

iRICにおける固液混相流モデリングの高度化と 災害リスク評価への適用

富山大学 理工学研究部 木村 一郎
京都大学 防災研究所 竹林 洋史
北海道大学大学院 工学研究院 渡部 靖憲

iRICにおける固液混相流モデリングの高度化と 災害リスク評価への適用

Refinement of iRIC Solvers for Simulating Multiphase Flow to Assess the Risk of Natural Disasters

木村 一郎¹・竹林 洋史²・渡部 靖憲³

Ichiro KIMURA, and Hiroshi TAKEBAYASHI and Yasunori WATANABE

¹富山大学 理工学研究部 (都市デザイン学) 教授

²京都大学 防災研究所 准教授

³北海道大学 工学研究院 准教授

要 旨

河川災害を考える上で、水のみ流動を主因とする災害は比較的少なく、土砂、流木などの混相流の動態に起因するものが多い。これらの混相流を伴う災害は、突発的かつ大規模なものが多く、人命に対するリスクも大きい。本研究ではこれらの混相流を伴う災害を予測し、リスクを評価するための数値解析ツールをiRIC上のソルバーとして整備し、一般に供することを目的とする。本年度は、次の3つの視点で研究を遂行した。

一つ目は、2018年9月6日に北海道胆振東部で発生した地震に起因する厚真町吉野地区および厚真町高丘地区の泥流に関する現地調査結果を検討した。また細粒土砂の相変化を考慮した不飽和土石流モデルを構築するとともに、細粒土砂によって構成された地震時の泥流の流動特性を検討した。さらに、流域形状特性の異なる厚真町・吉野地区と厚真町・高丘地区の泥流の流動特性の違いを考察し、流動特性の違いに着目した土砂災害対策を検討した。

二つ目は、河川流により流送される流木に関するテーマである。流木は固・液混相流問題の一つと位置付けられ、多くの視点から検討が進められている。しかし、流木の河床への着床・堆積停止・再移動・再浮遊などの過程についての検討例は未だ少ない。そこで、平年二次元ソルバーであるNays2DHと流木のこれらの挙動を考慮したモデルを組み合わせたモデルを構築し、室内実験の結果と比較することでその妥当性を示した。

三つ目は、現在プレート境界間地震津波のみを想定して津波ソルバーであるiRIC-ELIMOを、海底地すべりによる津波には適応できるよう検討を実施したものである。昨年からの注目の高まる海底地すべり津波のモデルをいち早く導入し、過去津波の検証、将来海底地すべりによって発生し得る津波に対する対策を検討することが望まれている。本研究はこの目的に資するものである。

《キーワード：iRIC；混相流；土石流；不飽和土；流木，津波，海底地すべり》

1. 細粒土砂の相変化を考慮した不飽和土石流モデル（担当：竹林洋史）

(1) 概要

2018（平成30）年9月6日に北海道胆振東部で発生した地震により、北海道厚真町中心とした広い範囲で斜面崩壊が発生した。厚真町内の斜面の多くは粒径の小さい降下火砕物に覆われており、2016年4月に泥流が発生した熊本県阿蘇地方の山王谷川流域と表土の特性が似ている。厚真町高丘地区のように、谷地形の流域では流動性の高い土砂の移動が確認されている。また、一方向の斜面が長く続いている厚真町吉野地区においても、斜面裾から100m以上離れた場所まで到達しており、土砂の流動性が高いことがわかる。しかし、図1の2018年9月の厚真の日降水量の変化を示す。データが示すように、地震が発生した9月6日の前日に台風21号の影響によって、日雨量12mmの雨が降っている。しかし、この雨量では、斜面内の間隙を飽和できるのは表層から3cm程度であり、崩土を飽和させるには不十分な降水量である。

地震時に崩土が土石流・泥流化し、どのような流速・流動深の土石流・泥流となり、どれぐらいの時間で下流域の宅地に到達するかを予測することは、防災上非常に重要である。本研究では、2018（平成30）年9月6日に北海道胆振東部で発生した地震により発生した厚真町・吉野地区と厚真町・高丘地区の泥流に関する現地調査を実施する。また、細粒土砂の相変化を考慮した不飽和土石流モデルを構築するとともに、細粒土砂によって構成された地震時の泥流の流動特性を検討する。さらに、流域形状特性の異なる厚真町・吉野地区と厚真町・高丘地区の泥流の流動特性の違いを考察し、泥流の流動特性の違いに着目した土砂災害対策を検討する。

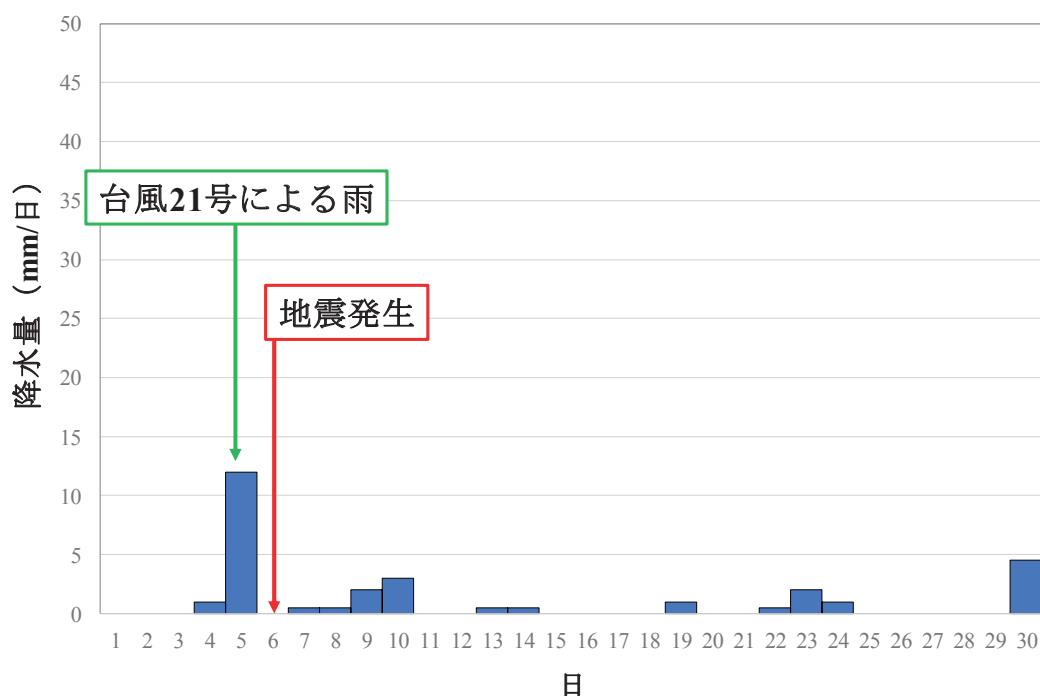


図1 2018年9月の厚真の日降水量（気象庁）

(2) 現地調査

a) 厚真町吉野地区の概要

図2に厚真町吉野地区の位置を示す。また、図3に被災直後にドローンによって撮影した厚真町吉野地区の写真を示す。厚真町吉野地区は、厚真町中心街から北東に4km程度に位置している。南東に面した斜面が1km程度続いている。斜面高さは90m～30m程度となっている。斜面勾配は30度程度である。斜面の一部は土砂災害警戒区域に指定されているが、土砂災害警戒区域および土砂災害危険箇所指定されていない斜面においても表層崩壊が発生した。斜面の土砂は、図4に示すような粒径の小さい降下火砕物で構成されている。

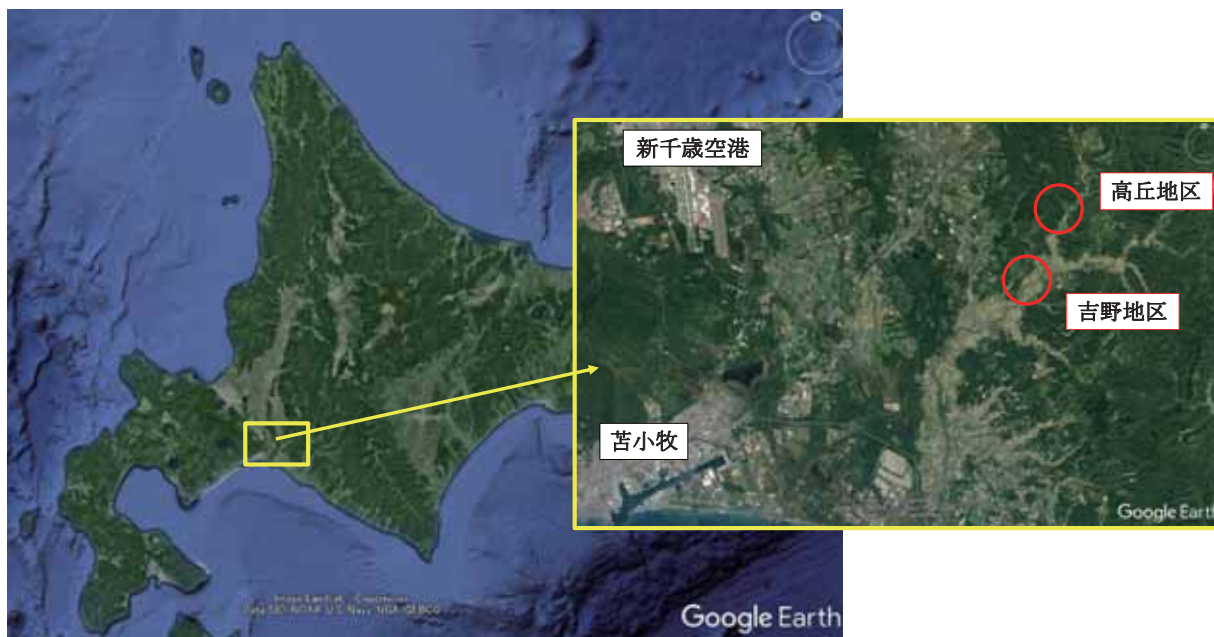


図2 厚真町吉野地区と高丘地区の位置



図3 被災直後の厚真町吉野地区（2018年9月9日）



図4 流出した降下火砕物

b) 厚真町吉野地区の泥流災害の現地調査

9月6日の地震時に発生した斜面崩壊により、斜面裾付近に存在した宅地まで到達する泥流が発生した。図5は、斜面の様子を示す。斜面上には、斜面上部から下部に向かって無数の線状の筋が見える。これは、土砂が流体となって斜面を流下したことを示すものと考えられる。また、崩壊斜面頂部には流下方向の長さ1m程度の幅で上述の線状の筋が見えない領域があり、この部分で斜面崩壊が発生したと考えられる。つまり、地震動によって崩壊斜面頂部において土砂が液状化し、有効応力が小さくなって斜面崩壊が発生、泥流として斜面を流下したことが予想される。

図6に泥流によって破壊された家屋を示す。家屋の一階は完全に破壊されている。二階については、構造は維持されているが損傷を受けていることがわかる。これらのことから、泥流は二階に到達する程度の深さで家屋に衝突したと考えられる。

図3に示すように、斜面を流下した泥流は、斜面裾に広がる平坦な農地に広く氾濫していることがわかる。これは、斜面に多くの水分が存在していたことを示す。しかし、本泥流は豪雨中に発生したものではなく、地震時に発生したものである。また、図1に示すように、前日に降雨が観測されているが、その量はそれほど大きくない。これは、熊本地震時に山王谷川で泥流が発生したときと同様の条件が考えられる。山王谷川では、斜面の材料が厚真町と同様に降下火砕物で構成されており、非常に水分保持特性が高かった。そこで、厚真町吉野地区でも斜面の体積含水率の測定を実施した。図7に体積含水率を測定した10月の日降水量を示す。図に示すように、日雨量2mmの降雨後に晴天が3日続いた状態で測定を実施した。また、斜面南東向きの日当たりの良い斜面である。図8に斜面における体積含水率の値を示す。図に示すように、体積含水率の値は40%～45%程度の値となっており、非常に高い値となっていることがわかる。これは、吉野地区の斜面は普段から多くの水分を含んでいることを示す。



図5 斜面崩壊・泥流が発生した斜面の様子



図6 被災した家屋

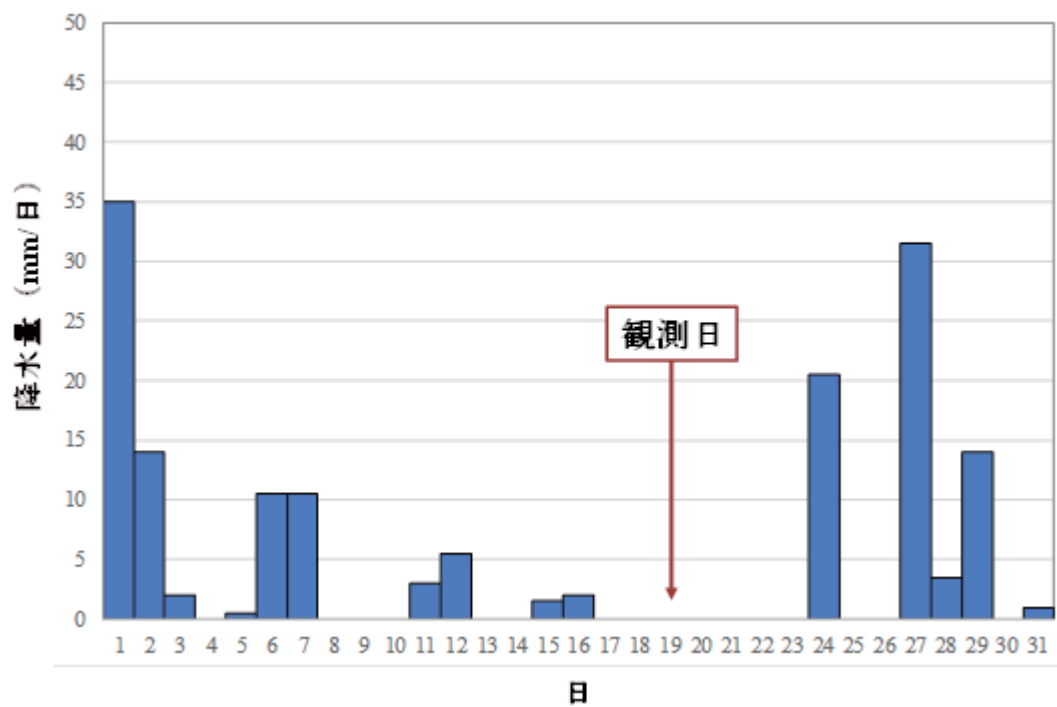


図7 2018年10月の厚真の日降水量 (気象庁)



図8 斜面の体積含水率

c) 厚真町高丘地区の概要

図2に厚真町高丘地区の位置を示す。また、図9に被災直後にドローンによって撮影した厚真町高丘地区の写真を示す。厚真町高丘地区は、吉野地区からさらに北東に3km程度に場所に位置している。高丘地区は、明確な溪流が存在し、楕円状の平面形状を有する流域から水が集まる形状となっている。斜面勾配は35度程度である。流域内に土砂災害警戒区域および土砂災害危険箇所指定されている場所はない。斜面の土砂は、吉野地区と同様に粒径の小さい降下火砕物で構成されている。



図9 高丘地区の斜面崩壊

d) 厚真町高丘地区の泥流災害の現地調査

9月6日の地震時に発生した斜面崩壊により、溪流出口に存在する農地および河川まで到達する泥流が発生した。図9に示すように、非常に多くの斜面崩壊が発生しており、流域内にほぼ全ての斜面で崩壊が発生している。個々の斜面の幅は狭く、崩土は泥流化して斜面下端の小規模な溪流に流れ込み、小規模な溪流に流れ込んだ泥流はさらに下流の規模の大きい溪流に流れ込んだ後、図10に示すように、溪流出口から農地に氾濫している。農地に氾濫した泥流は、農地の西側を流れる河川に流れ込み、河道閉塞を発生させている。斜面裾の溪流には多くの土砂および流木が堆積しており、溪流の勾配が非常に緩やかであることがわかる。また、これらの土砂が今後の出水で流出する危険性があることがわかる。



図10 高丘地区の農地に氾濫し、河道を閉塞させた泥流

(3) 数値シミュレーションの概要

本解析では、水深平均された平面二次元流れの支配方程式を用いる。デカルト座標系と一般座標系との関係は、以下のようである。

$$J = \frac{1}{\begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \xi} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \eta} \end{pmatrix}} \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = J \frac{\partial y}{\partial \eta} \quad (1-2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -J \frac{\partial y}{\partial \xi} \quad (1-3)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} = -J \frac{\partial x}{\partial \eta} \quad (1-4)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial y} = J \frac{\partial x}{\partial \xi} \quad (1-5)$$

ここに、 ξ と η は一般座標系における流下方向と横断方向の座標であり、 x と y はデカルト座標系での座標である。

水及び土砂の混合物の質量保存則は地盤の間隙の水による飽和度 S_r の変化を考慮した以下の式を用いる¹⁾。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{hU}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{hV}{J} \right) = \frac{E}{c_* J} \left(1 - (1 - c_*) \left(1 - \frac{S_r}{100} \right) \right) \quad (2)$$

ここに、 t は時間、 z は水位である。表面流の水深は h である。 U と V は ξ と η 方向における反変速度成分であり、以下のように定義される。

$$U = \frac{\partial \xi}{\partial x} u + \frac{\partial \xi}{\partial y} v \quad (3)$$

$$V = \frac{\partial \eta}{\partial x} u + \frac{\partial \eta}{\partial y} v \quad (4)$$

ここに、 u と v は x と y 方向における流速成分、 c_* は静止堆積層の砂礫の堆積濃度、 E は河床の浸食速度であり、以下の式³⁾を用いる。

$$\frac{E}{\sqrt{u^2 + v^2}} = c_* \tan(\theta - \theta_e) \quad (5)$$

ここに、 θ は流動方向の河床勾配であり、以下の関係がある。

$$\sin \theta = \frac{u \sin \theta_x + v \sin \theta_y}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad (6)$$

ここに、 θ_x は x 方向の河床勾配、 θ_y は y 方向の河床勾配である。 θ_e は水及び土砂の混合物中の鉛直平均土砂濃度 \bar{c} に関する流動方向の平衡河床勾配であり、以下の関係がある。

$$\tan \theta_e = \frac{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \bar{c}}{\left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \bar{c} + 1} \frac{h_s}{h} \tan \phi_s \quad (7)$$

ここに、 ϕ_s は土砂の内部摩擦角である。流体中の土砂の質量保存則は以下のようである。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{c}h}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\bar{c}hU}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\bar{c}hV}{J} \right) = \frac{E}{J} \quad (8)$$

運動量保存則は以下のようである。

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{hU}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(U \frac{hU}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(V \frac{hU}{J} \right) \\
& - \frac{hu}{J} \left(U \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + V \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \right) - \frac{hv}{J} \left(U \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right) + V \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \right) \\
& = -gh \left(\frac{1}{J} \left(\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\partial z_b}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial z_b}{\partial \eta} \right) \\
& - \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{1}{J} \left(\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\partial P}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) - \frac{\tau_{b\xi}}{\rho_m J}
\end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{hV}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(U \frac{hV}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(V \frac{hV}{J} \right) \\
& - \frac{hu}{J} \left(U \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + V \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right) - \frac{hv}{J} \left(U \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + V \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \right) \\
& = -gh \left(\frac{1}{J} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial z_b}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \left(\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\partial z_b}{\partial \eta} \right) \\
& - \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{1}{J} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial P}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \left(\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \right) \frac{\partial P}{\partial \eta} \right) - \frac{\tau_{b\eta}}{\rho_m J}
\end{aligned} \tag{10}$$

ここに、 g は重力、 z_b は河床位である。 P は圧力であり、以下の関係を用いる。

$$P = \int_0^h \rho_m g (h - z) \cos \theta dz \tag{11}$$

ここに、 z は鉛直方向の軸である。 ρ_m は以下の関係がある。

$$\rho_m = (\sigma - \rho) \bar{c} + \rho \tag{12}$$

ここに、 ρ は間隙流体の密度、 σ は土砂の密度である。本解析では、細粒土砂の相変化を考慮する。細粒土砂は水と混合して運動すると液体のように振る舞う。そのため、本研究では0.2mm以下の細粒土砂は液化するとし、間隙流体の密度を水と0.2mm以下の細粒土砂の混合物の密度とした。例えば、静止堆積濃度が0.6で0.2mm以下の土砂が40%含まれている場合、土砂の密度が2.65g/cm³であれば、泥流の土砂濃度は0.36となり、間隙流体の密度は1.62g/cm³となる。これらの影響は、平衡勾配の値などの現れ、平衡勾配が小さくなるため、泥流が低勾配領域まで輸送されることとなる。

$\tau_{b\xi}$ と $\tau_{b\eta}$ は ξ と η 方向における反変掃流力成分であり、以下のように定義される。

$$\tau_{b\xi} = \frac{\partial \xi}{\partial x} \tau_{bx} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \tau_{by} \tag{13}$$

$$\tau_{b\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial x} \tau_{bx} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \tau_{by} \tag{14}$$

ここに、 τ_x と τ_y は x と y 方向におけるの掃流力成分であり、以下のものである。

$$\tau_{bx} = \left\{ \tau_y + \rho f_b (u^2 + v^2) \right\} \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}} \tag{15}$$

$$\tau_{by} = \left\{ \tau_y + \rho f_b (u^2 + v^2) \right\} \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad (16)$$

ここに、 τ_y は降伏応力であり、以下の関係²⁾を用いる。

$$\tau_y = \left(\frac{\bar{c}}{c_*} \right)^{\frac{1}{n}} (\sigma - \rho) \bar{c} g h \cos \theta \tan \phi_s \quad (17)$$

ここに、 n は常数であり、ここでは5を用いる。 f_b は抵抗係数であり、土石流の場合の以下の関係を用いる。

$$f_b = 72\alpha^2, \quad \alpha = \frac{\kappa}{6} \quad (\text{乱流域}) \quad (18)$$

$$f_b = \frac{25}{4} \left\{ k_f \frac{(1-\bar{c})^{\frac{5}{3}}}{\bar{c}^{\frac{5}{3}}} + k_d \frac{\sigma}{\rho} (1-e^2) \bar{c}^{-\frac{1}{3}} \right\} \left(\frac{h}{d} \right)^{-2} \quad (\text{層流域})^2 \quad (19)$$

ここに、 $k_f=0.16$ 、 $k_d=0.0828$ 、 e は粒子の反発係数、 d は土砂の平均粒径である。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{z_b}{J} \right) = - \frac{E}{c_* J} \quad (20)$$

ここに、 t は時間、 z は水位である。表面流の水深は h である。 U と V は ξ と η 方向における反変速度成分であり、以下のように定義される。

(4) 解析条件

図11と図12に解析に用いた地形データのコンター図を示す。地形データは吉野地区も高丘地区も国土地理院のHPで公開されている被災前に測定されたものであり、平面的に5mの解像度のDEMデータである。解析領域は、両地区とも縦横断方向平均2mのメッシュを用いた。また、斜面に沿って流体が流れた痕跡が無数に確認できるため、崩壊が斜面上部で発生すると仮定した。なお、場所ごとの斜面崩壊発生時刻は不明のため、全ての斜面で崩壊が同時に発生すると仮定している。

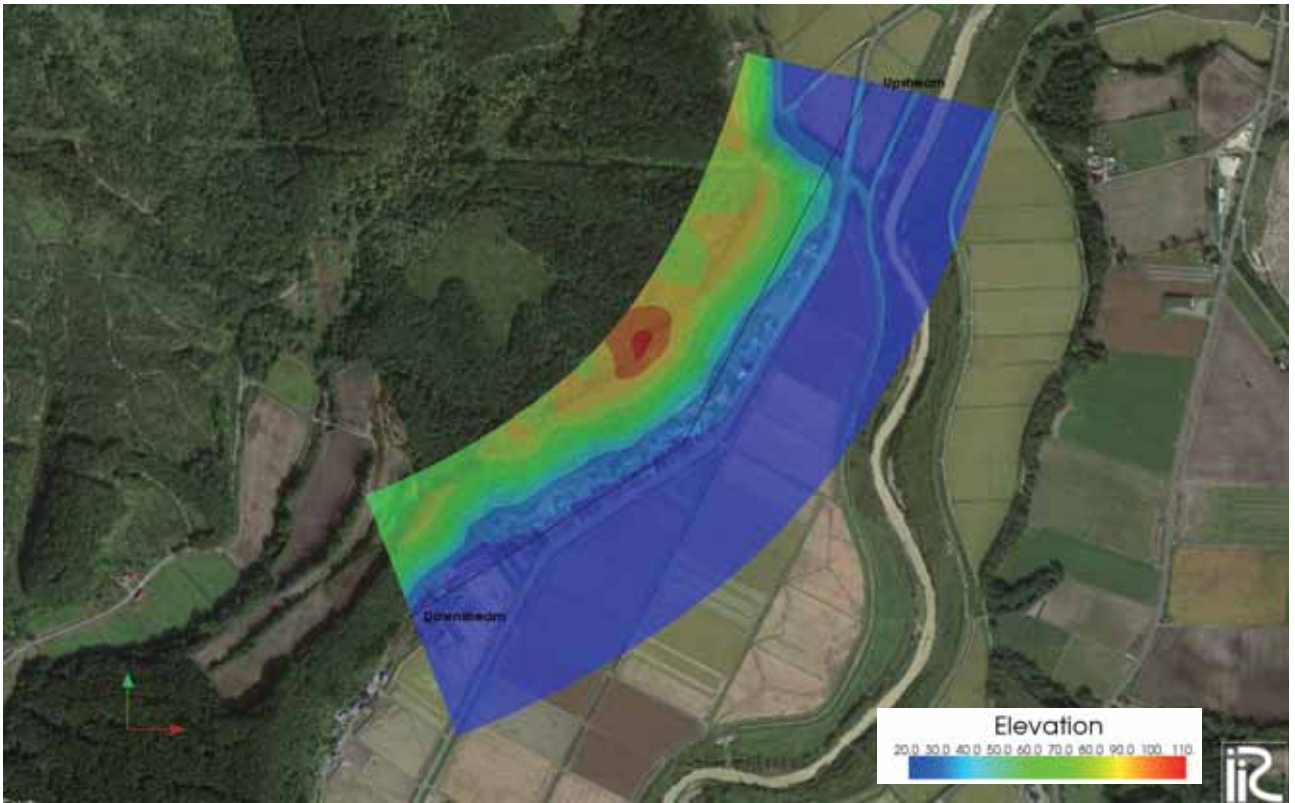


図11 吉野地区の解析領域と地盤高さ

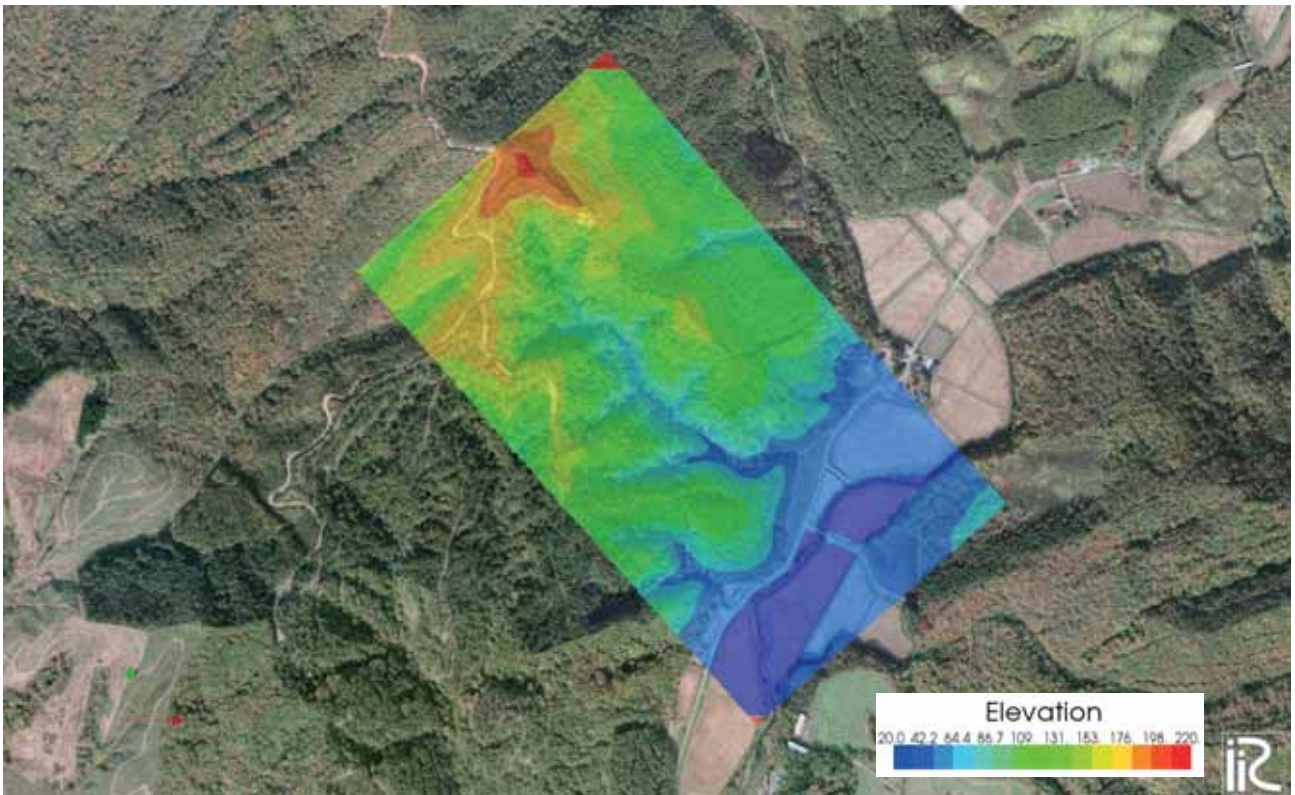


図12 高丘地区の解析領域と地盤高さ

(5) 解析結果

図13に吉野地区の泥流の深さの時間的な変化を示す。図に示すように、泥流は時間とともに規模を拡大させながら斜面を下り、約6秒で家屋に到達している。斜面を下り流す流速は13.5m/sであった。また、家屋到達時の深さは、家屋衝突による迫り上がりなどもあり、約6mと非常に深くなっている。流出した泥流は農地に広がっており、概ね氾濫範囲は評価できている。

本土砂災害は地震起源であり、事前避難が困難であること、斜面崩壊発生からわずか6秒で宅地に泥流が到達していることを考えると、泥流発生後の避難も困難である。そのため、水分保持機能の高い細粒の降下火砕物で構成されている表土を有する斜面付近に家屋を建設することはできる限り避けることが重要と考えられる。

図14に高丘地区の泥流の深さの時間的な変化を示す。図に示すように、泥流は時間とともに規模を拡大させながら斜面を下り、数秒で斜面下部の溪流に到達している。吉野地区よりも斜面が急であるため、斜面を下り流す流速は吉野地区よりも速い17m/sであった。ただし、溪流内の縦断勾配が非常に緩いため、溪流内の泥流の移動は非常に遅く、溪流出口に泥流が到達したのは、斜面崩壊発生から150秒後であった。その後、泥流は農地を約3m/sの速度で緩やかに広がっていき、河道に到達して河道閉塞を発生させた。

このように、高丘地区は、斜面崩壊発生後に農地や家屋が存在する溪流出口に泥流が到達するまでの時間が長く、斜面崩壊発生後に避難することが可能である。また、泥流の氾濫発起点が溪流出口で固定されているため、溪流出口から溪流の流下方向に対して直角方向に20m～30m離れば、泥流が流れてこないことがわかる。つまり、高丘地区については、このような泥流の流動特性を把握していれば、人的被害は大きく減少させることができると考えられる。

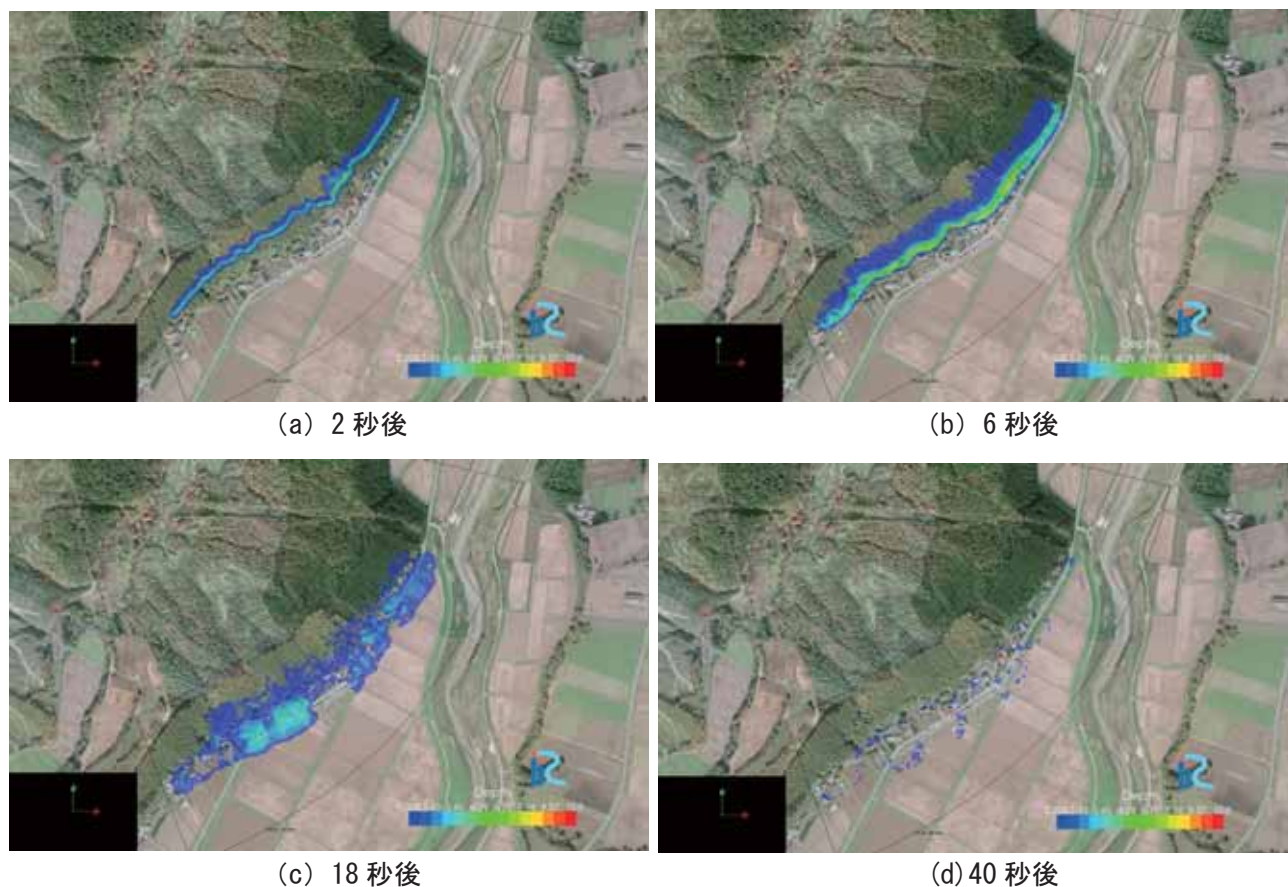


図13 吉野地区の流動深の時空間的な変化



(a) 2 秒後

(b) 10 秒後



(c) 30 秒後



(d) 80 秒後



(e) 150 秒後



(f) 190 秒後

図14 高丘地区の流動深の時空間的な変化

(6) 本章のまとめ

2018（平成30）年9月6日に北海道胆振東部で発生した地震により発生した厚真町吉野地区および厚真町高丘地区の泥流に関する現地調査の結果を検討した。また、細粒土砂の相変化を考慮した不飽和土石流モデルを構築するとともに、細粒土砂によって構成された地震時の泥流の流動特性を検討した。さらに、流域形状特性の異なる厚真町・吉野地区と厚真町・高丘地区の泥流の流動特性の違いを考察し、泥流の流動特性の違いに着目した土砂災害対策を検討した。

9月6日の地震時に発生した斜面崩壊により、厚真町吉野地区では斜面裾付近に存在した宅地まで到達する泥流が発生した。斜面上には無数の線状の筋が見え、土砂が流体となって斜面を流下したと考えられる。つまり、地震動によって崩壊斜面頂部において土砂が液状化し、有効応力が小さくなって斜面崩壊が発生、泥流として斜面を流下したことが予想された。また、斜面を流下した泥流は、斜面裾に広がる平坦な農地に広く氾濫しており、斜面に多くの水分が存在していたと考えられる。現地調査によると、斜面における体積含水率の値は40%～45%程度の値となっており、非常に高い値となっていた。これは、吉野地区の斜面は普段から多くの水分を含んでいることを示す。

数値シミュレーションにより、吉野地区では、泥流は時間とともに規模を拡大させながら斜面を流下し、約6秒で家屋に到達している。斜面を流下する流速は13.5m/sであった。本土砂災害は地震起源であり、事前避難が困難であること、斜面崩壊発生からわずか6秒で宅地に泥流が到達していることを考えると、泥流発生後の避難も困難である。一方、高丘地区では、溪流内の縦断勾配が非常に緩いため、溪流内の泥流の移動は非常に遅く、溪流出口に泥流が到達したのは、斜面崩壊発生から150秒後であった。そのため、高丘地区は、斜面崩壊発生後に農地や家屋が存在する溪流出口に泥流が到達するまでの時間が長く、斜面崩壊発生後に避難することが可能である。

参考文献（第1章分）

- 1) 竹林洋史・藤田正治：2016年4月熊本地震時に発生した山王谷川の土石流の流動特性山王谷川の土石流の流動特性, 土木学会論文集B1(水工学) Vol.74, No.5, I_1093-I_1098, 2018.
- 2) 江頭進治・伊藤隆郭：土石流の数値シミュレーション, 日本流体力学会数値流体力学部門Web会誌, 第12巻, 第2号, pp. 33-43, 2004.

2. 流木の堆積と再浮上を考慮した流木モデル（担当：木村一郎）

(1) 概要

近年、国内外で流木によるさまざまな災害が問題となっている。流木の挙動のうち、特に浅い流域における流木の河床への着床と再浮上、それに伴う河床変動に関する動的挙動については研究があまり進展しておらず、不明な点が多い。加えて、根が存在する流木については、さらにその挙動が複雑となる。本研究では、このような現象を再現できる数値解析モデルを構築するものである。図1は、イタリアのタリアメント川の航空写真である。多量の流木が砂州上に堆積している様子が確認できる。一方、図2はわが国の2017年九州北部豪雨災害時の流木の住宅地近傍への堆積の状況である。このような現象を適切に予測するツールの開発が急務であり、本研究はその基盤となる技術の構築を目指すものと位置付けられる。

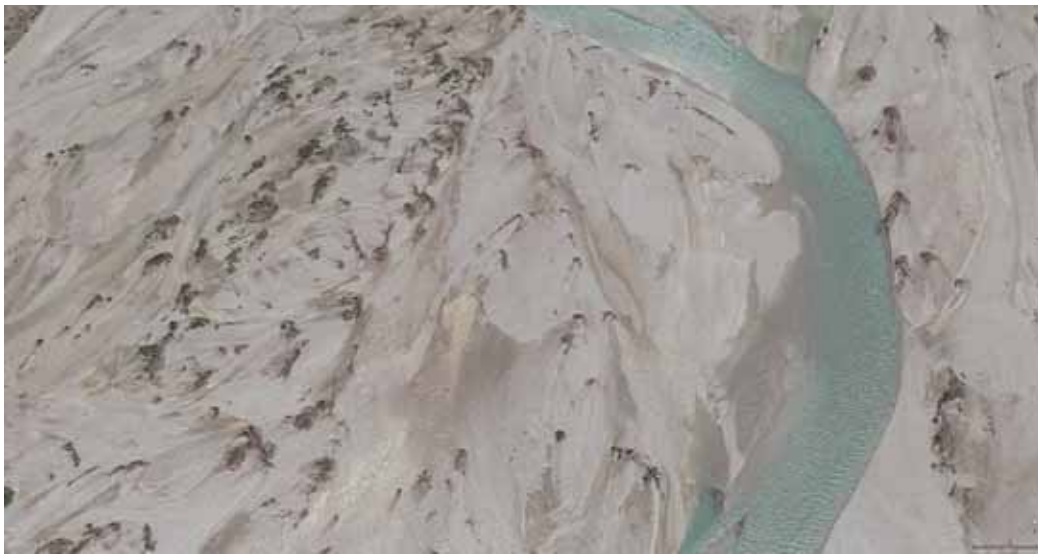


図1 タリアメント川（イタリア）における流木の砂州上の堆積状況



図2 九州北部水害（2017）における住宅地付近への流木の堆積状況

(2) 液相（水流）のモデル

数値解析モデルのうち、液相のモデリングについては、河川の流れ解析や河床変動解析で多用される平面二次元モデルを用いる。具体的にはiRIC, Nays2Dの流れ解析部分をほぼそのまま用いる。このモデルの基礎式は次の通りである¹⁾。

連続式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{hU_\xi}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{hU_\eta}{J} \right) = 0 \quad (1)$$

運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_\xi}{\partial t} + U_\xi \frac{\partial U_\xi}{\partial \xi} + U_\eta \frac{\partial U_\xi}{\partial \eta} + \alpha_1 U_\xi U_\xi + \alpha_2 U_\xi U_\eta + \alpha_3 U_\eta U_\eta \\ = -g \left[\left(\xi_x^2 + \xi_y^2 \right) \frac{\partial H}{\partial \xi} + \left(\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y \right) \frac{\partial H}{\partial \eta} \right] \\ - C_f \frac{U_\xi}{hJ} \sqrt{\left(\eta_y U_\xi - \xi_y U_\eta \right)^2 + \left(-\eta_x U_\xi + \xi_x U_\eta \right)^2} + D_\xi \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_\eta}{\partial t} + U_\xi \frac{\partial U_\eta}{\partial \xi} + U_\eta \frac{\partial U_\eta}{\partial \eta} + \alpha_1 U_\xi U_\xi + \alpha_2 U_\xi U_\eta + \alpha_3 U_\eta U_\eta \\ = -g \left[\left(\eta_x \xi_x + \eta_y \xi_y \right) \frac{\partial H}{\partial \xi} + \left(\eta_x^2 + \eta_y^2 \right) \frac{\partial H}{\partial \eta} \right] \\ - C_f \frac{U_\eta}{hJ} \sqrt{\left(\eta_y U_\xi - \xi_y U_\eta \right)^2 + \left(-\eta_x U_\xi + \xi_x U_\eta \right)^2} + D_\eta \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 ξ, η ：一般曲線座標系の空間座標、 t ：時間、 g ：重力加速度、 H ：水位、 h ：水深、 D_ξ, D_η ：レイノルズ応力の ξ, η 方向成分、 ν_t ：渦動粘性係数、 U_ξ, U_η ：流速の ξ, η の反変成分をそれぞれ表す。反変成分と物理デカルト座標成分の流速ベクトルの変換は次のチェインルールに従う。

$$\xi_x = \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad \xi_y = \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad \eta_x = \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad \eta_y = \frac{\partial \eta}{\partial y}, \quad (4)$$

$$x_\xi = \frac{\partial x}{\partial \xi}, \quad x_\eta = \frac{\partial x}{\partial \eta}, \quad y_\xi = \frac{\partial y}{\partial \xi}, \quad y_\eta = \frac{\partial y}{\partial \eta}$$

$$U_\xi = \xi_x u + \xi_y v, \quad U_\eta = \eta_x u + \eta_y v \quad (5)$$

ここに、 x, y ：デカルト座標系、 u, v ：水深平均流速の x, y 方向デカルト座標成分、 $\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y, x_\xi, x_\eta, y_\xi, y_\eta$ ：座標返還メトリックを表す。デカルト座標と一般曲座標の変換のために、次のヤコビアン J と変換の係数 $(\alpha_1 - \alpha_6)$ を次のように定義する。

$$J = \frac{1}{x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi} \quad (6)$$

$$\alpha_1 = \xi_x \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} + \xi_y \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2}, \quad \alpha_2 = 2 \left(\xi_x \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \xi_y \frac{\partial^2 y}{\partial \xi \partial \eta} \right), \quad \alpha_3 = \xi_x \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} + \xi_y \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} \quad (7)$$

$$\alpha_4 = \eta_x \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} + \eta_y \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2}, \quad \alpha_5 = 2 \left(\eta_x \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \eta_y \frac{\partial^2 y}{\partial \xi \partial \eta} \right), \quad \alpha_6 = \eta_x \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} + \eta_y \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} \quad (8)$$

レイノルズ応力成分については次のようにあらわされる.

$$D_\xi = \left(\xi_x \frac{\partial}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left[\nu_t \left(\xi_x \frac{\partial U_\xi}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial U_\xi}{\partial \eta} \right) \right] + \left(\xi_y \frac{\partial}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left[\nu_t \left(\xi_y \frac{\partial U_\xi}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial U_\xi}{\partial \eta} \right) \right] \quad (9)$$

$$D_\eta = \left(\xi_x \frac{\partial}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left[\nu_t \left(\xi_x \frac{\partial U_\eta}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial U_\eta}{\partial \eta} \right) \right] + \left(\xi_y \frac{\partial}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left[\nu_t \left(\xi_y \frac{\partial U_\eta}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial U_\eta}{\partial \eta} \right) \right] \quad (10)$$

C_f は底面摩擦係数であり, 次のマニングの式で表される.

$$C_f = \frac{gn_m^2}{h^{1/3}} \quad (11)$$

式 (9), (10) の中の渦動粘性係数については, 次のゼロ方程式モデルにより与える.

$$\nu_t = \frac{\kappa}{6} A_c u_* h + B_c \quad (12)$$

ここに, κ : はカルマン定数(=0.4)である. また, A_c , B_c はモデル定数であり, 本研究では前者は1, 後者は0とした.

以上が液相のモデルの基礎式である. 基礎式のより詳細な解説や, 離散化の方法等については Nays2DHのマニュアル (www.i-ric.org/) を参照されたい.

(3) 固相 (流木) のモデル

a) 水流中の二次元球体移動のラグランジュ方程式

流木の移動のモデルとしては, 粒子を球体の接続で表したモデルを用いる. 各時間ステップごとに, まず構成球体一個一個を拘束を無視して個別に移流させる. これには, 次の水流中の球体の二次元ラグランジュ方程式を用いる.

$$\sigma A_3 d^3 \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \begin{cases} \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{wa} + \mathbf{F}_{am} - \mathbf{F}_{bed}, & \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{wa} + \mathbf{F}_{am} > \mathbf{F}_{bed} \\ 0, & \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{wa} + \mathbf{F}_{am} \leq \mathbf{F}_{bed} \end{cases} \quad (13)$$

各項は次のように表される⁶⁾.

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} C_D \rho \lambda_{A-sub} A_2 d^2 |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p) \quad (14)$$

$$\mathbf{F}_{wa} = \rho \lambda_{V-sub} A_3 d^3 \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) \quad (15)$$

$$\mathbf{F}_{am} = C_M \rho \lambda_{V-sub} A_3 d^3 \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \right) \quad (16)$$

$$\mathbf{F}_{\text{bed}} = \begin{cases} 0 & , h > h_c \\ \mu A_3 d^3 (\sigma - \lambda_{V\text{-sub}} \rho) g, & h \leq h_c \end{cases} \quad (17)$$

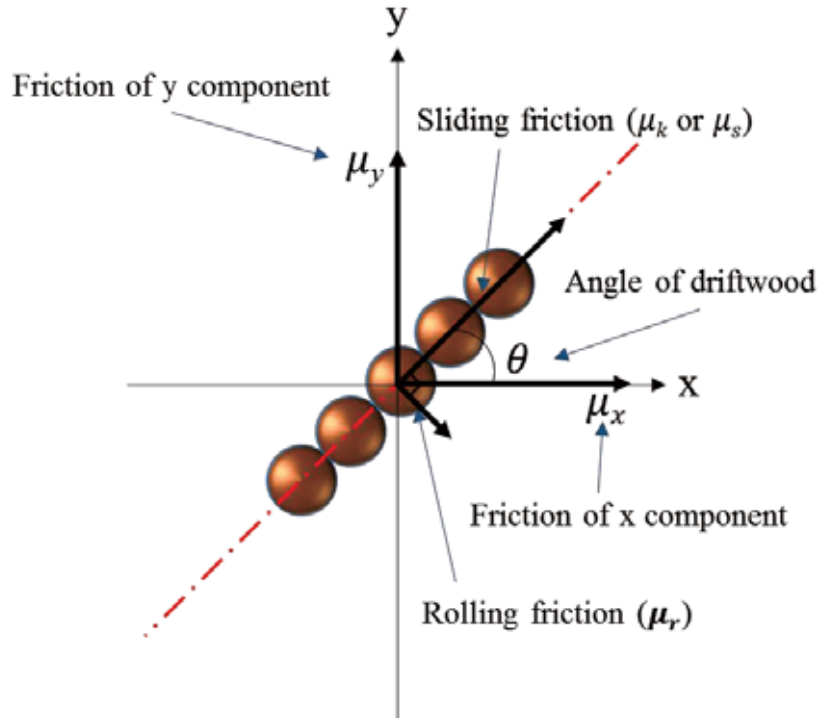


図3 非等方摩擦係数の説明

b) 河床と流木の摩擦のモデリング^{2),3),4),5)}

式 (17) 中の流木と底面の摩擦係数 μ は、流木の軸方向の移動と横断方向の移動ではその大きさが全く異なる。これは、横断方向の移動は転がり運動であるのに対し、軸方向の移動はスライド運動であるためである。この非等方的な摩擦係数を考慮し、x, y方向の摩擦係数を次のようにあらわす(図3を参照)。

$$\mu_x = \sqrt{(n\mu_{s\text{ or }k})^2 \cos^2 \theta + \mu_r^2 \sin^2 \theta} \quad (18)$$

$$\mu_y = \sqrt{(n\mu_{s\text{ or }k})^2 \sin^2 \theta + \mu_r^2 \cos^2 \theta} \quad (19)$$

ここに、 ρ : 水の密度、 σ : 流木の密度、 C_M : 質量付加係数 ($C_M = 0.5$ とした)、 C_D : 抗力係数、 A_2 : 二次元形状係数 (球の場合、 $\pi/4$ となる)、 A_3 : 三次元形状係数 (球の場合、 $\pi/6$ となる)、 d : 球の直径、 u : 球体近傍の流速、 \mathbf{u}_p : 球体の移動速度ベクトル、 ν : 動粘性係数、 t : 時間、 g : 重力加速度、 μ_x 、 μ_y : 摩擦係数のx, y方向成分、 θ : 流木の角度 ($\theta = 0$ は流木がx軸方向に一致する場合を意味する。)、 n : 流木構成球体数、 $\mu_{s\text{ or }k}$: 滑動摩擦係数 (s = 静止摩擦係数、 k = 動摩擦係数)、 \mathbf{F}_{bed} : 河床摩擦力項、 $\lambda_{A\text{-sub}}$: 球体の流れ方向投影面積の湿潤比率、 $\lambda_{V\text{-sub}}$: 球体堆積のうち喫水より下の部分の体積の比率、 \mathbf{F}_D : 抗力項、 \mathbf{F}_{wa} : 周囲流体の加速項、 \mathbf{F}_{am} : 不可質量項、 h_c : 流木における臨界喫水 (流木構成球体の下端が河床に接する限界の水深) をそれぞれ表す。本研究で用いた摩擦係数の一覧を表1に示した。

一方、前述の水流の運動量方程式には次の流木からの抗力の反力項を付加する．すなわち，Two-way型のモデリングとする．

$$\mathbf{F}_{dr} = -\frac{1}{2} \rho C_D \frac{1}{h A_{cell}} \sum_{n=1}^{N_{cell}} A_n \left| \mathbf{u}^i - \mathbf{u}_p^i \right| \left(\mathbf{u}^i - \mathbf{u}_p^i \right) \quad (20)$$

ここに、 A_n ：流木の流れ方向に対する投影面積、 A_{cell} ：流動解析計算格子セルの面積、 i ：流木構成粒子数である．

流木同士の衝突を考慮するには球体粒子相互に対して個別要素法を用いることが可能である．手法そのものは比較的単純であるが、個別要素法を用いると、特に流木数が大きい場合、計算機負荷が大きくなる．本研究では流木同士の衝突は簡単のため無視する．

表1 用いた摩擦係数

摩擦係数	値
静止滑動摩擦係数 (μ_s)	0.4
動滑動摩擦係数 (μ_k)	0.05
転動摩擦係数 (μ_r)	0.001

c) 喫水と河床への接触判定

流木の挙動で浮力が重要な役割を担う．水深が十分大きい場合、重力と浮力がバランスし、流木は水面吹きに浮いた状態となる．一方、水深が浅くなると状況によって流木は河床に接触し、河床からの反力の影響を受ける．水深がごく浅くなると、もしも根が片側に存在する場合、流木は傾いた状態で河床に着床する．これらの挙動のモデリングについて、次に述べる．

流木と河床の相互作用の有無を考慮する場合、まず、水深が十分大きい場合の喫水（水面から流木底面までの鉛直方向距離）を計算する必要がある．この喫水より水深が大きいと流木は河床に接触せず、もしもこれより小さいと流木は河床に接触する．そこで、水深が十分大きい場合の流木の喫水に相当する水深を臨界水深（critical draft for wood motion：CDM）と本研究では定義する．

水深が十分大きい場合、流木の水面以下の部分の体積は、重力と浮力の平衡状態を考慮することにより、次式で計算される．

$$V_e \rho_w = W_d, \quad W_d = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_d \quad (21)$$

ここに、 r ：流木構成粒子の半径、 W_d ：流木構成粒子の質量、 V_e ：粒子の水面以下の部分の体積である（図4参照）．

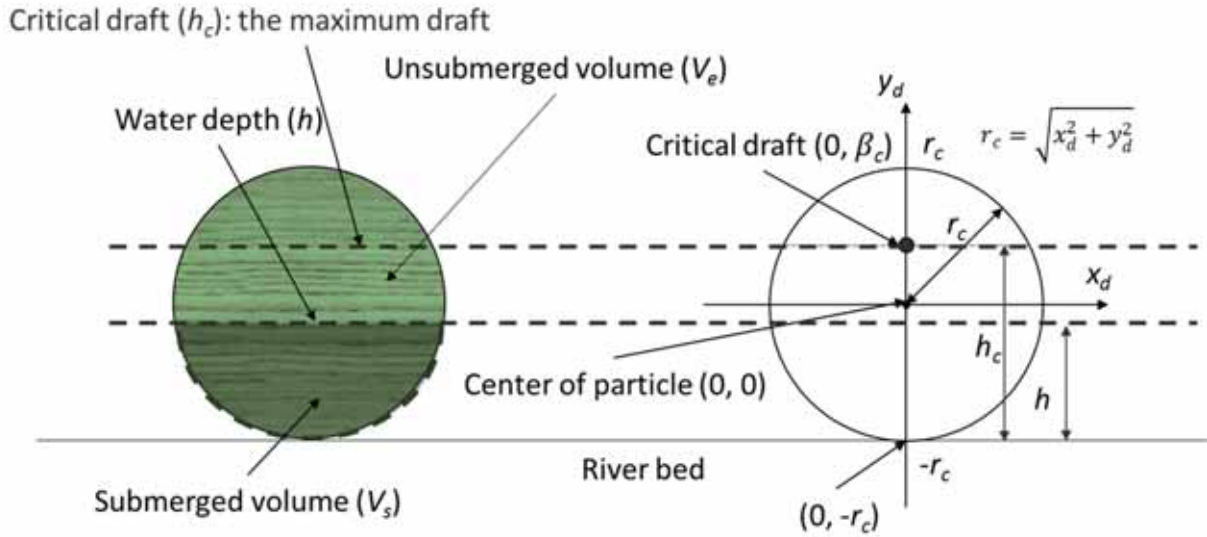


図4 流木の喫水と臨海水深（CDM）の関係

式 (21) より，最大水面下体積 (V_e) が計算できる．一方，水面以上の体積については，次式で計算できる．

$$V_s = \int_r^{a_c} f(y)^2 \pi dy, \quad (22)$$

$$f(y) = +\sqrt{r^2 - y^2} = \pi \int_r^{a_c} r^2 - y^2 dy = \pi \left[r^3 y - \frac{1}{3} y^3 \right]_r^{a_c} = \pi \left[\left(r^2 a_c - \frac{1}{3} a_c^3 \right) - \left(r^3 - \frac{1}{3} r^3 \right) \right]$$

水面下の体積 V_e は，次式で求められる．

$$V_e = V_t - V_s, \quad V_t = \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (23)$$

ここに， V_s ：流木構成粒子の水面下の体積， V_t ：流木構成粒子の体積， a_c ：粒子中心から水面までの距離である（図4参照）．これらの式から臨海水深CDが求められる．

根が存在する流木の場合は，流木の一端の粒子の直径を他の粒子の直径よりも大きく設定（本研究の場合は2倍）することで表現する．

(4) 液相-固相相互作用のモデリング

本研究では，水流の計算には計算格子を用いたオイラー型モデルを，流木の計算にはラグランジュ型のモデル^{8,9,10}を用いており，相互作用の取り扱いには両者を結合する工夫が必要である．まず，粒子位置の流速，水深などの物理量を内挿により与える必要がある．これには，次のような支配エリアに逆数に重みづけさせる方法を用いる．

$$F_{ip} = \frac{\sum_{k=1}^4 F_k}{\sum_{k=1}^4 \frac{A_k}{1}} \quad (24)$$

$$A_1 = l_a \times l_b, \quad A_2 = l_a \times (1 - l_b), \quad A_3 = (1 - l_a) \times (1 - l_b), \quad A_4 = (1 - l_a) \times l_b \quad (25)$$

ここに、 F_{ip} ：粒子位置における物理量の内挿値、 F_1 – F_4 ：格子位置における物理量の値（定義位置については、[図5](#)を参照）、 A_1 – A_4 ：影響面積（[図5](#)参照、 l_a 、 l_b ：粒子位置の格子上縁、下縁からの距離をそれぞれ表す。

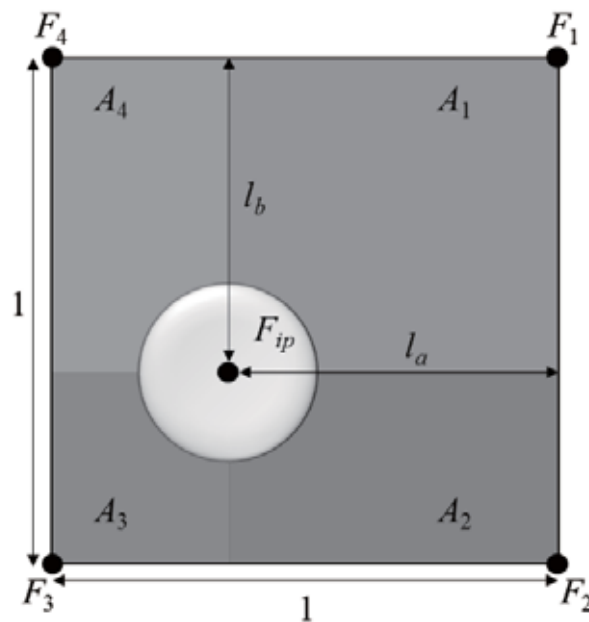
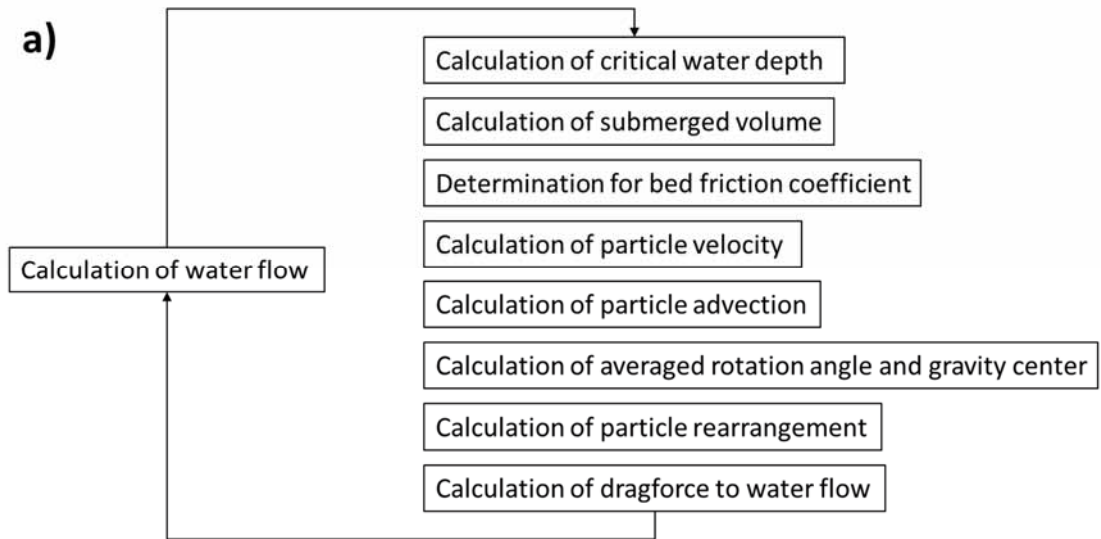


図5 格子点位置の情報の粒子位置への内挿の説明

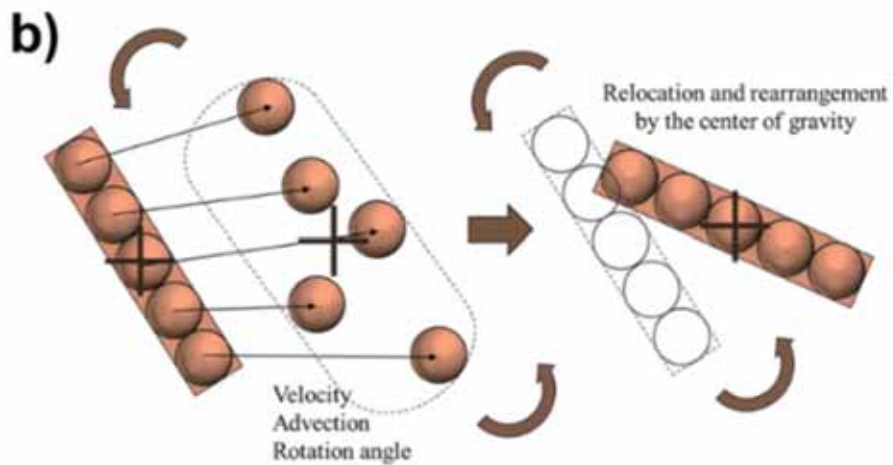
計算のフローは次の通りである。

- 1) Δt 時間後の流れ場を平面二次元モデルで計算
- 2) 流木の水没体積を臨界水深を考慮して計算。根が存在する場合はこれを考慮。
- 3) 水深がCDMより小さい場合、流木と底面の摩擦を計算。
- 4) 粒子速度を更新。この際、抗力、底面摩擦力等を考慮し粒子間の拘束は無視。
- 5) 粒子位置を粒子間の拘束を無視して更新。
- 6) 粒子位置を流木形状を考慮して修正。
- 7) 流れ計算に反映させる抗力項を計算。

以上の計算を時間ステップごとに繰り返すことで、流木の連続的な追跡計算が可能となる。本プロセスを[図6](#)にまとめて示した。



(a) 計算のフロー



(b) 1ステップ (Δt) 当たりの流木計算の模式図

図6 流木追跡計算の概要

(5) 検証実験の概要

モデルの検証として、Kangらが行った既往の実験を用いる。実験は、幅30cm、長さ12mの可傾斜水路を用いて行われた。

表2 Kangらによる実験の条件

Cases	流量 (m ³ /s)	水路勾配 (m/m)	根の有無
1	0.00065	0.0045	No
2	0.0010	0.0045	No
3	0.00060	0.0070	No
4	0.0011	0.0070	No
5	0.00065	0.0045	Yes
6	0.0010	0.0045	Yes
7	0.00060	0.0070	Yes
8	0.0011	0.0070	Yes

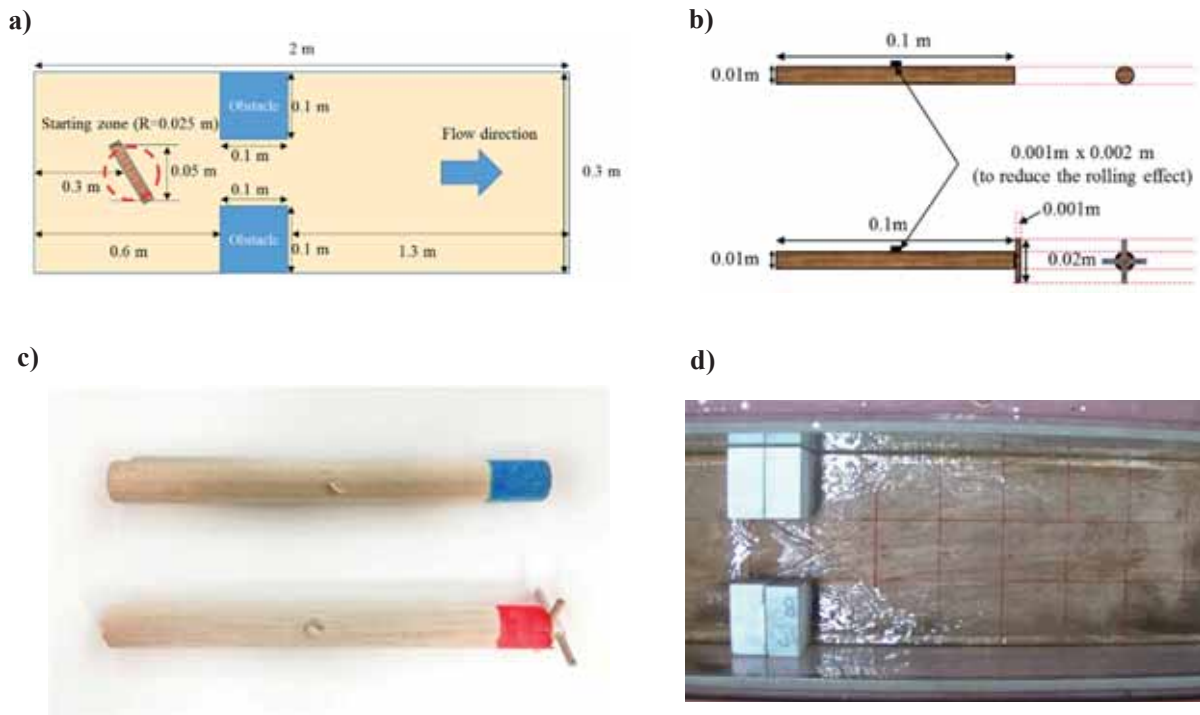


図7 Kangらの実験の概要 (a)実験水路 (b)流木概要 (c)流木模型; (d)実験装置の写真.

実験は図7 (d) のように、水路の両側に幅10cmの障害物を取り付けた条件で行われている。図7に、Kangらの実験の概要を示す。流木は木製で、長さ10cm、直径1cmである。根のある場合と無い場合の2つのケースで行われている。実験は表2に示すよう、流量、勾配、根の有無を考慮した8通りの条件で行われた。

(6) 計算結果の検討

a) 流れ場の計算状況

まず、流木を投入しない状況での流れ場の状況について検討する。図8は流れ場の状況であり、表2のCase 1の条件における場合の計算結果である。コンターは水深分布を示している。障害物により急縮、急拡に合わせて流況が大きく変化している。また、障害物の下流側では衝撃波状の斜めの波形が認められる。

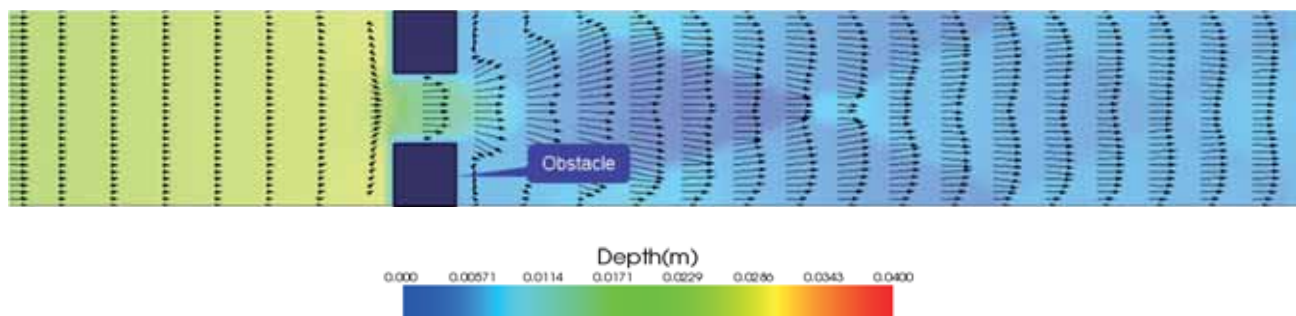


図8 Case 1における流況の計算結果

b) 流木挙動の再現状況

図9は、Case 5-8における流木の堆積状況を実験結果（左）と、数値解析結果（右）で比較したものである。計算結果におけるカラーコンターは水深分布を、黄色の台形は流木を表し、太い方の端には根が存在する。実験結果では、水路中央付近に堆積する流木と、側壁付近に堆積する流木の両方が確認できる。これは、障害物を越えた直後の水路中心付近に水深が非常に小さい箇所が存在し、CDMよりも水深が小さくなることで底面の摩擦が働き堆積するものと、小さい転動摩擦により側岸方向に転がり、側壁に衝突して制するものがあることを示している。

また、流木の堆積の向き（角度）は、流木軸が水路長軸方向を向いているか、長軸方向から鋭角の角度をなして堆積している様子が確認できる。これは、流れに対する射影面積が抗力に関係し、流木角度が水路軸に対して大きくなると、射影面積が大きくなり、これにより抗力が増大することで、流木を流れ方向に押す力が増大し、流木が静止できなくなるが、流木角度が小さい場合は、射影面積が小さく、抗力も小さくなって、底面摩擦が卓越する状況が生じ、流木が堆積静止する現象を表していると考えられる。

一方、堆積した流木の根の位置については、概ね上流側に存在する姿勢で堆積しているといえるが、一部の流木では逆に根の位置が下流側に位置している。根の部分は水深が小さくなると最初に底面に接触する可能性が高いと考えられ、これにより底面摩擦が根の箇所ですポットの開始され、これが流木の根側のみを引きずるような運動を生じさせることで、堆積時も根が上流側を向くことが考えられる。

数値解析結果は上記の実験の特性を概ね再現していると見て取れる。特に根の位置が主に上流側に位置して静止している点、流木静止角度が流れ方向と鋭角となる点、水路中央付近に堆積する流木と側壁付近に堆積する流木が存在する点などは良好な一致が認められる。しかしながら、いくつかの相違点も認められる。一つは堆積した流木数が数値シミュレーション結果の方が実験結果に比べて多いことであり、もう一つは、実験では流木同士が上下に重なった状態での堆積は見られないが、数値シミュレーション結果では流木同士が重なった状態での堆積が随所にみられる。この相違の原因は明確である。すなわち、本数値シミュレーションモデルは流木同士の衝突を考慮していないことが原因と考えられる。これにより流木同士の重なりが容易に生じ、さらに流木同士が重なって堆積する状況を許すことにより、より多くの流木が水路底面に堆積静止したものと考察される。

以上より、より精度良い再現を期するには、流木同士の衝突を考慮することが不可欠と考えられる。流木同士の衝突の考慮には個別要素法（Discrete Element Method: DEM）を用いて容易に可能となるが、問題は計算機負荷が増加する点であり、特に多くの流木を投入した場合には計算時間が大きくなる。このため、並列計算（Open MP, MPI, GPGPUなど）などの計算速度向上のための方策を合わせて検討する必要があるといえよう。

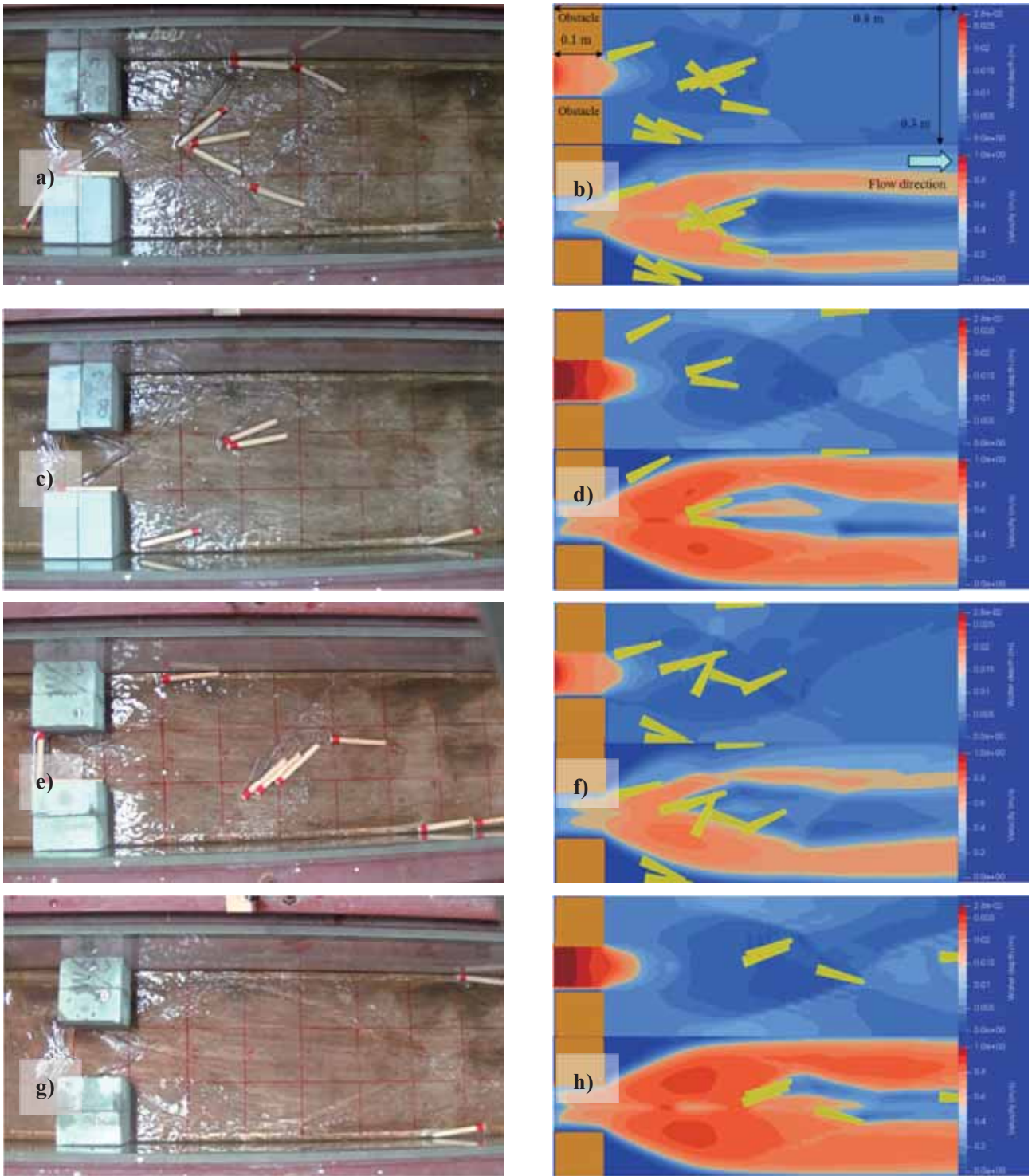


図9 実験結果（左）と数値解析結果（右）の比較（実験：a) Case 5, c) Case 6, e) Case 7, (g) Case 8; 計算結果 b) Case 5, d) Case 6, f) Case 7, h) Case 8, 各ケースの計算結果のうち、上のコンターは水深分布、下のコンターは流速分布を表す）

(7) 本章のまとめ

本章では、流木の河床への着床、堆積停止、再移動、再浮上などを再現できる数値解析モデルを構築し、実験との比較によりその妥当性を示した。特に、河床に接触する条件としてCDM（臨界水深）を定義し、また、河床と流木との摩擦については、転動と滑動による摩擦係数の相違を考慮した非等方摩

擦応力を考慮した。流木のラグランジュモデルは水深積分二次元平面モデル (Nays2DH) と結合し、既往のKangらによる実験結果と同条件で再現計算を実施した。実験の再現性は概ね良好で、本モデルの妥当性、有用性を示すことができた。しかしながら、本モデルは計算機負荷の低減の観点から流木同士との衝突を無視しており、このため、流木が不自然に重なるとともに、過剰な流木が水路内に堆積する傾向が示されるなど、実験結果との相違も確認された。

今後は計算モデルの並列計算への適用を進めるとともに、流木の衝突を考慮した計算^{11, 12, 13, 14)}を実施し、より精度の高い計算方向の開発に努めたい。

謝辞

本研究は元北海道大学大学院博士課程学生 (現京都大学外国人特別研究員) であるTaeun Kang氏から、実験結果の整理、数値解析モデルの構築、数値解析の実施等で多大な協力のもとで遂行されたものである。ここに記して深甚なる謝意を表す。

参考文献

- 1) Nelson, JM, Shimizu, Y, Abe, T Asahi, K, Gamou, M, Inoue, T, Iwasaki, T, Kakinuma, T, Kawamura, S, Kimura, I, Kyuka, T, McDonald, RR, Nabi, M, Nakatsugawa, M, Simões, FR, Takebayashi, H and Watanabe, Y: The International River Interface Cooperative: Public Domain Flow and Morphodynamics Software for Education and Applications, *Advances in Water Resources*, Vol.93: pp.62-74, 2016.
- 2) Kang, T.: PhD. Dissertation, STUDIES ON MORPHODYNAMICS IN SHALLOW RIVERS WITH EFFECTS OF VEGETATION AND LARGE WOOD USING COMPUTATIONAL MODELS, Hokkaido University, 2019.
- 3) Kang, T. and Kimura, I.: Computational modeling for large wood dynamics with root wad and anisotropic bed friction in shallow flows, *Advances in Water Resources*, Vol.121: pp.419-431, 2018.
- 4) Kitazono, K, Kimura, I, Shimizu, Y and Kyuka, T.: Computation on driftwood motions around obstacles coupling with a three-dimensional flow model, *Proc. 19th Congress of the Asia Pacific Division of the International Association for Hydro Environment Engineering & Research*, Colombo, Sri Lanka, pp.1-8, 2016.
- 5) Hatta, N, Akahori, R and Shimizu, Y.: Experimental study and numerical analysis on field on meandering channel and movement of woody debris, *Journal of Applied Mechanics*, JSCE, Vol. 15: pp.415-422, 2012.
- 6) Gotoh, H, Okayasu, A and Watanabe, Y.: *Computational Wave Dynamics*, Advanced Series on Ocean Engineering, 87, World Scientific, 2013.
- 7) Persi E, Petaccia G, Fenocchi A, Manenti S, Ghilardi and Sibilla, S.: Hydrodynamic coefficients of yawed cylinders in open-channel flow, *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol.65: pp.288-296, 2019.
- 8) Koshizuka, S (1997) *Computational Fluid Dynamics*, Baifukan Co., Ltd., Tokyo, Japan (in Japanese).
- 9) Ruiz-Villanueva, V, Bladé, Sánchez-Juny, EM, Martí-Cardona, B, Díez-Herrero, A and Bodoque, J.M. Two-dimensional numerical modeling of wood transport, *Journal of Hydroinformatics*, Vol.16(No.5): pp.1077-1096, 2014.
- 10) Ushijima, S., Makino, O. and Yoshikawa, N.: 3D Numerical prediction for transportation and entrapment of driftwood with T-type solid model, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, JSCE, vol.27(No.1): pp.11-21, 2009.
- 11) 後藤仁志., 数値流砂水理学, 森北出版, 2004.
- 12) 牛島省・福谷彰・牧野統師: 3次元自由水面流中の接触を伴う任意形状物体運動に対する数値解法, 土木学会論文集, Vol.64, No.2, pp.128-138, 2008.

- 13) 北園和也, 木村一郎, 清水康行: 三次元流動モデルと流木モデルのカップリングによる構造物周辺流木挙動解析, 土木学会論文集 (A2, 応用力学), 2017.
- 14) 清水義彦・長田健吾: 流木形状を考慮した個別要素法による橋脚周辺の流木集積過程に関する数値実験, 水工学論文集, 第51巻, pp.829-834, 2007.

3. 海底地すべりによる津波計算モジュールのiRIC ELIMOへの導入に向けた基礎的研究 (担当：渡部靖憲)

過去に我が国を来襲した津波のほとんどは、プレート境界間地震に起因するものであり、これに伴う海底地盤の弾性変形¹⁾やこれを基にした津波の波源モデル²⁾が提案され、現在の津波計算においても広く使用されている。一方、2018年9月28日、インドネシア、スラウェシ島でマグニチュード7.5の地震が発生し、その30分後に島中部の都市パルで最大3メートルの津波が観測された。この時の断層変位は通常津波を伴わない横ずれ断層であったにもかかわらず有意な津波が発生したことから、津波発生の直接の原因が海底地すべりによるものと考えられている。さらに2018年12月22日、インドネシア中部ジャワ島とスマトラ島間のスダ海峡において発生し400人を超える死者を出した津波は、直前に噴火したアナック・クラカタウ山の山体崩壊によって海中への大量の土砂の流入に起因するものと考えられている。我が国においても1741年、渡島大島の噴火に伴う山体崩壊がによって大津波が発生したとされており、また台湾南西部では1781年から1782年にかけて40000人を超える死者をだした津波が海底地すべりに起因したものとLiら³⁾は結論付けている。

iRIC-ELIMOは、iRICのGUIプラットフォーム上で手軽に津波計算を行うためのモデルとして津波研究をはじめとして広く利用されてきた一方、プレート境界間地震津波のみを想定しているため、海底地すべりによる津波には適応できない。昨年から注目の高まる海底地すべり津波のモデルをいち早く導入し、過去津波の検証、将来海底地すべりによって発生し得る津波に対する対策を検討することが望まれている。

本研究は、Wattsら⁴⁾のSubmarine Mass Failure (SMF)モデルを非線形長波モデルに導入し、底地すべりによる津波計算によって津波の伝播、発達特性を調査し、その基礎的特性の把握を通してiRIC-ELIMOへの導入を目指すものである。



www.dailypioneer.com



diariocronica.com.ar



sankei.com

図1 インドネシア、スラウェシ島パルでの津波被害の様子 (上)、山体崩壊が発生したインドネシア、アナック・クラカタウ山 (中)、古文書「北海道旧纂図絵」に描かれた渡島大島の噴火と津波 (下)

(1) 支配方程式

津波の伝播は次の長波方程式と連続式に支配される。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} = -g\nabla\eta + \nu_h\nabla^2\mathbf{u} + \boldsymbol{\tau}_b/h \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(h + \eta)) = 0 \quad (4.2)$$

ここで、流速 \mathbf{u}' を使って、平均流速 $\mathbf{u} = \frac{1}{h+\eta} \int_{-h}^{\eta} \mathbf{u}' dz$ と定義される。 η は水位変動、 h は水深、 ν_h は水平運動量拡散係数、 $\boldsymbol{\tau}_b$ は底面摩擦である。全ての変数は重力加速度と代表水深で無次元化されている。ELIMOでは、多段階分離法とCIP法を(4.1)及び(4.2)に適用して計算を行う。多段階分離解法により、式(4.1)、(4.2)の移流項、圧力項、粘性項をそれぞれ分離すると、次のような離散式が得られる。

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^n - \Delta t g \nabla \eta^n \quad (4.3)$$

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* + \Delta \nu_h \nabla^2 \mathbf{u}^* + \boldsymbol{\tau}_b/h \quad (4.4)$$

$$\frac{D\mathbf{u}^{n+1}}{Dt} = 0 \quad (4.5)$$

$$\eta^{n+1} = \eta^2 - \Delta t \nabla \cdot (\mathbf{u}^* h) \quad (4.6)$$

$$\frac{D\eta^{n+1}}{Dt} = 0 \quad (4.7)$$

式(4.3)と(4.6)に対しては予測子修正子法、式(4.5)と(4.7)の移流計算についてはCIP法を適用する。

(2) Submarine Mass Failure モデル

Wattsら⁴⁾は、海底斜面上の静止した楕円形状の物体が斜面をスライドするときの水面形の数値実験により、初期津波水面形状を経験的に与えるSubmarine Mass Failure (SMF)モデルを提案した。これによると海底地すべりにおける3次元特性津波振幅は、次式で記述される。

$$\eta_0 \cong 1.74 \times 10^{-5} b (1 - 0.750 \sin \theta) \left(\frac{b \sin \theta}{d} \right)^{1.75}$$

ここで、 b は斜面に沿うSMFの長さ、 d は最大厚さでの初期SMFの深さ、 θ は斜面の水平軸に対する角度である。任意の位置 x, y における初期水位は、SMFの初期位置 (x_0, y_0) に対して、 x 方向に二重ガウス分布、 y 方向にソリトンの様な分布を仮定して次の様に与えられる。

$$\eta(x, y) \cong -\frac{\eta_0}{\eta_{\min}} \operatorname{sech}^2 \left(\kappa \frac{y - y_0}{w + \lambda_0} \right) \left[e^{-\left(\frac{x - x_0}{\lambda_0} \right)^2} - \kappa' e^{-\left(\frac{x - \Delta x - x_0}{\lambda_0} \right)^2} \right]$$

ここで、 $\kappa \approx 3$ が仮定され、 w はSMFの幅、 λ_0 は特性波長、 κ' 及び Δx は与えられた x_0 及び λ_0 に対する二重ガウス分布を制御するパラメータである。また η_{\min} は上式右辺の振幅以外の項の最小値である。

(3) 計算領域と境界条件

図2に計算領域を表す。幅200m, 延長400mの領域に一様勾配10°の海底において, 水深 d の $(x_0, y_0)=(0,0)$ の位置に重心をもつ地滑りが発生することを想定した。計算領域外縁において開放境界条件を与えた。なお, グリッド数は延長, 幅方向にそれぞれ100とした。

地滑り長さ b , 水深 d , 崩壊幅 w , 幅方向への特性長 λ_0 をパラメータとして, 地滑りの規模に対する生成される津波の特徴を調査する。

(4) 結果

図3は本計算で適用したSMFモデルとWattsら⁴⁾とを比較したものである。本計算で与えたパラメータは $b=50\text{m}$, $d=5\text{m}$, $\kappa=3$, $\Delta x=10\text{m}$, $w=25\text{m}$, $\lambda_0=25\text{m}$, $\kappa_d=0.8$ であった。

地滑りによる土砂の鉛直方向の変位に応じて斜面側の水面は低下し沖側の水面が盛り上がる典型的な初期水位が得られているのがわかる。この結果は, Wattsら⁴⁾の分布($\eta_0=1$, $x_0=10$, $y_0=0$, $\kappa=3$, $\Delta x=2$, $w=2$, $\lambda_0=5$, $\kappa_d=0.83$)と矛盾はなく, 問題なくELIMOに導入可能であることがわかった。

図4は地滑り津波の発生後(図3上)の津波の発達(位相間隔1.9秒)を表したものである。津波発生から5.7秒で最初の引き波が到達し, その5.7秒後には第2波となる押し波が発達して海岸に押し寄せるのがわかる。地滑り津波のプレート境界間地震津波との差異は, 崩壊幅と幅方向への特性長によって規定された有限の波峰長さをもつことである。即ち, 来襲した押し波が汀線方向に分布をもつため, 汀線で最大高さを記録する計算領域中央位置から汀線に沿って両側に津波が伝播し($t=13.3$ 秒), その後エッジ波として汀線を伝播することになる。

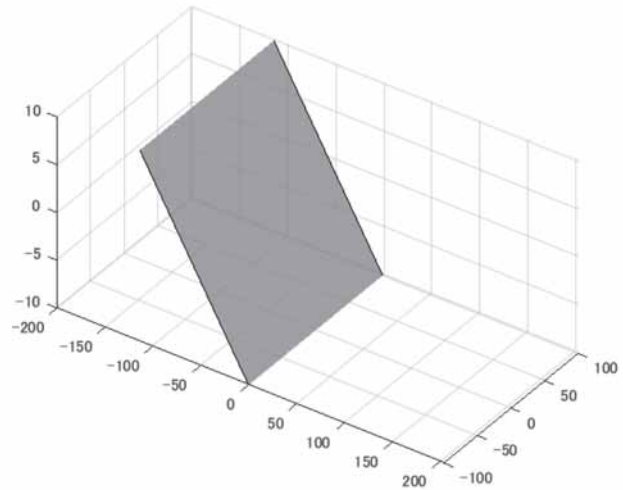


図2 計算領域. グレイの面は一様勾配の海底を表す。

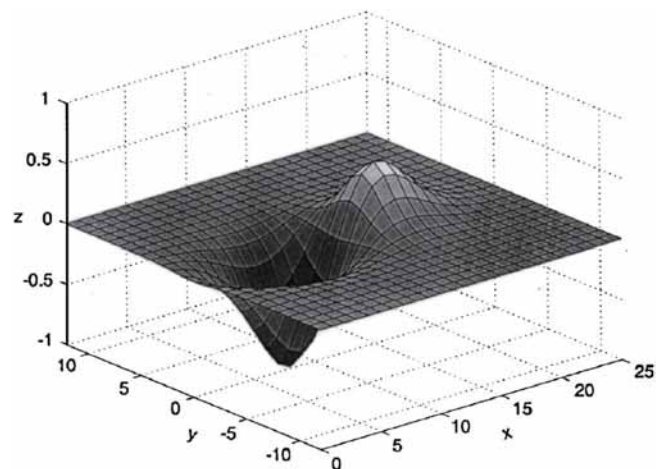
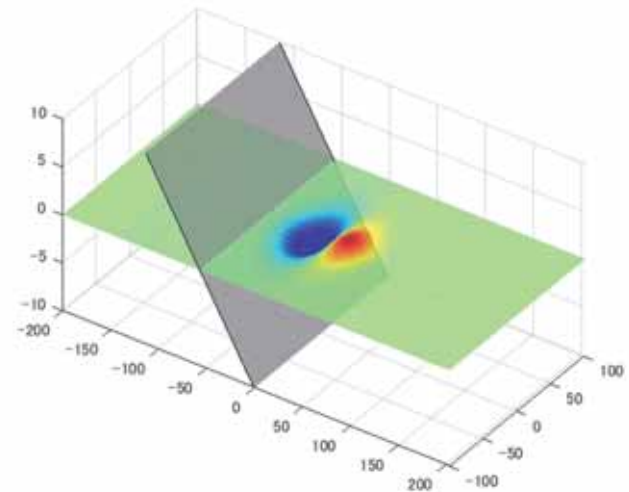


図3 海底地滑りによって発生する津波初期水位分布: 本計算(上)とWattsら⁴⁾の結果(下)

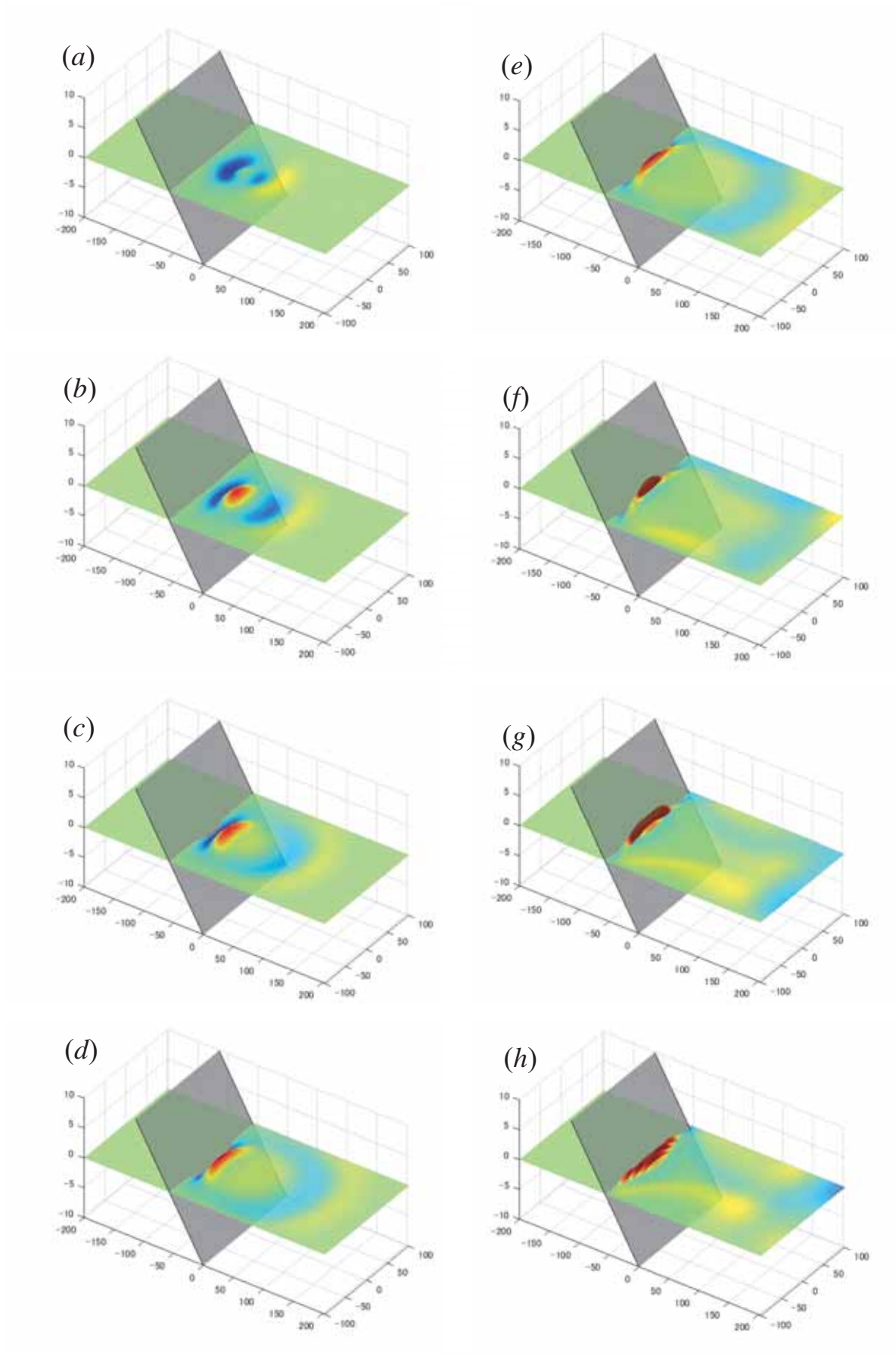


図4 海底地滑り津波の水位変動の発達（時間間隔：1.9秒）： $b=50\text{m}$, $d=5\text{m}$, $\kappa=3$, $\Delta x=10\text{m}$, $w=25\text{m}$, $\lambda_0=25\text{m}$, $\kappa_d=0.8$

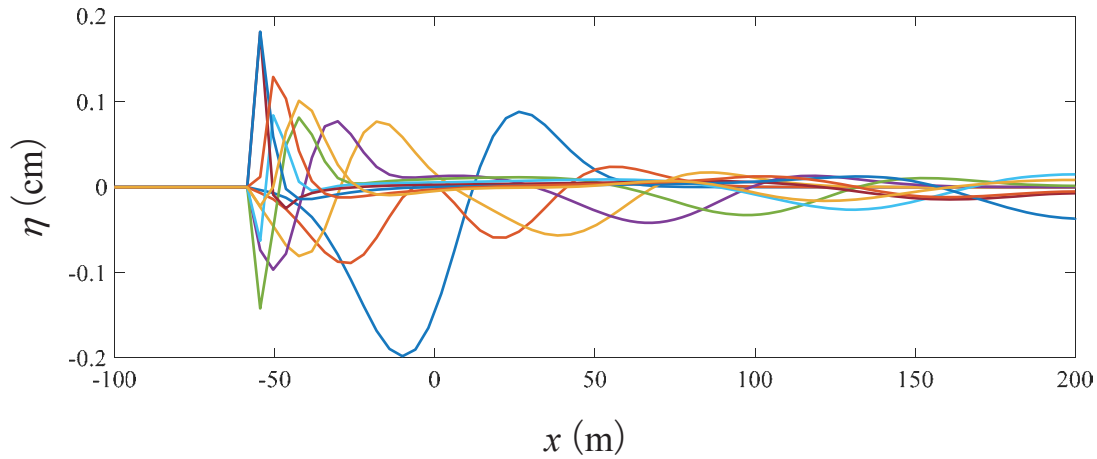


図5 計算領域中央($y=0$)における水位の水平分布の時間変化 (時間間隔 : 1.9秒) : $b=50\text{m}$, $d=5\text{m}$, $\kappa=3$, $\Delta x=10\text{m}$, $w=25\text{m}$, $\lambda_0=25\text{m}$, $\kappa_d=0.8$

図5は y_0 上の生成した津波の水位変動の1.9秒毎の時間変化を表す。地滑り初期の最大津波高さ0.089cmから汀線上で最大0.28cmとおよそ3.15倍にまで津波の水位が増幅する。

図6は崩壊長さ b を図4の2倍に設定した場合の津波の発達を表している。地滑りの発生と同時に海岸の水位は低下し、放射状の水位勾配から波が計算領域中央の一点に集中し地滑り後3.8秒後には急峻な波形をもつ第2波が発生する。その後さらに津波は発達し、最大水位が1.89cmと図4のケースの約8.2倍となる高い津波高を記録した。

図7は崩壊長さ b に対する最大津波高 η_{\max} との関係を表したものである。 b の増加と共に指数関数的に最大津波高が増加する。水中地滑り津波を想定する場合 b の適切な予測が津波高に敏感に影響を与えることがわかる。

地滑り初期の津波と最大津波高との関係を比較するために初期津波の波高 $H_{ini}=\eta_{0,\max}-\eta_{0,\min}$ を定義し、 b 及び d と η_{\max}/H_{ini} との関係を比較した。ここで、 $\eta_{0,\max}$ は初期津波の最大水位、 $\eta_{0,\min}$ は最小水位である。

図8は $d=5\text{m}$ を固定し η_{\max}/H_{ini} と b との関係を表したものであり、 η_{\max}/H_{ini} は b とは無関係に約0.975の値をとることがわかる。即ち、 d が一定であれば、 H_{ini} が与えられれば η_{\max} は予測可能となることを意味する。

図9は $b=50\text{m}$ を固定し、 η_{\max}/H_{ini} と d との関係を表したものである。 d に対して η_{\max}/H_{ini} は単調原子、深い位置で海底地すべりが発生した場合、初期の津波波高よりも十分小さな津波高しか生じないことを表している。

初期津波の特徴を与える b 及び d をもって任意の海底地形に対する津波高及び到達時間について調査することは今後の海底地すべりに対する津波防災に不可欠であり、ELIMOへの導入が望まれる。

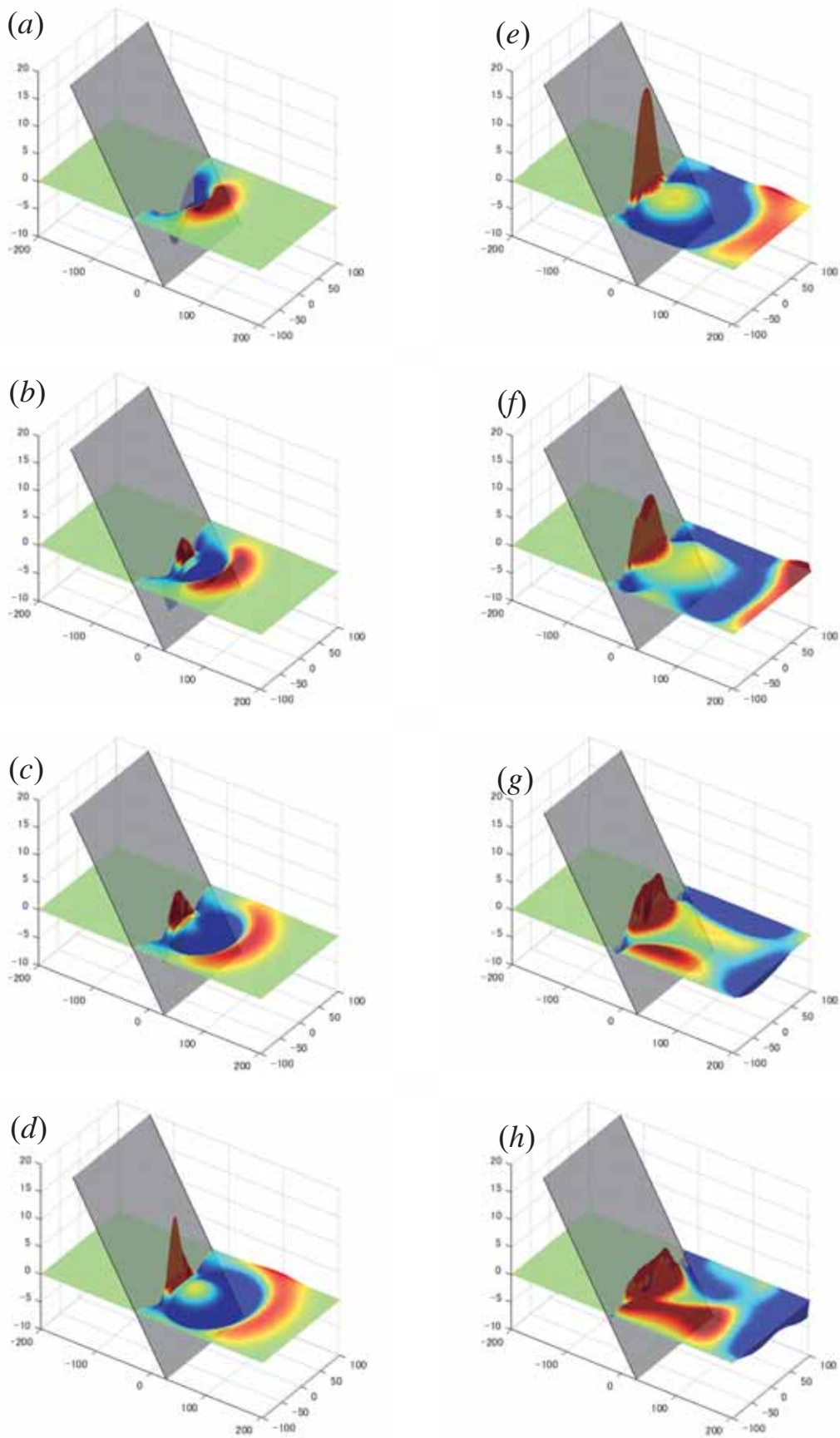


図6 海底地滑り津波の水位変動の発達（時間間隔：1.9秒）： $b=100\text{m}$, $d=5\text{m}$, $\kappa=3$, $\Delta x=10\text{m}$, $w=25\text{m}$, $\lambda_0=25\text{m}$, $\kappa_d=0.8$

(5) 結論

Wattsら⁴⁾の海底地滑り (SMF) モデルをiRiC-ELIMOが使用する方程式系の初期条件として与え、海底地滑り津波の特徴を調査した。

海底地滑り津波は、プレート境界間地震津波と比較して、短い波峰長の波が局所的に海岸で発達する特徴をもつ。即ち、特定の場所のみが極めて高い津波高を記録する可能性があり、防災の観点で注意しなければならない。また海岸線上での津波高の差異により、エッジ波の発生が誘発され、長期的な津波の発達が懸念される。津波が集中する海岸線上の任意の場所がエッジ波のソースとなり得ることがプレート境界間地震津波と大きく異なる。

初期津波波形を決定する地滑り長さ b と地滑り水深 d と汀線における津波高との関係を調査した。 d が一定であれば、 H_{ini} が与えられれば η_{max} は予測可能であり、また深い位置で海底地すべりが発生した場合、初期の津波波高よりも十分小さな津波波高しか生じないことが明らかになった。

本研究により、海底地滑りモデルの基本的性質が明らかになり、ELIMOへの導入の準備が整った。任意の海底地形に対する津波高及び到達時間について調査することは今後の海底地すべりに対する津波防災に不可欠であり、ELIMOへの導入が望まれる。

参考文献

- 1) Okada Y. (1985): Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 75, 1135-1154.
- 2) Tanioka Y., Satake Y. (1996): Tsunami generation by horizontal displacement of ocean bottom, Geophysical Research Letters, Vol 23, No 8, 861-864.

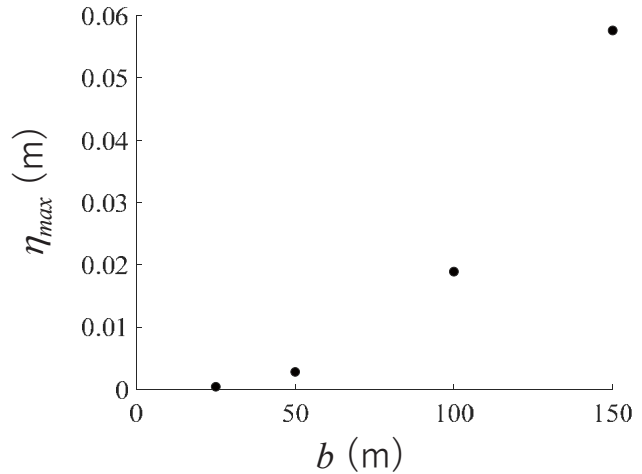


図7 崩壊長さ b に対する最大津波波高 η_{max} との関係

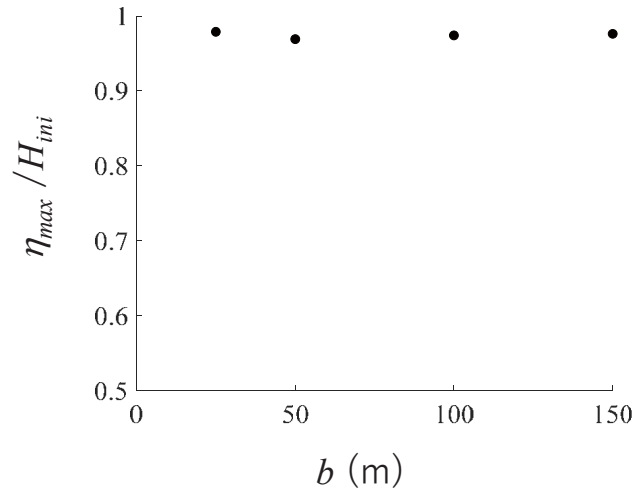


図8 η_{max}/H_{ini} と b との関係 ($d=5m$)

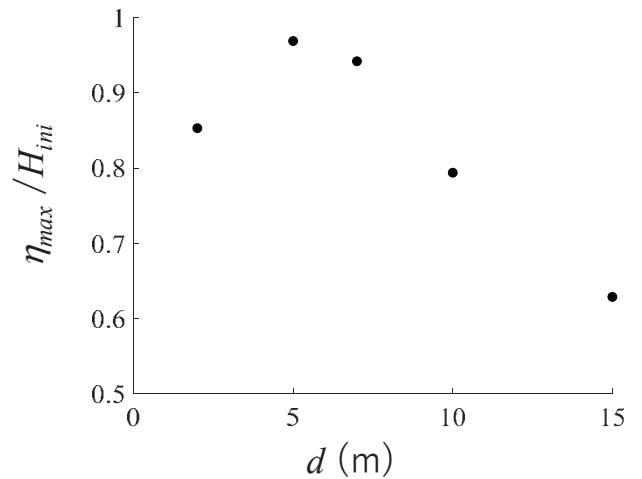


図9 η_{max}/H_{ini} と d との関係 ($b=50m$)

- 3) Li L., Switzer A.D., Wang Y., Weiss R., Qiu Q., Chan C.-H., Tapponnier P. (2015) : What caused the mysterious eighteenth century tsunami that struck the southwest Taiwan coast?, *Geophysical Research Letters*, 10.1002/2015GL065567
- 4) Watts P., Grilli S.T., Tappin D.R., Fryer G.J.: Tsunami generation by submarine mass failure. II: predictive equations and case studies, *J. Waterway, Port, and Ocean Engineering*, 298-310.