

二重管係留システムで係留された没水水平版の動揺と波の制御

九州大学 学生員○旭 剛志 九州大学 正 員 吉田明徳
九州共立大学 正 員 小島治幸 日本国土開発(株) 正 員 中村哲也

1. まえがき

没水水平版はその版長及び天端水深を適当に選ぶことにより、高い波浪制御効果が得られるが、没水水平版を係留する方法として二重管式浮体係留システムが考えられている¹⁾。二重管式浮体係留システムで係留された没水水平版は固定の没水水平版に対して次の特徴を有している。(a) 潮汐などの長周期の水面変動に対しては、自由に追従して水平版の天端水深を常に最適な水深に保つことが出来る。(b) 短周期の波に対しては、浮体の動揺に伴う二重管部分の流れによる浮体運動に及ぼす減衰力を利用出来る。そこで本研究は二重管式浮体係留システムによって係留された没水水平版の鉛直運動と波浪制御効果を明らかにする事を目的にポテンシャル接続法(選点解法)²⁾を用いて解析を行ったものである。

2. 理論解析法の概略

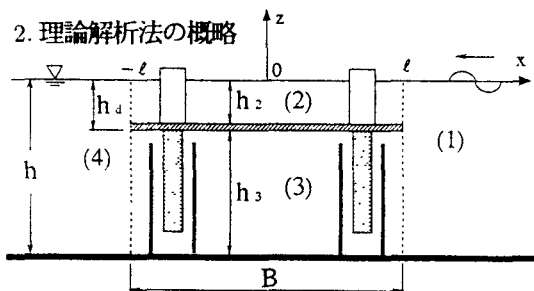


図-1 二重管式係留システムで係留された没水水平版

(1) ポテンシャル関数 $\phi_i(x, z)$ について 図-1 に示すような、一定水深の海域にある没水水平版に、微小振幅規則波が x の正の方向から入射する場合を考える。入射波は、振幅 ζ_0 、角振動数 $\sigma = (2\pi/T)$ (T は周期) の規則波で、没水水平版は、鉛直運動のみを行うものとし、鉛直運動の複素振幅を η とする。流体運動は非圧縮・非粘性流体の非回転運動を仮定し、流体運動の速度ポテンシャル $\Phi(x, z, t)$ を次式で表す。

$$\Phi(x, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

図-1 に示した様に、流体域を $x = \pm \ell$ における仮定の境界面によって、(1),(2),(3),(4) の矩形流域に分割し、各領域の流体運動に対応するポテンシャル関数を、添字を付けて $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ と表すこととする。各領域の鉛直方向の境界面における境界条件を満足するラプラス方程式の一般解は、それぞれ次式の様に表す事が出来る。

$$\phi_1(x, z) = \exp\{k_{10}(x - \ell)\} Z(k_{10}, z) + \sum_{n=0}^{\infty} D_{1n} \exp\{-k_{1n}(x - \ell)\} Z(k_{1n}, z) \quad (2)$$

$$\phi_2(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} [C_{2n} \exp\{k_{2n}(x - \ell)\} + D_{2n} \exp\{-k_{2n}(x + \ell)\}] Z(k_{2n}, z) - \frac{2i\Gamma}{\ell'} \left[\sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{\alpha_s^2} Z_2(\alpha_s, z) \cos \alpha_s x \right] \eta^* \quad (3)$$

$$\phi_3(x, z) = C_{30} \frac{x}{\ell} + D_{30} + \sum_{n=1}^{\infty} [C_{3n} \exp\{\nu_n(x - \ell)\} + D_{3n} \exp\{-\nu_n(x + \ell)\}] \bar{Z}(\nu_n, z) - \frac{2i\Gamma}{\ell'} \left[\sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{\alpha_s^2} Z_3(\alpha_s, z) \cos \alpha_s x \right] \eta^* \quad (4)$$

$$\phi_4(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{4n} \exp\{k_{4n}(x + \ell)\} Z(k_{4n}, z) \quad (5)$$

上式で、 $Z(k_{in}, z) = \cos k_{in}(z + h_i) / \cos k_{in} h_i$ である。 k_{in} は各領域 (i) の水深 h_i ($i = 1, 2, 4$) に対応する分散方程式 $\sigma^2 h_i / g = -k_{in} h_i \tan k_{in} h_i$ ($k_{i0} = ik_i$, k_i は入射波の波数、 $i = \sqrt{-1}$, g は重力加速度) の根である。また、

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= \sigma^2 / g, \quad \eta^* = \eta / \zeta_0, \quad \alpha_s = (2s+1)\pi / 2\ell' \\ Z_2(\alpha_s, z) &= \frac{\alpha_s \cosh \alpha_s z + \Gamma \sinh \alpha_s z}{\Gamma \cosh \alpha_s h_2 - \alpha_s \sinh \alpha_s h_2} \\ \nu_n &= n\pi / h_3, \quad \bar{Z}(\nu_n, z) = \cos \nu_n(z + h_d) \\ Z_3(\alpha_s, z) &= \cosh \alpha_s(z + h) / \sinh \alpha_s h_3 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ただし、(3)~(6) 式中の ℓ' は、水平版面上での運動学的境界条件をフーリエ級数表示する際の定数である。

(2) 水平版の運動方程式 水平版は図-1 に示す様な、二重管式浮体係留システムによって係留され、運動は鉛直方向のみが許されているものとする。水平版部分の質量を M 、二重管内管の質量 M_c 、フロート部分の質量を M_F 、水平版に作用する鉛直波力を $F_z \exp(i\sigma t)$ 、鉛直運動に伴う浮力変化を $F_b \exp(i\sigma t)$ 、二重管部分の付加質量力を $F_l \exp(i\sigma t)$ 、二重管部分に作用する粘性抵抗を $F_v \exp(i\sigma t)$ で表す事にとすると、水平版の運動方程式は次式で与えられる。

$$(M + M_c + M_F) \frac{d^2 z_g}{dt^2} = \{F_v + F_l + F_b + F_z\} \exp(i\sigma t) \quad (7)$$

ただし、 $M, M_c, M_F, F_z, F_b, F_l, F_v$ は単位奥行き当たりの値に換算したものを意味している。また、 z_g は任意時刻における水平版の中心点 G の座標である。

F_v, F_l, F_b はそれぞれ次式で表される¹⁾。

$$F_v = m_c \left\{ \lambda \rho g \pi b^2 \zeta_0 \eta^* |\eta| \left[\frac{\ell_c}{b} \Gamma \beta^{-2} (2 + \beta)^{-2} e^{i\epsilon} \right] \right\} \quad (8)$$

$$F_l = m_c \rho g \pi b^2 \ell_c \zeta_0 \eta^* \Gamma \quad (9)$$

$$F_b = -m_F \rho g A_F \zeta_0 \eta^* \quad (10)$$

ただし、 b は二重管内管の半径、 ℓ_c は二重管ラップ長、 λ は抵抗係数、 ρ は流体密度、 β は e/b (e : 二重管部分間隙長) で、 e は、浮体運動に対する粘性抵抗の位相差を意味し、 m_c は単位奥行き長さ当たりの二重管式係留装置の個数である。また、 A_F は、1 個のフロートの水線面積を表し、 m_F は単位奥行き長さ当たりのフロートの個数である。一方、水平版に作用する鉛直波力は ϕ_2, ϕ_3 で与えられる水平版上の流体圧力を積分する事によって与えられる。

$$F_z = i \rho g \zeta_0 \left[\int_{-\ell}^{\ell} \{ \phi_3(x, -h_d) - \phi_2(x, -h_2) \} dx \right] \quad (11)$$

以上、(8)～(11) 式を (7) 式に代入すると、鉛直運動の無次元振幅 η^* と、ポテンシャル関数 $\phi_2(x, z)$ 、 $\phi_3(x, z)$ の未定係数との関係式が得られる。

(3) 選点解法による解 境界面 ($x = \pm \ell$) における流体運動の連続条件式に、(2)～(5) 式を代入し、変数 z を消去すると、 $D_{1n}, C_{2n}, D_{2n}, \dots$ 等の未定係数と η^* について、未定係数の個数と同じ数の一次関係式を得る事になるが、この際、従来の $Z(k, n, z)$ の直交性を利用する方法に変えて、理論式展開が簡単に計算精度も良い選点解法を用いる²⁾。これらの一次関係式と、運動方程式を連立して解く事によって、未定係数と η^* が決まる事になる。

3. 計算例と計算結果

水平版の条件を (版長 $B/h = 2.0, m_c = 2.0, b/h = 0.05, \ell_c/h = 0.5, A_F/h^2 = 0.02$) に固定し、二重管係留システムの粘性抵抗を考慮しない場合 ($\lambda = 0$) について表-1 に示すように、没水深 h_2/h を 0.15, 0.25, 0.35 の 3 通りに変化させた計算を行った結果を図-2～4 に示している。図-2 には、 $h_2/h = 0.15$ の場合の、通過率 Kt と水平版の鉛直運動振幅 $|\eta/\zeta_0|$ を示しており、図中には比較のため水平版を固定した場合の Kt についても示している。これより、自由に鉛直運動を許す場合でも、入射波の波長によっては波を完全に遮断する機能を有する。ただし、同じ没水深の固定水平版と較べると、有効な波長が短波長域の方へ移る。図-3 は、水平版 ($h_2/h = 0.15$) に作用する鉛直波力を固定の場合と比較して示したもので、固定の場合に較べて、動揺を許した場合の波力は著しく小さくなる事がわかる。図-4 には、没水深 h_2/h を変えた場合の、通過率 Kt と鉛直運動の振幅 $|\eta/\zeta_0|$ の変化を示している。これより、没水深が深くなるにつれ、波の遮断効果は急激に小さくなり、しかも Kt が最小となる波長が短波長域に移る事がわかる。 表-1

	CASE1	CASE2	CASE3	CASE4*
h_2/h	0.15	0.25	0.35	0.15
* CASE4は固定水平版				

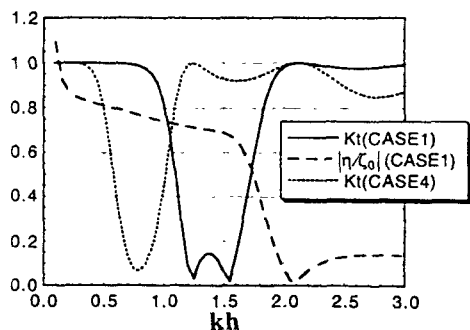


図-2 通過率 Kt と水平版鉛直変位 η/ζ_0

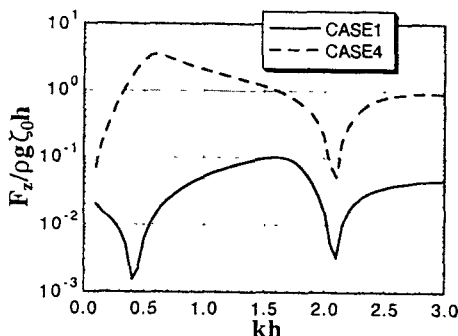


図-3 鉛直波力

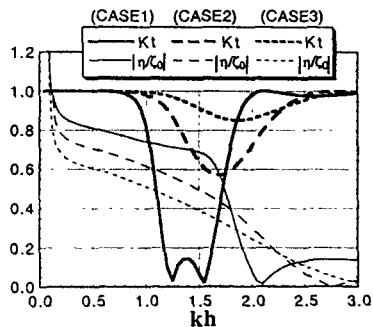


図-4 通過率 Kt と水平版鉛直変位 η/ζ_0

4. あとがき

本文には、二重管の粘性抵抗を無視した場合の結果についてのみ示した。現在、抵抗を考慮した解析を行っており、結果については講演時に示す予定である。

参考文献

- 吉田明徳・村上啓介・入江功・志方洋介・中村哲也：二重管式浮体係留システムの抵抗特性，海岸工学論文集 第 38 巻 pp.791～795 1991 年
- 吉田明徳・小島治幸・鶴本良博：波動境界値問題におけるポテンシャル接続法の選点解法，土木学会論文集 第 417 号 / II-13 pp.265～274 1990 年 5 月