

3. 波無し浮体の固有周期における 上下揺軽減法に関する2,3の試み

防衛大学校 別所 正 利

経塚 雄 策

1. 緒 言

いわゆる半潜水式浮遊構造物は大変複雑な形状をしているが、その流力的特徴の一つは波無し周期(T_w)を有していることであろう。すなわち、特定の周期の入射波に対しては上下方向の波強制力を受けないので、その構造物が実際に稼動する海域での平均波周期近くに選べば上下揺運動を軽減できることは広く知られている。ところが、一般に波無し浮体は T_w を中心としてかなり広い周波数域で造波減衰力が小さいので、自由浮体の場合には逆に上下揺の固有周期(T_0)での応答が大きくなるという欠点がある¹⁾。従って浮体形状はそれ等を考慮して適当なものを選択しなければならない。これに関してHoofftは円柱のローワーハルと2本の直立した円柱からなる構造物に対して T_w と T_0 を一致させる方法について述べ、計算と実験を行っている²⁾。しかし、彼の計算では入射波長に比べて構造部材の長さは小さいとして部材間の流力的干渉は考慮していないし、適当な粘性減衰項を入れて計算しているので純理論的にそのような事が可能なかどうかは、今後この方面での3次元計算によらなければはっきりしないように思われる。

一方、大柄は2次元多胴体の流体力を求めると共に波の中での運動について計算と実験を行い、興味ある結果を示している³⁾。すなわち、単胴の時には波無し形状でないものが多胴の場合には浮体間の流力的干渉によってある周期で波無しとなるというものである。

また、竹沢等は、いわゆる元良フォームを双胴とした時の流体力について調べその特異な流力特性を計算と実験で明かにした⁴⁾。

本報告では上記の事情をふまえて特に、波無し形状型自由浮体の上下揺を軽減する方法について定性的な議論を試み、係留浮体の場合は係留系を利用することによって上下揺軽減に有効な方法を提案した。なお、浮体が運動しない、いわゆるTension-leg Platform等では波無し形状は係留索の動的張力軽減の為には非常に効果的であることは言うまでもない。

2. 波無し形状双胴浮体の波浪中運動

この問題については上述の竹沢等の論文で解れているけれども運動については述べられていないので、ここでは特に浮体間の流力的干渉によって上下揺の固有周期で波無しとできるかどうかに興味の焦点を合せて論ずることとする。簡単の為に2次元問題とし、図1のような座標系を考える。jモードの運動および入射波、散乱波の速度ポテンシャルを

$$\begin{aligned}\phi_j &= \operatorname{Re} \{ i \omega X_j \phi_j e^{i \omega t} \} \quad j = 1, 2, 3 \\ \phi_{0,4} &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{i g a}{\omega} \phi_{0,4} e^{i \omega t} \right\}; \quad \phi_0 = e^{ky + i k x}; \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega^2}{g}\end{aligned}\quad (2.1)$$

ただし、 $j = 0, 1, 2, 3, 4$ は入射波、左右揺、上下揺、横揺、散乱波とし、 a は入射波高である。

この時、Green 函数を使って

$$\phi_j(P) = - \int_c \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) G(P, Q) ds(Q) \quad (2.2)$$

なる表現ができる。これを与えられた境界条件

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = \frac{\partial x_j}{\partial n}, \quad \frac{\partial \phi_4}{\partial n} = - \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad (2.3)$$

の下に解けば、 ϕ_j の分布が求まり無次元化した k 方向の流体力は

$$f_{jk} = \frac{F_{jk}}{\rho \omega^2 X_j} = \int_c \phi_j \frac{\partial x_k}{\partial n} ds \quad (2.4)$$

で与えられる。また、波強制力はコチン函数を使って

$$e_j = \frac{E_j}{\rho g a} = H_j(K) \quad (2.5)$$

$$H_j(K) = \int_c \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) \phi_0 ds$$

で求めることができる。さらに波の中で運動する浮体の全体のポテンシャルを

$$\phi = \operatorname{Re} \left\{ \frac{i g a}{\omega} \phi e^{i \omega t} \right\} \quad (2.6)$$

とすれば

$$\phi = \phi_0 + \phi_4 + K \sum_{j=1}^3 \bar{X}_j \phi_j; \quad \bar{X}_j = X_j / a \quad (2.7)$$

で与えられ、これから k モードの運動方程式は

$$m_k \ddot{\bar{X}}_k = -f_{sk} + \sum_{j=1}^3 \int_c \phi_j \frac{\partial x_k}{\partial n} ds \quad (2.8)$$

$$\text{ただし} \quad \begin{cases} m_k = M_k / \rho g & ; M_k = k \text{モードの慣性質量} \\ f_{sk} = F_{sk} / \rho g a & ; F_{sk} = k \text{モードの外力} \end{cases}$$

によって与えられる。

さて、ここでは波無し形状として図2に示すような元良フォームについて考え、双胴間の距離を変化させた時の流体力と上下揺の計算を行うことにする。この形状は単胴の場合には波無し波数 $K_d = 0.94$ となるものである。ここで一般にコチン函数は複素数となるので、種々の波数について複素平面上でどのような軌跡を描くかを調べてみると浮体形状の特徴がつかめておもしろい。

1例として図3に半没円柱、単胴の元良フォーム、双胴で $l/b=3$ の場合についての上下揺のコチン函数の曲線を示した。この曲線が原点を通ることが波無し条件であるが、半没円柱の場合は原点を遠巻きに回ってゆっくりと原点に近づくように見える。また、双胴の場合は確かに $K_d = 0.51$ と1.3付近で原点を通るが、前者の場合は K_d の変化に非常に敏感でこの場合の波無しは極めて狭帯域である。単胴の場合は双胴と違って単調にゆっくりと変化しており、この際だった違いが双胴の特徴と言って良いだろう。

一方、上下揺運動については図4に、双胴の距離を $l/b=3, 10, 30$ と変化させた時の応答を単胴の場合と合せて示した。ここで、いずれの場合にも固有周期は $K_d \approx 0.6$ 位であり変化しない。この事は竹沢等の計算でも明かなように元良フォーム型双胴体では付加質量が単胴の時とほとんど変わらないという事実からきている。さて、図4をみると $l/b=10$ の方が相互干渉による波無し波数が、 $l/b=3$ の場合よりも大きくなっており、適当な間隔を選べば固有周期で波無しとできるように期待させるが、もしそのような間隔があったとしても前述のように非常に狭帯域となるのでその点以外ではやはり大きなピークを持つことになり実用的とは思われない。

さて、単胴の場合に波無しだった $K_d = 0.94$ では $l/b=3$ を除くとやはり波無しとなっている。 $l/b=3$ ではlocalな影響で元々の波無し点が $K_d \approx 1.2$ 付近に移ってしまう。また、 $l/b=30$ と非常に離れている場合には流力的干渉による波無し点が $K_d \approx 0.3$ と 0.82 の2個現れている。これ等の事から2次元双胴体では上下揺を軽減するには適当な浮体間距離があり、それはあまりに近くでないように思われる。3次元問題ではポテンシャルが $R^{-1/2}$ で減衰するので2次元の場合よりも近くにないと効果が薄れると思われる。

3. Anti-heaving Tank としての効果

双胴の間隔が狭い場合には、Newman⁵⁾が2枚の狭い垂直平板の散乱問題で示したように間の水は図5にみるように固有周期付近で大変位運動をしている。しかし、現実には粘性等の影響で高井等の実験⁶⁾のように適当に減衰すると考えられるので、その時の浮体の運動について考えてみる。この場合は田坂等がAnti-pitching Tankを扱った手法⁷⁾をそのまま適用できると考えられるが、ここでは以下の方法によった。

双胴の間隔が狭い場合は、中の水は水平方向の変化を無視して垂直方向の運動のみを考えて良い。また、水の運動による圧力損失として速度の2乗に比例した抗力を考え、近似的にこれが水面にあるとすれば、水面での圧力は

$$P_0 = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g \eta - \frac{\rho}{2} C_D \cdot |\dot{\eta}_R| \dot{\eta}_R = 0 \quad \text{on } y = \eta \quad (3.1)$$

$$\text{ただし } \begin{cases} \phi = \phi_0 + \phi_d + K \bar{X}_2 \phi_z + \phi_p \\ \phi_p = \text{水面の圧力分布による速度ポテンシャル} \\ \eta_R = \eta - X_2 ; \text{ 相対波高} \end{cases}$$

ここで、 ϕ_0 、 ϕ_d 、 ϕ_z は線型化された自由表面条件を満足するものとし、 ϕ_p の水面条件は

$$\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi_p}{\partial y} = - \frac{C_D}{2} |\dot{\eta}_R| \ddot{\eta}_R \quad \text{on } y=0$$

$$= -\alpha \ddot{\eta}_R \quad \text{on } y=0 \quad (3.2)$$

で与えられるものとする。ただし、 α は一周期になす仕事等しくなるように

$$\alpha = \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{C_D}{2} |\dot{\eta}_R| = \frac{4}{3\pi} C_D \omega |\dot{\eta}_R| = \omega \cdot \alpha' \quad (3.3)$$

とおいた。また、

$$\phi_p = \text{Re} \{ \alpha \eta_R \phi_p e^{i\omega t} \} \quad (3.4)$$

とおけば(3.2)は

$$K \phi_p - \phi_{py} = -K \quad \text{on } y=0 \quad (3.5)$$

となり、 ϕ_p は双胴体間の水面上に強さ $-K$ の圧力分布がある時のポテンシャルである。

この時、水面変位は

$$\frac{\eta}{a} = \phi_0 + \phi_d + K \bar{X}_2 \phi_2 - i K \alpha' \frac{\eta_R}{a} (1 + \phi_p) \quad \text{on } y=0$$

$$\therefore \eta_R/a = \frac{\phi_0 + \phi_d + \bar{X}_2 (K \phi_2 - 1)}{1 + i K \alpha' (1 + \phi_p)} \Big|_F \quad (3.6)$$

で与えられる。従って、 ϕ_p による流体力を f_p とすれば

$$f_p = \int_c \phi_p \frac{\partial y}{\partial n} ds \quad (3.8)$$

これから上下揺の運動方程式は

$$(m+m_2) \ddot{x}_2 + \rho N_2 \dot{x}_2 + \rho g A_w x_2 = \rho g a \{ e_2 - \beta (\phi_0 + \phi_d)_F \cdot f_p \} \quad (3.9)$$

ただし、 $m_2 = \rho \cdot \text{Re} \{ f_{22} - \beta (\phi_2 - 1/K)_F \cdot f_p \}$; 上下揺の付加質量

$N_2 = \omega \cdot J_m \{ f_{22} - \beta (\phi_2 - 1/K)_F \cdot f_p \}$; β の減衰力係数

A_w = 水面幅

$$\beta = i K \alpha' / \{ 1 + i K \alpha' (1 + \phi_p(F)) \}$$

で与えられる。ここで β は暗に x_2 の項を含んでいるので(3.3)、(3.6)、(3.9)を連立させて数値的に解けば良い。 $L/b=3$ の場合に $C_D=1.0$ とおいた時の上下揺と相対波高の応答の例を図6に示す。 $Kd < 0.58$ では確かにA.H.T.としての効果が現れているが、逆に $Kd > 0.58$ では相対波高の位相が逆転してしまうので上下揺は若干大きくなる。また、 $Kd \div 0.52$ に現れていた流力的干渉による波無しも消滅してしまう。この事から粘性影響を考慮すると間隔が狭い波無し形状双胴浮体では流力的干渉による波無し効果が明瞭でなくなるように思われる。

4. 係留浮体の上下揺軽減法

4.1 固有周期の変更法

一般に浮遊式海洋構造物は何らかの手段で係留されると考えられるが、ここでは係留系を利用することによって固有周期と波無し周期とを一致させる方法について述べる。

図7の(1)、(2)、(3)はそれぞれ自由浮体、チェーン係留、バネを含む係留を表しているが、各々の場合の上下揺運動方程式は、浮体以外の質量を無視すれば

$$\begin{aligned} (m+m_2) \ddot{x}_2 + \rho N_2 \dot{x}_2 + \rho g A_w x_2 &= \rho g a e_2 & \text{for (1)} \\ (m-\Delta m+m_2) \ddot{x}_2 + \rho N_2 \dot{x}_2 + \rho g A_w x_2 &= \rho g a e_2 & \text{for (2)} \\ (m-\Delta m+m_2) \ddot{x}_2 + \rho N_2 \dot{x}_2 + (\rho g A_w + k) x_2 &= \rho g a e_2 & \text{for (3)} \end{aligned} \quad (4.1)$$

ただし $\begin{cases} \Delta m g = T ; & \text{チェーン、バネの初期張力に対する重量減小分} \\ k ; & \text{バネ定数} \end{cases}$

従って、固有周期は各々の場合で異っており無次元波数で表すと

$$\begin{aligned} K_{od} &= \frac{\rho A_w d}{m+m_2} & \text{for (1)} \\ &= \frac{\rho A_w d}{m-\Delta m+m_2} & \text{for (2)} \\ &= \frac{(\rho A_w + k/g) d}{m-\Delta m+m_2} & \text{for (3)} \end{aligned}$$

ここで、一般に K_{od} は波無し周期の無次元波数 K_{wd} より小さいので両者を一致させるには

(4.2) からバネを含む係留方式(3)が有利である。

4.2 計算例と実験結果⁸⁾

今回実験に供された浮体の形状と主要寸法を図8と表1に示す。この形状は波無し特異点を使って理論的に求められたもので自由浮体の場合の固有周期と波無し周期の無次元波数は

$$\left. \begin{aligned} K_{od} &= 0.78 \\ K_{wd} &= 1.5 \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

となっている。また、波強制力の計算値と実験値を図9に示した。

さて、

$$\left. \begin{aligned} \Delta m &= 0.264 \cdot m \\ k &= 125 \text{ Kg/m} \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

なるバネ系をつくり(4.2)によって K_{od} を計算すると

$$K_{od} = 1.60 \quad (4.5)$$

となって、 K_{wd} と非常に近くなる。その時の上下揺の応答を自由浮体の場合と合せて図10に示す。今回の実験ではバネのつごうで K_{od} と K_{wd} の両者を完全に一致させることができなかったが、上下揺軽減の為にはかなり効果的であると思われる。なお、 $k \rightarrow \infty$ 、 $K_d \rightarrow \infty$ の極限が Tension Leg Platform に対応する訳であるが排水量等の制限で TLP とできない場合や、係留チェーンの張力の軽減の目的には本方式が効果的であると思われる。

5. 結 言

本論文では浮遊式海洋構造物に波無し形状を応用する場合の特殊な問題について若干考察し、以下の結論を得た。

- (1) 2次元双胴体問題ではポテンシャル理論によって相互の流力的干渉を厳密に考慮した計算によっても固有周期と波無し周期を一致させるのが難しい事と、相互干渉による波無し現象は双胴体間隔が狭い場合は非常に狭帯域である事を示した。
- (2) 双胴体の間隔が狭い場合には、固有周期付近で双胴体の間の水が大変位運動をするので Anti-heaving Tank としての効果について理論計算を試みた。その結果、AHT としての効果については期待薄である事と、一般的な粘性影響の傾向を明かにした。
- (3) 係留された浮体の場合には、係留索をバネ系として利用することによって固有周期と波無し周期とを一致させる方法を提案し、計算と実験によってその効果を確かめた。

参 考 文 献

- 1) 元良誠三、小山健夫：波による Heaving および Pitching の強制力をうけない船型について、造船協会論文集、第117号、昭40/6
- 2) Hoofft, J.P. : A Mathematical Method of Determining Hydrodynamically Induced Forces on a Semisubmersible, Transaction SNAME, Vol. 79, 1971
- 3) 大楠 丹：Multihull ship の波の中の運動について、西部造船会々報、第40号、昭45/7
- 4) 竹沢誠二、前田久明、白木 東、江口純弘：双胴船に作用する流体力について、日本造船学会論文集、第131号、昭47/6
- 5) Newman, J.N. : Interaction of water waves with two closely spaced vertical obstacles, J. Fluid Mech, Vol. 66, Part 1, 1974
- 6) 高井忠夫、山本 茂、一色 浩、根角幸明：2枚の垂直板間の水柱の運動と透過波について、関西造船協会誌、第164号、昭52/3
- 7) 田坂鋭一、元良誠三、見学道彦、伊田 力、小柳雅志郎：Anti-pitching Tank の効果に関する実験的研究、造船協会論文集、第117号、昭40/6
- 8) Kyoizuka, Y., Yoshida, K. : On Wave-Free Floating-Body Forms in Heaving Oscillation, Applied Ocean Research, (to be published)

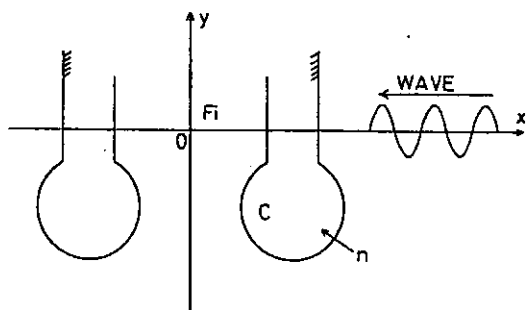


図1 座標系

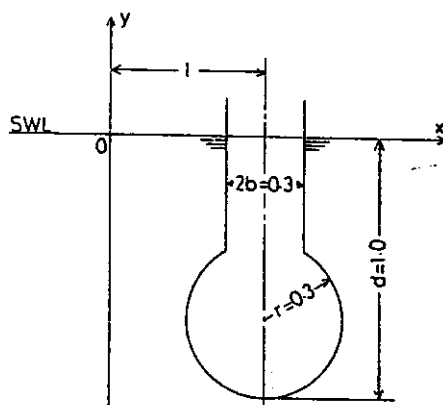


図2 波無し形状

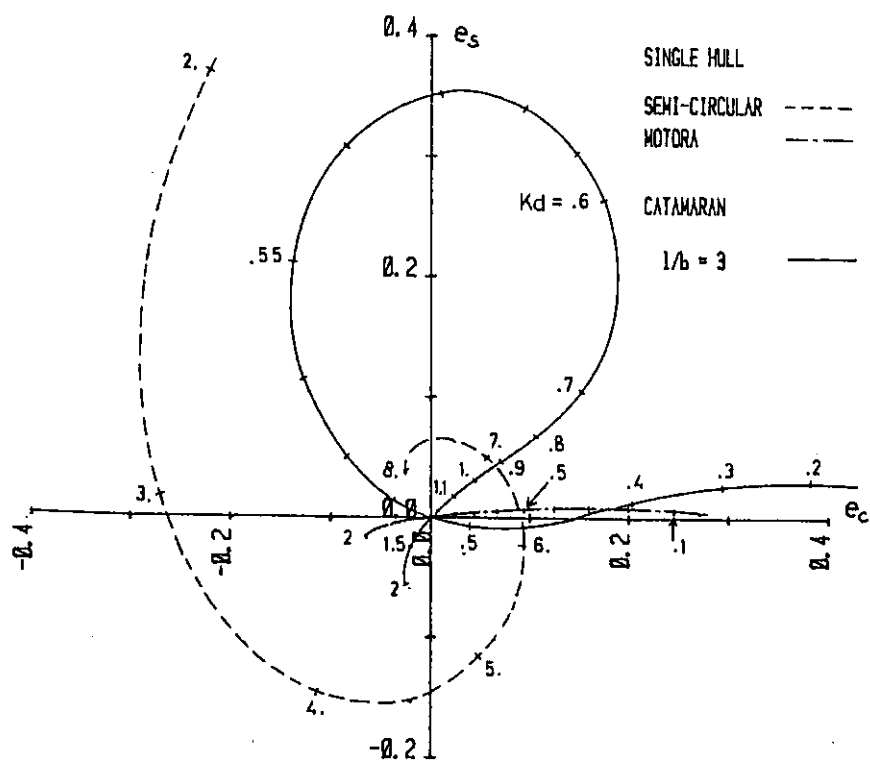


図3 コチン函数のPolar-diagram表示

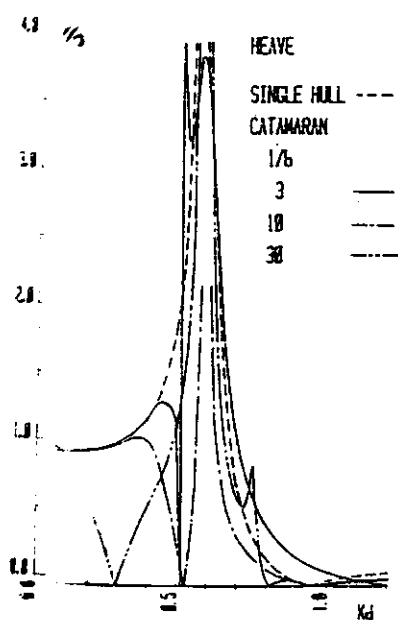


図4 上下揺の応答

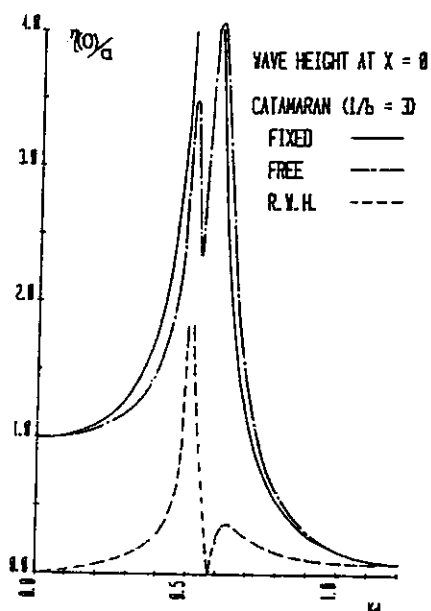


図5 水面変位

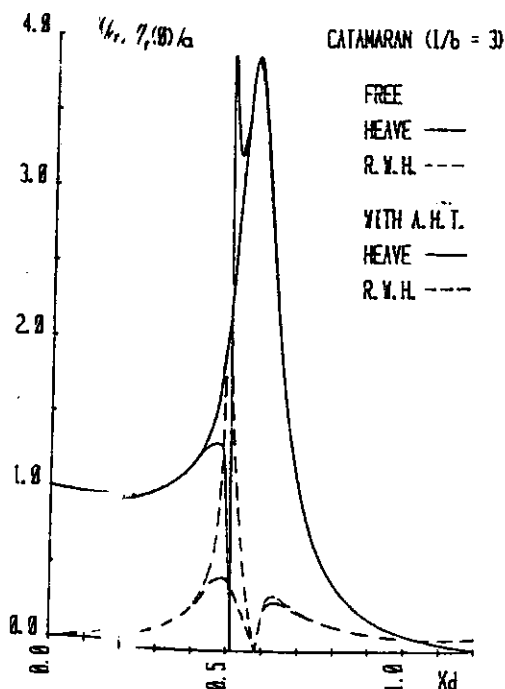


図6 A.H.T.の効果

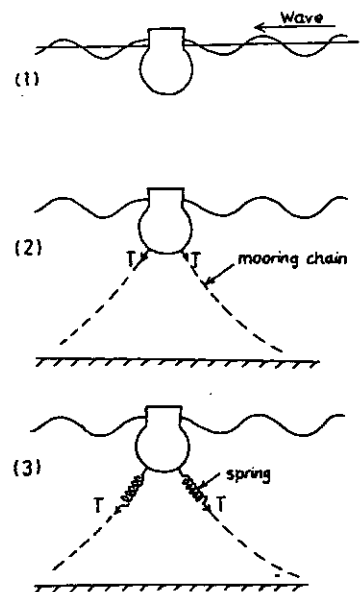


図7 係留モデル

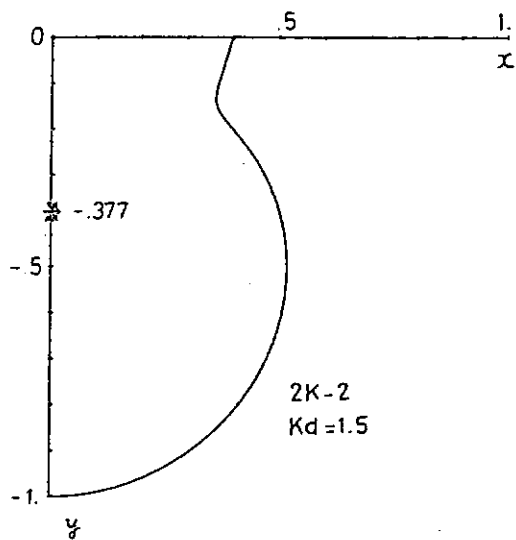


図8 模型形状

表1 模型主要目

d ; depth (m)	.239
Bw ; breadth at waterline (m)	.200
Bm ; maximum breadth (m)	.247
displacement (Kg)	28.9
Kd ; wave free wave number	1.5

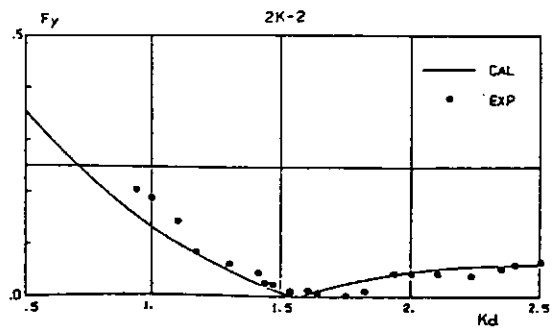


図9 波強制力

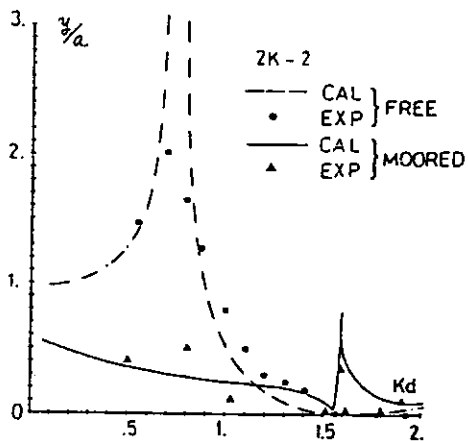


図10 上下揺の応答