

波の変形(とくに長周期波の進入による) 港域水面の振動について

室 田 明

I 概 説

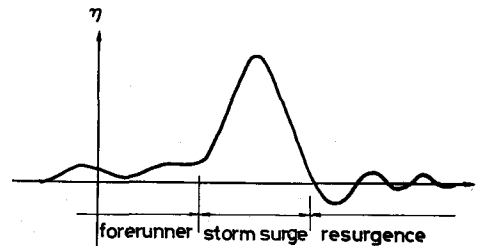
この水工学シリーズで、筆者は「高潮理論」(シリーズ番号64-07)および津波理論(シリーズ番号65-21)を執筆・講義している。過去の夏期研修会で、風波程度の短い周期の変形については詳細な講義がすでに行なわれているし、筆者の在来の本シリーズにおける講義内容の継続という観点からも、今回の「波の変形」は「高潮および津波の変形」、とくに高潮あるいは津波が進入した場合の港域水面の擾乱の問題に主題をおいて講述したいと考える。

はじめに、高潮・津波の沿岸における挙動について要約しよう。

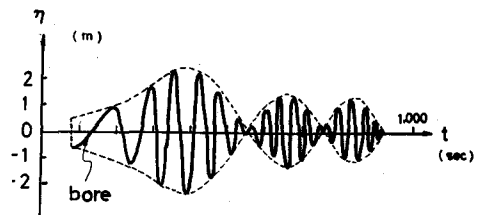
風の連吹や、台風のように気象的要因で海面が昇降する現象が気象潮であり、天文潮と対比される。一方、海底地震や海中火山あるいは海中での核爆発等、衝撃的な外力によって発生するのが津波である。すなわち、高潮の発生には移動する外力(気圧の局部的低下、風の海面接線応力等)が継続して長時間作用することが必要であり、いうならばその累積効果として高潮現象が現われるのに対し、津波においては明確な波源が固定され、その波源における衝撃的外力によって波動が現われるのである。したがって高潮は移動する強制外力に伴う「強制波動」であるのに対し、津波は力学的には齊次形方程式で記述される「自由波動」である。

一方、高潮と津波の現象面での差異を見れば、まず台風性高潮は、total energy が $10^{25} \sim 10^{26}$ erg. の巨大な台風エネルギーによって生長するが、その最大波高(偏差)は既往最大で3.5 m の order である。津波は台風より order の低い地震エネルギー(たとえばマグニチュードが8.6でも 5×10^{24} erg の程度)によって発生するにもかかわらず波高10 m のオーダーの巨大な波動が沿岸で観測される。これは、その波動発生機構にもとづくもので高潮においては台風の total energy のたかだか $10^4 \sim 10^5$ の部分が高潮発生に寄与するのに反し、海底地震においてはその地殻変動のエネルギーの1~10%が海水の波動エネルギーとして伝達されるという。

前述したように、高潮は継続して作用する外力の累積効果として現われるので、その経時波形は Fig. 1(a)に示すように、全体としてなだらかな一山の波形であるのに対し、津波はその要素波の周期が数分から数10分であるような波群からなるのが普通である。(高潮波形の継続時間は台風域の空間的な広がりとその進行速度によりことなり、おおよそ「台風域の直径/進行速度」で表わされるから10時間の程度はしばしば現われうる。なお、Fig. 1(a)の



(a) 台風高潮の波形



(b) 津波の波形

Fig.1 台風高潮と津波の波形の比較

forerunner の発生原因については現在、定説はないが一応、進行性長周期波動と認められるのに対し、図中の resurgence は湾等の閉じた水面の固有振動に相当し定常性の振動である。もちろんその周期は閉塞水域の規模で定まる。）

あたかも河川における洪水現象が、観測者の採用するスケールによって「洪水波」という波動現象として認識されたり、「洪水流」といった流れ現象として理解されたりするように、高潮の現象もその極めて長い「周期」と、相対的に小さい「波高」のために、場合によっては波動と認めがたい現象であるのに反し、津波は明らかに波動現象として扱うべきである。本講で対象とする港域水面は概して台風の空間的拡がりに比して極めて規模の小さい振動系であるから、高潮を波動とみなすか否かが重要なポイントになるはずである。津波に関しては共振問題が主要な議論の対象となる。

以上のような観点に立って、以下の各章では高潮の湾内の挙動を概説した後、高潮進入による港域水面振動について数値実験ならびに水理模型実験を行ったところを述べて問題点を指摘し、津波に関しては共振問題について論ずるとともに、bore 状津波の変形について解説する。

I 津波の変形

1 津波による港域水面振動

最近、大船戸湾をはじめとして津波防波堤の建設が進められるに当って、津波に対する防波堤の効果を各種の実験によって検討し、その成果が多数発表されている。

数値実験は大別して特性曲線法にもとづく一次元解析法と、二次元基礎方程式の差分式にもとづく数値解析とがある。後者については、後のⅡで概説するのでここでは、梶浦¹⁾による特性曲線法を紹介する。

対象とする水面を j 個に分割し、そのおのおのについて、エネルギー損失を無視し微小振幅を仮定すれば、連続式および運動の式はつぎのようになる。

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} + \frac{1}{b_j} \frac{\partial Q_j}{\partial x} = 0 \quad (2 \cdot 1)$$

$$\frac{1}{b_j} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial t} + c_j \frac{\partial \eta_j}{\partial x} = 0 \quad (2 \cdot 2)$$

ただし、 Q : 流量、 η : 静水面からの水位変動量、 b : 水路幅 $c = \sqrt{gh}$: 長波の伝播速度、 h : 静水深

特性曲線法によれば式 (2・1)、(2・2) から

$$\frac{dx}{dt} = \pm c_j \text{ 上で } z_j^{\pm} = \frac{Q_j}{b_j c_j} \pm \eta_j : \text{const.} \quad (2 \cdot 3)$$

湾口部条件として、次式を仮定する。

$$Q_1 = Q_2 = \pm \kappa A_0 \sqrt{|\eta_1 - \eta_0|} \quad (2 \cdot 4)$$

ただし、 A_0 : 湾口部断面積、 κ : 流量係数

式 (2・3)、(2・4) より湾口部 $x = 0$ で

$$z_2^+ = \pm 4K (\sqrt{1 + |z_1^+ + z_2^-|/K} - 1) / (1 + \alpha) - z_2^- \quad (2 \cdot 5)$$

$$\text{湾奥部 } x = l \text{ で } z_2^- = -z_2^+ \quad (2 \cdot 6)$$

ただし、 $K = \kappa^2 h_1 A_0^2 (1 + \alpha)^2 / 2 A_1^2 a^2$, $\alpha = b_2 c_2 / b_1 c_1$

z_1^+ を正弦波で与え、逐次 z_2^- を計算する。

入射波周期 T が $T = 2\ell / m c_2$ ($m = 1, 2, \dots$) のときは Fig. 2 によって

$$z_1^+ = z_{11}^+, \quad z_2^- = z_{21}^- = z_2^-$$

であるから式(2・5)により、波高増幅率 M はつぎのようになる。

$$z_1^+ = z_2^+, \quad M = |2 z_2^+ / z_1^+| = 2 \quad (2 \cdot 7)$$

入射波周期が $T = 4\ell / (2m-1) C_2$ ($m = 1, 2, \dots$) の

ときは $z_1^+ = -z_{11}^+, \quad z_2^- = -z_{21}^- = z_2^-$

で、 z_1^+ と z_2^+ は同符号であるから、たとえばともに正の場合を考えれば式(2・5)から

$$z_2^+ = 2K \{ \sqrt{1 + (z_1^+ + z_2^+) / K - 1} \} / (1 + \alpha) \quad (2 \cdot 8)$$

これをといて波高増幅率は次式で与えられる。

$$M = \left| \frac{2 z_2^+}{z_1^+} \right| = \frac{4/\alpha}{1 + \sqrt{1 + (1 + 1/\alpha)^2 z_1^+ / K}} \quad (2 \cdot 9)$$

長方形港域の幅を B 、防波堤開口部幅員を b とし、開口比 $R = b/B$ とし、一次元解析および二次元解析による計算結果を Fig. 3 に示す。とくに二次元解析の結果では防波堤を設けた場合の方($R = 0.33$)が、若干増幅率が大きく出ていゝわゆる Harbor paradox の傾向を示している。堀川・西村²⁾による実験結果を Fig. 4 に示す。

差分による計算法、および防波堤開口部の流量係数については後述する。

2 段波津波の変形

陸岸に近接した津波、あるいは河川を遡上する津波は段波状になると考えられている。

理想段波は進行につれて分散し、いゝわゆる波状段波に移行することが古く Favre の実験で知られており、発達した波状段波については Keulegan の解析があるが、段波分散の機構、および完成した波状段波に到る遷移過程について Peregrine³⁾あるいはわれわれの研究⁴⁾があるのでここではわれわれの研究成果を紹介する。

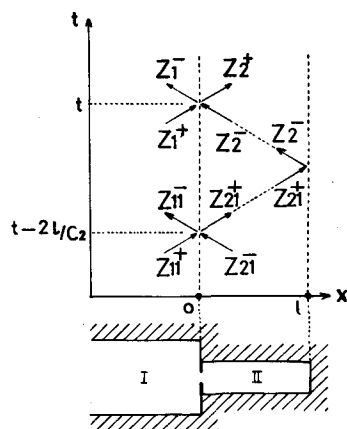


Fig. 2 湾内水面振動の特性曲線法解析

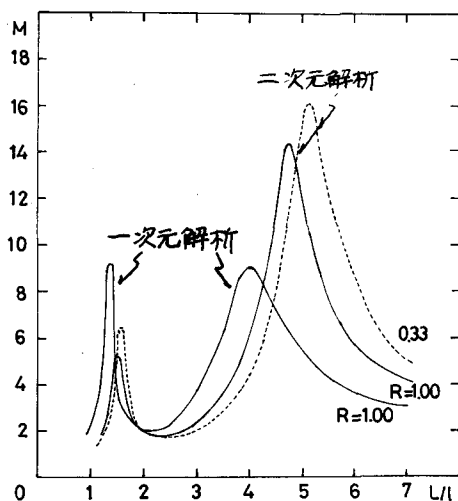


Fig. 3 長方形水域の水面振動の一次元解析(堀川)と二次元解析(合田)の比較

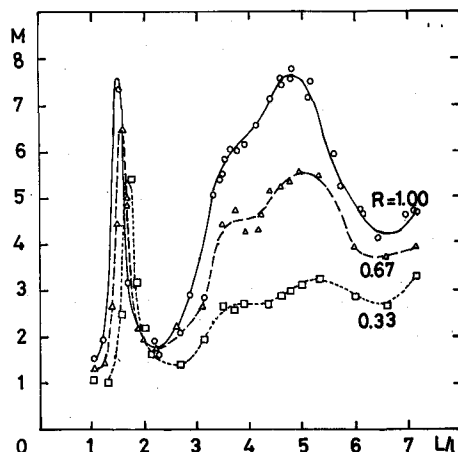


Fig. 4 長方形水域の水面振動の実験値(堀川²⁾による)

Fig. 5 のように現実の段波の肩のところでは有限の曲率をもつ。

ところで矩形断面水路の理想段波の伝播速度 c_s は次式で与えられる。

$$c_s = c_0 \left[1 + \frac{3}{2} \frac{H}{h} + \frac{1}{2} \left(\frac{H}{h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad c_0 = \sqrt{gh} \quad (2.10)$$

一方、波面曲率をもつ長波の伝播速度 c は次のごとくである。

$$c = c_0 \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\eta}{h} + \frac{h^2}{3\eta} \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

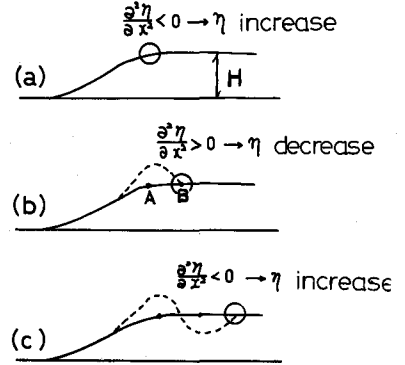


Fig. 5 段波分散の機構

段波表面に何んらかの攪乱波があらわれ、その攪乱波が段波の伝播とともに移動するものとすれば、 $c_s = c$ とされるので、式 (2.10), (2.11) を等置し、曲率に関し整理するとつぎようになる。

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{3}{2} \frac{\eta H}{h^3} \left\{ 3 \left(1 - \frac{\eta}{H} \right) + \frac{H}{h} \right\} \quad (2.12)$$

段波表面の攪乱波に曲率があって、その crest では $\partial^2 \eta / \partial x^2 < 0$ 、trough では $\partial^2 \eta / \partial x^2 > 0$ であるから、上式により

$$\text{crest で } \frac{\eta_c}{H} > 1 + \frac{H}{3h} \quad (2.13)$$

$$\text{trough で } \frac{\eta_t}{H} < 1 + \frac{H}{3h} \quad (2.14)$$

の関係が成立する。

われわれは実験によって $c_s = c$ の関係が成立することを確認した後、段波分散の機構をつぎのように考えた。

まず、段波の肩の部分で、 $\partial^2 \eta / \partial x^2 < 0$ であるから、 $c = c_s$ の関係を満足するためには式 (2.11) によって η は増加しなければならず、このようにして分散第 1 波の crest が形成される。ついでこの第 1 波の背面が段波の back layer の面と接するところでは $\partial^2 \eta / \partial x^2 > 0$ であるから、同じ理由によって η は負とならねばならずこのようにして分散波の最初の trough が形成される。すなわち、曲率項が convection の役割りを果し分散波が発達するものと考えられた。

分散段波の基本式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{3}{2} \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^2 \cdot \partial t} = 0 \quad (2.15)$$

を用い、数値計算した結果を Fig. 6 に示す。計算の結果は満足すべきものであり、分散機構に関する上述の仮定が妥当なものであることが定量的に証明された。

なお、crest および trough の存在範囲を示す式 (2.13) および (2.14) の理論解は厳密に実験値に一致することが Fig. 7 に示されている。図中、 $\eta_l = 0.781h$ の曲線は Munk の碎波限界を示す。

なお、分散段波はその進行につれて分散第 1 波の波高を増大しつつ、碎波限界で碎波する。

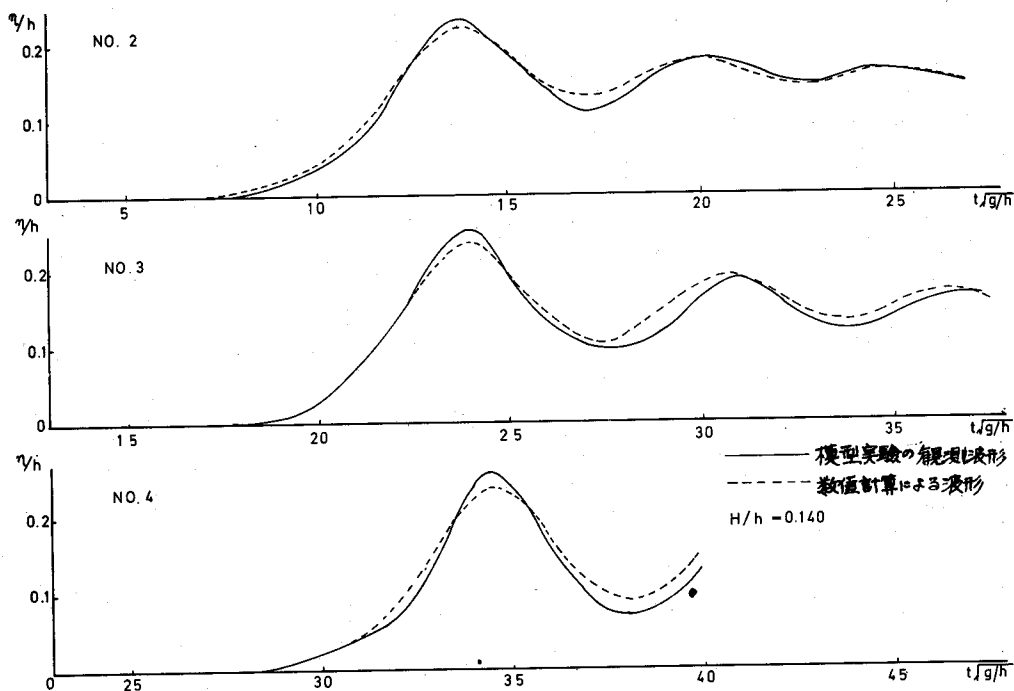


Fig. 6 分段波の実験値と計算値の比較 (室田・岩田⁹⁾による)

(Fig. 7) このとき碎波の形態は spilling, surging および plunging breaker に分類されるが、その碎波形態は相対波高 H/h のみで規定される。すなわち Fig. 8 のごとく、

$\frac{H}{h} < 0.25$ のとき波

状段波は碎波せず安定、

$0.25 < \frac{H}{h} < 0.33$ のと

き spilling breaker,

$0.33 < \frac{H}{h} < 0.47$ のとき surging breaker,

$0.47 < \frac{H}{h}$ のとき plunging breaker となる。

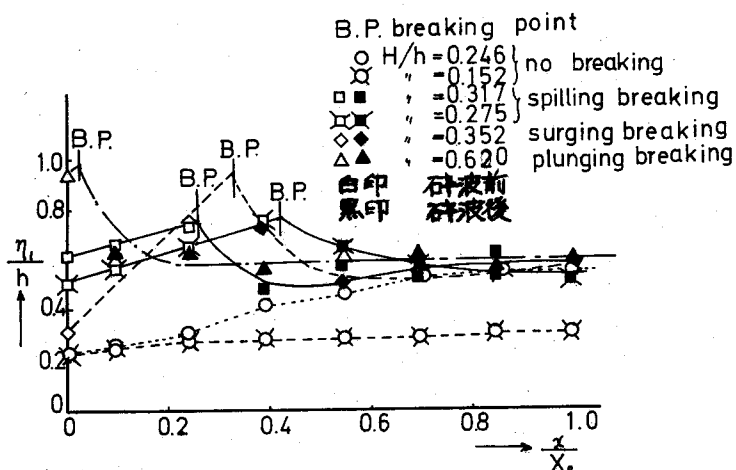


Fig. 7 分散波の進行にともなう波高変化 (室田・岩田⁹⁾による)

■ 高潮の湾内における挙動

高潮は、その波動上に発生因である強制外力がのっかって移動する強制波動現象である。その運動方程式は直交座標系によれば一般につきのようである。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\ = \lambda v - g \frac{\partial}{\partial x} (\eta - \eta_0) + \epsilon_x \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \\ = -\lambda u - g \frac{\partial}{\partial y} (\eta - \eta_0) + \epsilon_y \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

ただし、 η : 水面の総変動量

η_0 : 気圧変化による水面の変動量

λ : Coriolis 係数
($= 2\omega \cdot \sin\phi$)

ϵ : 渦動粘性係数のテンソル

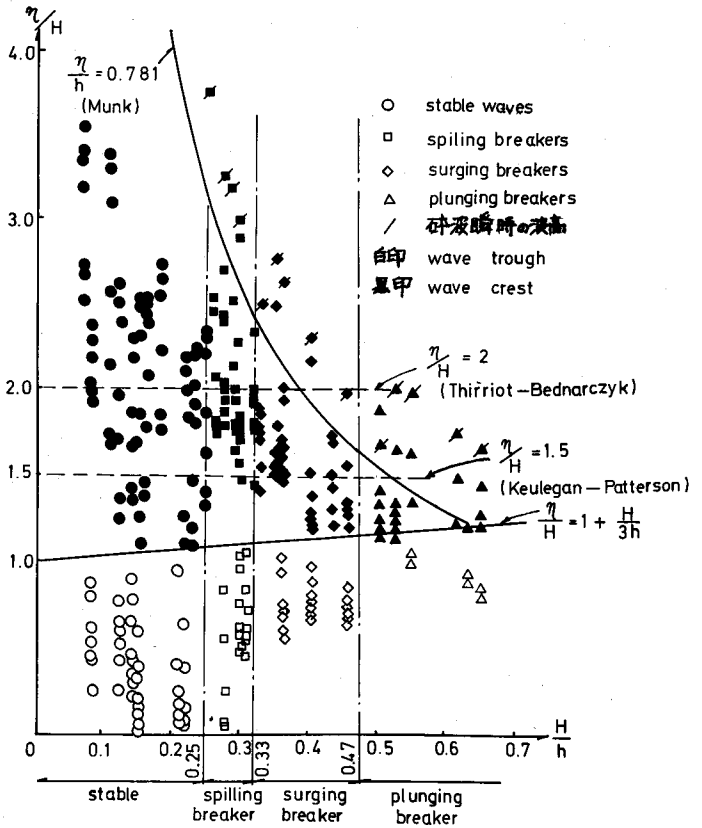


Fig.8 分散波の crest あるいは trough の存在する範囲と、碎波形態の H/h による分類

後に述べるように、防波堤開口部のような流積急変部では慣性項は省略できないが、それ以外の領域ではこれらは十分無視できるし、小規模な水域ではコリオリの効果も省略できるものとする。かつ右辺最終項について、たとえば、

$$\int_0^{(h+\eta)} \left[\epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] \cdot dx = \frac{1}{\rho} (\tau_b - \tau_s) \quad (3.3)$$

(ただし、 τ_b 、 τ_s はおのの海底および表面における shear とする。)

と書けるので、 x -方向に関しては

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial}{\partial x} (\eta - \eta_0) - \frac{1}{\rho h} (\tau_s - \tau_b) \quad (3.4)$$

連続方程式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -h \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.5)$$

$\tau_s \gg \tau_b$ とし、 $\Delta P = -\rho g \eta_0$ を考慮して、式(3.4)と(3.5)から u を消去すれば、

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - g h \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \cdot \frac{d}{dx} \Delta P - \tau_s \right\}$$

いま、進行速度 V で x の正方向に移動する気象擾乱関数を $F(x - Vt)$ とし、

$$F(x-vt) = \frac{1}{\rho} \{ h \cdot \Delta P - \int_x \tau_s \cdot dx \} \quad (3 \cdot 6)$$

とおけば、上式は結局、つぎようになる。

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \quad (3 \cdot 7)$$

すなわち、はじめにのべた如く非斉次形の波動方程式がえられるのである。

高潮は式(3・6)で与えられるように気圧勾配 $\frac{\partial}{\partial x}(\Delta P)$ と、海面での風の接線応力の平均値 τ_s/h によって強制的に振動させられるのである。

いま、湾内において気圧低下の項と、風の吹き寄せの効果のいずれが卓越するかを見るために、

$$(\tau_s/h) / \left(\frac{\partial}{\partial x} \cdot \Delta P \right)$$

の値を概算してみよう。

$$\tau_s = r^2 \cdot \rho_a \cdot W^2 \quad (3 \cdot 8)$$

ただし、 r^2 ：風力抵抗係数、 ρ_a ：空気密度、 W ：風速。さらに、台風域内で旋衡風近似が成り

$$\text{立つものとして} \quad W^2/r = \frac{1}{\rho_a} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \Delta P \quad (3 \cdot 9)$$

一次元問題として扱って来たので r を x と書けば、

$$\left(\frac{\tau_s}{h} \right) / \left(\frac{\partial}{\partial x} \cdot \Delta P \right) = r^2 \frac{x}{h} \quad (3 \cdot 10)$$

x としては湾平面の最長距離(最大フェッチ)、 h としては湾水深を用いればよいだろう。たとえば大阪湾では $x \div 60 \text{ km}$ 、 $h \div 30 \text{ m}$ の程度であり、 $r^2 = 2.6 \times 10^{-3}$ とすれば

$$\left(\frac{\tau_s}{h} \right) / \left(\frac{\partial}{\partial x} \cdot \Delta P \right) = 4.3 : 1$$

となり、風による吹き寄せの効果はるかに卓越する。式(3・10)より明らかなように、一般に湾規模が大きい程、かつ湾の平均水深が大きい程、風の吹き寄せ効果が卓越するのであって、東京湾、伊勢湾、大阪湾で wind draft による顕著な高潮が発生する所以である。さらにこのような場合は風力抵抗係数 r^2 が極めて重要な量であることも理解されよう。

1) 風力抵抗係数 r^2

海面上を吹送する風によって、海面に作用するせん断力 τ_s は式(3・8)のように表現され、式に含まれる係数 r^2 が高潮の発生・発達に重要な役割りを果たすことは前に述べた通りである。とくに、高潮を伴う台風時には風速はきわめて大きいので強風時の r^2 の数値がとりわけ必要とされる。風波の発達を研究するため、この r^2 について多くの実験的検討がおこなわれて来たのであるが、この場合は風速のかなり小さい範囲を対象としているので、それを台風時のような強風範囲まで外挿することはできず、このような理由で強風時の抵抗係数についての確かな資料をほとんどもっていないのが現状である。

ここでは $W_u^{5), 6)}$ による r^2 の理論と Froude Number Scaling をまず紹介し、ついで既往の実験値を整理したところを示そう。

粗面上の乱流の鉛直方向風速分布が次式で表わされるものとする。

$$\frac{W}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{z}{\eta}\right) \quad (3 \cdot 11)$$

ただし, W : 海面上 z における風速,

u_* : その摩擦速度

η : dynamic roughness

式(3・11)から r^2 はつぎのように書ける。

$$r^2 = \frac{\tau_o}{\rho_a W^2} = \left(\frac{u_*}{W}\right)^2 = \left[\kappa / \log(z/\eta)\right]^2 \quad (3 \cdot 12)$$

一方,

$$\eta / \left(\frac{u_*^2}{g}\right) = a : \text{const.} \quad (3 \cdot 13)$$

とおけば, これを式(3・12)に代入し,

$$r^2 = \left[\kappa / \log(zg/a \cdot r^2 W^2)\right]^2 \quad (3 \cdot 14)$$

上式を変形し,

$$1/r = \frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{1}{a r^2 W^2}\right) \quad (3 \cdot 15)$$

ただし,

$$F = W / \sqrt{gz}$$

式(3・15)は現地観測, 模型実験のいずれにおいても成立するから, この式によって Froude number scaling を行ない実験値を実際の値に換算することができる。

Wu が 12 の模型実験と, 30 の現地観測によりえられた r^2 を整理したところを Fig. 9 に示す。(現地観測はすべて $z = 10 \text{ m}$ での風速値であり, 実験室での値は 6 人の研究者が $z = 10 \text{ cm}$ での風速を, 残る 6 人は断面平均風速を採用している。)

このような field data と laboratory data を Froude 数で整理すると Fig. 10 のごとくであり, Froude scaling が有効であることがわかる。図中の a は

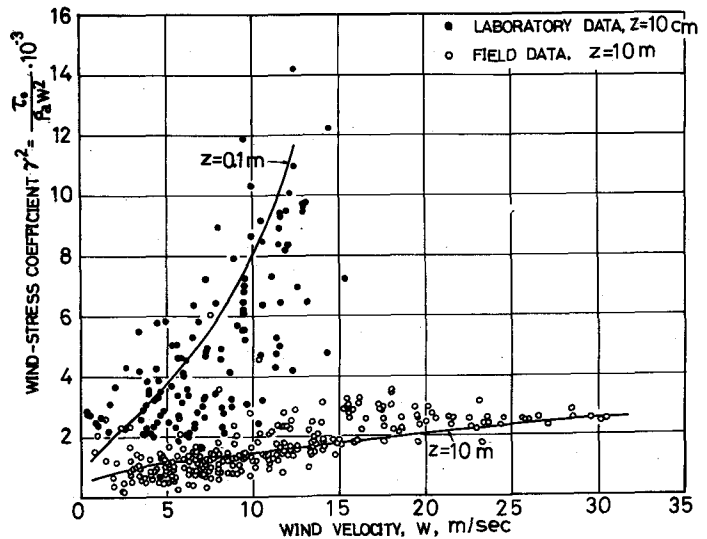


Fig. 9 風力抗抵係数の実測値

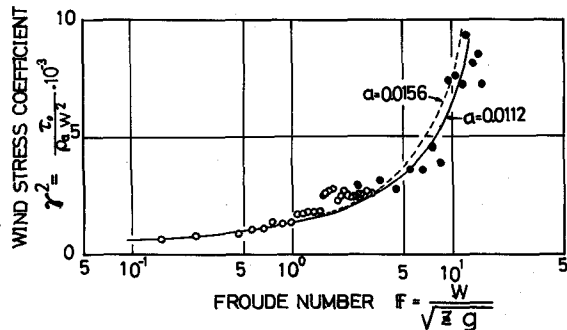


Fig. 10 r^2 の Froude Number Scaling

dynamic roughness

を規定する式(3・13)の a であり, Charnock (1955) はすでに $a = 0.0112$ を提案しており, Wu は発生波が capillary wave であるような低風速の場合は

$$\eta / \left(\frac{\sigma}{\rho z_*^2} \right) = 0.18 = b \quad (3.16)$$

が適当であるとしている。ただし, σ は表面張力とする。この場合は,

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\kappa} \log \left(\frac{r^2 W^2}{b} \right) \quad (3.17)$$

となり,

$$W = w / \left(\frac{\sigma}{\rho z} \right)^{\frac{1}{2}}$$

であり, Weber の相似則に従うことになる。

field data を風速 1 m/sec きざみに平均し, その平均値と, 標準偏差を示すと Fig. 11 のようになる。風速 15 m/sec のあたりに r^2 の不連続があって,

$W_{10} < 15\text{ m/sec}$ では

$$r^2 = [\kappa / \log(z/\eta)]^2$$

$W_{10} > 15\text{ m/sec}$ では

$$r^2 = 2.6 \times 10^{-3} : \text{const}$$

であるとしている。ただしこの場合は, $a = 0.0156$ とする。

ところが, 国司⁷⁾が自身の data をはじめ Deacon, 浜田, Wilson 等の実測資料を集約したところによると Fig. 12 のごとくであって, 強風時にも風速の増加とともに抵抗係数は単調に増加する傾向がある。

もちろん, このような台風時に波浪, 風速を測定することはきわめて困難であるが, 高速風洞水槽による実験等を推進すれば, 近い将来, この風速範囲での r^2 が解明されるものと期待される。

2) 高潮の共振

くり返し述べたように高潮は強制波動であるから, 前述した湾内の津波のように, 自由波動と

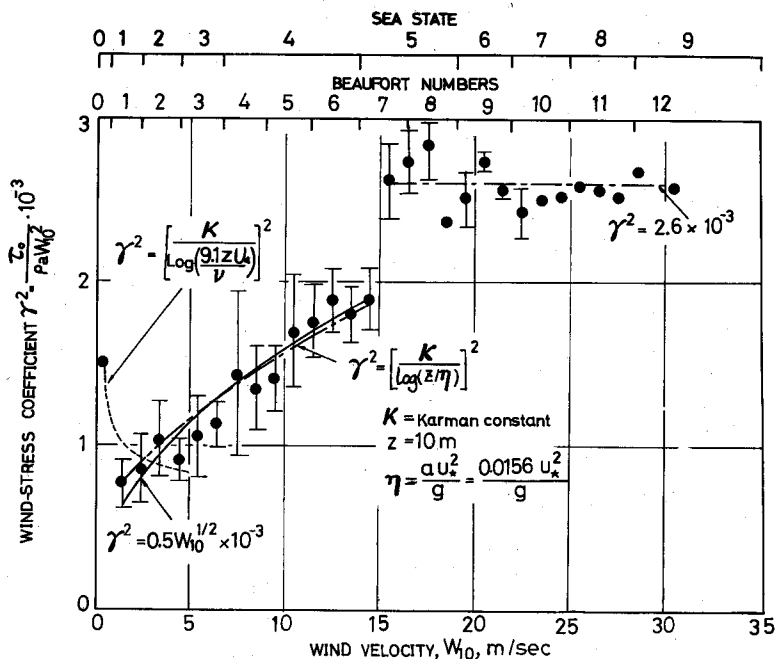


Fig. 11 r^2 の W/u による表示

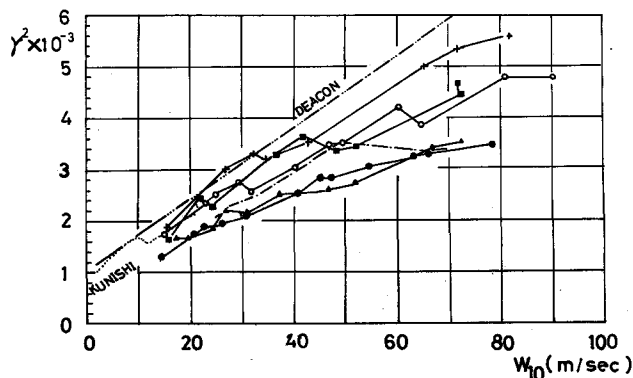


Fig. 12 r^2 の実験値および実測値 (国司⁷⁾の整理による)

しての津波周期と、湾の固有振動周期が一致して発生する通常の共振現象の他に、強制外力の周期と、波動周期が一致することによる共振がありうる。高潮の場合はもし波長に相当する概念があるとすれば、台風域の直径がこれに相当するであろうから、強制外力周期および波動周期のそれぞれを、台風中心の進行速度 V と高潮長波の伝播速度 c とに読みかえてもよい。

高潮発生の機構から、当然予想されるように高潮波動のちょうど真上に気象擾乱（台風）が乗って移動すれば、気象擾乱のエネルギーはたえまなく高潮波動に供給されるから、高潮波高は進行につれて無限に増幅されるだろう。すなわちこの場合は、 $V=c$ が共振条件を与える。たとえば平均水深が30 mの程度の大坂湾では $c=17.4 \text{ m/sec} \approx 63 \text{ km/hr}$ の速度で台風が移動するときに共振状態に入ることになる。しかしながら、われわれがかって高潮発生装置を用いて行なった実験⁸⁾によれば、 $V/c \approx 0.8$ で疑似共振状態に入ることを実験的に確かめている。ここに、疑似共振状態とは、現実には波高無限大などはありません、コリオリ効果波動の分散、底面摩擦等によって波高の急増が抑制され、有限波高ではあるがピークをもつ場合を疑似共振とよんでいる。

一方、湾のような閉じた水域に高潮が進入する場合は湾の固有振動から励起されるような共振が現われうる。これは概略、つぎのように計算される。

「高潮波長」を L 、「高潮周期」を T とすれば、

$$T = L / V$$

であり、長方形の湾を考えるとその基本固有振動の周期 $T_f = 4 L_b / c$ である。ただし、 L_b は湾の長さとする。共振条件は、 $T = T_f$ であるから結局、

$$L / L_b = 4 V / c$$

がこの場合の共振条件を与える。

つまり、高潮の場合は、

$$V / c \quad \text{と} \quad (V / c) \cdot (4 L_b / L)$$

が1.0になるという2つの共振条件があることになるが、そのどちらで共振が規定されるかといえ、 L_b / L の大小によって決まるのであって、 L_b / L が小さいときは、すなわち台風域の規模にくらべ湾の規模が小さいときは $V/c = 1.0$ が、逆に $L_b / L > 4$ の場合、すなわち台風規模より湾規模の方が大きい場合は $(V/c) \cdot (4 L_b / L) = 1.0$ が共振条件を与えることになるのである。後者のような場合は、わが国の湾ではとてもありえないので、わが国のすべての湾では $V=c$ が当てはまるのはもちろんである。

IV 高潮の進入による港域水面振動

前節でのべた高潮の共振現象は、ともに水域がかなり広いことを前提としている。なぜならば、いづれの共振条件にしても高潮を波動と見なす立場をとっている。ところがFig. 1(a)でも見たように高潮の水位上昇速度は平均して緩慢であり、その波長はきわめて長い。したがって、十分に長いタイムスケール、十分に大きい距離のスケールをもってはじめて波動と認めうる程度のものである。（ここで、十分に長い、あるいは十分に大きいという場合は比較の規準がなければならないが、時間に関しては閉塞水域の固有周期、距離に関してはその水域の代表的な長さをとればよい。）

ところで、湾規模よりもはるかに小さい港域水面程度の水域の拡がりに、高潮が来襲した場合、はたして高潮は波動の如く舞うであろうか。

東京湾・伊勢湾・大阪湾のような主要な湾については周知の通り数値解析が数多く実施され、当該港湾の高潮対策に重要な貢献をして来たのであるが、港域のような比較的小規模の水面については、津波はともかく高潮に対しその応答振動特性を検討されたことはまれである。われわれはかつて大阪湾の大防波堤計画の対高潮効果を検討するため大規模な水理模型実験を行ったことがあるが⁹⁾、港域水面はその固有振動と高潮振動が合成されて複雑な振動をするのが観測された。現行の港湾計画においては主要な設計資料の一つとして計画高潮面が定められ、港域周辺一様にその高潮面を採用している。しかもその計画値はある特定の潮位観測点における既往最大値をとっているのが普通である。よくしられるようにいわゆる harbor oscillation は湾の幾何学的特性（平面形、水深、開口部等）に強く依拠するので、このように記録された「高潮記録」は高潮そのものの記録ではなく港域の「応答特性の記録」であるとさえいわれる。言葉をかえていえば、港湾の幾何学的特性を大幅に変更するような計画、たとえば神戸港におけるポートアイランドの造成のような計画が実施されれば、応答特性もそのため大きく変化するから、従前の計画高潮位を踏襲することは意味がなくなるはずである。また、さらに防災的な観点からいえば、港域周辺一様の計画値でよいのかどうか？高潮来襲時に局所的な水位変動が起る可能性がないか否かを検証することは有意義である。

ところで、このような高潮来襲時の港域水面振動を実験的に研究するに際して水理模型実験と数値実験の二つの手法があるが、いずれの手法にもそれぞれ長所・欠点がある。

水理模型実験については、まず Wind draft の効果をモデルに導入することはほとんど不可能に近いし、かつ港域全面はもちろんのこと、外海のかんりの範囲まで模型に再現する必要があるため模型縮尺は極めて小さくとらざるをえず、変動水位の観測に桁外れの精度が要求されること等がその欠点である。

一方、数値実験においてもかすかすの短所がある。たとえば基礎方程式そのものは極めて厳密であっても、その差分化に伴う誤差、あるいは計算進行に伴う誤差の伝播等、計算技術に多くの困難がある。これはあたかも前記の水理模型実験における観測技術の難点と同じ性質のもので決して克服できないというものではないが、数値実験で致命的なのは種々の物理条件の仮定を導入せざるをえないところにある。たとえば、底面摩擦、海面せん断力、開口部流量係数、境界での反射等、豊富な物理実験の裏付けがなければ設定しえないいくつかの条件を、かなりあいまいな形で仮定しなければならない。もし、幸い既往の実測値があれば、こうした仮定値をいくつか変化させて試行錯誤的にシミュレーションを行ない実測値に近い数値がえられればモデルは完成されたとする。しかし、照合すべき実測記録がない場合は、その計算結果に不確実性を残さざるをえないのが難点である。

以上述べたところから当然帰結される結論は、physical model と numerical model を巧妙に組み合せてはじめて実態を解明しようということであって、具体的にはたとえば、防波堤開口部について詳細は水理模型実験を実施して、開口部流量係数、開口部でのエネルギー損失、あるいは極長周期波の回折等の実験成果を集積し、これを数値実験の開口部条件にもちこむといったような手順が是非必要とされるのである。

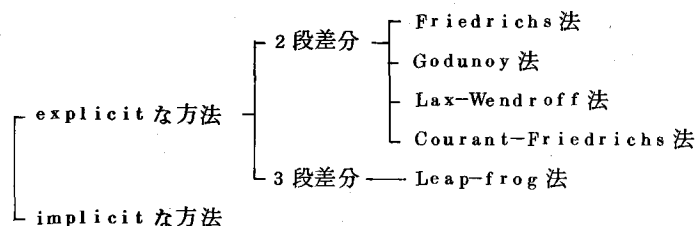
本講では、われわれが神戸港で行なった高潮来襲時の harbor oscillation に関し、数値実験と水理模型実験を行なったところを述べ、最終にこの種の問題に関連する問題点を指摘し今後の研究の発展の足掛りとしていたいと考える。

1) 数値計算の手法概説

高潮の基礎方程式：式（3・1）、（3・2）および連続方程式を差分化し、数値計算を行う

ために多くの手法が開発されているが、それらを分類するとつぎのようになる。

<空間一次元問題の差分法>



<空間二次元問題の差分法>



ここに explicit scheme というのは、時刻 $(t+k)$ での値を求めるのに、時刻 t (あるいは $t-1, t-2, \dots$) における有限個の値から 1 step ずつ解いて行く方法をいい、implicit scheme とは、explicit な方法のように時刻 $(t+k)$ での unknowns がそれ以前の値によって陽な形に現われないような scheme をいう。いずれの方法をとっても精度的には変わらないが、試行回数は explicit の方が多くなるので計算上の誤差が大きくひびくから、実際は implicit の方がすぐれていることになる。

[1・a] 一次元問題の explicit な差分法

まず 2 段差分の代表的なものとして Courant-Friedrichs-Lewy (C・F・L)¹⁰⁾ 法について述べる。

波動方程式の標準形

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (4 \cdot 1)$$

ただし、 $u(0, x) = f(x)$, $u_t(0, x) = g(x)$

をつぎのように差分化する。

$$\frac{v_j^{n+1} - 2v_j^n + v_j^{n-1}}{k^2} = \frac{u_{j+1}^n - 2v_j^n + v_{j-1}^n}{h^2} \quad (4 \cdot 2)$$

ただし、 $k = \Delta t$, $h = \Delta x$

これをつぎのような式系に応用し、結果が同一になることから C・F・L scheme とよぶ。

波動方程式 (4・1) はつぎの連立一階偏微分方程式と等価である。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = A \frac{\partial U}{\partial x} \quad (4 \cdot 3)$$

$$U = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} \quad A = \begin{bmatrix} 0 & a \\ a & 0 \end{bmatrix} \quad (4 \cdot 4)$$

$u_1 \equiv v$, $u_2 \equiv w$ としてつぎのような implicit な差分式にする。

$$\begin{aligned} v_j^{n+1} &= v_j^n + \lambda a (w_j^n - w_{j-1}^n) \\ w_j^{n+1} &= w_j^n + \lambda a (v_{j+1}^{n+1} - v_j^{n+1}), \text{ ただし, } \lambda = k/h \end{aligned} \quad (4 \cdot 5)$$

上式はみかけ上 implicit であるが, 第1式の v を第2式に代入すれば, w に関する2段の explicit な式となる。すなわち,

$$w_j^{n+1} = w_j^n + \lambda a \{ v_{j+1}^n + \lambda a \{ w_{j+1}^n - w_j^n \} - v_j^n - \lambda a \{ w_j^n - w_{j-1}^n \} \}$$

これを變形し, 第1式とならべると,

$$\begin{aligned} v_j^{n+1} &= v_j^n + \lambda a (w_j^n - w_{j-1}^n) \\ w_{j+1}^{n+1} &= w_j^n + \lambda a (v_{j+1}^n - v_j^n) + (\lambda a)^2 (w_{j+1}^n - 2w_j^n + w_{j-1}^n) \end{aligned} \quad (4 \cdot 6)$$

計算安定の条件は

$$|\lambda a| \leq 1 \quad (4 \cdot 7)$$

である。

つぎに3段差分 (i , $i-k$ の値から出発して $i+k$ における未知数を求める) では式 (4・3), (4・4) を中心差分を用いつぎのように差分化する。

$$\begin{aligned} v_j^{n+1} &= v_{j-1}^n + \lambda a (w_{j+1}^n - w_{j-1}^n) \\ w_j^{n+1} &= w_{j-1}^n + \lambda a (v_{j+1}^n - v_{j-1}^n) \end{aligned} \quad (4 \cdot 8)$$

ここで, 上式をつぎの行列 N を用いて対称化し, v , w を分離する。

$$N = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\text{さらに新変数} \quad \begin{bmatrix} \psi \\ \varepsilon \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v \\ w \end{bmatrix} \quad (4 \cdot 9)$$

を導入すれば,

$$\begin{aligned} \psi_j^{n+1} &= \frac{v_j^{n+1}}{\sqrt{2}} + \frac{w_j^{n+1}}{\sqrt{2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ (v_j^{n+1} + w_j^{n+1}) + \lambda a \{ (v_{j+1}^n + w_{j+1}^n) - (v_{j-1}^n + w_{j-1}^n) \} \} \\ &= \psi_{j-1}^n + \lambda a (\psi_{j+1}^n - \psi_{j-1}^n) \end{aligned}$$

すなわち,

$$\psi_j^{n+1} = \psi_{j-1}^n + \lambda a (\psi_{j+1}^n - \psi_{j-1}^n) \quad (4 \cdot 10)$$

同じく,

$$\varepsilon_j^{n+1} = \varepsilon_{j-1}^n - \lambda a (\varepsilon_{j+1}^n - \varepsilon_{j-1}^n)$$

となり, おのおのの一階方程式を考えればよいことになる。

〔1・b〕 一次元問題の implicit な差分法

式(4・1)の一般的な差分は、

$$\frac{u_j^{n+1} - 2u_j^n + u_j^{n-1}}{\Delta t^2} = a^2 \frac{\theta (\delta^2 u)_j^{n+1} + (1-\theta) (\delta^2 u)_j^n}{h^2}$$

あるいは、

$$u_j^{n+1} - 2u_j^n + u_j^{n-1} = a^2 \lambda^2 [\theta (\delta^2 u)_j^{n+1} + (1-\theta) (\delta^2 u)_j^n] \quad (4 \cdot 11)$$

ただし、

$$0 \leq \theta \leq 1, \quad (\delta^2 u)_j = u_{j+1} - 2u_j + u_{j-1}$$

$\theta = 0$ のときは explicit scheme になり、その安定条件は $|\lambda a| < 1$ であるが、 $1 \geq \theta \geq 1/3$ のときは無条件に計算が安定になることが知られている。

2) 神戸港における高潮来襲時の港域水面振動に関する数値実験

実験の対象とする神戸港港域の平面形状を Fig. 13 に、計算のための単純化と、格子網を Fig. 14 に示す。計算安定条件

$$\Delta s / \Delta t > \sqrt{2gh_{max}}$$

を満足するように $\Delta s = 400 \text{ m}$ (格子間隔 200 m)、 $\Delta t = 20 \text{ sec}$ とする。

以下、簡単のために、慣性項、コリオリ項、水面摩擦を省略した場合の数値実験についてのべる。

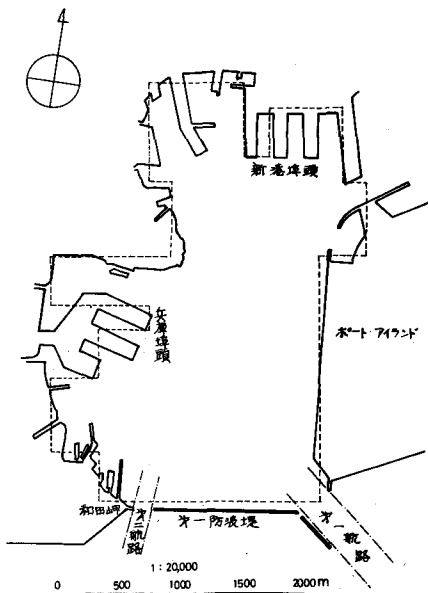


Fig. 13 神戸港の計算対象港域とその単純化

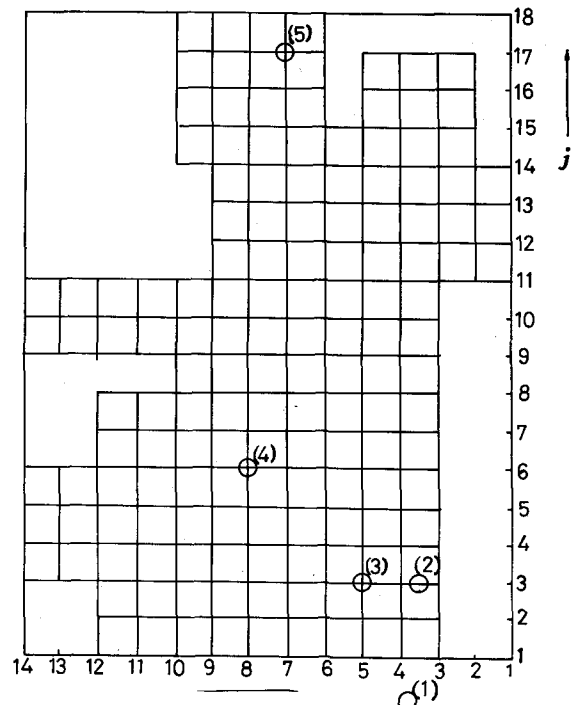


Fig. 14 数値計算のための格子網
(図中○印は水理模型実験の波形観測位置を示す。)

基本式の各項を水深方向に積分し、流量フラックス M 、 N をつぎのように定義する。

$$M = \int_0^h u \cdot dz \quad N = \int_0^h v \cdot dz$$

底部摩擦にマニング式を適用すれば運動方程式は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} &= -g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{n^2 g M \sqrt{M^2 + N^2}}{(h+\eta)^{3/2}} \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= -g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{n^2 g N \sqrt{M^2 + N^2}}{(h+\eta)^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (4 \cdot 11)$$

連続方程式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial N}{\partial y} \quad (4 \cdot 12)$$

Leap-frog 法により、かつ安定性を考慮し、つぎのような差分化を行なう。

$$\left. \begin{aligned} \frac{M_{i,j}^{n+1} - M_{i,j}^{n-1}}{2\Delta t} &= -g(h_{i,j} + \eta_{i,j}^n) \frac{\eta_{i+1,j}^n - \eta_{i-1,j}^n}{2\Delta s} - \frac{n^2 g}{(h_{i,j} + \eta_{i,j}^n)^{3/2}} \frac{M_{i,j}^{n+1} + M_{i,j}^{n-1}}{2} \sqrt{(M_{i,j}^n)^2 + (N_{i,j}^n)^2} \\ \frac{N_{i,j}^{n+1} - N_{i,j}^{n-1}}{2\Delta t} &= -g(h_{i,j} + \eta_{i,j}^n) \frac{\eta_{i,j+1}^n - \eta_{i,j-1}^n}{2\Delta s} - \frac{n^2 g}{(h_{i,j} + \eta_{i,j}^n)^{3/2}} \frac{N_{i,j}^{n+1} + N_{i,j}^{n-1}}{2} \sqrt{(M_{i,j}^n)^2 + (N_{i,j}^n)^2} \\ \frac{\eta_{i,j}^{n+1} - \eta_{i,j}^{n-1}}{2\Delta t} &= -\frac{M_{i+1,j}^n - M_{i-1,j}^n}{2\Delta s} - \frac{N_{i,j+1}^n - N_{i,j-1}^n}{2\Delta s} \end{aligned} \right\} \quad (4 \cdot 13)$$

実際には、 M 、 N および η を同じ〔長さ〕の dimension になおすため新たな従属変数

$$x_{i,j}^n = M_{i,j}^n \frac{\Delta t}{\Delta s}, \quad y_{i,j}^n = N_{i,j}^n \frac{\Delta t}{\Delta s}$$

を用いて計算を行なう。

境界条件としては、港域周辺はすべて直立固定壁と見なしうるので、これに直交する流量フラックスはゼロとした。港口では、第1室戸、ジェーン、第2室戸の各々についてすでに気象研究所で行なわれた大阪湾の高潮の数値計算¹⁾の結果を用い、防波堤開口部において侵入高潮の波形を与えた。

水位上昇時の港域水面振動のパターンを Fig. 15 (a)~(c) に示す。図を通じて見られるように、港口付近を除き、港内水面はほとんど一様に上昇し、局所的な水位変動は認められない。このことを明らかにするために、 i 方向および j 方向の各断面における水面振動の時間的な変化を示せば Fig. 16 の如くであって、港口から約 1 km 程度の範囲内では水面の振動は激しいが、それより奥では水位は一様に上昇している。一方、時間の経過とともに、港域水面の固有振動と思われる振動が次第に大きくなりつつあるのがこれらの図から明らかに見られるであろう。

港内の海水流動のパターンを Fig. 17 (a)~(c) に示す。きわめて特長的なことは、高潮水位の上

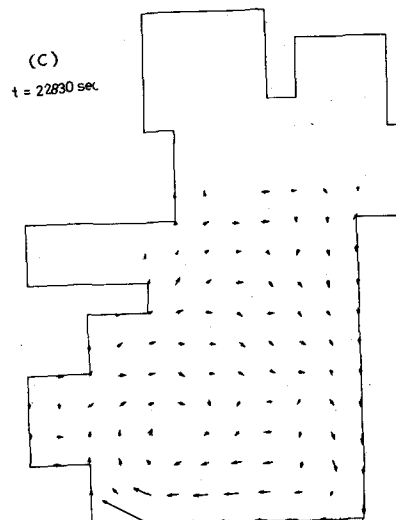
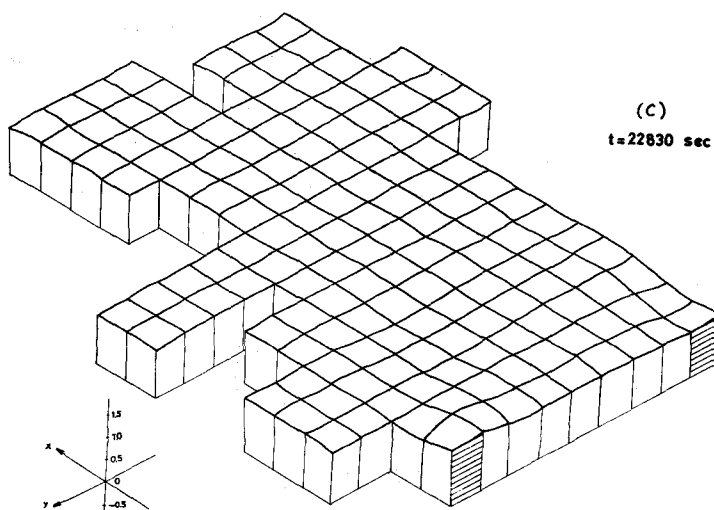
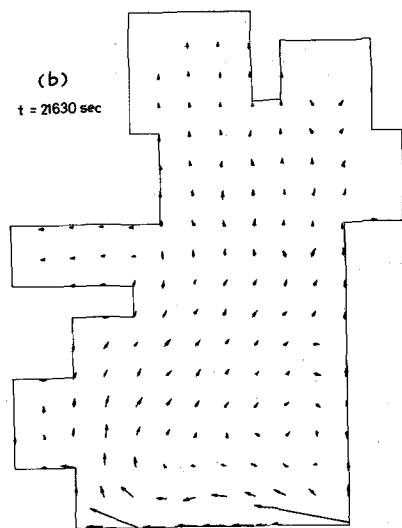
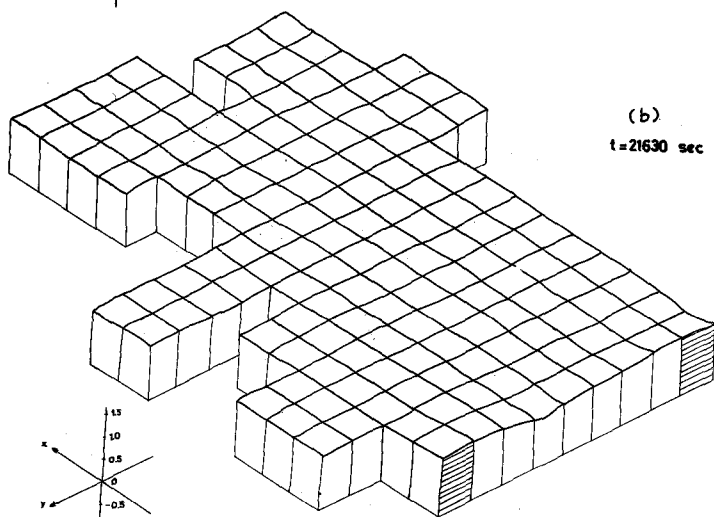
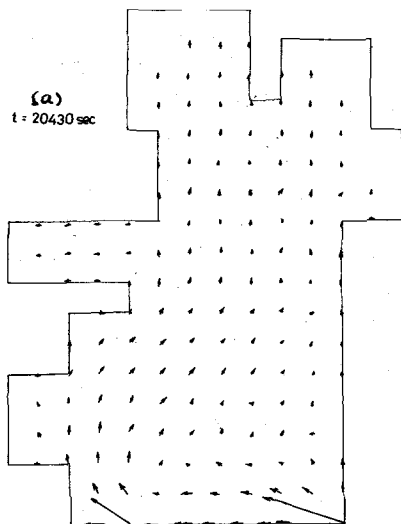
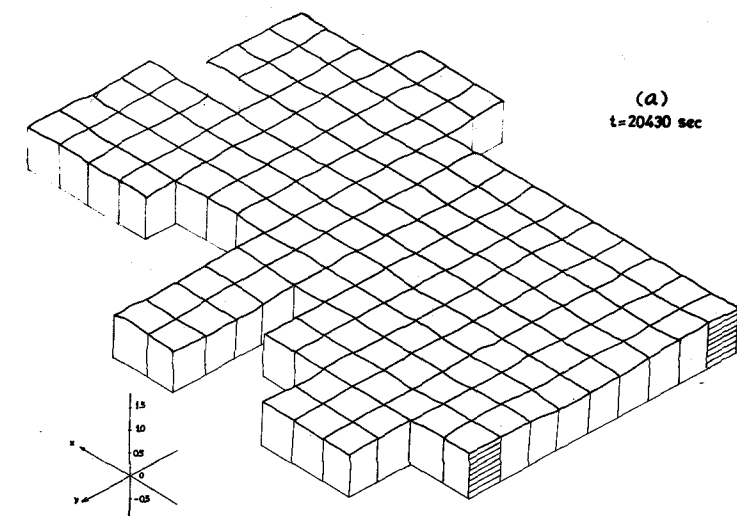


Fig 15(a)~(c) 港域水面振動のパターンの計算値 (ジェーン台風)

Fig.17(a)~(c) 港内海水旅動のパターンの計算値 (ジェーン台風)

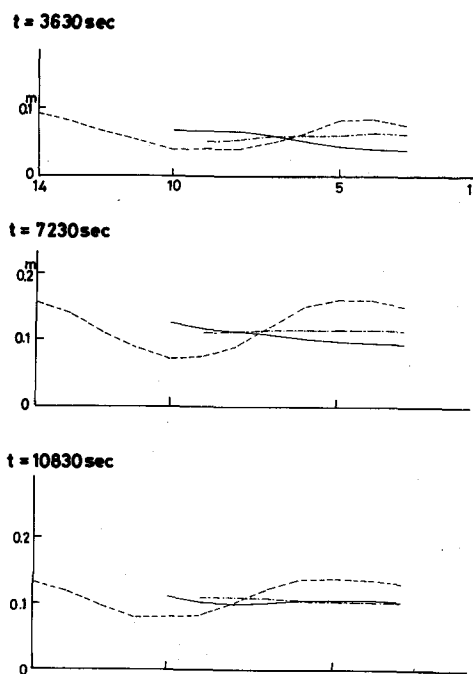


Fig. 16 (a) i 方向（東西方向）の各断面での水面振動

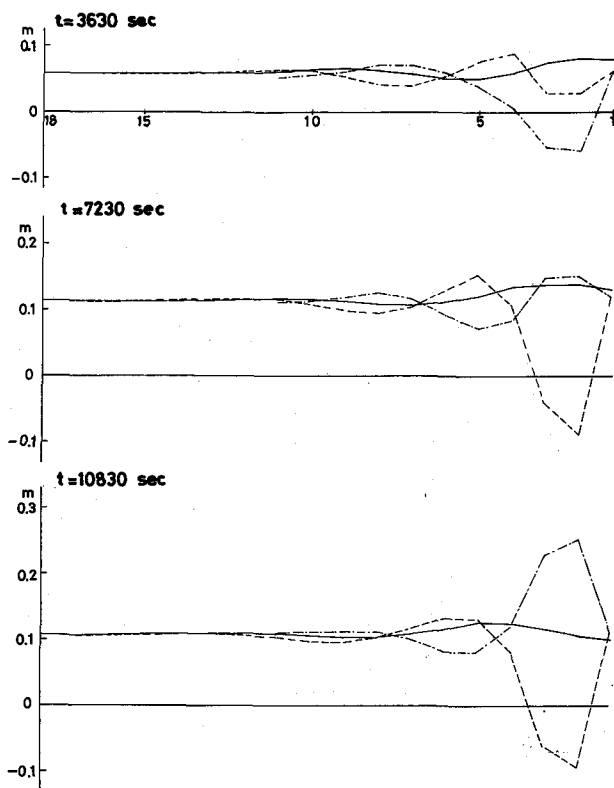


Fig. 16 (b) j 方向（南北方向）の各断面での水面振動

昇時には港内で時計方向の大きな循環が現われることである。また、全般的に港口においては高潮ピークのほぼ1時間前に流入の最大流速が現われ、ピーク後約3時間頃に流出の南向最大流速が現われることがわかった。

ポートアイランド前面での波速の時間的変化の一例を Fig. 18 に示す。先に述べたように、港口に近い程、短い周期の水面振動がいちじるしいが、それに対応して短周期の波速変動が現われている。

3) 神戸港における高潮来襲時の港域水面振動に関する水理模型実験

数値実験は、そのよって立つ物理条件の仮定、あるいは計算途中の誤差、truncation error の累積等のために、その計算結果を（もしあれば）既往の実測値と照合してはじめて全体として満足すべきものかどうか判定される。ところが、実測値がない場合は、水理模型実験と組み合して実態に近いものをシミュレートせざるをえないことは前述の通りである。

たとえば、ここでとり上げた神戸港においても旧港域内に巨大なポートアイランドが造成され海況が著しく変わるので、このような新しい港域水面について行なった数値実験の結果を、既往の神戸港の高潮観測記録とつき合せてもほとんど意味がない。したがってわれわれは数値実験の場合と全く同じ条件のもとで水理模型実験を行なってその結果と数値実験のそれとを比較した。前に述べた理由によって、両者のいずれが決定的に妥当かという議論は意味がない。

数値実験と合わせるために、高潮は自由波の形式、すなわち、高潮発生用（プランジャー式）造波機で起された長周期波であるが、気圧中心の移動とか wind draft はこの physical model

においても再現しない。水平縮尺は $1/1200$ 、鉛直縮尺は $1/100$ としたので、フルードの相似則から粗度係数の縮尺 $n_p/n_m = 0.62$ となった。 $n_p = 0.011$ としたので $n_m = 0.017$ の程度であり、その粗度係数をもたす程度の粒径をもつ砂粒を模型底面にのり付けした。

実際の高潮時には海水の流動は、(神戸港付近で、水位上昇時には)反時計方向に回転するのであるが、今回の模型実験では、SとEから高潮を送ることとした。

水位変動は港外および港内に設けた波高計により観測し、海水流動の流速は極めて微弱であるので水表面に多数のフロートを浮べこれを16mmシネフィルムで連続撮影することにより測定した。

Fig. 19に主要観測点における水位変動の記録の一例を示す。(測定点はFig. 14の図中に示す。)全般的にみて、港内水位は数値実験の結果と全く同じ傾向を示し、すなわちほとんど位相差をもたずに水位は港域水面一様に上昇し、港内で多数回の反射を繰り返すためにおこる複雑な振動と、とくに港奥部で入射波の完全反射に起因する高い水位の上昇が認められる。

Fig. 20に東側防波堤開口部における流速変動の一例を示す。図中流速ベクトルにその数値は流速値 (cm/sec) を示し、カッコ内の数値はフィルムのコマ数であり、水位変動の時刻と合わせるためには $[(\text{コマ数}) - 1] \times 2$ とすればよい。

一般的にいて両開口部ともに、流入時と流出時の流速はほぼ等しいか、あるいは流出時の方がやや大きい。なお、港内においては、港口部付近で大きなスケールの渦動が認められた以外は、

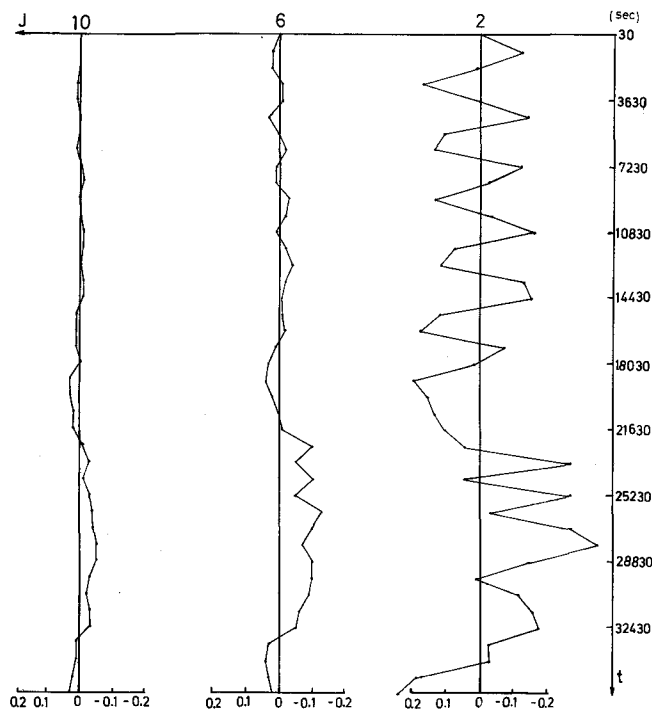


Fig. 18 ポートアイランドに沿う各格子点での流速の時間的变化 (計算値)

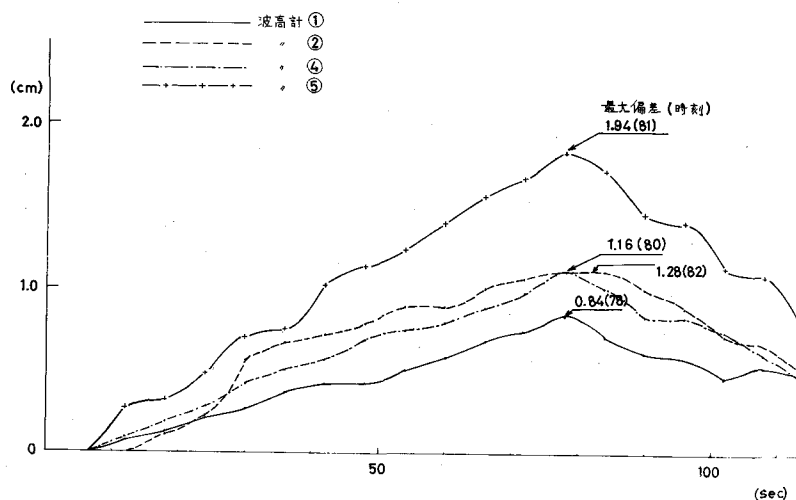


Fig. 19 各測定点における波形 (実験値)

数値実験ですでに明らかにされた
港内大循環が水理模型実験でも再
現された。

V. 高潮来襲時の港域水面振動の一般 的傾向と、今後の問題点

津波に比して高潮はその「波高」
(最大潮位偏差)が比較的小さいの
みならず、その「周期」(高潮の継
続時間)は津波の周期よりはるかに
長いために、港域水面のように規模
の小さい振動系を考える際に、振動
因としての高潮を波動と考えること
の可否が問題であることはすでに指
摘した通りである。全く同じ問題が
河川における洪水にもあって、洪水
現象が場合によっては「洪水波」と
してあつかわれ、時には「洪水流」
として考えられるのである。事実、
最近、岩佐¹²⁾は、種々の方法で洪水

の追跡計算を行ない、洪水を dynamic wavy, kinematic wave, あるいは定常流近似のいずれ
で追跡してもえられる結果はほとんど変わらないことを主張している。

われわれの数値実験でも、(あえて触れなかったのであるが)防波堤開口部での条件は梶浦と同
じ式(2・4)の形式、すなわち、

$$Q = \pm 5.4 \sqrt{|q_1 - q_2|}$$

を用いたのであった。上式はとりもおさず、港口部で定常流近似を仮定したことになる。なぜな
らば、慣性項が時間的加速度項に比し十分大きいとして(このことはわれわれの予備的な数値実験
によって予め確認している。)時間的加速度項を省略し、港口付近で港内外の水位差 $|q_1 - q_2|$ を
考慮すれば、ただちに上式がえられるからである。このように港口で定常流近似を採用し、かつ水
位差 $|q_1 - q_2|$ そのものも時間的变化が微小であるとすれば、港域水面の変動に波動性が現われな
いのもけだし当然であろう。あたかも定常流が流入する如く、港域水面が一様に昇降することは、
数値実験のみならず、先に述べた水理模型実験においても確認されたのである。(ただし、たとえ
ば Fig. 16に見されたような secondary oscillation は今の議論と直接関係しない。すなわち、
時間時にゆるやかに変動する外力によっても固有振動は十分、励起される。)

このような、高潮に対する閉じた水域の応答特性の実例を、7010台風による浦戸湾周辺の高潮
潮位記録に明らかに認められたのは幸いであった。周知のように、1970年8月21日、中心示度
960mbの猛烈な台風10号が高知県に上陸し、とくに浦戸湾周辺に甚大な被害をもたらした。こ
の台風高潮はいろんな意味で極めて注目すべき高潮であったが、高潮に対する湾の応答特性という
観点からも貴重な資料を残したのである。

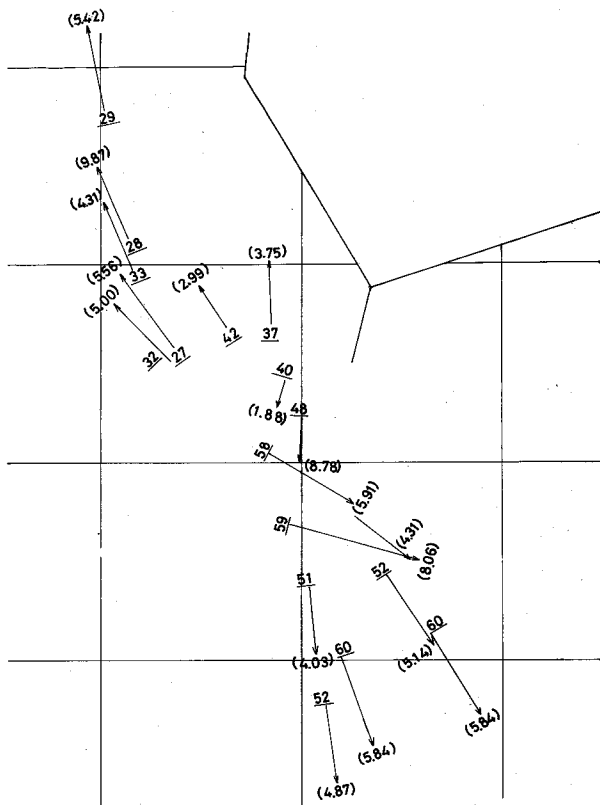


Fig. 20 東側開口部における流速の時間的变化
(実験値)

Fig. 21 に示すように、浦戸湾は比較的規模の小さい閉塞水域で湾長は約5 Km の order であるが、台風10号の直径は300 Km の程度であった。まさに、われわれが対象としている「規模の小さい閉塞水域」そのものである。この浦戸湾における周辺の高潮痕跡、および潮位記録を図示したのがFig. 22 である。図中に、津波侵入時の湾内最高水位の分布(実験値)も同時に示されている。

図からただちに認められるように、津波の場合はその波動性の故に、湾内でかなり減衰するが、台風10号の場合はminorな部分を除いて、われわれの予測と一致してほとんど一様の水位上昇があったものと思われる。

このようにして、少なくとも高潮に関する限り、小規模な湾、または港域水面の応答特性が定常流近似で十分であるとされるならば、残された問題は何であろうか。

定常流で近似された高潮が港内に流入する場合、これを制御するのはもちろん防波堤開口部であり、そこで消費されるエネルギーの評価はすべていわゆる流量係数に implicit

に含まれている。すなわち、湾口なり、防波堤の高潮抑制の効果はつまるところこの開口部流量係数に帰結されるのである。

ところが、無限に広い二つの水域を結ぶ開口部の流量係数、さらにはこのような開口部の非定常流における流量係数については残念ながら

われわれはほとんど知識をもっていない。やむをえず開水路定常流の急縮部における流量係数の実験値を援用しているような状態である。

くり返し強調したように数値実験は、精密な物理実験の裏付けがあってはじめて真価を発揮する。高潮進入による港域水面振動、ひいては高潮に対する防波堤の効果を解明するためには、豊富で精度の高い水理模型実験によって、防波堤開口部の流量係数を明確にすべきであることを強調して本講をとじる。

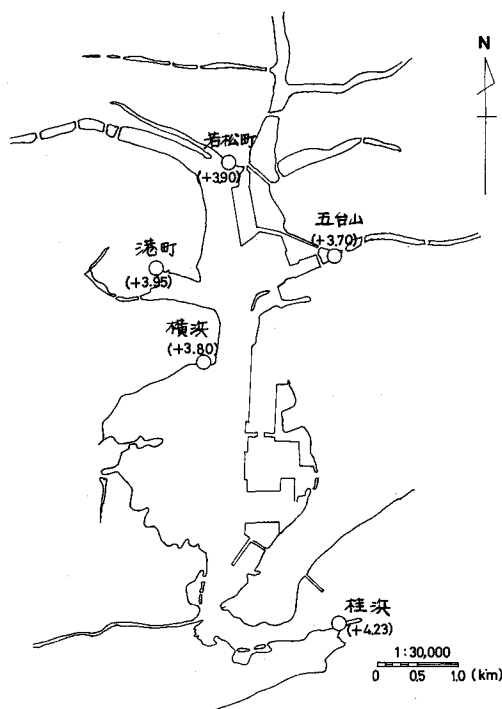


Fig. 21 浦戸湾平面図
()内の数値は7010号台風による最大偏差の記録値を示す。

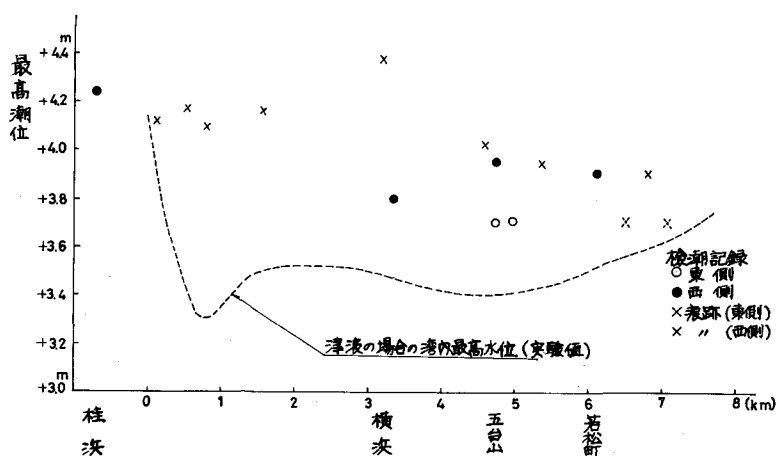


Fig. 22 浦戸湾の湾軸にそって10号台風の最大偏差の分布と津波波高の変化(実験値)の比較

最終に、膨大なプログラムを作成し、精力的に数値解析に当られた運輸技官・油谷進介君（当時 大学院学生）の努力に敬意を表する。

参 考 文 献

- 1) 梶浦 欣二郎 : 湾水振動におよぼす防波堤の効果, 東京大学地震研究所集報 第41号(1963)
- 2) 堀川 清司・西村 仁嗣 : 津波防波堤の効果について, 第16回海岸工学講演集(1969)
- 3) Peregrine, D.H. : Calculation of the Development of an Undular Bore,
Jour. of Fluid Mech., Vol.25, Part 2, (1966)
- 4) 室田 明・岩田 好一朗 : 段浪の変形に関する研究, 土木学会論文集第160号(1968)
- 5) Wu, Jin : Froude Number Scaling of Wind-Stress Coefficients, Jour. of
the Atomospheric Sci., Vol.26, (1969)
- 6) Wu, Jin : Wind Stress and Surface Roughness at Air-Sea Interface, Jour,
of the Atomospheric Sci., Vol.74, (1969)
- 7) 国司 秀明・今里 哲久 : 高速風洞水槽による風波の発達について, 京大防災研究所年
報, 第9号(1966)
- 8) 室田 明・島田 壮八郎 : 高潮の共振と湾入部における変形についての実験的研究,
第13回海岸工学講演会講演集, (1966)
- 9) 室田 明・和田 明 : 大阪湾大防波堤の対高潮効果に関する実験的研究, 第9回
海岸工学講演会講演集, (1962)
- 10) Courant, Friedrichs, Lewy : On the Partial Difference Equations of
Mathematical Physics, IBM Jour. (1967)
- 11) 宮崎 正衛・上野 武夫 : 大阪湾および瀬戸内海西部の高潮の数値計算について,
第9回海岸工学講演会講演集, (1962)
- 12) Iwasa, Y : Systems Simulation to Stream Flows, Proceeding of United
States-Japan Bi-lateral Seminar in Hydrology, Honolulu,
(1971)