

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

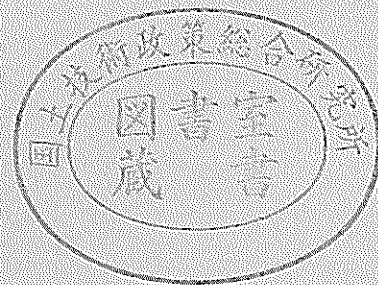
REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 18

NO. 2

JUNE. 1979

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第18巻 第2号 (Vol. 18, No. 2), 1979年6月 (June 1979)

目 次 (CONTENTS)

1. 多列円筒浮体に働く津波力の算定法について
.....小舟浩治・高橋重雄・谷本勝利..... 3
(A Method to Calculate Tsunami Forces on a Multi-cylinder
Floating Body.....Koji KOBUNE, Shigeo TAKAHASHI
and Katsutoshi TANIMOTO)

2. 大洗海岸における碎波帯内の総合観測
.....田中則男・加藤一正・灘岡和夫・小山内英雄・近藤隆道.....27
(Observation of Hydraulic Phenomena in the Surf Zone at the
Oh-arai Beach.....Norio TANAKA, Kazumasa KATOH,
Kazuo NADAOKA, Hideo OSANAI and Takamichi KONDOH)

1. 多列円筒浮体に働く津波力の算定法について

小舟浩治*・高橋重雄**・谷本勝利***

要 旨

海洋の利用において、海洋から資源を得ることだけでなく、広大な海洋空間を利用することも重要なことである。この目的のために種々の海洋構造物が考えられるが、その一つに上部構造を多数の円筒浮体によって支持している多列円筒浮体がある。こうした浮体に働く津波力についてはほとんど究明されていない。ここでは多列円筒浮体に働く津波力の算定法を模型実験により検討し、さらにこの浮体の係留についても模型実験により検討を加えた。

浮体全体に働く津波力は個々の円筒に働く力の和であり、水平力は Morison 式により、鉛直力については水平変動による浮力の変化に鉛直力係数 C_F を乗じたものとして算定できる。実験結果より得た慣性力係数の平均値は 2.86、抗力係数は 0.45、鉛直力係数は 1.07 である。津波力を計算するとき、各円筒での波高や流速については入射波の諸元を用いればよいが、浮体による波の減衰や反射を考慮してやればさらに適切である。波の反射については明確でないが、波の減衰は浮体に働く抗力によるエネルギー損失として計算できる。

この浮体のピッチング、ヒービングの周期が津波の周期に比して短い場合には、その自由浮体としての動揺は、ほぼ固定したときに働く津波力に静的につり合う位置に変位すると考えても大差ない。またこの浮体を水平方向にのみ拘束するように係留したとき、サージングの周期が津波の周期に比して十分短かければ係留力は固定したときに働く水平力にほぼ等しいと考えられる。

* 前水工部 高瀬津波研究室長

** 水工部 防波堤研究室

*** 水工部 防波堤研究室長

1. A Method to Calculate Tsunami Forces on a Multi-cylinder Floating Body

Koji KOBUNE*

Shigeo TAKAHASHI**

Katsutoshi TANIMOTO***

Synopsis

For utilization of the sea, it is important not only to exploit the natural resources from it, but also to make use of its vast space. There may be many types of offshore structures to be designed for this purpose. One of these is a multi-cylinder floating body, the super structure of which is supported by many circular floating cylinders.

The tsunami forces acting on such a floating body has not yet been investigated. Therefore, a model experiment was performed to investigate the calculation method of the tsunami forces acting on the multi-cylinder floating body. Discussion is also made on the results of the experiment made to measure the mooring force and displacement of the body. The total tsunami force on the whole body is the summation of the forces on each circular cylinder. The horizontal force acting on a cylinder is calculated by Morison's equation. The vertical force is calculated by the buoyancy caused by the fluctuation of water level with a modification of a vertical force coefficient.

The values of the inertia coefficient, the drag coefficient and the vertical force coefficient obtained from experiment are 2.86, 0.45 and 1.07 on the average, respectively.

On the calculation the value of the water elevation and the water particle velocity can be taken as the same as that of incident tsunami. Consideration of the decrease of the water elevation and the water particle velocity within the floating body will improve the accuracy of tsunami force calculation. Though the reflection coefficient of the floating body cannot be estimated at present, the reduction of the tsunami height can be estimated as the energy loss by the drag forces.

If the natural period of the pitching and the heaving of the floating body is short compared with the period of the tsunami, the motion of the free floating body is determined by the balance between the hydrostatic restoring forces and the tsunami forces to be estimated as same as on the fixed body. When the floating body is moored to restrict only the horizontal movement with the natural period of surging being much shorter than the tsunami period, the mooring force is the same as the horizontal forces on the fixed condition.

* Ex-Chief of the Storm Surge and Tsunami Laboratory, Hydraulic Engineering Division

** Member of the Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Chief of the Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

目 次

要 旨	3
1. ま え が き	7
2. 津波力算定の基本式	7
3. 実験水路および模型	8
4. 固定状態における実験	8
4.1 実験方法	8
4.2 実験波の特性	10
4.3 実験結果	13
4.4 考 察	17
5. 係留状態における実験	20
5.1 実験方法	20
5.2 実験結果および考察	21
6. ま と め	25
参 考 文 献	26

1. まえがき

一般に、津波が来襲する場所に設けられる海洋構造物に対しては、その津波力を考慮して設計する必要がある。しかしながら、通常の津波は近地地震津波で10~20分程度、遠地地震で30~50分程度の周期が長い波であり、また外洋においてはその波高はそれほど大きくない。したがって一般の固定式海洋構造物においては、津波力は波浪による力に比較して小さく、特に考慮しなくてよい場合が多い。これを考慮する場合においても津波の波長に比較して構造物の大きさが著しく小さいのが普通であり、波というよりは流れによる力として扱えば十分である。しかしながら、対象とする海洋構造物が巨大なものであり、波長に比して無視できない大きさのものであれば、津波を波として取り扱った検討が必要となる。

現在まで多くの海洋構造物が作られている。これらの多くは海洋資源の利用を目的としたものであったが、今後広大な海洋空間を利用するための構造物も現実的なかたちで検討されるであろう。海上発電施設、海上空港、さらには海上都市等の構想がそれである。これらの構造型式の一つとして巨大な浮体構造物がある。この浮体構造物においても種々の型式が考えられるが、波力等の流体力の作用をできるだけ避けるものとして、上部構造を多数の円筒浮体により支持している多列円筒浮体構造物がある。

こうした巨大な多列円筒浮体に働く津波力についてはほとんど究明されていない。ここではこのような構造物の浮体に働く津波力の算定法を模型実験により検討し、さらに、この浮体の係留についても模型実験により検討を加えるものである。実験は長さ160mの長水路で行い、大別して次の2種類の実験を実施した。

- 1) 固定状態での実験：浮体を固定したときに働く津波力を検討するもので、慣性力係数、抗力係数等を評価する。
- 2) 係留状態での実験：津波力作用下での浮体の動揺性状を把握し、係留力の特性を調べる。

2. 津波力算定の基本式

浮体の係留力算定の観点からは浮体全体に働く津波力が評価できればよい。一般に、浮体全体に働く流体力は6成分を有するが、本検討においては津波の進行方向が浮体の長さ方向に平行な場合に限り、かつ幅方向の力を無視して3成分のみを扱う。実際、個々の円筒には Kármán 渦による幅方向の力が働いたとしても、その位相

は同一でなく全体としては相殺し合って無視できると考えられる。

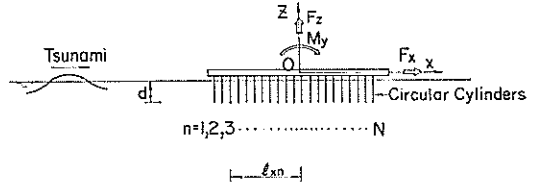


図-2.1 座標系および力の方向

図-2.1は座標系と3成分の方向を示したものである。すなわち、座標の原点を浮体の重心にとり、津波の進行方向にx軸、鉛直上向きにz軸、x-z面と垂直にy軸をとる。3成分はx軸方向の水平成分F_x、z軸方向の鉛直成分F_z、y軸のまわりのモーメントM_y（時計まわりが正）である。津波は波状性を有するため、これらはその値および作用方向が時々刻々変化する。

この3成分を津波の波動諸元と結びつけて次のように表現することにした。

$$F_x = \sum_{n=1}^N f_{xn} \tag{2.1}$$

$$F_z = \sum_{n=1}^N f_{zn} \tag{2.2}$$

$$M_y = \sum_{n=1}^N [f_{zn}l_{zn} - f_{xn}l_{zn}] \tag{2.3}$$

ここに、

$$f_{xn} = (d + \eta_n) \left(C_D \frac{w_0}{2g} D_n |u_n| u_n + C_M \frac{w_0}{g} A_n \dot{u}_n \right) \tag{2.4}$$

$$f_{zn} = C_F w_0 A_n \eta_n \tag{2.5}$$

N: 円筒の数

l_{zn}: n 本目の円筒の水平力によるモーメントの腕の長さ

l_{zn}: n 本目の円筒の鉛直力によるモーメントの腕の長さ

D_n: 円筒の直径 (2r)

A_n: 円筒の断面積 (πr²)

d: 浮体の喫水

η_n: n 本目の円筒での津波水位

u_n: n 本目の円筒での水粒子速度

ū_n: n 本目の円筒での水粒子加速度

w₀: 水の単位体積重量

g: 重力加速度

すなわち、浮体全体に働く力は個々の円筒支持浮体に働く力の合力であり、個々の円筒に働く水平力 f_{xn} は抗力と慣性力の和、鉛直力 f_{zn} は Froude-Krilov の力の

鉛直成分に補正係数を乗じたものである。抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M 、補正係数 C_F を明らかにすることにより、与えられた津波の波動諸元に対し、津波力の算定が可能となる。固定状態での実験はこのために実施するものである。係数は多列円柱であることによって個々の円筒に対し違った値をとるものと思われるが、ここでは全体に働く力を求めることが主眼であるので、全体としての平均的な値を各円筒に対し一律に用いることにした。

3. 実験水路および模型

(1) 実験水路

実験は長さ 160m、幅 1m、深さ 1.5m の長水路（津

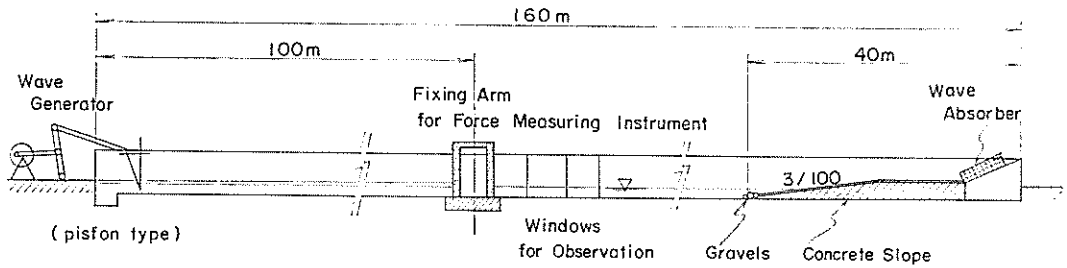


図-3.1 実験水路

の浮体の上部工の部分は厚さ 6 mm のアクリライト版でつくられ、支持円筒は直径 D が 2 cm、高さ 19cm、肉厚 1.5mm のアクリパイプである。このアクリパイプが中心間隔 S_L が 4 cm で長さ方向に 240列、幅方向に 24列上部工に取り付けられている。したがって浮体全体の水平面積に対する支持円筒の総水平断面積の比は 18.1% となる。製作上および測定上の都合により、模型は 40 個のユ

波造波水路）で行った。この水路ではピストン型造波機により周期 1～16秒の規則波を発生することが可能である。また水路の一方の端にはこう配が 3/100 のコンクリートの斜面がある。この斜面により波はほとんど消波されるが波の周期が長いほど反射波が残るようである。造波板からの再反射波やこの斜面からの反射波を考慮し、測定に用いる波（有効波）を決めなければならない。この有効波の波数を多くするために、波力測定装置を図-3.1に示すように造波板から約 100m の位置に設置した。

(2) 浮体模型

浮体模型は長さ L_D が 10m、幅 B が 97cm である。こ

ニットに分割し、アルミニウム製溝型材および山型材により連結した。分割されたユニットには A 型と B 型の 2 種類があり、A 型は幅が 50cm (図-3.2)、B 型は幅が 23.5 cm である。

4. 固定状態における実験

4.1 実験方法

(1) 津波力の測定方法

図-4.1は固定状態における模型ユニットの連結方法を示すものである。模型は前述したように長さ 10m、幅 97 cm であるが、実際に津波力を測定したのは長さ 2 m、幅 50cm の部分（これを測定ユニットと呼ぶ）である。この長さ 2 m の測定ユニットを浮体の前部（浮体前端から 0～2 m 部分）、中央部（3～5 m 部分）、後部（8～10 m 部分）に置き、各部分での津波力を測定した。このとき測定ユニット以外の部分はダミーとなる。この実験では以下の諸量を同時に測定した。

(a) 水位

浮体模型の前端から前方 20m および 2 m、後端から後方 2 m の合計 3 点において容量式波高計を用い水位変動を測定した。

(b) 流速

超音波流速計（電子工業社製）を用いて流速を測定し

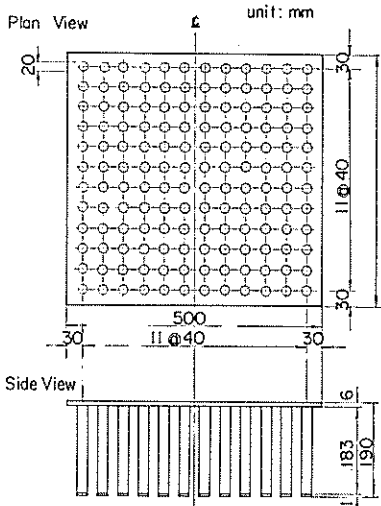


図-3.2 模型ユニット（A型）

多列円筒浮体に働く津波力の算定法について

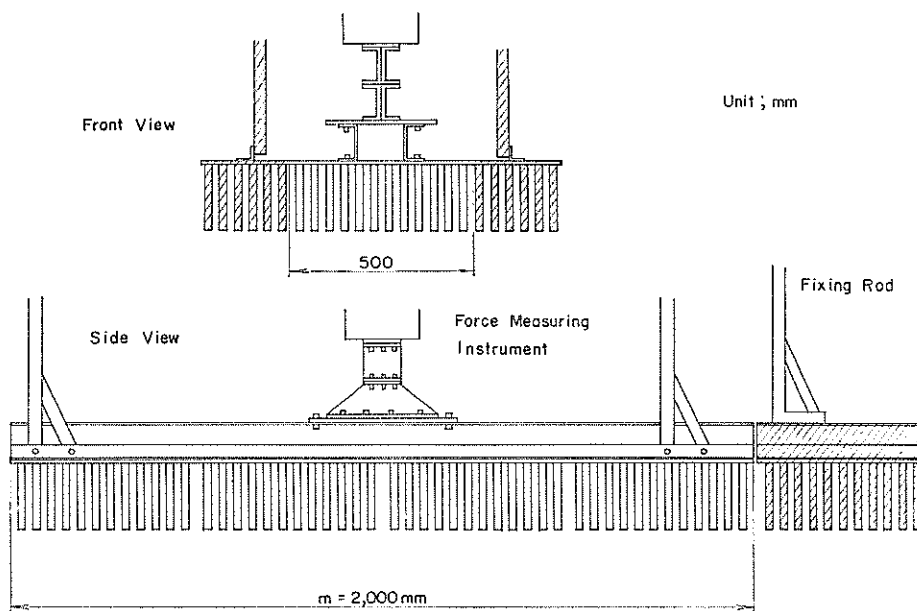


図-4.1 固定状態の浮体模型 (ハッチ部分はダミー)

た。この流速計は水平方向2素子を有している。これを流れの方向に45°の角度に設置し、検出部により流れが乱される影響を出来るだけ少なくして流速を測定している。流速計の設置位置は津波力を測定した測定ユニットの後端で、支持円筒の底面から5cm下方の深さである。

(c) 津波力

6分力検出器(日章電機製, LMC-6521)を用いて測定した。この装置はこれに取り付けた模型に作用する力を水平2方向(F_x, F_y), 鉛直方向(F_z)およびこれら3方向の軸回りのモーメント M_x, M_y, M_z の合計6成分に分離して測定することが可能である。この装置の固有振動数および許容負荷は、対象とする外力(津波力)に比して十分であり、またこれを固定する支持架台も十分の強度を有している。

この6分力検出器に測定ユニットを固定してそれぞれに作用する津波力を測定したが、模型が2次元模型であるので力の6成分のうち F_x, F_z, M_y を測定している。

(2) 固定状態の実験ケース

実験に用いた波の周期は10秒と14秒の2種類であり、波高はそれぞれ3種類である(表-4.1)。水深 h は40cmとした。浮体の喫水 d は9.7, 12.6, 14.3cmの3種類とした。実験波は h/L が0.0202と0.0144であり、十分に長波条件を満たしている。また模型の全長 l_D と波長の比 l_D/L は0.505, 0.361である。

なお、Reynolds数 R_e およびKeulegan-Carpenter

表-4.1 実験波(固定状態)

番号	A1, A2, A3	B1, B2, B3
水深 h (cm)	40	40
周期 T (s)	10	14
波高 H_0 (cm)	5.7, 3.8, 1.3	4.6, 3.0, 1.1
波長 L (m)	19.80	27.72
h/L	0.020	0.0144
l_D/L ($l_D=10m$)	0.505	0.361

表-4.2 実験ケース(固定状態)

測定ユニット	0~2m, 3~5m, 8~10m	3ケース
喫水 d (cm)	9.7, 12.6, 14.2	3ケース
水深 (cm)	40	1ケース
波	A1, A2, A3 B1, B2, B3	6ケース

数 K_e は次のように定義している。

$$R_e = \frac{u_{max} D}{\nu} \quad (4.1)$$

$$K_e = \frac{u_{max} T}{D} \quad (4.2)$$

ここに、 u_{max} : 測定流速の最大値

D : 支持浮体の直径

ν : 水の動粘性係数

本実験における R_s 数の範囲は450~2,600, K_s 数の範囲は13~97である。実験ケースは表-4.2のとうりである。

4.2 実験波の特性

(1) 通過波

津波力を測定する前に、実験に用いる波の特性を調べた。模型を置かない状態の波（通過波）について模型の中心の位置で水位と流速を測定し、さらに模型の中心より25m沖側で水位を側定した。ここではまず微小振幅長波理論による津波の波形と水粒子の水平速度や加速度の関係を示し、津波の一般的な特徴を把握する。その後、測定した通過波についてこの理論による関係を含めて検討することにする。

微小振幅長波理論では、津波波形 η をその半振幅を a として

$$\eta = a \cos(kx - \sigma t) \quad (4.3)$$

の様に表わすと、水粒子の水平速度 u と加速度 $\partial u / \partial t$ は

$$u = a \sqrt{\frac{g}{h}} \cos(kx - \sigma t) \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -akg \sin(kx - \sigma t) \quad (4.5)$$

と表わされる。また水面こう配 $\partial \eta / \partial x$ は

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -ak \sin(kx - \sigma t) \quad (4.6)$$

であるので、流速と加速度は波形とこの水面こう配によって次式のように書き直される。

$$u = [T_{Fu}] \eta \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = [T_{Fa}] \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (4.8)$$

ここに、

$$[T_{Fu}] = \sqrt{\frac{g}{h}} \quad (4.9)$$

$$[T_{Fa}] = -g \quad (4.10)$$

である。このように津波においては流速は水位に比例し

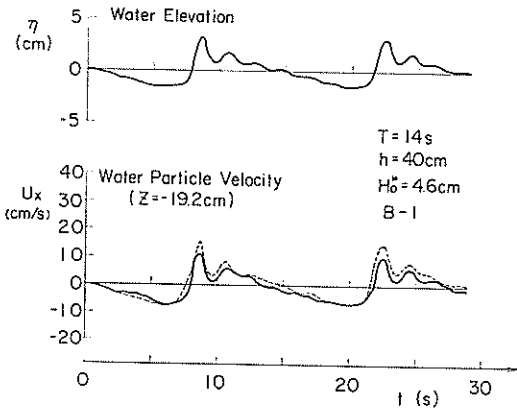


図-4.2 通過波の水位と流速

加速度は水面こう配に比例する。

図-4.2は $h=40\text{cm}$, $T=14\text{s}$, $H=4.6\text{cm}$ の通過波の水位と水粒子の水平速度を示すものである。水位の波形は波高が水深に比して小さいにもかかわらず分裂してい

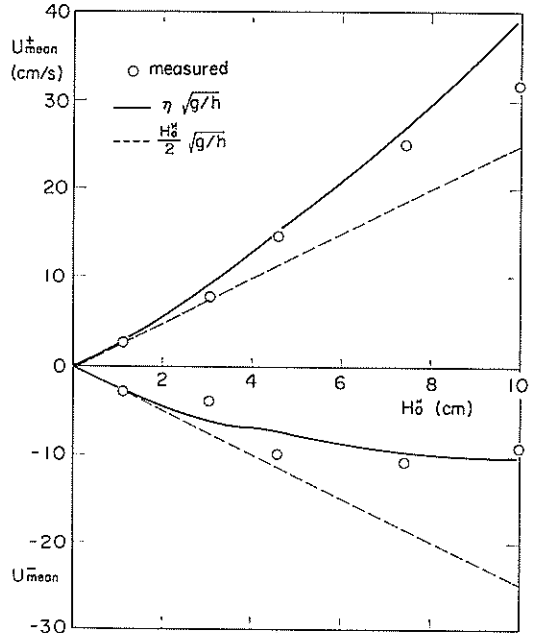


図-4.3 波高と流速（通過波）

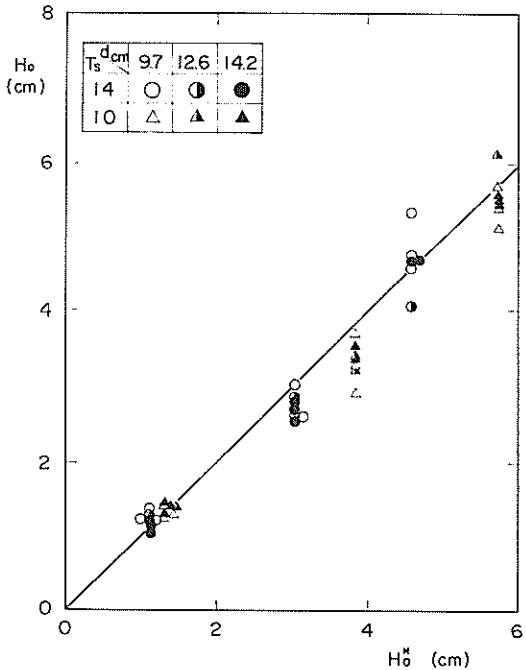


図-4.4 通過波の波高と実験時の沖での波高

多列円筒浮体に働く津波力の算定法について

る。これは長波領域で造波板を正弦運動させて波を発生させているためと考えられる。また波頂高 η^+ と波高との比は0.68程度である。実線で示した測定流速は水位と位相がよく一致し、分裂した波形となることも似ている。この傾向は $T=10\text{s}$ でも同じであった。また波形は模型の中心とその25m前方とではほとんど変化がみられなかった。なお、点線は式(4.7)より水位から求めた流速である。

図-4.3は $T=14\text{s}$ の場合の流速の正負のピーク値を横軸に通過波の波高 H_0 をとって示したものである。図中の実線は測定した水位より求めた流速であり、点線は測定した波高を全振幅として式(4.4)より求めた流速である。測定された流速の正負のピーク値を3波それぞれ

平均して、これを u_{mean}^+ , u_{mean}^- としている。正のピーク値は水位から求めた流速に比較的近く、波高から求めた流速より大きい。負のピーク値も水位から求めた流速に近いが波高から求めた流速より小さい。 $T=10\text{s}$ においても同様の傾向が認められた。

(2) 浮体模型を設置したときの波

図-4.4は通過波の波高 H_0 と実験時の波高 H_0 (模型前端より20m前方) とを比較したものである。実験では造波機の偏心の誤差等により必ずしも H_0 が H_0 と一致しないので測定結果の整理には反射波の影響を無視してこの H_0 を主として用いることにした。

流速は測定ユニットの後端で測定している。図-4.5は $T=14\text{s}$, $H_0=5.3\text{cm}$, $d=9.7\text{cm}$ の場合の測定流速と水

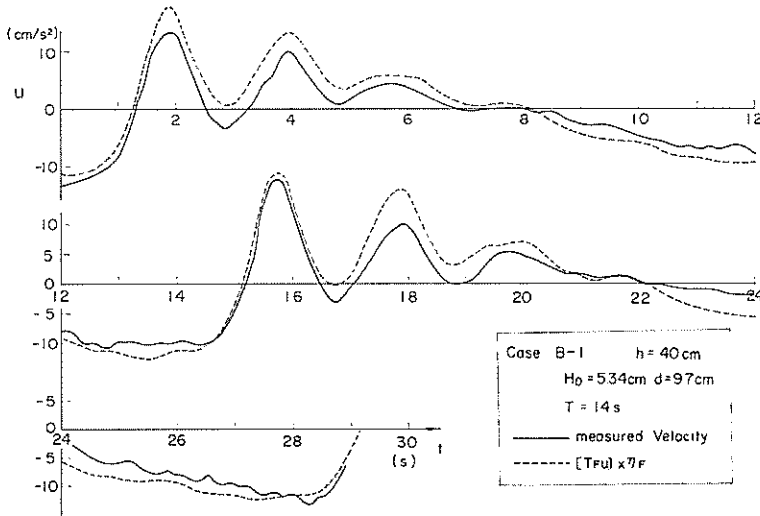


図-4.5 実測流速と水位から求めた流速の比較

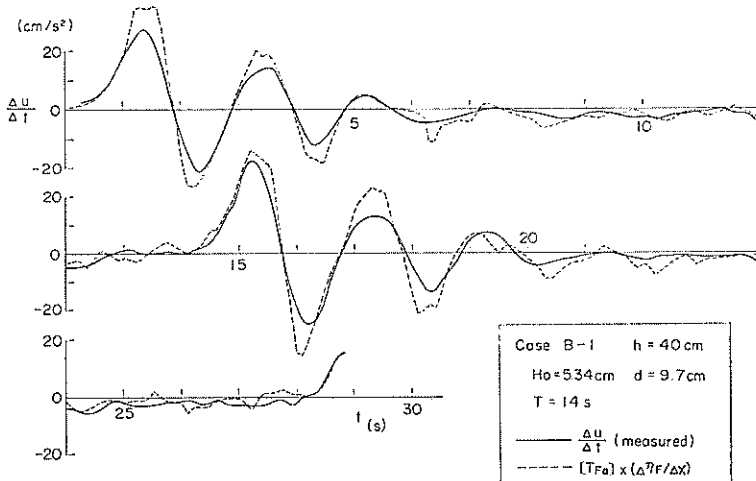


図-4.6 実測流速の微分および水面勾配から求めた加速度の比較

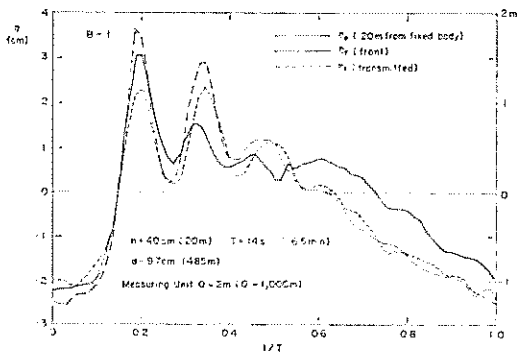


図-4.7 浮体前後の波形変化

位から計算した流速を示すものである。ただし水位は模型の前端から前方2mの地点のものである。このため位相を考慮し同じ地点での流速となるようにした。図-4.6は測定流速から求めた $\Delta u/\Delta t$ と水面こう配から推定した加速度を比較した図である。これら2つの図からわかるように、水位から求めた加速度や流速の値は測定値より大きい値を示している。こうした違いの原因の1つとして、水位が浮体前面での水位であり反射波の影響を受けているのに対し、流速測定位置では波高が減衰していることが考えられる。しかしながら計算値も測定値もその波形は似ている。

図-4.7は20m前面の波形、2m前面の波形および透過波形を比較した図である。波高は浮体前後で変化しているが波形は浮体透過後も20m前面や2m前面の波形と差はあまりない。波高は2m前面のものが最も大きく、次に20m前面、そして透過波の順となっている。図-4.8は入射波の波高と透過率の関係を示した図である。波高が大きくなるほど浮体による減衰が大きく透過率は小さ

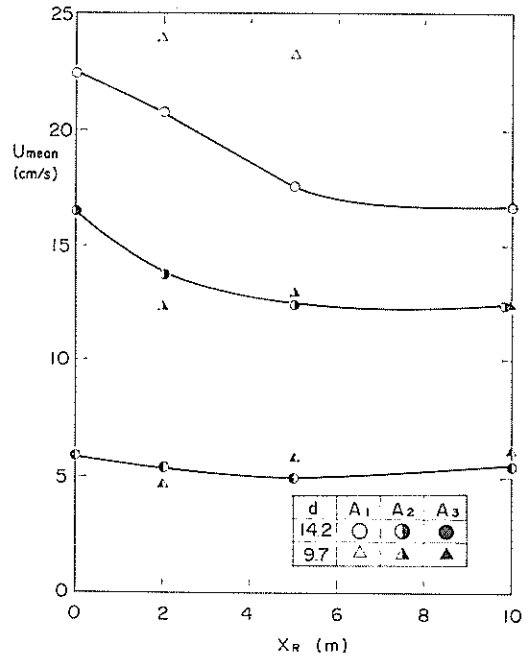


図-4.9 流速の減衰

くなることわかる。また図中●印で示した噴水が大きな場合の方が○印で示す噴水の小さい場合に比べ透過率は小さくなっている。図-4.9は $T=10s$ について模型の前端から2m, 5m, 10mの3点での流速の変化を示すものでやはり波形勾配が大きいほど流速の減衰は大きい。また模型の前端に近いほど減衰率は大きいようである。

(3) 波高や流速の減衰の算定

波高や流速の減衰は抗力によるエネルギー損失によるものと考えられる。ここでは Ippen ら¹⁾が提示した方法

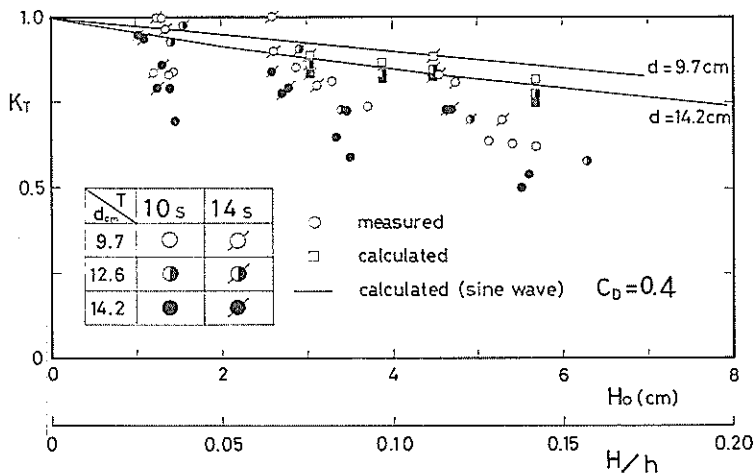


図-4.8 透 過 率

に基づきこれを検討してみる。まず、1本の円筒によるエネルギー損失 W は1周期に対し、

$$W = \int_0^T F_D u dt = \int_0^T \int_{-a}^a \frac{1}{2} \rho u^2 |u| DC_D dz dt \quad (4.11)$$

である。したがって幅方向 n 本の円筒による単位時間当りの平均的エネルギー損失 \bar{P}_{tot} は、

$$\bar{P}_{tot} = n \frac{W}{T} \quad (4.12)$$

となる。一方、水路幅 B 当りの波のエネルギーは、1周期の平均値を \bar{P}_W として、

$$\begin{aligned} \bar{P}_W = & \frac{B}{T} \int_0^T \int_0^{2\pi} \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2) dz dt \\ & + \frac{B}{T} \int_0^T \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \rho g \eta^2 dt \end{aligned} \quad (4.13)$$

と与えられる。円筒が長さ方向に m 列あるとして第 i 列から第 $(i+1)$ 列へのエネルギーの収支を考えると、波の群速度を C_g として、

$$C_g (\bar{P}_W(i) - \bar{P}_W(i+1)) = \bar{P}_{tot}(i) \quad (4.14)$$

となる。ここで $\bar{P}_W(i)$ は i 列目の円筒における \bar{P}_W である。上式を解くことにより各円筒での波高や流速の減衰が求められる。一般に、

$$\left. \begin{aligned} \bar{P}_W(i) & \propto H^2(i) \\ \bar{P}_{tot}(i) & \propto H^3(i) \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

と考えられるので、上式は入射波の波高 $H(1)$ 、波のエネルギー $\bar{P}_W(1)$ および第1列目でのエネルギー損失 $P_{tot}(1)$ が与えられれば数値的に容易に解くことができる。

また、波形が正弦波の微小振幅長波であれば解析的にも求められ、透過率 K_T は

$$\begin{aligned} K_T = & \frac{1}{1 + \frac{m}{3\pi} C_D \frac{nD}{B} \frac{d}{h} \frac{H}{h}} \\ \approx & 1 - \frac{m}{3\pi} C_D \frac{nD}{B} \frac{d}{h} \frac{H}{h} \end{aligned} \quad (4.16)$$

となる。すなわち、エネルギー損失が C_D 、 m 、 nD/B 、 d/h 、 H/h などの無次元量によっていることがわかる。長波に対しては、周期による影響が表われてこないことが特徴である。

波形が実験波のように正弦波でなくても波高や流速の減衰を求めることができる。ただし、波のエネルギーは正弦波の場合の $0.125 \rho g H^2$ ではなく、式(4.13)を数値積分することによって求めることが必要である。本実験の分裂した波形に対し求めてみると、波高が小さいときには正弦波の場合の100%に近い値であるが、波高が大きくなると60%程度となる。前掲図-4.8に計算値として示したのは通過波を入射波としたときのこの計算法による波の透過率である。ただし抗力係数としては後の4.3の結果を考慮して $C_D=0.4$ の値を用いた。これは実

線で示す正弦波形の場合の式(4.16)で求めた値と比較しても大差はない。また、波形が正弦波の場合と同じく波高が大きいくほど、円筒の喫水が大きいくほど透過率は小さくなり、周期の違いによる差は小さい。計算値は測定値よりも大きくこれは波の反射を考慮していないことにもよると考えられる。反射率 K_R はエネルギー損失による波高の減衰率 K_E を

$$K_E^2 = 1 - K_{TC}^2 \quad (4.17)$$

とすれば

$$1 = K_R^2 + K_T^2 + K_E^2 \quad (4.18)$$

であるので

$$K_R^2 = K_{TC}^2 - K_T^2 \quad (4.19)$$

となる。たとえば $H_0=4\text{cm}$ 、 $d=9.7\text{cm}$ の場合、計算値の透過率 K_{TC} はほぼ0.86であり、実験値の透過率 K_T は平均的に0.76である。このとき K_E は0.51、 K_R は0.40となり、入射波の26%のエネルギーが消失し、16%が反射されていることになる。こうした構造物の反射率は d/h 、 L_D/L 等によると思われるがその算定法は明らかではない。しかしながら波長の1/2程度の大きさであるのでこの程度の反射率があっても不自然ではない。今回は反射率の測定は実施していないため、ここに示した方法により実際のエネルギー損失が適切に算定できるかどうかは確認できないが、この方法はエネルギー損失の特性をよく表わし、その値もほぼ適切ではないかと思われる。

4.3 実験結果

(1) 測定記録

図-4.10は測定記録の1例であり、上から順に(1)浮体模型の先端から2m前方の地点の水位、(2)測定ユニットの直後での流速、(3)水平力、(4)鉛直力、(5)回転モーメントである。水位と流速は位相のずれを考慮して津波力を測定した測定ユニットの中央での値に補正した。また測定流速より求めた加速度も示している。

各々の波形を比較すれば、まず流速も津波力も水位の変化に類似していることがわかる。また水平力およびモーメントは水面勾配および流速変化が最大となる時刻に最大値を示しており、鉛直力の最大値は水位が最大となる時刻にあらわれている。したがって水平力は主として慣性力によると考えられ、鉛直力は水位の上昇に伴う浮力の変化によって生じると考えられる。またモーメントはおもに測定ユニットの前後の浮力の差によって生じ、結局水平力と同じ位相となると思われる。

図-4.11(1)は各測定ユニットに働く水平力の正のピーク値が、その位置によりいかに変化するかを示すものである。波高が大きいくときには測定ユニットの位置が岸側

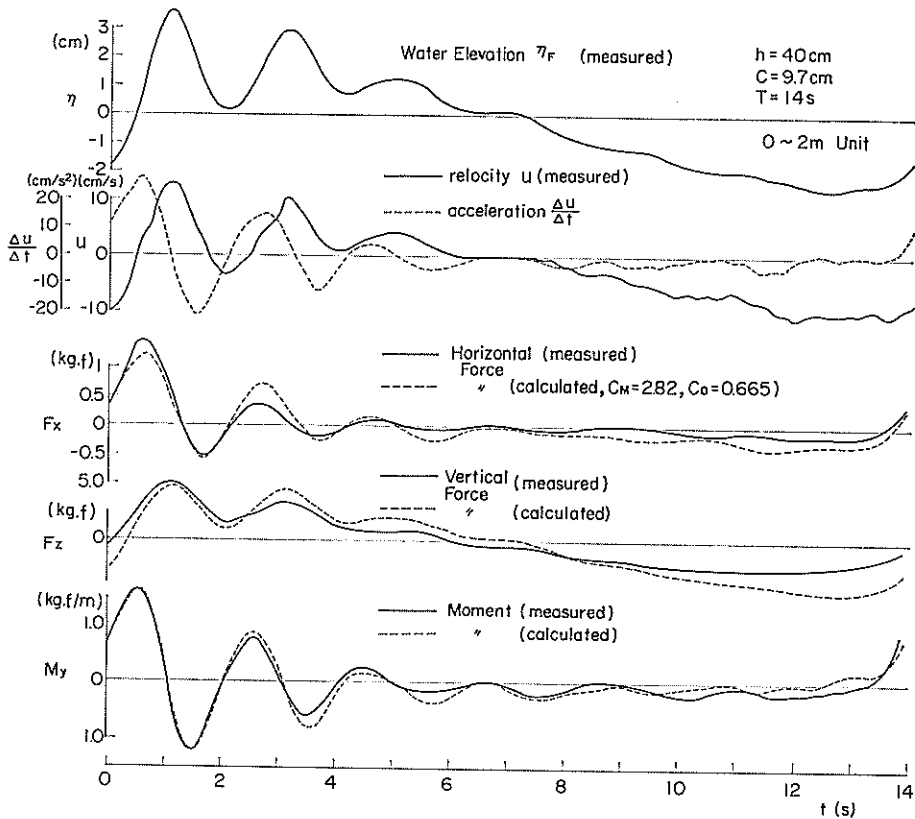


図-4.10 記 録 例

になるほど水平力は小さくなる。しかし、波高が小さいときにはそうした変化は小さい。水平力はいうまでもなく水位や流速に密接に結びついており、模型による流速や波高の減衰の傾向と一致している。

図-4.11(2)は鉛直力について示すものである。水平力と同様な傾向がみられる。また図-4.11(3)に示したモーメントについても同様である。

(2) 測定ユニットに対する抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M 、および鉛直力補正係数 C_F

まず、測定ユニットに対し実験値に基づいて、Morison式の中の慣性力係数および抗力係数を求める。この慣性力係数および抗力係数を実験値から求める方法として、一般に以下の2方法が考えられる。

a) 流速と構造物が受ける水平力の同時記録から、流速が0となる時刻の水平力 F_1 および流速が最大値となる時刻の水平力 F_2 を読み取る。この F_1 とその時刻における加速度から、慣性力係数 C_M 、 F_2 とその時刻の流速から抗力係数 C_D を求める方法

b) 1周期あるいは半周期にわたる流速および水平力の時間変化を微小間隔 dt で読みとり、この時間内の水

平方の推定値と測定値の差が最小となるように係数 C_M 、 C_D を定める方法

本実験では長さ2mの測定ユニットへの合力として水平力を測定している。したがって測定ユニット全体にわたり流速あるいは加速度が0となることはなく、常に慣性力と抗力が作用している。それゆえa)の方法による慣性力と抗力の分離はできない。このためb)の方法によって C_M 、 C_D を求めることにした。

図-4.12は C_M 、 C_D を求めた結果である。横軸を K_C 数にとっている。 C_M は2から4の間にばらついている。平均値は2.86であり、標準偏差は0.39である。 C_D については0.2から1.0の間に広くばらついている。平均値は0.45、標準偏差は0.25である。

また鉛直力補正係数 C_F は測定値を水位の変動による浮力の変化の値で割って求められる。図-4.13は正のピーク値に対して求めた鉛直力補正係数 C_F を示すものであり、平均値は1.07、標準偏差は0.19である。

以上の係数の評価には測定ユニット直後で測定した流速を用いたので、入射波に対し流速が減衰した場合にはその減衰した流速によって係数を求めている。また5.2

多列円筒浮体に働く津波力の算定法について

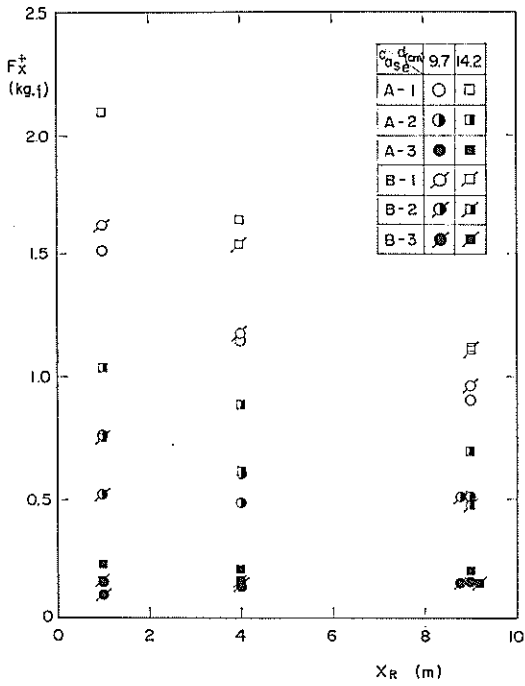


図-4.11(1) 測定ユニットに働く水平力

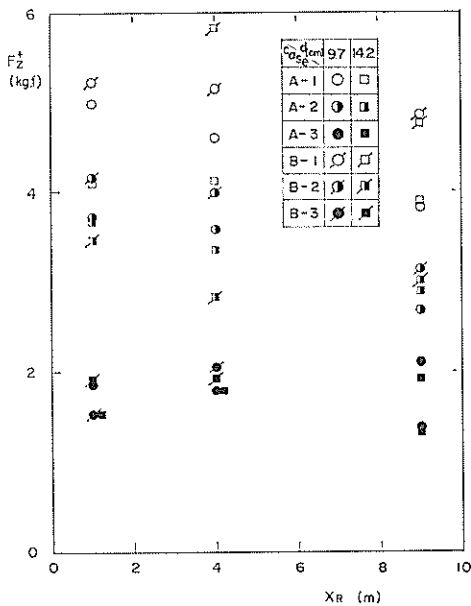


図-4.11(2) 測定ユニットに働く鉛直力

で述べたように測定ユニットに働く津波力も波高や流速が減少しているところでは小さくなっている。したがってこれらの係数の値には測定ユニットの位置による変化はみられなかった。

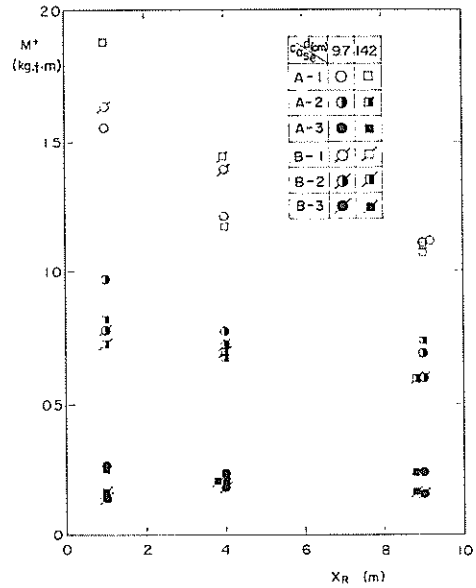


図-4.11(3) 測定ユニットに働くモーメント

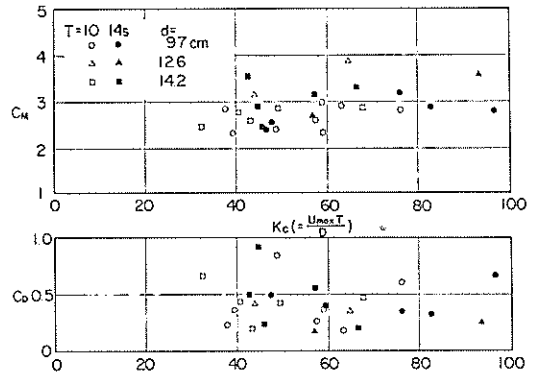


図-4.12 抗力係数, 慣性力係数

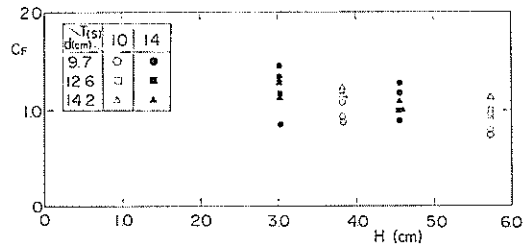


図-4.13 鉛直力補正係数 C_F

(3) 測定ユニットに働く津波力の測定値と計算値の比較
前節では C_M , C_D , C_F の値を検討した。ここではそれぞれの平均的な値を用いて算定した津波力の計算値と測

定値を比較することにする。ただし、この計算値はこれらの係数を求めたときと同じ測定波形、測定流速を用いたものである。

図-4.14は $C_M=3.0$, $C_D=0.4$ として F_x の正負のピーク値について計算値と測定値を比較したものである。また図-4.15は計算値の水平力における慣性力成分と抗力成分の大きさを比較するものである。この図は横軸に水平力の正のピーク値をとり、縦軸に慣性力及び抗力のそれぞれのピーク値をとったものである。水平力はほとんど慣性力によってそのピーク値が決まっていることがわかる。それゆえこの場合は C_D の値を多少変化させても水平力はほとんど変わらないであろう。また、 C_M は大きくとも4.0であるので、 $C_M=3.0$ とすれば測定値は計

算値の1.33倍以下となる。

図-4.16では、 $C_F=1.0$ として水位の変動による浮力の変化より求めた鉛直力の計算値と測定値を比較した。この鉛直力は当然のことではあるが C_F のばらつきと同じ様にばらつき、測定値は計算値の1.5倍以下であった。また図-4.17ではモーメントについて計算値と測定値を比較している。ただし、計算値は式(2.3)において右辺第一項を省略した鉛直力のみによるモーメントである。これは水平力は鉛直力に比較して腕の長さが短く、無視できると考えたものであるが、実験値との比較ではこの計算値がやや過大の傾向を示している。水平力と鉛直力のモーメントに与える効果は符号が逆であるので、この影響も含まれていると考えられる。

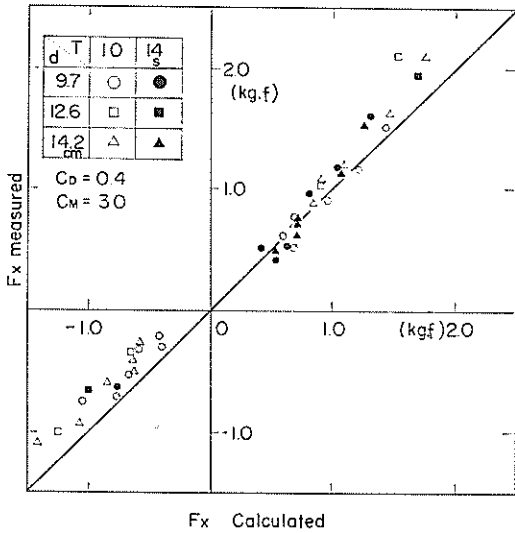


図-4.14 実験値と計算値の比較 (F_x)

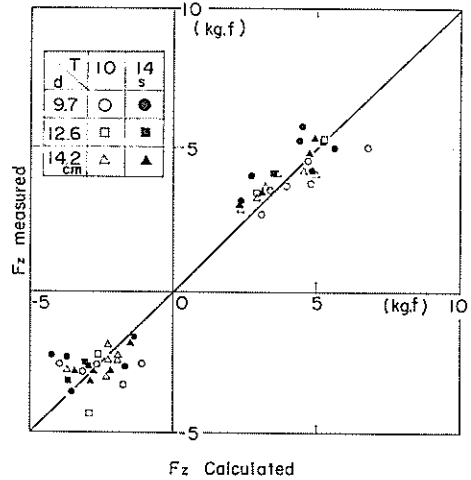


図-4.16 実験値と計算値の比較 (F_z)

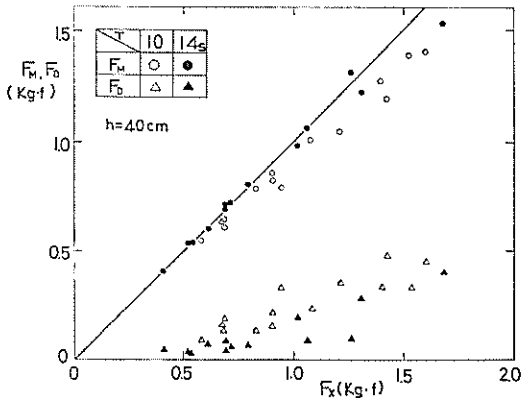


図-4.15 慣性力と抗力

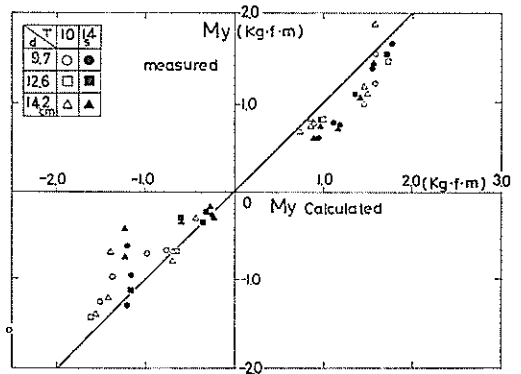


図-4.17 実験値と計算値の比較 (M_y)

4.4 考 察

(1) 浮体全体に働く津波力の算定

前節までの結果により、浮体全体に働く津波力を算定するには以下の手順によればよいと思われる。

i) 浮体による波の減衰や反射を適切に考慮し、入射波に対し、各円筒での波高や流速を求める。波の減衰については式(4.14)によってある程度推定できる。しかし、波の反射についてはその算定法は明らかでない。ただし波高水深比が小さい場合には波による波高の減衰は小さく無視しても大差ない。

ii) 全円筒に対し慣性力係数、抗力係数、鉛直力補正係数を各々同じにとり、式(2.1)～式(2.5)によって津波力を求める。このとき、係数の値は測定ユニットに対して求められた値を用いる。

以上は今回の実験方法に基づいた浮体全体に働く津波力の算定方法であるが、これ以外に2, 3の方法が考えられる。一つは津波力の測定を1本1本の円筒に対して実施し、津波の波高や流速は通過波についてのみ測定した場合である。このとき、各々の位置での波の変形は考慮されておらず、その影響は抗力係数、慣性力係数、鉛直力係数の値の違いとして評価される。こうした係数を用いれば入射波の波高や流速のみを与えることにより浮体全体に働く津波力を求めることになる。

いま一つは、浮体全体に働く津波力を測定し、通過波の波高、流速を測定する方法である。このとき、得られる係数は、浮体内での波の変形の全体的な効果をその値に含んだものとなる。これら二つの方法は、いずれも波の変形の効果をその係数によって表わすものであり、我々の方法とは異なっている。波の減衰は波高などによって大きく違う。したがって、我々の方法がより一般的なものといえよう。しかしながら、1本1本の円筒に対し詳細な検討を行なうことを目的とすれば、津波力の測定を1本1本の円筒に対して実施し、さらに同時に1本1本に対しそこの波高や流速を測定しなければならない。これに対し今回の方法は測定ユニット内の平均的な係数を求めているわけである。

(2) 慣性力係数および抗力係数

測定ユニットに対して求めた円筒の慣性力係数は平均的に2.86である。通常の単円柱の場合、回折波理論では波長に比して直径が小さければ2.0で一定である²⁾。しかし、Sarpkaya^{3), 4)}はこの値は K_c 数や R_c 数によっても変化することを実験により明らかにした。この実験はU字管内の振動流によるものであり、自由表面を有する波を用いた実験ではないため、定量的な比較をすることには疑問が残るが、 K_c 数や R_c 数により値が変化す

ることを考慮しても実験値は大きいようである。

複数の円筒による干渉効果については大楠⁵⁾やCarpenter⁶⁾らによって求められている。円筒の中心間隔が円筒の直径の2倍で、しかも波長が円筒の直径に比して長い場合には、その効果はあまり大きくなく10%未満である。また伊藤の理論²⁾によって計算すれば円筒が水底まである場合に比べ、途中までの場合ではかえって小さな値となる。以上の検討では慣性力係数が今回の実験値のように大きくなる理由は見いだせない。しかしながら、規則波を用いた土屋・山口の実験結果⁷⁾、あるいは中村の実験結果⁸⁾では C_M はU字管を用いたSarpkayaの実験結果^{3), 4)}より大きな値となっている。この違いは自由表面が存在するかどうかであり、特に自由表面近くにのみ円筒がある場合にはその影響は大きくでると考えうる。

抗力係数に関しては、機械工学便覧では定常流中の円筒群の円筒1本の平均的な抗力係数として次式を示している。ただし R_c 数によって式が分かれ、

$$C_D = \frac{4S_T}{D} \times 0.33(R_c)^{-0.2} \dots 100 < R_c < 20,000 \quad (4.20)$$

$$C_D = \frac{4S_T}{D} \times (R_c)^{-0.15} \left\{ 0.044 + \frac{0.08(S_L/D)}{\left(\frac{S_T}{D} - 1\right)^{0.43 + (1.13D/S_L)}} \right\} \dots 5,000 < R_c < 40,000 \quad (4.21)$$

である。ここに S_T は円筒の幅方向の中心間隔であり、 S_L は長さ方向の中心間隔である。また R_c は次式であらわされるが、本条件においては $(S_T - D)$ が D と等しいため、 R_c と一致する。

$$R_c = \frac{(S_T - D) U_{max}}{\nu} \quad (4.22)$$

式(4.20)では $R_c = 10^3$ で $C_D = 0.663$ 、 $R_c = 2 \times 10^3$ で $C_D = 0.577$ となる。一方、定常流中の単円筒の場合には $R_c = 10^3$ で $C_D = 1.0$ 程度である。したがってこの式によれば、定常流中では円筒が多数あることによって、 C_D が単円筒の場合の60%となるといえる。

測定ユニットに対する抗力係数の実験値の平均値は0.45であった。この値は上述の式(4.20)での値よりやや小さいが近い値である。もし、津波を定常流とみなせば、実験結果からは多数の円筒による効果により C_D が45%となったと考えられる。

しかしながら、Sarpkayaの振動流中の単円筒に対する実験結果^{3), 4)}では、抗力係数は K_c 数にもよるが、 R_c 数が 10^3 以下では R_c 数が小さいほど大きい値となるが、 R_c 数が 10^4 では約2.0、 10^5 でも約2.0である。津波を

振動流とみなせば、この場合は定常流の場合と異なり、多数の円筒による効果により C_D は $1/4$ 程度になったと考えられる。

もし測定ユニット内における多列円筒の効果がこの様に単円筒の場合との比で表わされ、この比が R_c 数が 10^6 程度のところにも適用できるとすれば、現地での抗力係数が、 R_c が 10^6 程度のときの単円柱の値から推定できることになる。ただし、現地では円筒に付着する生物のために表面の粗度が大きくなり、Sarpkaya が指摘したように抗力係数の値が滑面のときに比して大きくなることに留意すべきである。

なお、式 (4.20) 等は、1930 年代の熱交換器に対する研究を Knudsen⁹⁾ がまとめたものである。

(3) 津波力の計算例

現地の円筒浮体に働く津波力のオーダーとその特性を把握するために、津波力の計算例を示す。対象とした浮体は長さ 5,000m、幅 840m で、直径 7 m、喫水 6.5m の円筒が中心間隔 15m で長さ方向に 333 本、幅方向に 56 本ある大型浮体である。計算に用いた津波の周期は 5 分～20分、波高は 1 m から 4 m で、水深は 20m とした。なお、波形や流速は微小振幅長波理論によるものを用いている。またここでは各係数の値を

$$C_M=3.0, C_D=0.4, C_F=1.0$$

とした。

図-4.18 は波高 $H=2.04$ m で周期を 5 分から 20 分まで変化させたときの水平力、および慣性力成分、抗力成分の各々のピーク値を示したものである。ただし線は波の減衰を考慮しない計算であり、○●●印は式 (4.16) によって考慮したものである。まず減衰を考慮しない場合について検討する。周期 5.95 分のとき波長が浮体の

長さ一致するため水平力はほぼ 0 となる。以下周期がこれより長い範囲について記述する。慣性力は周期 11.9 分で最大となる。これは浮体の長さが波長の半分のときである。抗力は周期が長いほど大きい。また水平力は周期が長いほど大きいが 15 分以上ではほぼ一定となる。周期が 16 分では 8,775tf となり円筒 1 列あたり 157tf に相当する。慣性力と抗力を比較すれば、周期 13.5 分以下では慣性力が卓越し、それ以上では抗力が卓越する。たとえば周期 12 分では慣性力のピーク値と水平力のピーク値の比は 0.69 である。また、周期 16 分では抗力のピーク値と水平力のピーク値の比は 0.75 である。波の減衰を考慮すると波の透過率は周期に対し一定で 82.4% である。したがって慣性力も抗力も水平力も減少する。たとえば周期 12 分では慣性力成分は 91%、抗力成分は 83% となり、水平力は 89.6% となる。また周期 16 分では慣性力 91%、抗力成分は 82% となり、水平力は 88% となる。波の減衰の効果は抗力成分に大きいので、抗力が卓越するほど水平力に対する減衰の効果は大きくなる。

図-4.19 は周期を 16 分として、波高による水平力、慣性力、抗力の変化をみたものである。減衰を考慮しないときには、慣性力は波高に比例して大きくなり、抗力は 2 乗に比例する。波高 1.7m 以下では慣性力が卓越するが、それ以上では抗力が卓越する。水平力は $H=1$ m で 3,070tf、2 m では 8,490tf、3 m で 17,450tf、4 m で 30,690tf となり波高の 2 乗に近い増加を示す。しかしながら、波の減衰を考慮すれば、波高が大きくと抗力が卓越する領域では減衰の効果が大いので、水平力はこの領域ではほぼ波高に対し直線的に変化するようになる。

また図-4.20 では鉛直力とモーメントのピーク値の周期に対する変化を示している。このときの波高は 2.04m

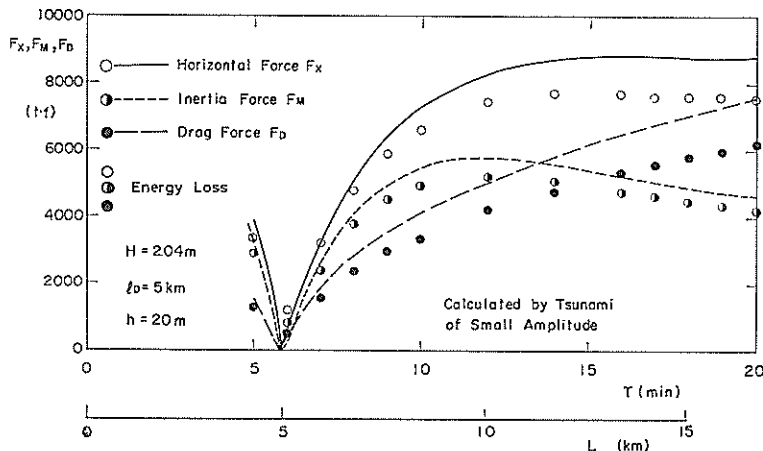


図-4.18 津波力の計算例 (周期の影響)

多列円筒浮体に働く津波力の算定法について

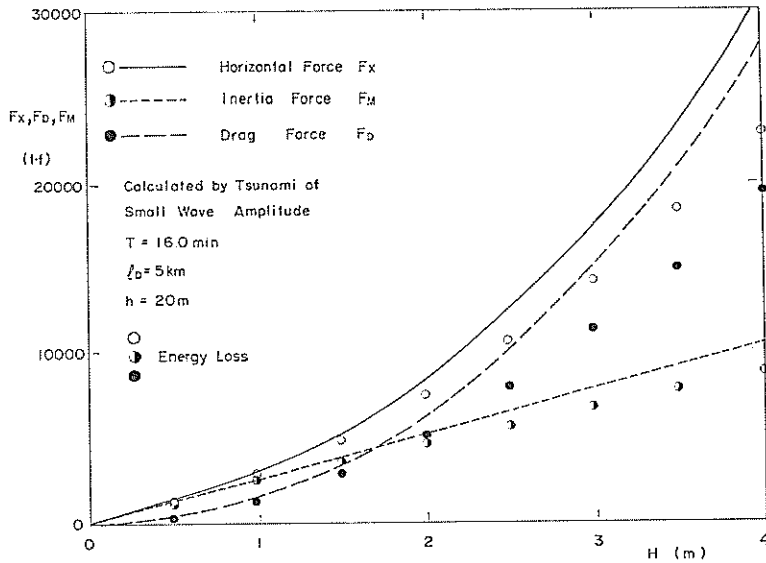


図-4.19 津波力の計算例 (波高の影響)

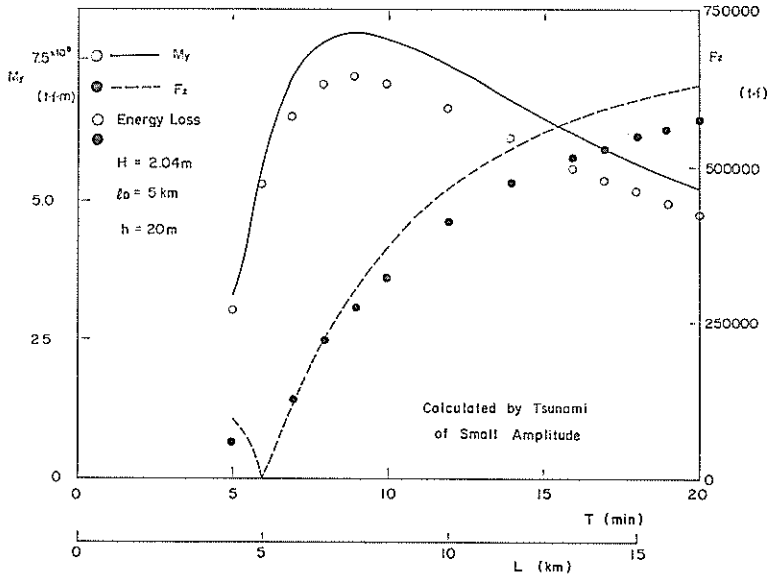


図-4.20 津波力の計算例 (M_y, F_z)

である。波の減衰を考慮しないときには鉛直力は周期5.95分のとき0となり、それ以上では周期が長くなるにつれて単調に増加し、結局半波高分の水位の上昇による浮力の値に近づくと考えられる。モーメントの最大値は周期が9分付近にあり、波長が浮体の長さの1.5倍程度のときであった。波の減衰を考慮すれば鉛直力もモー

メントも慣性力の変化と同程度に減少する。

(4) 津波の波形と水平力

表-4.3は $T=10s$, $H_0=3.3cm$ の津波が模型浮体に作用したときの水平力の計算値である。ただし波の減衰は考慮していない。また計算値は幅方向の円筒1列当りの値である。波高や流速については微小振幅長波理論によ

表-4.3 津波力の計算例（支持円筒の数および津波波形の違いによる比較）
 $h=40\text{cm}$ $H_1=3.3\text{cm}$ $T=10\text{s}$ $L=19.8\text{m}$ 円筒の半径 1 cm 喫水 15cm

波 形	1列 $l_D/L=0.003$ $l_D=0.06\text{m}$			48列 $l_D/L=0.101$ $l_D=2\text{m}$			240列 $l_D/L=0.505$ $l_D=10\text{m}$		
	F_x	F_M	F_D	F_x	F_M	F_D	F_x	F_M	F_D
微小振幅長波	0.785	0.742	0.450	37.3	35.0	20.9	130.5	111.3	20.9
実 験 波	2.049	2.042	0.405	77.3	72.0	12.7	51.7	63.9	11.9

unit: gf

るものと、実験で実測された通過波を用いたものの2通りがある。また水平力についても、長さ方向に円筒1列、円筒48列（長さ2m）および円筒240列（長さ10m）の三つの場合について計算をした。

微小振幅長波では、慣性力は1本の場合抗力の1.7倍程度であり、240本では2倍以上となっている。また慣性力はこの条件では円筒の本数が多いほど大きい値となる。48本では1本のときの48倍に近い値であるが、240本では単純に240倍とならず150倍の値であった。抗力も48本では1本のときのほぼ48倍であったが、240本では240倍とはならずその半分程度であった。

次に実験波の波形を用いた計算値を微小振幅長波の計算値と比較してみる。1本の円筒では抗力はほぼ同じであるが慣性力は2.6倍近い値である。しかし慣性力は240本では逆に0.57倍と小さくなってしまふ。また抗力は48本でも240本でも微小振幅長波より小さい値であった。これらはいずれも波形の違いによることは明らかであり同じ波高や周期でも波形によって津波力が大きく違うことに留意しなくてはならない。

5. 係留状態における実験

5.1 実験方法

(1) 係留状態の模型

係留状態の模型は図-5.1に示すように長さ10m、幅97cmであり、アルミニウムの小型材や溝型材で一体化した模型である。これを針金で前後対称で水平に係留し、浮体の沖側の係留索を波力測定装置につなぎ係留索の張力を測定する。使用した針金のバネ定数の検定試験結果の例を図-5.2に示している。2mの針金1本に対しバネ定数は平均的に62.5kgf/cmであった。この針金を4本の束として係留索としているが、すべての針金に平均的に力が伝わるとすればバネ定数は250kgf/cmとなる。しかしながら、針金の取り付け部分などの剛性が小さかったこと等より、後述するように模型の係留索は実際に

はこの値の1/10以下のバネ定数であった。またこのバネ定数は係留索の初期張力にも関係し、初期張力が大きいほど大きい値となるようである。実験では針金の係留索を沖側と岸側からたるみが生じない程度に張っている。したがって回転や鉛直変位はほぼ自由と思われる。また係留索は長く、回転や鉛直変位による係留索の伸びは小さい。

(2) 浮体の動揺特性

表-5.1は浮体の動揺特性を調べた結果である。ヒービング周期 T_h は0.86秒、ピッチング周期 T_p は0.82秒で、津波の周期に比して著しく短い。サージングについては係留状態で測定した。この周期 T_s は測定によるばらつきが大きい。測定を繰り返すほど長くなる傾向があるが、実験値の総平均値は1.5秒程度である。このサージング周期から1質点のバネ系としてバネ定数が概算できる。すなわち、

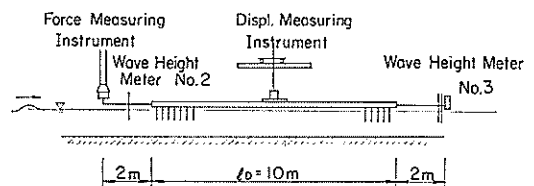


図-5.1 係留状態における浮体模型

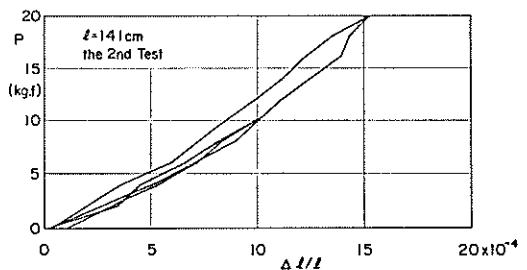


図-5.2 バネ定数検定の例（針金1本）

表-5.1 浮体動揺試験結果

	固有周期 (s)	減衰率 (%)	備 考
ヒービング	0.86	12.9	
ピッチング	0.82	—	
サージング	1.50	5.6	ばね定数 $k=14.5 \text{ kgf/cm}$

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{C_M W_B l g}{k}} \quad (5.1)$$

$$W_B = \rho \pi r^2 d N = 276.5 \text{ gf} \quad (5.2)$$

であり、今 $C_M=3$ とすれば、

$$k = 32.7 T_1^2 \text{ (kgf/cm)} \quad (5.3)$$

であり、 T_1 が 1.5 秒であるためには

$$k = 14.5 \text{ kgf/cm}$$

となる。この値は針金だけのバネ定数 250kgf/cm に比してかなり小さい値であるが、これは針金の取り付け部の影響と思われる。

(3) 測定方法

本実験の測定項目は以下に述べる水位、係留力、および動揺量である。

(a) 水位

浮体の前端から前方 20m および 2 m、後端から後方 2 m の合計 3 地点において容量式波高計により測定した。

(b) 係留力 T_M

係留力の測定は 6 分力検出器を用いて行った。すなわち浮体の沖側の係留索を 6 分力検出器につなぎ、これにより検出される水平力を係留力とした。

(c) 動揺量

浮体の変位は動揺量測定装置を浮体の中央に結合し、浮体の中央での水平変位 Δx 、鉛直変位 Δz 、回転変位 $\Delta \theta$ の 3 変位を測定した。この装置は変位の 6 成分を測定できるものであるが、2 次元モデルであるのでこのうちの 3 成分のみを記録した。この装置により浮体に働く反力は小さく浮体の運動に及ぼす影響は小さい。測定された変位から係留索の伸び Δl が求められる。図-5.3 は変位に対し、長さ l の係留索の伸び Δl 、係留索が静水面となす角 α および係留力 T_M との関係を示すもので次の関係がある。ただし浮体を剛体と考えた場合である。

$$\Delta l = \sqrt{\left[l + \Delta x + \frac{l_B}{2}(1 - \cos \theta) \right]^2 + \left[\Delta z + \frac{l_B}{2} \sin \theta \right]^2} - l \quad (5.4)$$

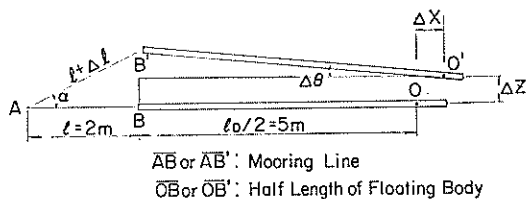


図-5.3 浮体の変位と係留力

$$\Delta l = \sqrt{\left(l + \Delta x \right)^2 + \left(\Delta z + \frac{l_B}{2} \sin \theta \right)^2} - l \quad (5.5)$$

$$\alpha = \cos^{-1} \frac{\Delta z + \frac{l_B}{2} \sin \theta}{l + \Delta l} \quad (5.6)$$

$$T_M = k \Delta l \quad (5.7)$$

(4) 実験ケース

実験ケースは表-5.2のとおりである。波の周期は 6.5, 9, 10, 14 秒の 4 種類、水深は 40cm と 100cm の 2 種類である。まず最初に係留索をつけない自由状態の実験を行った。これはこの浮体の特徴を明らかにし、係留状態との比較を行うためのものである。次に係留索にたるまない程度に初期張力を与えた係留状態の実験を行った。なお水深 100cm のケースは参考のために実施したものであり、また参考のためにさらに初期張力を強くしたケース（初期張力大, strained）も実施した。

表-5.2 実験ケース

水深	40cm	100cm
波	$T=10\text{s } H_0=3.8\text{cm}$	$T=6.5\text{s } H_0=5.0\text{cm}$
	$T=10\text{s } H_0=1.3\text{cm}$	$T=9\text{s } H_0=3.4\text{cm}$
	$T=14\text{s } H_0=3.0\text{cm}$	$T=14\text{s } H_0=6.9\text{cm}$
	$T=14\text{s } H_0=1.1\text{cm}$	

5.2 実験結果

(1) 自由状態の結果

図-5.4(1)(2)は実験波の第 2, 第 3 波目の測定記録の例である。実線は上から順に水平変位 Δx 、鉛直変位 Δz 、回転変位 $\Delta \theta$ と水位の記録である。ここで水位は浮体の前端から 20m 前方で測定したもので、浮体の中心での水位となるように位相をずらして示している。ただし水位の波形は実験時の風のためにさざ波が含まれている。水平変位のピークは正負ともに水面勾配が最も急なときに生じる。またこの図から浮体が岸側に漂流していることもわかる。鉛直変位は水位とほぼ位相が一致している。

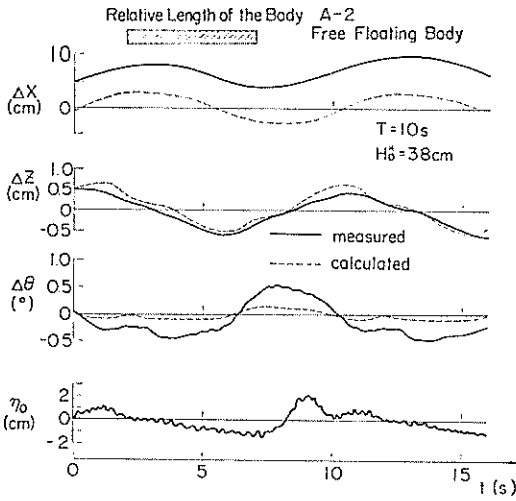


図-5.4(1) 自由浮体の測定例

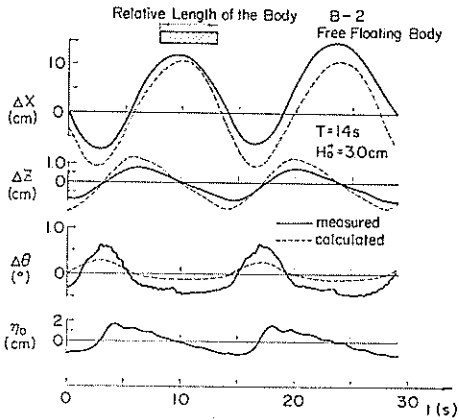


図-5.4(2) 自由浮体の測定例

回転変位も水面勾配が最も急なときに正と負のピークとなっているが、水平変位とは位相が 180° ずれている。各変位の振幅のうち水平変位の振幅が最も大きい。

これらの測定記録を前掲図-4.10の固定状態での記録と水位を基準にして位相関係を比較してみる。固定状態では長さ2mの部分についての測定値であり、自由状態では浮体全体についての測定値であるので、その点を考慮して比較する必要がある。鉛直変位や回転変位は固定状態の場合の鉛直力やモーメントと同じ位相関係である。しかし、水平変位については固定状態の場合正のピークとなるときに係留状態では水平力は負のピーク値となり、両者はちょうど位相が 180° ずれ、正負が逆転したようになっている。これは水平力が水粒子の加速度によっており、その加速度を2度積分して変位（水平運動）

を求めた場合、水粒子加速度と水平変位とは正負が逆転するからであると考えられる。微小振幅長波では水平変位は水位より位相が 90° おくれ、水平力は水位より位相が 90° はやいので両者は 180° のずれとなる。

今、この浮体のヒービングやピッチングの周期が津波の周期に比して著しく短いので、固定状態のときに働いた力に静的につり合う位置に浮体の変位するとすれば、鉛直変位 Δz と回転変位 $\Delta \theta$ は

$$\Delta z = F_z / A_s \quad (5.8)$$

$$\Delta \theta = \tan^{-1} \{ M_y / (A_s l_D / 12) \} \quad (5.9)$$

$$A_s = \pi r^2 N \quad (5.10)$$

となる。また、水平変位は浮体の位置全体での平均的な水粒子の水平変位 $\bar{\xi}$ に等しいと考えて、

$$\Delta x = \bar{\xi} \quad (5.11)$$

とする。図中の点線は同じ波の条件で浮体の前端から2mでの水位と浮体の前端から後方2mの浮体内部での流速を用いて水粒子の運動および鉛直力とモーメントを求め、上式で計算した値である。鉛直変位は計算値が測定値よりやや大きく、回転変位は計算値が測定値より小さい。水平変位は全振幅を比較すると計算値が測定値よりやや大きい。漂流の影響をのぞけば波形はよく似ている。測定時には水路側壁の摩擦があると思われるし、また浮体模型も完全な剛体でなく波の曲率にしたがってある程度たわむことも考えられる。測定値についてはこれらの影響が含まれているものと思われる。

図-5.5(1)(2)(3)は変位のピーク値をプロットしたものである。(1)の水平変位は、微小振幅波理論による水粒子の移動振幅（全振幅） $H_0 \coth(2\pi h/L)$ を横軸にして、水

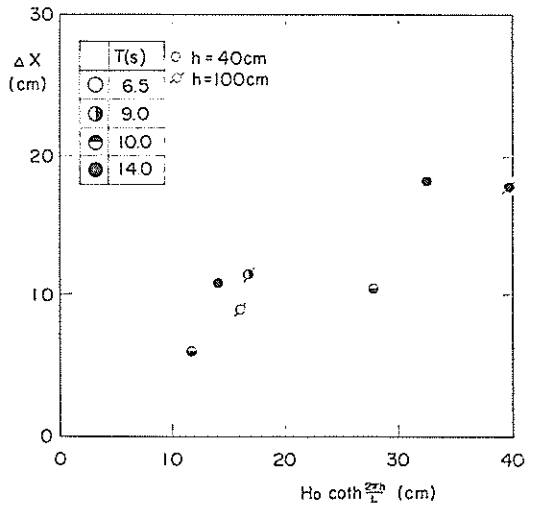


図-5.5(1) 自由浮体の変位（水平）

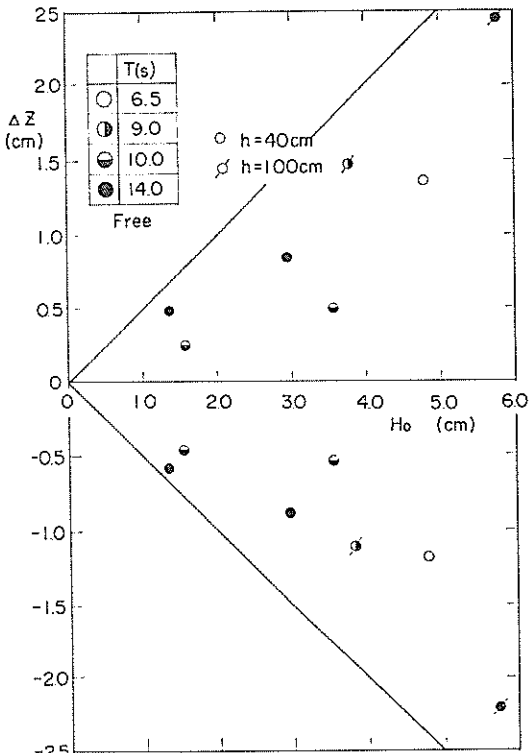


図-5.5(2) 自由浮体の変位 (鉛直)

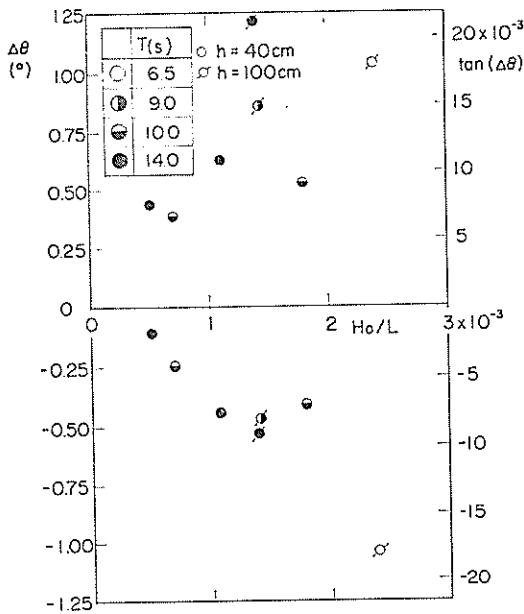


図-5.5(3) 自由浮体の変位 (回転)

平変位の全振幅をプロットしている。水平変位 Δx は $H_0 \coth(2\pi h/L)$ の 0.5~1.0 倍の間にあるようである。鉛直変位は H_0 を横軸にとって正負のピーク値を示している。鉛直変位は $H_0/2$ の 0.25~0.8 倍の間となっている。また回転変位については横軸に波形勾配をとって正負のピーク値をプロットした。この回転変位は波形が単純な正弦波でないことや、この浮体の可撓性のために波形勾配の10倍程度の値であった。

(2) 係留状態の結果

図-5.6(1)(2)は係留状態での測定例である。実線は上から水平変位、鉛直変位、回転変位、係留力、水位の測定記録である。前掲図-5.4(1)(2)と重ね合わせればよくわかるとおり、鉛直および回転変位はその位相関係および振幅がほぼ自由浮体に等しい。水平変位はその振幅が著し

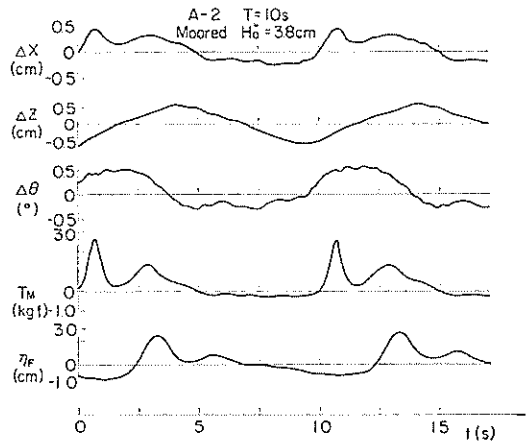


図-5.6(1) 係留状態の測定例

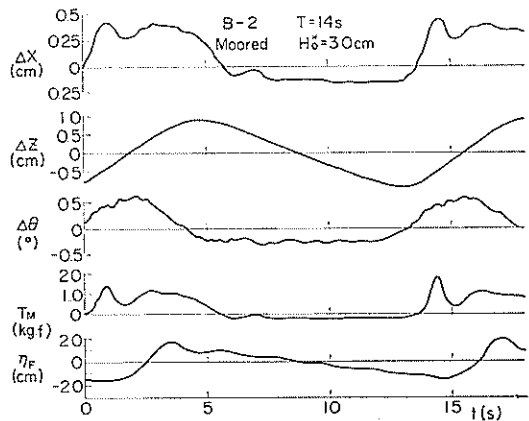


図-5.6(2) 係留状態の測定例

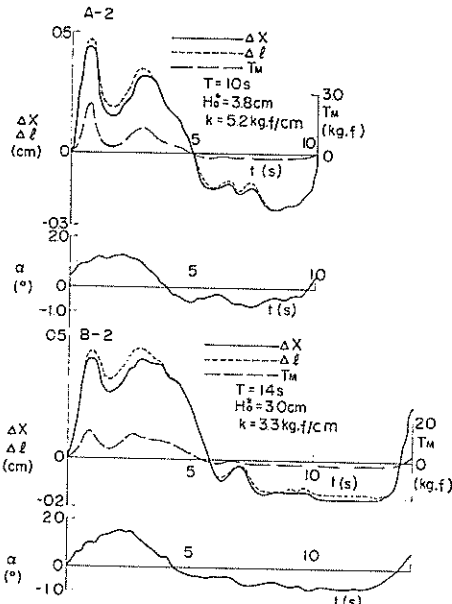


図-5.7 係留力と変位

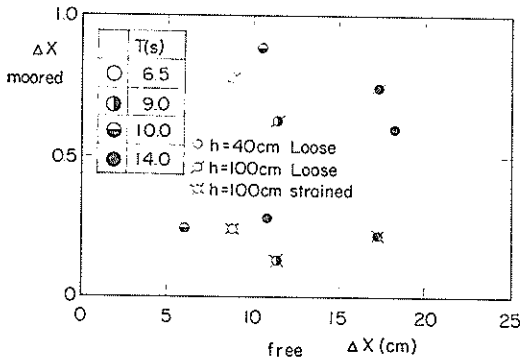


図5.8(1) 係留状態と自由状態の変位の比較 (水平)

く小さくなっている。また、その位相は自由浮体の場合と正負が逆転したようになっている。この水平変位と係留力はその波形が似ており、その位相もほぼ一致している。

図-5.7はこの水平変位と係留力を比較するものである。同図には合わせて水平変位、鉛直変位および回転変位から求めた係留索ののび Δl と係留索が静水面となす角 α についても示している。水平変位とこの係留索ののびとはそれほど大差なく、角度 α も小さい。したがって係留力はほぼ水平変位によって生じていると思われる。このとき正のピーク値における係留索ののびと係留力よりバネ定数を求めてみると、

$$k=3.3\sim 5.2 \text{ kgf/cm}$$

となり、5.1でサージングの周期から逆算した値よりさらに小さい値となっている。

図-5.8(1)(2)(3)は係留状態の変位を自由状態の変位と比較したものである。どの実験波においても鉛直変位や回転変位はほぼ同じであり、水平変位のみが著しく小さな値になってくる。

図-5.9には測定した係留力と計算で求めた係留力を示している。この係留力の計算値はサージングの周期が津波の周期に比して著しく短いこと、および、鉛直変位や回転変位によりほとんど係留力を生じないことにより、固定状態の水平力に等しいものとした。計算値と測定値を比較すると、ほぼその位相も大きさも等しいことがわか

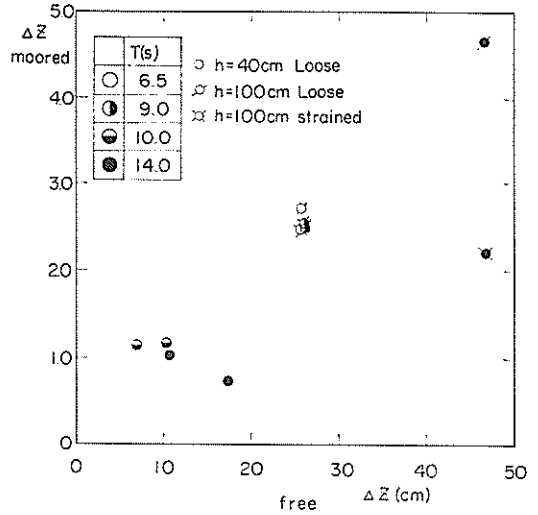


図-5.8(2) 係留状態と自由状態の変位の比較 (鉛直)

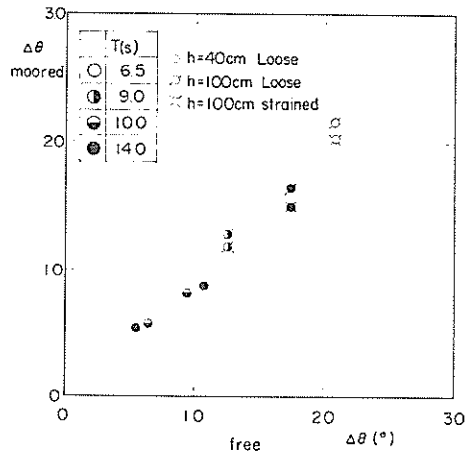


図-5.8(3) 係留状態と自由状態の変位の比較 (正のピーク値)

多列円筒浮体に働く津波力の算定法について

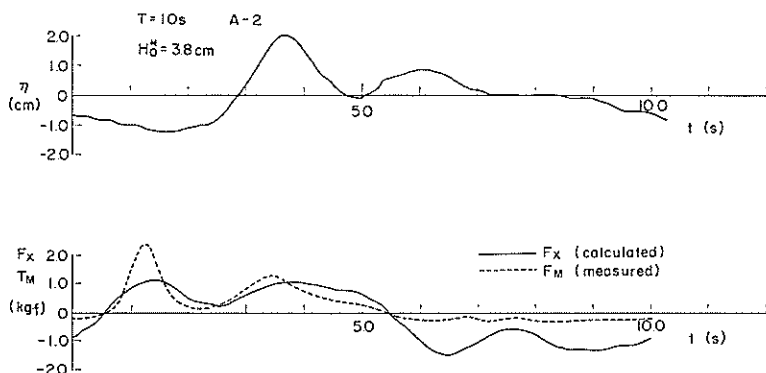


図-5.9(1) 係留力の測定値と計算値

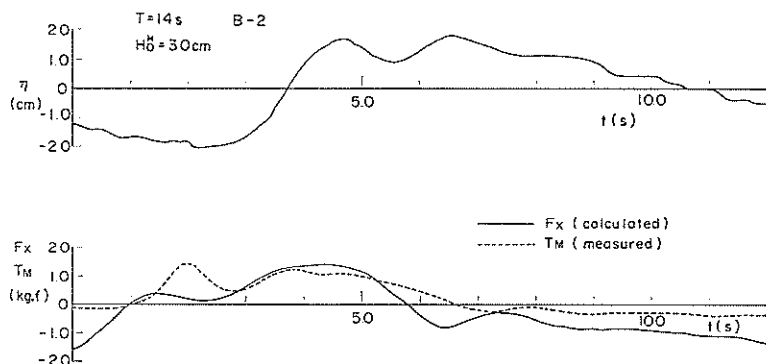


図-5.9(2) 係留力の測定値と計算値

る。しかしながら測定値は緩んだ状態から引張られるときに計算値に比してかなり大きい値となることがある。これは推定されるこのときのサージング周期(2.5~3.2秒)とこの津波力の分裂した波形の部分の周期が比較的近いことによる動的な効果と思われる。波形がこの様に分裂していなければこうした効果は表われなかったであろうし、バネ定数がさらに大きな値であれば、サージングの周期はさらに短くなり、動的効果も小さくなると考えられる。

6. まとめ

多列円筒支持の大型浮体に働く津波力の算定法を求め、その運動や係留力の評価を可能とするために実験を行い、以下の結果を得た。

- 1) 津波力を算定する式を式(2.1)から(2.5)とした。すなわち、水平力は個々の円筒に働く力をMorisonの式で与え、その総和としたものであり、鉛直力は津波水位による浮力の変化に補正係数 C_F を乗じたものである。
- 2) 長さ10mの浮体模型のうち、2mの部分(測定ユニ

ット)についてその位置をかえて、波形、流速および津波力を測定し、基本式における各係数の平均値と標準偏差として以下の値を得た。

$$C_H = 2.86 \pm 0.39,$$

$$C_D = 0.45 \pm 0.25,$$

$$C_F = 1.07 \pm 0.43$$

特に、抗力係数のばらつきが大きい。

- 3) 長さ2mの測定ユニットに対して実験値と平均値に近い係数値を用いた計算値と比較した結果、水平力については実験値は大きくとも計算値の1.3倍以下であった。また鉛直力の正のピーク値はほとんど計算値より小さかった。ただし、計算値における波形や流速は実験値を用いたものである。
- 4) 浮体全体に働く津波力を算定するには、まず、浮体による波の減衰や反射を適切に考慮し、入射波に対し各円筒での波高や流速を求める。次に全円筒に対し、上記に示した係数と、式(2.1)から(2.5)を用いて津波力を求めればよい。ただし波の減衰については式(4.14)によってある程度推定できるが波の反射についてはその算定法は明らかでない。しかしながら波高

が小さい場合にはこれらを無視しても大差はない。

5) 津波作用下での動揺性状、係留力の特性を把握するために、係留状態での実験を行った。浮体の前後を十分に長い水平索で係留し、初期張力をたるみが生じない程度としている。このとき回転および鉛直変位は自由浮体の場合とほぼ同じであった。また係留力は主として水平変位によって生じている。この水平変位はごく小さく、水平方向にはほぼ固定されたような状態であった。

6) 係留力は一般に津波の周期が浮体の動揺周期に比較して十分長いから、固定状態の水平力にほぼ等しいと考えてよい。ただし、実験ではサージンの周期が津波の分裂した波形の周期に近く、動的な効果のために測定値が大きくなるがあった。これは実験におけるサージン周期が比較的長いことにもよっているが、津波の波形いかんによってはこうした動的効果を考慮することも必要となろう。

なお、抗力係数や慣性力係数が現地の Reynolds 数の範囲ではどう変るかについては、さらに検討を要する。また、円筒の配列や形状の変化がこれらの係数の値をどう変えるかをも明らかにする必要がある。津波力はその波高や周期だけでなく、波形によっても異なり、現地に来襲する津波についても検討するべきである。さらに、係留時の浮体の動揺や係留力については、係留方法によって大きく異なり、それぞれの係留方法に対応した数値計算や模型実験が必要となるであろう。

最後に本研究の遂行にあたり、合田良実海洋水理部長より多くの有益な助言を得たことを記して感謝の意を表

したい。また実験の実施およびデータの整理には、防波堤研究室の大滝雅次研修生の協力を得たことを厚くお礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) Ippen, A.T., F. Raichlen and R.K. Sullivan, Jr.: Wave induced oscillation in harbours, effect of energy dissipators in coupled basin systems, M.I.T. Hydraulics Laboratory Report, No. 52, 1962, p. 49.
- 2) 伊藤喜行・木原 力: 円柱の動揺に伴う造波抵抗, 港研報告第11巻第3号, 1972, pp. 37~58.
- 3) Sarpkaya, T.: In-line and transverse forces on cylinders in oscillatory flow at high Reynolds numbers, Journal of Ship Research, Vol. 21, No. 4, Dec., 1977, pp. 200~216.
- 4) Sarpkaya, T; Forces on cylinders and spheres in a sinusoidally oscillating fluid, Jour. of Applied Mechanics, Trans. of ASME, Vol. 42, No. 1, March, 1975 pp. 1~6.
- 5) 大楠 丹: 複数本の鉛直円柱に働く波力について, 日本造船学会論文集, 第131号, 1972, pp. 53~64.
- 6) Carpenter, L.H.: On the motion of two cylinders in an ideal fluid, Journal of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 61, No. 2, August 1958, pp. 83~87.
- 7) 土屋義人・山口正隆: 波による円柱の抗力係数および質量係数について, 第19回海岸工学講演会論文集, 1972, pp. 379~383.
- 8) 中村孝幸: 海洋構造物に作用する波力特性とその振動応答に関する研究, 1977年12月 p. 297.
- 9) Knudsen, J.G. and D.L. Katz: Fluid Dynamics and Heat Transfer, 1958, McGraw-Hill.