

# 地滑りに伴う津波生成の数値シミュレーション

## Numerical Simulation of Tsunamis Due to a Landslide

柿沼太郎<sup>1</sup>・澤田 亮<sup>2</sup>・山下 啓<sup>3</sup>・入部綱清<sup>4</sup>

Taro KAKINUMA, Ryo SAWADA, Kei YAMASHITA and Tsunakiyo IRIBE

Numerical simulation of tsunamis due to a landslide has been performed using a MPS method, where the water surface is indicated based on the spatial gradient of number density of particles. In comparison with the water surface displacements through hydraulic experiments, the calculation results are accurate when the inflow can be assumed as a fluid. The larger the initial potential energy of the inflow is, the larger the tsunami height becomes, although the tsunami height is not large when the initial position of inflow is below the water surface since the initial relative potential energy of the inflow is lower, as well as without impact of plunging. Due to the inflows of the assumed initial values for mass, shape, and velocity caused by a sector collapse of Sakurajima Island, the tsunami height shows more than ten meters in Kagoshima Bay.

### 1. 序論

地滑りに伴う津波は、断層運動が引き起こす津波に比べて発生頻度が低いものの、歴史的観点から、規模・被害ともに大きくなる可能性のあることが示唆される。1792年には、島原半島における眉山の山体崩壊に伴う津波が有明海を伝播し、対岸の肥後・天草に来襲した（富樫ら、1992）。そして、反射波は、島原をも襲った。地滑りは、津波地震の分類（柿沼、2006）によると、「流体と相互干渉する地変」の一種である。すなわち、地滑りや氷河崩落に伴う津波の生成過程は、崩落体を構成する粒子群が流体と相互に干渉するため（今村ら、2001；重松・河野、2006；劉ら、2010；松原ら、2011；後藤ら、2011），複雑で不明な点が多い。そこで、本研究では、近年、自由水面の大変形を伴う流れの解析のために開発されてきたMPS法（e.g. Koshizuka・Oka, 1996）を適用した断面2次元数値解析を行ない、斜面崩壊に伴う粒子群の流入により生成する津波に関して検討する。そして、桜島からの土砂流入を想定した津波生成の数値解析を試みる。

### 2. 数値解析の対象

地滑りに伴う津波の数値解析に、入部・仲座（2011）によるMPS法を用いた数値モデルを適用する。本モデルでは、自由水面の判定に粒子数密度の空間勾配を用いる



図-1 津波生成実験水槽（水槽幅：0.2 m）

ため、圧力擾乱が生じにくい。なお、ここでは、乱流モデルを用いず、また、地盤の弾塑性（五十里ら、2009）を考慮しないこととする。

本研究において対象とする項目は、次の通りである。

#### (1) MPS法の再現性の検証

図-1に示す津波生成実験水槽（劉ら、2010）を用いて、ゲート内に蓄えた水を放流して津波を生成させ、水面変動の実験値を得る。そして、同条件に対して、MPS法（入部・仲座、2011）を適用した数値解析を行ない、その計算値を実験値と比較して、流体の流入に伴う津波の発生現象に対するMPS法の再現性の検証を行なう。

#### (2) 剛体粒子の粒子群の流入に伴う津波の生成

図-1に示す装置のゲート内に球形の剛体粒子の粒子群を設置し、ゲートを開けて粒子群を落下させ、津波を生成させる。他方、剛体モデルを用いたMPS法により、鉛直2次元断面内における円形粒子群の落下に伴う津波の数値解析を行ない、これらの結果を比較する。

#### (3) 密度が大きな流体の流入に伴う津波の生成

密度が相対的に大きな流体を滑り下りる土砂に見立てて津波生成の数値解析を行なう。そして、密度が相対的に大きな流体の初期位置や初期形状と、生成される津波の津波高さとの関係を調べる。

#### (4) 桜島からの土砂流入を想定した津波生成の数値解析

桜島の山体崩壊等に伴い滑り下りた土砂が鹿児島湾に

1 正会員 博(工) 鹿児島大学大学院准教授  
理工学研究科 生命環境科学専攻

2 札幌市立大学 デザイン学部

3 学生会員 修(工) 鹿児島大学大学院

理工学研究科 生命環境科学専攻

4 正会員 博(工) 球磨大学助教  
工学部 環境建設工学科

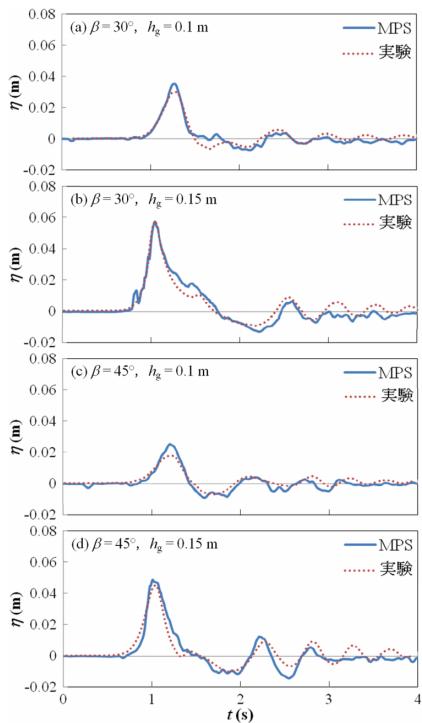


図-2 流体の流入に伴い生成する津波の図-1に示す波高計2の地点における水面変動の計算結果と実験結果

流入した場合、どのような津波が生成されるのかを数値解析により検討する。ここでは、密度が相対的に大きな流体を湾に流入する土砂に見立て、その質量や、流入速度と、生成される津波の津波高さとの関係を調べる。

### 3. MPS法の再現性の検証

水理実験では、図-1に示す津波生成実験水槽に、ゲートの下端の高さまで、静水深が $h_0 = 0.1\text{ m}$ となるよう密度約 $1,000\text{ kg/m}^3$ の水を貯めた。また、ゲート外にあるこの水の静水位からの高さが $h_g = 0.1\text{ m}$ 、または、 $0.15\text{ m}$ の位置に静水面が来るよう、ゲート内に同密度の水を蓄えた。斜面勾配は、 $\beta = 30^\circ$ 、または、 $45^\circ$ とした。そして、このゲートを瞬時に開けて水を放流した。

一方、数値解析では、粒子間距離を $0.005\text{ m}$ として、総数約17,000個の粒子で、密度 $1,000\text{ kg/m}^3$ の水の初期状態を再現した。

図-2に、生成された津波の水面変動の実験結果と、MPS法による計算結果を示す。ここで、水面変動として、ゲートより $1.16\text{ m}$ 沖側にある、図-1に示す波高計2の地点における値を示している。実験値は、5回の計測結果の平均値である。図-2より、崩落体を流体と仮定できる場合、地滑りに伴う津波の第1波の波高や位相に関するMPS法の再現性が高いことが確かめられる。ただし、特

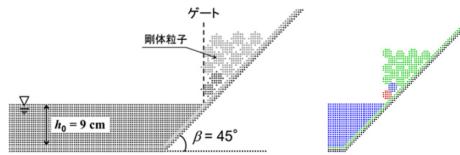


図-3 数値解析において積載した剛体粒子の初期位置（左：大円、右：中円）

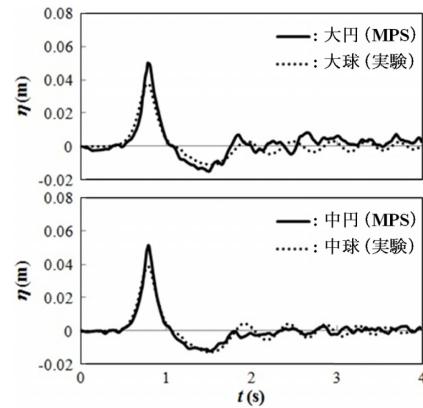


図-4 剛体粒子の粒子群の流入に伴い生成する津波の図-1に示す波高計1の地点における水面変動

に、 $\beta = 45^\circ$ 、 $h_g = 0.1\text{ m}$ の場合、計算値が実験値と比較してやや過大となっている。この場合、ビデオ映像によると、落下した水が水面と衝突した際、気泡と乱れが発生しており、エネルギー損失が無視できないほど大きいと考えられる。

### 4. 剛体粒子の粒子群の流入に伴う津波の生成

水理実験では、図-1に示す装置に、ゲートの下端の高さまで、静水深 $h_0 = 0.09\text{ m}$ となるよう密度約 $1,000\text{ kg/m}^3$ の水を蓄えた。斜面勾配は、 $\beta = 45^\circ$ とした。そして、ゲート内に、剛体粒子を積載した。剛体粒子には、密度約 $2,600\text{ kg/m}^3$ のガラス球を用いた。ガラス球の粒径は、大球が約 $28.9\text{ mm}$ であり、他方、中球が約 $19.8\text{ mm}$ であった。大球は、94個、中球は、151個設置し、両者の場合とも総積載質量を約 $3.0\text{ kg}$ とした。

他方、数値解析では、水路長を $3.0\text{ m}$ に設定し、粒子間距離を $0.004\text{ m}$ として、総数約27,000個の粒子で、密度約 $1,000\text{ kg/m}^3$ の水の初期状態を再現した。落下する円形の粒子には、MPS法の剛体モデルを適用した。剛体粒子の初期位置を図-3に示す。すなわち、大円1個を29個の粒子で作成し、大円の直径が $29\text{ mm}$ 程度となるようにして、鉛直断面内に剛体の大円を12個配置した。他方、中円1個を21個の粒子で作成し、中円の直径が $20\text{ mm}$ 程度となるようにして、鉛直断面内に剛体の中円16個を配置した。

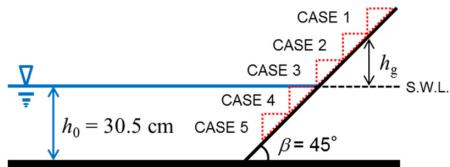


図-5 斜面上における密度が相対的に大きな流体の初期位置

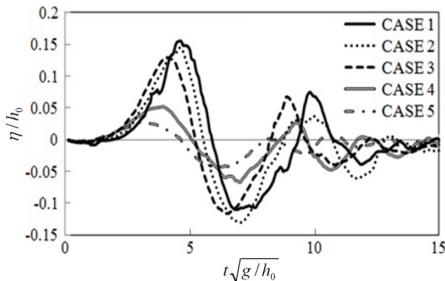


図-6 密度が相対的に大きな流体の流入に伴い生成する津波の水面変動(初期状態は、図-5に示すCASE 1～5である。)

図-1の波高計1の地点における水面変動を図-4に示す。実験値は、5回の計測結果の平均値である。第1波の峰の高さは、中球が落下する場合が、大球が落下する場合よりも、そして、中円が落下する場合が、大円が落下する場合よりも、やや大きい。また、球が落下する場合と、円が落下する場合を比べると、第1波の谷の振幅は、両者にあまり差がないが、第1波の峰の高さは、円が落下する場合の方が大きい。球の直径と等しい直径の円が落下すると仮定して断面2次元計算を行なうと、津波高さは、このように過大評価される。これは、計算条件が、3次元内で水平に並べられた円柱が落下する場合と等価であり、球の積載状態よりも空隙が狭くなるからである。

## 5. 密度が大きな流体の流入に伴う津波の生成

### (1) 密度が大きな流体の初期位置とその流入に伴い生成される津波の津波高さとの関係

ここでは、密度が相対的に大きな流体を滑り下りる土砂に見立てることとする。図-5に示すように、時刻  $t=0$  sにおいて、初期形状が、直角を挟む2辺の長さが  $0.105\text{ m}$  である1個の直角二等辺三角形となるよう、密度  $2,600\text{ kg/m}^3$  の流体を斜面上に配置した。その際に、CASE 1～3では、密度の大きな流体を水面上に、他方、CASE 4及び5では、密度の大きな流体を水面下に配置した。斜面勾配は、 $\beta=45^\circ$ とした。なお、密度  $2,600\text{ kg/m}^3$  の流体が流入する水域の水の密度は、 $1,000\text{ kg/m}^3$  とし、水平床上の静水深を  $h_0=0.305\text{ m}$  とした。密度の大きな流体の最下点の初期位置は、密度が  $1,000\text{ kg/m}^3$  の水の静水面より鉛直上向きに、CASE 1～5の順に、 $h_g=0.20\text{ m}$ ,  $0.10\text{ m}$ ,  $0.0\text{ m}$ ,  $-0.105\text{ m}$  及び  $-0.205\text{ m}$  とした。また、各ケースに

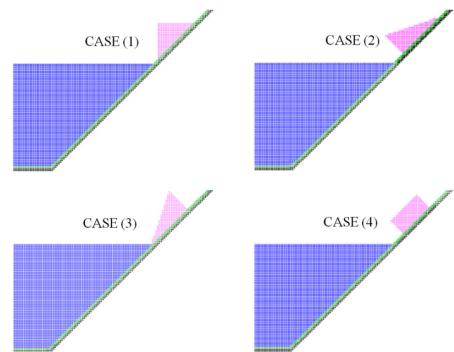


図-7 密度が相対的に大きな流体の初期形状及び初期位置

おいて、粒子間距離を  $0.005\text{ m}$  とし、総粒子数を約48,000個とした。

静水面と斜面との交点(静水時の汀線)より  $0.71\text{ m}$  沖の地点における水面変動の計算結果を図-6に示す。なお、粒子間距離を  $0.01\text{ m}$  と長くした数値解析も実施し、水面変動の計算結果が、特に、津波の第1波に対して、図-6に示した結果と殆ど違いがないことを確認した。

図-6によると、CASE 1～3では、密度の大きな流体の初期の位置エネルギーが大きいほど、津波の最高水位が高くなっている。他方、CASE 4及び5では、両者とも、最高水位がCASE 1～3よりもかなり低くなっている。この原因として、次の2点が挙げられる。すなわち、CASE 4及び5では、初期時刻において、比較的密度の大きな流体の周囲に水が存在しており、周囲に水が存在していない場合と比較して、相対的な位置エネルギーが低くなっていること、そして、初期時刻において、比較的密度の大きな流体が水面下にあるため、着水が発生せず、CASE 1～3に見られるような着水時の衝撃に伴う水面の激しい変動が起きないことがある。

### (2) 密度が大きな流体の初期形状とその流入に伴い生成される津波の津波高さとの関係

時刻  $t=0$  sにおいて、図-7に示すような初期形状で、密度  $2,600\text{ kg/m}^3$  の流体を斜面上に配置した。これらの三角形、または、四角形の重心位置は、すべて等しい高さにある。斜面勾配は、 $\beta=45^\circ$ とした。なお、密度  $2,600\text{ kg/m}^3$  の流体が流入する水域の水の密度は、 $1,000\text{ kg/m}^3$  とし、水平床上の静水深を  $h_0=0.305\text{ m}$  とした。また、各ケースにおいて、粒子間距離を  $0.005\text{ m}$  とし、総粒子数を約48,000個とした。

静水面と斜面との交点(静水時の汀線)より  $\Delta x=0.71\text{ m}$ 、または、 $1.16\text{ m}$  沖側の地点における水面変動の計算結果を図-8に示す。両者の地点において、津波第1波には、密度の大きな流体の初期形状による違いが殆ど現れていない。他方、第2波の津波高さは、 $\Delta x=0.71\text{ m}$  の地点において、高い順に CASE (2), CASE (3), CASE (1),

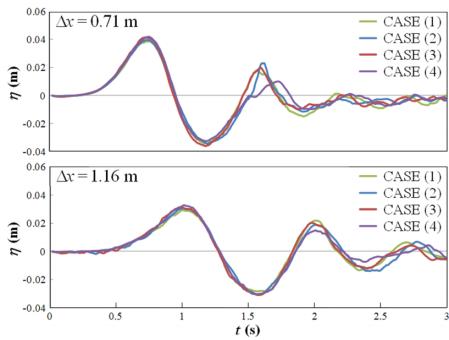


図-8 密度が相対的に大きな流体の流入に伴い生成する津波の水面変動(初期状態は、図-7のCASE (1)～(4)である。)

CASE(4)となっているが、 $\Delta x = 1.16\text{ m}$ の地点では、津波の波高、位相ともに差が減じている。なお、劉ら(2010)では、氷の粒子群を落下させた場合よりも、総質量が等しい一つの氷塊を落下させた場合の方が、津波生成直後の津波高さが大きかった。図-7の場合では、流入する物体の初期形状の違いによる差があまり現れなかったが、流入塊全体が剛体のように変形しない場合には、水面に流入する物体の前面形状が、特に、津波生成直後の津波高さに、より大きな影響を及ぼす可能性があると考えられる。

## 6. 桜島からの土砂流入を想定した津波生成の数値解析

桜島は、活火山であり、大噴火によって山体崩壊が生じる可能性が否めない。そこで、桜島の山体崩壊等に伴い滑り下りた土砂が鹿児島湾に流入した場合、どのような津波が生成されるのかを数値解析に基づき検討した。ここでは、密度が相対的に大きな流体を鹿児島湾に流入する土砂に見立て、その総質量や、流入速度を想定し、生成される津波の津波高さとの関係を調べた。図-9において、数値解析の対象域は、桜島西岸にある地点S ( $N34^{\circ}34'38''$ ,  $E130^{\circ}35'56''$ )と甲突川(こうつきがわ)河口の地点R ( $N31^{\circ}34'20''$ ,  $E130^{\circ}34'9''$ )を結ぶ約2.7 kmの直線上(この線に沿った水深分布を図-10に示す。)の1.6 kmの区間とし、方向分散がないものと仮定して断面2次元の数値解析を行なった。密度が大きな流体の密度 $\rho_s$ は、土砂の空隙を考慮した値である $1,600\text{ kg/m}^3$ とした。また、その初期形状は、図-11に示すような、高さ $H$ 、長さ $L$ の長方形とし、これを構成するすべての粒子に、鹿児島湾へと水平に向かう初速 $V$ を与えた。これらの設定値を表-1に示す。ここで、初速 $V = 100\text{ km/h}$ は、一般に、火碎流が示すと考えられている最大程度の速度の大きさである。ところで、粒子間距離を数mに設定して、大きな領域を対象とした解析をMPS法により行なったところ、正しい結果が得られなかった。そこで、数値解析で



図-9 桜島のある鹿児島湾の一部

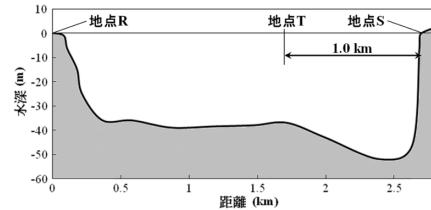


図-10 鹿児島湾内の直線RSに沿った水深

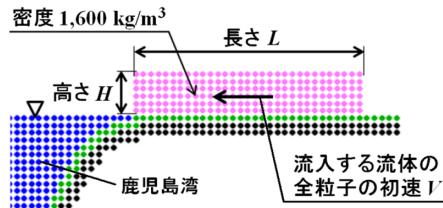


図-11 桜島からの流入土砂の初期状態

表-1 桜島からの流入土砂の計算条件

CASE	高さ $H$ (m)	長さ $L$ (m)	初速 $V$ (km/h)	粒子数 (個)
LONG-fast	12	62	100	186
MIDDLE-fast		42		126
SHORT-fast		22		66
LONG-slow		62	50	186
MIDDLE-slow		42		126
SHORT-slow		22		66
long-fast	6	62	100	93
middle-fast		42		63
short-fast		22		33
long-slow		62	50	93
middle-slow		42		63
short-slow		22		33

は、粒子間距離を狭くするために、長さの縮尺 $1/2,000$ の領域を解析対象とした。すなわち、粒子間距離を $0.001\text{ m}$ として、総粒子数を約21,500個とした。そして、得られた物理量をFroudeの相似則により実スケールに換算した。

桜島西岸にある地点Sから甲突川河口の地点Rに向かって $1.0\text{ km}$ 沖に進んだ地点Tにおける水面変動の計算結果を図-12及び図-13に示す。地点Tにおける最高水位は、 $H = 12\text{ m}$ の場合(図-12)、約 $3.3\text{ m} \sim 12.1\text{ m}$ 、 $H = 6\text{ m}$ の場合(図-13)、約 $2.4\text{ m} \sim 6.0\text{ m}$ となっている。地点Tに

おける津波第1波の峰の高さを  $\eta_1$ 、第2波の峰の高さを  $\eta_2$ とする。  $L$  及び  $V$  が等しい場合の  $\eta_1$  を比較すると、すべての場合において、 $H=12\text{ m}$  の場合の方が  $H=6\text{ m}$  の場合よりも  $\eta_1$  が大きい。また、 $H$  及び  $L$  が等しい場合の  $\eta_1$  を比較すると、 $H=12\text{ m}$  及び  $H=6\text{ m}$  の両者の場合とも、 $L=22\text{ m}$  の場合を除いて、 $V$  が大きい方が  $\eta_1$  が大きい。更に、 $H=12\text{ m}$  及び  $H=6\text{ m}$  の両者の場合とも、 $L=22\text{ m}$ かつ  $V=100\text{ km/h}$  の場合を除いて、 $\eta_1$  が  $\eta_2$  よりも大きい。 $L=22\text{ m}$ かつ  $V=100\text{ km/h}$  の場合には、流入する流体は、初速が比較的大きいが、長さが短いため、比較的短い時間で水面下に潜ってしまい、津波第1波の峰の高さがあまり大きくならないが、水中に潜った密度の大きな流体を沖向に越えて行く津波第2波は、第1波よりも峰の高さが大きくなっている。以上のように、津波高さは、流入土砂の総質量、初期形状の高さ及び長さ、そして、流入速度に依存する。

なお、流入土砂の空隙を考慮せず、密度の大きな流体の密度を  $\rho_s = 2,600\text{ kg/m}^3$ とした場合の数値解析も行なった。このとき、表-1の条件に対して、地点Sから  $1.0\text{ km}$  沖の地点Tにおける最高水位は、 $H=12\text{ m}$  の場合、約  $4.5\text{ m}$  ~  $17.8\text{ m}$ 、 $H=6\text{ m}$  の場合、約  $3.1\text{ m}$  ~  $8.7\text{ m}$ となり、 $\eta_1$  は、それぞれ、 $\rho_s = 1,600\text{ kg/m}^3$ とした場合の約  $1.3\sim 1.5$  倍となつた。また、 $\rho_s = 2,600\text{ kg/m}^3$ とした場合、 $H=4\text{ m}$ 、 $L=22\text{ m}$ かつ  $V=50\text{ km/h}$  のとき、地点Tで、 $\eta_1 < \eta_2$  となり、第1波と第2波の峰の高さの逆転現象が生じた。

## 7. 結 論

MPS法を適用し、地すべりに伴う津波生成の数値解析を行なつた。まず、水の流入に伴う水面変動に関して、実験値と計算値を比較し、計算結果の妥当性を示した。

次に、剛体モデルを用いた解析では、球が3次元内で落下する場合と、球と等しい直径の円が断面2次元内で落下する場合を比較し、後者の津波高さが大きくなつた。

そして、密度の大きな流体の流入に伴う津波の生成に関して調べた結果、流入する流体の初期の位置エネルギーが大きいほど、津波高さが大きくなることが確かめられた。また、水面下で生じる地すべりでは、水面上より土砂が落下して来る場合よりも、水に対する初期の相対的な位置エネルギーが大きくなつたため、発生する津波の津波高さがあまり大きくならないことがわかつた。

更に、桜島の山体崩壊に伴う土砂流入を想定した場合、ここで設定した条件では、桜島西岸から  $1.0\text{ km}$  沖の地点において、最大で  $10\text{ m}$  強の津波高さが算出された。津波高さは、流入土砂の総質量、初期形状の高さ及び長さや、流入速度に依存した。また、条件によっては、第2波の峰の高さが第1波よりも大きくなつた。

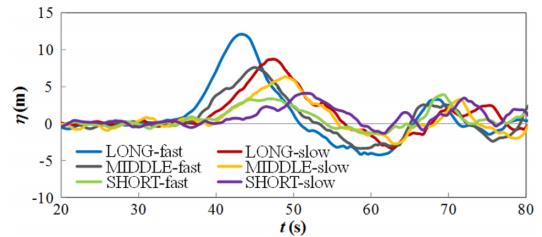


図-12  $H=12\text{ m}$  の場合の土砂流入に伴う水面変動（ここで、桜島西岸の地点Sより甲突川河口の地点Rに向かって  $1.0\text{ km}$  沖に進んだ地点Tにおける計算結果が示されている。）

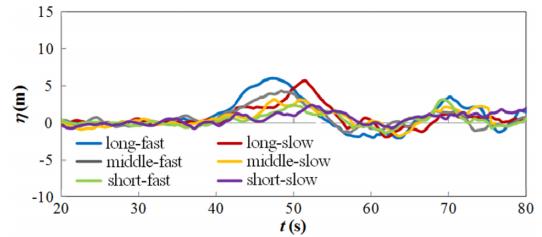


図-13  $H=6\text{ m}$  の場合の土砂流入に伴う水面変動（ここで、桜島西岸の地点Sより甲突川河口の地点Rに向かって  $1.0\text{ km}$  沖に進んだ地点Tにおける計算結果が示されている。）

**謝辞：**本研究は、文部科学省科学研究費補助金（基盤研究（C）21560544）による研究の一部である。

## 参 考 文 献

- 五十里洋行・後藤仁志・吉年英文（2009）：斜面崩壊誘発型津波の数値解析のための流体－弾塑性体ハイブリッド粒子法の開発、土木学会論文集B2（海岸工学）、Vol. 65, No. 1, pp. 46-50.
- 今村文彦・後藤大地・鳴原良典・喜多村雄一・松原隆之・高岡一章・伴一彦（2001）：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.
- 入部綱清・仲座栄三（2011）：新たな勾配計算手法によるMPS法の精度向上に関する研究、土木学会論文集B2（海岸工学）、Vol. 67, No. 1, pp. 36-48.
- 柿沼太郎（2006）：津波地震がもたらす幾つかの地変形態を対象とした津波形成過程の数値解析、海岸工学論文集、第53巻、pp. 191-195.
- 後藤仁志・五十里洋行・松原隆之・伊藤孝（2011）：高精度粒子法に基づく固液二相流モデルによる山体崩壊津波の発生過程解析、土木学会論文集B2（海岸工学）、Vol. 67, No. 2, pp. L\_196-L\_200.
- 重松孝昌・河野哲也（2006）：斜面上を運動する粒子群に誘起される流体運動に関する実験的研究、海岸工学論文集、第53巻、pp. 136-140.
- 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、第39巻、pp. 221-225.
- 松原隆之・関島正浩・神田典昭・今村文彦（2011）：山体崩壊等に伴う津波の発生過程に関する実験的研究、土木学会論文集B2（海岸工学）、Vol. 67, No. 2, pp. L\_191-L\_195.
- 劉魯安・柿沼太郎・入船裕丞・中村和夫（2010）：地滑りや氷河崩壊による津波の生成に関する水理実験、海洋開発論文集、Vol. 26, pp. 207-212.
- Koshizuka, S. and Y. Oka (1996) : Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Eng., Vol. 123, pp. 421-434.