非線形係留浮体の有限振幅動揺特性

熊本大学 工学部 正会員 滝川 清 三池 亮次
同 上 学生員 ○美作 憲昭 古田 英樹

1．はじめに　波浪中の浮体動揺は、作用する流体力特性、浮体の形状及び係留力によって異なり、これらが相互に影響する複雑な連成運動系である。特に浮体共振運動時の様に動揺が大となる場合には、浮体及び流体の運動には有限振幅性が出現する。従来より浮体の動揺に関しては、微小振幅波による浮体の微小な運動を対象とした取扱が多数で、相互運動の有限振幅性に関する研究は殆ど見受けられない。先に著者等は、流体と浮体との連成運動系とした相互の有限振幅運動のF.E.Mによる解析方法[1]を示し、さらにこれに浮体運動の非線形抗力を考慮した解析[2]を行って、相互運動の有限振幅性の効果について検討している。本報告は、係留力についてカテナリー理論を基に非線形解析を行い、その結果を基に若干の検討を加えたものである。

2．解析手法　図1に示すように、浅海域に係留された浮体がある時、波及び浮体の有限な運動系について考える。この時解析領域Vは水面変動量$\eta(x,t)$及び浮体の没水表面によって決定される時刻tによって変動する領域である。図のように座標系をとり、また浮体運動に関しては粘性に起因した抗力は考えるが、浮体運動は速度ポテンシャルϕを有するものとすると、流体運動の支配方程式は各境界領域で以下のように表現される。

境界領域V内 ： $$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2}=0 \quad \cdots(1.1)$$

浮体没水表面S_4 ： $$\frac{\partial\phi}{\partial n}=\frac{\partial\dot{\phi}}{\partial n} \quad \cdots(1.2)$$

仮想境界S_3 ： $$\frac{\partial\phi}{\partial n}=\frac{\partial\bar{\phi}}{\partial n} \quad \cdots(1.3)$$

不透過境界S_2 ： $$\frac{\partial\phi}{\partial n}=0 \quad \cdots(1.4)$$

自由表面S_1 ： $$\frac{\partial\phi}{\partial n}=n_y\frac{\partial\eta}{\partial t} \quad \cdots(1.5)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}+\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)^2\right\}+g\eta=0 \quad \cdots(1.6)$$

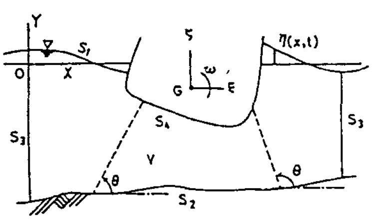

図1 解析領域

ここにn外向法線方向、n_yはnのy軸方向余弦である。また$\bar{\phi}$は解析領域外の速度ポテンシャル、$\partial\dot{\phi}/\partial n$は浮体没水表面の法線方向速度成分を意味する。また、係留された浮体運動の方程式はMを浮体質量、Iを浮体重心に関する慣性能率とすると次式で示される。

水平方向： $$M\frac{d^2\xi}{dt^2}=\int_{S_4}P_h\,dS_4-F_h+F_{dh} \quad \cdots(2.1)$$

鉛直方向： $$M\frac{d^2\zeta}{dt^2}=\int_{S_4}P_v\,dS_4-F_v+F_{dv}-(Mg+T_v) \quad \cdots(2.2)$$

回転方向： $$I\frac{d^2\omega}{dt^2}=\int_{S_4}P_m\,dS_4-F_m+F_{dm} \quad \cdots(2.3)$$

ここにF_h, F_v, F_mは係留索による抗力項であり、T_vは静止状態での索張力の鉛直成分である。P_h, P_vは流体圧の水平，鉛直方向成分であり、P_mは浮体重心に作用する流体圧のモーメントである。またF_{dh}, F_{dv}, F_{dm}は粘性に起因する非線形抗力の各運動成分を意味する。以上基礎式として流体及び浮体の運動方程式を示したが、解析の詳細は文献[1,2]を参照されたい。

3．非線形抗力項の取扱　係留索の張力は懸垂線理論（カテナリー理論）から算出するが、荒天時あるいは共振点近傍など浮体動揺が大となる場合には、係留索張力と浮体運動とは非線形の強い関係となるため、カテナリー理論を用いてもこのままでは解析することが出来ない。そこで以下に述べる増分法を用いてこの問題の線形化を図る。いま図2に示すように、係留索取り付け点Aと浮体運動の重心位置に関するある時刻における第n近似解が既知であるとして、これの第n+1近似解をそれぞれの微小の増分量を用いて表現すると、この時の係留力Fは次のように表現できる。

$$F(H_\theta+dH, V_\theta+dV) = F(H_\theta, V_\theta) + \Delta F(dH, dV) \quad \ldots (3.1)$$

第ｎ近似解の回りにTailor展開してその第１項までをとると、浮体の微小な増分量（$d\xi, d\zeta, d\omega$）と係留索張力の増分（dT_h, dT_v）は次式で関係づけられる。

$$\begin{bmatrix} dTh \\ dTv \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_H}{\partial H}, & \frac{\partial F_H}{\partial V} \\ \frac{\partial F_U}{\partial H}, & \frac{\partial F_U}{\partial V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dH \\ dV \end{bmatrix} \quad \ldots (3.2)$$

$$\begin{bmatrix} dH \\ dV \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial G_H}{\partial \xi}, & 0 & , \frac{\partial G_H}{\partial \omega} \\ 0 & , \frac{\partial G_U}{\partial \zeta}, & \frac{\partial G_U}{\partial \omega} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\xi \\ d\zeta \\ d\omega \end{bmatrix} \quad \ldots (3.3)$$

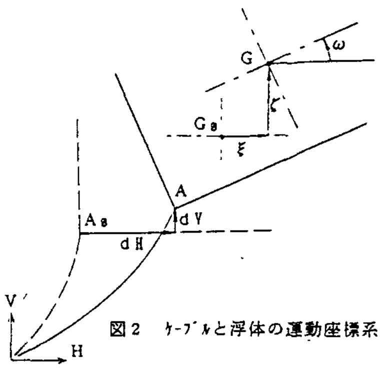

図２　ケーブルと浮体の運動座標系

すなわちこの計算方法は係留作の反力係数を第ｎ近似解を用いて逐次計算し、浮体の未知な微小運動の増分量の関数として表現し、浮体及び流体の運動方程式と共に解くものである。なお$\partial F_H/\partial H$などは線形バネ定数であるが、ケーブル等の非線形係留索を考える場合にはスラック状態などの鎖の状態によって変動するものであり、解析の際これを考慮しなければならない。

４．有限振幅運動の効果

有限振幅運動の効果を表す例として、バネ係留ではあるが、文献[3]に示した浮体の不規則波入射時の計算結果を示す。計算の対象とした不規則波は、$(\sigma^2 h/g)_{1/3}=2.0$に相当するB.S.光易型スペクトルの波で、$(H/L)_{1/3}=0.01, 0.03$の２ケースについて比較する。図３-1, 2, 3は浮体運動の水平(ξ)鉛直(ζ)回転(ω)各運動成分ごとのスペクトルで、横軸は入射波の周波数に対する比(f/f_n)で無次元化している。各運動とも$(H/L)_{1/3}$の増加にともなって共振点近傍でのピーク値の低減がみられる。この傾向は全ての運動にみられるが、特に鉛直運動において顕著である。また、水平，回転運動においては、新たな長周期の変動成分(漂流力)が大きく現れている。このようにポテンシャルの高次解を考慮した有限振幅解析を行うことによって、係留浮体の運動をより厳密に表現することが出来る。

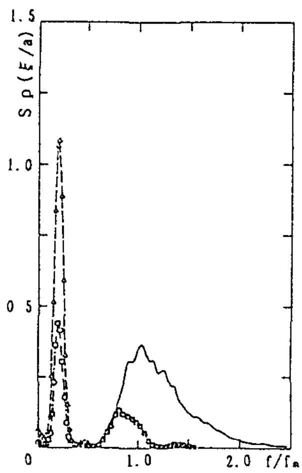

図３-1　水平運動スペクトル

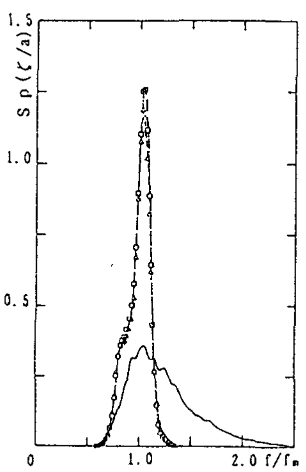

図３-2　鉛直運動スペクトル

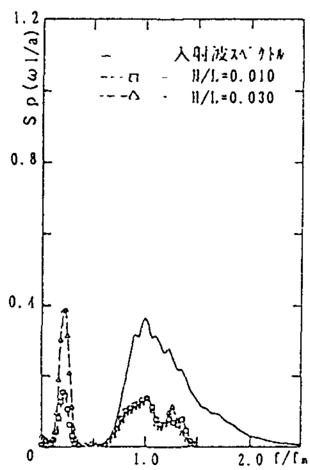

図３-3　回転運動スペクトル

５．おわりに

F.E.M解析を行って、浮体運動の有限振幅特性について若干の検討を加えたが、紙面の都合上割愛した有限振幅波による非線形係留の特性については、講演時に発表の予定である。なお、本研究は平成２年度文部省科学研究費補助金による研究の一部であることを付記し、謝意を表する。

参考文献　1)滝川 清・田渕 幹修：有限要素法による波動解析について．第27回海講，1980
2)滝川 清・田渕 幹修：浮体の有限振幅運動と非線形抗力について．第33回海講，1986
3)滝川 清・美作 憲昭 他：矩形断面浮体の有限振幅動揺特性について．昭和63年度西部支部研究発表会