地すべりによる造波の有限要素法解析

FEM analysis of water waves due to landslide

張 馳^{a)*}・岩堀康希^{a)}・吉松弘行^{b)}・阿部真郎^{a)}

Chi ZHANG, Yasunori IWAHORI, Hiroyuki YOSHIMATSU and Shinro ABE

Abstract

This paper presents a numerical model based on the hydrodynamic shallow water equation, which is developed for simulations of landslide-generated waves in reservoirs and bays. The Galerkin finite element method is used to determine the amplitude of the waves, which is generated by accelerating the fluid due to bottom physical displacement, the bottom friction, and impact force due to landslide. The model is verified by the good agreement between the simulation and the theoretical analysis. In order to consider the case of complex topography and practical boundaries, auto-generation method of the modified Delaunay triangulation element is applied to the numerical model. In addition, the case of a landslide into reservoir is simulated and discussed. It shows the possibility to numerically analyze the waves caused by landslide into a reservoir with complicated topography.

Key words : water waves, landslide, shallow water equation, finite element method

和文要旨

地すべり土塊の貯水池への突入によって波が発生し、きわめて大きな災害をもたらすことが報告されている。これら災害を予測するための数値解析手法では地すべり突入速度と貯水池の流体との衝撃・摩擦抗力が考慮されていない。そこで、本稿ではこれら地すべりの突入による形状衝撃、界面摩擦による造波現象及び斜面遡上現象を予測するため有限要素法の数値解析を行い、その解析手法の有効性を検討した。解析に用いる要素は水深を解とした適合分割法を用いて分割を行い計算精度の向上を確認した。また本手法を用いて、ダム貯水池周辺の地すべりが発生した場合に起こる造波をシミュレーションし、ダムと貯水池周辺の造波による影響を検討した。その結果、複雑な地形を有する貯水池においてもより現実的な造波解析が可能となった。

キーワード：造波、地すべり、浅水長波理論、有限要素法

1. はじめに

大規模地すべりや土石流等による衝撃的な土砂流入を起因とする造波は、地震による断層運動を起因とする造波と比較して発生頻度は低い。しかし、史上もっとも有名な事例としてはイタリアのバイオントダムの地すべりによる大災害に見られるように2.7億m³の移動土塊がダム湖に突入したため2,500万m³の水が溢水して下流の村落を襲い、死者約2,125名、全壊家屋594戸に及ぶ大惨事が報告されている¹⁾。

日本国内における土砂流入を起因とする造波例では「島原大変」が大規模な事例で知られている。1792年5月21日、眉山の大崩壊(4.4億m³)による移動土塊の有明海への突入によって巨大な造波が発生し、島原及び対岸の肥後・天草(熊本県)へ押し寄せた。この造波は最大波高が10mに及んだようである。造波による被害を含む死者・行方不明者の数は約1万5千人にも及び、我が国では記録に残る最大級の自然災害となっている^{2),3)}。

表-1はこのような災害に関してDavidson & McCartney (1975)⁴⁾によって報告された過去の代表例から抜粋したものである。これらは、ダム貯水池、湖沼、

湾などの閉鎖性水域において、斜面崩壊や地すべり、および土石流の地塊の突入によって大規模な造波が発生し、周辺建造物に悪影響を与える場合や極めて稀にダム堤体から越波した段波によって下流域で被害が発生する場合があることを示している。近年、我が国においてもダム下流河川で都市化が進行しつつあり、この種の災害に対して貯水池の周辺斜面域およびその下流河川域の安全性を検討することの必要性が増大している。

現在、コンピュータ技術の急激な進歩とともに、数値解析は災害予測および災害防止の立案において重要および経済的な手法として既に実用化されている技術の一つと言える。

しかし、地すべりなどによる造波機構は極めて複雑であり、現在まで多くの研究者による報告があるが、その造波解析の多くは相田(1982)⁵⁾に代表されるように突入土塊の総体積に相当する水面上昇を境界条件として与えることが行われている。この場合、造波解析は移動土塊の速度および先端部の形状が考慮されていない。一方、富樫ほか(1992)⁶⁾による水理実験によれば、造波効率(津波の発生効率)は土塊の突入付近での水深や突入する土塊の先端形状に大きく影響されることが指摘されている。近年、このような観点から松本ほか(1998)⁷⁾は海域へ突入する土石流の挙動を考慮に入れた二層流モデルで津波を解析している。しかし、常に地すべり土塊が土石流化するとは限らない。例えば、1958年7月8日、カナダ

* 連絡著者／corresponding author

a) 奥山ボーリング株式会社

Okuyama Boring Co., Ltd.

〒013-0046 秋田県横手市神明町10-39

10-39, Shinmei-chou, Yokote City, Akita, 013-0046, Japan

b) 財団法人 砂防・地すべり技術センター

Sabo Technical Center

表-1 閉鎖的水域への地すべり土塊及び氷塊などの突入による被害事例 (Davidson & McCartney⁴⁾)
Table 1 Examples of water wave wrecks due to mass movement into reservoirs and bays

Location	Date	Wave height (m)	Slide volume ($\times 10^6 \text{ m}^3$)	Slide slope (degrees)	Slide velocity (m/s)	Slide width (m)	Water depth (m)	Wave velocity (km/hour)	Number of waves
Lituya Bay (Alaska)	1958/7/9	33.6	30.6	40		824	122 - 214	156 - 209	1
	1936	30.5 - 76.3					122 - 214	35.4	3
Lake Kenai (Alaska)	1964/3/27	9.2							
Whittier (Alaska)	1964/3/27	7.6		15					3
Vaiont Reservoir (Italy)	1963/10/9	70.2 (down-stream)	237.2 (total)	45 - 26.5	15.3 - 30.5	1830	236 (max)		1
Lake Leon (Norway)	1905/1/15	3.1	0.3	65			133 (max)		
	1936/9/13	0.9 - 1.8	1.0	65		397	133 (max)		
Tafjord (Norway)	1934/4/7	-	1.5	45			214 (max)	21.6 - 43.1	
Disenchantment Bay (Alaska)	1905/7/4	4.6 - 6.1		16		1068	287 (max)		

Alaska州南海岸で地震が起こり、一つの巨大な岩体が高速でLituya湾に落下し、その衝撃力で巨大な造波が発生し、対岸で524mも遡上した。その結果、周辺の森林が広域にわたり破壊され、被害面積は10km²に及び、死者2名の大災害になっている(表-1)。地すべり等による造波の解析では、突入土塊の衝撃力を無視することができないと考えられる。

ところでこの種の数値解析手法は往來の研究ではほとんど差分法が用いられているが、実際の複雑な凹凸をなす地形への対応は困難であるため非構造格子による有限要素法が合理的である^{8),9)}。既往の有限要素法による解析手法は浅水長波方程式に介在する時間項及び移流項に起因する数値不安定性を抑えることに主眼が置かれており、突入する地すべり土塊と流体との相互作用まで勘案したものとはなっていない。そこで、本研究では突入土塊による衝撃特性を反映させるため、抗力理論を用いて解析精度の向上を図った数値解析手法を提案する。

一方、有限要素法による流体解析では要素分割・要素サイズが解析精度に影響を与えることが知られている¹⁰⁾。本研究では造波の波速特性に基づいた分割手法を提案し、複雑な境界・水深を考慮することにより解析精度の向上を図る。

これら提案手法を用いて、ある複雑な地形を有する貯水池をモデルとして、地すべり土塊がその貯水池へ突入した場合の造波の形状および被害予測に関して提案手法の妥当性の検討を行った。

なお、今回の研究では地すべり土塊が水面に突入してからの造波解析を主目的とするため、突入前における地すべり土塊の移動機構に関しては言及していない。

2. 解析に用いる支配方程式

2.1 造波モデルの支配方程式

津波や高潮などの浅水長波の仮定に基づいた基礎方程式は、非圧縮粘性流体の基礎方程式を鉛直方向に平均化した次式で示される(図-1)。

図-1 浅水長波の概念図

Fig. 1 Schematic of Shallow water problem

[連続式]

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \eta_b}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

[運動方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(uU)}{\partial x} + \frac{\partial(vU)}{\partial y} \\ = -gh \frac{\partial \eta}{\partial x} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) - \frac{\tau_{bx}}{\rho} \quad \dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial(uV)}{\partial x} + \frac{\partial(vV)}{\partial y} \\ = -gh \frac{\partial \eta}{\partial y} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) - \frac{\tau_{by}}{\rho} \quad \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

ここに、 x, y : 空間座標、 t : 時間、 $U = uh, V = vh$: x, y 軸方向の流量フラックス、 u, v : x, y 軸方向の流速成分、 η : 水面標高、 η_b : 河床標高、 h : 水深、 g : 重力加速度、 ρ : 水の密度、 ε : 水平渦動粘性係数、 τ_{bx}, τ_{by} : x, y 軸方向の底面せん断応力である。

ここで底面せん断応力はManning抵抗則を用いて表すと、次式になる。

$$\tau_{bx} = \rho g \frac{n^2 U \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{7/3}} \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\tau_{by} = \rho g \frac{n^2 V \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{7/3}} \dots\dots\dots(5)$$

ここに, n : Manning係数

2.2 衝撃モデルの支配方程式

地すべり土塊の貯水池への突入を考えると, (2), (3)式において, 流体と地すべり土塊上面の間に働く摩擦力や流体が地すべり土塊先端部から受ける衝撃力を考慮する必要がある (図-2(a))。すなわち, Donald C. Raney & H. Lee Butler (1976)¹¹⁾の界面摩擦項・衝撃項を取り入れた基礎方程式を次式のように表す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(uU)}{\partial x} + \frac{\partial(vU)}{\partial y} \\ = -gh \frac{\partial \eta}{\partial x} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) - \frac{\tau_{bx}}{\rho} + R_x + L_x \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial(uV)}{\partial x} + \frac{\partial(vV)}{\partial y} \\ = -gh \frac{\partial \eta}{\partial y} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) - \frac{\tau_{by}}{\rho} + R_y + L_y \dots\dots\dots(7) \end{aligned}$$

R_x, R_y : 流体と地すべり土塊上面に働く界面摩擦力

L_x, L_y : 流体が地すべり土塊から受ける衝撃力

(a) 地すべり土塊突入による造波機構

(a) The Generation mechanism of water waves due to landslide

(b) Ac, Az 概念図

(b) The definition of Ac, Az

図-2 造波機構とAc, Azの定義

Fig. 2 The generation mechanism of water waves and the definition of Ac, Az

R_x, R_y はManning抵抗則を用いて, 次式で与える。

$$R_x = \frac{\rho g n^2 (V_x h - U) \sqrt{(V_x h - U)^2 + (V_y h - V)^2}}{h^{7/3}} \dots\dots\dots(8)$$

$$R_y = \frac{\rho g n^2 (V_y h - V) \sqrt{(V_x h - U)^2 + (V_y h - V)^2}}{h^{7/3}} \dots\dots\dots(9)$$

ここに, V_x, V_y : 地すべり土塊の x, y 速度成分

また, L_x, L_y は抗力理論によって次式で与える。

$$L_x = \frac{\beta (V_x h - U) \sqrt{(V_x h - U)^2 + (V_y h - V)^2}}{h^3} \dots\dots\dots(10)$$

$$L_y = \frac{\beta (V_y h - V) \sqrt{(V_x h - U)^2 + (V_y h - V)^2}}{h^3} \dots\dots\dots(11)$$

$$\beta = \frac{C_D}{2} \left(\frac{A_z}{A_c} \right) \dots\dots\dots(12)$$

ここに, C_D : 抗力係数, A_c : 要素面積, A_z : 土塊要素の有効横断面積である (図-2(b))。

3. 有限要素法による離散化

3.1 離散化手法

ここでは, 空間方向に有限要素法を, 時間方向に2段階陽的解法による差分法を用いて, 浅水長波の支配方程式に対する離散化を行う。

1) 空間方向の離散化

浅水長波方程式の場合には, 一般に流速と水位の補間関数は同じ次数の補間関数を用いられている。その中でも任意形状への適合性に優れ, かつ取り扱いの簡単な3節点三角形の1次要素が多く用いられている。これら1次要素による同次補間を用いてGalerkin法に従い, 連続及び運動方程式について離散化を行うと次式が得られる。[連続式]

$$M_{\alpha\beta} \dot{\eta}_{\beta} + X_{\alpha\beta} U_{\beta} + Y_{\alpha\beta} V_{\beta} = M_{\alpha\beta} \dot{\eta}_{\beta\beta} \dots\dots\dots(13)$$

ここで添え字・は時間微分を表す。

[運動方程式]

x 軸方向

$$\begin{aligned} M_{\alpha\beta} \dot{U}_{\beta} + (N_{\alpha\beta\gamma}^a + N_{\alpha\beta\gamma}^b + N_{\alpha\beta\gamma}^c + N_{\alpha\beta\gamma}^d) U_{\gamma} + H_{\alpha\beta\gamma}^x U_{\gamma} + T_{\alpha\beta\gamma} U_{\gamma} \\ + (T_{\alpha\beta\gamma}^r + T_{\alpha\beta\gamma}^l) (V_x h - U_{\gamma}) + D_{\alpha\beta} U_{\beta} = O_{\alpha\beta} \dot{t}_{x\beta} \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$

y 軸方向

$$\begin{aligned} M_{\alpha\beta} \dot{V}_{\beta} + (N_{\alpha\beta\gamma}^a + N_{\alpha\beta\gamma}^b + N_{\alpha\beta\gamma}^c + N_{\alpha\beta\gamma}^d) V_{\gamma} + H_{\alpha\beta\gamma}^y V_{\gamma} + T_{\alpha\beta\gamma} V_{\gamma} \\ + (T_{\alpha\beta\gamma}^r + T_{\alpha\beta\gamma}^l) (V_y h - V_{\gamma}) + D_{\alpha\beta} V_{\beta} = O_{\alpha\beta} \dot{t}_{y\beta} \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

ここで,

$$M_{\alpha\beta} = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} d\Omega$$

$$M_{\alpha\beta} = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \frac{\partial \phi_{\beta}}{\partial x} d\Omega, \quad Y_{\alpha\beta} = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \frac{\partial \phi_{\beta}}{\partial y} d\Omega$$

$$N_{\alpha\beta\gamma}^a = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} u_{\gamma} \frac{\partial \phi_{\gamma}}{\partial x} d\Omega, \quad N_{\alpha\beta\gamma}^b = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \frac{\partial \phi_{\beta}}{\partial x} u_{\gamma} \phi_{\gamma} d\Omega$$

$$N_{\alpha\beta\gamma}^c = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} v_{\gamma} \frac{\partial \phi_{\gamma}}{\partial y} d\Omega, \quad N_{\alpha\beta\gamma}^d = \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \frac{\partial \phi_{\beta}}{\partial y} v_{\gamma} \phi_{\gamma} d\Omega$$

$$H_{\alpha\beta\gamma}^x = g \int \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} h_{\beta} \frac{\partial \phi_{\gamma}}{\partial x} d\Omega, H_{\alpha\beta\gamma}^y = g \int \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} h_{\beta} \frac{\partial \phi_{\gamma}}{\partial y} d\Omega$$

$$T_{\alpha\beta\gamma}^l = \frac{1}{\rho} \int \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} \tau_{bl} \phi_{\gamma} d\Omega, T_{\alpha\beta\gamma}^r = \frac{1}{\rho} \int \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} \tau_{br} \phi_{\gamma} d\Omega$$

$$T_{\alpha\beta\gamma}^i = \frac{1}{\rho} \int \int_{\Omega} \phi_{\alpha} \phi_{\beta} \tau_{bl} \phi_{\gamma} d\Omega, O_{\alpha\beta} = \varepsilon \int_{\Omega} \zeta_{\alpha} \zeta_{\beta} dS$$

$$D_{\alpha\beta} = \varepsilon \int \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \phi_{\alpha}}{\partial x} \frac{\partial \phi_{\beta}}{\partial x} + \frac{\partial \phi_{\alpha}}{\partial y} \frac{\partial \phi_{\beta}}{\partial y} \right) d\Omega$$

$$\tau_{bl} = \rho g \frac{n^2 \sqrt{U^2 + V^2}}{h^{7/3}}$$

$$\tau_{bl} = C_D \frac{A_z \sqrt{(V_x - U)^2 + (V_y - V)^2}}{h^3}$$

$$\tau_{br} = \rho g \frac{n^2 \sqrt{(V_x - U)^2 + (V_y - V)^2}}{h^{7/3}}$$

$$\hat{t}_x = \frac{\partial U}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial U}{\partial y} \sin \theta, \hat{t}_y = \frac{\partial V}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial V}{\partial y} \sin \theta$$

ここに,

$\phi_{\alpha}, \phi_{\beta}, \phi_{\gamma}$: 形状関数

θ : 境界に立てた法線方向と水平方向のなす角度

2) 時間方向の離散化

時間微分項の安定化として2段階微分項まで採用することが行われ, BTD項として処理されているが⁸⁾, ここでは, 計算機の記憶容量の低減化が図られる二段階陽解の解法を用いる。

第1段階:

$$\overline{MU}^{n+1/2} = \overline{MU}^n - \frac{\Delta t}{2} \{ K_1(U^n, V^n, \eta^n) \} \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$\overline{MV}^{n+1/2} = \overline{MV}^n - \frac{\Delta t}{2} \{ K_2(U^n, V^n, \eta^n) \} \quad \dots\dots\dots(17)$$

$$\overline{M\eta}^{n+1/2} = \overline{M\eta}^n - \frac{\Delta t}{2} \{ K_3(U^n, V^n, \eta^n) \} \quad \dots\dots\dots(18)$$

第2段階:

$$\overline{MU}^{n+1} = \overline{MU}^n - \Delta t \{ K_1(U^{n+1/2}, V^{n+1/2}, \eta^{n+1/2}) \} \quad \dots\dots\dots(19)$$

$$\overline{MV}^{n+1} = \overline{MV}^n - \Delta t \{ K_2(U^{n+1/2}, V^{n+1/2}, \eta^{n+1/2}) \} \quad \dots\dots\dots(20)$$

$$\overline{M\eta}^{n+1} = \overline{M\eta}^n - \Delta t \{ K_3(U^{n+1/2}, V^{n+1/2}, \eta^{n+1/2}) \} \quad \dots\dots\dots(21)$$

ここに, $\overline{M}$ は集中化行列, K_1, K_2 は運動方程式の空間微分項を取りまとめたもの, K_3 は連続方程式の空間微分項を取りまとめたものである。この集中化の操作によって左辺の質量マトリックスは対角要素のみにより構成され, 逆行列の計算が不要となり, 完全な陽のスキームで計算を進めることができる¹²⁾。

$\overline{M}$ は過剰な数値粘性を避けるための混合行列と呼ばれる行列であり, 次のように表される¹³⁾。

$$\overline{M} = e\overline{M} + (1-e)M \quad \dots\dots\dots(22)$$

ここに, e は混合比(ランピングパラメータ)であり, 集中化によって生じる人工粘性の排除と計算の安定化を

調整するパラメータである。なお, この e の値としては0.8~0.9が目安であるとされている¹³⁾。

3.2 移動境界の取り扱い

地すべり土塊の突入を起因とする造波は著しく高い波高を有し, 斜面上を高い標高域まで遡上し, 大規模な被害をもたらす場合がある。こうした遡上現象の初期において, 造波の遡上域は流体が存在しない。造波の遡上につれて水位の先端線(水際線)は水域を拡大していく。解析においてはこうした水際線の移動を移動境界として表現する必要がある。

浅水長波の流れにおいて, これまで提案されている移動境界の取り扱いは一般的にオイラー法とラグランジュ法の二つの方法に大別される¹⁴⁾。オイラー法はあらかじめ対象領域を要素分割しておき, 各時間ステップにおいて各要素が陸域か水域かを判定する方法である。ラグランジュ法は水際線を時間的に追跡して, 各時間ステップにおいて水際線に囲まれる水域内の要素の再分割を行う方法である。ラグランジュ法はオイラー法より厳密であり, 連続条件を満足することにより解析精度がよいが大規模計算には要素網の再分割が必要なため莫大な計算量となる欠点がある。一般に実際の解析においては, 簡単なオイラー法が用いられることが多く, 提案手法でもオイラー法による移動境界を用いる。すなわち, 手順は次の通りである(図-3)。

- 1) あらかじめ水際線の移動が予想される陸域を含めて要素分割を行う。このとき, 全節点の水深 h を入力する。

図-3 移動境界手法の説明図

Fig. 3 Explanation of the method of moving boundary

2) タイムステップ n において, 全要素について 3 節点の水深 h^n の有無を調べる。

そして,

- (a) 3 節点全ての水深が $h^n < \varepsilon$ である場合には, その要素 (例えば, 図-3 に示す①, ②要素) は陸域であるとして解析領域から除外する。
- (b) 3 節点のうち 1 節点でも $h^n \geq \varepsilon$ である場合には, その要素 (例えば, 図-3 に示す③, ④, ⑤, ⑥要素) は水域であるとして解析領域内に含める。この場合, $h^n < \varepsilon$ の節点は $h^n = \varepsilon$ として計算する。
- (c) 時間ステップ $n+1$ において, $h^n < \varepsilon$ となる節点は陸域の節点であるとし, 境界条件として $U^{n+1} = V^{n+1} = 0$ を与える。

以上のアルゴリズムを組み込むことにより移動境界を考慮した解析が可能となる。

3.3 三角要素分割法

一般に, 有限要素法の計算精度は要素の大きさに依存し, 一律な分割では要素サイズが小さいほど計算精度は向上する。しかし, 要素サイズを小さくすると CFL 条件 ($\Delta t \leq \Delta x / \sqrt{gh}$) により時間ステップを小さく採用する必要があり, 計算回数が増大する。結果として, 計算時間の増大や陽的解法の場合には数値計算誤差の累積へと繋がる。

そのためここでは, 計算量の削減・解析精度の向上を図るために造波の波速・波長を考慮したメッシュ分割法を提案する。造波理論上において, 造波は水深の浅い所へ到達すると浅水変形により波高が高く, 波長の短い波

となる。長波の伝搬速度は $C = \sqrt{gh}$ で表され, 水深が浅ければ遅くなる。そこで, 要素サイズは CFL 条件から水深と比例関係にあると仮定し, 節点密度関数 $f = \sqrt{A_e}/gh$ (h : 初期水深, A_e : 要素面積) を取り入れた水深を解とした適合分割手法を提案する。すなわち,

- 1) 分割手順はデローニー法¹⁵⁾で粗い仮要素で初期分割を行い, 節点密度関数によって全仮要素の節点密度関数を計算する。
- 2) 全節点数を設定して, 節点密度関数 f が最大となる仮要素の長辺の midpoint に新節点の内挿を行い再分割する。
- 3) 節点数が設定した全節点数と等しくなるまで再分割を繰り返す。

適合分割手法の適用性を検証のために, 図-4(a)に示す遡上斜面を有する矩形水路における段波現象で検討を行った。図-4(b)はデローニー法で一様な分割要素を用いて計算した例 (Case 1) で, 図-4(c)は適合分割手法を利用した要素を用いて計算した例 (Case 2) である。これらの比較から Case 2 は Case 1 に比較して遡上領域の水深連続性と計算の質量保存性に優れ, 水際線が細かく表現され, 計算精度の向上を図ることが可能となり, 今回提案する分割法の有利性が確認される。

4. 数値解析例

4.1 一次元のダム破壊時の水流挙動問題による検証

ここでは, 造波モデルに関する計算精度を検証するため, 最も基礎的な流体の移動境界問題として, 図-5(a)

図-4 デローニー分割と適合メッシュ
Fig. 4 Delaunay mesh and Adaptive mesh

に示される一次元の初期値問題を考える。これは、時刻 $t = 0$ において静止していたダム内の流体が突然に流出する現象である。この現象の理論解は、流体の粘性と河床摩擦を考慮しないものとするれば理論解の波高は次式で表される。

$$\eta(x;t) = \frac{1}{9g} \left(2C_0 - \frac{x}{t} \right)^2 \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 C_0 は初期水深 η_0 の波速 $C_0 = \sqrt{g\eta_0}$ である。

計算条件：タイムステップ値 $\Delta t = 0.001$ 秒，初期水深 $\eta_0 = 0.2$ m，Manning係数 $n = 0.0$ ，流体の粘性係数 $\epsilon = 0.0$ 。ランピングパラメータ： e は、 $e = 0.00, 0.50, 0.80, 0.95$ と設定し、理論解と整合のとれる値を比較検討した。その検討の評価は計算結果の理論解に対するRMSE (Root Mean Square Error) を算出することで行った。

図-5(b)は、水際要素の境界条件において流速を零とした場合の計算結果である。 $e = 0.8, 0.95$ と設定した場合に誤差が少なく、理論解と良好な一致が得られる。計算誤差が小さい範囲で、計算の安定化を図ることを考慮して、以降の解析では $e = 0.8$ を用いることとする。

4.2 円柱崩壊の数値計算に関して

次の数値計算例は流体の連続条件を確認する目的で水円柱の崩壊を解析したものである。図-6(b)に示すように辺長20mの正方形の中心部で高さ1m、半径2mの水円柱を設置し、瞬間的に崩壊させる。図-6(a)は総要素

図-5 一次元ダム崩壊問題

Fig. 5 One dimension dam-break problem

数1000，総節点数2039による要素分割図である。

計算条件：タイムステップ値 $\Delta t = 0.001$ 秒，初期水深 $\eta_0 = 0.5$ m，Manning係数 $n = 0.0$ ，流体の粘性係数 $\epsilon = 0.0$ ，ランピングパラメータ $e = 0.8$ 。

図-6(c)~(f)は三次元的な波高変化を示したものである。水円柱の崩壊後に流体が周辺方向に徐々に伝播する様子が分かる。図-6(h)は図-6(f)に示したa-a'断面およびb-b'断面の波高分布図 ($t = 2.4$ sec) である。これら断面の波高比較により、最終的には一つの均整の取れた円形状の造波が形成され、流体の連続性が満足されていることが確認できる。これより本手法は造波の伝播がうまく表現できると判断される。

4.3 地すべり土塊の突入による造波解析

地すべりを起因とする造波による危険範囲評価と災害予測には沿岸部での遡上現象の予測が最も重要である。本研究では地すべり土塊の突入時に発生する衝撃力を考慮した手法（衝撃モデル）を提案し、土塊の突入速度及びそれによる衝撃力が波高・遡上高にどの程度影響を与えるかを検討した。衝撃力は抗力理論を用い、突入土塊の先端形状は抗力係数 C_D で表現した。検討に際しては、図-7(a)に示すような水路モデルを作成した。また、衝撃力を考慮する場合では矩形抗力係数 $C_D = 1.25$ を用いて衝撃力を計算した¹⁶⁾。地すべり土塊の突入総長は1.0mとし、Manning係数 $n = 0.0$ ，流体の粘性係数 $\epsilon = 0.0$ ，ランピングパラメータ $e = 0.8$ ，タイムステップ値 Δt は地すべり突入時間内では 1.0×10^{-4} sec，それ以降は 1.0×10^{-3} secとした。

図-7(b)は、地すべり土塊が速度10, 20m/sで突入した場合を仮定し、抗力理論を適用した場合と適用しなかった場合の解析結果である。抗力理論を適用した場合は適用しなかった場合より同じ突入速度でも波高や遡上高が高く、造波速度が速いことが、また、同じ土塊突入距離でも、突入速度が速いほど波高や遡上高が高く、造波速度が速くなることが分かる。抗力理論を適用しない場合では、いずれも波高や遡上高及び、突入速度に関わらず造波速度はほぼ等しい。

遡上高と地すべり土塊の突入速度との関係をさらに解明するために、図-7(a)に示すモデルを用いて突入速度0.25~20m/sの範囲で数十パターンの解析を行い、図-8に解析結果を整理した。土塊速度と波速の比が1.0より小さい場合では抗力理論の適用・不適用に関わらず突入速度が速ければ遡上高が高くなる。また、抗力理論の適用・不適用のどちらにおいてもほぼ同じ遡上高比となり衝撃効果はあまり見られない。

土塊速度と波速の比が1.0より大きい時、抗力理論を適用しなかった場合では突入速度によらず遡上高はほとんど変わらない。確認のため突入速度を無限大としたモデル、すなわち計算初期条件として突入土塊総量分の水柱を与える隆起モデルで解析を行ったが、結果は突入速度10m/s, 20m/s時とほぼ同様である。一方、抗力理論

図-6 円柱崩壊
Fig. 6 The collapse of a water column

を適用した場合では、土塊速度が速ければ速いほど遡上高が高くなる。したがって、抗力理論を適用することで地すべり土塊の突入速度が波速より大きいときには突入速度に依存した造波現象を表現することができ、種々のすべり速度を有する地すべり土塊による造波解析が可能となったと考えている。

5. ダム貯水池モデルにおける予測シミュレーション

5.1 解析領域

図-9は複雑な地形を有する貯水池モデルの解析領域を示したものである。解析領域としては貯水池の最大水位時の領域とした。ここでは造波に対して最悪状態を想

定し、地すべり土塊が分散や流動化しないで剛体状で貯水池内へ突入するものとして解析を進めた。

図-10は提案手法を用いたダム貯水池モデルの要素分割図(節点総数5000点)である。要素分割は適合分割法によって水深を考慮したものとなっており、浅い水深の領域は細かい要素で、最大水深100mに近づくにつれ徐々に粗い要素となる。

5.2 解析条件

地すべり土塊の突入速度の大きさは、地形・地質・土質状態あるいは発生誘因により相違があって厳密な予測は容易ではない。ここでは、貯水池方向へ変動している地すべりを事例に、地すべり土塊量が $(L \times W \times D) 400$

(a) 地すべり土塊突入モデル

(a) Modeling of landslide inflow

抗力理論を適用しなかった場合

抗力理論を適用した場合

図-7 地すべり土塊突入による水面変動及び造波速度分布

Fig. 7 Run-up and velocity distribution of water waves due to a landslide

$m \times 100m \times 20m = 8 \times 10^5 m^3$, すべり面勾配及び斜面勾配が約20度で突入するモデルを設定した(図-11)。我が国の再活動型の地すべりの多くは, 数mm/年~数cm/日程度の緩慢な移動速度を示しているものが多い¹⁷⁾。しかし, 豪雨における崩壊型の地すべりや, 地震や火山活動に起因する地すべりの場合には瞬時に長距離を移動する場合があることは良く知られていることである^{5), 11), 18)}。そこで本解析では, このような高速で貯水池

に突入する場合を想定し, バイオントダムでの地すべり速度(20~30m/sec)を参考¹⁾として20m/secの突入速度を仮定して造波解析を行った。

計算条件としては, 地すべり土塊が突入してから停止するまでの時間を20secとし, タイムステップ値 Δt は地すべりが停止する20secまでは0.005sec, 20秒以降は1.0secとした。Manning係数は一般河道を想定して $n = 0.03$ ¹⁹⁾とした。抗力係数は松本ら(1998)⁷⁾が指摘してい

R, λ, V, h は図-9 (a) と同様である。

図-8 地すべり土塊突入による造波の斜面遡上
Fig. 8 Slope run-up of water waves due to a landslide

図-9 貯水池モデルの水域
Fig. 9 Modeling domain of the reservoir

るように多少問題が残るが、ここでは松本ら (1998)⁷⁾ および宮井ら (1983)¹⁶⁾ の報告を参考に $C_D = 1.5$ を使用した。水の粘性係数 $\epsilon = 0.0$ 、ランピングパラメータ $e = 0.8$ とした。

境界条件として、ダム堤体部では堤体に直交する方向の流量フラックス $U = 0$ と設定した。ダム上流部では、最上流部を流量フラックス $V = 0$ と設定した。

5.3 造波変動のシミュレーション

上述のような計算条件に基づいて、 $8 \times 10^5 \text{ m}^3$ の地すべり土塊が貯水池に滑り落ちる場合を想定した解析結果は以下のとおりである。

図-12は経過時間毎の波高の変化を示したものである。

図-10 貯水池モデルの要素分割
Fig. 10 The element generation of reservoir model

図-11 ダム貯水池への地すべり突入モデル
Fig. 11 Modeling of a landslide into a dam reservoir

土塊前方の波峰は地すべり土塊の貯水池への侵入に伴って地すべり移動方向へ前進する。地すべり土塊が貯水池に突入すると、地すべり土塊の移動方向直前では流体の造波速度が速く、約 6 m の波が発生し、逆に土塊先端の後方では水面が低下している。これは、突入土塊によって大きな衝撃力及び抗力を受けた多量の流体が前方に押しだされたために後方の水面が低下したと考えられる。この時点で側方ではやや小さい波 (2 m) が発生して第一波になっている。地すべり土塊突入の 25 秒後、土塊の運動方向対岸では造波が約 10 m 遡上し、その後、引き返し波が地すべりの発生地点で斜面遡上する。その直後には、波が側方に伝播し、第二波を形成しており、この第二波が第一波よりかなり強くなっている (図-12 (Time: 85sec) と図-13(b))。

図-13は、図-9に示した断面a-a'、断面b-b'の経過時間に伴う水面変化を示したものである。地すべり土塊の移動方向に設定した断面a-a'は移動方向に垂直な断面b-b'より波高が高いことがわかる。すなわち、断面a-a'は、断面b-b'に比較して地すべり土塊の移動方向と衝撃力の方向が一致するために、造波効率が高く、波高が高くなることを裏付けている。また、断面a-a'では、図

図-12 地すべり土塊が貯水池モデルに突入した場合のシミュレーション結果
Fig. 12 Simulation of water waves due to a landslide into a reservoir

図-13 貯水池モデルa-a', b-b'断面の水位変動
Fig. 13 Fluctuations of water level on cross section along a-a', b-b' line of the model reservoir

図-13 (a) の節点263の60秒後のように、地すべり発生地点で対岸からの引き返し波による高い遡上が発生している。対岸および地すべり発生地点で大きな波高による災害が発生する可能性が高いことを示している。

次に、図-9中の地すべり移動方向のリアス式海岸にみられるような地形狭窄部に相当する節点88地点での第

図-14 貯水池モデルの水位変動—節点88, 271—
Fig. 14 Fluctuations of water level on the model reservoir—Fig. 9 Node 88, 271—

一波は、地すべり土塊突入後の約70秒後に到達し、その高さは約5mに達している (図-12, 図-14(a))。こうした地形狭窄部での波の挙動は、リアス式海岸で津波の被害が大きいことと矛盾せず、非構造格子の要素分割の有利性が確認される。

図-14(b)は図-9中のダム堤体地点に相当する節点271の水位変動図である。第一波は地すべり土塊の押入後約120秒でダム堤体地点に到達するが、この時点での波高は小さい。約200秒後には第二波が到達し、ダム堤

体のピーク遡上は約1.5m程度のために, 仮定したダム高さを越流するには至らない。ダム堤体が地すべり発生地点より遠く, 地すべり運動方向の前面に位置していないために, 波の伝播が貯水池形状により屈曲し, 減衰するためと考えている。

6. むすび

貯水池における地すべり土塊の突入を起因とする造波現象を地すべりの衝撃や底面摩擦と河床変動による造波として考え, 浅水長波方程式に基づく有限要素法を用いて造波の発生・伝播および遡上を解析し, 提案手法の妥当性を確認するとともに, 現実的なスケールの貯水池モデルによって提案手法の適用性を検討した。得られた結論は以下のとおりである。

- 1) 地すべり土塊などが貯水池へ突入する際の既往の造波解析は, 衝撃に関してほとんど考慮されていない。本解析では基礎方程式へ河床隆起に加えて衝撃項, 界面摩擦項を導入した結果, 既往手法に比較して, 種々の突入速度による波高および遡上高のより現実的な造波解析が可能となった。
- 2) 複雑な領域の要素分割で利点を持つデローニー分割法に, 節点密度関数を導入した適合分割法を提案した。本手法を用いた場合では, 水深が浅い領域は細かい要素で, 水深が深い領域は粗い要素で分割され, 造波の波速を考慮した要素分割が可能となった。その結果, 本手法が計算精度の向上に有効であることが確認できた。
- 3) 我が国で一般的に存在するような規模の貯水池をモデルとした解析では, 造波の伝播が貯水池突入後の地すべり土塊の移動方向に大きく依存し, 地すべり移動方向の対岸側や地形の狭窄部において遡上による被災の可能性が高いことなどが示され, 複雑な地形と水深変化に対し, より現実的な造波の三次元な変化を得ることができた。これらは, 非構造格子による提案手法の有利性を示したものと見える。

今後の課題としては, CFL条件を検討し, 計算途中で適当なタイムステップ値を設定して計算効率を高める工夫と, 今回対象としていなかった地すべり発生機構及び地すべり流動に関する解析等が残されている。

謝辞

本研究を行うにあたり, 奥山ボーリング株式会社技術

開発室の今田由美子の協力を得た。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 野崎 保 (2001): バイオント地すべり災害の再検証, 地すべり, Vol. 38, No. 4, pp. 44-51.
- 2) 井上公夫 (2001): 島原大変肥後迷惑 (1792年の島原四月朔地震と眉山の大崩壊), なみふる, No. 26, 5p.
- 3) 片山信夫 (1980): 島原大変, 月刊地球, Vol. 2, No. 6, pp. 435-441.
- 4) D.Donald Davidson, Bruce L. McCartney (1975): Water Waves Generated by Landslides in Reservoirs, Proc. ASCE, Vol. 101, HY12, pp. 1489-1501.
- 5) 相田 勇 (1982): 山崩れによる津波, 海洋科学, Vol. 9, pp. 31-38.
- 6) 富樫宏由・平山康志・谷口祐治・松本慎市 (1992): 1792年有明海津波の再現性水理実験, 海岸工学論文集, Vol. 39, pp. 221-225.
- 7) 松本智裕・橋 和正・今村文彦・首藤伸夫 (1998): 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, Vol. 45, pp. 346-350.
- 8) 吉松弘行 (2001): 有限要素法による貯水池斜面の地すべりを起因とする造波解析, 地すべり, Vol. 38, No. 2, pp. 32-40.
- 9) 吉松弘行・桜庭雅明 (2002): 安定化有限要素法による地すべりを起因とする造波解析, 地すべり, Vol. 39, No. 2, pp. 45-53.
- 10) 矢川元基・半谷裕彦 (1994): 有限要素法の基礎, 朝倉書店, 219p.
- 11) Donald C. Raney, H. Lee Butler (1976): Landslide Generated Water Wave Model, Proc. ASCE, Vol. 102, HY9, pp. 1269-1282.
- 12) 川原睦人・竹内則雄・首藤伸夫 (1976): 2段階ラックス・ウエンドルフ有限要素法による潮汐流解析, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 498-501.
- 13) 登坂宣好・矢川元基 (1995): 計算力学 [IV] - 自由・移動境界の近似解析 -, 養賢堂, 266p.
- 14) 日本数値流体力学会有限要素法研究会編 (1998): 有限要素法による流れのシミュレーション, シュプリンガー・フェアラーク東京, 298p.
- 15) 谷口健男 (1992): FEMのための要素自動分割, 森北出版, 198p.
- 16) 宮井善弘・木田輝彦・仲谷仁志 (1983): 水力学, 森北出版, 199p.
- 17) 山田剛二・渡 正亮・小橋澄治 (1971): 地すべり・斜面崩壊の実態と対策, 株式会社山海堂, 580p.
- 18) Hermann M. Fritz, Willi H. Hager, Hans-Erwin Minor (2001): Lituya Bay Case Rockslide Impact and Wave Run-up, Science of Tsunami Hazards, Vol. 19, No. 1, pp. 3-22.
- 19) 建設省河川局監修, 社団法人日本河川協会編集 (1997): 建設省河川砂防基準(案)同解説 計画編, 山海堂, 222p.

(原稿受付2003年3月25日, 原稿受理2003年9月29日)