

原子力発電所の津波評価技術

レビュー編

平成 14 年 2 月

土木学会原子力土木委員会

津波評価部会

レビュー編

レビュー編 目次

第1章 水位変化・波源評価の高度化	3-1
1.1 平面二次元非線形分散波理論に基づく津波の分裂、碎波減衰の計算	3-1
1.2 三次元数値計算による津波の陸上遡上・防波堤開口部近傍挙動の計算	3-7
1.3 海底地盤変動による津波発生に関する研究	3-11
第2章 水位変化以外の津波現象評価	3-16
2.1 津波による波力	3-16
2.1.1 防波堤に作用する津波波力の算定	3-16
2.1.2 敷地内陸上構造物に作用する津波波力の算定	3-23
2.2 津波漂流物の衝突力	3-27
2.3 津波による砂移動	3-32
2.4 津波による浮体構造物の挙動	3-34
第3章 断層運動以外の原因による津波	3-39
3.1 火山活動に関連した津波	3-39
3.2 山体崩壊等による津波	3-41
3.3 海底地すべりによる津波	3-43
3.4 その他の原因による津波	3-45

第1章 水位変化・波源評価の高度化

1.1 平面二次元非線形分散波理論

津波による波動現象は深海から浅海にかけては、長波理論で記述され、その適用性の違いにより、線形長波理論、非線形長波理論(浅水理論)、線形分散波理論、非線形分散波理論が使い分けられる(例えば、後藤(1986))。これらの理論は上記の順に長周期の波動の近似度が高くなるが、その一方で数値計算の負荷も大きくなる。そのため、それぞれ深海(50m 以深)、浅海(50m 以浅)、および鉛直方向の加速度が有意な状態、といったケースによって使い分けが行われることが多い。しかし、昨今の数値計算手法の発展と数値計算機の進化・ダウンサイジングにより、以前は計算コストの問題で見送られてきた大規模な数値計算が実施されるようになってきている。

佐藤(1995)は、ブシネスク方程式に砕波による運動量拡散項を導入して、分裂と砕波を考慮した津波の平面二次元数値計算法を開発した。論文の中で日本海中部地震津波を対象とした無ひずみ断面二次元変形実験(鶴谷ら(1984))との比較および奥尻島南端部における北海道南西沖地震津波を対象とした無ひずみ平面二次元伝播・変形実験(野口ら(1995))との比較により、この数値計算手法によって津波本体およびソリトン分裂波の変形や砕波減衰をほぼ再現できることが報告されている(図 1.1-1~1.1-3)。ただし、この計算では陸上への遡

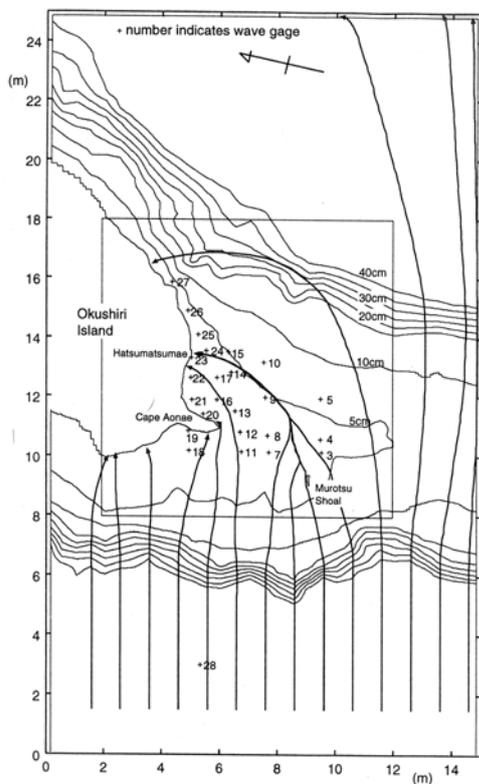


図 1.1-1 計算領域 (佐藤(1995))

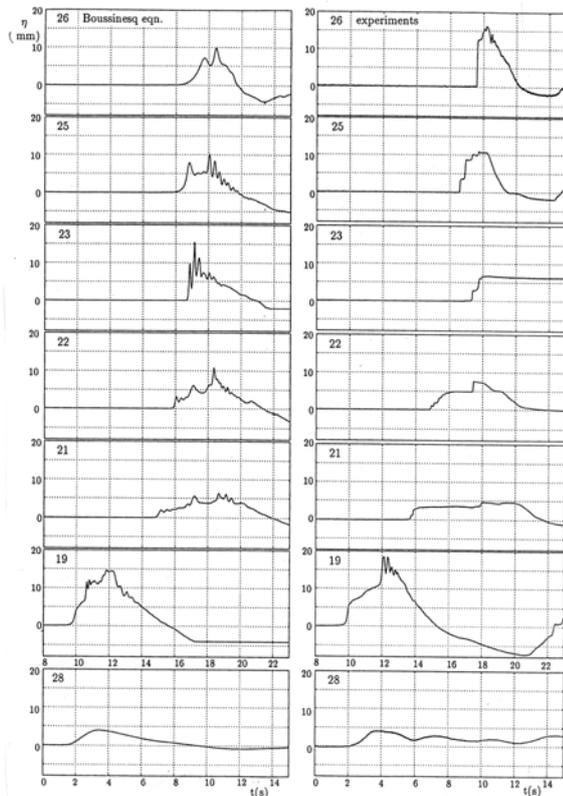


図 1.1-2 水面波形の比較 (佐藤(1995))

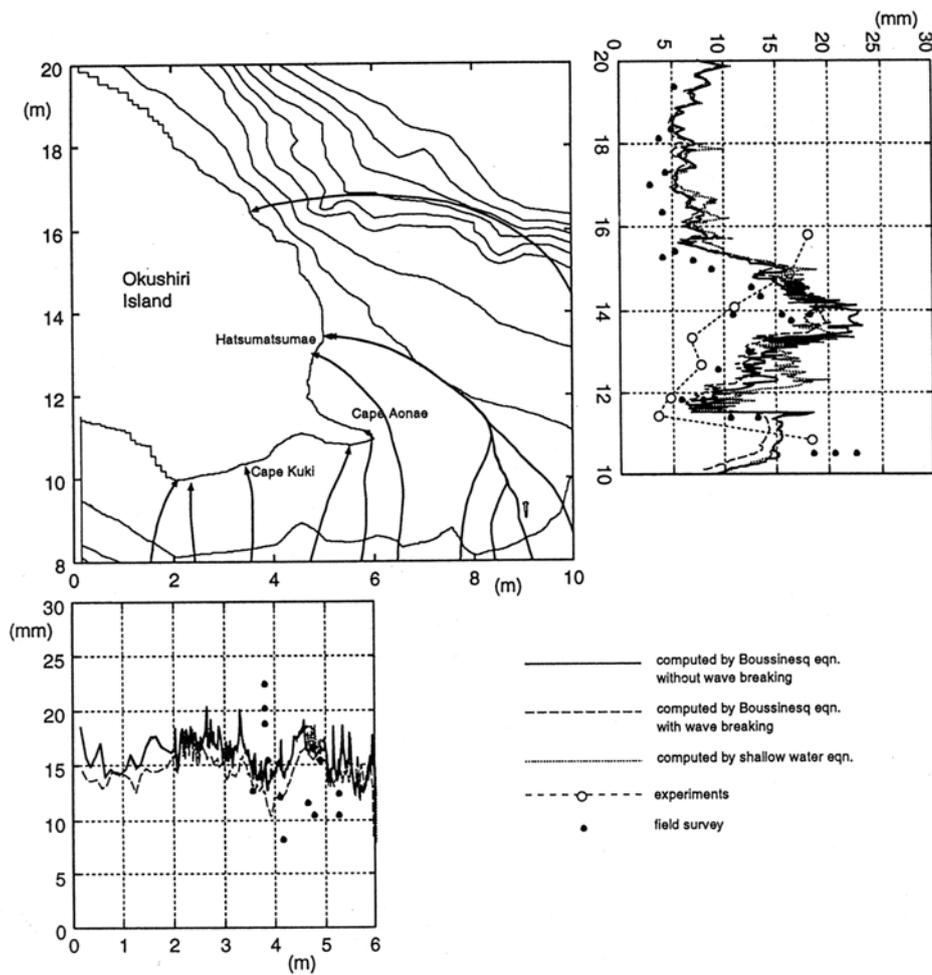


図 1.1-3 最高水位の分布 (佐藤(1995))

上は考慮されていないため、分裂、砕波が一度に再現できる遡上計算が今後の課題として
いる。

これに対し、岩瀬ら(1998)および原ら(1998)は、1次近似としての非線形分散波理論を支配方程式とする津波数値計算法として、分散項を安定に計算することができ、かつ陸上遡上および領域結合の取り扱いが容易な多段階混合差分法を開発した(図 1.1-4~1.1-5)。この手法では、まず、1段目に運動方程式中の線形項(局所項・圧力項)を陽差分で計算し線流量中間値を算出する。次に、2段目ではトーマスアルゴリズムを利用した陰解法で、移流項と分散項を計算し線流量中間値を算出する。ただし、 x 方向の運動の式であれば、 x で微分される移流項と x の2階微分の分散項のみを計算する。最後に、3段目では残りの移流項と分散項を用いて計算する。ただし、 x 方向の運動の式であれば、 y 方向でのトーマスアルゴリズムを利用した陰解法を用いるというものである。また、連続の式は、1段階の計算で済み陽解法で計算する。この方法を利用すると、従来の手法で計算領域の結合や陸上遡上の取り扱いが可能であるとともに分散項の計算に伴う計算の不安定性が回避できる。この手法を用いて、岩瀬ら(2000)および見上ら(2000)は、ソリトン分裂波の伝播計算に関する計算誤差評価を実施し、その他の代表的な非線形分散長波式との比較により、この手法の

優位性を示している。現段階では、この運動方程式中に砕波減衰項や底面摩擦項は付加されていないが、上記の佐藤(1995)の方法と同様にこれらの項を付加することにより、より実用性の高い計算法になるものと期待される。

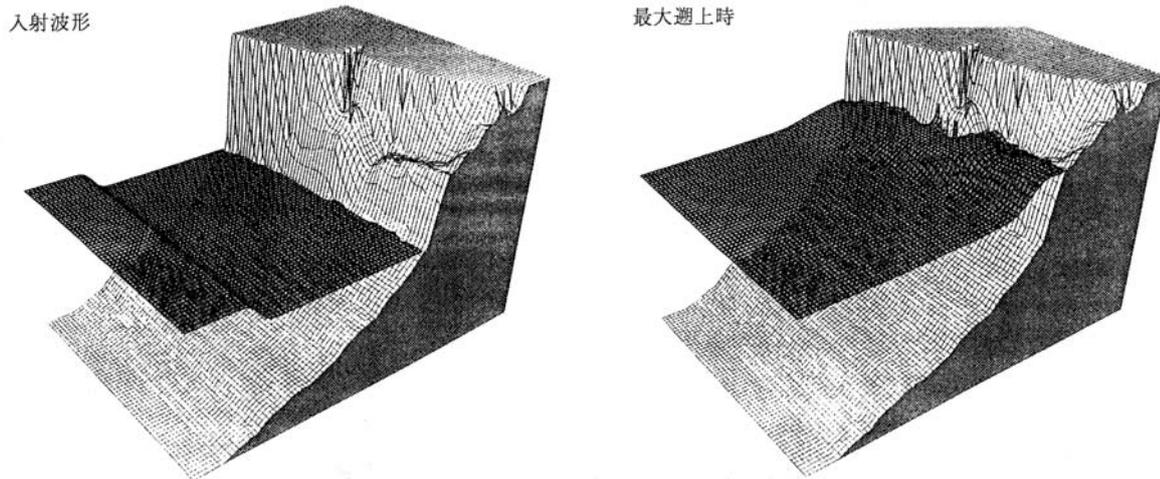


図 1.1-4 陸上遡上を含めた平面二次元計算例 (岩瀬ら(1998))

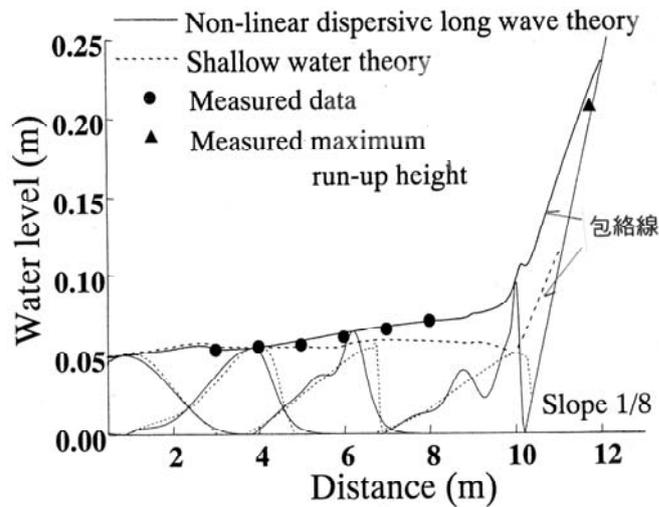


図 1.1-5 多段階混合差分スキームによる遡上計算 (原ら(1998))

以下は、上記の計算に用いた基礎式である。

i) 分裂と砕波を考慮した津波の数値計算法(佐藤(1995))

ブシネスク方程式に砕波による運動量拡散項と底面摩擦項を導入

・連続式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0$$

・運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \\ \frac{1}{3} h^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 Q_y}{\partial x \partial y} \right) \right\} - \frac{gn^2}{D^{7/3}} Q_x \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} + \nu_e \left(\frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q_x}{\partial y^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_y^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = \\ \frac{1}{3} h^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 Q_y}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 Q_x}{\partial x \partial y} \right) \right\} - \frac{gn^2}{D^{7/3}} Q_y \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2} + \nu_e \left(\frac{\partial^2 Q_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q_y}{\partial y^2} \right) \end{aligned}$$

ここに、 t : 時間, x, y : 平面座標系, Q_x : x 方向線流量, Q_y : y 方向線流量, η : 水面変動, h : 静水深, D : 全水深 ($D(t) = h + \eta(t)$), ν_e : 砕波による運動量逸散係数で砕波前は水の分子動粘性係数とし, 砕波後は $3\sqrt{gh_{b\max}} \cdot h_{b\max}$, $h_{b\max}$: 最も深い砕波点の水深, n : マニングの底面摩擦粗度係数 ($n = 0.026 m^{-1/3} \cdot s$), g : 重力加速度

砕波条件 : 水表面の水粒子速度が $0.4\sqrt{gD}$ を超えた時,

x, y 方向の線流量 ($Q_x(t), Q_y(t)$) とそれぞれの流速 ($u(t), v(t)$) の関係は以下の通り。

$$u(t) = Q_x(t) / D(t), v(t) = Q_y(t) / D(t)$$

ii) 非線形分散波方程式の多段階混合差分スキームによる解法(岩瀬ら(1998), 原ら(1998))

・連続式

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

・運動方程式

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{3} h^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial y} \right) \right\}$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{3} h^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x \partial y} \right) \right\}$$

ここに、 t : 時間, x, y : 平面座標系, M : x 方向線流量, N : y 方向線流量, η : 水面変動, h : 静水深, D : 全水深 ($D(t) = h + \eta(t)$), g : 重力加速度

x, y 方向の線流量 ($M(t), N(t)$) とそれぞれの流速 ($u(t), v(t)$) の関係
 $u(t) = M(t) / D(t), v(t) = N(t) / D(t)$

多段階混合差分スキーム

○連続式

1 段階のみ : 陽解法

$$\frac{1}{\Delta t} [\eta_{ij}^{n+1} - \eta_{ij}^n] + \frac{\partial M}{\partial x} \Big|_{F.D.}^{n+1/2} + \frac{\partial N}{\partial y} \Big|_{F.D.}^{n+1/2} = 0$$

○運動方程式

・ 1 段階

線形項(局所項・圧力項)の陽差分式により, 中間値 $M^{(1)}, N^{(1)}$ を算出。

$$\frac{1}{\Delta t} [M_{i+1/2,j}^{(1)} - M_{i+1/2,j}^{n-1/2}] + gD_{i+1/2,j}^n \frac{\partial \eta}{\partial x} \Big|_{F.D.}^n = 0$$

$$\frac{1}{\Delta t} [N_{ij+1/2}^{(1)} - N_{ij+1/2}^{n-1/2}] + gD_{ij+1/2}^n \frac{\partial \eta}{\partial y} \Big|_{F.D.}^n = 0$$

・ 2 段階

トーマスアルゴリズムによる陰解法

x 方向の 1 階微分の移流項と x 方向の 2 階微分の分散項を用いて中間値 $M^{(2)}$ を算出。なお、原ら(1998)の文献では下記の移流項第一項の右上の時間が (n) となっているが、これはミスプリントで実際は (2) が正しい。

$$\frac{1}{\Delta t} [M_{i+1/2,j}^{(2)} - M_{i+1/2,j}^{(1)}] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{(2)} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{n-1/2} \right] = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} \Big|_{F.D.}^n$$

y 方向の 1 階微分の移流項と y 方向の 2 階微分の分散項を用いて中間値 $N^{(2)}$ を算出

$$\frac{1}{\Delta t} [N_{ij+1/2}^{(2)} - N_{ij+1/2}^{(1)}] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{(2)} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{n-1/2} \right] = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial y^2} \Big|_{F.D.}^n$$

・ 3 段階

トーマスアルゴリズムによる陰解法

y 方向について、微分の残りの移流項と分散項を用いて計算

$$\frac{1}{\Delta t} [M_{i+1/2,j}^{n+1/2} - M_{i+1/2,j}^{(2)}] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{(2)} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{n-1/2} \right] = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 N}{\partial t \partial x \partial y} \Big|_{F.D.}^n$$

(x 方向の式)

x 方向について、微分の残りの移流項と分散項を用いて計算

$$\frac{1}{\Delta t} [N_{i+1/2,j}^{n+1/2} - N_{i+1/2,j}^{(2)}] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{(2)} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) \Big|_{F.D.}^{n-1/2} \right] = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x \partial y} \Big|_{F.D.}^n$$

(y 方向の式)

ここに、n：時間ステップ番号、i, j：x, y 方向の空間格子番号、Δt：時

間ステップ間隔、 $\Big|_{F.D.}^n$ ：各微分項に対応する差分項

1.2 三次元数値計算による津波打ちあげ計算例

1.1にも述べたように、大規模な数値計算が実施されるようになり、長波理論の基礎式となる連続式、およびオイラーやナビエ・ストークスの運動方程式を鉛直方向に積分することなく直接的に解く手法も行われるようになっており、津波の挙動再現に適用され始めた。

正村ら(1996)は非静水圧三次元津波数値計算モデルを開発し、防波堤の開口部を通過する津波に適用して室内実験と比較した。運動方程式はMAC法を用いて流速場を更新し、水面の移動には水面から底面まで積分した連続式を使用し、実験で得られた水平方向に軸を持つ渦を再現することに成功した。この渦は鉛直方向に積分した平面二次元の津波数値計算法では再現できないものである。つぎに、Masamura and Fujima (1995)は上記のモデルにおいて遡上先端条件を付加することにより、島まわりの津波の打ちあげについて実験結果と比較した。その島モデルを図1.2-1に示す。数値計算ではこの領域を水平格子幅10cm、鉛直格子幅を2.5cmで分割した。実験と計算の比較について、打ちあげ高を図1.2-2に示

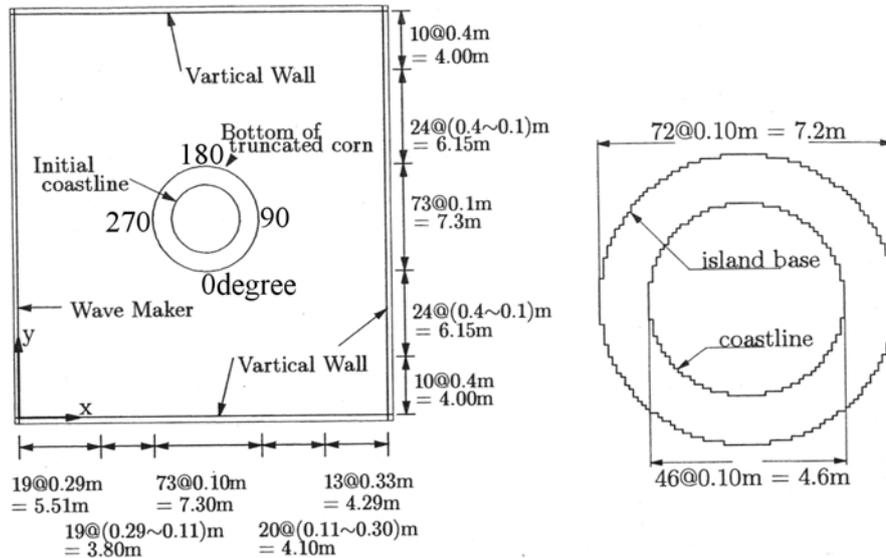


図1.2-1 島地形の実験モデル概要図と計算領域の格子幅(Masamura and Fujima (1996))

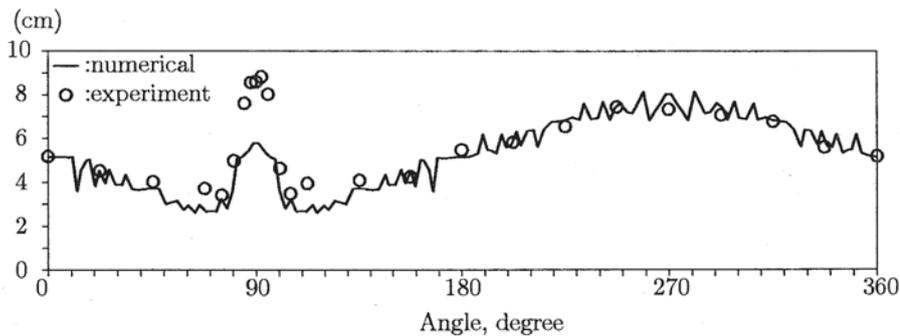


図1.2-2 島地形の打ちあげ高に関する計算と実験の比較(Masamura and Fujima (1995))

す。島周辺の水域の水位変動は島背後も含めて良く再現されているが、島周囲の海岸での打ちあげ高については津波来襲背後域にあたる90度付近のように過小評価となる場所がみられる。この理由については、数値計算では斜面を階段状の地形で表現しているためであり、格子幅をさらに細かくすればこの点は解消できるとしている。

さらに、正村ら(2001)は、防波堤等の構造物周辺の三次元性が無視できない領域では、ナビエ・ストークス方程式に透水層を模擬したポアラスメディアとゼロ方程式モデルとしての乱流モデルを導入した式を基礎式としたダイレクト・シミュレーションを行い、広い海域での非線形長波理論に基づく平面二次元モデルと接続する津波のハイブリッド数値計算法を開発し、先に示した正村ら(1996)の模型実験により検証している。(図1.2-3~1.2-6)

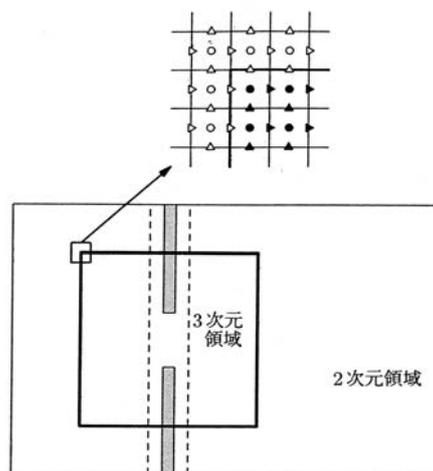


図 1.2-3 津波計算による平面二次元計算領域と三次元計算領域の配置 (正村ら(2001))

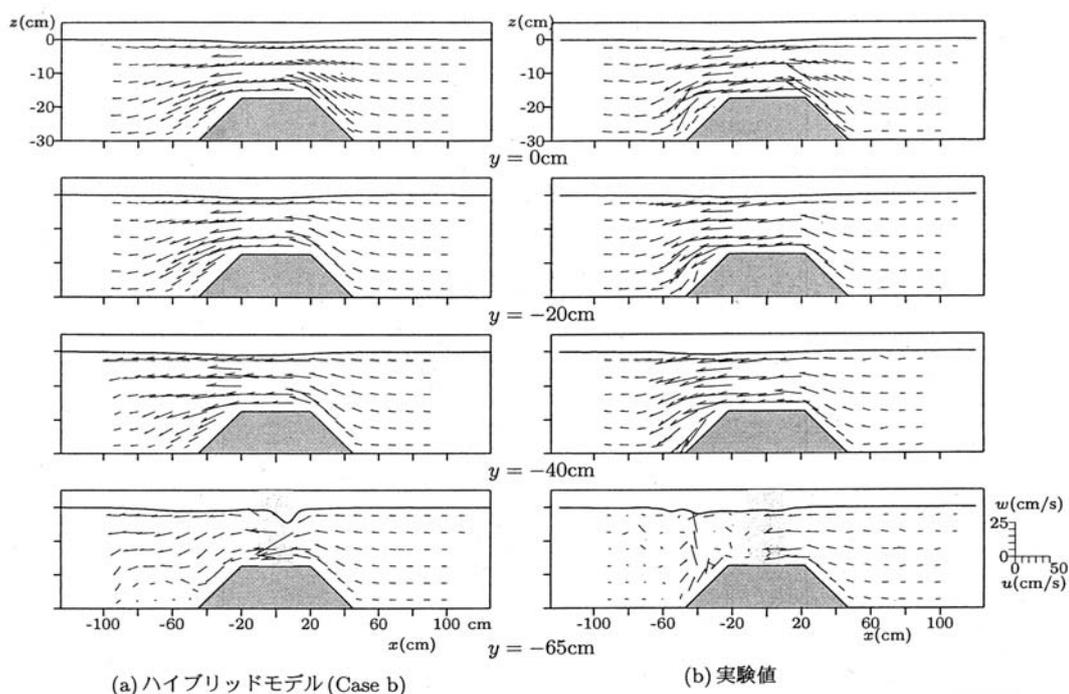
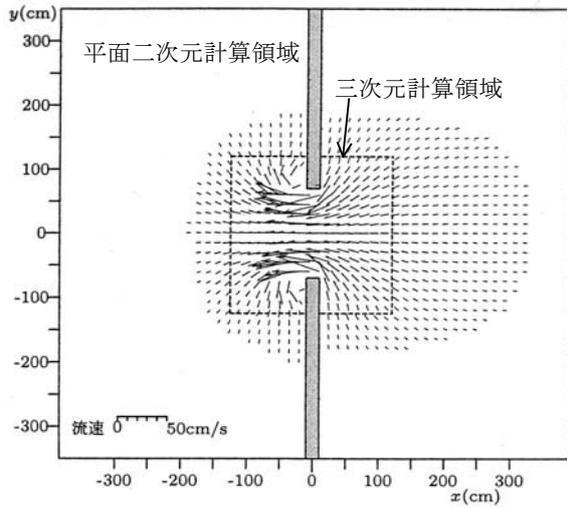
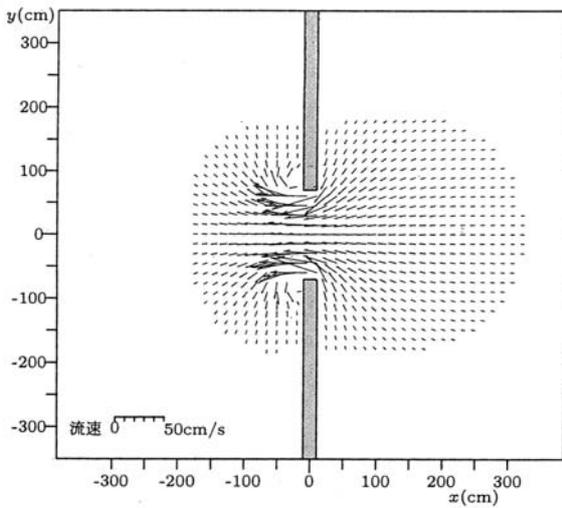


図 1.2-4 津波に伴う構造物周辺の鉛直断面における空間流速分布の比較(t=16s) (正村ら(2001))

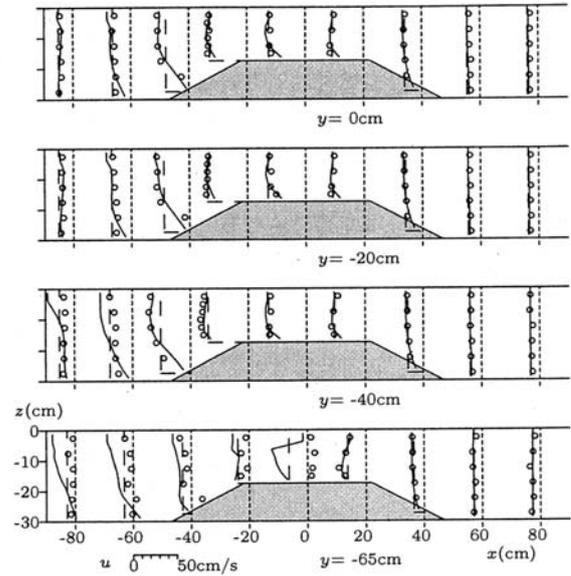


断面平均流速の空間分布
(ハイブリッドモデル Case b, $t = 14s$)

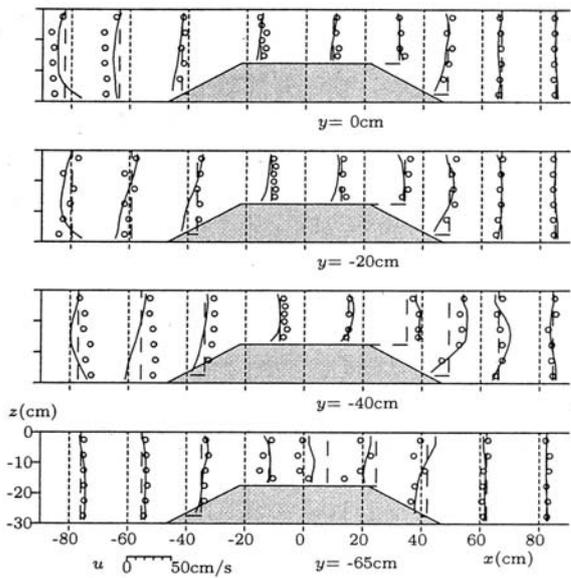


断面平均流速の空間分布 (全領域 3 次元計算, $t = 14s$)

図 1.2-5 鉛直断面平均水平流速の
平面分布 (正村ら(2001)に加筆)



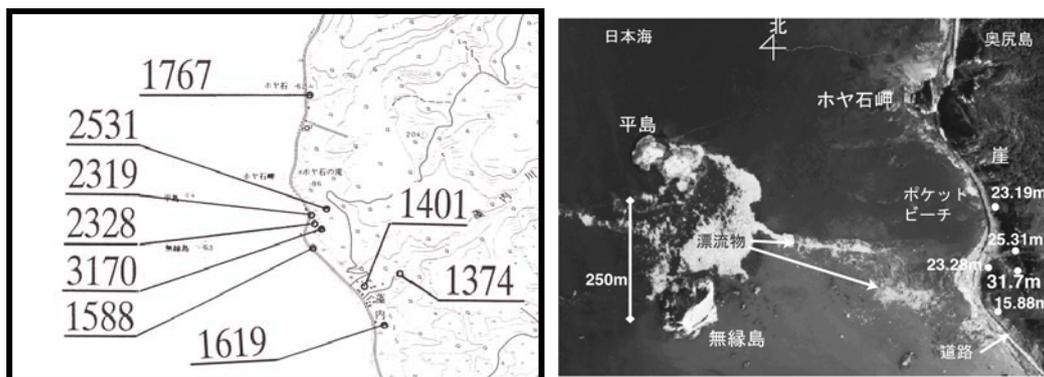
$x - z$ 断面における水平方向流速の比較 ($t = 16s$)



$x - z$ 断面における水平方向流速の比較 ($t = 22s$)

図 1.2-6 鉛直断面における水平方向流速の
比較 (正村ら(2001))

米山・松山(1997)は鉛直二次元の自由液面解析コード **FRESH(FREe Surface Hydraulic Analysis Code)**を津波の打ちあげ計算に適用した。この手法では自由水面を有する流れや砕波・越波などの液面変形を解析できること、非回転、非粘性、静水圧近似などを行わないため厳密な解析ができることに特徴があり、各計算セル(格子)内の液体占有率を **F** で表し、**F** を移流させることで液体の変形を表す **VOF** 法を採用している。さらに液体の移動量を求めるアルゴリズムなどに独自の工夫を加えたものである。米山・松山(2001)は、この手法を三次元に拡張し、1993年北海道南西沖地震津波の最大打ちあげ高(31.7m)が測定された奥尻島藻内地区のポケットビーチでの津波挙動再現実験に適用した。実測では、ポケットビーチの中央より南に存在する小さな2つの谷の南側で最大打ちあげ高 31.7m が測定された(首藤(1994))。一方、そこを除くポケットビーチ全体では 24m 程度である。最大打ちあげ高はその約 1.32 倍(=31.7/24)と局所的であることが特徴的である(図 1.2-7)。Matsuyama and Tanaka(2001)は 1/400 の無歪み実験模型を作成して、その打ちあげ高分布の特徴の再現に成功した。米山・松山(2001)は、この実験に採用した 50m 以浅の海底地形を水平格子幅 5.6m(一部は 2.8m)、鉛直格子幅 2.0m でモデル化して、この実験における津波挙動の特徴ならびに痕跡高の再現に成功した(図 1.2-8)。



(a) 痕跡高(首藤(1994))

(b) 航空写真

図 1.2-7 北海道南西沖地震津波における藻内地区周辺の津波痕跡高の高さと航空写真(国際航業撮影)

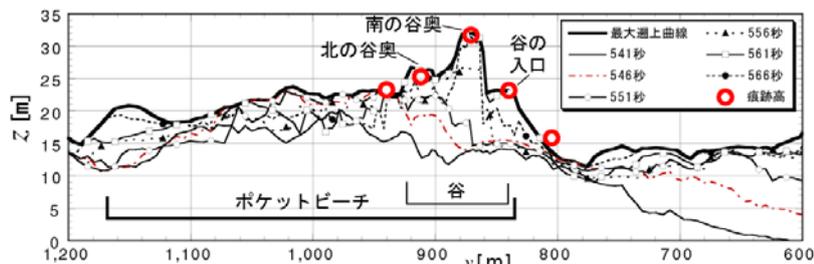


図 1.2-8 自由液面解析コード(FRESH)による 1993年北海道南西沖地震津波の最大打ちあげ高の再現結果(米山・松山(2001))

1.3 海底地盤変動による津波発生に関する研究

津波の原因のほとんどは、地震時に発生する海底地盤変動と言われている。津波数値計算の初期条件として、通常は断層滑動の静的変位分布を与えている。これは海底変動の水平方向の規模が数10kmから数100kmであるのに対して、水深が最大5000m程度と小さく、海底変動の時間スケールが波源域の伝播時間スケールと比べて小さいことによる。しかし、実際に海底地盤変動分布やその直上の水面変動を詳細に計った例はなく、地震時の海底地盤変位や、それによる津波の発生に関する研究は残された課題の一つでもある。

Kajiura(1970)は、海底地盤変動による海水の応答について解析的に考察し、海底の地盤変動のエネルギーはその継続時間が数分程度であれば、変動が瞬間的に水面に伝わったとしても良いが、数秒である場合には津波の発生効率が小さくなり、海中の圧縮性の波としてのエネルギーの割合が大きくなる可能性を示した。

津波の発生実験の研究例はさほど多くはない。高橋・羽鳥(1962)は平面水槽(25m×40m×0.6m)の底の一部をくりぬいて空気室を作成、そこに長径0.9m、短径0.3mの楕円口をつくり、ゴム膜を止めた(図1.3-1)。ここに急速に空気を送りこむことにより、ゴム膜を膨らませることを可能にした。このようにして、水槽の底部を空気の圧力で急激に膨らませることにより海底地盤変動を模擬し、それによる水面変動を詳細に測定した。波源中心上の波の高さ η と地盤変位 S の比(水面応答の効率)は最大で55%であり、波源中央付近の波のフロントは長波の波速より10%程度速い速度で伝播するが、波源中央から離れるに従って、波速は長波の波速に近づく等、の結果を得た。

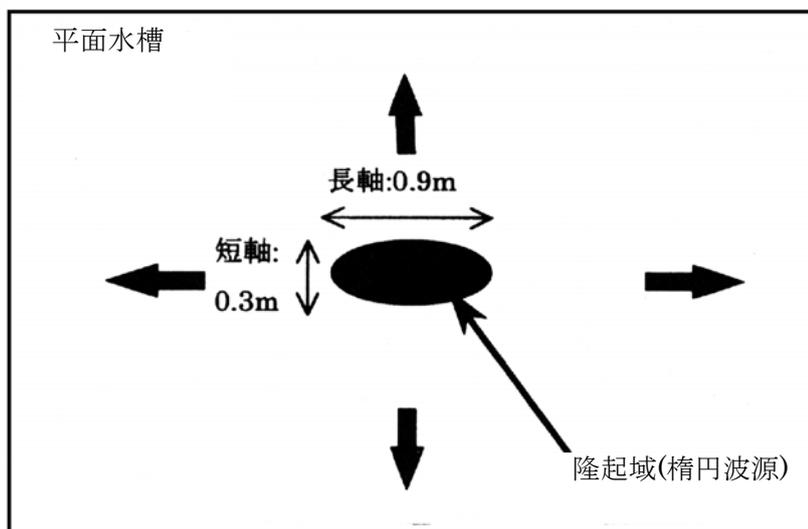


図 1.3-1 高橋・羽鳥(1962)の実験の概要図

Hammack(1973)は、断面二次元水槽において、3方向を壁で拘束された中で水底の一部を、水平を保ったまま鉛直に変動させて水面変動を発生させた(図 1.3-2)。そして、地盤変動の幅、速度、水深などのパラメータにより、水面変位の発生効率の違いを論じ、さらに海底地盤変動の履歴と水面応答についても検討を行なった。実験データは、断層幅 b と水深 h の比 b/h と、立ち上がり時間 t_c を長波の断層幅の伝播時間 b/\sqrt{gh} で無次元化した $t_c\sqrt{gh}/b$ で整理されている。その実験結果から、断層幅が水深に比較して大きいほど、また立ち上がり時間が短いほど、水面の応答効率が大きく、 b/h が6以上かつ、 $t_c\sqrt{gh}/b$ が0.1以下であれば、最大水位変動量は地盤変動量に等しい。無次元立ち上がり時間が1以上に長くなると、地盤変動パターンの影響を水面が受けやすくなることを示した。

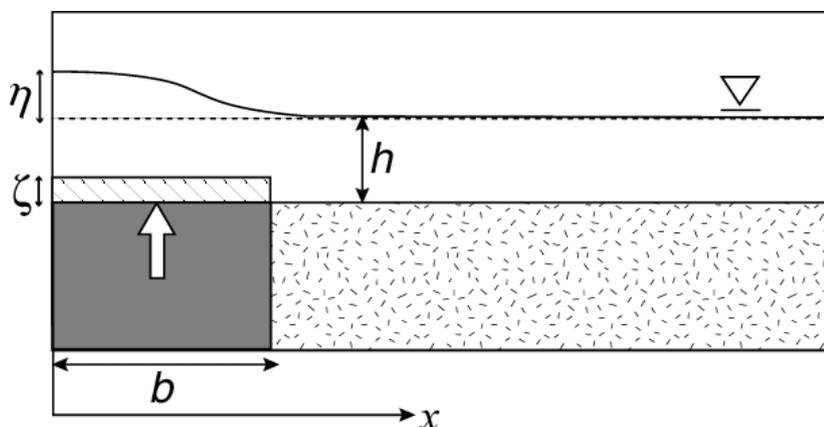


図 1.3-2 Hammack(1973)の実験

松山・田中(1997)は断面二次元水路の底部に鋼製の板を沈めて、その中央をヒンジで固定し、その板をシーソーのように動かすことによって、地震による地盤の隆起と沈降を模擬し、その直上の水面変位、および発生した波の伝播について検討した(図 1.3-3)。可動板の駆動力が作用する右端とは反対側の左端では急激な変位を示した後に変位が一旦小さくなり、その後にある変位量に収束する。一方、右端において変動は急激にある変位量まで変位し、そのまま停止する。この中で急激な変動時での最大変位を「動的最大変位」、その後の静止した地盤変位を「最終変位」と定義した。実験の特徴として隆起域と沈降域が同時に発生する点があげられるが、隆起域、沈降域からのそれぞれの波がお互いに干渉するといった現象はみられなかった。地盤の最大変位直上の水面変位を見ると、地盤の動的最大変位とほぼ同時に最大水位を示す等、最終的な変位よりその変動過程における動的最大変位が、波源域の水位変化を評価する上で有効である可能性が示された。また、地盤の変動速度が大きいほど水面応答は大きくなるが、波源域から離れるに従って、水面変位に及ぼす変動速度の影響は小さくなり、水路の端部での打ち上げ高には影響を及ぼさない結果となった。

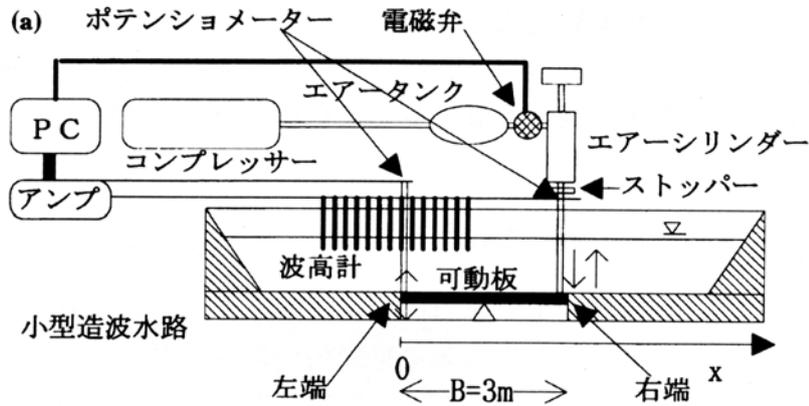


図 1.3-3 松山・田中(1997)の実験

大町ら(1999, 2000, 2001)は、断層運動の動的な効果を考慮した津波の発生・伝播を再現するシミュレーションを実施した。すなわち、地震時の地盤変動については、境界要素法による動的な地盤変動解析を実施し、津波の媒体である海水部については、ナビエ・ストークスの運動方程式と連続式を直接に解き、水面変動に関しては高さ関数法を用いて、数値計算を行った。この手法の特徴は、断層の破壊伝播特性を考慮した上で、刻一刻の海底地盤変動を得ることができ、また海底地盤を伝播するレイリー波も再現することができることである。この結果を海水部の数値計算の境界条件として与えることにより、津波の発生・伝播をモデル化し、実際の津波にも適用した。その結果、レイリー波が地盤を伝播することによって微小な津波が発生し(図 1.3-4)、海底地盤永久変位に起因する津波に先行する可能性があること、波源域上の最大水面変位が静的な海底地盤最終変位より大きくなる可能性のあることなどを示した。

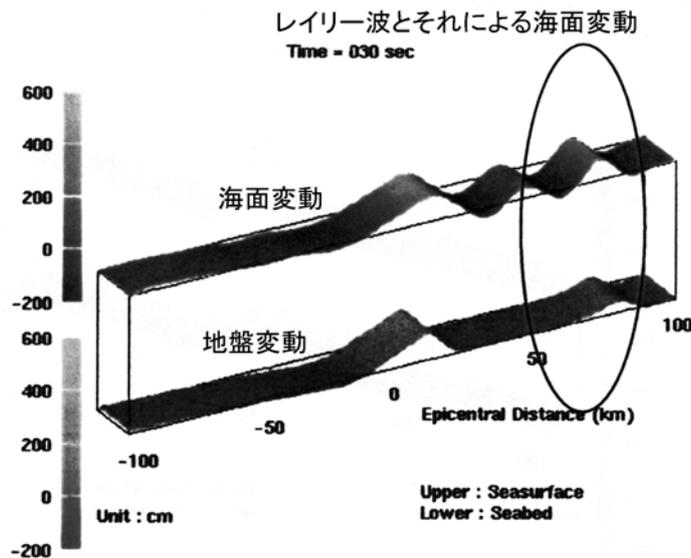


図 1.3-4 地震によって発生したレイリー波とそれによる水面変動の数値計算(大町(2001))

【第1章 参考文献】

- 後藤智明(1986)：津波数値計算，水工学シリーズ 86-B-3，土木学会水理委員会，21p.
- Hammack, J. L. (1973)：A note on tsunamis: their generation and propagation in an ocean of uniform depth, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 60, part 4, pp.769-799.
- 原信彦・岩瀬浩之・後藤智明(1998):非線形分散波理論式に関する多段階混合差分スキームの提案，*海岸工学論文集*，第45巻，pp.26-30.
- 岩瀬浩之・見上敏文・後藤智明(1998):非線形分散波理論を用いた実用的な津波計算モデル，*土木学会論文集 No.600/II-44*，pp.119-124.
- 岩瀬浩之・竹田勝博・後藤智明(2000)：ソリトン分裂波の増幅機構と数値計算の誤差特性に関する一考察，*海岸工学論文集*，第47巻，pp.21-25.
- Kajiura, K. (1970): Tsunami source, energy and directivity of wave radiation, *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, Vol.48, pp. 835-869.
- Masamura, K. and K. Fujima (1995): Three-dimensional analysis of long wave runup on a conical island by using the Mac method, long-wave runup models, *World Scientific, Singapore*, pp.321-331.
- 正村憲史・藤間功司・林建二郎・重村利幸・後藤智明(1996):非静水圧三次元津波数値計算モデルの開発，*海岸工学論文集*，第43巻，pp.296-300.
- 正村憲史・藤間功司・後藤智明・飯田邦彦・重村利幸(2001)：二次元・三次元ハイブリッドモデルを用いた津波の数値解析，*土木学会論文集 No.670/II-54*，pp.49-61.
- 松山昌史，田中寛好(1997):海底地盤変動による水面応答とその伝播に関する実験的研究，*海岸工学論文集*，第44巻，pp.301-305.
- Matsuyama, M. and H. Tanaka (2001): Experiments of maximum run-up at Monai in 1993 Okushiri tsunami, *Proceedings of International Tsunami Symposium 2001, Seattle*, pp879-889.
- 見上敏文・岩瀬浩之・後藤智明・藤間功司(2000):ブシネスク方程式のソリトン解について，*海岸工学論文集*，第47巻，pp.351-355.
- 野口賢二・佐藤慎司・田中茂信(1995)：北海道南西沖地震津波の奥尻島南端部における変形機構，*海岸工学論文集*，第42巻，pp.376-380.
- 大町達夫・築山洋・松本浩幸(1999):断層運動に伴う動的な地盤変位を考慮した津波シミュレーションの評価，*海岸工学論文集*，第46巻，pp.321-325.
- 大町達夫・築山洋・松本浩幸・細川真利(2000):津波の発生・伝播と海底水圧変動との関連性，*海岸工学論文集*，第47巻，pp.361-365.
- 大町達夫 (2001):断層運動に伴う動的な地盤変位を考慮した高精度津波解析，*科学研究費補助金「基盤研究(B)－(1)」研究成果報告書*，課題番号 11480099，88p.
- 佐藤慎司(1995)：波の分裂と砕波を考慮した津波の数値計算，*海岸工学論文集*，第42巻，

pp.376-380.

首藤伸夫(1994):1993年北海道南西沖地震津波の痕跡高, 津波工学研究報告, 第11号, 第2編調査資料, 33p.

高橋龍太郎, 羽鳥徳太郎(1962): 樽円浪源からの津波発生実験, 東京大学地震研究所彙報, 第Vol.40, pp.873-883.

鶴谷広一・中野 晋・一戸秀久(1984): 浅海における津波の変形と遡上に関する実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.237-241.

米山望・松山昌史(1997): 自由液面解析コード(FRESH—FV)を用いた津波遡上解析, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.266-270.

米山望・松山昌史(2001) :1993年北海道南西沖地震津波における局所遡上現象の数値計算, 電力中央研究所報告, U01002, 17p.

第2章 水位変化以外の津波現象評価

2.1 津波による波力

2.1.1 防波堤に作用する津波波力の算定

(1) 直立防波堤

谷本ら(1983, 1984)は, 1983年の日本海中部地震津波により, 秋田県能代港埋立用地建設途上の護岸用ケーソンが被災した際の津波力と被災原因を検討するため, 無歪実験を実施した。これらによると, ソリトン分裂しない場合の津波の波圧は, 風波に対して提案された合田(1973)の混成堤に対する設計波圧公式中のパラメーターを長波の条件とするとほぼ評価できることを示している。

次に, 池野ら(1998a, 1998b)も, 大型造波水路を用いた無歪実験に基づき, ソリトン分裂しない場合の段波状津波の波圧は合田式の長波近似でほぼ評価できるが, 顕著にソリトン分裂する場合には, 分裂しない場合と比べて作用高さが約2倍, 波圧の最大値が約1.6倍になることを示し, ソリトン分裂した津波の波圧算定式を提案している(図2.1.1-1~図2.1.1-5)。また, 本波圧算定式を用いて1983年日本海中部地震津波の来襲時に被災した海岸構造物の安定性を再検討すると, 構造物タイプによる被災・無被災の状況を説明できると報告している(表2.1.1-1~表2.1.1-2)。

以上のように, これまでは, 津波波力の評価方法としては, 実験的検討が主流であったが, 最近, Hamzah et al. (1998, 2000)は, ナビエ・ストークス方程式を基礎式としたダイレクト・シミュレーション(NASA-VOF法)により, 海岸堤防に作用する津波の波圧分布や水位・流れ場を計算し実験結果との比較を行っている。これによると, 非分裂段波状津波の波圧分布特性をよく再現できることが報告されている(図2.1.1-6)。

以下に, 上記の研究例で提案されている津波波圧算定式を示す。

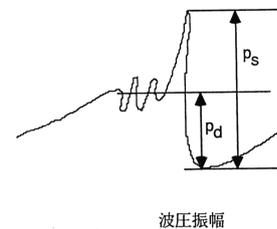
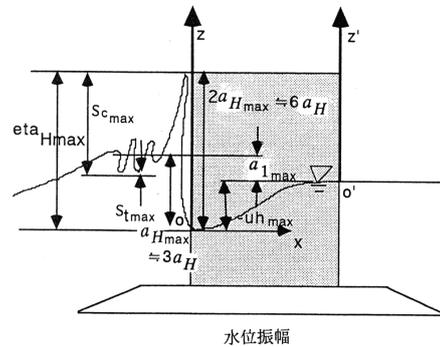


図2.1.1-1 防波堤前面でのソリトン分裂波と段波の水位と波圧の振幅の定義(池野ら(1998a, 1998b))

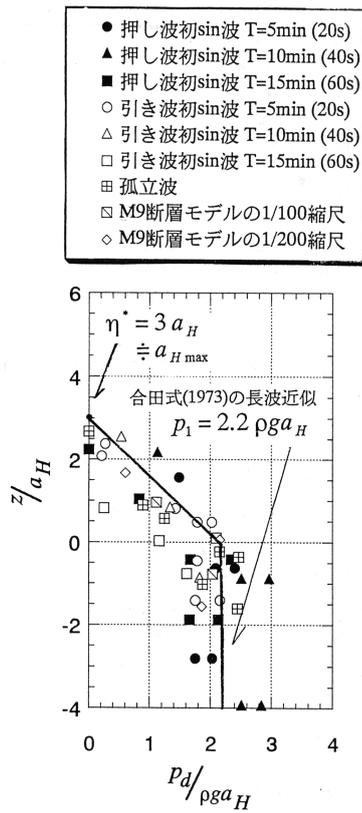


図 2.1.1-2 段波の波圧分布 (池野ら(1998a, 1998b))

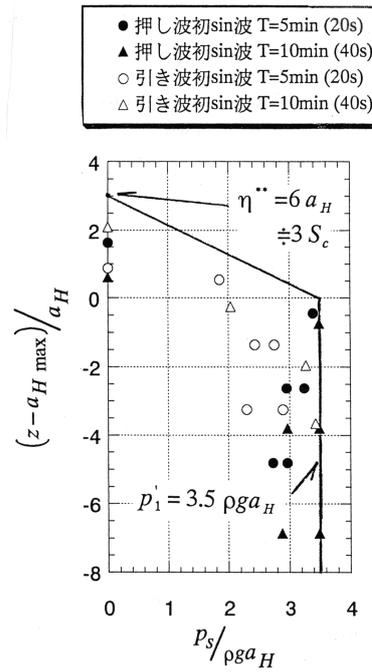


図 2.1.1-3 ソリトン分裂波の波圧分布(池野ら(1998a, 1998b))

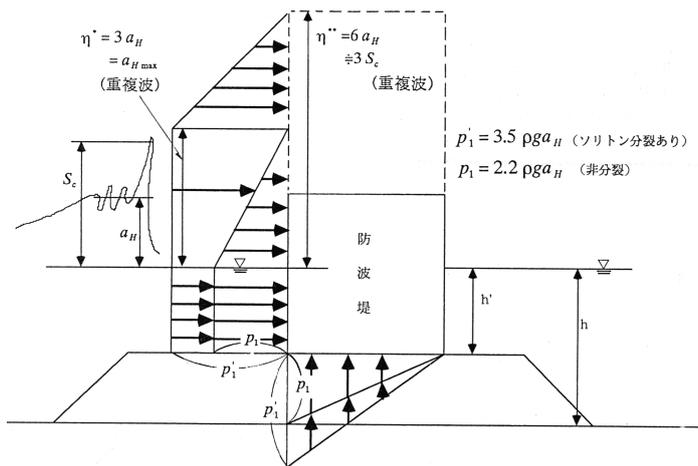


図 2.1.1-4 津波の防波堤波圧算定式(池野ら(1998a, 1998b))

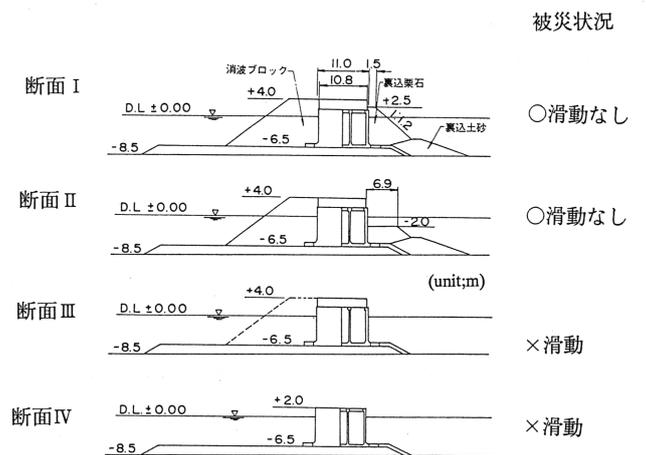


図 2.1.1-5 能代港埋立用地建設中の前面護岸断面図 (谷本ら(1983, 1984))

表 2.1.1-1 波圧式の違いによる護岸ケーソンの安定性検討の比較(池野ら

断面	ソリトン波圧式による安定性 検討(池野ほか, 1998)	合田式の長波近似式による 安定性検討(谷本ほか, 1983)
I	2.9m以上の段波高さで滑動	4.6m以上の段波高さで滑動
II	2.8m以上の段波高さで滑動	4.4m以上の段波高さで滑動
III	2.2m以上の段波高さで滑動	3.6m以上の段波高さで滑動
IV	1.8m以上の段波高さで滑動	2.9m以上の段波高さで滑動

* 建設地点での日本海中部地震津波の第1波の段波高さは2.5m程度と推定されている。
(谷本ほか, 1983; 港湾技研資料, No.470)

表 2.1.1-2 護岸ケーソンの安定性検討結果と被災状況の比較(池野ら(1988b))

	裏込栗石	ケソ上蓋	被災状況	新波圧式	従来波圧式
断面I	あり	あり	○滑動なし	○滑動なし	○滑動なし
断面II	半分あり	あり	○滑動なし	○滑動なし	○滑動なし
断面III	なし	あり	×滑動	×滑動	○滑動なし
断面IV	なし	なし	×滑動	×滑動	○滑動なし

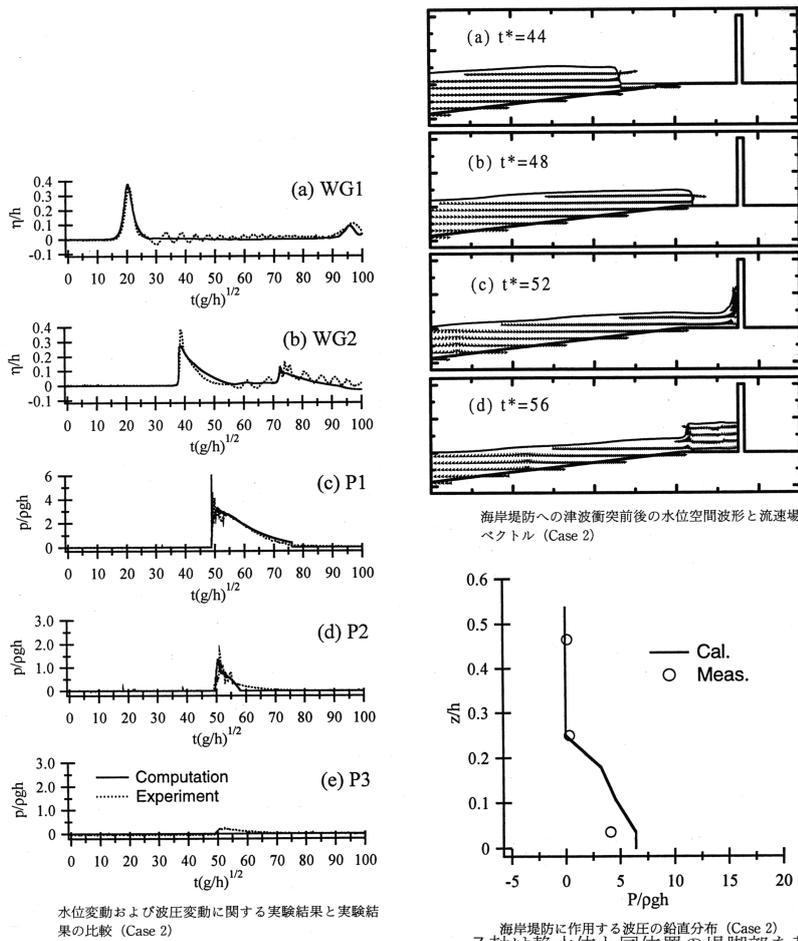


図 2.1.1-6 津波による水位変動, 流速, 波圧に関する計算結果と実験結果との比較(Hamzahら(2000))

1) ソリトン分裂しない段波津波の波圧算定式(谷本ら(1983, 1984))

$$\frac{p_m(z)}{\rho g a_H} = 2.2 \left(1 - \frac{z}{3a_H} \right) \quad \left(0 \leq \frac{z}{a_H} \leq 3 \right); \text{静水面上}$$

$$\frac{p_m(z)}{\rho g a_H} = 2.2 \quad \left(\frac{z}{a_H} \leq 0 \right); \text{静水面下}$$

ここに、 p_m : 最大津波波圧、 z : 静水面上向き正の座標、 a_H : 進行波時の津波段波振幅、 ρ : 流体の密度、 g : 重力加速度

2) 顕著なソリトン分裂を伴う段波津波の波圧算定式(池野ら(1998a, 1998b))

$$\frac{p_m(z)}{\rho g a_H} = 3.5 \left(2 - \frac{z}{3a_H} \right) \quad \left(3 \leq \frac{z}{a_H} \leq 6 \right); \text{重複波時の段波頂より上}$$

$$\frac{p_m(z)}{\rho g a_H} = 3.5 \quad \left(\frac{z}{a_H} \leq 3 \right); \text{重複波時の段波頂以下}$$

(2) 傾斜海岸構造物

福井ら(1962a, 1962b)は、傾斜海岸構造物を対象に、貯水タンクのゲート開放により発生させた段波を用いた実験により、段波津波の波圧算定式を提案している。その後、水谷・今村(2000)は、傾斜海岸構造物を対象に、福井ら(1962a, 1962b)の段波津波の波圧算定式を改良・発展させた(図2.1.1-7)。

これらによると、傾斜海岸構造物に作用する際の段波波圧には以下に示す3つのピークがあり、波圧値は合田式を上回ることがある。

1) 最大動波圧(福井ら(1962b)、水谷・今村(2000)); 入射津波が構造物に衝突する瞬間に発生。

2) 最大持続波圧(福井ら(1962b)、水谷・今村(2000)); 入射津波の衝突後、連続的な到達に伴い、著しい水位上昇が生じる際に発生。

3) 最大重複衝突波圧(水谷・今村(2000)); 反射津波と入射津波の衝突により瞬間的に発生、上記1)2)よりも大きくなることあり。

ただし、上記の実験では、無歪模型実験による段波津波に比べて波長が短くなってしまいう点に注意する必要がある。

しかしながら、池野ら(2001)の直立海岸構造物を対象とした実験では、上記の3つのピーク波圧は傾斜構造物の場合に比べて区別し難く、1)と2)のピーク波圧が区別できる程度である。3)の重複衝突波圧は明確に認められない。上記の3つのピーク波圧は、傾斜海岸構造物に生じる特有の現象と考えられる。

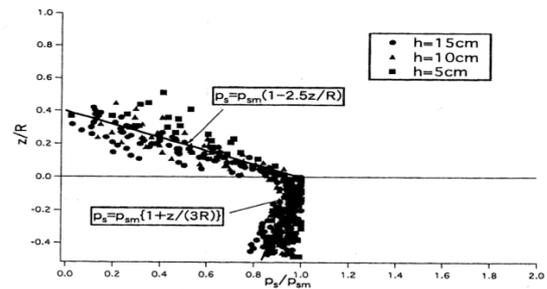
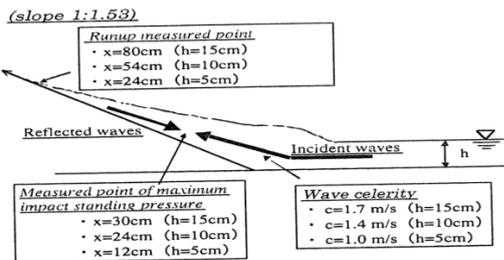
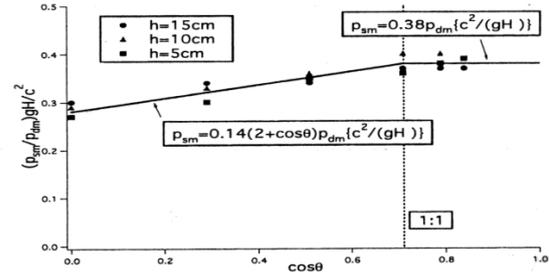
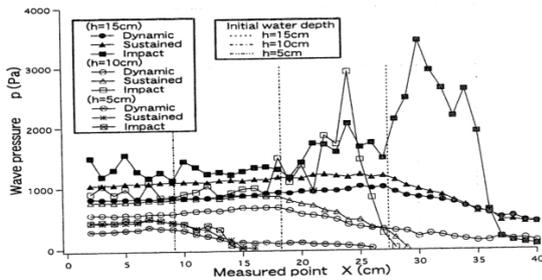
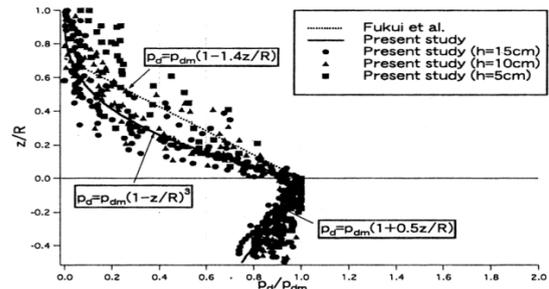
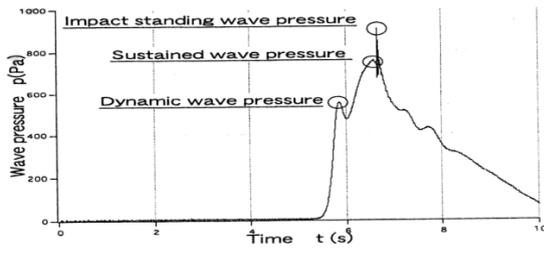
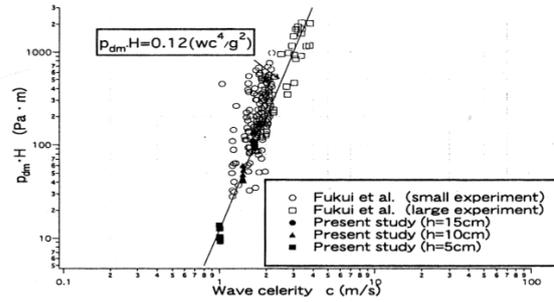
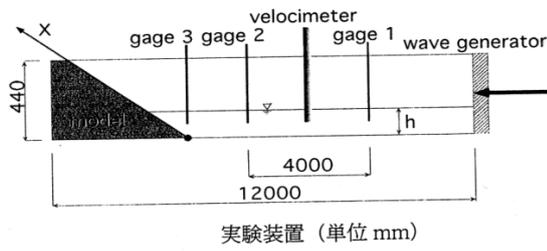


図 2.1.1-7 傾斜海岸構造物に作用する段波津波波圧の特性と波圧算定式(水谷・今村(2000))

以下に、上記研究例により提案された傾斜海岸構造物を対象とした段波津波波圧算定式(福井ら(1962a, 1962b), 水谷・今村(2000))を示す。

1) 動波圧(福井ら(1962b), 水谷・今村(2000)); 入射津波が構造物に衝突する瞬間の波圧

$$\frac{p_d(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{dm}}{\rho g a_H} \left(1 - 1.4 \frac{z}{R}\right) \quad \left(\frac{z}{R} \geq 0\right); \text{静水面上(福井ら(1962b)の算定式)}$$

$$\frac{p_d(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{dm}}{\rho g a_H} \left(1 - \frac{z}{R}\right)^3 \quad \left(\frac{z}{R} \geq 0\right); \text{静水面上(水谷・今村(2000)の算定式)}$$

$$\frac{p_d(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{dm}}{\rho g a_H} \left(1 + \frac{z}{2R}\right) \quad \left(\frac{z}{R} \leq 0\right); \text{静水面下(両文献とも)}$$

ここに、 p_d : 動波圧分布, R : 遡上高, z : 静水面上向き正の座標, a_H : 津波段波振幅, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度, K : 動波圧係数(=0.12), κ : 抵抗係数(福井ら(1962a))

p_{dm} : 最大動波圧(福井ら(1962b))

$$p_{dm} = K \frac{\rho c_H^4}{g a_H}$$

c_H : 段波の波速で以下の式(福井ら(1962a))

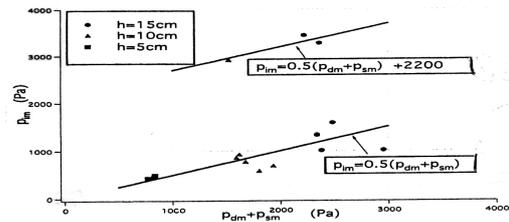
$$c_H = \sqrt{\frac{g(a_H + h)(a_H + 2h)}{2(a_H + h - \kappa \cdot a_H)}}$$

2) 持続波圧(水谷・今村(2000)); 入射津波の衝突後、連続的な到達に伴い、著しい水位上昇が生じる際の波圧

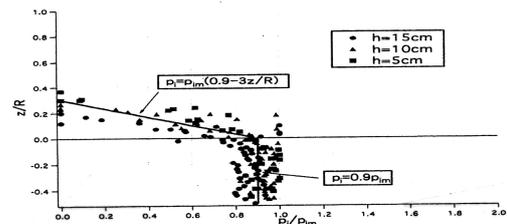
$$p_{sm} = 0.14(2 + \sin \theta) \cdot p_{dm} \frac{c_H^2}{g a_H} \quad (0 \text{ deg} \leq \theta \leq 45 \text{ deg})$$

$$p_{sm} = 0.38 p_{dm} \frac{c_H^2}{g a_H} \quad (45 \text{ deg} \leq \theta)$$

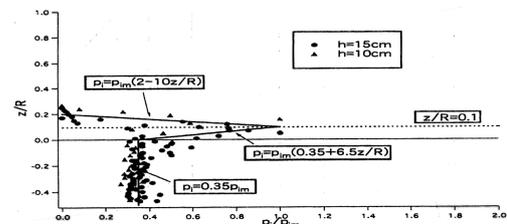
ここに、 p_{sm} : 最大持続波圧, p_{dm} : 最大動波圧, θ : 構造物の水平面からの傾斜勾配角度, c_H : 段波の波速(福井ら(1962a)), a_H : 津波段波振



最大重複衝突波圧



構造物の傾斜勾配角度が急な場合



構造物の傾斜勾配角度が緩やかな場合

図 2.1.1-8 傾斜海岸構造物に作用する段波津波波圧の特性と波圧算定式(水谷・今村(2000))

幅, g : 重力加速度

$$\frac{p_s(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{sm}}{\rho g a_H} \left(1 - 2.5 \frac{z}{R}\right) \quad \left(\frac{z}{R} \geq 0\right); \text{静水面上}$$

$$\frac{p_s(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{sm}}{\rho g a_H} \left(1 + \frac{z}{3R}\right) \quad \left(\frac{z}{R} \leq 0\right); \text{静水面下}$$

ここに, p_s : 持続波圧分布, R : 遡上高, z : 静水面上向き正の座標, a_H : 津波段波振幅, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度

3) 重複衝突波圧(水谷・今村(2000)) : 反射津波と入射津波の衝突により瞬間的に発生する波圧

i) 構造物の傾斜勾配角度 θ が比較的急な場合

$$p_{im} = 0.5(p_{dm} + p_{sm}) \quad (h \cot \theta \leq 0.15m, h = 0.05, 0.10, 0.15m)$$

ここに, p_{im} : 最大重複衝突波圧, p_{dm} : 最大動波圧, p_{sm} : 最大持続波圧, h : 水深.

$$\frac{p_i(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{im}}{\rho g a_H} \left(0.9 - 3 \frac{z}{R}\right) \quad \left(\frac{z}{R} \geq 0\right); \text{静水面上}$$

$$\frac{p_i(z)}{\rho g a_H} = 0.9 \frac{p_{im}}{\rho g a_H} \quad \left(\frac{z}{R} \leq 0\right); \text{静水面下}$$

ここに, p_i : 重複衝突波圧分布, R : 遡上高, z : 静水面上向き正の座標, a_H : 津波段波振幅, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度

ii) 構造物の傾斜勾配角度 θ が 45 度以下でかつ静水深が大きい場合

$$p_{im} = 0.5 \cdot (p_{dm} + p_{sm}) + 2200\text{Pa} \quad (0.15m \leq h \cot \theta, h = 0.10, 0.15m)$$

$$\frac{p_i(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{im}}{\rho g a_H} \left(2 - 10 \frac{z}{R}\right) \quad \left(\frac{z}{R} \leq 0.1\right); \text{静水面上}$$

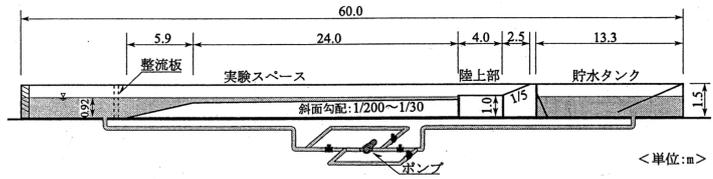
$$\frac{p_i(z)}{\rho g a_H} = \frac{p_{im}}{\rho g a_H} \left(0.35 + 6.5 \frac{z}{R}\right) \quad \left(0 \leq \frac{z}{R} \leq 0.1\right); \text{静水面直上}$$

$$\frac{p_i(z)}{\rho g a_H} = 0.35 \frac{p_{im}}{\rho g a_H} \quad \left(\frac{z}{R} \leq 0\right); \text{静水面下}$$

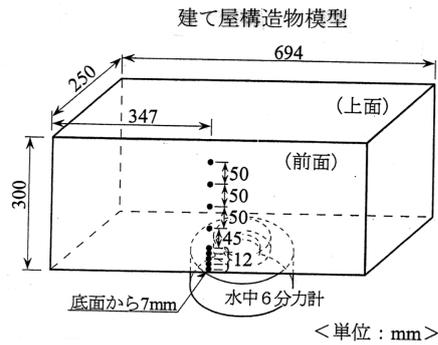
2.1.2 敷地内陸上構造物に作用する津波波力の算定

松富(1991)は、直立構造物を対象とし、砕波段波とサージフロントが作用した場合の波圧特性を実験により明らかにして、静水面上の波圧式を提案している。これと、池野ら(2001)の実験による砕波段波の波圧分布値とを比較すると、最大値を示す静水面付近の波圧値は松富(1991)の式の方が大きく、最大作用高さは池野ら(2001)の式の方が上回っている。

朝倉ら(2000)は、直立護岸上の敷地内陸上構造物を対象として、敷地高と敷地前面静水深の比が一定条件下ではあるが、無歪実験を行い、護岸を越流した津波による波圧特性を調べ、ソリトン分裂しない場合の波圧式と顕著にソリトン分裂する場合の波圧式を提案している(図2.1.2-1~2.1.2-2)。これによると、非分裂時には、静水面付近の最大波圧水頭が進行波段波振幅の3倍となり、池野ら(1998a, 1998b)の波圧算定式を上回るが、作用高さは同じとなる。分裂時には、静水面付近の最大波圧水頭が進行波段波振幅の5.4倍となり、池野ら(1998a, 1998b)の算定式を上回るが、作用高さは非分裂時と同じとなる。特に静水面付近で朝倉らの波圧値は池野らの波圧値を上回っている。これは、分裂・非分裂津波とも陸上への越流時に津波(段波)前面の波形勾配が大きくなり、衝撃波圧が付加されることにより、静水面付近で波圧値が大きくなるものと推察される。

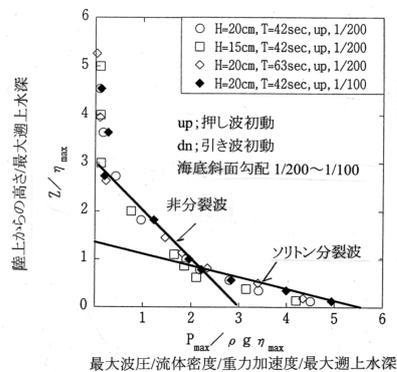


断面2次元水路と海底地形・敷地模型

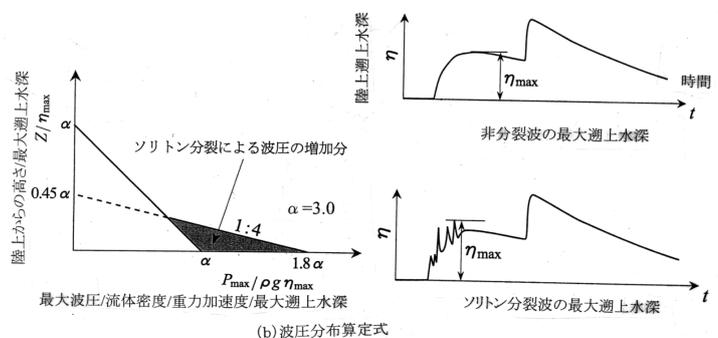


波圧計と6分力波力計の配置例

図2.1.2-1 陸上直立構造物に作用する津波波力の実験(朝倉ら(2000))



(a) 無次元波圧分布特性



(b) 波圧分布算定式

図2.1.2-2 陸上直立構造物に作用する津波波圧算定式の適用性(朝倉ら(2000))

池野ら(2001)の貯水タンクのゲート開放実験による砕波段波の波圧分布では、静水面付近の最大波圧値は朝倉ら(2000)の算定式(静水面付近の最大波圧水頭が進行波段波振幅の3倍)に対応し、静水面下では池野ら(1998a, 1998b)の算定式(波圧水頭が進行波段波振幅の2.2倍)に対応している(図2.1.2-3)。この実験の性質上、陸上浸水後の津波と、沖合防波堤部での津波との中間的な特性を示していると推察される。

飯塚・松富(2000)は、津波による水平波力を全て抗力と見なし、鉛直波力を揚圧力と見なして、陸上の家屋等に作用する津波氾濫流の流体力を評価している。

また、大森ら(2000)は、直立護岸上の敷地内陸上構造物を対象として、陸上浸水深と流速を用いて、修正モリソン式に基づく津波水平波力算定式を提案している。この算定式は、抗力項、慣性力項、衝撃力項、動水勾配力項より構成されており、ソリトン分裂津波・非分裂津波の双方に適用可能であるとしている(図2.1.2-4)。

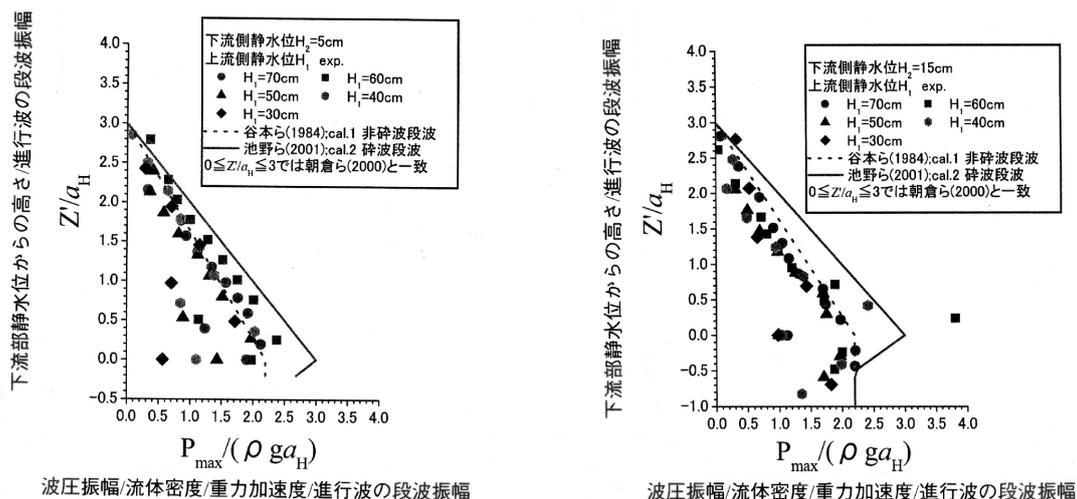
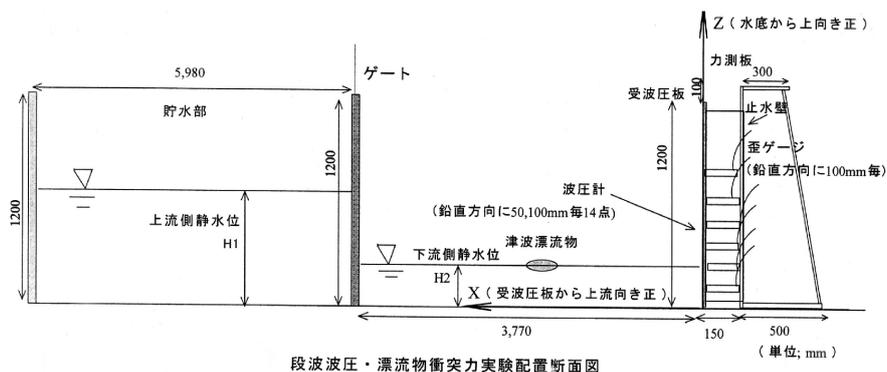


図 2.1.2-3 非分裂津波の砕波段波波圧特性と波圧算定式(池野ら(2001))

以下に、上記研究例で提案されている主な津波波力算定式を示す。(図2.1.2-2参照)

1) ソリトン分裂しない陸上浸水津波の波圧算定式(朝倉ら(2000))

$h_c/h=0.73$ の場合、

$$\frac{p_m(z)}{\rho g \eta_{\max}} = 3 \left(1 - \frac{z}{3\eta_{\max}} \right) \quad \left(0 \leq \frac{z}{\eta_{\max}} \leq 3 \right)$$

; 陸上地面上

ここに、 p_m :最大津波波圧、 z :陸上地面を基準とした上向き正の座標、 η_{\max} :非分裂波の最大遡上水深、 ρ :流体の密度、 g :重力加速度、 h_c :陸上地面の静水面からの高さ、 h :陸上地面前面の静水深

2) 顕著なソリトン分裂を伴う陸上浸水津波の波圧算定式(朝倉ら(2000))

$h_c/h=0.73$ の場合、

$$\frac{p_m(z)}{\rho g \eta_{\max}} = \max \left\{ 5.4 \left(1 - \frac{z}{1.35\eta_{\max}} \right), 3 \left(1 - \frac{z}{3\eta_{\max}} \right) \right\} \quad \left(0 \leq \frac{z}{\eta_{\max}} \leq 3 \right); \text{陸上地面上}$$

ここに、 p_m :最大津波波圧、 z :陸上地面上向き正の座標、 η_{\max} :

$\frac{p_m(z)}{\rho g \eta_{\max}} = 5.4 \left(1 - \frac{z}{1.35\eta_{\max}} \right)$ のとき、ソリトン分裂波の最大遡上水深

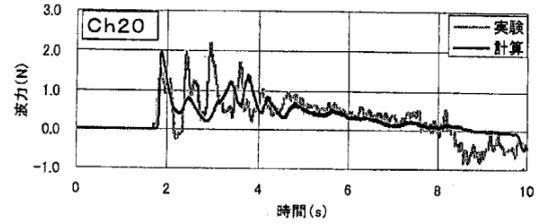
$\frac{p_m(z)}{\rho g \eta_{\max}} = 3 \left(1 - \frac{z}{3\eta_{\max}} \right)$ のとき、非分裂波の最大遡上水深

ρ :流体の密度、 g :重力加速度、 h_c :陸上地面の静水面からの天端高、 h :陸上地面前面の静水深

3) ソリトン分裂しない砕波段波津波の波圧算定式(池野ら(2001))

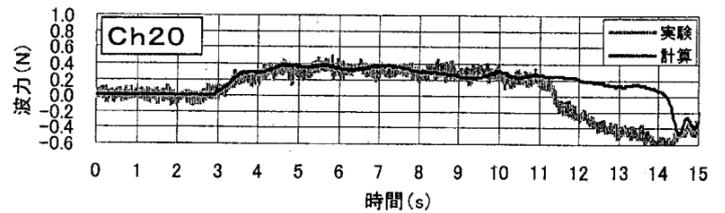
$$\frac{p_m(z)}{\rho g a_H} = 2.2 \left(1 - \frac{z}{3a_H} \right) \alpha \quad \left(0 \leq \frac{z}{a_H} \leq 3 \right); \text{静水面上}$$

H=4.5cm, T=30s 押し波初動



(a)ソリトン分裂津波

H=4.5cm, T=60s 押し波初動



(b)非分裂津波

図2.1.2-4 陸上遡上津波の水平波力算定式の適用性(大森ら(2000))

$$\frac{p_m(z)}{\rho g a_H} = 2.2 \cdot \alpha \quad \left(\frac{z}{a_H} \leq 0 \right); \text{静水面下}$$

ここに、 α : 砕波による衝撃段波波圧の割増係数,

$$\alpha = 1.36 \quad \left(0 \leq \frac{z}{a_H} \leq 3 \right); \text{静水面上,}$$

$$\alpha = 1.36 \cdot (1 + 0.52 \cdot z / a_H) \quad \left(-0.5 \leq \frac{z}{a_H} \leq 0 \right); \text{静水面直下,}$$

$$\alpha = 1.0 \quad \left(\frac{z}{a_H} \leq -0.5 \right); \text{静水面下,}$$

p_m : 最大津波波圧, z : 静水面上向き正の座標, a_H : 進行波時の津波段波振幅, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度

4) 陸上浸水津波の水平波力算定式(大森ら(2000))

$h_c / h = 0.73$ の時,

$$F_H = \frac{1}{2} \rho C_D u |u| B \eta + \rho C_M \dot{u} B L \eta + \frac{1}{2} \rho C_S(\theta) u |u| B \eta + \rho g B L \eta \frac{d\eta}{dx}$$

ここに、右辺第1項：抗力 $C_D = 2.05$ ，右辺第2項：慣性力 $C_M = 2.19$ ，右辺第3項：衝撃力 $C_S = 3.6 \tan \theta$ (θ : 波面の角度)，右辺第4項：動水勾配力

さらに、 u : 津波進行波の水平流速, \dot{u} : 津波進行波の水平加速度, η : 津波進行波による浸水深, B : 構造物の幅, L : 構造物の長さ, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度, h_c : 陸上地面の静水面からの高さ, h : 陸上地面前面の静水深

5) 家屋に作用する津波氾濫流による水平抗力 F_{HD} の算定式(飯塚・松富(2000))

$$F_{HD} = \frac{1}{2} \rho \cdot C_D \cdot u^2 \cdot A = \frac{1}{2} \rho \cdot C_D \cdot u^2 \cdot h_f \cdot B_h$$

ここに、 C_D : 抗力係数(=1.1~2.0), u : 陸上での流速, A : 構造物浸水面積,

h_f : 家屋前面浸水深, B_h : 構造物の浸水部分の幅, ρ : 流体の密度

2.2 津波漂流物の衝突力

松富(1999)は、貯水タンクのゲート開放により発生させた段波を用いた一連の実験により、流木の縦衝突を基本とした衝突力特性を明らかにし、これに基づき流木の衝突水平力の算定式を提案している(図 2.2-1)。また、飯塚・松富(2000)は、実際の地形上での被害想定を行うために、秋田市沖約 90km の沖合で M7.7 の地震が発生したと想定して津波遡上計算を行い、流木衝突力算定式(松富(1999))と津波流体力算定式(松富・大向(1999))を用いて、津波氾濫流の抗力と流木衝突力の推定を行った(図 2.2-2)。

一方、池野ら(2001)は、上記と同様の方式で発生させた段波実験に基づき、各種形状(円柱横向き・縦向き、球、角柱横向き)漂流物の衝突水平力算定式を提案している(図 2.2-5)。この実験によると、漂流物の衝突前の運動量(水平移動速度と質量の積)が同じならば、漂流物の形状によらずほぼ同じ衝突水平力を示すことが明らかとなった(図 2.2-3)。また、有意な衝突力が生じる際の漂流物の衝突前の水平移動速度は、漂流物の形状や質量に係わらず、段波先端の水平流速とほぼ一致することもわかった。さらに、池野ら(2001)は、実験に基づき各種形状(円柱横向き・縦向き、球、角柱横向き)漂流物の最大衝突応力算定式を提案している(図 2.2-5)。これによれば、上記の衝突水平力算定式よりも若干ばらつきがあるが、漂流物の衝突前の運動量が同じなら、形状によらずほぼ同じ衝突応力を示し、その鉛直作用範囲は衝突前の漂流物の鉛直長さに対応することがわかった(図 2.2-4)。

以下に、上記研究例で提案された津波漂流物の衝突力算定式を示す。

1) 砕波段波による流木の縦衝突を対象とした衝突力算定式(松富(1999))

$$\frac{F_H}{gM} = \frac{6.4}{\pi} C_{MA} \left(\frac{V_H}{\sqrt{gD}} \right)^{1.2} \left(\frac{\sigma_f}{\gamma_D L} \right)^{0.4}$$

ここに、 F_H : 流木の衝突力、 V_H : 流木の衝突前の移動速度、 D : 流木の直径、 L : 流木の長さ、

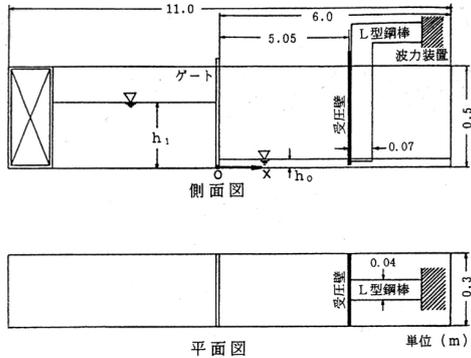
C_{MA} : 見かけの質量係数、

$$C_{MA} = 1.7 \quad (\text{開度} \lambda \geq 40\%)$$

$$= 0.03\lambda + 0.5 \quad (\text{開度} \lambda \leq 40\%)$$

開度 : 受波圧壁の空隙面積の割合

M : 流木の質量、 $M = \frac{1}{4} \rho_D \pi D^2 L$ 、 ρ_D : 流木の密度(=600kg/m³)、 γ_D : 流木の単位体積重量(= $\rho_D g$)、 $\sigma_f = 19.6\text{MPa}$ (流木の降伏応力)、 g : 重力加速度



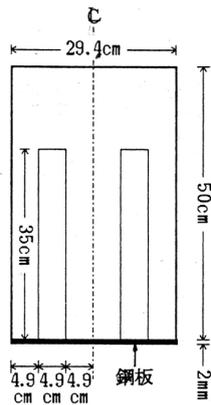
水路実験装置の概略

段波とサージの発生条件

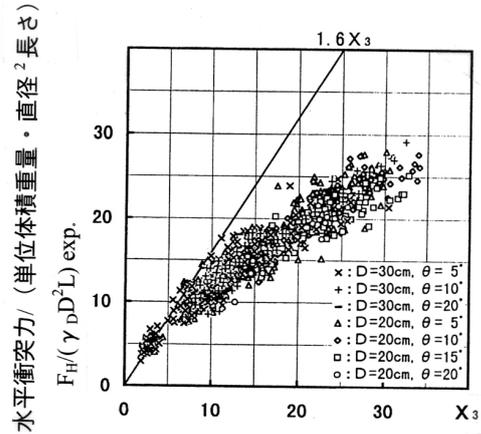
	h_1 (cm)	h_0 (cm)
段波	35, 40, 45	1, 2
サージ	25, 40	0

流木諸元

D (cm)	L (cm)	L/D	W (gf)
4.8~12	38.4~160	8, 12, 16	305~8615



開度33%の縦スリット型受圧壁



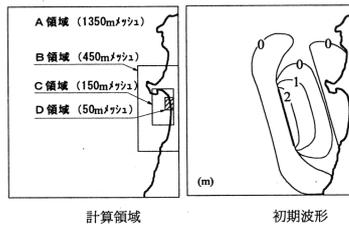
衝突角度を無視した時の無次元衝突力

$$C_{MA} V_H^{1.2} (\sigma_f / \gamma_D / L)^{0.4} / (gD)^{0.6}$$

質量係数・段波の波速^{1.2} (降伏応力/単位体積重量/長さ)^{0.4}

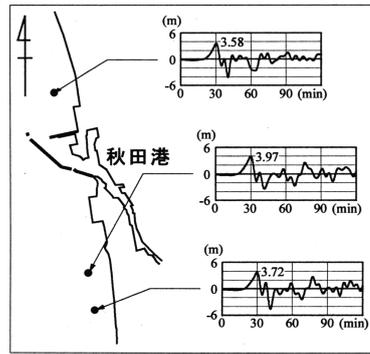
(重力加速度・直径)^{0.6}

図 2.2-1 流木の縦衝突を対象とした実験と衝突力算定式の適用性 (松富(1999))



家屋の造り別被害判断基準 ($C_0=1.1\sim 2.0$)

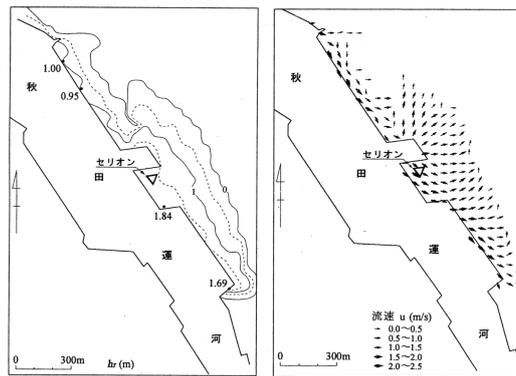
家屋の種類	中破			大破		
	h_f (m)	u (m/s)	F_D (kN/m)	h_f (m)	u (m/s)	F_D (kN/m)
鉄筋コンクリート造	—	—	—	7.0以上	9.1以上	332~603以上
コンクリート・ブロック造	3.0	6.0	60.7~111	7.0	9.1	332~603
木造	1.5	4.2	15.6~27.4	2.0	4.9	27.4~49.0
被害程度	柱は残っているが、壁の一部が破壊される。			壁はもちろん、柱のかなりの部分が折れるか失われる。		



秋田港周辺での時間波形

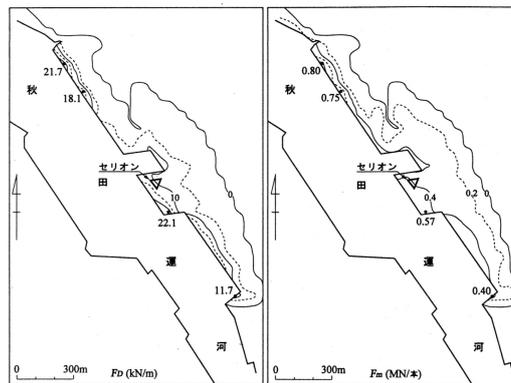
断層パラメータ

長さ (km)	幅 (km)	深さ (km)	滑り量 (cm)	傾斜角 (°)	滑り角 (°)	走向角 (°)	M
93	54	1	400	90	35	345	7.7



浸水深分布詳細

計算流速分布
(各地点最大浸水深時流速)



(a) 抵抗力分布

(b) 流木衝突力分布

最大浸水深時の計算流速による抵抗力と流木衝突力

図 2.2-2 秋田県沖合で発生した津波の浸水深、流速、抵抗力に基づく家屋被害の想定例(飯塚・松富(2000))

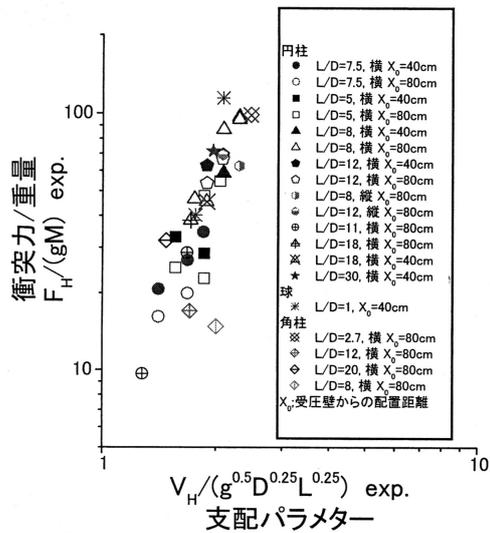


図 2.2-3 各種形状漂流物の衝突力と支配パラメーターの関係 (池野ら(2001))

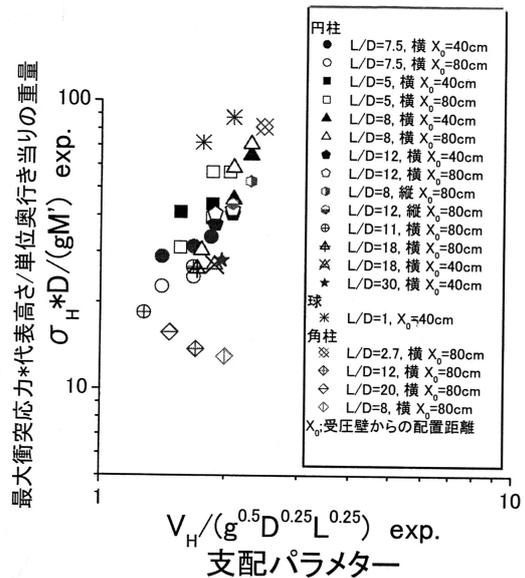


図 2.2-4 各種形状漂流物の最大衝突応力と支配パラメーターの関係 (池野ら(2001))

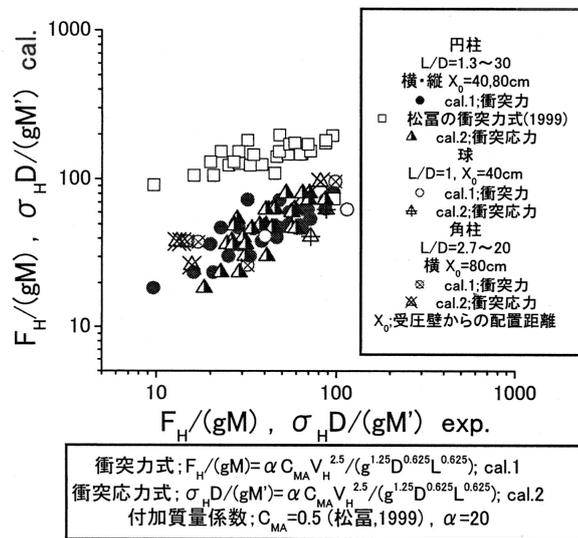


図 2.2-5 衝突力・最大応力の算定式と実験値との比較 (池野ら(2001))

2) 砕波段波による各種形状漂流物による衝突力算定式(池野ら(2001))

円柱横向き, 円柱縦向き, 球, 角柱横向きを対象

$$\frac{F_H}{gM} = 20 C_{MA} \left(\frac{V_H^2}{g} \right)^{1.25} \left(\frac{1}{DL} \right)^{0.625}$$

ここに, F_H : 漂流物の衝突力, D : 漂流物の代表高さ, L : 漂流物の代表長さ,

C_{MA} : 見かけの質量係数

$C_{MA} = 0.5$ (開度 $\lambda = 0\%$) (松富(1999)), 開度: 受波圧壁の空隙面積の割合

M : 漂流物の質量, g : 重力加速度,

V_H : 漂流物の衝突前の移動速度であるが, 有意な衝突が生じる場合は近似的に段波の波速と見なす。

$$V_H \cong c_H = \sqrt{\frac{g(a_H + h)(a_H + 2h)}{2(a_H + h - \kappa \cdot a_H)}}$$

c_H : 段波の波速(福井ら(1962a)), κ : 抵抗係数(福井ら(1962a))

3) 砕波段波による各種形状漂流物による衝突最大応力算定式(池野ら(2001))

円柱横向き, 円柱縦向き, 球, 角柱横向きを対象

$$\frac{\sigma_H D}{gM'} = 20 C_{MA} \left(\frac{V_H^2}{g} \right)^{1.25} \left(\frac{1}{DL} \right)^{0.625}$$

ここに, σ_H : 漂流物の最大衝突応力, D : 漂流物の代表高さ, L : 漂流物の代表長さ,

C_{MA} : 見かけの質量係数,

$C_{MA} = 0.5$ (開度 $\lambda = 0\%$) (松富(1999)), 開度: 受波圧壁の空隙面積の割合

M' : 漂流物の単位奥行き当りの質量, g : 重力加速度,

V_H : 漂流物の衝突前の移動速度であるが, 有意な衝突が生じる場合は近似的に段波の波速 c_H (福井ら(1962a))と見なす。

2.3 津波による砂移動

津波による被害については、海水の氾濫による人命損失や建物・家屋の破壊が注目されてきたが、浅海域では津波により発生した大きなせん断力により砂が移動し、侵食や堆積が生じ、構造物の倒壊や港湾機能障害の起こる可能性が指摘されている(高橋ら(1992))。一方で、津波による堆積物は通常の波浪や高潮時におこる堆積とは特徴が異なることから、資料の得難い古い津波の重要な研究材料となっている。

砂移動に関する実測としては、1960年のチリ津波の前後に気仙沼湾を対象として深淺測量が行われており(Kawamura and Mogi(1961))、それによると狭く部付近では局所的に9.9mの侵食、湾内全域でも数mオーダーの侵食および堆積が確認された(高橋ら(1992)、藤井ら(1998)、図2.3-1)。また、伊豆半島の先端に近い入間では、1854年安政東海地震津波によって陸上域に大規模な土砂堆積がもたらされたことが現地調査により確認され、その厚さは7m以上、堆積量は最低でも70万 m^3 であると推定されている(浅井ら(1998))。このような土砂移動の記録は過去の資料にも記述されており、首藤(1998)は1952年以前の14の津波を対象にし、陸上での土砂堆積、砂州の開削、および砂浜の欠潰に分類してまとめた。今村ら(1997)は、最近の3つの津波(1992年フローレス島、1994年東ジャワ、1994年ミンドロ島)による土砂移動について、現地調査の結果を取りまとめた。また、津波堆積物を調べることにより、過去の津波の挙動を解明する研究も行われている。(西村・宮地(1994)、西村・宮地(1998)、七山・重野(1998)、阿部ら(1990))

地形変化を定量的に評価する試みについて、高橋ら(1992)は、津波の流れによる掃流砂量と浮遊砂量を併せた流砂量則の検討を行い、流砂量がシールズ数の2.5乗に比例する

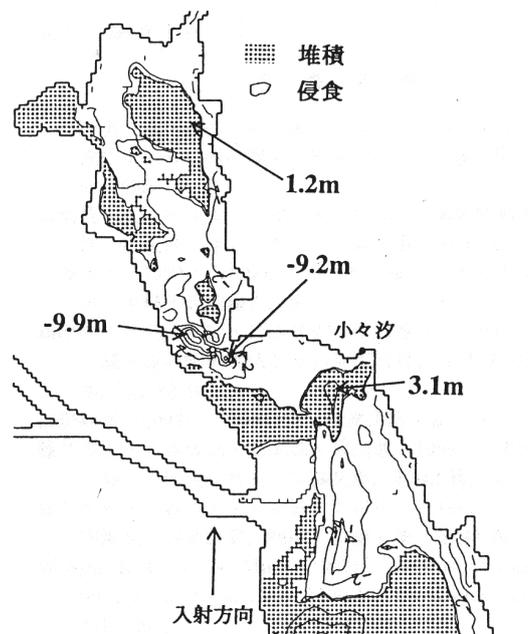


図2.3-1 チリ津波による気仙沼湾の海底地形変動(藤井ら(1998))

Brownの式が適用できるとした。さらに、先に示した気仙沼湾の地形変化の再現を試みた。しかし、狭さく部付近の変化を定性的に表現したものの、全体的な地形変動は再現できなかった。その後に掃流砂と浮遊砂を分ける考えが藤井ら(1998)および高橋ら(1999)によってそれぞれ示され、掃流砂の流砂量則については、小林ら(1996)は掃流砂量がシールズ数の1.5乗に比例する実験式を提案し、高橋ら(1999)も1.5乗に比例する実験式を提示している。さらに、藤井ら(1998)および高橋ら(1999)は、掃流砂と浮遊砂を区別して考える混合モデルと区別しない局所フラックスモデルを気仙沼の事例について適用・比較し、藤井ら(1998)は、浮遊による移動の効果により狭さく部から離れた湾内での侵食・堆積を表現できる混合モデルの有効性を示している(図2.3-2)。なお、実測値と比較すると、狭さく部における侵食量は小さい。高橋(1999)は、その理由として、数値計算では流速値が過小評価され、それによって乱れによる巻上げの効果が小さいことをあげており、今後は水位のみではなく、波形や流速についても精度の高い津波数値モデルが必要であることを示唆している。

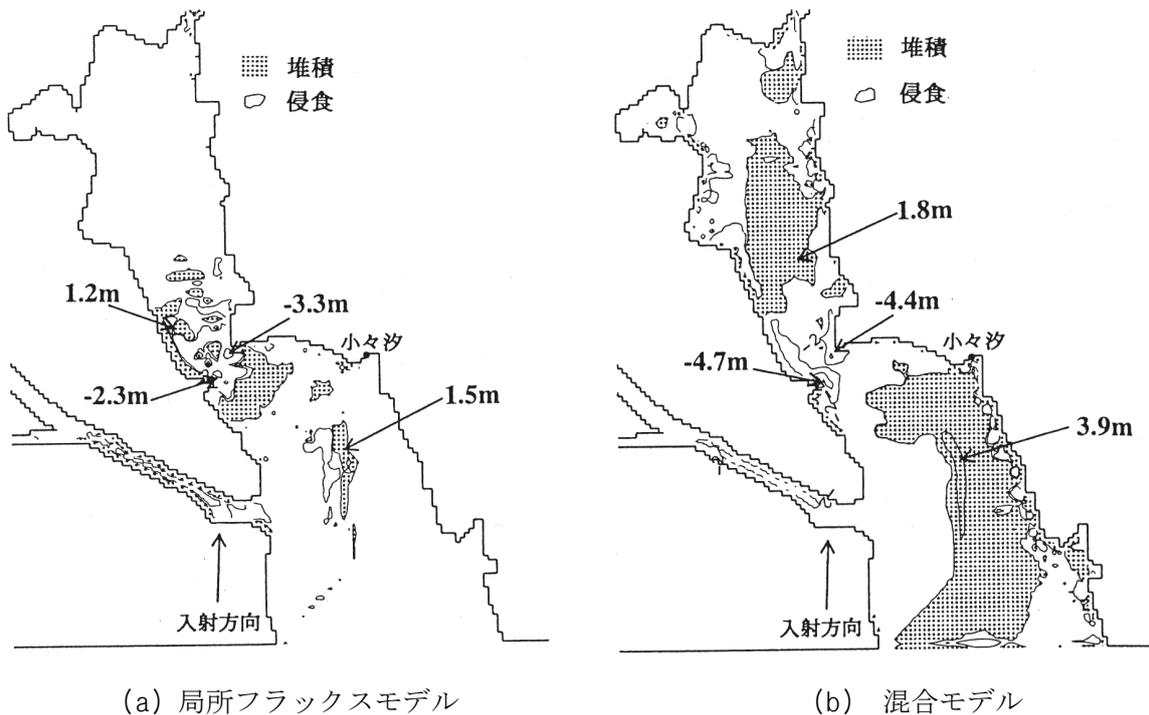


図 2.3-2 数値計算による気仙沼湾の海底地形変動の再現結果(藤井ら(1998))

2.4 津波による浮体構造物の挙動

池野・松山(1996a, 1996b)は、大型係留浮体を対象に、境界要素法に基づく断面二次元強非線形解析モデルを用いて、マグニチュード8クラスの海底断層運動により発生した津波を想定し、津波作用下における係留浮体の挙動評価を行っている。さらに、池野ら(1999, 2000)は、大型造波水路を用いた縮尺1/150の無ひずみ模型実験により、110万kw級原子力発電所を想定した係留浮体に、ソリトン分裂波を伴う津波が直接作用する場合、および浮体が開口部を持つ防波堤に囲まれた場合の三次元動揺特性を検討している(図2.4-1～2.4-2)。

これらによると、以下のことが明らかとなっている。

(1) 分裂波を伴う津波が直接作用する場合(図2.4-3)

1)原型で4～8分の周期の短い津波が遠浅海底地形上で段波に発達し、その先端部が10秒程度の短周期波へ分裂するという日本海中部地震津波の現象を再現できた。

2)上記の津波が直接作用した場合、係留装置のバネ定数として強風を想定した設計値を採用すると、係留浮体の水平・回転運動は津波本体に対してはほとんど応答しないが、分裂短周期波に対して共振応答する。これは、水平・回転運動の固有周期が分裂波の周期に近いためである。

3)鉛直運動は分裂波に対して共振せず、水位変化とほぼ同じ特性を示す。

(2) 防波堤が浮体前面に存在する場合(図2.4-4～2.4-5)

1)分裂波を伴う津波が来襲する場合、風波と同様に防波堤による遮蔽効果が働くため、大きなソリトン分裂波が直接浮体に作用して共振運動を起こす可能性は小さいことが明らかとなった。しかし、港湾内の係留浮体は港湾の固有周期で応答し、周期の長い揺れを示す。

2)防波堤前面開口率(開口部の幅/水域幅)が20%まで小さくなくても津波による流入流量は変わらず、港内水位の最大上昇値は前面防波堤が無い場合と同程度である。マグニチュード8クラスの海底断層運動により発生した津波が来襲した場合、港内水位と浮体の上下変位量の両振幅は4m程度に達する可能性がある。従って、津波本体による港内水位の変化を予測し、係留装置の上下許容変位量や引き波時の浮体と水底とのクリアランスを十分確保しておく必要がある。

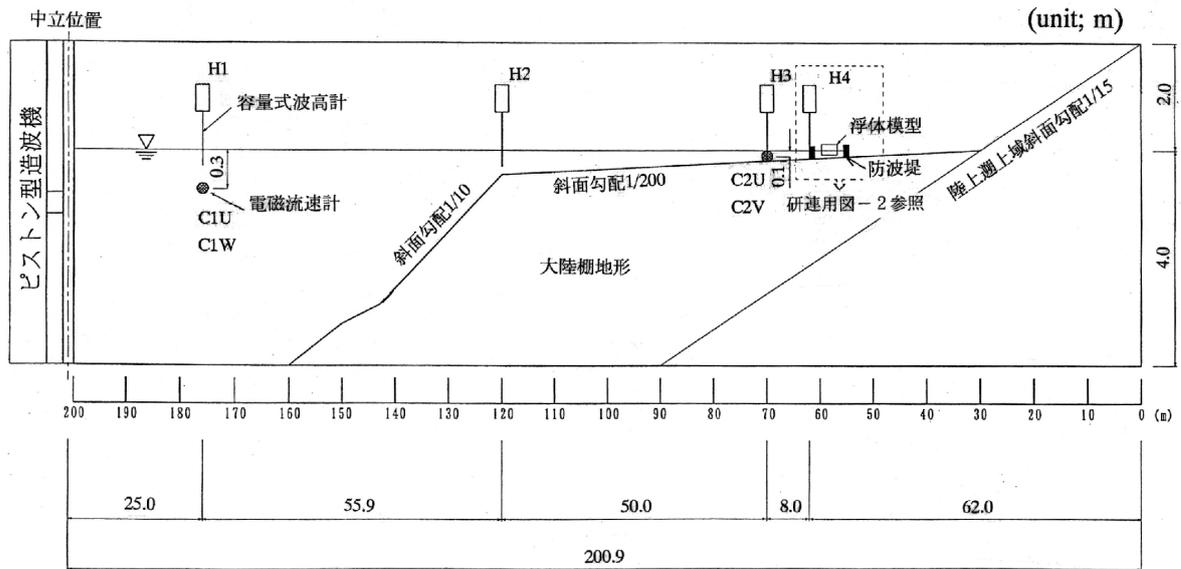


図 2.4-1 実験の大陸棚地形と浮体模型および計測器の配置(池野・田中(2000))

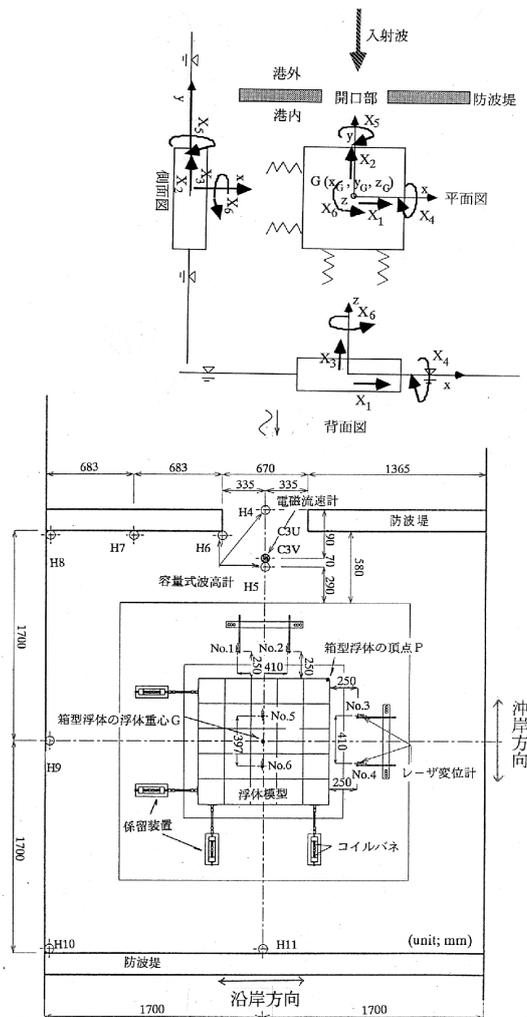
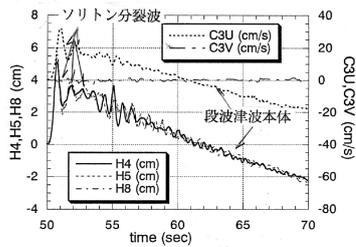
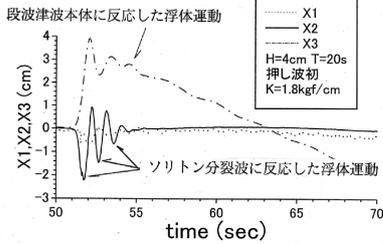


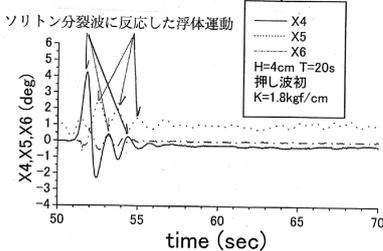
図 2.4-2 防波堤・浮体模型の概要と浮体の6自由度運動
(池野・田中(2000))



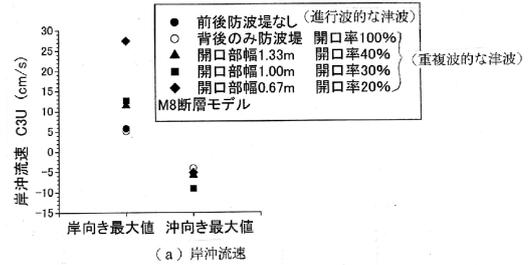
(a) 浮体に作用する直前の水位・流速の時系列



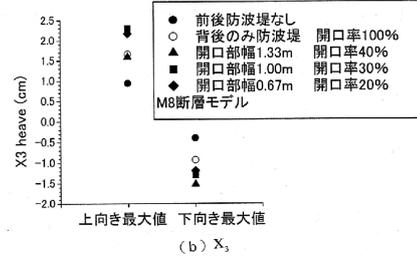
(b) 浮体の並進運動3成分の時系列



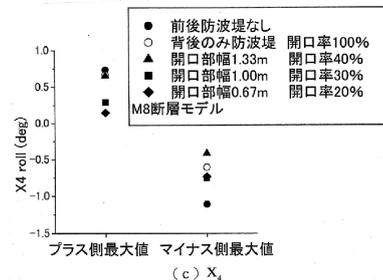
(c) 浮体の回転運動3成分の時系列



(a) 岸沖流速



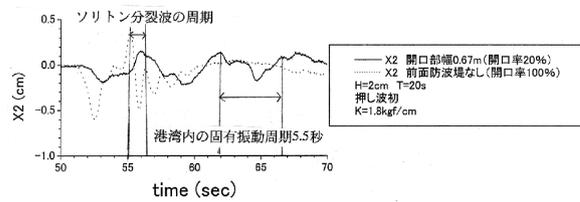
(b) X_3



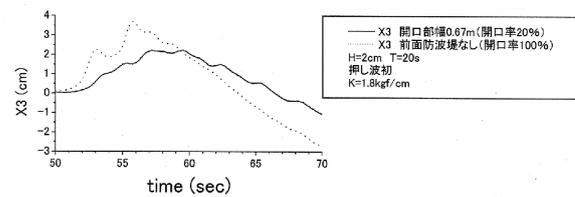
(c) X_4

図 2.4-3 ソリトン分裂を発生し始める地点における水位・流速および浮体の重心位置での6自由度運動 (池野・田中(2000))

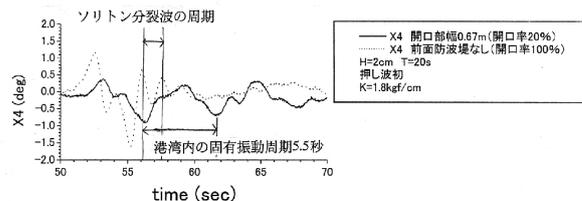
図 2.4-4 防波堤条件に対する港口部岸沖流速振幅と浮体運動振幅最大値の代表例 (池野・田中(2000))



(a) X_2



(b) X_3



(c) X_4

図 2.4-5 分裂波来襲時の浮体前面防波堤無しと開口率 20%の浮体運動波形の比較(池野・田中(2000))

【第2章 参考文献】

- 浅井大輔, 今村文彦, 首藤伸夫, 高橋智幸(1998): 伊豆半島入間における安政東海地震津波の波高と土砂移動, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.371-375.
- 朝倉良介・岩瀬浩二・池谷 毅・高尾 誠・金戸俊道・藤井直樹・大森政則(2000): 護岸を越流した津波による波力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.911-915.
- 阿部壽・菅野義貞・千釜章(1990): 仙台平野における貞観11年(869年)三陸津波の痕跡高の推定, 地震第2輯, 第43巻, pp. 513-525.
- 藤井直樹・大森政則・高尾誠・金山進・大谷英夫(1998): 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, pp.376-380.
- 福井芳朗・白石英彦・中村充・佐々木泰雄(1962a): 津波の研究(Ⅰ) 一段波津波の波速について一, 第9回海岸工学講演会講演集, pp.44-49.
- 福井芳朗・白石英彦・中村充・佐々木泰雄(1962b): 津波の研究(Ⅱ) 一段波津波の堤防におよぼす影響一, 第9回海岸工学講演会講演集, pp.50-54.
- 合田良実(1973): 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻, 第3号, pp.3-29.
- Hamzah, .M.A.・間瀬肇・高山知司(1998): 孤立波の遡上と海岸堤防への波力に関するダイレクト・シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.176-180.
- Hamzah, .M.A.・間瀬肇・高山知司・藤木繁男(2000): 海岸堤防に作用する津波力の実験と数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.371-375.
- 飯塚秀則・松富英夫(2000): 津波氾濫流の被害想定, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.381-385.
- 池野正明・松山昌史(1996a): 津波作用下における浮体構造物の二次元非線形挙動解析, 電力中央研究所報告, U95043, 43p.
- 池野正明・松山昌史(1996b): 津波作用下における浮体構造物の非線形挙動解析, 海岸工学論文集第43巻(2), pp.951-955.
- 池野正明・松山昌史・田中寛好(1998a): ソリトン分裂津波の大陸棚上での変形とその防波堤設計波圧に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第45巻, pp.366-370.
- 池野正明・松山昌史・田中寛好(1998b): 無ひずみ実験に基づくソリトン分裂津波の発生条件・防波堤波圧の評価, 電力中央研究所報告, U98006, 31p.
- 池野正明・田中寛好・松山昌史(1999): 無ひずみ模型を用いた係留浮体の津波による三次元非線形挙動特性, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.871-875.
- 池野正明・田中寛好(2000): 無ひずみ模型実験による浮揚式発電所係留浮体の津波来襲時三次元挙動解明, 電力中央研究所報告, U00026, 31p.
- 池野正明・森信人・田中寛好(2001): 砕波段波津波による波力と漂流物の挙動・衝突力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.846-850.
- 今村文彦・箕浦孝治・高橋智幸・首藤伸夫(1997): 最近の津波の土砂移動に関する研究,

- 津波工学研究報告, 第 14 号, 東北大学災害制御研究センター, pp. 89-100.
- Kawamura, B. and T. Mogi (1961): On the deformation of the sea bottom in some harbors in the Sanriku coast due to the Chile Tsunami, 1960 年 5 月 24 日チリ津波に関する論文および報告, チリ津波合同調査班, 丸善(株), pp.57-66.
- 小林昭男・織田幸伸・東江隆夫・高尾誠・藤井直樹(1996): 津波による砂移動に関する研究, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp.691-695.
- 松富英夫(1991): 砕波段波衝突時の圧力分布と全波力, 海岸工学論文集, 第 38 卷, pp.626-630.
- 松富英夫(1993): 砕波段波に伴う流木の最大衝突力に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.467/II-23, pp.19-28.
- 松富英夫(1999): 流木衝突力の実用的な評価式と変化特性, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp.111-127.
- 松富英夫・大向達也(1999): 津波氾濫流の流体力に関する実験, 海岸工学論文集, 第 47 卷, pp.336-340.
- 水谷将・今村文彦(2000): 構造物に作用する段波波力に実験, 海岸工学論文集, 第 47 卷, pp.946-950.
- 七山太・重野聖之(1998): 北海道東部, 千島海溝沿岸地域における歴史津波堆積物一研究序説一, 月刊海洋, 号外, No.15, 津波研究の最前線, pp.177-182.
- 西村裕一・宮地直道(1994): 北海道南西沖地震に伴う津波堆積物の分布及び粒度特性, 月刊海洋, 号外, No.7, pp.139-147.
- 西村裕一・宮地直道(1998): 駒ヶ岳津波(1640年)の堆積物中の痕跡, 月刊海洋, 号外, No.15, 津波研究の最前線, pp.172-176.
- 大森政則・藤井直樹・京谷修・高尾誠・金戸俊道・池谷 毅(2000): 直立護岸を越流した津波の水位・流速および波力の数値計算, 海岸工学論文集, 第 47 卷, pp.376-380.
- 首藤伸夫(1998): 津波時の土砂移動に関する過去の記録, 津波工学研究報告, 第 15 号, 東北大学災害制御研究センター, pp.1-36.
- 高橋智幸・今村文彦・首藤伸夫(1992): 土砂移動を伴う津波計算法の開発, 海岸工学論文集, 第 39 卷, pp.231-235.
- 高橋智幸・首藤伸夫・今村文彦・浅井大輔(1999): 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 卷, pp.606-610.
- 谷本勝利・高山知司・村上和男・村田繁・鶴谷広一・高橋重雄・森川雅行・吉本靖俊・中野晋・平石哲也(1983): 1983 年日本海中部地震津波の実態と二・三の考察, 港湾技研資料, No.470, 299p.
- 谷本勝利・鶴谷広一・中野晋(1984): 1983 年日本海中部地震津波による津波力と埋立護岸の被災原因の検討, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.257-261.

第3章 断層運動以外の原因による津波

津波の発生原因としては、断層運動（地震）のほかに、火山噴火、山体崩壊による陸域からの土砂・土石流の海中への突入、海底地すべり等が挙げられるが、断層運動以外の原因による津波は全体の10%以下とされており(図3-1, 今村(1998))断層運動に伴う津波と比べるとその発生割合は小さい。また、わが国においては断層運動以外の原因による津波の発生場所は極限られる。

以上の観点より、原則として、わが国で通常計画される原子力発電所のサイトでは、断層運動が適用できる津波を評価対象とすれば十分であると考えられる。

しかるに、将来、サイト条件の多様化等への対応を見据え、断層運動以外の原因による津波についてもその動向を調査しておくことは意味あることと考える。

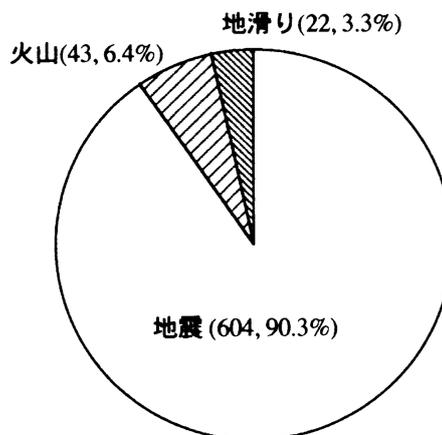
3.1 火山活動に関連した津波

火山活動に関連した津波にはその原因として、1) 火砕流や山体崩壊による土砂等による海水突入、2) 海中噴火、3) カルデラの陥没、沈降や島の飛散、などが考えられる(今村・李(1998))。このうち1)については研究例も比較的多い。

火山噴火に伴う津波の代表的な例に、1883年、インドネシア・スンダ海峡のクラカタウ火山が大爆発を起こしたときに発生した津波が挙げられる(Simkin and Fiske (1983))。相田(1995a)によると、津波はスンダ海峡の沿岸では特に大きな津波痕跡高が記録された。ところが、その火山活動があまりにも大規模であったために津波発生時の波源に関する情報が少なく、この津波の発生メカニズムがはっきりわかっていない。

川俣ら(1992)はこの津波の原因をカルデラ(島)の陥没と仮定して津波数値計算を実施し、陥没によって発生した津波でも沿岸には押し波が先行すること、海峡内では短周期波が卓越するにもかかわらず海峡外では長周期波が卓越することなど検潮記録は説明ができるが、場所によっては痕跡記録と一致しないことを指摘している。Nomanbhoy and Satake(1995)は、1) 水中の水蒸気爆発、2) 火砕流の流れ込み、3) 大爆発による島の飛散、と計3種類の津波の発生モデルを仮定し、それぞれ数値計算を行ったところ、水中の水蒸気爆発の波源モデルが最もクラカタウ火山による津波実測結果を説明できるとした。今後も波源モデルを中心に研究の進展が期待される。

1792年の火山活動に伴う島原眉山崩壊により、有明海に津波が発生し、対岸に大きな被害を出した(相田(1975))。また、これより前の1741年に北海道の渡島大島の火山活動時に



All tsunami data in 1790- 1990

図3-1 過去200年間の発生原因別の津波発生回数(今村(1998))

津波が発生し、渡島半島西岸に津波が来襲したが、この時には大きな地震は感じられておらず、津波発生の原因として山体崩壊が有力候補の1つとされている(相田(1975), Satake and Kato (2001))。さらに前の1640年北海道駒ヶ岳では、火山活動に伴う山体崩壊により噴火湾に津波が発生し、700人が犠牲となった(西村・宮地(1998))。以上の3つが日本の海域における山体崩壊によって発生した津波の代表的な例とされている。

眉山崩壊の津波については、相田(1975)が数値解析を行った。波源モデルは、土砂の海中への流入量を水の流速に置き換えた流量入力モデルと、円弧すべりを想定して直径4km程度の範囲を10m陥没させた海底変位モデルの2つを考案した。流量入力モデルの土砂の総流入量は $4.6 \times 10^7 \text{m}^3$ である。計算結果から流量入力モデルの方が熊本側の津波を良く説明できることを示している。これは、流量入力モデルは発生する津波の対岸への指向性を表現できるからであろう。1741年渡島大島津波について、伴ら(2001)は、既往の痕跡高の研究をまとめ、断層モデルを用いた検討を行い、痕跡高を精度良く再現できる波源モデルを提案している。

3.2 山体(斜面)崩壊による津波

ここでは、火山活動以外で生じた山体(斜面)崩壊に伴う閉鎖性水域内での大津波を対象とする。

ノルウェーやアラスカに見られるフィヨルドや湖、スイス山岳地帯の湖等、このような閉鎖性水域では、急峻な斜面に囲まれているために山体(斜面)崩壊による津波の発生が多く見られる。表 3.2-1(相田(1977)), 表 3.2-2(Huber(1982)を基に作成)には、ノルウェーとアラスカ、およびスイスにおける事例をそれぞれ示した。

その中でも代表的な例の1つにリツヤ湾が挙げられる。リツヤ湾は長さ約 11.3km, 最大幅約 3.2km で太平洋に面したフィヨルドであり、湾の奥はさらに小さな入り江に分かれている。周辺の急峻な地形も有り、過去に6度の山体崩壊が記録されている。1958年、この内の北側の入り江で地震に起因した過去最大の地すべりが発生した(図 3.2-1, 相田(1995b))。打ち上げ高は湾口に近づくに従って急激に小さくなる。なお、この津波が湾外に影響を与えた形跡は見られない。

表 3.2-1 ノルウェーとアラスカにおける山体崩壊(氷河を含む)による津波の事例

	年月日	場所	崩壊量 ($\times 10^6 \text{m}^3$)	最大波の高さ (m)	死者数	地震の マグニチュード
ノ ル ウ ェ ー	1736 Feb. 22	Langfjord	12.0	40	32	
	1905 Jan. 15	Loen Lake	0.34	40	61	
	1934 Apr. 7	Tafiord	1.33	61	44	
	1936 Sep. 13	Loen Lake	1.0	69	73	
	1936 Sep. 21	Loen Lake		15		
	1936 Nov. 11 1938	Loen Lake Norrdalsfjord	~1.0			
ア ラ ス カ	1845	Yakutat Bay			100	
	1899 Sep. 10	Controller Bay		1		M-8.6
		Port Valdez		2		
	1905 Jul. 4	Yakutt Bay		33		
	1923 Feb. 23	Port Valdez			31	M-8.3
	1964 Mar. 27	Port Valdez		30~6.1	13	7.5 地震
		Passage Canal		9.2		
		Prince William Sound		16.6	23	
		Resurrection Bay		7.0	12	
		Kenai Lake		21		
	1853 or 54	Lituya Bay		120		
	1874	Lituya Bay		60		
	1899 Sep. 10	Lituya Bay		60		M-8.6
	1936 Oct. 27	Lituya Bay		150		
	1958 Jul. 9	Lituya Bay		525		M-7.9

表 3.2-2 スイスにおける水面波動(津波)の事例
(Huber (1982)を基に作成)

年	事 例	ボリューム	波 高	被 害
1923	Bank Slide at Lake Davos	$9 \times 10^5 \text{ m}^3$	3 m	死者 1
1924	Rock Avalanche into Lake Walen	$3 \times 10^4 \text{ m}^3$	8 m以上	水面上 8 mにあった鉄道施設が流される等。
1931	Rock Avalanche into Lake Alpnach	$3 \times 10^4 \text{ m}^3$	3.15 m (7.5km先でも1.0m)	船小屋の破壊, 道路の寸断等。
1946	Rock Avalanche into Lake Walen	$3 \times 10^5 \text{ m}^3$	5~6 m	船(15隻)の破壊, 護岸, 防波堤のダメージ等。死者 1。
1964	Rock Avalanche into Lake Lucerne	$7 \times 10^4 \text{ m}^3$	1.0~1.5 m	採石場の船や施設が破壊, 3.5kmの離れた地域でも数多くの船に被害。
1972	Rock Avalanche nere Ameden	$7 \times 10^4 \text{ m}^3$	—————	規模が小さかったため湖に到達せず。

このように崩壊物突入による地すべりは、時として、その規模と衝撃力から巨大津波を発生する可能性があり、崩壊地点周辺では大きな打ち上げ高となる。しかし、その影響は、距離が離れるに従って著しく小さくなる傾向が見られる。これは、波源の水平規模が地震のものと比較すると小さく水深のオーダーに近いため、発生した波動の周期が地震波源の津波と比較して非常に短く、エネルギーの逸散が生じやすいためと考えられる。

なお、松山ら(1996)は、閉鎖性水域内で発生した水面波動について、既往の文献調査を基に事例、実験例および数値解析例とそれらからの知見をまとめている。

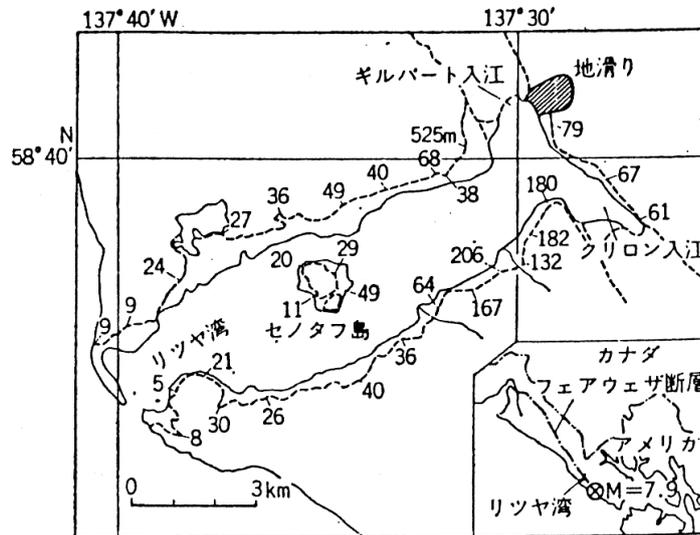


図 3.2-1 1958年アラスカ・リツヤ湾の津波
破線で示した領域の森林が破壊された。
数字はその海面からの高さ(m)。(相田
(1995b))

3.3 海底地すべりによる津波

大規模な海底地すべりという現象は頻度が少ない上に、それが実際に起こっているとしても、海中で発生する現象であるためにその実態は把握しがたい。しかし、最新の技術による海底地形測量や地殻構造探査により、海底地すべり跡と見られるような地形が、大陸棚の先端などの急峻地形に存在することが確認されてきており、今後の研究が期待される。

北海のノルウェー沖には、巨大な地すべり跡が存在する(Jansen et al. (1987))。この地すべり跡は全長が500km以上、幅も100km程度はある巨大なもので、3回に分けて発生したと推定されている(図3.3-1, Bugge et al. (1988))。1回目は30,000~50,000年前で最も規模が大きく地すべりの総量は3,880km³、後の2回は6,000~8000年前で、その総量は1700km³と推定されている(Harbitz(1992))。Dawson et al. (1988)は、砂の堆積層をイギリスのスコットランド東岸で発見し、7000年前とされる2回目の地すべりによって発生した津波によるものとした。Harbitz(1992)は、1回目と2回目の津波について、それぞれ数値計算を実施した。数値計算は、平面二次元の線形長波理論に基づき有限差分法で行い、波源については地すべりによる海底地形変化を入力した。これらの地すべりによる津波は、地すべりの規模や地すべり速度に比例して大きくなることを明らかにした。またノルウェー沿岸に加えて、対岸の方向に位置するグリーンランドおよびアイスランドへも津波が来襲するのはもちろんのこと、それよりも規模は小さいもののスコットランドにも達し、先に示したDawson et al. (1988)の結果と整合する結果となった。

1998年のパプア・ニューギニア地震津波では、地震の規模(M_w 7.0-7.1)と比較して津波による痕跡高が10m以上とその規模が大きいため、地震時の断層滑動による海底地形の変動以外にも津波の原因があるのではないかと発生直後からいわれ、その中でも海底地すべり説が有力と考えられた(Kawata et al. (1999))。その後、精力的に海底の調査が行われ、被災地の沖に津波エネルギーを収斂させやすい海底地形が存在すること(Matsuyama et al. (1999), Tappin et al. (1999))、波源域付近の海底地形が複雑で、発生時期などは不明であるものの海底地すべりの痕跡と見られるものも存在すること、などの事実が明らかになっている(Tappin et al. (1999), 松山ら, (1999), 松山・Yeh(2000))。松山・Yeh(2000)は本津波の数値計算において浅海域の格子幅を22.2mまで細分化することにより、地震時の海底地形変動を波源とした場合に、実測結果の津波高の特徴を再現できることを示した。橋・今村(2000)はこの津波に二層流数値モデル(松本ら(1998))を適用し、地震とそれ以外の原因も加えた複合型の津波の発生原因について検討を行った。しかし、これについては現在でも議論が行われており結論は出していない。

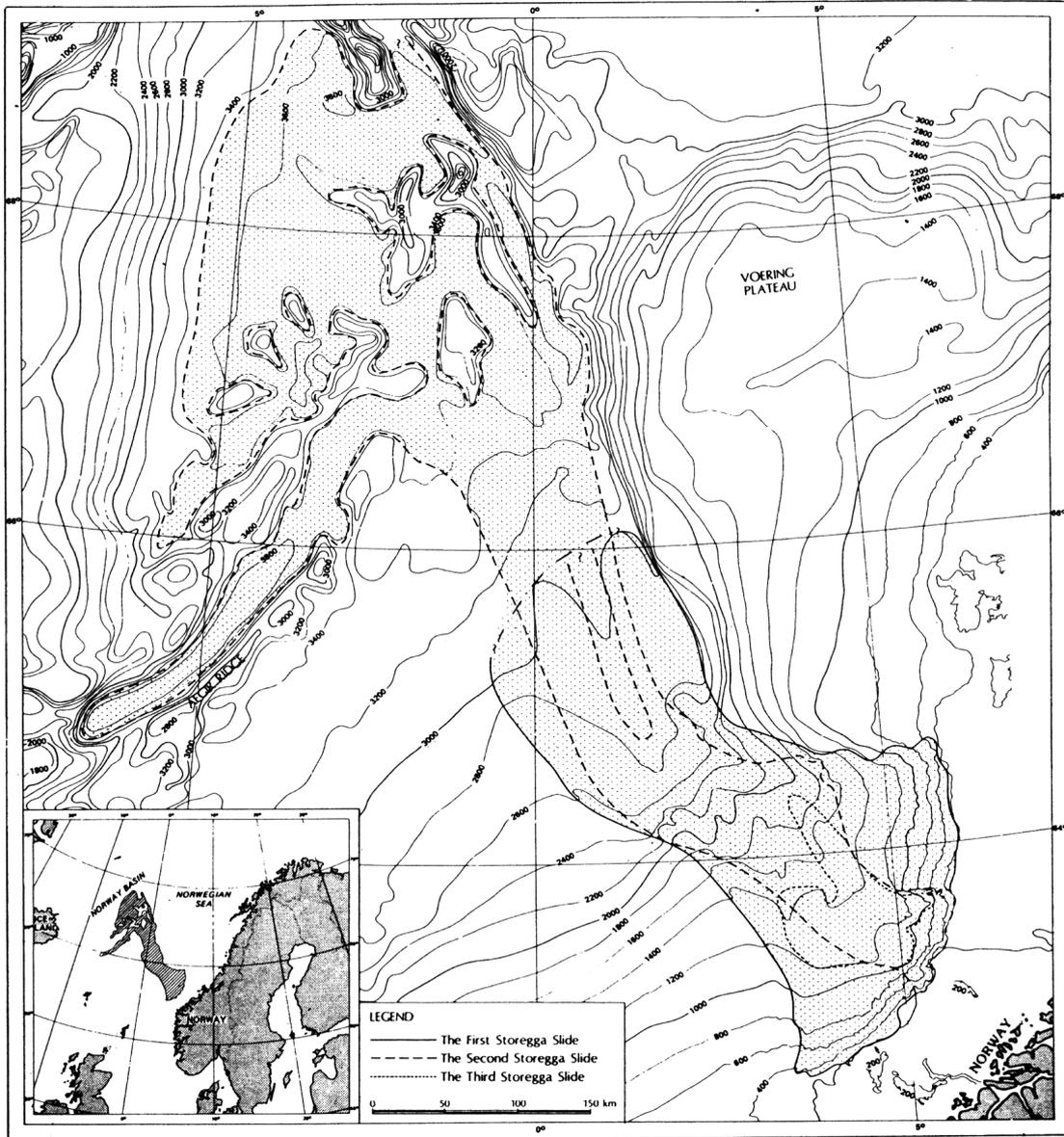


図 3.3-1 北海のノルウェー沖に存在する巨大地すべり跡。図中には推定される3度の地すべり跡が実線、破線、点線の順で示されている。(Harbitz(1992))

3.4 その他の原因による津波

その他の津波の原因として、爆弾などによる水中爆発や隕石が挙げられる。前者については、Mehaute and Wang(1996)が、水中爆発によって発生する波の発生・伝播についてその研究をまとめている。

今村・李(1998)は、発生頻度は著しく低いものの、隕石による津波発生について挙げ、代表的な例として、6500 万年前の K/T-Impact と呼ばれる隕石衝突を紹介した。藤本・今村(1997)は、この隕石衝突による津波の数値計算を実施し、その発生機構と地球全般への伝播過程について考察している。この計算結果から、山体崩壊による津波の特徴と同じように、波源周辺に特に大きな影響を与え、その影響は距離が離れるに従って著しく減衰することが推察される。ただし、この隕石による津波が発生したとすれば、その衝突エネルギーが巨大なため、波源から離れるに従ってエネルギー減衰が著しいものの、その影響は世界中に波及したと推定される。

【第3章 参考文献】

- 相田勇(1975)：1792年島原眉山崩壊に伴った津波の数値実験，地震第2輯，第28巻，pp.449-460.
- 相田勇(1977)：山崩れによる津波，海洋科学，Vol.9，No.2，pp.3-1-3-8.
- 相田勇(1995a)：1983年クラカタウ火山爆発による津波，近代世界の災害，国会資料編纂会（監修：力武常次），pp.198-199.
- 相田勇(1995b)：1958年アラスカ，リツヤ湾の津波，近代世界の災害，国会資料編纂会（監修：力武常次），pp.202-203.
- 伴一彦・高岡一章・山木滋(2001)：数値シミュレーションによる1741年(寛保元年)津波の波源モデルに関する考察，津波工学研究報告，東北大学災害制御研究センター，第18号，pp.131-140.
- Bugge T., S. Befring, R. H. Belderson, and N. H. Kenyon (1988): The storegga slide., Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series, A325, pp.357-388.
- Dawson, A.G., D. Long, and D.E. Smith (1988): The Storegga slides: Evidence from eastern Scotland for a possible tsunami, Marine Geology, 82, pp.271-276.
- 藤本浩介・今村文彦(1997)：K/T-Impactによる津波の発生，海岸工学論文集，第44巻，pp.315-319.
- 橋和正・今村文彦(2000)：複合型津波発生メカニズムの解明ー1998年パプアニューギニア津波を例としてー，海岸工学論文集，第47巻，pp.346-350.
- Harbitz, C.B. (1992): Model simulations of tsunamis generated by the Storegga Slides, Marine Geology, Vol. 105, pp.1-21.
- Huber, A. (1982): Impulse waves in Swiss Lakes as a result of rock avalanches and bank slides, experimental results for the prediction of the characteristic numbers of these waves, Trans. 14th Int. Congress. Large Dams, Vol.3, pp.455-476.
- 今村文彦(1998)：15年間における津波数値解析の発展と今後，月刊海洋，号外，No.15，pp.89-98.
- 今村文彦・李昊俊(1998)：津波発生/伝播の数値モデルの現状と課題，沿岸海洋研究，第36巻，第1号，pp.91-101.
- Jansen, E., S. Befring, T. Bugge, T. Eidvin, H. Holtedahl and H. P. Sejrup (1987) : Large submarine slides on the Norwegian continental margin: Sediments, transport and timing, Marine Geology, 78, pp77-107.
- 川俣奨・今村文彦・首藤伸夫(1992)：1883年Krakatau島噴火による津波の数値計算，海岸工学論文集，第39巻，pp.226-230.
- Kawata, Y., B.C. Benson, J.C. Borrero, J.L. Borrero, H.L. Davies, W.P. de Lange, F.

- Imamura, H. Letz, J. Nott, and C.E. Synolakis. (1999): Tsunami in Papua New Guinea was as intense as first thought, EOS, Transactions, American Geophysical Union, Vol. 80, No. pp.81, 101, 105.
- 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モデルの開発，海岸工学論文集，第45巻，pp.346-350.
- 松山昌史・田中寛好・宮永洋一(1996)：斜面崩壊時の貯水池内波動発生・伝播に関する実例と予測例，電力土木，No.261，pp.41-48.
- 松山昌史・今村文彦・橋和正・松本剛・都司嘉宣(1999)：1998年パプアニューギニア・シッサノ津波の数値的解析、海岸工学論文集，第46巻，pp.386-390.
- 松山昌史・H. Yeh(2000)：1998年パプア・ニューギニア地震津波における海底調査と数値解析，電力中央研究所研究報告，U00007，18p.
- Matsuyama, M., J.P. Walsh, and H. Yeh (1999): The effect of bathymetry on tsunami characteristics at Sissano Lagoon, Papua New Guinea. Geophysical Research Letters, Vol.26, No. 23, pp. 3513-3516.
- Mehaute B. L. and S. Wang (1996): Water waves generated by underwater explosion, Advanced Series on Ocean Engineering, Vol.10, 367p.
- 西村裕一・宮地直道(1998)：駒ヶ岳噴火津波(1640年)の堆積物中の痕跡，津波研究の最前線，月刊海洋，号外，No.15，pp.172-176.
- Nomanbhoy, N. and K. Satake (1995) : Generation mechanism of tsunami from the 1993 Krakatau eruption, Geophysical Research Letters, Vol.22, No. 4, pp.509-512.
- Satake, K. and Y. Kato (2001) : The 1741 Oshima-Oshima eruption: extent and volume of submarine debris avalanche, , Geophysical Research Letters, Vol.28, No. 3, pp.427-430.
- Simkin, T. and R.S. Fiske (1983): Krakatau 1883, eruption and its effects, Smithsonian Institution Press, 464p.
- Tappin D., T. Matsumoto, P. Watts, K. Satake, G. McMurty, M. Matsuyama, Y. Lafoy, Y. Tsuji, T. Kanamatsu, W. Lus, Y. Iwabuchi, Y. Hey, Y. Matsumoto, M. Nakamura, M. Mahoi, P. Hill, K. Crook, L. Anton, and J.P. Walsh (1999): Sediment slump likely caused 1998 Papua New Guinea Tsunami, EOS, Transactions, American Geophysical Union, Vol.80, No.30, pp.329, 334, 340.