

63. 大振幅津波の入射による湾水の振動

地震研究所 相田 勇

(昭和 53 年 10 月 14 日受理)

1. はじめに

湾内における津波の挙動が、湾水の振動特性に依存することは古くから認められていて、そのため湾水の振動についての多くの理論、あるいは実験・観測にもとづいた研究が行われている。微小振幅の場合は、例えば筆者らによって行われた平常時の湾水振動の観測 (AIDA *et al.*, 1972) によって求められた伝達関数は、比較的振幅の小さい津波について湾内外の波形の相互変換に用いることが出来た (AIDA, 1972)。振幅の大きな場合については、海岸近くでの run-up の問題、あるいは津波変形の問題 (首藤, 1975) などが広く扱われているが、津波の湾内挙動についての研究は未だ多くはない。村上・野口 (1976, 1977) は湾口部の波のエネルギー損失による非線型性を含めた議論を行っている。筆者は陸上に溢れるような大振幅の津波について、湾奥陸上部の浸水域を含めた数値実験を行い、1946 年南海地震津波の高知県須崎および宇佐における浸水分布の再現を試みた (相田, 1977)。このような場合、当然線型理論とは湾水の挙動がかなり異なっていることが認められる。非線型性の著しい問題について、特に陸上への浸水などの一般化はむずかしく、case study で問題を処理する必要があるが、単純化したモデルでやや一般的に湾水の挙動についてしらべておくことは、問題を考える上で有効であると思われる。

ここでは長方形の湾で、湾奥に平坦な陸地がひろがっている場合について、まず数値実験を行って、振動の振幅増幅率を中心に湾水の挙動をしらべた。つぎに簡単な水理実験をほぼ相似なモデルによって行い、数値実験と同様な性質を確認した。また 1960 年チリ津波の際の実測値について簡単な考察を試みた。

2. 数値実験

a. 方法

用いた方法は、1946 年南海津波の場合について、筆者が行った陸上に溢れる津波のシミュレーション (相田, 1977) と同じであるので、以下に概略を記す。ここで取扱う津波は水深にくらべて波長が十分長く、水平流速は深さに関して一様であるとし、流速の二乗に比例する摩擦項 (係数 f_c) を含んだ浅海長波の方程式で近似できるものとする。この近似のもとで、 x, y 軸を静水面に、 z 軸を鉛直下方にとり、鉛直に積分した流量の x, y 成分を q_x, q_y 、静水面からの水位上昇を ζ とすれば運動・連続方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -g(h+\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} - f_c \frac{q_x Q}{(h+\zeta)^2} - \left(\frac{q_x}{h+\zeta} \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{q_y}{h+\zeta} \frac{\partial q_x}{\partial y} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} = -g(h+\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} - f_c \frac{q_y Q}{(h+\zeta)^2} - \left(\frac{q_x}{h+\zeta} \frac{\partial q_y}{\partial x} + \frac{q_y}{h+\zeta} \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} \quad (3)$$

ここに h は静水面からの水深で、陸上部の高さは負にとられる。 g は重力の加速度、 $Q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$ である。また f_c は海底の摩擦係数であるが、ここでは通常の高底部のそれをあらかすと同時に、静水時の海岸から水が上る際の水深急変によるエネルギー損失や、陸上部の人家の密集地の流れのエネルギー損失も等価な f_c によってあらわされるものと仮定する。また陸上浸水の先端については $q = C_0 H \sqrt{gH}$ の関係が成立つものとした。ここに C_0 は定数、 H は乾いた陸上に対する浸水の水位である。(1), (2), (3) は差分近似されて、以上の条件のもとに leap-frog 法により、 ζ および q_x, q_y が交互に逐次計算される。

b. 湾モデル

モデルとしては出来るだけ単純化する方がよいけれども、ある程度実際湾のイメージとも合致させたいとの考えから、平面形としては長方形で、水深が湾奥部にかけてやや浅くなるものとし、また陸上浸水の効果が大きく現われるように、陸上の傾斜は 1/500 という

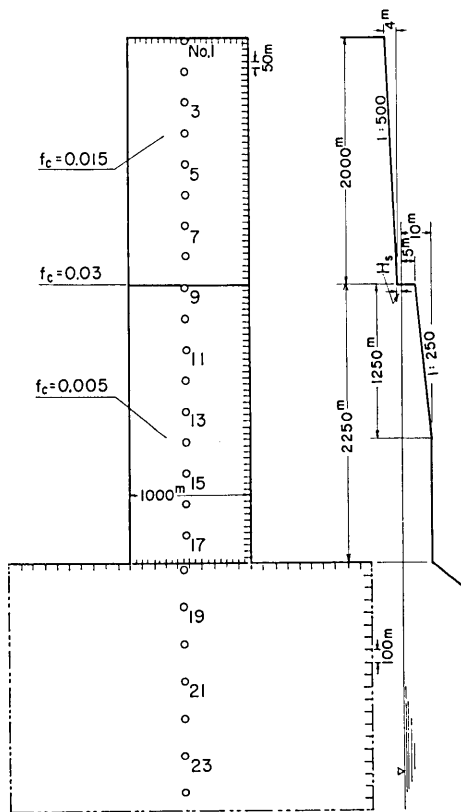


Fig. 1. Model of a bay for the numerical experiments. Open circles with attached numbers are the locations where the water surface elevation and velocity are observed.

ゆるやかなものとした。 Fig. 1 にこのモデルを示す。ここで湾の両側面の湾口から陸上部まで、および湾口両側の外海に面した海岸は水面より充分高く完全反射するものとし、湾外の左右および下方の鎖線で示す外海への境界では進行長波の条件を与えて近似的に無反射とした。湾奥の静水面からの岸の高さ H_s は、波高にくらべて充分高く、波が完全反射する場合(以下では“非溢水”という)と、 $H_s = 1\text{m}$ として波高が高くなれば陸上に溢れる場合(以下では“溢水”という)とを計算した。入射波としては図の下方湾外から振幅 η_0 の連続正弦波を、周期を変えて与えた。前項で述べた定数は、流量係数 $C_0 = 0.5$ 、等価摩擦係数 f_c は、須崎・宇佐に対する数値実験の結果(相田, 1977)も考慮し湾内海底に 0.005、陸上部に 0.015、静水時の湾奥海岸に 0.03 を与えている。計算格子間隔は湾内 50m、湾外 100m、計算時間間隔は計算

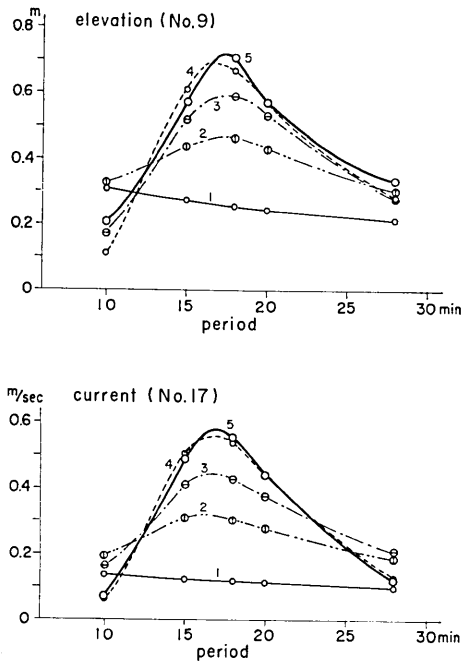


Fig. 2. Amplitudes of the surface elevation at the bay head (No. 9) and velocity at the bay mouth (No. 17) with respect to the period of incoming waves with amplitudes 0.1 m. Number attached to each curve shows the order of crests and troughs of waves.

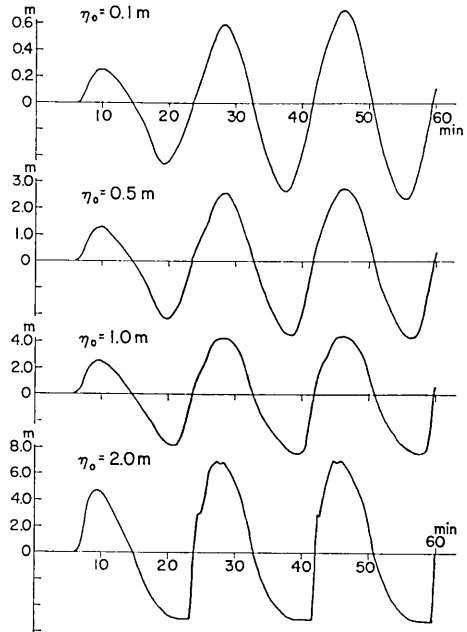


Fig. 3. The time history of the water surface at the bay head (No. 9) for various values of an incoming wave amplitude η_0 in the non-flooding condition.

安定条件を満たす 0.04 分にとった。

c. 数値実験の結果

まずこの湾の非溢水条件での線型特性をしらべるため、入射波として振幅 0.1 m の連続正弦波を与えた。Fig. 2 は横軸に入射波の周期 T をとって、湾奥 No. 9 の点における水位上昇振幅(上図)と、湾口 No. 17 の点における流速(下図)をプロットしたものである。各曲線に付した番号は波のはじまりから順につけた波の峰、谷の番号で、奇数番号は波峰、偶数番号は波谷にあたる。これからこの湾は、17~18 分の自由振動周期をもっており、4~5 番目の peak ではほぼ定常振動に達することがわかる。この場合湾水振動の増幅率(湾奥共振振幅 η_m /入射波振幅 η_0)は約 7 であるが、この程度の増幅率をもった湾水振動が 3 波程度で定常に達することは、梶浦(1963)によっても述べられている。湾奥水位振幅の最大値は 0.72 m であるが、湾奥部の水深減少による振幅増大をグリーンズの法則で見積り、線型長波として期待される湾口での流速最大値を推算すると 0.59 m/sec となる。これに対して数値実験値は 0.58 m/sec であって、ほぼ線型長波として取扱えることを示している。

次に同じ非溢水の条件で入射波の振幅を大きくした場合の湾奥水位波形を Fig. 3 に示

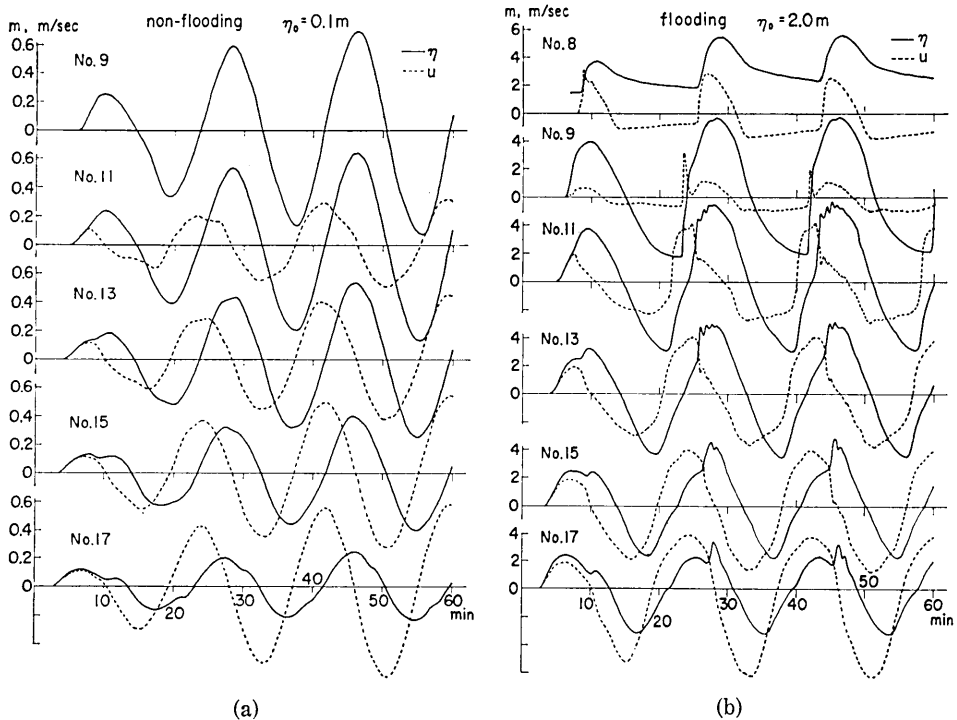


Fig. 4. The time history of the water surface (solid lines) and velocity (dotted lines) at several locations along the bay axis. Location numbers are shown in Fig. 1.

- (a) small incoming waves ($\eta_0 = 0.1\text{m}$), non-flooding condition.
 (b) large incoming waves ($\eta_0 = 2.0\text{m}$), flooding condition.

す。前述のように湾の共振周期は約 18 分であるので、ここでは周期 18 分の場合を示してある。入射波振幅 $\eta_0 = 0.1\text{m}$ の場合は波形はほぼ正弦波であるが、 $\eta_0 = 0.5\text{m}$ では歪があらわれており、殊に下げ波が目立つ。 $\eta_0 = 2.0\text{m}$ では下げ波で湾奥の海底が露出するようになり、波形の歪は顕著である。その特徴は波の峰から谷への水位の降下がゆるやかであるのに反して、谷から峰への水位の上昇が極めて速いことである。このような波形は実際に河口における津波の記録などに見られるものであって、例えば 1960 年チリ津波の際の松川浦、荒浜などの記録にもその傾向が見られる(チリ津波合同調査班, 1961)。

湾口から湾奥までの湾軸に沿った各点の水位と流量の時間変化を、入射波の周期 18 分の場合について示すと Fig. 4 のようになっている。ここに水位は静水面を基準に示し、また流速は湾奥に向う向きを正にとってある。(a) は入射波振幅 $\eta_0 = 0.1\text{m}$ 、非溢水の場合であって、前述のようにほぼ完全な線型湾水振動であり、波形は正弦波に近く、湾口から湾奥までの各点の水位が同位相で昇降している。また水位と流速の位相差はほぼ $1/4$ 波長である。これに対して入射波振幅 $\eta_0 = 2.0\text{m}$ で、溢水条件の場合が (b) に示される。水位・流速ともに著しく歪んだ波形であり、湾口から湾奥までの各点の水位には位相の差が生じている。水位と流速の位相差は小さくなっていて、湾奥から陸上にかけて (No. 9,

No. 8) はほぼ同相になることがわかる。湾奥での波形の特徴は、水位が低くなったところで海底が露出し、次の上げ波は水位・流速共に急速に反転する。そのため湾奥で強い反射がおこり、それが湾口へ向って No. 17 のような顕著な反射波が認められる。湾口では湾外へ向けての流速の方が、湾奥へ向う流速よりかなり速い。

さて波の周期選択増幅性は、湾の振動特性として基本的なものである。ここでは定常状態の特性として3番目の波峰の振幅をとり、入射波振幅 η_0 に対する湾奥振幅 η_s の比を Fig. 5 に示した。また津波の場合2波目が問題となることも多いので、第2波峰についても同様に示してある。実線は $H_s \gg \eta_s$ で非溢水の場合、点線は $H_s = 1.0 \text{ m}$ で溢水条件の場合である。第3波峰に対するものを見ると、 η_0 の増大によって増幅率の peak が著しく小さくなり、その周期が 17.4 分から 18.8 分位までのびている。陸上に溢水する場合は更に増幅率の低下が認められるが、周期は非溢水の場合とほとんど変わらない。第2波峰に対するカーブを見ると、線型の $\eta_0 = 0.1 \text{ m}$ の場合は増幅率が、第3波峰に比べてかなり小さい。しかし η_0 の増大と共にその差が減少し、 $\eta_0 = 2.0 \text{ m}$ では第2、3波峰についての値がほぼ等しくなる。

さて微小振幅長波を考え、簡単に一次元とすれば、(1)、(2) 式と同じように、運動方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{f_c |u| u}{h}$$

である。ここでは流量 q のかわりに流速 u であらわした。 u のある範囲で f_c が一定であり、 $u = u_x \cos \omega t$ と仮定すれば上式の右辺第2項を線型抵抗の形 $2\alpha' u$ であらわすことが出来、 $2\alpha' = (8/3\pi)(f_c/h)u_x$ となる (IPPEN, 1966)。但しここで u_x は x の関数であるから湾口最大流速に係数 β (余弦分布ならば $\beta = 2/\pi$) を乗じて平均流速として与える。

また湾水振動の減衰の第一の要因として湾口より逸散する波のエネルギーがある。そこで湾口からのエネルギー逸散による減衰定数を α_0 、摩擦による減衰定数を α' とすれば、総合した減衰定数 α は $\alpha_0 + \alpha'$ である。共振曲線の Q の値は $Q = \omega / 2\alpha = \eta_m / 2\eta_0$ の関係

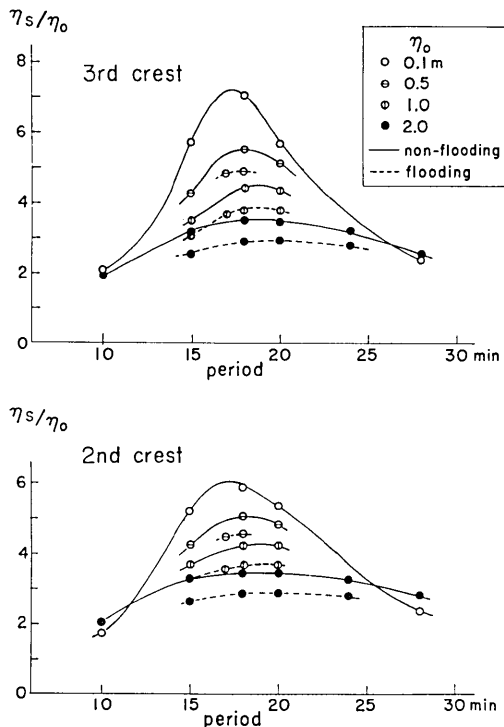


Fig. 5. Variation of the response characteristics of bay water due to the amplitude of incoming waves.

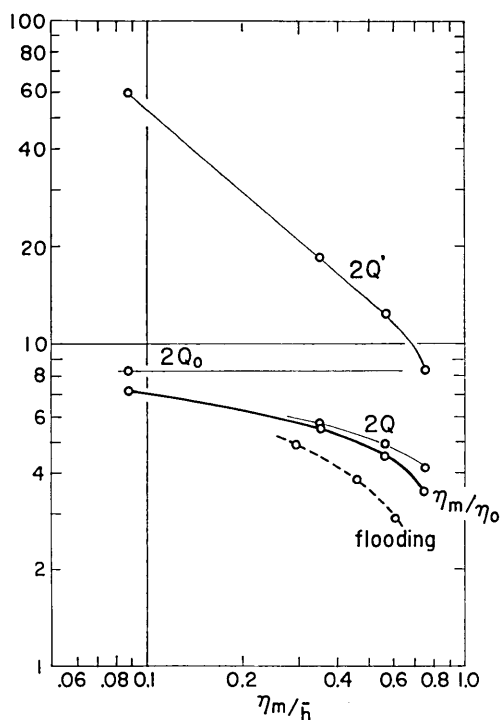


Fig. 6. Relation between the amplification factor, $2Q$ or η_m/η_0 , and η_m/\bar{h} in the numerical experiments. η_m is the resonance amplitude of elevation and \bar{h} the mean water depth.

数値実験で実際に得られた η_m/η_0 は、非溢水の場合が太い実線、溢水の場合が点線で示されている。 $\eta_m/\bar{h} > 0.3$ で $2Q$ と η_m/η_0 の差が目立ってくる。これは波形歪の増大によって減衰抵抗が上の線型抵抗よりも更に大きくなっていることを示しているが、溢水の場合は海岸線や陸上部での損失も加わり、更に減衰が大きくなることが認められる。

村上・野口(1976)らは、湾口に流速の2乗に比例するエネルギー損失を考慮して、入射波高による増幅率の減少を指摘している。われわれの場合は湾内全域に流速の2乗に比例する抵抗が考慮されているが、いずれの場合も入射波振幅の増大によって増幅率の減少があらわれている。

WATANABE (1964) は線型一次元の湾水振動を解析的に解いている。減衰項として線型抵抗を考えているが、湾口の水位波形を境界条件として与えているので、湾口からの波の逸散による減衰は入っていない。われわれの場合湾口から逸散するエネルギーによる減衰は $\alpha_0 = 0.73 \times 10^{-3}$ であるので、これを彼の場合の線型抵抗 f にすると $T_0/4f = 0.19$ となるが、第2波の振幅増幅率についてみるとほぼ近似した結果となっている。

次に陸に溢れる場合の水面のプロファイルを見よう。Fig. 7, (a) (b) (c) はそれぞれ入射波振幅 0.5, 1.0, 2.0 m で周期 18 分の場合の、各カーブに数字で示した時刻の水位の断面図である。また太い実線で示したものは非溢水の場合の水位分布を示す。またそれぞ

がある。ここに ω は共振角周波数、 η_m は共振時湾奥水位振幅である。 $\eta_0 = 0.1$ m の場合、Fig. 5 上図から $2Q = 7.2$, 共振周期 $T_0 = 17.4$ min であり、この場合の $u_{\max} = 0.575$ m/sec と $\beta = 0.67$ が流速の計算結果から得られる。 $f_c = 0.005$, 平均水深 $\bar{h} = 8$ m から $\alpha' = 0.1 \times 10^{-3}$ と計算され、したがって湾口からのエネルギー逸散による減衰 α_0 は、 $\alpha_0 = (\omega/2Q) - \alpha' = 0.73 \times 10^{-3}$ となる。Fig. 6 は横軸に η_m/\bar{h} をとり、いま求められた α_0, α' から換算した $2Q_0 = 8.28$, $2Q' = 59.8$ が、カーブの左端にプロットしてある。入射波振幅を大きくしていくと、上の線型抵抗の考えをそのまま適用すると $2Q'$ のカーブのようになる。一方 Q_0 は湾口の幾何的形狀に依存するから波の振幅にかかわらず一定であると考えると、全体として $2Q$ のようなカーブが得られる。

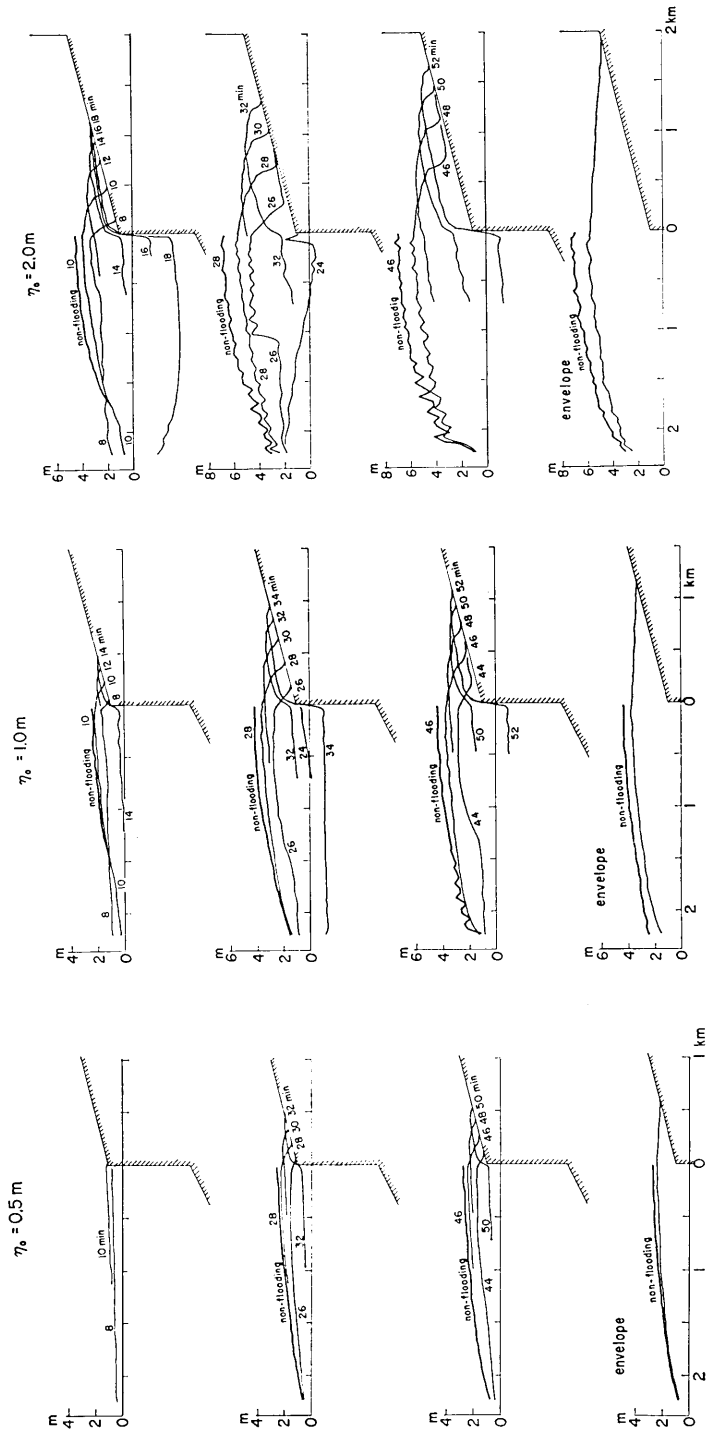


Fig. 7. (a) (b) (c) Cross sections of water surface flooding on land and the highest level in the non-flooding condition (thick line). Numerals show the time from the start of computation. The lowest figure is the envelope of the highest elevation.

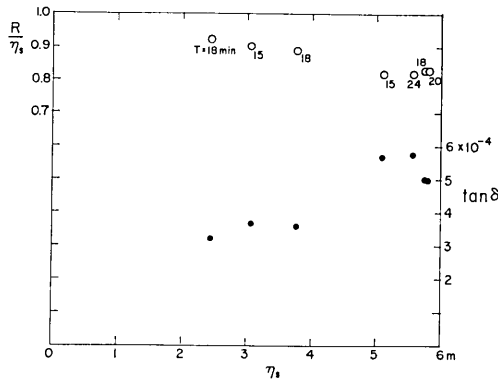


Fig. 8. Relation between the run-up height, R , the slope of water surface, δ and the water surface elevation at the shore line, η_s .

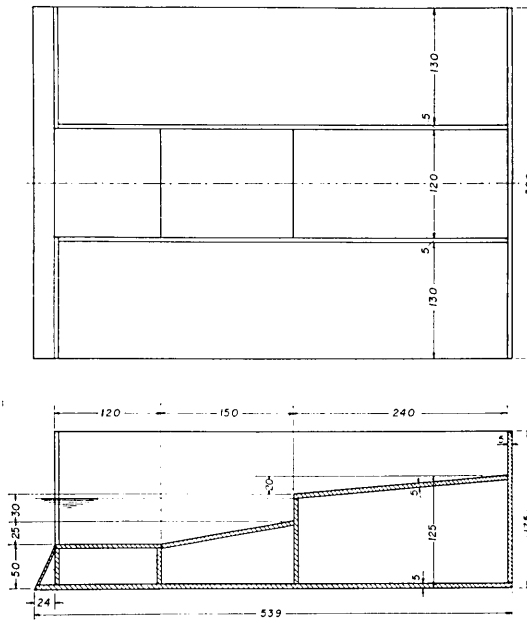


Fig. 9. Bay model for the hydraulic experiments. unit: mm.

勾配のゆるい陸上地形をとり、また摩擦係数も市街地などを予想してかなり大きくとってあることによると思われる。

3. 水理実験

a. 方法

前節の数値モデルにほぼ相似な、Fig. 9 に示す寸法の湾模型を、5 mm 厚の硬質塩化ビニールで製作した。水位測定の便宜上、水平縮尺 1/8333、鉛直縮尺 1/200 の歪模型と

れの図の最下端に示した図は、60分までの最高水位の包絡線である。図は上からほぼ1波、2波、3波の遡上時期に対応しているが、2、3波の遡上時には前の波の浸水はほとんど海に流れ出していて、ごく薄い膜のようになって陸上に残されていることも認められる。これには陸上の摩擦係数の大きさが寄与しているものと思われる。波の先端は上陸した直後が速く、次第に速度を減しながら進行している。この速度は $\eta_0=2.0$ m の場合、最大 3.3 m/sec 程度であり、No. 8 の点で求められた水粒子速度の最大値 2.55 m/sec よりやや速い。

陸上部の最高水位の包絡線はほぼ一様なゆるい勾配で奥へ行くに従って低くなっている。No. 9 の水位 η_s に対して最高遡上高 R をプロットすると Fig. 8 の白丸のようになる。ここに各点に付した数字は入射波周期であり、共振周期に近いもののみをとってある。この程度の範囲では周期に対して系統的な関係は認められず、 R/η_s は η_s の増大と共にやや小さくなることがわかる。これはまた水位の勾配 δ で見るとより明らかで、

図中黒丸で示したものがそれである。この現象は今回のモデルが、

なり、したがって斜面の勾配 (1/6) が数値モデルより非常に急になった。この模型を長さ 10 m, 幅, 高さとも 40 cm の二次元水槽の一端におき, 他端の造波板からはほぼ正弦波の波を与えた。水位は造波板の前におかれたフィルム層によるフィルターを通過した直後の入射波と, 湾奥の海岸線の 2 点で, 平行線式水位計で測定した。また陸上遡上部はスケールと共にビデオテープに録画し, 再生読取りを行った。入射波測定点と, 湾模型との距離は約 7 m あり, その間の水深は 10 cm であるので, 今回測定を行った周期 1.3~2.6 sec 程度の波については, 3 波以上が反射の影響を受けずに十分測定可能である。

b. 水理実験結果

数値実験の場合と同様, 湾奥海岸に直立壁を設けて, 非溢水の条件で振幅 1.5 mm 程度の入射波を与えた場合の湾奥水位の増幅特性を求めた。Fig. 10 で実線は湾内水底が滑らかな面の場合である。すなわち海底摩擦はほとんど無視でき, 数値実験の Fig. 5, $\eta_0 = 0.1$ m の場合と相似の条件である。線型振動であるのでフルードの相似則が成立し, 共振周期もよく一致する。湾内底面に摩擦を与えるため, 40 mm の間隔に, 幅 5 mm で, 高さ 5 mm, および 10 mm の棧をはりつけた結果が Fig. 10 の点線および鎖線で示される。あきらかに棧粗度による増幅率の減少が認められる。

この場合波の振幅は比較的小さく波形歪が少ないので, 2-c で述べた線型抵抗の考えを適用する。水底の滑らかな場合摩擦によるエネルギー損失を零と仮定すると, 共振曲線から $2Q_0 = 6.9$ である。5 mm の棧粗度がある場合は, これに摩擦によるエネルギー損失が加わるので, その摩擦係数 f_e を求めてみると 0.045 が得られた。一方多くの研究者によって行われた定常流のもとでの棧粗度の実験から, 相当砂粒粗度 k_s と棧粗度の高さおよび間隔との関係がまとめられている(石原, 1972)。5 mm 棧粗度に対してはこれから $k_s = 2 \sim 2.5$ cm である。これから KAJIURA (1964) の理論によって振動流の摩擦係数を求めてみると, 同論文の Fig. 2, a, b に粗度長さ $z_0 = k_s/30 = 0.067 \sim 0.083$ cm および実験条件 ($\bar{u} = 12$ cm/sec, $\sigma = 3.51$ rad/sec, $z_h = 4$ cm) を適用すると摩擦係数 $C \cos \theta = 0.05 \sim 0.06$ が得られる。但し $\theta = \pi/4$ とした。今回はかなり小さなモデルを使用した実験であるが, 従来の実験から得られている棧粗度に対する相等粗度から求めた振動流の摩擦係数とかなり近い結果が得られたといえよう。

水理実験の相似性を保つための摩擦係数の縮率の関係は, $C_r = h_r/x_r$ であらわされる(HIGUCHI, 1963)。ここに h_r は鉛直縮率, x_r は水平縮率である。したがって数値実験と相似にするためには, 水理実験に対して $C_r = 42$, $f_e = 0.21$ を必要とする。しかしこの小

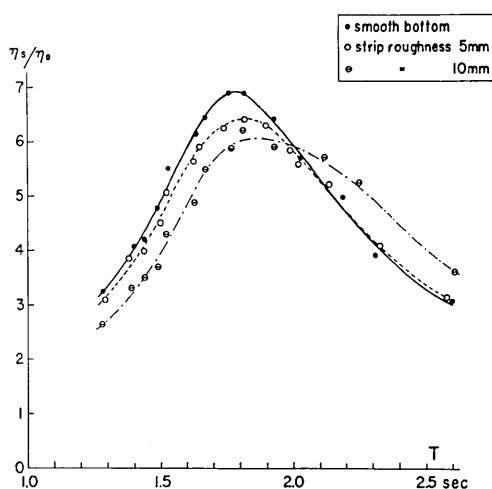


Fig. 10. Response curves of bay water for cases of different roughness on the bottom.

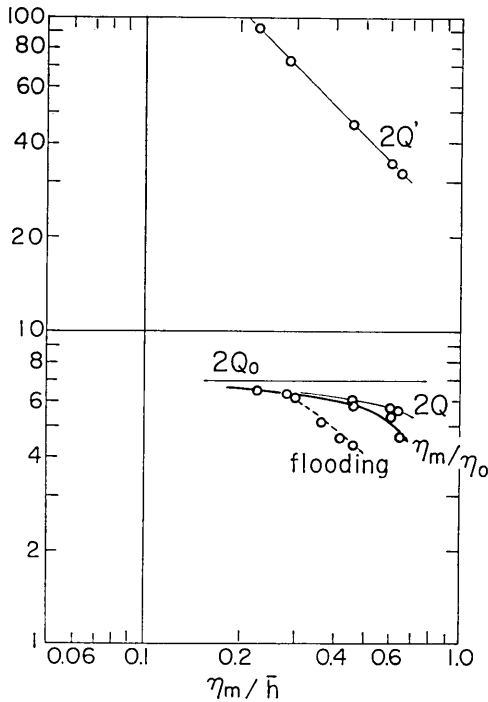


Fig. 11. Relation between the amplification factor, $2Q$ or η_m/η_0 , and η_m/\bar{h} in the hydraulic experiments. η_m is the resonance amplitude of elevation and \bar{h} the mean water depth.

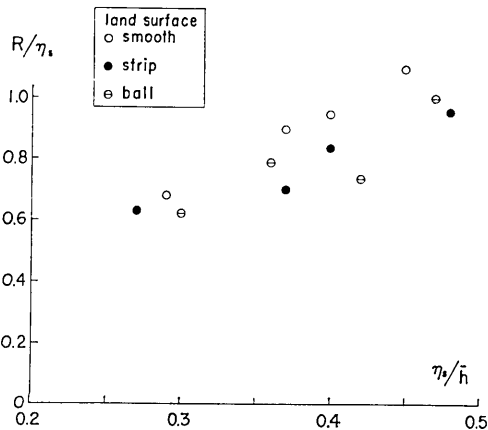


Fig. 12. Relation between the run-up height, R and the water surface elevation at the shore line, η_s .

さいモデルでは摩擦係数を大きくすることはむずかしく、以下では5 mmの棧粗度で、入射波振幅を1.5~6 mmに変化させた場合の非溢水と溢水の条件での実験を行った。但しここでは溢水する陸上は滑らかな面とする。結果を η_m/\bar{h} に対する η_m/η_0 の関係としてプロットするとFig. 11の太い実線および点線で示すようになる。この図も数値実験の場合のFig. 6と同様に湾口逸散エネルギーのみによる Q_0 、および棧粗度のみによる $Q'(f_c=0.045)$ 、それらを合成した Q が細い実線で示されている。Fig. 6とくらべてみると、定性的には一致した性質を示しているが、 η_m の増加による η_m/η_0 の減少の割合が水理実験の方が少ないことが認められ、摩擦係数が相似の条件より小さい値であることによると思われる。

陸上への遡上高についてみると、ほぼ共振周期において、海岸における振幅 η_s に対してFig. 12のようになっている。この場合陸上は滑らかな場合と、高さ2 mm、奥行5 mm、幅24 mmの棧を間隔20 mmではりつけたもの、径0.85~1.5 mmのプラスチックボールを一面にはりつけたものの2種の粗度をもった場合について示した。数値実験の場合と著しく違うことは、 η_s の増大につれて R が大きくなることである。これは歪模型のため陸上の勾配が非常に急になっていることによる。また η_s の小さい場合には、先端での表面張力の影響が大きいことによ

って R が小さくなっていると思われる。陸上の粗度によって R が減少することは定性的に認められる。

陸上への溢水が湾の最大増幅率に与える効果を Fig. 13 に示す。これは等しい湾奥振幅に対する溢水の場合と非溢水の場合の増幅率の比を示したもので、遡上距離 L_R に関してプロットした。上図は水理模型、下図は数値模型で距離は湾長 L_0 に対して基準化した。上下の図とも陸上に浸水する量の増大とともに湾奥振幅が減少することを示していて、湾長の 1/2 程度の距離の浸水によって 80% 程度に増幅率が減少することがわかる。

4. 議論とむすび

数値実験と水理実験の両面から、大振幅の湾水振動の性質を見て来たが、振幅が大きくなって陸上へ浸水することによって湾の増幅率の減少が見られるばかりでなく、乱流抵抗の増幅率に対する寄与もかなり大きい。しかし実験では海底摩擦係数を仮定してあるので、実際の湾でどのような値をとるか知ることが必要である。津波の際には湾の各所に渦を生じるなど、微小振幅の際よりも更に抵抗の増大が想像される。ここで大振幅津波の例として 1960 年チリ津波の際の大船渡湾および女川湾の場合をとり上げる。

大船渡湾では筆者ら(高橋・他, 1966)によって静振の測定が行われていて、微小振幅湾振動の特性が知られている。Fig. 14 は横軸に湾軸に沿った湾奥からの距離がとってあるが、0.5, 3.0, 5.5, 7.5 km 地点の A, B, C, D の 4 点で静振測定が行われ、パワースペクトル解析された。その結果から基本振動周期 40 分、高次振動周期 20 分についての振幅分布を示すと図の実線と破線である。一方チリ津波の際の浸水高のデータ(チリ津波合同調査班, 1961)から各 500 m 区間毎の平均値として、湾口 D 点付近の値に対する比であらわしたものが同図の白丸で示した点である。ここで浸水高は最高水位となった 4 時 30 分頃の予想潮位上の値に換算した。調査報告によれば最高水位は第 2 波にあらわれていて、周期 40 分と報告されているから、この浸水高分布は湾の基本振動特性を反映していると考えてよいであろう。C 点付近での浸水高の高まりは湾の高次振動によるものであ

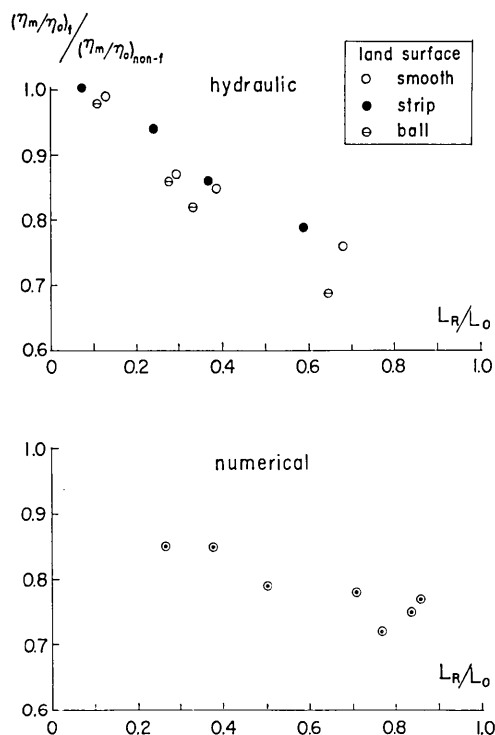


Fig. 13. Ratio of the amplification factor of bay oscillations in the flooding condition to that in the non-flooding condition as a function of the ratio of the run-up distance L_R to the bay length L_0 .

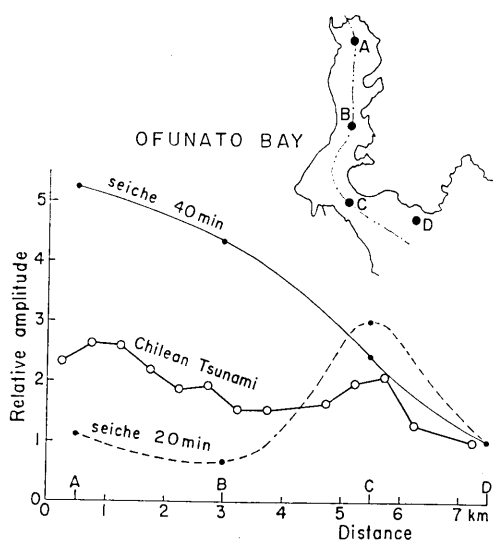


Fig. 14. Amplitude distribution of seiches in Ofunato bay based on the measurements at 4 sites, A, B, C and D and the profile of inundation heights for the Chilean tsunami of 1960.

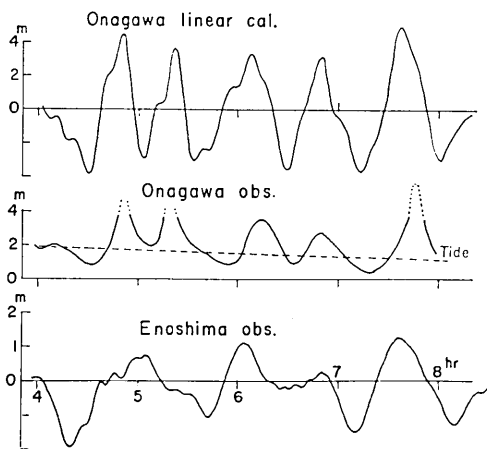


Fig. 15. Water level variation for the Chilean tsunami of 1960 at Onagawa (upper) calculated from the observed record at Enoshima (lower) by making use of the linear transfer function and the observed tide-gage record at Onagawa (middle).

1960年チリ津波の記録から線型システムとして期待される湾奥波形を計算して見ると Fig. 15 のようになる。女川湾奥の検潮器は同図中央に示すようにスケールアウトしているが、7時40分頃の最高値は痕跡などから T.P. 上 4.14 m、その時の潮位上 4.6 m 程

ろう。2-c で述べた考え方により、静振の減衰は湾口からのエネルギー逸散のみによるとし、D 点に対する A 点の振幅比を Q_0 と考えれば $Q_0 \approx 5.3$ である。津波の場合は $Q=2.7$ でありその場合海底摩擦抵抗は無視出来なくなると考える。湾奥での津波の高さは $\eta_m \approx 4.7$ m であるので、平均水深 $\bar{h}=20$ m として流速 $u_{max} \approx 2.8$ m/sec となる。 $\eta_m/\bar{h}=0.24$ であるので波形歪の効果は無視し (Fig. 6), 摩擦係数を求めてみると $f_c \approx 0.007$ が得られる。粗い議論で f_c の数値の精度は低いと思われるが、通常の潮汐に対する海底摩擦係数 ~ 0.0025 よりもかなり大きい。このことは湾岸の形状から生じる渦などのエネルギー損失によって等価的に係数が大きくなるものと考えられる。

また女川湾においても筆者ら (AIDA *et al.*, 1972) によって平常時の湾水振動の特性が測定されている。これによって湾外江の島を入力点として湾奥への伝達関数が求められているので、線型の範囲内に関する限り江の島と女川湾奥の波形は相互に容易に計算される。事実 1957 年エトロフ津波など振幅の小さい津波に対して、この伝達関数を用いて湾奥から計算した江の島の津波波形が、観測波形とかなりよく一致することが確かめられている (AIDA, 1972)。そこで江の島津波観測所で観測された

Table 1. Wave amplitudes at the bay head in non-flooding and flooding conditions.

amplitude of incident wave (period: 18 min) (m)	1st crest		2nd crest		3rd crest	
	non-flooding (m)	flooding (m)	non-flooding (m)	flooding (m)	non-flooding (m)	flooding (m)
2.0	4.64	4.02	6.84	5.72	6.99	5.75
1.0	2.43	2.24	4.20	3.65	4.40	3.77
0.5	1.24	1.20	2.52	2.27	2.76	2.45

度と推定される(チリ津波合同調査班, 1961)。また下げ波が極端に小さいのは検潮場のある場所の水深が特に浅いことにより非線型性が著しくあらわれているものである。6時から8時までの3つの山について線型計算振幅に対する実記録振幅の比は、0.62, 0.41, 0.94となっていて幾何平均をとると0.62である。前の大船渡での線型振動に対する比は約0.5であったから女川の方がやや大きい。平均水深が深いこともあって摩擦係数としてはほぼ大船渡と同じく、潮汐に対する値よりはかなり大きい値が推定される。

以上の議論には陸上浸水の効果を見逃した。それは両湾とも湾内面積が大きく、浸水面積はそれに比べて小さいからである。しかし高次振動など、モードによっては小さい面積の浸水も影響があることは考えられる。

摩擦係数や波形歪の考慮は、湾奥の津波の高さを線型の子測値より低くする効果であり、いわば安全側であるといえる。しかし陸上浸水については、逆になることがあるので注意を要する。それは防潮堤などの設計高は普通過去の浸水高から決められるが、防潮堤の完成によって浸水が阻止されると津波の高さは増大するからである。Table 1に同じ入射波振幅に対する、非溢水、溢水の場合の湾奥振幅の数値実験結果を表示した。第2, 3波の高さは1m以上も違う場合があることがわかる。

以上をまとめると、海底摩擦や渦の生成によるエネルギー損失などによって湾振動の減衰を与える等価摩擦係数の値が増幅率に大きな効果をおよぼすので、津波時の係数値を適確に知る必要があること。大振幅時の波形歪の効果は $\eta_m/\bar{h} > 0.3$ で明らかになってきて、 $\eta_m/\bar{h} \approx 0.7$ では波形歪を見逃した場合の80%の増幅率になること。また浸水する場合 $\eta_m/\bar{h} \approx 0.5$ でも70%程度の増幅率となり、顕著な増幅率の減少があるが、これは浸水を阻止するための防潮堤の建設が、逆に増幅率を増大させる効果があることを示すもので注意を要すること、などである。

終りにこの研究に有益な御助言を与えられた地震研究所梶浦欣二郎教授にお礼申し上げます。なおこの計算は東京大学大型計算機センターによって行われたことを記して謝意を表します。

文 献

- AIDA, I., T. HATORI, M. KOYAMA, H. NAGASHIMA and K. KAJIURA, 1972, Long-period waves in the vicinity of Onagawa bay (I) —Field measurements in Onagawa and Okachi bays—, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 28, 207-219.

- AIDA, I., 1972, Estimation of the offshore form of tsunami waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 28, 220-227.
- 相田 勇, 1977, 陸上に溢れる津波の数値実験—高知県須崎および宇佐の場合—, 地震研究所彙報, 52, 441-460.
- チリ津波合同調査班, 1961, 1960年5月24日チリ地震津波に関する論文及び報告, チリ津波合同調査班, 丸善, p 397.
- HIGUCHI, H., 1963, Hydraulic model experiment involving tidal motion, Parts I, II, III, and IV, *Dis. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Bull.*, No. 59, 1-65.
- IPPEN, A., 1966, Estuary and Coastline Hydrodynamics, § 10-4, McGraw-Hill, 505-507.
- 石原藤次郎, 1972, 水工水理学, 第6章, 丸善, 237-263.
- 梶浦欣二郎, 1963, 湾水振動におよぼす防波堤の効果, 地震研究所彙報, 41, 403-418.
- KAJIURA, K., 1964, On the bottom friction in an oscillatory current, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 42, 147-174.
- 村上仁士・野口英二, 1976, 湾水振動における防波堤開口部の波のエネルギー損失, 第23回海岸工学講演会論文集, 土木学会, 416-421.
- 村上仁士・野口英二, 1977, 湾水振動における湾口部の波の挙動と攪乱波の特性, 第24回海岸工学講演会論文集, 土木学会, 55-59.
- 首藤伸夫, 1975, 海底摩擦による非線型長波の減衰, 第22回海岸工学講演会論文集, 土木学会, 65-68.
- 高橋龍太郎・相田勇・永田豊, 1966, 海底設置用長波計による大船渡湾の静振観測結果について, 日本海洋学会誌, 22, 7-16.
- WATANABE, H., 1964, Studies on the tsunamis on the Sanriku coast of the northeastern Honshu in Japan, *Geophys. Mag.*, 32, 1-65.
-

63. *Modification of the Response Characteristics of Bay Water due to an Incoming Tsunami of Very Large Amplitude.*

By Isamu AIDA,
Earthquake Research Institute.

The dependence of bay water oscillations on the amplitude of an incoming tsunami is investigated by means of numerical and hydraulic experiments. A model bay of rectangular shape is considered, in which nearly flat ground lies to the landward of the bay head. Numerical experiments are carried out on the basis of nonlinear shallow water equations including quadratic friction. The computational scheme is programmed to be practicable for the flooding of water on land. Hydraulic experiments are carried out in a wave tank 10 m long, 40 cm deep and 40 cm wide, in which the small bay model is put on the one end. The sinusoidal waves are generated at the opposite end.

The following common results are obtained in both kinds of experiments: the damping of bay water oscillations in the small amplitude range ($\eta_m/\bar{h} < 0.1$, where η_m is the resonance amplitude and \bar{h} the mean water depth) depends mainly on the wave energy dissipation through a bay mouth. With the increase of the incoming wave amplitude, the contribution of bottom friction becomes large. In $\eta_m/\bar{h} > 0.3$, the nonlinear distortion of waves due to the shallowness of the water depth enhances the frictional damping significantly and in the cases of $\eta_m/\bar{h} \approx 0.7$, the amplification factor of bay oscillations decreases to 80% of the linear case. Furthermore, if the flooding of water on land is allowed, the amplification factor becomes as small as 70% of the linear estimation for $\eta_m/\bar{h} \approx 0.5$.

In Ofunato and Onagawa bays, located in northeastern Honshu, Japan, the amplification of inundation heights in the case of the Chilean Tsunami of 1960 are 0.5~0.6 of the values estimated on the basis of seiches measured in ordinary days. If we assume this reduction of the amplification to be the effect of the friction, the friction factor is estimated to be about 0.007, which is considerably larger than the value for the tide.