

# 河道内に侵入した津波が河川流量から 受ける影響について

Impact of river-discharge on tsunami in river

北海道大学工学部 ○ 学生員 平田 潤 (Jun HIRATA)  
北海道開発土木研究所 正会員 安田 浩保 (Hiroyasu YASUDA)  
北海道大学工学部 正会員 清水 康行 (Yasuyuki SHIMIZU)

**keyword:** river, tsunami, run-up

$$C_f = \frac{1}{\phi^2} \quad (3)$$

## 1. はじめに

海域で発生した津波が河川に侵入し、遡上した際の挙動に関する研究<sup>1)</sup>はこれまでいくつか行われてきた。しかし、これらの研究の殆どは支配方程式に浅水理論式を用いたものであり、鉛直方向加速度を考慮した場合に起こるソリトン分裂を無視している。この効果を考慮するためには非線形分散波理論式を適用しなければならない。

本研究は両支配方程式間の差異がどの程度生じるかを数値解析によって求めようとするもので、安田らが行った研究<sup>2)</sup>にさらに流量変化を付け加えた場合、津波がどのような特性を示すかを明らかにすることを目的としている。

## 2. 数値モデル

### (1) 支配方程式

本研究では鉛直上向きを速度を考慮し、アーセル数を1のオーダーにしたときに、

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{q^2}{D} \right] + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 q}{\partial t \partial x^3} - \frac{C_f}{D^2} |q|q \quad (1)$$

として導かれる積分された Peregrine の式<sup>3)</sup>を非線形分散波理論式として適用する。このとき、これに対応する連続の式は、

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

である。ここで、 $q$ は流量フラックス、 $t$ は時間座標、 $D$ は水深、 $\eta$ は水位、 $C_f$ は河床抵抗係数である。また浅水理論式は式(1)の右辺第1項を除いたものである。

河床せん断力から津波が受ける影響に関しては式(1)の右辺第2項に示したとおり、水深と河床材粒径の関係から決定される河床抵抗係数を用いた表現を適用することにした。 $C_f$ は、

のように書かれる。ここに $\phi$ は小規模河床形態に応じて決定される流速係数である。この $C_f$ と頻用される Manning の粗度係数  $n$  との間には等流公式を介して、 $n^2 = C_f h^{1/3} / g$  の関係がある。

### (2) 数値解析法

Peregrine の式のような非線形分散波理論式は、局所項のほか、分散項においても時間微分項を含むため、適切な数値解を得るためには Implicit スキームを用いなければならない。しかも、物理分散項の作用が顕著な条件下では、数値分散項が優勢な打切り誤差項有する差分スキームを適用した場合はこの影響も計算に同時に反映されてくるから、打切り誤差特性までを視野に入れた差分スキームの選定が要求される。計算効率を考えると、分散項の解法に三重対角行列を利用した効率的な演算アルゴリズムと Staggered Leap-frog 法を組み合わせた2段階混合差分法が適当であろう。本研究では、移流項に3次精度の風上差分を用いた2段階混合差分法を用いることにした。

## 3. 数値実験

### (1) 実験条件

#### a) 設定した実験条件

以下で実施した数値実験では、入射波形に正弦波形を与え、その最大波高を1mとし静水面から最大波高を経て再び静水面に戻るまでの周期を  $T$  とおき、河床勾配、流量、周期には表-1 に示す値を使用した。河床材の平均粒径  $d_s$  はそれぞれ河床勾配に応じた値を与えた。そして波状段波形態における波数分散現象を十分に解像できるように空間格子間隔を2m、時間格子間隔を0.01秒に設定した。この設定値は、条件の整合を考え、両理論式の数値解析のいずれも同一とした。河床の摩擦抵抗は、前述の河床抵抗係数  $C_f$  により考慮することにした。この  $C_f$  の算出式はいくつも提案されているが、平坦河床を対象

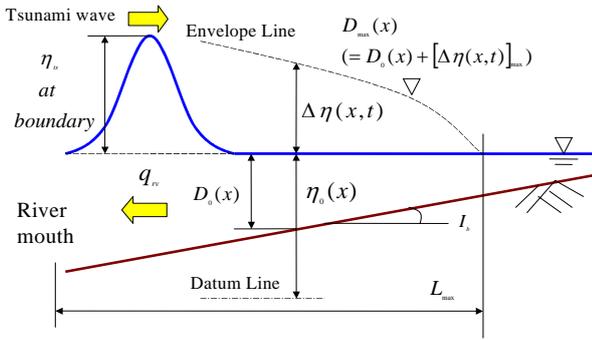


図-1 記号の定義

表-1 実験諸元

流量	$q$ (m <sup>2</sup> /s)	0.2	0.3	0.4	
周期	$T$ (min)	10	20	40	
河床勾配	$I$	1/750	1/1000	1/2500	1/5000
平均粒径	$d_s$ (mm)	25	25	15	15

にした  $C_f$  の算出式のひとつである Engelund & Hansen が提案した,

$$C_f^{-0.5} = 6 + 2.5 \ln \left( \frac{D}{2.5d_s} \right) \quad (8)$$

を用いた。式(8)は定常流のもとで成立することを想定したものであり、しかも津波に伴う局所的な水深変化は相対的に短時間なため、本式中の  $D$  には初期水深  $D_0$  を与えて計算を行った。

本研究で使用する水理諸量は図1に示すとおり定義した。ここで、 $D_0$ 、 $\eta_0$  はそれぞれ初期条件での水深、水位、 $\Delta\eta$  は  $\eta_0$  からの変動量、 $q_{rv}$  は河川流量、 $I_b$  は河床勾配、 $\eta_{ts}$  は境界で与えられる入射波の最大波高である。

**b) 初期条件, 境界条件**

この実験では、初期条件として、河床勾配  $I_b$ 、河床抵抗  $C_f$  と河川流量  $q_{rv}$  に応じた初期水深  $D_0$  の分布を不等流の式で計算して与えた。各河床勾配、各河川流量の初期水位の空間分布は図-2に示したとおりである。

津波の入射を考慮した非定常計算は浅水理論式と非線形分散波理論式の両式で行い、上流端では河川の定常流量としての  $q_{rv}$ 、下流端では津波の入射を正弦波の水位で与えた。

**(2) 実験結果**

**a) 最大浸入距離**

図-3では、各河川勾配、周期、流量毎の津波の最大浸入についての実験結果を表しており、図中で用いられている  $L\eta_{ts}$  は  $\eta_{ts}$  と同値の初期水位の出現位置を表している。図-3からまず  $L\eta_{ts}$  と  $L_{max}$  についての関係を見てみると、流量によって多少異なる点は見られるがおおむねどの河床勾配、周期においても  $L\eta_{ts}$  と  $L_{max}$  は一致していること

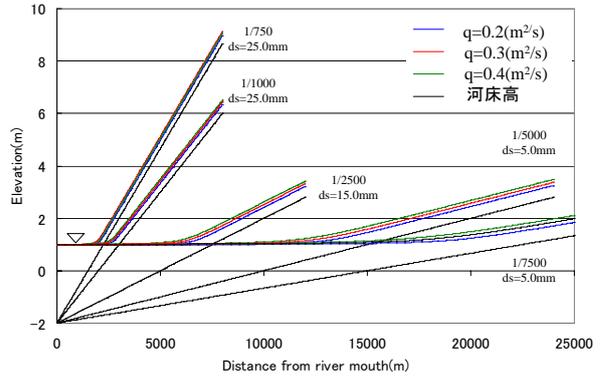


図-2 初期水位の空間分布

が分かる。これはつまり  $L_{max}$  は  $L\eta_{ts}$  を用いて推定することが可能だということが言える。単位幅流量、河床勾配に着目すると、それぞれ以下に示す特性を見出すことができる。

まず、単位幅流量  $q$  が大きい場合はそう簡単な話ではなく、 $q$ が増加するにつれ  $L\eta_{ts} = L_{max}$  の直線よりも上方にシフトすることが予想される。例えば今回の数値実験では、流量  $0.4$  (m<sup>2</sup>/s) 勾配  $1/5000$  周期  $40$  (min) の時に最大で  $L_{max}$  が  $L\eta_{ts}$  を  $3200$  m ほど上回っている。つまり、流量の増加に伴い各条件で最大浸入距離は増加している。これは流量の増加に伴う水量の増加が原因と考えられる。全体的な傾向として浅水理論と非線形分散波理論では勾配が  $1/7500$  のときを除いて、おおむね非線形分散波理論が浅水理論よりも長く遡上することがわかる。

つぎに、河床勾配に関していうと傾きが緩やかになればなるほど最大浸入距離は長くなっており、 $1/2500$  より勾配が急な場合は入射波の周期による  $L_{max}$  の差異はほとんど見られない、その一方で、特に  $1/5000$  の勾配の時には周期によって大きな差異が見られ、さらに  $1/7500$  の場合では、 $L\eta_{ts}$  と  $L_{max}$  の関係は再度適合性が回復する。

**b) 最大浸入距離における水位変化量**

浅水理論式での最大浸入距離地点における水位について図-4(a)に示した。この図で用いている  $\Delta\eta_{mouth}$  は河口における初期水位からの水位差をとっている。勾配が急なほど大きな水位変化量を示していることがわかる。図によると最大で初期水位に比べ  $2.3$  m ほど高い位置まで遡上しており、数値実験では津波の入射水位を  $1$  m としているのでそれを大きく上回ったことになる。これに対して、勾配が  $1/2500$  より緩やかな場合は周期が長ければ長いほど遡上距離、水位変化量ともに大きいことが見てとれる。

図-4(b)では両理論式で最大浸入距離地点における水位の比をとっている。最初に、周期が異なることによって大きな差がでているのが見てとれる。また、勾配が緩やかになるにつれ両理論式の比が小さくなっており、勾配  $1/7500$  の周期  $T=20, 40$  (min) では、浅水理論式の方が非線

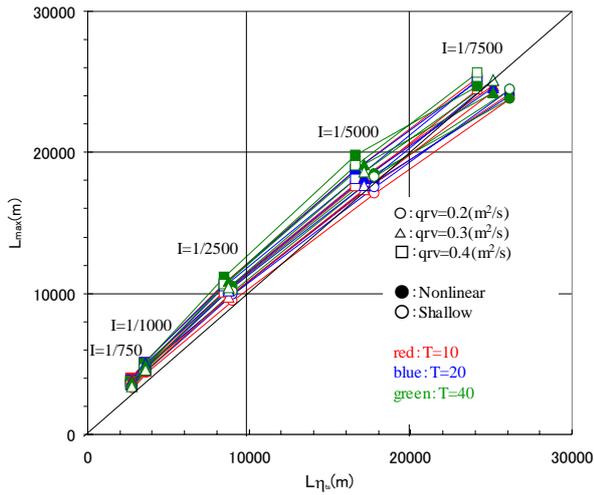


図-3 最大浸入距離と河床勾配, 流量, 周期の関係

形分散波理論式を上回る水位を記録している。特に注目してみたいのはソリトン分裂が形成されていない勾配が急な 1/750 と 1/1000 の場合の比が大きいことである。これは非線形分散波理論では鉛直方向加速度を考慮しているため、浅水理論よりも高い水位を示したものと考えられる。

**b) 最大水位とその出現位置**

図-5(a)(b)ともに流量増加に伴いおおむね水位差は上昇していることが見てとれる。また、河床勾配の緩急それぞれにおける特性は以下の通りである。図-5(a)では最大水位と初期水位の水位差の空間分布を表した図である。この図はとても顕著にソリトン分裂が生じており、この図から両理論式間での水位の差異や、最大浸入距離に比べてどの程度の位置で最大水位差が生じるかが見てとれる。

図-5(b)ではソリトン分裂が生じ得るのに十分な距離を有さない急勾配での水位差の変動図をあらわしている。図からは両理論式間にかかなりの差異が見られ、先ほども述べたように鉛直方向の加速度を考慮したため起こった現象と考え、これは無視することのできない問題で、この現象を以後本文では“押し込み効果”と呼ぶことにする。

図-6(a)は最大水位差出現地点を  $L_{peak}$  とし最大浸入距離との比をとり横軸に、縦軸には最大水位差を取っている。また、この図は周期 10(min) の場合のみを扱っている。河川勾配が緩やかな方に関していえばこれは緩勾配ほど起こりやすいソリトン分裂が原因だと考えられる。その証拠に浅水理論式では緩勾配においても水位差にそれほどおおきな変化を見ることができない。これに対して急勾配においてこれほどの水位差を生じたのは先ほど推測したとおり、押し込み効果が原因だと考えられる。もう一つ注目したいのは急勾配な場合、その最大水位の出現地点はほぼ最大浸入距離の半分の位置に当たることがこの図から見て取れる。勾配が 1/2500 よりも緩やかな場合は緩やかになればなるほど最大水位差が出現する地

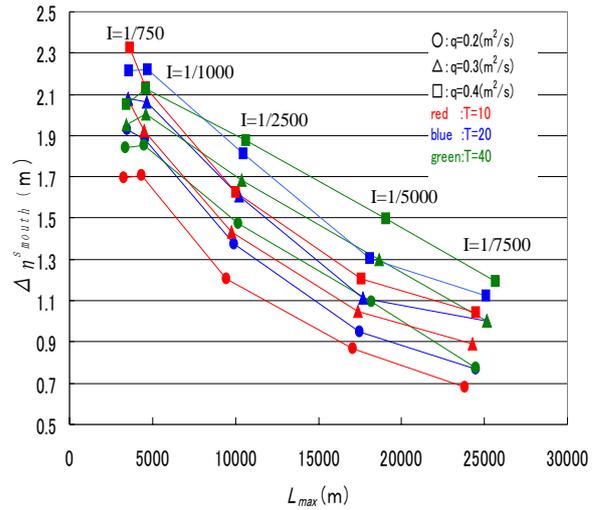


図-4(a)浅水理論における最大浸入距離地点での水位

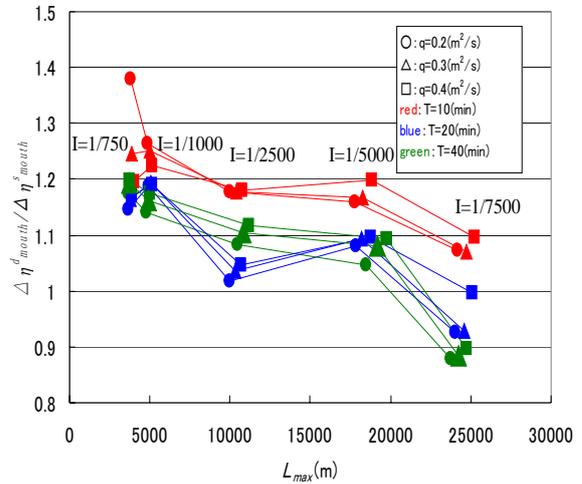


図-4(b)理論式の違いによる最大浸入距離地点の水位

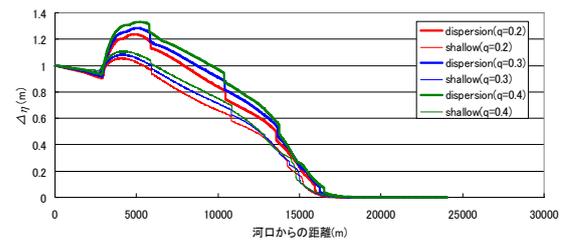


図-5(a) 水位変動図(I=1/5000, T=10)

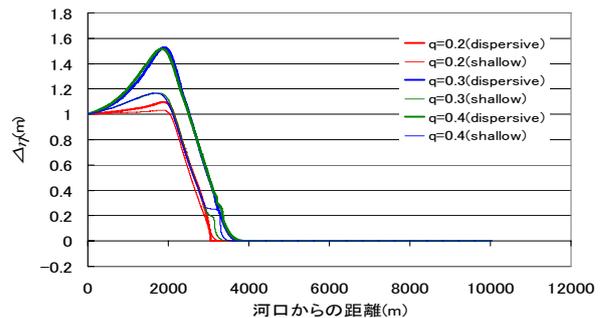


図-5(b) 水位変動図(I=1/750, T=10)

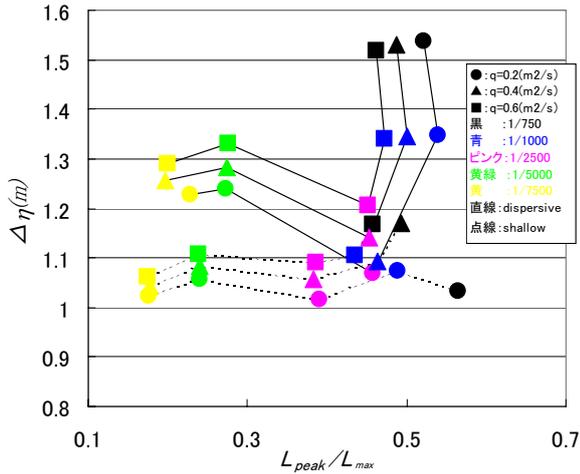


図-6(a) 最大水位出現地点での水位差(T=10)

点は河口方向へ近づいていくことがわかった。これらの事実から最大浸入距離は図-3 からある程度推定することが可能なので水位差が最も大きい地点、つまり最も危険な地点の推測もある程度可能だといえる。

流量に関して、両理論式とも 1/2500 よりも急勾配で水位差はほぼ等しい値をとり、最大出現地点の出現位置は流量増加につれ、河口方向に向かっていくことがわかる。一方で緩勾配では出現地点には大きな差は見られないが水位差は流量増加につれ、大きくなっているのがわかる。図-6(b)では両理論式間での比をとった。図から見ての通りソリトン分裂が現れている緩勾配ではおよそ 2 割ほどの水位上昇が見られ、急勾配においては 3 割ほどの水位上昇が見られた。流量に関していうと緩勾配では水位差の比、出現位置ともに大きな差は見られないが、急勾配においてその出現位置に差が見られ、流量増加につれ河口方向に向かっていくことがわかる。

c) 危険地帯

図-7は津波が描く包絡線の最大水位と初期水位との差が1 m以上の地域を危険と設定した場合に、河口から 1m 以上の地域が終わる地点までの距離を  $L^*$  とし、その点を横軸におき、縦軸には、 $L^*$  と  $L_{max}$  の比をとった図である。これも最大水位差出現地点と同じく急勾配において最大浸入距離の 6 割ほどの地点に現れることが見てとれる。また緩勾配では両理論式間で  $L^*$  に大きな差が出ている。

4. おわりに

河道内に浸入した津波が河川の影響を受けると、津波の波形の前傾化をより促進させやすい。最大浸入距離や、最大水位に焦点をおいて津波の特性を明らかにしてきたが、その場合においても流量が増加することでその危険度は大きくなるということがわかった。以前から指摘されている河床勾配が緩勾配の場合ほど生じやすいソリトン分裂とそれに伴う水位上昇だけではなく、ソリトン分裂が起こるのに十分な距離を持た

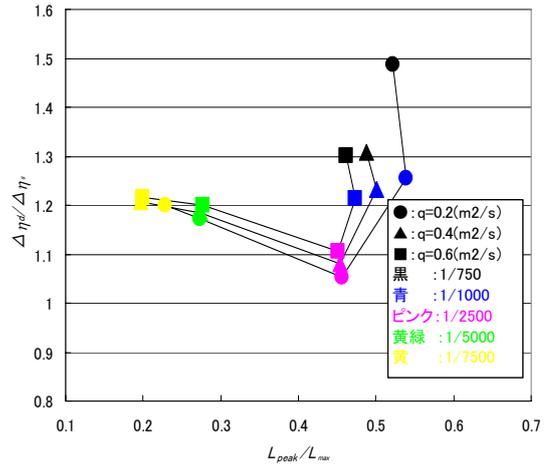


図-6(b) 理論式の違いによる最大水位の差異(T=10)

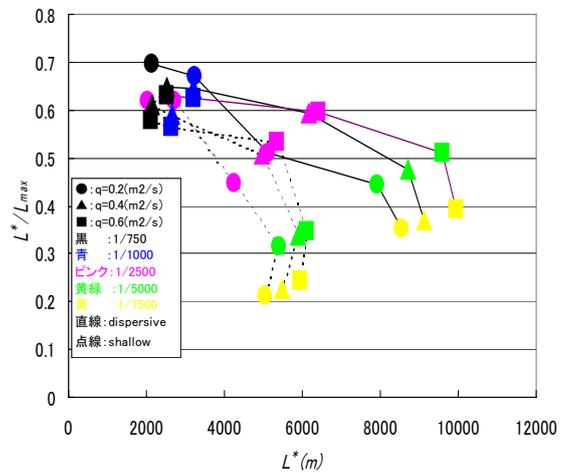


図-7 危険地域とその出現地点(T=10)

ない河床勾配が急な場合においても押し込み効果により非線形分散波理論は浅水理論と比べてより高い水位遡上を示すことがわかった。これらの結果は河道内の津波を取り扱う際にはどのような河川勾配を持った地形であれ、支配方程式に非線形分散波理論を用いる必要性を示唆する結果である。

参考文献

- 1) 後藤 智明, 首藤 信夫: 河川津波の遡上計算, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp64-68, 1981.
- 2) 安田 浩保, 渡邊 康玄: 河川を遡上する津波に関する数値的研究, 水工学論文集, Vol. 49, pp. 1327-1332, 2005
- 3) Peregrine, D.H.: Long waves on a beach, J. Fluid Mech., Vol. 27, pp. 815-827, 1967.