

係留円筒浮体の応答特性と索張力

堀 川 清 司*・渡 辺 晃**・丸 山 康 樹***

1. はじめに

浮遊式構造物の構造形式や寸法諸元の選定に際しては、作用波力、構造物の動特性、係留索張力、構造物周辺水面への擾乱などを推算する必要がある。著者らは先に自由円筒浮体に対する理論式を導き¹⁾、その実験的検証を行なった²⁾。本論文ではばね係留円筒浮体を対象に選り、その応答特性および索張力に着目して理論計算と模型実験の両面から検討を加える。既設の浮遊構造物の係留索としてばねが使用されている例は少ないが、一般の係留索もある荷重範囲内では近似的にばねとして扱えると考えられること、理論的扱いが比較的容易であること、などを考慮してばね係留を対象とした。現在までのところ理論解によって実際現象を十分に説明するに至っていないが、若干の興味ある結果が得られたので以下に報告する。

2. 係留円筒浮体に関する理論

波運動下の円筒浮体の挙動については、係留されている場合も含めすでにいくつかの理論的研究^{1),3),4)}、実験的研究^{2),5),6)}がなされている。しかしながら係留円筒浮体に対する理論の実験的検証はなされていない。

以下の理論展開の基礎となる仮定は、(1) 波に関して：① 流体は非粘性、非圧縮性、② 一様水深、③ 微小振幅規則波、(2) 浮体に関して：① 浮体は剛で運動は微小、② 漂流はなく周期運動のみ、(3) 係留索に関して：① 係留索の伸びと張力は線形関係、② ばねの自重およびばねへの作用波力は無視しうる、③ 弛緩はない、などである。これらの仮定に基づいて、図-1に示されるようなばね係留円筒浮体を扱うわけであるが、手法としては Laplace の方程式の解としての速度ポテンシャルを級数表示し、領域間の接続の際に固有関数の直交性を利用して級数係数間の関係を求める方法^{1),9)}をとる。係留索による拘束のない自由円筒浮体に対する扱いは、すでに文献 1) に詳細に述べられており、ばね係留浮体に対してはさらにばねによる拘束力を考慮してやればよい。

自由円筒浮体の場合と同様に、浮体の運動を静止位置

からの浮体重心の水平変位 x_0 、鉛直変位 $z_0 - \bar{z}_0$ 、回転 δ に分解し、それぞれの振幅を ξ, η, ω で表わす。

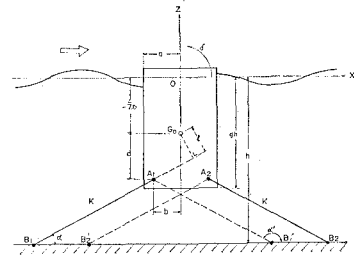


図-1 ばね係留円筒浮体

$$x_0 = \xi e^{-i\omega t}, z_0 - \bar{z}_0 = \eta e^{-i\omega t}, \delta = \omega e^{-i\omega t} \dots \dots (1)$$

一方浮体は、ばね定数 K のばねにより、図-1の点 A_1, A_2 で係留角 α をなして対称に係留されているものとする。このときばねが浮体の運動におよぼす水平拘束力 R_H 、鉛直拘束力 R_V 、拘束モーメント M_R は、座標軸の方向を正にとると次式で表わされる。

$$R_H = -2Kx_0 \cos^2 \alpha - 2K\delta l \cos \alpha \dots \dots (2)$$

$$R_V = -2K(z_0 - \bar{z}_0) \sin^2 \alpha \dots \dots (3)$$

$$M_R = -2Kx_0 l \cos \alpha - 2K\delta l^2 \dots \dots (4)$$

ただし、 l は係留索延長線に重心 G_0 からおろした垂線の $x-z$ 面に投影した長さであり、次式で表わされるように係留角 α および係留点 A_1 と重心 G_0 の相対位置により正負の値をとる。

$$l = d \cos \alpha - b \sin \alpha \dots \dots (5)$$

式 (2)~(5) の表示は、図-1の破線 ($A_1 B_1', A_2 B_2'$) で示される cross type 係留に対しても成立する(ただし、 $\alpha > 90^\circ$)。

これらの拘束力を文献 1) に与えられた自由円筒浮体の運動方程式と組み合わせることで、ばね係留円筒浮体の運動振幅や位相が求まることになるが、式は煩雑になるので省略し、次に近似理論について述べておく。

伊藤ら⁴⁾ は速度ポテンシャル表示中の減衰の定常波に相当する無限級数項を省略して、自由円筒浮体の運動方程式を導いた。それらの式と式 (2)~(4) のばね拘束式を組み合わせると次式を得る。

$$\left(\mu_{xx} - \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q_0 f H^2}{n} \right) C_x$$

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 東京大学講師 工学部土木工学科

*** 学生会員 東京大学大学院 工学系研究科

$$\left(\mu_{x\delta} + \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q\lambda_0 f_H f_M}{n}\right) C_\delta = -\frac{4}{\pi k a} \frac{h}{a} \frac{f_H}{H_1^*} \dots\dots\dots (6)$$

$$\left(\mu_z - \frac{k a}{2n} f_B^2 \frac{H_0}{H_0'}\right) C_z = \frac{2i f_B}{\pi k a} \cdot \frac{1}{H_0'} \dots\dots\dots (7)$$

$$\left(\mu_{\delta x} + \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q\lambda_0 f_H f_M}{n}\right) C_x + \left(\mu_{\delta\delta} - \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q\lambda_0 f_M^2}{n}\right) C_\delta = \frac{4}{\pi k a} \frac{h}{a} \frac{f_M}{H_1^*} \dots\dots\dots (8)$$

ただし、入射波を $\zeta = \zeta_0 e^{i(kx - \omega t)}$ で表わしたとき、

$$\left. \begin{aligned} C_x &= A_x e^{-i\beta_x} = \xi/\zeta_0, & A_x &= |x_0|/\zeta_0 \\ C_z &= A_z e^{-i\beta_z} = \eta/\zeta_0, & A_z &= |z_0 - \bar{z}_0|/\zeta_0 \\ C_\delta &= A_\delta e^{-i\beta_\delta} = a\omega/\zeta_0, & A_\delta &= |a|/\zeta_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_{xx} &= \frac{\sigma^2 h}{g} - \frac{2}{q} K^* \cos^2 \alpha \\ \mu_{x\delta} &= -\frac{2}{q} K^* l^* \cos \alpha \\ \mu_z &= \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ q + \frac{1}{8\bar{q}} \left(\frac{a}{h}\right)^2 + \frac{\bar{q}}{3} \right\} - 1 \\ &\quad - 2K^* \sin^2 \alpha \\ \mu_{\delta x} &= \mu_{x\delta} \\ \mu_{\delta\delta} &= \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{\gamma}{4} + \frac{(a/h)^2}{96q\bar{q}} + \frac{\bar{q}}{12q} \right\} - \frac{1}{4q} \\ &\quad + \left(\frac{h}{a}\right)^2 q \left\{ \frac{1}{2} + \frac{\bar{z}_0}{qh} \right\} - \frac{2}{q} K^* l^{*2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

$$K^* = K/\pi \rho g a^2, \quad l^* = l/a \dots\dots\dots (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{q} &= 1 - q, \quad \lambda_0 = kh, \quad \bar{\lambda}_0 = \bar{q}\lambda_0 \\ f_H &= (\sinh \lambda_0 - \sinh \bar{\lambda}_0)/q\lambda_0 \cosh \lambda_0 \\ f_B &= \sinh \bar{\lambda}_0/\bar{\lambda}_0 \cosh \lambda_0 \\ f_M &= f_{MH} + (l/4d)f_B \\ f_{MH} &= \frac{1}{ka \cosh \lambda_0} \left\{ -\frac{\bar{z}_0}{qh} (\sinh \lambda_0 - \sinh \bar{\lambda}_0) \right. \\ &\quad \left. + \sinh \bar{\lambda}_0 \frac{\cosh \lambda_0 - \cosh \bar{\lambda}_0}{q\lambda_0} \right\} \\ n &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_0}{\sinh 2\lambda_0} \right), \quad y_B = \frac{g}{\sigma^2 a} \frac{\bar{\lambda}_0 f_B^2}{n} \\ H_0 &= H_0^{(1)}(ka), \quad H_1 = H_1^{(1)}(ka) \\ H_1^* &= H_1^{(1)*}(ka) - y_B H_1^{(1)}(ka) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

鉛直運動については式 (7) を解き、水平運動・回転運動については式 (6), (8) を連立させて解けば、運動の振幅 A_x, A_z, A_δ および各運動の位相遅れ $\beta_x, \beta_z, \beta_\delta$ が求まる。また係留ばねの変動張力 T は、 C_x, C_z, C_δ を用いて次式で表わされる。

$$\frac{T}{\pi \rho g a^2 \zeta_0} = K^* (\pm C_x \cos \alpha + C_z \sin \alpha \pm C_\delta l^*) \quad (13)$$

ただし、+は沖側ばね、-は岸側ばねに対応する。式 (13) は減衰の定常波をも考慮した厳密理論についても成

立する。

3. ばね係留円筒浮体の実験

理論の妥当性を検討するために、円筒浮体の模型を 2 次元波動水槽中にばね係留し、各種条件の波を作用させて円筒浮体の応答および索張力の変化を調べた。

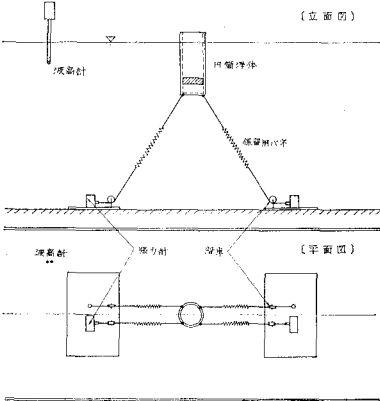


図-2 実験装置の概要

実験装置の概要を図-2 に示す。実験に用いた水槽は長さ 25 m、幅 80 cm、深さ 100 cm で、一端にユニバーサル型造波機、他端に消波装置が設けられている。円筒形浮体模型としては、半径 5.47 cm、肉厚 5 mm のアクリル樹脂パイプを用い、その内部に鉛でできた円盤形錘りを入れて浮体の重量や重心位置を調整した。模型浮体の諸元を表-1 に示す。理論の検証を主目的とした実験であることから、係留用ばねは寸法と自重がともに小さく、線形性が良いことが要求される。そこでばねは外径を 5 mm 以内、全長 25 cm 程度とし、これをほとんど

表-1 模型浮体の諸元

浮体番号	No. 1	No. 2
全長 (cm)	24.9	12.8
半径 (cm)	5.47	5.47
質量 (gr)	1 692	602
慣性能率 (gr・cm)	7.41×10^4	9.68×10^3
b (cm)	3.87	3.87
d (cm)	4.50	3.50
係留前吃水深 (cm)	18.0	6.4
〃 重心深さ (cm)	13.0	2.4
係留後吃水深 (cm)	22.5	11.4
〃 重心深さ (cm)	17.5	7.4

表-2 係留用ばねの諸元

ばね番号	1	2	3
材質	ステンレス	銅	銅
外径 (mm)	4.0	5.0	5.0
全長 (cm)	25.4	25.0	25.0
ばね定数 (gr/cm)	5.0	100.0	40.0
最小荷重* (gr)	45.0	0.0	0.0

* 最小荷重: ばねに伸びを生じさすに必要な最小の荷重

伸縮のない細い水糸と連結して所要の長さの係留索とした。実験に用いたばねは表—2に示す3種類である。

実験においては図—2に示すように、沖側・岸側各2本のばねにより対称に係留し、そのうちの各1本について索張力を測定した。索は水底面に固定された滑車を通して張力計に連結されている。張力計としては容量10kgの防水型ストレンゲージ式引張圧縮荷重変換器を用い、動ひずみ増幅器を通してペンオシログラフ上に張力変動を記録した。また、入射波の変動には容量式波高計を、浮体運動の測定と解析にはビデオシステムを使用した。

実験条件としては水深を80cmに保ち、入射波の周期を広範囲(0.8~4.0sec)に変えて測定を行った。理論計算では微小振幅波を仮定しているが、入射波高を周期と共に変えることは浮体運動の共振点をさがしながら実験を行なっていく上で不便であるので、周期によらず全ケースに対して入射波高は2cm($\zeta_0=1$ cm)とした。したがって周期1.2sec以下($\sigma^2h/g>2.2$)では、通常いわれている微小振幅波理論の適用限界からわずかにはずれる。

各ケースについて模型浮体を所要の吃水と係留角で係留ののち、入射波の周期・波高を調整する。その際水粒子の動きが微小振幅波理論にできるだけ合致するよう、入射波周期に応じて造波板の支点位置を移動させる。浮体運動の共振点付近では入射波周期の微小な変化により浮体運動が大きく変化するので、1/100secのオーダーで周期を調整する必要がある。

4. 実験結果と理論解の比較

浮体の運動振幅および索張力について、理論解を実験結果と比較検討する。整理に用いた無次元パラメータは、浮体運動については運動振幅と入射波振幅 ζ_0 の比、すなわち $A_x=|x_0|/\zeta_0$ 、 $A_z=|z_0-\bar{z}_0|/\zeta_0$ 、 $A_\theta=a|\delta|/\zeta_0$ を、索張力については $A_T=|T|/\pi\rho g a^2\zeta_0$ を選び、これと σ^2h/g との関係でまとめている。パラメータ σ^2h/g は $\sigma=2\pi/T$ であるから、深海波としての波長 L_0 を用いると $\sigma^2h/g=2\pi h/L_0$ と書き直せる。

(1) 厳密解との比較

ここでいう厳密解とは、速度ポテンシャル中の無限級数項を解の収束性より判断して第10項までで打ち切って求めたものである。図—3(a)~(g)に実験値と理論曲線が比較されている。全体的にみると、浮体運動、索張力ともに理論値と実験値はかなりよく一致している。しかしながら、水平運動、回転運動のピークは理論値に比して σ^2h/g のやや大きいところ(短周期より)に現われており、またピーク付近の値は一般に理論値より小さめである。理論解の不十分な点として次の3つが挙げられる。第一には浮体および波の運動を微小とおいた線形理論であること、第二に流体の粘性を無視していること、第三にば

ねの減衰性やばねの自重と作用波力を無視していること、である。ピークの値が下がることは、粘性抵抗やばねの減衰性によって説明できそうであるが、ピーク周波数の増大の理由は現在のところ不明であり、慣性モーメントの再評価も含めて検討中である。

次に個々のケースにつき、やや詳細な検討を加える。

a) 係留角変化の影響(図—3(a)~(d)参照)

水平・回転運動のピークは係留角 α が増すにつれて次第に長周期(σ^2h/g : 小)側に移動し、 $\alpha=90^\circ$ では $\sigma^2h/g=0$ にピークを生じる。さらに α が増加し $\alpha=120^\circ$ (cross type 係留)になると、再びピークの σ^2h/g は増加してほぼ $\alpha=60^\circ$ の場合と一致したところにピークが現われる。この結果からみる限りでは、通常いわれているcross typeの有効性はそれほど顕著ではない。

この点についていくつかの例をとりあげて理論計算を行ない比較検討したところによれば、浮体の形状・大きさや係留点位置、入射波周期などによってはcross type係留の方が大きな運動を示す場合があるので注意を要する。

b) ばね定数変化の影響(図—3(b), (e), (f)参照)

図—3(e), (f)は、(b)が $K=40$ gr/cmの場合であるのに対して、同一浮体に対しばね定数を5gr/cmと100gr/cmに変化させたものである。ばね定数が増加するにつれて、共振点は水平・回転運動、鉛直運動ともに、 σ^2h/g の大きい短周期側に移動する。また索張力はばね定数の増加と共に全体的に増加する。このときに浮体運動に対する拘束は必ずしも増加せず、むしろ運動が大きくなる傾向もみられる。これは前述のように、ピークの位置がばね定数の増加とともに移動するためであろう。

c) 吃水深変化の影響(図—3(b), (g)参照)

図—3(g)は(b)の場合に比して吃水が約半分になっている。吃水の減小もピークをより短周期側に移動させるといえる。これは自由円筒浮体の場合にも認められる現象で、浮体の付加質量、付加慣性モーメントを考慮することにより、ある程度理論的に説明できる。

(2) 近似解との比較

図—3に対応して実験値と近似理論解を比較したものが、図—4(a)~(g)である。近似解が厳密解と最も著しく相違する点は、鉛直運動およびそれにともなう係留索張力のピークの現われる σ^2h/g の値がかなり減小していることである。実験値では相当するピークは現われておらず、この点に近似解の精度の不充分さが顕著にあらわれている。伊藤ら⁴⁾は固定円柱に対して厳密解と近似解の比較を行い、近似解の精度がほぼ満足できるとしているが、浮体のように構造物運動にともなう造波抵抗が大きい場合には、無限級数項の省略には問題があると思われる。

なお、水平・回転運動およびそれに対応した索張力に

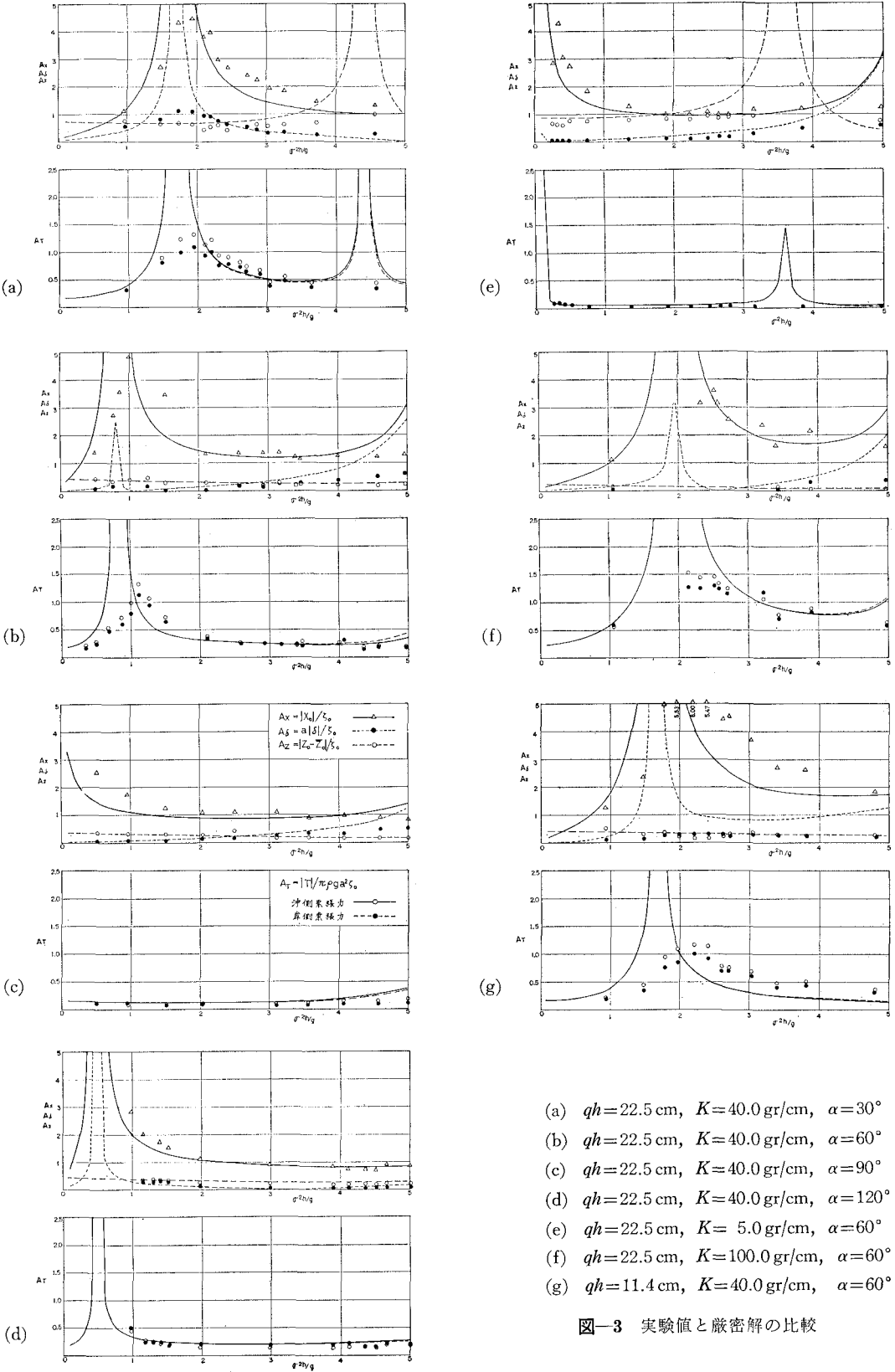
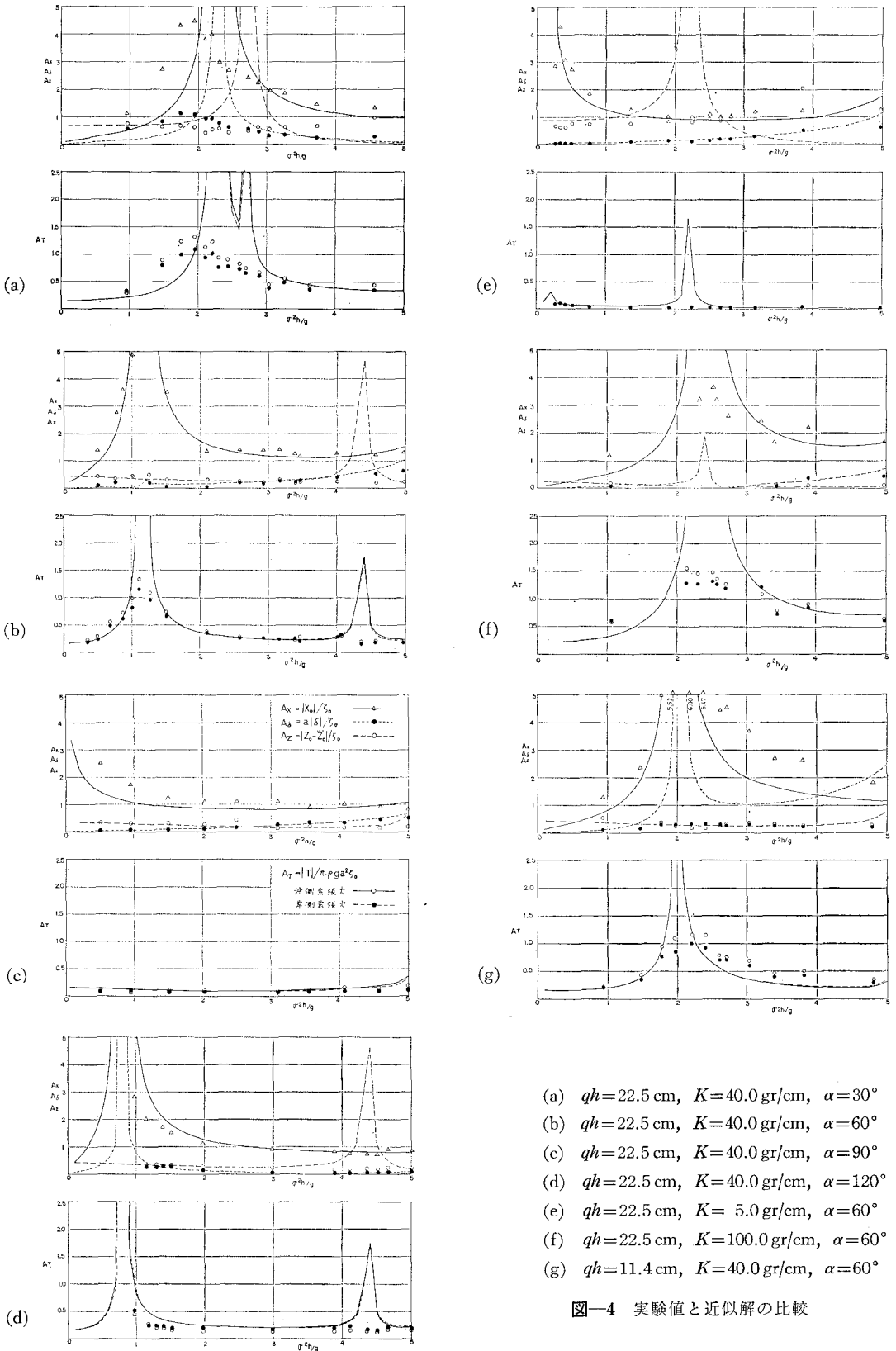


図-3 実験値と厳密解の比較



図—4 実験値と近似解の比較

については、厳密解よりもむしろ近似解と実験値の一致度がよいケースもあるが、厳密解のピーク値が一般に実験値よりも低周波側に出ているのに対し、近似解のピークは、実験値よりも高周波側に出る場合、低周波側に出る場合などがあり、ずれの一般的傾向はみられない。

5. 浮体運動の最大振幅

浮体の水平運動と回転運動のピークは同一周期のところに現われ、索張力のピーク値は水平・回転運動および鉛直運動のピークの位置に現われる。前節でみたようにこれらのピークの現われる入射波周期は、ここで扱った線形ポテンシャル理論によってほぼ推定できる。しかしながら共振点とそこごく近傍での運動振幅や張力の大きさについては、理論解は過大な値を与える。工学的には共振周波数の予測とともに、与えられた条件下で浮体の運動や張力がどの程度に励起されるかを推定することが極めて重要であることはいうまでもない。

ここでは浮体の運動方程式中に抗力成分を取り込むことによって、これらの共振点での値をどの程度に説明できるかを考えてみることにする。一般に i 方向の抗力 F_{Di} は次式で表わされる。

$$F_{Di} = \frac{\rho}{2} C_{Di} (u_i - v_i) |u_i - v_i| S_i \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 u_i, v_i は水粒子の速度と浮体の速度の i 方向成分、 S_i は i 方向に投影した浮体の断面積であり、 C_{Di} は i 方向に対する抗力係数である。式 (14) は相対速度の2乗の形のため取扱いがきわめて難しくなるので、これを線形抵抗で近似して式を組み立てることがしばしば行われる。線形抵抗におくことにより、浮体の運動方程式は線形振動系のそれに類似の形となり扱いは容易になるが、減衰定数を合理的に決めることが新たな問題として生じる。また、これまで抗力係数に関してなされてきた多くの研究成果を利用することを困難にする。そこで本論文では式 (14) の形式は維持したまま、いくつかの近似を行うことにより抗力を扱うを試みる。

まず共振点付近の浮体運動が大きいときには、相対的に水粒子速度の抗力への寄与は小さく、浮体運動が小さい時にはそもそも抗力成分が小さいと考えて、式 (14) 中の u_i を無視する。また、水平運動と鉛直運動については v_i として浮体重心の速度を用い、 S_i としては各方向への全投影面積をとる。一方、回転運動については重心まわりの回転に対する浮体各部の速度に対応して各部に働く抗力を求め、それから重心まわりのモーメントを計算する。

このように仮定すると、抗力の水平成分 F_{DH} 、鉛直成分 F_{DV} 、モーメント M_D は次のように求まる。

$$F_{DH} = -i\sigma^2 \rho a q h \zeta_0^2 C_D C_x |C_x| \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$F_{DV} = -(i/2) \sigma^2 \rho \pi a^2 \zeta_0^2 C_D C_z |C_z| \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$M_D = -(i/4) \sigma^2 \rho a^3 \left\{ \left(\frac{qh}{a} \right)^4 \left[\left(1 + \frac{\bar{z}_0}{qh} \right)^4 + \left(\frac{\bar{z}_0}{qh} \right)^4 \right] + \frac{16}{15} \right\} \zeta_0^2 C_D C_\theta |C_\theta| \quad \dots\dots\dots (17)$$

ただし、抗力係数は方向によらず一定とし C_D で表わしてある。

さて式 (6), (8) からわかるように水平運動と回転運動は互いに連成しているの、それぞれに式 (15), (17) の非線形項を付け加えると解を求めるのは著しく困難になる。本論文では、抗力を考えることによって共振点のピーク値を説明できるか否かの可能性を探ることを主眼において、比較的扱いの容易な鉛直運動のみを考え、しかも近似理論によって計算をすすめることにする。

式 (7) の鉛直方向の運動方程式に式 (16) の鉛直抗力に相当する項をつけ加えると、

$$\left(\mu_z - \frac{ka}{2n} f_B^2 \frac{H_0}{H_0'} \right) C_z + i\nu_z C_z |C_z| = \frac{2if_B}{\pi ka} \cdot \frac{1}{H_0'} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\nu_z = \frac{C_D}{2} \frac{\sigma^2 h}{g} \frac{\zeta_0}{h} \quad \dots\dots\dots (19)$$

式 (18) の左辺中の散乱波の項は μ_z に比して一般に小さいので無視すると、

$$\nu_z C_z |C_z| - i\mu_z C_z = \frac{2f_B}{\pi ka} \frac{1}{H_0'} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$C_z = A_z e^{-i\beta_z}$ で、しかも ν_z と μ_z は実数であることに着目して式 (20) を変形すると、

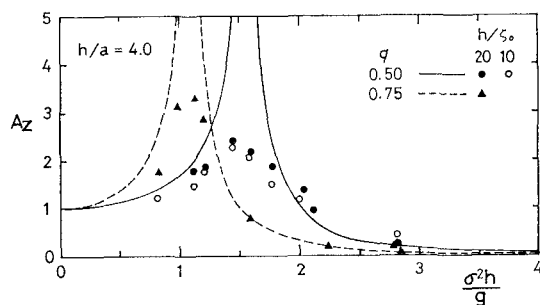
$$\nu_z^2 A_z^4 + \mu_z A_z^2 = \left(\frac{2f_B}{\pi ka} \frac{1}{|H_0'|} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (21)$$

を得る。特に共振点の極く近傍では $\mu_z \approx 0$ であるから、

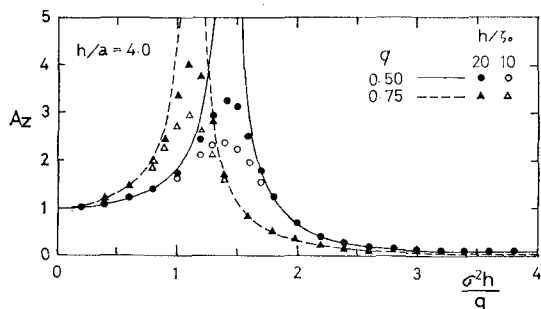
$$A_z = \frac{|z_0 - \bar{z}_0|}{\zeta_0} \sim \left(\frac{4f_B}{\pi ka} \frac{g}{\sigma^2 h} \frac{1}{|H_0'|} \frac{1}{C_D} \frac{h}{\zeta_0} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (22)$$

となり、無次元化された鉛直運動振幅は入射波振幅が大きいほど小さくなるのがわかる。

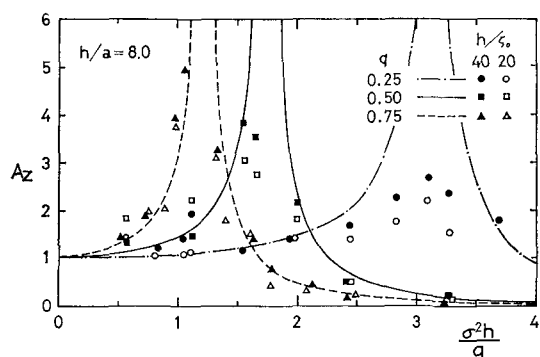
さて、今回の実験では鉛直運動のピークはとらえられていないので、先に報告した自由円筒浮体の実験結果²⁾と比較検討する。図—5(a), (b) は $h/a = 4.0$ と 8.0 の場合のそれぞれに対して、 h/ζ_0 の値によって記号を変えて実験値をプロットしたものであり、図中の曲線は厳密解を示している。他方、図—6(a), (b) は式 (21) によって計算した結果を図—5と同じ記号で示したもので、参考のために式 (7) より求めた近似解も示してある。ただし抗力係数 C_D は 1.0 としている。式 (21) は近似理論に抗力の効果を取り込んだものであるため、特に吃水が小さい場合には共振周波数が実験値とかなり異なる。しかし入射波高が大きく (h/ζ_0 が小さく) となるとピーク値が下がることと、吃水が小さいと同じくピーク値が下がるという傾向はよく対応しており、またピーク値そのもの



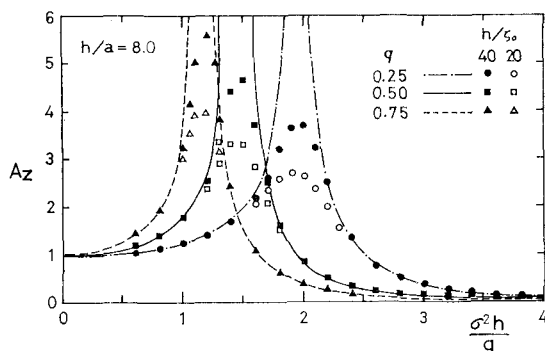
(a)



(a)



(b)



(b)

図—5 自由浮体の鉛直運動（実験値と厳密解の比較）

図—6 自由浮体の鉛直運動（抗力を考慮した近似解）

のについても、式 (21) によってほぼ妥当な値が得られることがわかる。

6. おわりに

以上、ばね係留円筒浮体に関して、線形ポテンシャル理論の妥当性を実験により検討した。共振を生じる入射波の周期に対しては線形ポテンシャル理論により予測が可能であるが、共振点付近の運動振幅や張力の大きさについては、さらに抗力成分の効果をも考慮する必要があることがわかった。

無限級数項を含む厳密解の中に非線形の抗力成分を取込んでいくことが、次に解決すべきステップであろう。また波および浮体運動の有限振幅性、係留ばねの減衰性、初期張力以上の変動張力が生じた場合の挙動なども今後さらに検討を加えていく予定である。

参考文献

- 1) 堀川清司・渡辺 晃：円筒形浮体と浅海波の相互作用，第 19 回海岸工学講演会論文集，pp. 419-425, 1972.
- 2) 堀川清司・渡辺 晃・山田恭央：浅海波による円筒形浮体の運動，第 28 回年次学術講演会講演集，pp. 35-36, 1973.
- 3) 井島武士・田淵幹修・湯村やす：有限水深の波による円柱状浮体の運動，土木学会論文報告集，第 206 号，pp. 71-84, 1972.
- 4) 伊藤喜行・木原 力：円柱の動揺に伴う造波抵抗，港湾技術研究所報告，第 11 巻，第 3 号，pp. 37-58, 1972.
- 5) 本間 仁・荻原国宏・比企三蔵：円筒形浮体の波による応答，第 28 回年次学術講演会講演集，pp. 33-34, 1973.
- 6) 鈴木健治・吉田常松・植松幹夫：円筒形浮体の動揺と係留，第 28 回年次学術講演会講演集，pp. 29-30, 1973.