

近接して係留された2浮体の波浪動揺に関する研究

久保雅義*・斎藤勝彦**・大音宗昭***・芳田利春****

1. はじめに

港内の静穏度を係留船の波浪動揺の面より評価すべきであると言われて以来、波浪中の浮体動揺に関する研究が行われるようになり、近年では3次元の任意形状の浮体が岸壁や防波堤などの任意境界内に係留されている場合についても検討されている(樫木ら, 1990)。しかしこれまでの研究によれば、著者ら(1989)の2次元の2浮体動揺に関する研究を除けば、いずれも岸壁等の周辺境界に1つの浮体が存在している場合の動揺を扱ったものである。これに対して、はしけ取りによる荷役作業や、近年実現性の検討がなされている大型船を対象とした浮体式係留岸に船を係留させる場合や、作業船に船を係留させる場合、洋上石油備蓄用浮体の場合等2つの浮体が近接して係留されている場合の2浮体の動揺特性を明らかにする必要が高まっている。

そこで本研究では、波浪中で近接して係留された2つの任意形状の3次元浮体が互いに影響を及ぼし合いながら動揺する問題を扱い、2浮体動揺の面から港内静穏度を考える基礎的な資料を提供することを目的とする。

2. 3次元2浮体動揺解析理論

(1) 速度ポテンシャルと動揺の表現

ここで用いる解析法は、John のグリーン関数を用いた直接境界積分法であり、1浮体の場合には著者ら(1991)に詳しいので、ここでは2浮体となることによる理論の要点のみを示す。

図-1 に示すように一定水深 h のもとに線型なバネ系により係留された任意形状の3次元浮体の、波角 ω 、角周波数 σ の規則波による、6自由度の微小な定常運動を考える。さて速度ポテンシャルの存在を仮定すると、波浪中に動揺する2浮体のまわりの速度ポテンシャル Φ は、以下のように表わされる。

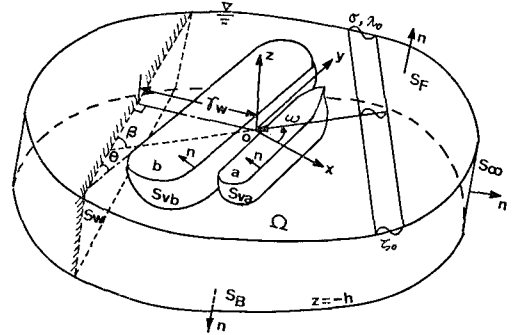


図-1 3次元2浮体動揺解析の座標系

$$\Phi = \left\{ \frac{g\zeta_0}{\sigma}(\phi_0 + \phi_d) + \sum_{l=1}^6 \frac{gX_{la}^*}{\sigma} \phi_{rla} + \sum_{l'=1}^6 \frac{gX_{l'b}^*}{\sigma} \phi_{rl'b} \right\} e^{-i\sigma t} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 g は重力加速度、 ζ_0 は入射波振幅、 t は時間、 i は虚数単位 ($=\sqrt{-1}$)、 l_a 、 l'_b はそれぞれ浮体 a 、 b の動揺モードを表わし、1:スウェー、2:サージ、3:ヒープ、4:ピッチ、5:ロール、6:ヨーである。また、 ϕ_d は2浮体が存在することによって生じる散乱波を示す無次元化されたディフラクション・ポテンシャル関数、 ϕ_{rla} 、 $\phi_{rl'b}$ はそれぞれ浮体 a の l モード、浮体 b の l' モードの単振動によって生じる発散波を示す無次元化されたラディエーションポテンシャル関数である。さらに、 ϕ_0 は2浮体に作用する入射波を表わす無次元化されたポテンシャル関数である。また、2浮体 a 、 b の6自由度の動揺変位と回転角の複素振幅を、それぞれ $\hat{X}_a$ 、 $\hat{Y}_a$ 、 $\hat{Z}_a$ 、 $\hat{\Omega}_{xa}$ 、 $\hat{\Omega}_{ya}$ 、 $\hat{\Omega}_{za}$ 、 $\hat{X}_b$ 、 $\hat{Y}_b$ 、 $\hat{Z}_b$ 、 $\hat{\Omega}_{xb}$ 、 $\hat{\Omega}_{yb}$ 、 $\hat{\Omega}_{zb}$ とすると、 X_{la}^* 、 $X_{l'b}^*$ は次式にて表わされる。

$$\left. \begin{aligned} X_{1K}^* &= \hat{X}_K, & X_{2K}^* &= \hat{Y}_K, & X_{3K}^* &= \hat{Z}_K \\ X_{4K}^* &= L_K \hat{\Omega}_{xK}/2, & X_{5K}^* &= B_K \hat{\Omega}_{yK}/2 \\ X_{6K}^* &= L_K \hat{\Omega}_{zK}/2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 K は浮体 a または b を示し、 L_a 、 L_b は浮体 a 、 b の長さ、 B_a 、 B_b は浮体 a 、 b の幅である。

また基礎方程式と境界条件は、ディフラクション・ポテンシャル関数 ϕ_d と、ラディエーション・ポテンシ

* 正会員 工 博 神戸商船大学教授 船貨輸送研究施設

** 正会員 商船修 神戸商船大学助手 船貨輸送研究施設

*** 正会員 東洋建設(株) 技術研究所

**** 正会員 工 修 東洋建設(株)

ル関数 ϕ_{ria} , $\phi_{rl'b}$ のそれぞれについて 以下のように成り立つ.

<ディフラクション問題>

$$\left. \begin{aligned} \partial^2 \phi_a / \partial x^2 + \partial^2 \phi_a / \partial y^2 + \partial^2 \phi_a / \partial z^2 &= 0 & (\text{in } \Omega) \\ \partial \phi_a / \partial z - \phi_a \sigma^2 / g &= 0 & (\text{on } S_F) \\ \partial \phi_a / \partial z &= 0 & (\text{on } S_B) \\ \partial \phi_a / \partial n &= -\partial \phi_0 / \partial n & (\text{on } S_{Va}, S_{Vb}) \\ \sqrt{R} (\partial \phi_a / \partial R - i k_0 \phi_a) &= 0 & (\text{when } R \rightarrow \infty) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

<ラディエーション問題 ($l, l'=1, 2, \dots, 6$)>

$$\left. \begin{aligned} \partial^2 \phi_{ria} / \partial x^2 + \partial^2 \phi_{ria} / \partial y^2 + \partial^2 \phi_{ria} / \partial z^2 &= 0 & (\text{in } \Omega) \\ \partial^2 \phi_{rl'b} / \partial x^2 + \partial^2 \phi_{rl'b} / \partial y^2 + \partial^2 \phi_{rl'b} / \partial z^2 &= 0 \\ \partial \phi_{ria} / \partial z - \phi_{ria} \sigma^2 / g &= 0 & (\text{on } S_F) \\ \partial \phi_{rl'b} / \partial z - \phi_{rl'b} \sigma^2 / g &= 0 \\ \partial \phi_{ria} / \partial z &= 0, \partial \phi_{rl'b} / \partial z &= 0 & (\text{on } S_B) \\ \partial \phi_{ria} / \partial n &= -i n_{la}, \partial \phi_{rl'b} / \partial n &= 0 & (\text{on } S_{Va}) \\ \partial \phi_{ria} / \partial n &= 0, \partial \phi_{rl'b} / \partial n &= -i n_{l'b} & (\text{on } S_{Vb}) \\ \sqrt{R} (\partial \phi_{ria} / \partial R - i k_0 \phi_{ria}) &= 0 \\ \sqrt{R} (\partial \phi_{rl'b} / \partial R - i k_0 \phi_{rl'b}) &= 0 & (\text{when } R \rightarrow \infty) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ただし, R は原点からの水平距離, n_{la} , $n_{l'b}$ はそれぞれ浮体 a の l 方向, 浮体 b の l' 方向の没水面上の正規化された法線方向速度を表す.

さらに, 図-1 に示されるように, S_{Va} , S_{Vb} , S_F , S_B , S_R により囲まれた流体領域 Ω についてグリーン関数の公式を適用し, $R \rightarrow \infty$ とし, ϕ_d とグリーン関数 G に関する基礎方程式と境界条件を代入すると, 求めようとする没水面上の点におけるディフラクション・ポテンシャル関数 ϕ_d は, 以下の積分方程式を満足する.

$$\phi_d = -\frac{1}{2\pi} \left\{ \int_{S_{Va}} (\phi_a \partial G / \partial n + G \partial \phi_0 / \partial n) dS + \int_{S_{Vb}} (\phi_b \partial G / \partial n + G \partial \phi_0 / \partial n) dS \right\} \quad (5)$$

同様に, ラディエーション・ポテンシャル関数についても次式のような積分方程式を満足する.

$$\left. \begin{aligned} \phi_{ria} &= -\frac{1}{2\pi} \left\{ \int_{S_{Va}} (\phi_{ria} \partial G / \partial n + i n_{la} G) dS + \int_{S_{Vb}} \phi_{ria} \partial G / \partial n dS \right\} \\ \phi_{rl'b} &= -\frac{1}{2\pi} \left\{ \int_{S_{Va}} \phi_{rl'b} \partial G / \partial n dS + \int_{S_{Vb}} (\phi_{rl'b} \partial G / \partial n + i n_{l'b} G) dS \right\} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

また, 図-1 の破線で示されるような鉛直岸壁前面に2浮体が任意の角度で係留される場合は, 以下のような岸壁での境界条件が加わる.

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi_a / \partial n &= 0 & (\text{on } S_W) \\ \partial \phi_{ria} / \partial n &= 0, \partial \phi_{rl'b} / \partial n &= 0 & (\text{on } S_W) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

同様にグリーン関数 G についても次の境界条件が加わる.

$$\partial G / \partial n = 0 \quad (\text{on } S_W) \quad (8)$$

したがって, 岸壁の無い一定水深 h でのグリーン関数を, G^* と読み直せば, 岸壁が存在する場合のグリーン関数 G は, G^* に鏡像法を適用して式 (9) のように表わし, 未知ポテンシャル関数に関する積分方程式 (5), (6) へ代入する.

$$G(P, Q) = G^*(P, Q) + G^*(P, Q') \quad (9)$$

ここに, $Q'(x', y', z')$ は, $Q(x, y, z)$ の岸壁に対する鏡像点で以下の関係が成り立つ.

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - 2(x \cos \theta + y \sin \theta + \gamma w) \cos \theta \\ y' &= y - 2(x \cos \theta + y \sin \theta + \gamma w) \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

3. 水理実験による3次元解析理論の検証

(1) 実験装置と実験方法

数値計算の検証のために, 平面水槽 (21m × 16.5m) において, 図-2 に示すように岸壁の有無, 波の入射角, 岸壁への係留角度の条件を変えて, 2浮体動揺に関する実験を行った. 実験に用いた2つの模型浮体の諸元は, 図-2 に示している.

2浮体動揺は, 2台の6自由度船体動揺測定装置により計測し, 2浮体の6モードの動揺量と同一動揺モードの2浮体の位相差に関する周期特性を得た.

(2) 実験と計算の比較

図-3 は, それぞれ鉛直岸壁前面に平行に係留された2浮体に波が正横から入射してくる場合の, スウェーの動揺量と位相差である. ここに, D_a , D_b は 図-3 に示されているように, 2浮体 a , b の重心と岸壁前面に形成される重複波の位置関係を示すパラメータで, 奇数が節, 偶数が腹の位置に浮体の重心があることを示す.

図-3 より, 動揺量, 位相差とも精度よく計算できることを確認できる. また, 波の入射側の浮体動揺が長周期側ではほぼ0となるのは, 浮体の重心が重複波の腹 ($D_a = 2$) の位置にあるためである. このように, 比較的周期の長い領域では, 動揺特性は岸壁前面の重複波と浮体

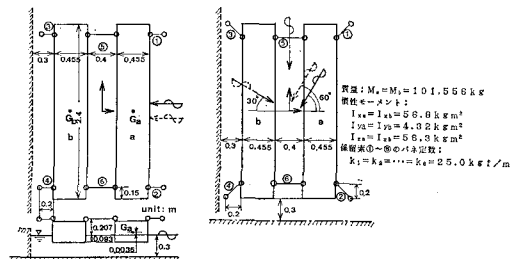


図-2 3次元2浮体動揺の実験の諸元

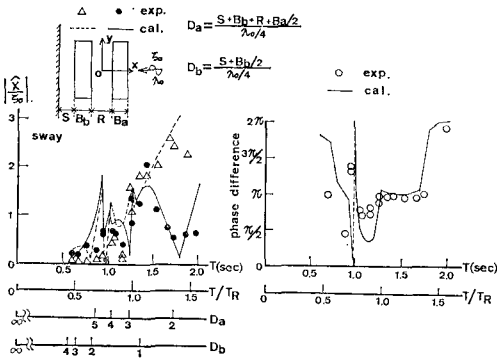


図-3 岸壁前面, 横波の場合の2浮体動揺

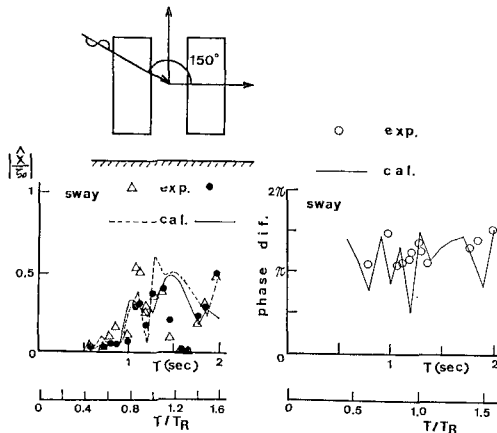


図-4 岸壁前面に縦に係留された場合の2浮体動揺

の位置関係によって簡単に説明できる。

これに対して, 図-4 は岸壁に直角な方向に係留された2浮体に斜め波が作用した場合のスウェーの動揺量と位相差を示している。この図より岸壁に対して直角な方向に係留される場合についても, 任意の波向に対して比較的精度よく計算できることを確認できる。

以上のことから, 本理論解析により一様直線鉛直岸壁前面に2浮体が任意の角度で係留され, 任意の方向より波が入射してくる場合, 2浮体の3次元動揺が動揺量, 位相差ともそれぞれ比較的精度よく計算できることが明らかである。

4. 2浮体間の相互干渉

(1) 2浮体動揺における流体力係数の相反関係

従来より, 1浮体単独の場合には浮体の動揺により流体から受けるラディエーション力には, 流体力係数を通じて相反関係があり, 港内のように複雑な境界内に1浮体がある場合にも, 流体力係数の相反関係が成り立つことが証明されている(青木, 1990)。

図-5 に示すように, 2浮体 a, b それぞれが l モー

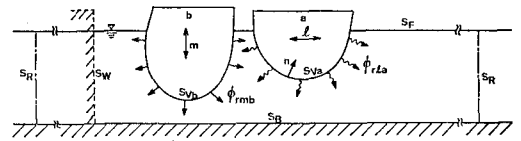


図-5 2浮体動揺によるラディエーション・ポテンシャル

ド, m モードの動揺を行うとき, ラディエーション・ポテンシャル関数 ϕ_{rla} , ϕ_{rlb} にグリーンの公式を適用し, 基礎方程式と境界条件を考慮すると, 岸壁の有無にかかわらず以下のような関係が成り立つ。

$$\int_{S_{Va}} \phi_{rmb} n_{ia} dS = \int_{S_{Vb}} \phi_{rla} n_{mb} dS \quad \dots\dots\dots (11)$$

また同様に, 以下のような関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \int_{S_{Va}} \phi_{rla} n_{ma} dS &= \int_{S_{Va}} \phi_{rma} n_{ia} dS \\ \int_{S_{Vb}} \phi_{rlb} n_{mb} dS &= \int_{S_{Vb}} \phi_{rmb} n_{ib} dS \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

よって, 次式のような流体力係数の相反関係が成り立つ。

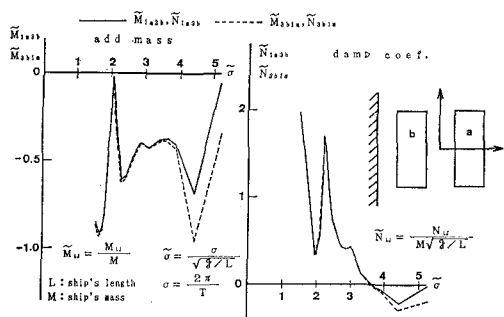
$$\left. \begin{aligned} M_{lama} &= M_{mla}, & N_{lama} &= N_{mla} \\ M_{lbmb} &= M_{mbb}, & N_{lbmb} &= N_{mbb} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$M_{lamb} = M_{mba}, \quad N_{lamb} = N_{mba} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに, 例えば M_{lamb} , N_{lamb} は浮体 b の m モードの動揺によって浮体 a の l モードに作用する付加質量および減衰係数であって, 式 (13) は, 浮体自身の流体力係数の相反関係を示しており, 従来のように岸壁などの周辺境界があっても成り立つのに加えて, 近接して浮体がある場合にもこの関係が成り立つことを示している。また, 2浮体動揺時の浮体間の流体力係数の相反関係は, 式 (14) に示されるような関係となることが明らかである。

図-6 は, 式 (14) に示すような2浮体間の流体力係数の相反関係を, 実験で用いた2浮体について計算により確認したものである。図より, 浮体 b のヒープによって浮体 a のスウェーに作用する流体力係数(図中実線で示す)が, 浮体 a のスウェーによって浮体 b のヒープに作用する流体力係数(図中破線で示す)と等しくなることが明らかである。また, その他の2浮体間の流体力係数の相反関係が成り立つことについても計算によって確認している。

なお, 波長が短くなってくると, 相反関係が成り立たなくなっている原因は, この計算を行った際に $\bar{\sigma}$ が5付近では, 計算を行う際に分割した浮体の微小要素の面積の最大値 ΔS と入射波長 λ_0 の関係が, $\sqrt{\Delta S/\lambda_0} = 0.24$ となっており, 波長に対して浮体の離散化が十分でなかったためである。また, これらの図より相反関係が計算上十分に精度よく成り立つのは $\bar{\sigma}$ が3以下であ



図—6 2浮体の流体力係数の相反関係

り、 $\sigma=3$ での $\sqrt{AS}/\lambda_0$ の値はほぼ 0.1 であることより、浮体動揺の計算における浮体の離散化は、 $\sqrt{AS}/\lambda_0$ の値が最大でも 0.1 程度にすべきであることが分かる。

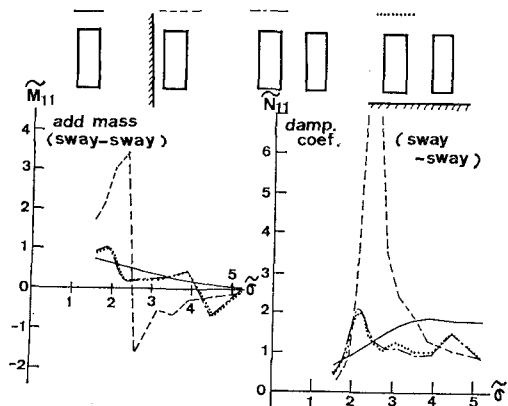
(2) 近接浮体および岸壁が流体力係数に及ぼす影響

図—7 は、実験で用いた浮体のスウェーによって、自身のスウェー方向に作用する流体力係数について、岸壁がない透過状態の 1 浮体の場合（図中実線）と、岸壁前面に 1 浮体が係留されている場合（図中破線）と、近接して同じ大きさの浮体が係留されている場合（図中一点鎖線）と、2 浮体が岸壁に縦に係留された場合（図中点鎖線）の比較を行ったものである。図に示すように、岸壁があることによって流体力係数が大きく変化することはこれまでも指摘されているが、近接して浮体を係留させることによって流体力係数に及ぼす影響は少ない。また、図に示されるように、浮体の横方向の運動であるスウェーの流体力係数には、岸壁が浮体と直角である場合には透過状態の場合とほとんど同じであるのに対して、岸壁が浮体と平行である場合には大きく異なる。以上のことから、流体力係数には近接浮体の影響も考慮する必要のあること、および岸壁に対する浮体の係留角によって、岸壁の影響が大きい流体力係数とそうでないものがあることが明らかとなる。

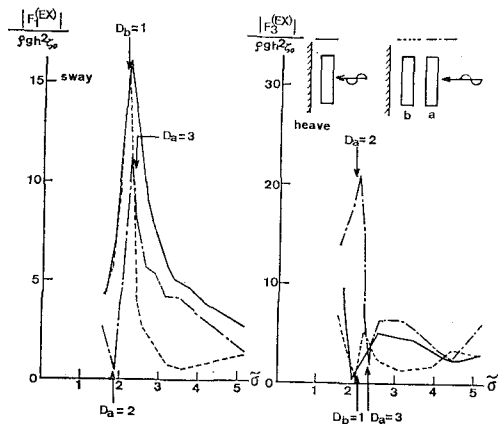
(3) 近接浮体および岸壁が波強制力に及ぼす影響

図—8 は、岸壁前面に浮体が岸壁と平行に係留されている場合に、波が正横から入射したときのスウェーとヒープ方向に働く波強制力を比較したものである。なお、実線は 1 浮体の場合、一点鎖線は岸壁から遠い方の浮体、破線は岸壁に近い方の浮体で、岸壁に近い方の浮体と 1 浮体の場合の離岸距離は同じである。

図より、岸壁があることによって波強制力は大きく異なることが明らかである。また岸壁のある場合も、ほとんどの周期で入射側の浮体の波強制力の方が透過側の浮体の波強制力よりも大きいことが分かる。また、図の実線と点鎖線の違いは波の来る方向に浮体が近接することによる効果を示しており、同じ大きさの浮体が波の入射側にあることによって波強制力はほとんどの周期で小さく



図—7 近接浮体および岸壁があることによる流体力係数の変化



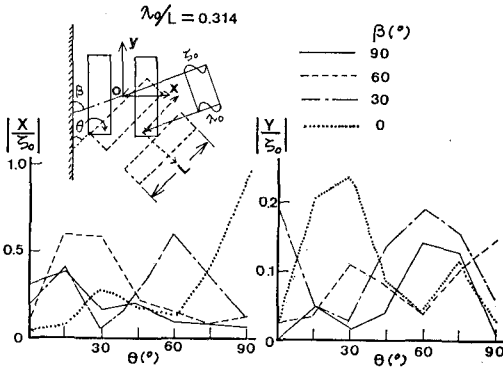
図—8 岸壁前面で近接浮体が波強制力に及ぼす影響

なる。

また、岸壁前面に形成される重複波動場と浮体の重心の位置関係から波強制力の特性をみると、岸壁から遠い方の浮体 a については腹の位置 ($D_a=2$) では、スウェー方向が極小値、ヒープ方向が極大値を示すこと、および節の位置 ($D_a=3$) では、スウェー方向が極大値、ヒープ方向が極小値となる。さらに岸壁に近い方の浮体 b と同じ離岸距離の 1 浮体の両方で、節の位置 ($D_b=1$) では、スウェー方向が極大値、ヒープ方向が極小値となることを示している。以上のように、正横より波を受けた場合の波強制力の特性は、正横より波を受けた場合の 2 浮体の動揺特性である 図—3 の特徴を裏づけている。

5. 岸壁係留角度が 2 浮体相対動揺に及ぼす影響

2 浮体動揺の場合、それぞれの浮体動揺の大きさに加えて、2 浮体の相対的な動揺の大きさも、2 浮体動揺を港内静穏問題へ応用する場合には重要な要素である。そ



図—9 岸壁係留角度が2浮体相対動揺に及ぼす影響

こで以下では、2浮体の岸壁に対する係留角度の違いが2浮体の相対動揺にどのように影響するかを計算により検討する。

図—9は実験で用いた2浮体について、岸壁に対する波の入射角 β が与えられたとき、係留角 θ の変化によって相対動揺がどのように変化するかを、計算により検討したものである。ただし、2浮体の係留角の変化の方法は、図中に示すように岸壁と2浮体の最近距離が一定になるような方法をとる。またこれらの図の横軸には係留角、縦軸には左右、前後方向の相対動揺量を入射波振幅 ζ_0 で無次元化した値、図中の4種類の線は、岸壁に対する波の入射角 β によっている。

これより、岸壁に対する波の入射角 β によって、係留角 θ が変われば2浮体の相対動揺は大きく変動することが明らかとなる。また、左右方向の相対動揺についてみると、岸壁へ直角に入射してくる波が卓越する場合($\beta=90^\circ$)には、2浮体を岸壁と直角に係留($\theta=90^\circ$)し、岸壁に沿うような波が卓越する場合($\beta=0^\circ$)には、岸壁と平行に係留($\theta=0^\circ$)すると相対動揺が小さくなっていることより、このような波向では2浮体を波の来る方向に向けて係留すべきである。しかしながら、岸壁に対して斜めに波が入射してくる場合には、岸壁からの反射波の角度の影響によって、必ずしも波の入射方向に合わせて2浮体を係留させることは得策ではない。

以上のように、相対動揺を小さくできる波の入射角とこれに対する最適な係留角を簡単に表現することはでき

ない。また、岸壁に対して斜めに2浮体を係留させる場合には、岸壁に対する波向によっては2浮体の相対動揺が非常に大きくなる可能性があり、実際には対象となる個々の条件でこのような検討が必要である。

6. 結 語

本論では、波浪中に近接して係留された2浮体の動揺をポテンシャル理論より計算する方法を示し、水理模型実験によって理論の検証を行った。

さらに、3次元数値計算によって、2浮体の基本的な波浪動揺特性についての検討を行った。まず、近接浮体や岸壁および係留方法が、外力として作用するラディエーション力と波強制力に大きく影響することを示した。また、波強制力の変動は、浮体の消波効果や、比較的波の周期が長い場合には、岸壁前面に形成される重複波形と浮体の位置関係によって定性的に説明できることが明らかになった。さらに、2浮体動揺特有の現象として、2浮体相互の流体力係数に相反関係が成り立つことを示し、計算により確認するとともに、相反関係の一致度から、計算における浮体の分割要素の大きさが決定できることを示した。

また、波向きによって、岸壁に対する2浮体の係留角度が、2浮体相対動揺に大きく影響することを示し、対象となる岸壁に対する波向きに対して、係留角を適切に選択することで、相対動揺を小さくすることが可能であることを指摘した。

最後に、本論文を作成するにあたり貴重な御意見を賜った大阪大学工学部榎木亨教授、青木伸一助手に感謝の意を表する次第である。また、実験において御助力頂いた当時学生の中西大介君にお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 青木伸一 (1990): 港内係留船の波浪動揺の予測とその低減化に関する研究, 大阪大学学位論文, 258 p.
- 久保雅義・斎藤勝彦 (1989): 2浮体動揺よりみたマリーナ泊地における船間距離の評価について, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 749-753.
- 久保雅義・斎藤勝彦 (1991): 岸壁前面に任意の角度で係留された浮体式係船岸の動揺特性の計算, 日本航海学会論文集, 第84号, pp. 75-84.
- 榎木 亨・青木伸一・馬場英通 (1990): 港内係留船の波浪動揺特性とその予測, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 709-713.