

L 字形湾の振動特性について

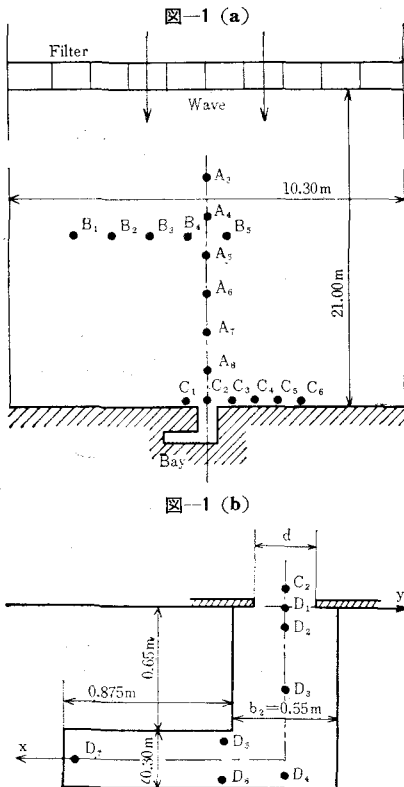
本 間 仁*・堀 川 清 司**・西 村 仁 嗣***

1. 緒 論

本論文は東京大学生産技術研究所千葉実験場内の屋内大型平面水槽を用い、二度にわたって行なった模型実験の結果をとりまとめたものである。この研究の目的は湾内に侵入した長周期波の挙動を明らかにすることであり、今回はL字形湾の振動特性およびこれに付随するいくつかの問題について実験を行なった。さらにこれらの現象に関して2,3の初歩的な数値解析を試みたのであわせて述べることにする。

2. 実験方法およびデータ処理方法

実験に用いた模型の形状を図-1に示す。図-1(b)は図-1(a)の湾の部分拡大したものである。ここに



周期 1~9 sec, 波高約 1 cm の波を正面から数波ないし十数波あて、図中黒丸印の各点で水位を測定した。測定には東京大学地震研究所において試作された負圧式水位計を用いた。これは水を満たした細管を逆さにしてその先端を水中に入れ、水位変化を負圧の変動として電気的にとり出すタイプのものである。一般にこの種の水位計はいちじるしく短い周期の波に対して応答が悪いが、われわれの測定範囲では現象に対し十分に追従する。零点の安定性、応答の直線性、測定可能領域、さらには精度の点でも十分な性能を有することがテストの結果確認されている。水深は湾内、湾外を通じて一様に 14.5 cm としたので実験の全領域で長波条件が満たされ、波速は $c = \sqrt{gh} = 1.21 \text{ m/sec}$ となる。ただし、底面が完全に平坦ではないため、実際に測定された波速はこれよりいくぶん小さくなっている。

こうして得られた波形は、模型のひずみや造波装置、あるいはフィルターの特性によって、ある程度のひずみと不規則性を含んでいる。そこで最初の数波を除き、湾内外の水面振動がほぼ定常化した時点における波形を 70~100 等分して読み取り、フーリエ解析を行なった。以下主としてその基本周期の成分について検討を進める。

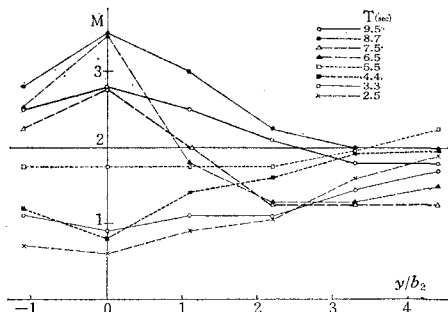
3. 湾外の波高分布

まず最初に模型湾口部の障害物を取り去り、最も簡単な形状の湾について実験を行なった。比較的周期の長い入射波は、岸でほとんど完全に反射し湾外で重複波を形成するが、周期が短い場合にはこれが部分重複波となる。またある種の周期をもった入射波に対しては横方向の副振動が無視できぬ程度にまで発達するため、入射波高を正確に推定することはなかなか困難である。これらの点を考慮して湾外にできるだけ多くの水位測定点を設け、より厳密に入射波高を求めるように努めたが、湾口部の影響で湾外の水面振動がますます複雑化することもある。また完全とはいえない。

湾口部の波高はおもに湾内の振動によって規定されるので、入射波の周期によって大きくなることもあり、また節になることもある。これが当然湾外の水面振動に影響をおよぼすわけであるが、今その影響範囲を調べるため岸に沿って水位計を配置し、種々の周期の波をあてて

* 正 会 員 工 博 東京大学教授 工学部
 ** 正 会 員 工 博 東京大学助教授 工学部
 *** 学生会員 東京大学大学院 工学系研究科

図-2



見た。図-2 にその結果を示したが、図中縦軸の増幅率 M とはその点の波高と入射波高の比である。湾口の影響はその中心から両側、湾口幅の約 4 倍の領域に現われるとするのが最も妥当と思われる。ただし、図-2 のデータは波形解析を行わず、単に水位記録の山と谷を読み取って波高を求めたものである。

4. 湾軸方向の波高分布と増幅率

(1) 実験結果

入射波として最大の湾水振動を誘起する周期 6 sec のものをえらび、これに対応する湾軸方向の波高分布を図-3 に示した。このとき折曲部 (St. D_1) の波高は入射波高の 7.46 倍、湾奥 (St. D_7) の波高はその 12.2 倍に達している。隅角部 (St. D_5) 付近では水粒子が湾奥方向に移動するとき渦を生じ、かなり顕著な流線のはく離を生ずるため、この点の波高は他に比して変則的である。入射波はまず岸で反射されるが、一部はそのまま湾内に侵入して湾水の振動を励起する。この反射による重複波の形成で岸における波高は入射波高の 2 倍近くまで増大し、一方湾内では折曲部を境としてその前後の領域で 2 段階に波高が増幅される。逆にこうして励起された湾水の振動は湾口から徐々に湾外へと影響をおよぼして行く。このような経過が全般的に見られるようである。

図-3

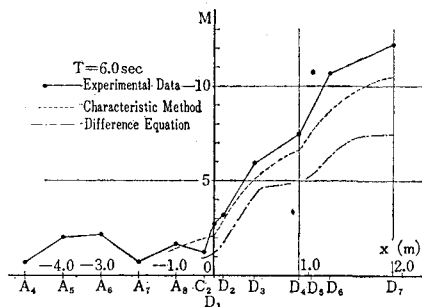
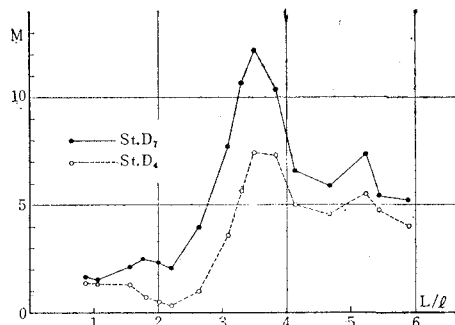


図-4 は折曲点および湾奥における水面振動の増幅率が入射波の周期によって変化するありさまを示している。ここで縦軸には増幅率 M 、横軸には周期 T のかわ

図-4



りに入射波の波長 L と中心線に沿って測った湾長 l との比をとって無次元表示した。入射波の周期に関係なく最大の波高は常に湾奥に現われ、折曲点のみならず湾内各点の波高はほぼこれにともなうので、以下主として湾奥の波高について議論をする。増幅率が最大のピークに達するのは入射波の周期が約 6 sec のときであって、その値は前に述べた通り 12.2 となる。ただしこれは波形解析をした際の基本周期成分に関する値であって、見かけ上の増幅率とは多少異なる。このとき湾水は図-3 から明らかなように湾口部付近を節とする最も基本的なモードの定常振動を呈しており、これがこの湾の固有振動周期に相当するものと考えられる。事実波形解析の結果によれば、湾外から湾口部にかけて高調波成分の占める割合は 40% に近いが、折曲点から湾奥へと進むにつれて基本周期の成分がいちじるしく卓越している。入射波の周期がこれより短くなると増幅率は急激に減少するが、これより長い周期の入射波に対しては増幅率の減少がいく分ゆるやかである。本間・堀川・高岡¹⁾ が長方形湾について行なった実験でも同様の傾向が見られたが、その論文にれば、長方形湾の場合 L/l が 4 よりずっと大きい点で増幅率のピークが現われるとされている。

合田²⁾ は水を完全流体とし、すべての壁面で完全反射するという仮定のもとに長方形湾の湾水振動を理論的に解析した。これは速度ポテンシャル ϕ に関するラプラスの方程式

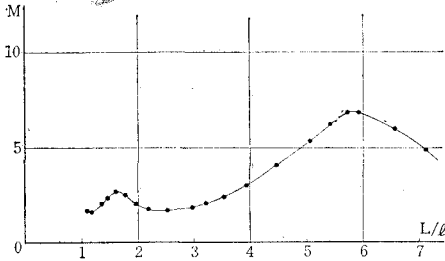
$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0$$

の解を、

$$\phi = f(x, y) \cdot Z(z) \cdot e^{i\omega t / i\omega}$$

の形に変数分離し、固定境界面で法線方向の速度が零、および湾口から無限に離れた点における水面形が海岸線に平行な完全重複波になるという 2 つの境界条件を用いて波高分布関数 $f(x, y)$ を定めたものである。今、図-1(b) の湾形を幅員 0.55 m、湾長 1.95 m の長方形湾と考え、この方法にしたがって計算すれば、図-5 のような結果を得る。最大の共振点は $L/l = 5.7$ 付近であってしかも波高増幅率はわれわれの実験値にくらべてずっと小さい。これは本間・堀川・高岡の実験をよく裏付けて

図-5

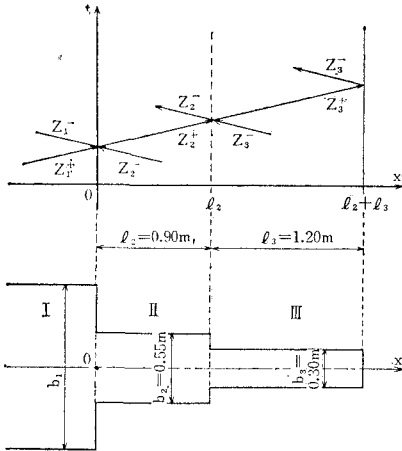


おり、同時に L 字形湾の場合、このような単純な長方形近似が適当でないことを示している。

(2) 特性曲線法による解析

梶浦³⁾は特性曲線を用いて長方形湾の水面振動を解析する方法を紹介している。この方法をわれわれの扱っている L 字形湾の問題に応用することを考えよう。そのために 図-1 (b) の L 字形湾を 図-6 のごとく断面が2段階に変化する長方形湾に置き換え、一次元的な解析を行なう。ここでⅠの領域の幅員を模型にしたがい無制限に大きくすることはかえって合理的ではない。われわれは外海に相当する部分の有効幅員として前節で与えられた湾口の影響範囲をとり、 $b_1=8b_2$ とした。水深 h は全領域を通じて一定で、 $h=14.5\text{ cm}$ 、水路幅 b は図中Ⅰ,Ⅱ,Ⅲの各領域で一定である。まず、

図-6



$$Z^+ = Q/bc + \zeta, \quad Z^- = Q/bc - \zeta \quad \dots\dots\dots (1)$$

とおけば、運動方程式、

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + bgh \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

および連続の方程式、

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + b \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

より、

$$\frac{dZ^+}{dt} = \frac{1}{bc} \left(\frac{dx}{dt} - c \right) \frac{\partial Q}{\partial x}$$

を得る。ただし、 ζ は静水面からの水位上昇量、 Q は流

量、 c は長波の伝播速度である。

そこで、 $t-x$ 平面内、

$$\frac{dx}{dt} = c \text{ 上で } \frac{dZ^+}{dt} = 0 \quad \therefore Z^+ = \text{const.}$$

全く同様に、

$$\frac{dx}{dt} = -c \text{ 上で } \frac{dZ^-}{dt} = 0 \quad \therefore Z^- = \text{const.}$$

となる。以下、添字 1,2,3 でそれぞれⅠ,Ⅱ,Ⅲの各領域における数値を表現することにすれば、式(1)より、

$$Q_j = b_j c_j (Z_j^+ + Z_j^-)/2, \quad (j=1,2,3) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\zeta_j = (Z_j^+ - Z_j^-)/2, \quad (j=1,2,3) \quad \dots\dots\dots (5)$$

境界条件としては、

$$x=0 \text{ で } \zeta_1 = \zeta_2, \quad Q_1 = Q_2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$x=l_2 \text{ で } \zeta_2 = \zeta_3, \quad Q_2 = Q_3 \quad \dots\dots\dots (7)$$

および、

$$x=l_2+l_3 \text{ で } Q_3 = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

を用いる。

式(6)に式(4),(5)を代入し、これらを Z_1^- および Z_2^+ について解けば、

$$Z_1^- = -\frac{1-\alpha_1}{1+\alpha_1} Z_1^+ + \frac{2\alpha_1}{1+\alpha_1} Z_2^- \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$Z_2^+ = \frac{2}{1+\alpha_1} Z_1^+ + \frac{1-\alpha_1}{1+\alpha_1} Z_2^- \quad \dots\dots\dots (10)$$

同様に式(7)から、

$$Z_2^- = -\frac{1-\alpha_2}{1+\alpha_2} Z_2^+ + \frac{2\alpha_2}{1+\alpha_2} Z_3^- \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$Z_3^+ = \frac{2}{1+\alpha_2} Z_2^+ + \frac{1-\alpha_2}{1+\alpha_2} Z_3^- \quad \dots\dots\dots (12)$$

また、式(8)から、

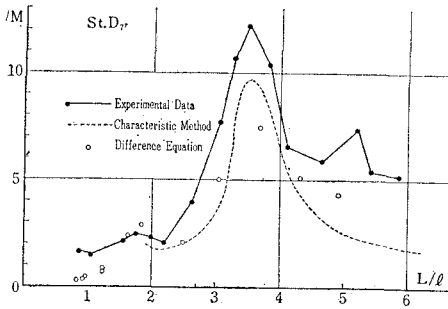
$$Z_3^- = -Z_3^+ \quad \dots\dots\dots (13)$$

を得る。ただし、上式中 α_1 および α_2 は断面係数を表わし、 $\alpha_j = b_{j+1} c_{j+1} / b_j c_j$, ($j=1,2$) である。

$x=-\infty$ で ζ_1 として入射波を与えれば、式(9)~(13)から Z_j^+ , Z_j^- がすべて定まる。つぎにこの値を用いて式(5)から ζ_j を時間的に逐次計算することができる。ここに Z_1^+ は沖から入射する波、 Z_1^- は湾口部で反射する波、 Z_2^+ は湾内に透過する波を表わしており、他にもこれに準ずる。式(9)~(13)の各項の係数はそれぞれ反射率もしくは透過率に相当するものである。

われわれは計算の手数を省くために、入射波として周期が 2 sec から 10 sec の間に分布する合成波を与え、湾奥の水面振動がほぼ定常状態に達したときその波形をとり出して各周期の成分を算出した。その結果を 図-3 および 図-7 に点線で示したが、実験値とくらべて全体に増幅率が小さいようである。しかし入射波の周期が長い場合を除けば、湾軸方向の波高分布、共振点の位置など、実験の結果と比較的よく合っている。渦の発生で有効な湾幅が実際より小さくなっていることを考慮すれば、増幅率の点でさらによい結果が得られるかも知れない。

図-7



(3) 差分方程式による解析

いずれにせよ、上記のような方法を用いる場合、経験的な要素がかなりの比重を占めるということは否めない。この点を解決するには L 字形湾をそのままの形状で 2 次元的にとり扱う必要がある。桃井⁴⁾ は perturbation method により、L 字形湾ならびに L 字形水路に侵入する波の問題を扱っている。この方法はかなり煩雑なプロセスを含んでいるのでその詳細は参考文献にゆずる。ここでは今一つの方式として偏微分方程式を差分方程式に改め、適当な境界条件のもとに数値積分を行なう方法を取りあげて少し検討を加えることにしよう^{5)~7)}。

運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots(14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \quad \dots\dots\dots(15)$$

を z に関して底面から水面まで積分し、線流量、

$$q_x = \int_{-h}^{\zeta} u dz, \quad q_y = \int_{-h}^{\zeta} v dz$$

を用いて表現すれば、

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -g(h+\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{r^2}{(h+\zeta)^2} q_x \cdot q_x \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} = -g(h+\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{r^2}{(h+\zeta)^2} q_y \cdot q_y \quad \dots\dots\dots(17)$$

となる。ただし、 $q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, $r^2 = g/C^2$, ここに C は Chézy の定数であって、 r^2 としては通常 0.0026 程度の値をとる。

同様に連続の方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz \quad \dots\dots\dots(18)$$

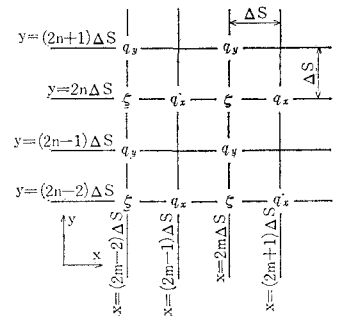
より、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} \quad \dots\dots\dots(19)$$

を得る。

つぎに、図-8 のごとく x - y 平面を y 軸に平行な直線群 $x=0, \Delta s, 2\Delta s, \dots$ および x 軸に平行な直線群 $y=0, \Delta s, 2\Delta s, \dots$ で分割して正方形の格子を作り、また、時間軸を $t=0, \Delta t, 2\Delta t, \dots$ の各ステップに分ける。図中、 ζ と記された格子点では水位、 q_x, q_y と記された各格子

図-8



点ではそれぞれ x, y 軸方向の線流量が計算されるがこれらの計算は時間的には 1 ステップおきにかわるがわる実行される。以下格子点 ($x = 2m\Delta s, y = 2n\Delta s$), 時刻 $t = 2k\Delta t$ における ζ の値を

$\zeta(2m, 2n, 2k)$ のごとく表わす。 q_x, q_y についても同様である。差分方程式を作るにはいくつかの方法があるがここでは最も収束性がよいといわれる中央階差をとることにしよう。まず、式 (16), (17) の右辺で、 q_x, q_y の計算点における ζ の値が必要となるが、これは前後 2 点の ζ の値を平均して代用する。また本来は、 q_x, q_y の値を時間的平均値で与えることが望ましいが、それでは、式の形が不必要に煩雑となる。そこで、 q としては、 $t = (2k-1)\Delta t$ における値、 q_x あるいは q_y として、 $t = (2k+1)\Delta t$ における値をそれぞれ用いることにより、相乗平均に近い形をこしらえるのが便利である。このとき q の計算式中に現われる q_x, q_y のうちいずれか一方はやはり周囲 4 点の平均値で代用せねばならない。

以上にしたがって式 (16), (17) を書き直し、 $q_x(2m-1, 2n, 2k+1)$ および $q_y(2m, 2n-1, 2k+1)$ について解けば、

$$\begin{aligned} q_x(2m-1, 2n, 2k+1) &= [q_x(2m-1, 2n, 2k-1) \\ &\quad - \{h + \zeta(2m-1, 2n, 2k)\} \\ &\quad \times \{\zeta(2m, 2n, 2k) - \zeta(2m-2, 2n, 2k)\} \cdot q \cdot \Delta t / \Delta s] \\ &\quad / \left[1 + \frac{r^2 \cdot \Delta t \cdot q(2m-1, 2n, 2k-1)}{\{h + \zeta(2m-1, 2n, 2k)\}^2} \right] \quad \dots\dots\dots(20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_y(2m, 2n-1, 2k+1) &= [q_y(2m, 2n-1, 2k-1) \\ &\quad - \{h + \zeta(2m, 2n-1, 2k)\} \\ &\quad \times \{\zeta(2m, 2n, 2k) - \zeta(2m, 2n-2, 2k)\} \cdot q \cdot \Delta t / \Delta s] \\ &\quad / \left[1 + \frac{r^2 \cdot \Delta t \cdot q(2m, 2n-1, 2k-1)}{\{h + \zeta(2m, 2n-1, 2k)\}^2} \right] \quad \dots\dots\dots(21) \end{aligned}$$

同様に式 (19) から、

$$\begin{aligned} \zeta(2m, 2n, 2k+2) &= \zeta(2m, 2n, 2k) \\ &\quad - \{q_x(2m+1, 2n, 2k+1) \\ &\quad - q_x(2m-1, 2n, 2k+1) \\ &\quad + q_y(2m, 2n+1, 2k+1) \\ &\quad - q_y(2m, 2n-1, 2k+1)\} \cdot \Delta t / \Delta s \quad \dots\dots\dots(22) \end{aligned}$$

今、 ζ の分布が与えられれば式 (20), (21) によって、 q_x, q_y の分布が求まり、この q_x, q_y の分布から式 (22) を用いて次の時間ステップの ζ の分布が得られる。この種の逐次計算においては不規則な振動が発達し勝ちであるから、これに対処することを考えねばならない。一応

の収束条件として、 $\Delta s/\Delta t > c$ となるように Δs と Δt をとることが与えられているが、巨大な回数にわたるくり返し計算の過程で雪ダルマ式に発達する丸めの誤差も見過すことはできず、このような簡単な条件で計算の収束性と安定性が保証されるわけではない。これらの点を一括緩和するため適当な時間々隔で smoothing を行なう必要がある。我々は演算が時間的に 10 ステップ進行するたびに各点の水位および流量を、周囲 4 点のそれとの重みつき平均値で置き換えることによりこの目的を達した。境界条件は壁面で常に垂直方向の流量が零となることであるが、湾口における条件を与えることは容易ではない。そこで、湾口より 4 m 以上離れた各点で理想的な重複波が生じていることを条件として与えた。

$r^2=0.003$, $\Delta s=4$ cm, $\Delta t=0.03$ sec にとり、第 1 波の先端が湾口に到着してから 30 sec 間の水面変動を計算したところ、図-3 および図-7 に示されたような結果を得た。これを見ると増幅率は概して小さく、必ずしも現象をよく説明しているとはいえないようである。しかしながら、湾内外における重複波の形成、その振幅が侵入波数とともに増大するありさま、湾の固有振動周期、あるいは隅角部における変則的な水面変動の発生といった定性的な観点からは、実験時の状況をかなりよく再現することができた。格子間隔、粘性項の係数値、smoothing の方法、さらには境界条件の与え方などについて今後一層の検討を加えることにより、定量的な面でも大きな成果を挙げ得るものと期待している。

5. 湾形を複雑化した場合

湾形が複雑になった場合その地形的な影響を明らかにするため、模型を図-9 のごとく変形して同様の実験を行なった。これは大船渡湾の地形を単純化したものであって、その水平縮尺は約 1/4 000、鉛直縮尺は約 1/120、したがって 33 倍のひずみ模型となっている。図-10 および図-11 はその結果を示したもので、比較のため L 字形湾に関する実験結果と一緒に掲げた。波形そのものが L 字形湾の場合よりも乱れているため、波形解析の精度が多少悪くなっているが止むを得ない。図-10 によれば、湾奥の波高は共振周期以上の周期をもった入射

図-9

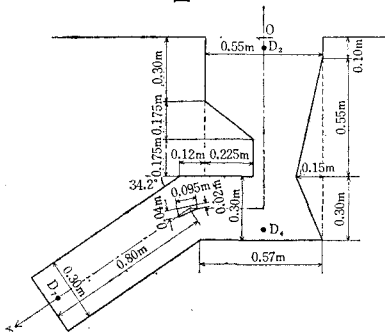


図-10

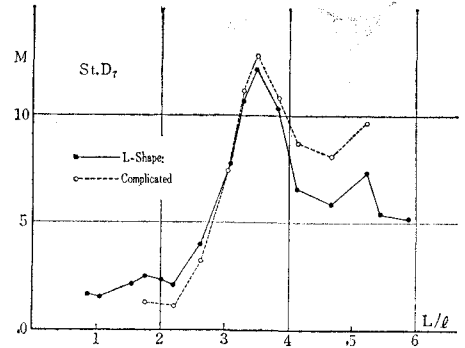
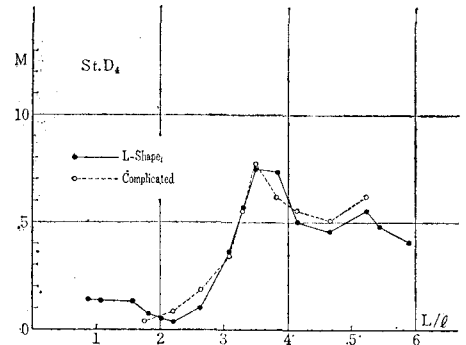


図-11



波に対してむしろ増大する傾向が伺われる。これは地形の凹凸により比較的周期の短い波は湾内に侵入しにくくなるのに対し、長周期の波はこれに苦にせず、かえってエネルギーが湾内に蓄積されて大きな湾水振動を誘起するということであろう。いずれにせよ、共振点およびそのときの波高増幅率に大きな変化は見られない。湾奥の波高増幅率が最大となるのは $L/l=3.5$ 、すなわち入射波の周期が約 6 sec のときであり、これは大体現地の 37 min に相当する。大船渡湾については高橋・相田・永田⁶⁾ が現地観測を行ない、その成果を報告している。これによれば、湾奥で周期約 40 min の静振が卓越するとあり、われわれの実験結果とよく一致している。模型のひずみが現象におよぼす影響を調べる意味で、水深を 9 cm に減じ、数種の実験を行なったが、以上に述べたところと特にいちじるしい差異はなかった。このとき模型のひずみは約 21 倍となる。

L 字形湾の場合と同様に、図-9 の湾形を図-12 のように置き換え、特性曲線を用いて一次元的な数値解析

図-12

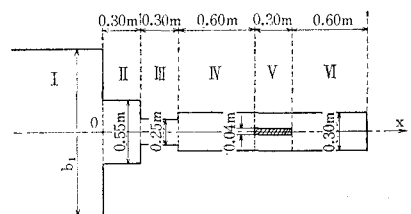
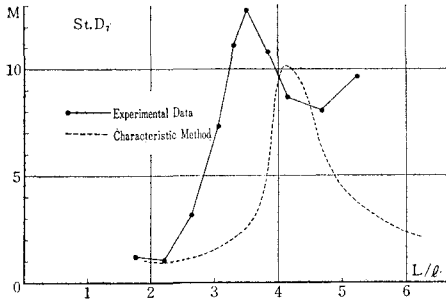


図-13



を行なった。その結果を実験値と比較したのが図-13であるが、共振点が長周期側に少しずれていることがわかる。しゃへいによって共振点における波高増幅率は L 字形湾の場合よりも少し大きくなっており、また全体に曲線の山の形が鋭くなっている。波高増幅率が実験値よりも小さいのは前と同様であり、こうした事実はいずれもこの種の近似の限界を物語るものである。

6. 津波防波堤の効果

最後に、津波、高潮等の長周期波に対する防波堤の効果について若干検討する。模型を図-1 (b) の形状に戻し湾口部に薄板状の防波堤を配置して、開口比 d/b_1 を 5 段階に変えながらさまざまな周期の波をあてて見た。図-14 はそのうち入射波周期 5.5 sec, 開口比 0.6 および 0.2 のケースをとり出し、湾軸方向の波高分布を示したものである。開口比が小さくなるにともない湾内各点の波高は一斉に減少するが、特に開口部では湾の内側と外側で波高の差が大きく現われている。このような傾向は共振点付近の入射波に対していちじるしい。開口部付近では波形が極度に乱れ、水粒子が複雑な運動をしていることがわかる。図-15 に示した通り、開口比が小さくなると湾奥および折曲点の波高増幅率も減少するが、開口比 0.5 以下の領域でことに防波堤の効果が大きく現われている。しかし、われわれの実験の条件下では、Munk⁹⁾ らの主張する harbor paradox のような現象は

図-14

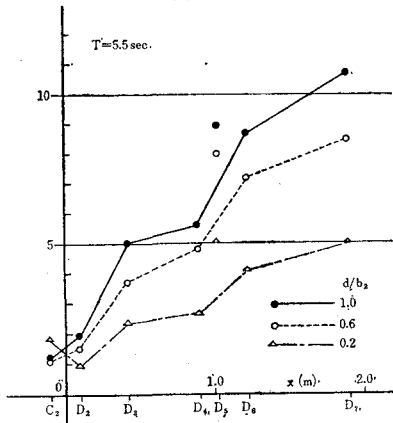
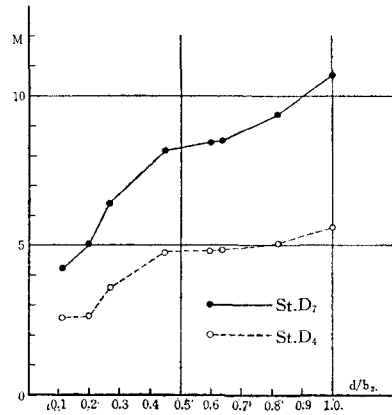


図-15



認められなかった。また、防波堤の設置により湾の振動特性は当然湖のそれに近づくと考えられるが、実際には共振点の移動は意外にわずかであった。これらの点についてはさらに厳密な検討を続けて行く積りである。

7. 結 び

湾内に侵入した長周期波の変形に関してはまだ解決されていない問題が多々ある。特に複雑な地形の湾で湾口部もしくは湾内に人工的な構造物がある場合など、計算で水面変動を求めることははなはだ困難である。ある程度の数値解析は可能であるにしてもその方法は非常に技巧的であり、計算の結果がそれだけで完全に信頼されるまでに確立されているとはいえない。粘性係数を始め、高潮の場合、風速分布の問題、その他、未解決で決定的な公式も与えられていない要素が多いからである。今後引き続いて、観測、実験、理論、三面一体の研究が望まれる所以である。

この研究を進めるに当り、東京大学地震研究所梶浦欣二郎教授には何かと御助力を頂いた。ここに記して謝意を表する。なお、本研究は昭和 40 年度文部省科学研究費補助金 (特定研究 (2)) による研究成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・高岡征二郎：簡単な形の湾における海水振動に関する実験，土木学会年次学術講演会講演概要 (1965)。
- 2) 合田良実：長方形および扇形の港の副振動について，第 10 回海岸工学講演会講演集 (1963)。
- 3) 梶浦欣二郎：湾水振動に及ぼす防波堤の効果，東京大学地震研究所集報，第 41 号 (1963)。
- 4) T. Momoi: The Effect of Coastlines on the Tsunami, etc., Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 40-44 (1962-1966)。
- 5) 気象庁，東京都：東京湾高潮の総合調査報告 (1965)。
- 6) 日野幹雄：東京湾の水面振動特性に関する研究，電力中央研究所技術研究所報告 (1965)。
- 7) J.J. Dronkers: Tidal Computations (1964)。
- 8) 高橋竜太郎・相田 勇・永田 豊：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，第 22 巻，第 1 号 (1966)。
- 9) J. Miles and W. Munk: Harbor Paradox, Journal of the Waterways and Harbors Division, Proceedings of ASCE, Vol. 87, No. WW 3 (1961)。