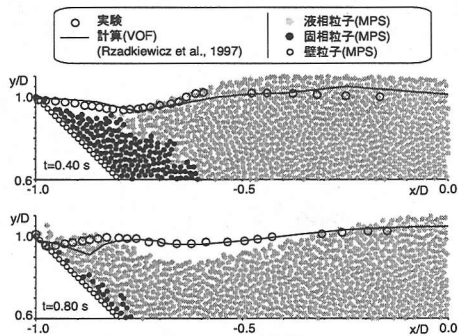


図-10 水面形の再現性 (土砂層滑落; 二流体モデル)

cm である。

さらに、通常の津波では、海底地盤の変位に相当する高さの瞬時的な水面上昇を仮定して、その後の水面変形を計算する方法が頻用されることを考慮して、この仮定に相当する操作を施した比較計算を実施した。図-12のケース(c)および(d)では、崩壊土砂の全体積に相当する水柱(高さは、(a)の計算結果で主波峰が冲向きに押し出される瞬間($t=0.6$ s)の波高から推定)を崩壊させて水面波を発生させる。ケース(c)では、陸側がケース(a),(b)と同様の斜面となっており、発生波の陸側への遡上を許容している。一方、(d)では、陸側を直立壁として、水柱崩壊が冲向きに一方方向的に生じるようにしている。さらに、ケース(e)では、いわゆる土砂流入関数(相田²⁾)に対応する操作として、周期1.2 s ((a)の計算結果で土砂の突入から主波峰が冲向きに押

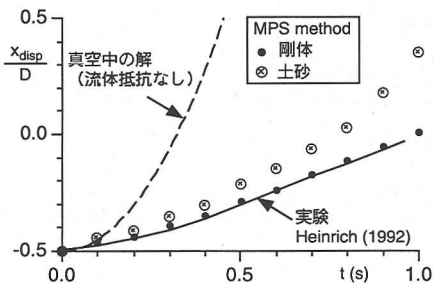


図-11 剛体楔および土砂層下端の変位

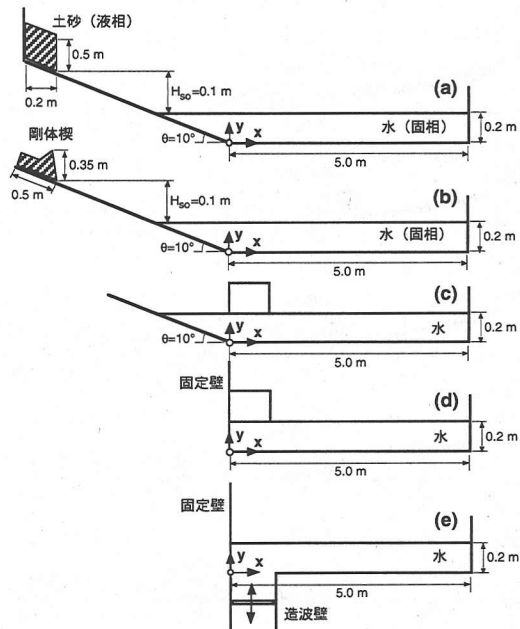


図-12 計算領域 (崩壊土砂および代替諸条件)

し出されるまでの時間0.6 sが半周期となるように設定)の正弦波型の水塊流入を半周期間強制して造波する。なお、造波は水底面で造波板を移動させる方式で行い、造波板の大きさは、ケース(c),(d)の水柱の幅と同一に設定した。(c),(d),(e)の3ケースで、粒子径は全粒子共通で1.0 cm、粒子数は、流体が13,500から15,500程度、壁面が2,400から3,200程度となっている。

(2) 崩壊土砂の突入に伴う水面波

図-13に、二相流型MPS法によって計算された崩壊土砂の水面突入に伴う水面波の発生過程の瞬間像を示す。崩壊土砂は水塊との衝突直後(時刻 $t=0.20, 0.40$ s)にフロント部で層厚を急激に増加させながら前進し、土砂層フロント近傍での急激な水位上昇をもたらしている。この間、急激な水位上昇と土砂層上部の土塊の慣性の作用で沖側への大規模な碎波が発生し、発生し

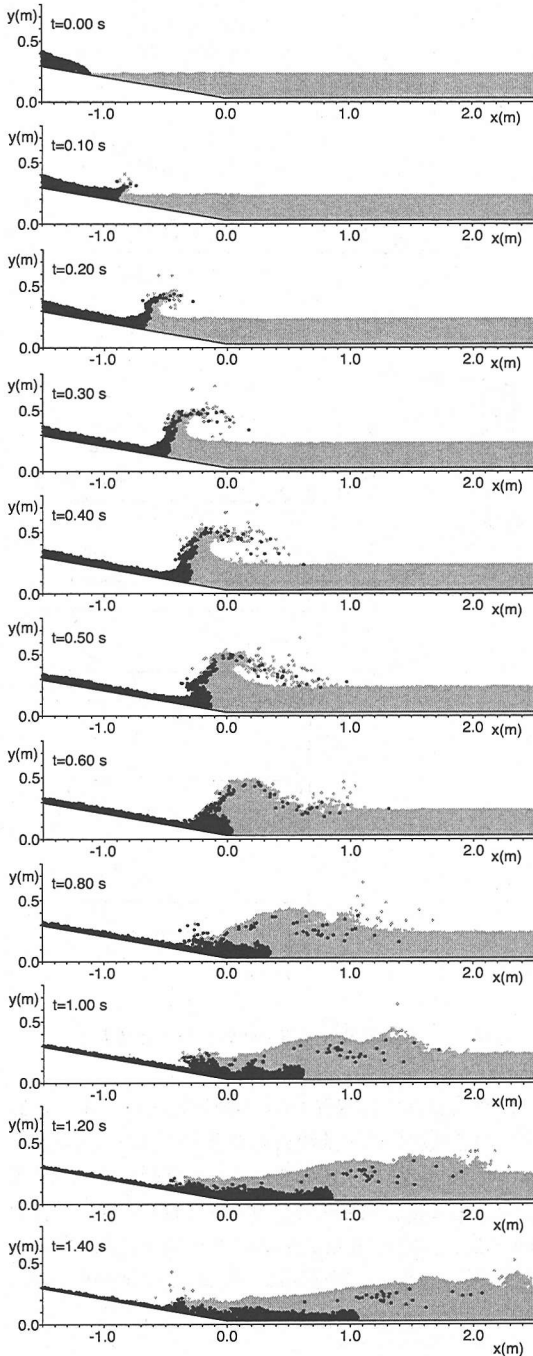


図-13 崩壊土砂の水面突入による水面波の発生過程

た plunging jet の先端は上昇水位の数倍の距離に互って沖側に落下し、水面に大規模な擾乱を誘発している。崩壊土砂の水面突入から碎波の誘発に至るまでの間、崩壊土砂が全体としては造波板のように水塊を沖に向かって押し込むような運動をするが、それと同時に固液界面では土砂と水塊の混合が進行している。固液界

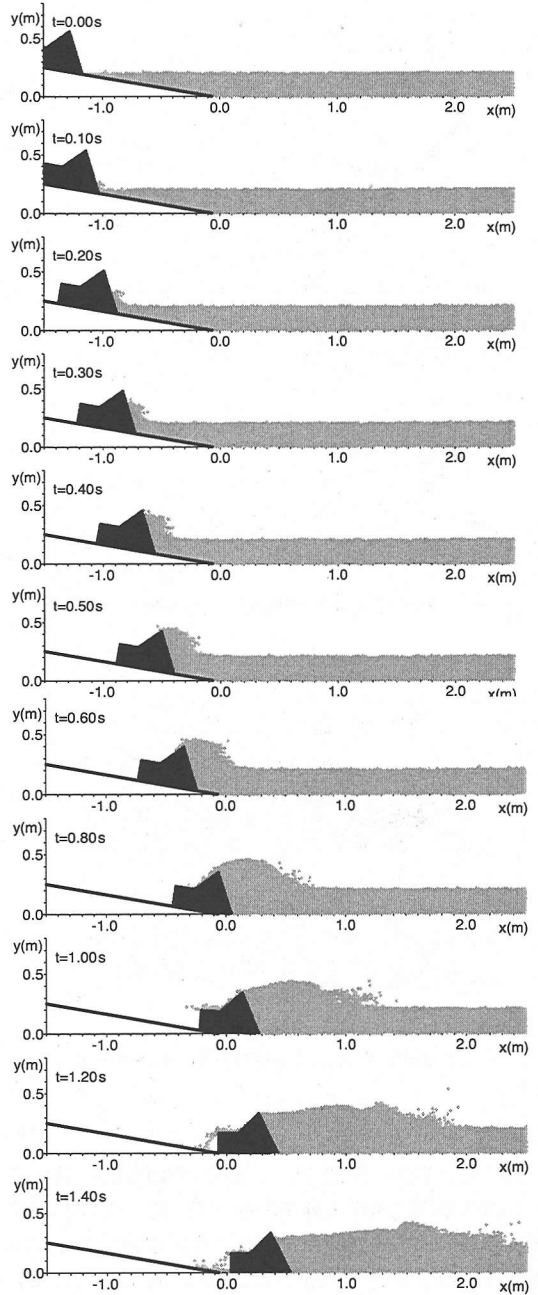


図-14 剛体楔の水面突入による水面波の発生過程

面の土砂の一部は、土砂層本体とは切り離され、碎波に伴う plunging jet に連行されて沖側の水面に落下している。さらに、時刻 $t=0.60$ s から 0.80 s にかけて、土砂層フロント部の上部の土塊が前傾して沖側に倒れ込み、水塊が土砂粒子の一部を連行しつつ、沖側に押し出されている。時刻 $t=0.80$ s 以降、土砂層フロント部は、層厚を減少させて前進を続け、水塊の下部に潜

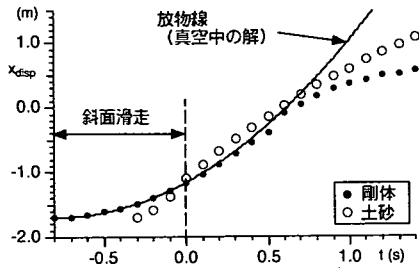


図-15 崩壊土砂塊および剛体楔の変位

行する。さらに、水塊の一部が岸側へ遡上し、土砂を巻き込みながら流動することにより生じる土砂層の凹凸が確認できる。

(3) 剛体楔による水面波

図-14に、剛体移動モデル付きMPS法によって計算された剛体楔の水面突入に伴う水面波の発生過程の瞬間像を示す。先にも述べたように、海底地滑りに起因する津波の発生に関する水理実験は、Wiegel¹⁽⁶⁾以来、剛体楔を滑落させて行われることが多い。図-13および図-14を比較すると、剛体楔では崩壊土砂層の変形・分裂には対応できないため、当然ながら現象のディテールを表現できないが、発生波の概形(時刻 $t=1.00-1.40$ sの $0.5 < x < 2.5$ m付近の水面形)に焦点を絞ると、二相流モデルによる計算結果と一定の対応関係が認められる。剛体楔の落下による造波は、楔の形状を適切に選択すれば、崩壊土砂の突入による造波を代替できる可能性が示唆されたとも言える。

次に、崩壊土砂層と楔の運動の対応を見る指標として、土砂層フロント部の先端と剛体楔の前面下端の座標の時系列を示したのが、図-15である。剛体楔と崩壊土砂は同一の高さから斜面を降下するが、崩壊・変形を伴いつつ流下する土砂層の方が短時間で水面に到達する。本稿では、水面到達時を時間軸の原点 $t=0.0$ sとして表示している。原点 $t=0.0$ s付近の勾配を比較すると、土砂層の方が剛体楔より大きな勾配を示しており、突入速度は土砂層が大きいことが分かる。剛体楔が全崩壊量が一体となって降下するため、慣性の影響で加速が緩やかに進行するのに対して、崩壊土砂層では急速に扁平な形状へと遷移しつつ先端部が加速されるので、到達時の速度が大きくなる。

図中の実線は、真空中の物体の斜面降下過程を想定して得られる放物線

$$x_{\text{disp}} = \frac{(\sin\theta - \mu \cos\theta)gt^2}{2} \quad (30)$$

において(θ : 斜面傾斜角; g : 重力加速度), 動摩擦係数 μ を試行錯誤的に変化させて、放物線を水面衝突

以前の剛体楔の変位に一致させた結果である。この操作から得られる動摩擦係数は、 $\mu=6.1 \times 10^{-4}$ であり、斜面と剛体楔の間の摩擦は無視できる程度に小さい。剛体移動モデル付きMPS法では、剛体と固定壁間の摩擦の程度は、壁面付近の流体の境界条件に依存する。なぜなら、移動剛体モデルでは、剛体構成粒子を一旦流体粒子(比重のみは流体と異なる)と見なして変形を計算し、更新された座標に基づいて剛体としての拘束条件を満足するように座標修正を行うので、剛体構成粒子と固定壁との関係は、剛体構成粒子を一旦流体粒子と見なしているプロセスにおいて決定させることとなるからである。それ故、先に得られた充分に小さい動摩擦係数は、本稿で流体粒子について課した近似的 non slip 条件(固定壁表面粒子の流速ゼロ)の下では、計算対象とした程度の大きさの剛体を有効に減速させるのに必要な摩擦力が作用しないことを示していると言える。海底地滑りのケースにおけるHeinrich²⁽¹⁾の水理実験でも、摩擦抵抗を無視した取り扱いがされていることを考えると、ここで設定された剛体楔と斜面固定壁の間の摩擦のレベルは妥当な範囲にあると考えられる。

(4) 単相流型近似モデルによる水面波の時系列

崩壊土砂の全体積に相当する高さの瞬間的面上昇を仮定して得られる水柱を崩壊させて造波する場合(ケース(c),(d))および土砂流入関数を与える場合(ケース(e))の計算結果を図-16に示す。これらの計算は、崩壊土砂の運動に関しては何らのモデル化を行わない単相流モデルであり、水塊の運動のみが計算の対象となる。

例えば、ケース(c),(d)の計算では、水柱の高さは混相流モデルの計算結果で主波峰が冲向きに押し出される瞬間($t=0.6$ s)の波高から推定し、水柱の体積を流入土砂の総体積に一致させるように水柱の幅を定めている。単相流モデルの計算では、土砂の影響は、質量保存関係を基礎に、崩壊土砂(あるいは剛体楔)のダイナミクスの反映として生じる水位上昇を混相流モデル(あるいは剛体移動モデル)から計算される発生波高(瞬間的 maximum 水位)に縮約して表現している。言い換えると、崩壊土砂(あるいは剛体楔)が初期に有するポテンシャルのみを評価しており、斜面を降下する崩壊土砂や剛体楔の運動量の適切な評価が行われていない。したがって、崩壊土砂や剛体楔に見られたような激しい水面変動は顕著ではなく、比較的穏やかな水面波が発生している。

(5) 各モデルによる定点水位の時系列

個々のモデルの計算結果(水面波の瞬間像)に見い

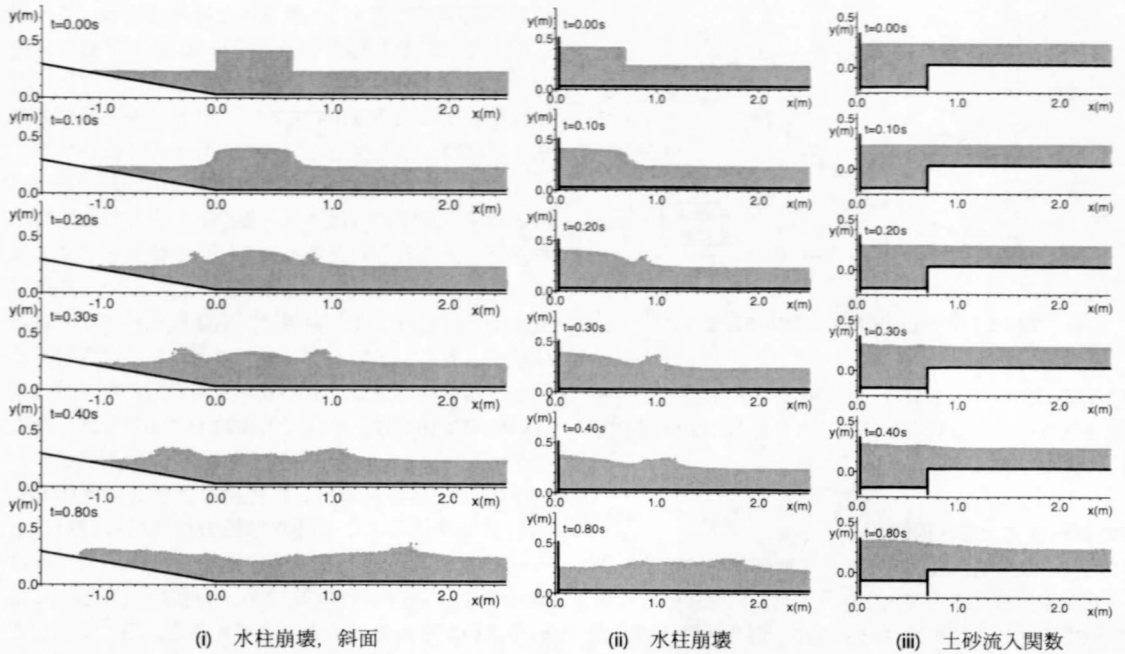


図-16 水柱崩壊および土砂流入関数による水面波

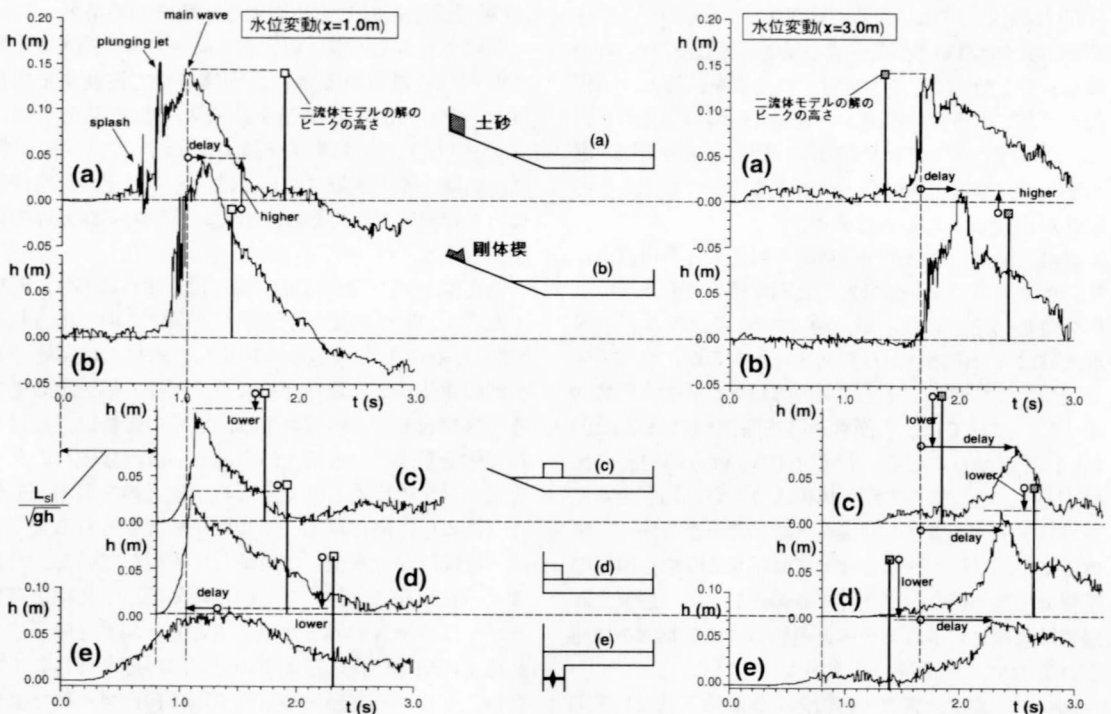


図-17 水位変動時系列（崩壊土砂，剛体楔，水柱崩壊および土砂流入関数）

だされた特性を定量的に検討するため，ここで対象とした5ケース（a）崩壊土砂，（b）剛体楔，（c），（d）水柱崩壊2種，（e）土砂流入関数）の結果について，斜面

下端部からの距離 $x=1.0\text{ m}$ および 3.0 m の地点での定点観測（Euler 観測）から得られた水位変動の計算結果を図-17に示す。

崩壊土砂（ケース(a)）の距離 $x=1.0$ m 地点での時系列には、図-13の瞬間像に見られた現象のディテールに対応した特徴が現れている。時刻 $t=0.6$ から 0.8 s 付近のピークは、plunging jet の先端部分の飛沫（分裂した粒子）の飛散・着水によるものであり、時刻 $t=0.8$ から 0.9 s 付近の鋭いピークは、plunging jet の主要部分の着水とそれに続く2次的な水面擾乱の発生に起因すると判断できる。そして、最後のピークは主波峰の到着を意味している。他のケースでは、高周波の擾乱を伴うものの、崩壊土砂の場合のような複数ピークの明瞭な存在は確認できない。

剛体楔（ケース(b)）では、ピークの高さは崩壊土砂より増加し、ピークの位相は崩壊土砂より遅れている。崩壊土砂と剛体楔は初期高さは同一であるから、ポテンシャルは同一と考えてよいが、崩壊土砂が扁平な形状へと変形しつつ流下するのと比較して、剛体楔は狭い範囲に全質量が集中するので水面との衝突のインパクトは剛体楔が大きく、発生波高が増大している。また、狭い範囲に質量が集中する剛体楔では、慣性の効果が大きく、加速に時間を要する（図-15参照）ので、ピークの位相は崩壊土砂より遅れることとなる。また、崩壊土砂・剛体楔の2者ではピークを経過した後の波形に類似点が見られる。ピーク後の水位減少過程の減少速度（平均的勾配）は同レベルであり、減少過程で初期水位を下回る直前に変化が横這いとなる部分（崩壊土砂の場合で、時刻 $t=1.6$ から 2.1 s 付近）が存在する。また、主波峰の通過以降に初期水位を大きく下回る部分が存在する点もこの2つのケースに共通している。

ところで、水柱崩壊型の単相流モデルによるケース(c),(d)では、斜面の水没部分 ($-1.13 < x < 0.0$ m) での崩壊土砂・剛体楔の運動を取り扱わず、斜面の直ぐ沖側に水柱を設置して崩壊させる。崩壊土砂・剛体楔のケースでは、崩壊土砂および剛体楔が水面に接した瞬間を時刻 $t=0.0$ と設定している。崩壊土砂・剛体楔のケースの時刻 $t=0.0$ と水柱崩壊のケースにおける斜面沖側の水柱出現時刻 ($t=0.0$) には時間遅れがあって然るべきであるが、その評価は困難である。図中では、水没斜面長 $L_{s1}=1.13$ m を一様水深 ($h=0.2$ m) 部における長波の伝播速度で除して得られる時間 ($=0.8$ s) だけ時間軸の座標原点をシフトさせて表示している。この原点シフトを行うと、水柱崩壊の2種のケースのピークは、崩壊土砂のケースのピーク出現時刻と近い時刻に出現することとなる。発生波高に関しては、水柱崩壊の2ケースは、崩壊土砂によるケースの予測と良好に一致しているが、水位上昇過程が極めて急峻で、水位下降過程の勾配が崩壊土砂のケースとは異なっている。特に水柱崩壊の影響が沖側へ一方向的

に伝播するケース(d)では水位低下速度がかなり小さく評価されている。さらに、土砂流入関数を与える単相流モデルのケース(e)については、水位上昇過程と水位降下過程がほぼ対象になっており、波峰通過の総時間については妥当な対応が見られるが、発生波高に関しては、崩壊土砂のケースの50%程度と過小な評価が得られた。

沖側の定点（斜面下端部からの距離 $x=3.0$ m の地点）における観測結果では、剛体楔を除く3ケースは、崩壊土砂のケースと比較して波高が減衰している。また、全てのケースで、崩壊土砂のケースと比較してピークの位相の遅れが確認できる。

瞬間像の比較では、plunging jet が支配的な初期過程を除いて崩壊土砂のケースとの概ね良好な対応が確認された剛体楔のケースでさえも、定点における水位変動時系列を通じて定量的に再検証すると、plunging jet の直接的影響の及ばない $x=3.0$ m の地点ですら、波形の対応は必ずしも充分ではなかった。ただし、他の単相流型の解析と比較すると、剛体楔の結果の崩壊土砂の結果に対する対応は良好で、二相流モデルによる解析が困難な条件下では剛体楔のケースが代替手段として一定の役割を果たすことが期待できる。一方、これまでしばしば用いられてきた水柱崩壊のケースでは、たとえ初期発生波高を一致させるようにモデル定数をチューニングしたとしても、波源から離れるにつれて波高減衰が顕在化して、崩壊土砂型の計算結果との相違は大きくなるので、発生波高の与え方には注意を要する。

6. 結 語

本研究では、単純なアルゴリズムで自由表面流の複雑な挙動に柔軟に対応できる粒子法に基づき、流体相と土砂相の二相間相互作用を考慮できるように拡張された固液二相流型 MPS 法を用いて、土砂突入および海底地滑りに起因する水面波の発生過程を解析した。

崩壊土砂による水面波については、砕波および崩壊土砂層の潜り込みと土砂層・水塊界面の挙動など現象のディテールが数値解析結果を通じて詳細に示された。さらに、剛体楔の落下による水面波についても、土砂突入および海底地滑りの双方について、移動剛体モデル付き MPS 法によって解析し、固液二相流型 MPS 法の解と比較して、土砂相の変形が現象全体に及ぼす影響についても考察した。さらに、土砂突入に起因する水面波については、水柱崩壊や土砂流入関数を与える方法の単相流モデルによる計算結果とも比較して、流入土砂の総質量のみを拠り所とした評価と質量保存と運動量保存の両者が満足される評価の相違が

予測結果に与える影響を示した。現実に対して一層忠実にあるには、土砂突入による水面波の発生過程のダイナミクスが重要であり、固液二相流モデルの導入は、この種の問題に対する計算力学的アプローチを大きく前進させるものと期待される。

ただし、本稿のモデルにも更なる改善を必要とする点は存在する。i) 3次元性への対応は、実現象の説明には不可欠であるが、現状では計算機の演算性能上の制約から現実的な計算規模での実行は容易ではない。

ii) 混相流モデルについては、固相モデルの改良が必要である。改良の方針は、固相の粗視化の程度により2種に大別される。第1は、固相粒子が近傍の多数の砂粒子の運動の空間平均的挙動を示すものと定義する方法である。この定義は、粒子法の粒子(計算点)が多数の固相粒子の代表となる場合(すなわち細砂やシルトなどが対象となる場合)に有効であるが、特に土塊の停止過程を良好に表現するには非Newton流体型の構成則の固相への導入が必要となる。第2は、個別要素法型の数値移動床^{2,2)}を固相モデルとして用い、固相を粒子レベルで解像する方法である。この方法では、砂粒子数と同数の個別要素が必要となるので、現状では粗砂や礫を対象とした解析に限定されるが、計算力学的なアプローチとしては有望な方法である。なお、これに関連しては、VOF法と個別要素法をカップリングする試みが重松ら^{2,3)}によって行われている。粒子法についても同種のカップリングを進める必要があるだろう。iii) 本稿の解析では計算負荷の軽減のため、粒子スケール以下の乱流構造を評価していない。

これについては、著者らが提案しているSPS乱流モデル^{2,4)}の導入が可能であり、計算機の演算性能の向上に応じて粒子スケール以下の乱流の影響を考慮する枠組みは既に存在する。iv) さらに、特にplunging jetを伴うような現象では、連行気泡の評価が流れ場の評価にも影響を与えるので、固液だけでなく固気混相流の枠組みも必要となる。

謝辞：本稿で対象とした現象の物理的側面に関して、東北大学大学院工学研究科・今村文彦教授から示唆的な御助言を頂いた。また、本稿の数値シミュレーションの遂行に際して、文部科学省科学研究費補助金(奨励研究(A), No. 13750492, 研究代表者：後藤仁志)およびトヨタ先端科学技術研究助成プログラム(トヨタ自動車(株))からの研究費助成を受けた。ここに記して、謝意を表する。

参考文献

- 1) 例えば、岩垣雄一、榎木 亨：海岸工学，共立出版，p.463, 1979.
- 2) 相田 勇：1792年島原眉山崩壊に伴った津波の数値

- 実験，地震II，Vol. 28, pp.449-460, 1975.
- 3) Jiang, L. and Leblond, P. H.: Numerical modelling of an underwater Bingham plastic mudslide and wave which it generates, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, No. 10, pp.303-317, 1993.
- 4) Imamura, F. and Imteaz, M. M. A.: Long waves in two-layers: governing equations and numerical model, *Sci. Tsunami Hazards*, Vol. 13, pp.3-24, 1995.
- 5) 松本智裕，橋 和正，今村文彦，首藤伸夫：土石流による津波発生・伝播モデルの開発，海岸工学論文集，第45巻，pp.346-350, 1998.
- 6) 今村文彦，後藤大地，鴨原良典，喜多村雄一，松原隆之，高岡一章，伴 一彦：土砂突入による津波発生機構に関する基礎検討，海岸工学論文集，第48巻，pp.321-325, 2001.
- 7) Rzedkiewicz, S. A., Mariotti, C. and Heinrich, P.: Numerical Simulation of Submarine Landslides and Their Hydraulic Effects, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, Vol. 123, No. 4, pp. 149-157, 1997.
- 8) 後藤仁志，Jørgen Fredsøe：Lagrange型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析，海岸工学論文集，第46巻，pp.986-990, 1999.
- 9) Harlow, F. H. and Welch, J. E.: Numerical Calculation of Time-dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, *Phys. Fluids*, Vol. 8, pp.2182-2189, 1965.
- 10) Hirt, C. W. and Nichols, B. D.: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comput. Phys.*, Vol. 39, pp. 201-225, 1981.
- 11) 磯岡和夫，二瓶泰雄，八木 宏：新しい固相モデルに基づく固体-流体混相乱流LESモデルの開発，土木学会論文集，No. 533/II-34, pp.61-73, 1996.
- 12) 二瓶泰雄，磯岡和夫：GALモデルに基づく移動境界流れ解析法の構築とその応用，土木学会論文集，No. 642/II-50, pp. 19-30, 2000.
- 13) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp.421-434, 1996.
- 14) Choi, Y. D. and Chung, M. K.: Analysis of Turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Pipe, *J. Fluid Eng.*, ASME, Vol. 105, pp. 329-334, 1983.
- 15) Owen, P. R.: Pneumatic Transport, *J. Fluid Mech.*, Vol. 39, p. 407, 1969.
- 16) Wiegell, R. L.: Laboratory Studies of Gravity Waves Generated by the Movement of a Submerged Body, *Tans. Am. Geophys. Union*, Washington, D. C., Vol. 36, pp. 759-774, 1955.
- 17) Koshizuka, S., 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.751-769, 1988.
- 18) 後藤仁志，酒井哲郎，林 稔：粒子法による流木群堰止め過程のLagrange解析，水工学論文集，第45巻，pp.919-924, 2001.
- 19) 後藤仁志，酒井哲郎，林 稔，安藤 伶：構造物下面への接岸浮遊物の潜込過程のLagrange型シミュレーション，海岸工学論文集，第48巻，pp.816-820, 2001.
- 20) 越塚誠一：数値流体力学，インテリジェントエンジニアリングシリーズ，培風館，p223, 1997.
- 21) Heinrich, P.: Nonlinear Water Waves Generated by Submarine and Aerial Landslides, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, Vol.118, No. 3, pp. 249-266, 1992.
- 22) Gotoh, H. and Sakai, T.: Numerical Simulation of

- Sheetflow as Granular Material, *Jour. of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engrg.*, ASCE, Vol.123, No.6, pp. 329-336, 1997.
- 23) 重松孝昌, 広瀬真由, 錦織陽一, 小田一紀: DEM法とVOF法を併用した三次元固液混相流解析モデルの開発とその適用例, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.6-10, 2001.
- 24) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method - Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering-, *Computational Fluid Dynamics Jour.*, Vol.9 No.4, pp.339-347, 2000.

(2002.4.19 受付)

SOLID-LIQUID TWO PHASE FLOW MODEL BASED ON LAGRANGIAN PARTICLE METHOD FOR THE SIMULATION OF WATER WAVE GENERATION DUE TO LANDSLIDES

Hitoshi GOTOH, Minoru HAYASHI and Tetsuo SAKAI

The inflow-sediment-induced water-wave generation is investigated by the solid-liquid two-phase flow model which is discretized by the Lagrangian particle method. The physical process of the wave generation can be clarified in detail by tracking the sediment-water-mixing process and the resultant momentum transfer from sediment to water. The MPS method, which is free from a numerical diffusion, is applied to track the water-sediment interface and the water surface wave with high resolution. The time series of the water-surface elevation are compared with some alternative wave-generating methods, to estimate the wave-making efficiency of inflow sediment.