狭窄部を通過する津波の掃流力と海底地形変化

－狭窄部における底面せん断応力評価法の開発－

大谷 英夫＊1・東江 隆夫＊2・高尾 誠＊3・藤井 直樹＊4・大森 政則＊4

Keywords : *Tsunami, bed shear stress, tractive force, bottom change, simulation*
津波，底面せん断応力，掃流力，地形変化，数値シミュレーション

1.　はじめに

津波による水位変動のシミュレーション手法はすでに確立されており、海岸に建設する発電所などの重要構造物の設計など多くの実務計算に用いられている。その手法を簡単に紹介すると次の通りである。

基礎方程式は平面 2 次元の浅水流方程式が使用され [1]、次式で表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+\frac{\partial M}{\partial x}+\frac{\partial N}{\partial y}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial M}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{M^2}{D}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{MN}{D}\right)+gD\frac{\partial \eta}{\partial x}+\frac{gn^2}{D^{7/3}}M\sqrt{M^2+N^2}=0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{MN}{D}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{N^2}{D}\right)+gD\frac{\partial \eta}{\partial y}+\frac{gn^2}{D^{7/3}}N\sqrt{M^2+N^2}=0 \tag{3}$$

ここに、η ：水位、M ：x 方向の線流量、N ：y 方向の線流量、t ：時間、D ：水深、g ：重力加速度である。計算メッシュは、図-1 に示すように検討対象地点に向けて順にメッシュサイズが小さくなるよう幾つかの領域に分けて設定する。それぞれの領域は、互いに津波やそれに伴う流量が出入りできるようになっており、検討対象領域では正確な水位分布を計算することが可能である。

津波に関する検討は、従来、水位が対象とされていたが、近年では、津波による侵食や堆積作用に起因した構造物の倒壊や港湾機能障害等、土砂移動による被害にも着目されるようになった [2]。本研究では、構造物と構造物の間、例えば巻き込み型の防波堤の港口のような狭窄部に着目する。狭窄部では津波来襲時に流速が加速するため、大きな洗掘が発生する。しかしながら、狭窄部における洗掘現象は、流砂量がその場所での外力に一義的に支配される局所フラックスモデルに代表される一般に使用される地形計算方法を使用しても十分な洗掘量を得ることが出来ず、狭窄部における正確な土砂輸送モデルの確立が求められている。

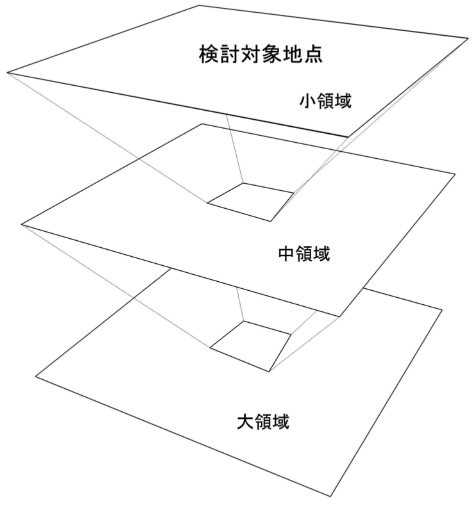


図-1　津波計算の領域
Area of Tsunami simulation

地形変化計算手法にとって、砂に対する外力すなわち底面せん断応力の適切な評価と、掃流砂、浮遊砂など砂移動特性に対する適切な評価が重要である。狭窄部における底面せん断応力に着目すると、強い圧力勾配により流速分布が一様化するため、底面せん断応力が増大する特徴があり、この評価が重要なポイントであると考えられる。

本研究ではこの狭窄部を通過する津波の特徴に着目し、狭窄部の底面せん断応力の評価法を水理実験により確立する。さらに、流砂の非平衡現象を考慮できるよう局所フラックス・移流拡散混合モデルを用い、海底地形変化計算を実施し、その適用性を確認する。

＊1　技術センター土木技術研究所水域・生物環境研究室
＊2　技術センター技術企画部企画室
＊3　東京電力(株)
＊4　東電設計(株)

2.　狭窄部の底面せん断応力のモデル化

強い圧力勾配下の底面せん断応力の評価法は以下のように検討した。圧力勾配下の底面せん断応力を表す式としてカルマンの運動量方程式[3](式(4))を用いた。

$$\frac{\partial\left(U_\infty \delta^*\right)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(U_\infty{}^2\theta\right)+U_\infty\delta^*\frac{\partial U_\infty}{\partial x}=\frac{\tau}{\rho} \quad (4)$$

ここに、U_∞：境界層の外縁流速、δ_*：排除厚、θ：運動量厚、τ：底面せん断応力、ρ：水の密度、t：時間、x：座標である。

圧力勾配下の流速分布式は、境界層と、一様流速層に分け(図-2)、境界層内の流速は log-wake 則[4](式(5))で表されるとした。

$$\frac{u}{u_*}=\frac{1}{\kappa}\ln\left(\frac{z}{k_s}\right)+A_r+\frac{\Pi}{\kappa}w(\xi) \quad (5)$$

$$w(\xi)=2\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\xi\right)、\ \xi=\frac{z}{\delta} \quad (6)$$

ただし、Π：ウエイクパラメター、u：流速、δ：境界層厚、A_r：粗面対数則の積分定数である。一方、一様流速層の流速は式(7)で表される。

$$\frac{u}{u_*}=\frac{u_0}{u_*} \qquad z>\delta \quad (7a)$$

$$u_0=\frac{1}{\kappa}\ln\frac{\delta}{k_s}+A_r+\frac{2\Pi}{\kappa} \qquad z\le\delta \quad (7b)$$

式(4)、式(7)を $k_s/D<<1$ として、水深方向に積分し u_* と断面平均流速 U との関係を求めると式(8)で表される。

$$\frac{U}{u_*}=\frac{1}{\kappa}\ln\frac{\delta}{k_s}+A_r-\frac{\delta}{D\kappa}+\left(2-\frac{\delta}{D}\right)\frac{\Pi}{\kappa} \quad (8)$$

式(1)の境界層外縁流速を断面平均流速 U で近似し、さらに、排除厚 δ_*、運動量厚 θ を一様流中の平板に沿う流れにおける関係式 δ_*=2。61 θ、境界層厚と排除厚の関係式 δ=3 δ_* を用いて消去した後、式(7) と式(8) を等値すると、式(9)が導かれる。

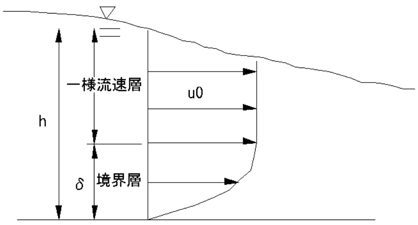


図-2　流速分布の仮定
The assumption of the distribution

$$a_1\frac{\partial(U\delta)}{\partial t}+b_1\frac{\partial}{\partial x}\left(U^2\delta\right)+a_1\delta U\frac{\partial U}{\partial x}$$
$$=\left[U/\left(\frac{1}{\kappa}\ln\frac{\delta}{k_s}+A_r-\frac{\delta}{D\kappa}+\left(2-\frac{\delta}{D}\right)\frac{\Pi}{\kappa}\right)\right]^2/\rho \quad (9)$$

ただし、$a_1=\delta_*/\delta$=1/3、$b_1=\theta/\delta_*$=1/7.83 である。

よって、式(9)中の Π と Ar を外部変数で表現できれば、式(9)および流れの基礎式から数値計算により摩擦速度を求めることができる。

3.　狭窄部流れと地形変化に関する水理実験

3.1　実験方法

図-3 に示す水槽内に狭窄部を設け、循環流発生装置により津波を模擬した非定常流を発生させた。実験ケースを表-1 に示す。狭窄部の底面せん断応力の特性を求める固定床実験および case1、case4 の条件については地形変化状況を求める移動床実験も実施した。津波の周期は流量発生から停止までを半周期とする cos 波形に対して定義した。また、発生するシールズ数は 10 程度になるように、case1、2、3 は、狭窄部幅 B=0.6m、case4 は、狭窄部幅を 0.45m とした。通水は静水状態から開始し、初

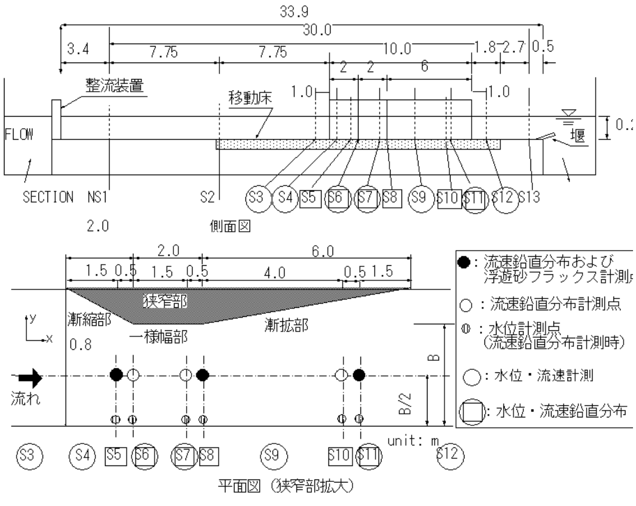


図-3　セットアップ
Experimental set-up

表-1　水理条件
Hydraulic condition

ケース名	周期 T (s)	最大流量 Qmax (m3/min)	狭窄部幅 B (m)	初期水深 ho (m)	跳水	粗度 d (mm)
case1	100	7.0	0.6	0.25	なし	ｱｸﾘﾙ 0.29
case2	200	7.0	0.6	0.25	なし	ｱｸﾘﾙ 0.29
case3	∞	3.5	0.6	0.25	なし	ｱｸﾘﾙ 0.29
case4	100	7.0	0.45	0.25	あり	珪砂 0.081

期水深は0.25mとした。

3.2　実験結果および考察

3.2.1　水面波形と流速波形

図-4 に case1 と case4 における水面および底面から100mm の位置の流速の時空間変化を示す。水面波形をみると流速の増加とともに上流から下流に向って水面勾配が生じ、case1 では t=30s で各点の水位差が大きいことから水面勾配が最大となったことがわかる。流速はほぼ正弦波状の滑らかな変化を示した。空間的なには、漸縮部と一様幅部(s5～S8)は加速領域、漸拡部(S9～S11)は減速領域となった。case4 の S9(漸拡部)では、急激な流速の増加と水位の低下現象が見られる。これは漸拡部で発生した跳水である。t=75s 近辺の水位の急激な上昇は、流量停止に伴い下流端で発生する段波である。

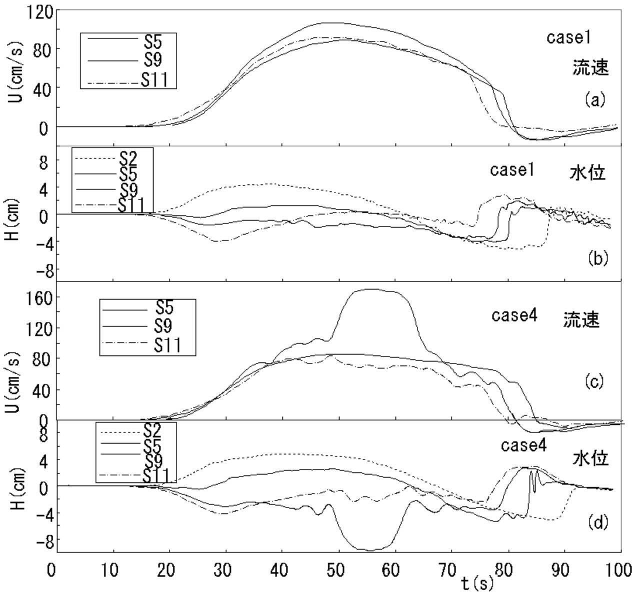


図-4　水面および流速の時空間変化
Time evolution of water level and velocity

3.2.2　流速の鉛直分布

流速の鉛直分布(z=6mm～100mm）を図-5 に示す。相当粗度 k_s を底質粒径 $d=d_{50}$ として、片対数表示した。摩擦速度 u_*は、底面近傍の流速分布が対数分布になると仮定し、底面から 6mm～12.5mm の高さの計測点 3 点を用いそれらの流速値の傾きから求めた。$k_s=d$、積分定数 A_r=8。5 とした粗面対数則も併記した。ただし、本実験は砂粒レイノルズ数(u_*d/ν）が 70 以下であり、流速分布は粗滑遷移領域に分類される。ちなみに図-5 に示した流速分布の積分定数をその一般式から求めると $7.2<A_r<8.3$ の範囲にある。図-5 では、いずれの断面、時刻とも底面付近の 3 点は、$1/\kappa$(κ:カルマン定数)を傾きとした直線で示され対数分布とみなされる。底面から離れると対数分布から下方にずれた。この現象を負の wake と呼ぶ。wake は、一般に圧力勾配により大きさが変化し、正の圧力勾配では負の wake(流速分布の一様化)、負の圧力勾配では正の wake となることが知られている。加速時(図-5(a)、(d)、(g))は、S5 から S11 のいずれの断

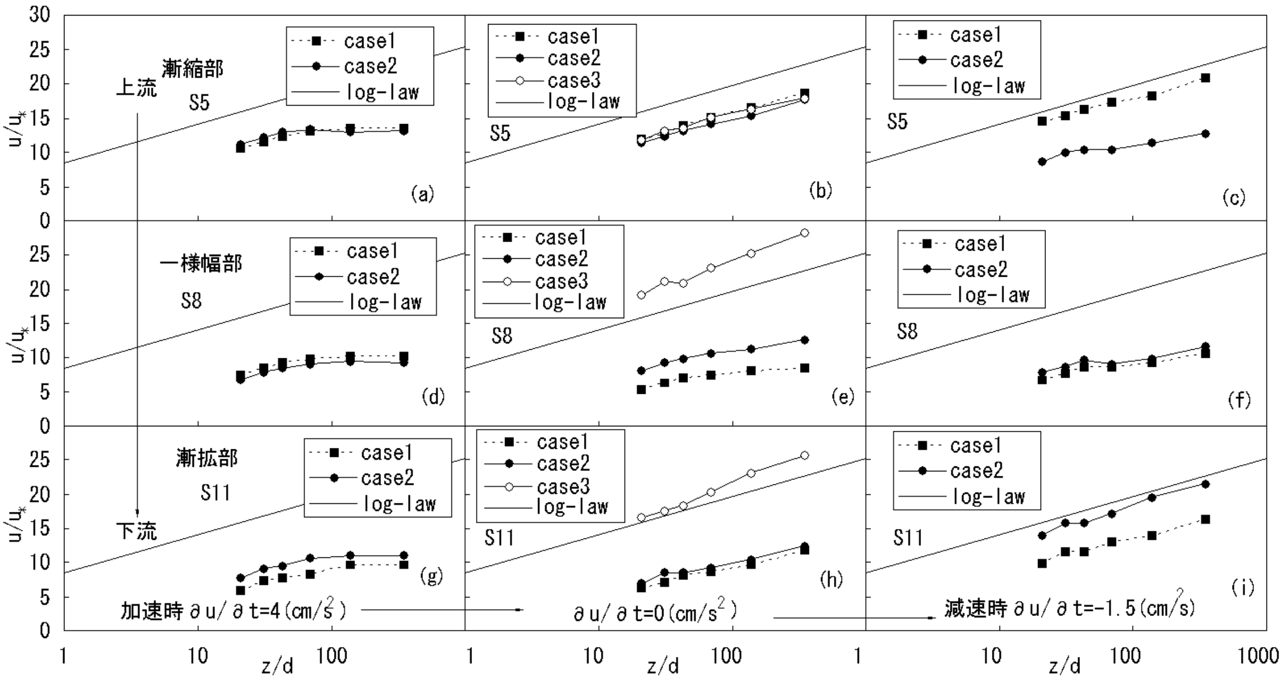


図-5　流速の鉛直分布
Velocity distribution

面でも負の wake が見られ流速分布が一様化し、強い負の圧力勾配が作用していると理解できる。減速時では、負の wake は緩和され、漸拡部の S11(図(i))では、底面から z/d=350 の高さまでは一直線となりほぼ対数分布に従った。定常流のケースである case3 は、流量が他のケースのピーク流量の半分の条件であるが、S11 で正の wake が見られた(図(h))。wake を表すパラメターとして加速度の他に、流速も影響することが示唆される。case1、case2 ではほとんど流速分布が粗面対数則から大きく下方にずれていることから、粗面対数則の切片である A_r はほぼ 7 以下であり、本実験が粗滑遷移領域であることを考慮しても、A_r の一般式の値(=8.5)より小さい。

3.3 Πと Ar のβに対する関係式の作成

実験結果から、式(9)におけるΠと A_r を圧力勾配パラメターβを用いて表すことを試みた。βを表す式として禰津ら[5)]の提案式があるが、底面せん断応力すなわち摩擦速度 u_*の評価式を作成するためには u_*を陽に表す方が津波の流速場の計算結果をそのまま使える。そこで、βを断面平均流速 U などの外部変数で定式化した(式(10))。また、圧力勾配は、Πとβの相関を調べた結果(図-6)から、最も相関が良かった式形として式(10)に示す移流項を代用した。

$$\beta = -\frac{D}{U^2}\left(\frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial U}{\partial x}\right) \tag{10}$$

図-6 にβとΠの関係を示す。ここに示したデータは、実験ケース全てを対象とし、case1、2、4 の非定常流のケースにおいては、0.05s 間隔でβとΠを求めた。δの評価が困難であるため底面から最も遠い計測点 z=100mm をδとみなしてΠを求めた。また、$u_* d/\nu$ >10(ν：動粘性係数）となる時間帯のデータを採用した。参考のため禰津 [6)] によるΠとβの関係式を、流速係数 $\phi(=U/u_*)$=15、$g\,\partial D/\partial x \sim (\partial U/\partial t+U\,\partial U/\partial x)$と置き換えた結果も併示した。バラツキが大きいものの、Πはβが小さい範囲ではほぼ一様、β>-0.05 で正の相関となる傾向が見られる。Πとβの関係は正の相関であることが知られているが、βの小さい領域でΠが一様となるものは、既往の研究では見あたらない。z=100mm をδとみなしてΠを求めているため、Πの発達が限定されてしまった可能性がある。

図-7 に A_r とβの関係を示す。A_r とβの関係については、禰津ら[6)]は、実験結果から滑面乱流の積分定数 A_s とβの関係を正の相関で表している。図-7 においても、A_r は、β>-0.02 の範囲では正の相関を示し、禰津らと同じ傾向を示した。しかしながら、β<-0.02 の範囲では、バ

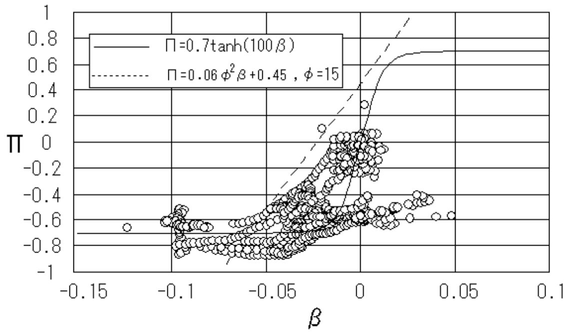


図-6　βとΠの関係
Relation between β and Π

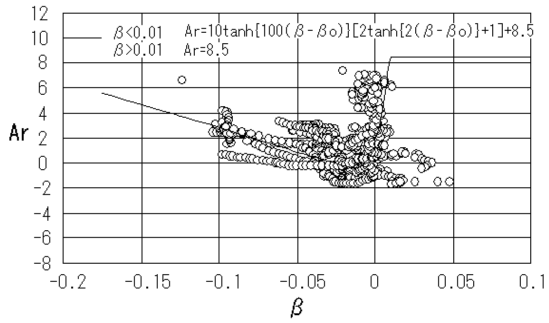


図-7　βと Ar の関係
Relation between β and A_r

ラツキが大きく相関を論じることは困難である。連続的なデータの流れから負の相関と見ることができよう。

ここでは、式(9)から摩擦速度の評価式を求める方法について主眼をおくため、大胆に図-9 からΠとβの関係式を、図-10 から A_r とβの関係式を求めることにした。Πとβの関係式は、正の領域のデータが少ないものの、データが密な所を通るように選び、かつ、β=0 でΠ≒0 となることを考慮して式(11)で近似した。βと A_r の関係式もデータが密な所を通るようにし、かつ、実際の津波では、砂粒レイノルズ数に対して完全粗面対領域の流速分布形となることを踏まえて、$\beta=\beta_0$ で Ar≒8.5 となるように式(12)で近似した。式中のβ_0は、後述する数値計算で生ずるβの誤差あるいは非定常性による影響を補正する係数で、本計算ではβ_0=0.01 とした。

$$\Pi = 0.7\tanh(100\beta) \tag{11}$$

$$A_r = 10\tanh\{100(\beta-\beta_0)\}\times[2\tanh\{2(\beta-\beta_0)\}+1]+8.5 \qquad \beta<\beta_0 \tag{12a}$$

$$A_r = 8.5 \qquad \beta \ge \beta_0 \tag{12b}$$

3.4 計算結果および考察

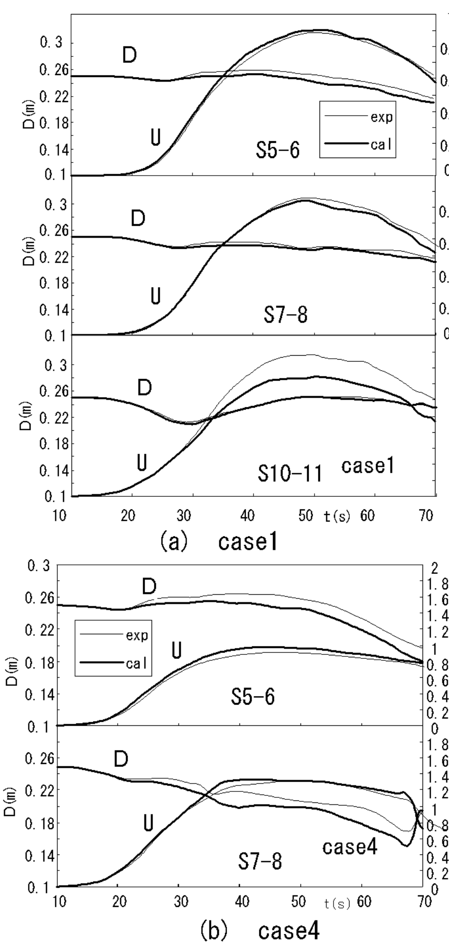


図-8　DとUの計算と実験の比較
Comparison of D & U
between cal. and exp.

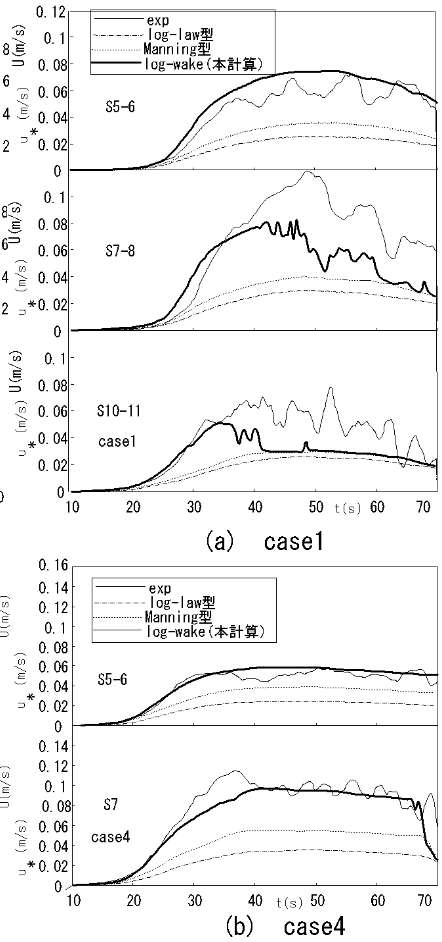


図-9　u_*の計算と実験の比較
Comparison of u_*
between cal. and exp.

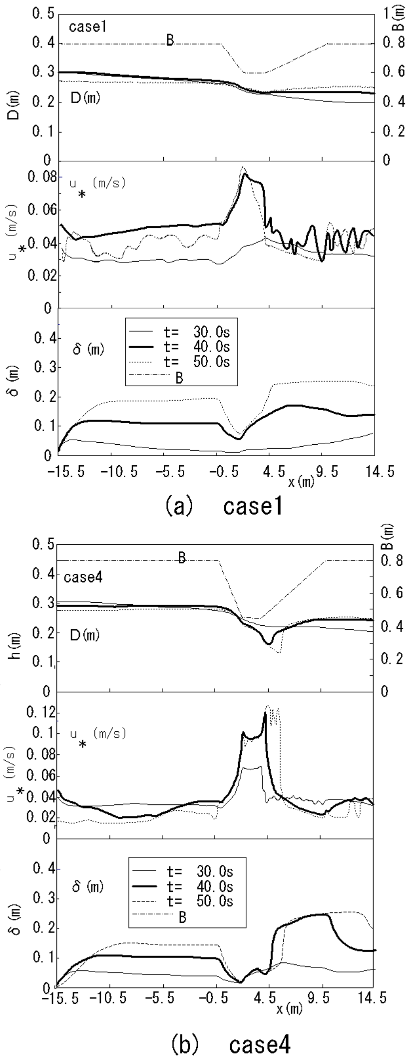


図-10　D, u_*, δの縦断分布の計算結果
Comparison of D, u_*, δ
between cal. and exp.

流れの計算は、上流端で流量、下流端で水位の実験結果を与え一次元流れの方程式を Lax-Wendroff の 2step 法[6)]で解いた。さらに跳水付近の数値振動は、Bjorn Enquist ら[7)]によるノンリニアフィルタで平滑化した。ただし、流れの摩擦抵抗項はマニング型($u_*^2=\rho n^2U^2/R^{1/3}$、$\rho$:密度、$n$:粗度係数、$R$:径深)とし、粗度係数は n=0.009 とした。図-8 に計算結果を示す。水位と流速は計算結果とよく一致し、狭窄部の底面せん断応力の評価法を流れの計算に導入しなくともマニング型の抵抗項を使うことにより、水位と流速の計算結果は実験結果とほぼ一致した。一見矛盾した結果であるが、逆を言えば摩擦項に平均流速公式を用いても断面平均流速や、水深についてはこの程度の再現性は確保できると言える。式(10)および式(11)、式(12)を用いた u_*の計算結果と実験結果を比較する(図-9)。log-law 型およびマニング型による u_*では、狭窄部の u_*を過小評価してしまうことがわかる。提案した狭窄部の底面せん断力評価法(図中、log-wake)により、全ての断面で加速時(t<40s)の u_*に反映され実験結果をよく表すことが可能となった。特に、S5-6 においては、case1、case4 とも良好に一致した。しかし、case1 の S7-8、S10-11 では加速時を過ぎると、計算結果は大きく減少し過小評価となった。Π、または A_r と βの関係式(式(11)、(12))の精度に起因すると考えられ、より精度の高い検討が必要であると言える。さて、本モデルにより h、u_*、および境界層厚 δの縦断分布の計算し考察する(図-10)。

δの上流端は、$\delta=k_s(=d)$として与えた。δは、上流端から発達し、x=-10m でほぼ一定の値となる。また、t=30s から t=40s に時間が経過し、流速が大きくなるとδが発達していることがわかる。狭窄部では急激に減少し流速分布が一様化することが理解される。同時に摩擦速度 u_*が急速に増大する。漸拡部区間ではδはほぼ水面の高さと同程度まで発達する。

4. チリ津波来襲時の気仙沼湾の海底地形変化の再現計算

4.1 計算方法

狭窄部の底面せん断力評価法の適用性を検証するため、1960 年気仙沼湾に来襲したチリ津波を対象に計算を行った。流れの計算は、津波計算方法を踏まえて Leap-flog 法で差分化した津波計算手法を用いた(式(1)参照)。津波による地形変化モデルは、全流砂量の一部がその場所での外力に一義的に支配される局所フラックとして挙動し、残りが浮遊成分として単層の移流拡散方程式に従って挙動する局所フラックス・移流拡散混合モデル[8)](以下、混合モデル）を使用した。

津波は湾口から水位の変化として侵入させた。入射波形[8)]を図-11 に示す。計算格子間隔を 25m、時間ステップを 0。1 秒として 28800 秒間(8 時間）の計算を行った。マニングの粗度係数 0.025、底質砂は 0.1mm の一様砂、密度 2,650kg/m3、沈降速度 0.01m/s とした。log-wake 則で用いる k_s は海底面の不陸を考慮して、マニングの粗度係数 n=0.025 相当の粒径値である d=46mm として近似式(13)より評価した。

$$k_s = \left(7.66n\sqrt{g}\right)^6 \tag{13}$$

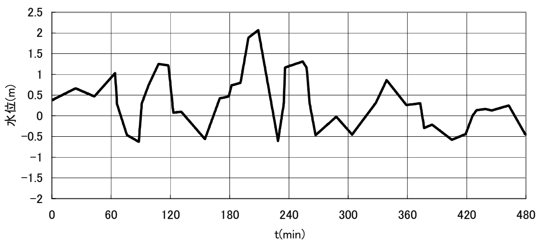


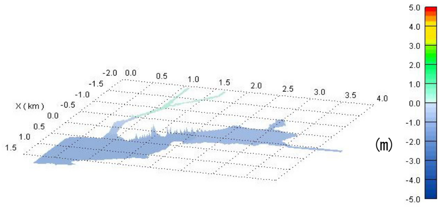
図-11 入射波形
Incident tsunami

4.2 計算結果および考察

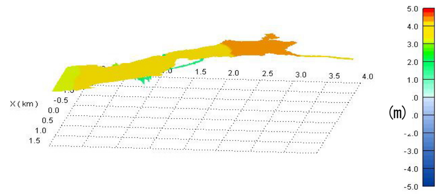
4.2.1 津波の状況

図-12 に、水位の計算結果を示す。図-12(c)押し波時、(d)引き波時では、その狭窄部を境に 1m以上の水位差がついていることがわかる。このことから、狭窄部では非常に大きな圧力勾配を伴う加速流となっていることが示唆される。

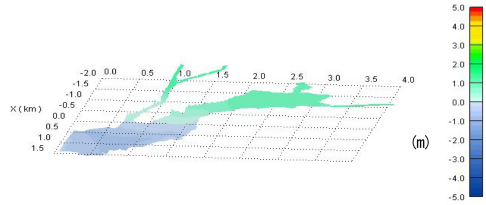
図-13 は、狭窄部を挟んで内湾と外湾の水位 H に最も差(ΔH=2m)がついた時刻 t=76min の水位と流速ベクトルおよび無次元せん断応力である。狭窄部では 3m/s を越える流速が発生しており、狭窄部の周辺では非常に大きな圧力勾配を伴う加速流となっていることが理解できる。無次元せん断応力は狭窄部に集中し、シールズ数が 10 台の非常に大きな値となった。



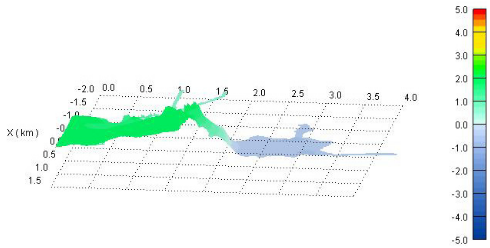
(a) 160 分後



(b) 215 分後

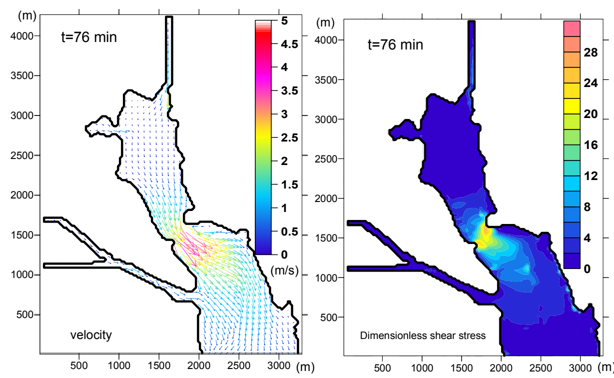


(c) 235 分後



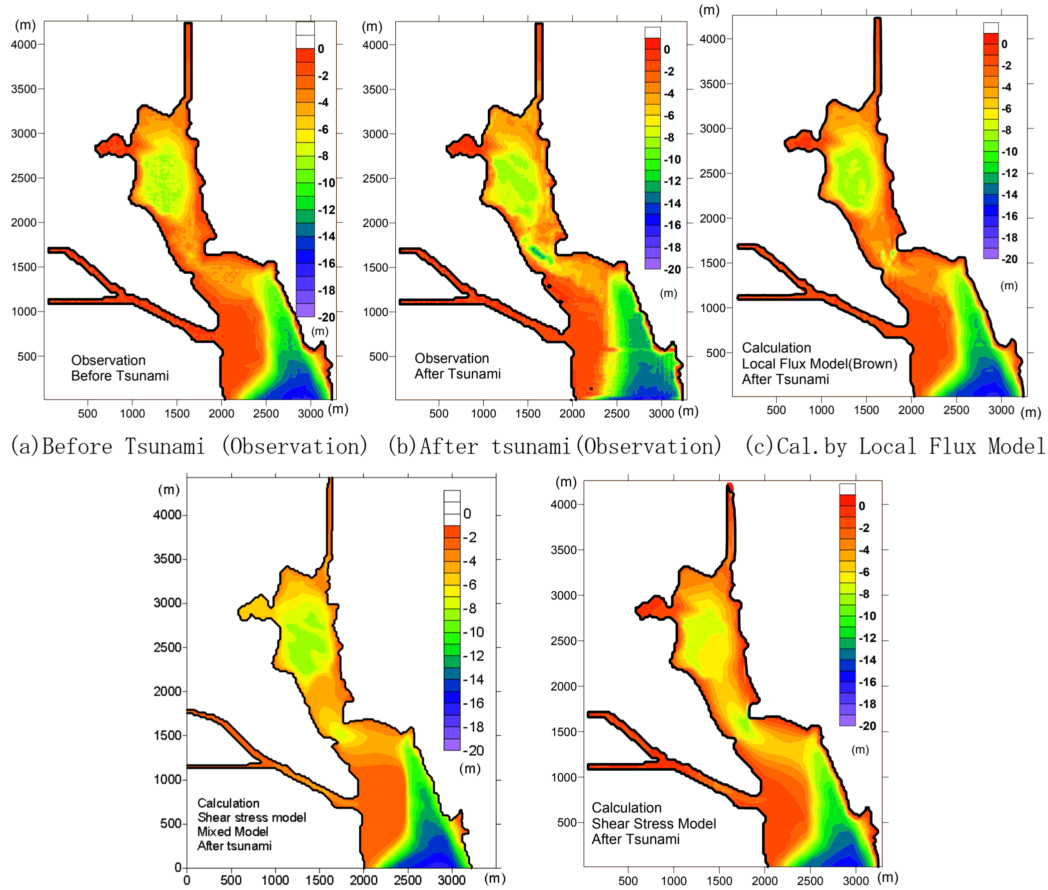
(d) 245 分後

図-12 水位の計算結果
Calculation result of water level



(a) 流速ベクトル (b) 無次元せん断応力

図-13 最大水位差発生時刻の流速ベクトル無次元せん断応力
Velocity and dimensionless shear stress at the maximum water level difference



(a)Before Tsunami (Observation)　(b)After tsunami(Observation)　(c)Cal.by Local Flux Model

(d)Cal.by Shear stress model (by Fujii)　(e)Cal.by Shear stress (by Takahashi)

図-14　地形変化に対する実測と計算の比較
Comparison with observation and calculation in the bottom change

4.2.2　地形変化

図-14 に(a)初期海底地形[9]、(b)津波後の実測地形[9]、(c)底面せん断応力をマニング型公式で評価し、地形変化モデルとして全流砂量公式である Brown 式を用いた局所フラックスモデルの計算結果、(d)に狭窄部の底面せん断応力評価法および地形変化モデルとして混合モデルを使用した結果を示す。図(e)は、近年の新たな津波による地形変化モデルとして、高橋ら[10]が提案した掃流砂と浮遊砂を独立に取り扱い各層間の交換砂量を定義する地形変化モデル(式(14)から式(15)）を使用した計算結果である。ここでは狭窄部の底面せん断応力評価法で得られた τ_*を代入して計算した。なお、高橋らは、掃流砂量式および交換砂量式をそれぞれ式(14)、式(15)で表し、a_q=21、m=2、a_w=0.012 と提案している。

$$q_B = a_q\sqrt{sgd^3}\tau_*^m \qquad (14)$$

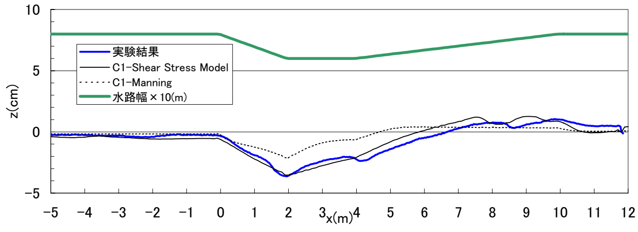
$$w_{ex} = a_w\sqrt{sgd}\tau_*^2 - w_0C \qquad (15)$$

ここに、q_B：掃流砂量、s：砂の水中比重、g：重力加速度、τ_*：無次元せん断力（掃流力 $=u_*^2/sgd$）、W_{ex}：掃流砂と浮遊砂の交換砂量、w_0：砂の沈降速度、C：砂の濃度である。図-14(e)では a_q=40、m=1.5、a_w=0.00012 を使用した。これは、図-15、図-16 に示すように水理実験で得られた地形変化および浮遊砂量に合うよう決定した数字である。

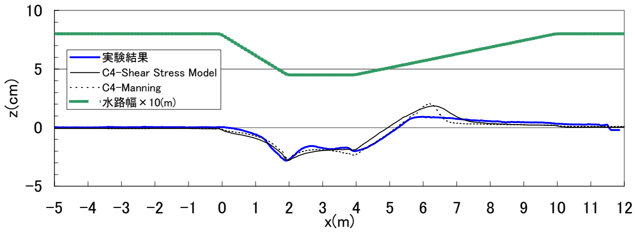
図(a)、(b)によれば、津波後は全般的に水深が大きくなり1960 年のチリ津波では侵食が卓越したことがわかる。特に、狭窄部では最大10m に達する侵食が生じた。計算結果を見ると、(c)の局所フラックスモデルでは、狭窄部に若干の洗掘が見られるが、実測値(b)のように流れ方向に伸びた洗掘形状になっていない。一方、図(d)の底面せん断応力評価法・混合モデルでは、局所フラックスモデル(c)に比べ狭窄部の洗掘深・洗掘領域が増え、また、湾全体の地形変化も実測値に対して良好である。表-2 に堆積量と侵食量を示すが、混合モデルでは気仙沼湾の地形変化の特徴である侵食傾向を良好に示すことができた。図-14(e)では、狭窄部の地形変化がより実測値に近づき、狭窄部の特徴である大きな侵食を良好に表現できたものの、湾全体のマクロな地形変化を議論した場合、総堆積量が実測と比べ大きくなり

表-2　堆積・侵食量
Volume of sedimentation and erosion

	総堆積量(m^3)	総侵食量(m^3)	堆積/侵食比
実測結果	235,000	2,618,000	0.28
局所フラックスモデル	88,500	92,700	0.95
混合モデル	400,800	1,096,100	0.37
狭窄部底面せん断応力評価＋高橋ら地形変化モデル[10]	1,082,800	1,140,700	0.95

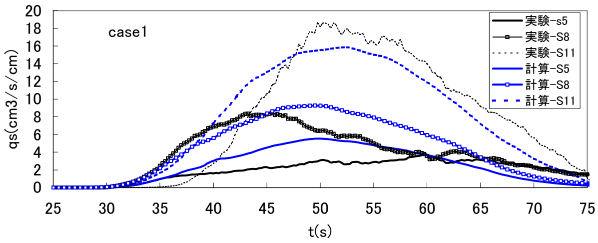


(a) case1

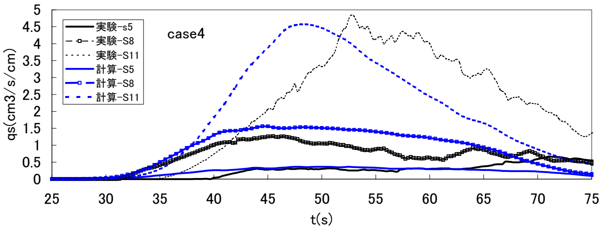


(b) case4

図-15　地形変化の計算結果
Results of calculation about bottom change by experiment



(a) case1



(b) case4

図-16　浮遊砂量の時間変化に関する実験と計算の比較
Comparison between exp. and cal. in suspended load

(表-2)、堆積量と侵食量がバランスした掃流砂卓越場の地形変化の特徴を示す結果となった。これは、図-19(e)のモデルは、交換量係数 a_w において高橋らが提案する値 a_w=0.012 と本論文で提案する値 a_w=0.00012 を比べて明らかなように狭窄部の侵食に寄与する掃流砂に重きが置かれたモデルのためである。

6.　まとめ

狭窄部のような強い圧力勾配下で適用できる底面せん断応力の評価法を提案した。さらに、この評価法を用いて(1)藤井らの混合モデル、(2)高橋らの地形変化モデルによりチリ津波時の気仙沼湾地形変化を計算した。混合モデルは、侵食・堆積の全体傾向についての再現性は良好であった。高橋らのモデル係数をチューニングした地形変化モデルを使用した結果では、狭窄部の侵食量は改善されたが、侵食・堆積の全体傾向についての再現性には課題を残した。今後は、モデルの改良を検討し、全体および局所の双方について再現性の良いモデル構築を行いたい。

最後に、本研究は、東京電力株式会社からの受託業務で実施され、藤井ら[8)]によって海岸工学論文集に、筆者ら[11)]により水工学論文集に投稿された研究の一部であることを付記する。また、本研究の遂行にあたり、当時、岩手県立大学首藤伸夫教授、東北大学田中仁教授、同今村文彦教授、高橋助教授(現秋田大学助教授)に貴重な助言を頂いたことに心から感謝する次第である。

参考文献

1) 後藤智明，小川信由：Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法，東北大学区工学部土木工学科出版，pp.4-6，1982
2) 首藤伸夫：津波による土砂の輸送，東北大学工学部津波防災実験所研究報告，第 6 号，pp.1-56，1989
3) 例えば，日野幹雄：流体力学，朝倉出版，pp.-146-152，1974
4) 例えば，禰津家久：水理学・流体力学，朝倉出版，pp.106-108，1995
5) 禰津家久，門田章宏，戸田孝史，中川博次：加速流および減速流の解析手法とその乱流特性，土木学会論文集 No.509/II-30，pp.89-97，1995.2
6) 例えば，Abbott,M.B. and D.R.Basco : Computational fluid dynamics an introduction for engineers, Longman Scientific & Technical, pp.225-230, 1989
7) Bjorn Enquist, Per Lotstedt and Bjorn Sjogreen : Nonlinear Filters for Efficient Shock Computation, MATHEMATICS OF COMPUTATION Vol.52, No.186, April pp.509-537, 198
8) 藤井直樹，大森政則，高尾誠，金山進，大谷英夫：津波による海底地形変化に関する研究，海岸工学論文集，第 45 巻，pp376-380，1998)
9) Kawamura,B. and T.Mogi : On the deformation of the sea bottom in some harbours in the Sanriku coast due to the Chili Tsunami, 1960-5 月 24 日チリ津波に関する論文及び報告，チリ津波合同調査半，丸善(株)，pp.57-66，1961
10) 高橋智幸，首藤伸夫，今村文彦，浅井大輔：掃流砂層・浮遊砂層間の交換砂量を考慮した津波移動床モデルの開発，海岸工学論文集，第 46 巻，pp.606-610，1999
11) 大谷英夫，高尾誠，藤井直樹：狭窄部を通過する津波の流速分布と底面せん断応力特性，水工学論文集第 43 巻，pp.419-424，1999