

Title	2浮体動揺よりみた港内静穏に関する基礎的研究
Author(s)	齋藤, 勝彦
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3086294">https://doi.org/10.11501/3086294</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

2 浮体動揺よりみた  
港内静穏に関する基礎的研究

1991年

斎藤勝彦

# 目次

第1章 序論	1
1-1 概説	1
1-2 本研究の目的と概要	5
参考文献	6
第2章 船舶活動よりみた港湾の諸問題と港内静穏化対策	8
2-1 概説	8
2-2 現状における港湾の諸問題	9
2-2-1 沿岸波浪の統計的性質と作業限界条件よりみた港湾の問題	9
2-2-2 海難よりみた港湾の問題	12
2-2-3 船舶運航者よりみた港湾の問題	13
2-2-4 船舶運航費用よりみた港湾の問題	17
2-2-5 港湾の利用状況よりみた港湾の問題	21
2-3 港内静穏化対策の方法	24
2-3-1 港の静穏とは	24
2-3-2 波浪の制御による静穏化	24
2-3-3 船体動揺の制御による静穏化	26
2-3-4 新しい荷役システムの開発による静穏化	27
2-4 港内静穏論における2浮体動揺の位置づけ	28
2-4-1 はしけ取り荷役	28
2-4-2 浮体式係船岸	30
(1) 小型船を対象にした浮体式係船岸	30
(2) 大型船を対象にした浮体式係船岸	32
2-4-3 マリーナ泊地計画	35
(1) プレジャー・ボートの係留とマリーナ計画の現状	35
(2) マリーナ泊地の設計基準	37
2-4-4 作業船	39
2-5 結語	40
参考文献	41

第3章 2浮体動揺の解析理論と検証 .....	43
3-1 概説 .....	43
3-2 既往の研究による浮体動揺の解析法 .....	43
3-3 2浮体動揺の2次元理論解析の方法とその検証 .....	47
3-3-1 2次元解析理論 .....	47
(1) 計算の基本的条件 .....	47
(2) ポテンシャル関数と境界条件 .....	48
(3) グリーンの公式 .....	52
(4) 2浮体の運動方程式 .....	59
(5) 未知数の計算 .....	65
(6) 2浮体動揺の位相差の計算 .....	68
(7) 反射岸壁前面に2浮体が係留された場合の解析法 .....	68
(8) 仮想境界の位置と境界の分割方法 .....	69
3-3-2 水理実験による2次元解析理論の検証 .....	70
(1) 実験装置と実験方法 .....	70
(2) 岸壁が存在しない場合の2次元解析理論の検証 .....	71
(3) 岸壁が存在する場合の2次元解析理論の検証 .....	74
3-4 2浮体動揺の3次元理論解析の方法とその検証 .....	77
3-4-1 3次元解析理論 .....	77
(1) 速度ポテンシャルと動揺の表現 .....	77
(2) 2浮体の運動方程式 .....	80
(3) 動水圧力および動水圧モーメントの計算 .....	81
(4) ディフラクション・ポテンシャル関数とラディエーション・ ポテンシャル関数の計算 .....	83
(5) 静水圧による復元力および復元モーメントの計算 .....	93
(6) 係留力および係留モーメントの計算 .....	94
(7) 鉛直岸壁前面に2浮体が任意の角度で係留された場合の解 析法 .....	96
(8) 2浮体の動揺振幅と位相差の計算 .....	99
3-4-2 水理実験による3次元解析理論の検証 .....	100
(1) 実験装置と実験方法 .....	100
(2) 岸壁が存在しない場合の3次元解析理論の検証 .....	103
(3) 岸壁が存在する場合の3次元解析理論の検証 .....	106
3-5 結語 .....	111
参考文献 .....	112

第4章	2浮体動揺特性	1 1 4
4-1	概説	1 1 4
4-2	2浮体間の相互干渉	1 1 4
4-2-1	近接浮体および岸壁が浮体動揺に及ぼす影響	1 1 4
4-2-2	2浮体を連結することが浮体動揺に及ぼす影響	1 1 8
4-2-3	2浮体動揺における流体力係数の相反関係	1 2 2
4-2-4	近接浮体および岸壁が流体力係数に及ぼす影響	1 2 6
4-2-5	近接浮体および岸壁が波強制力に及ぼす影響	1 2 9
4-3	2浮体の相対動揺特性	1 3 1
4-3-1	2浮体相対動揺の算定法	1 3 1
4-3-2	浮体の間隔が2浮体相対動揺に及ぼす影響	1 3 3
4-3-3	離岸距離が2浮体相対動揺に及ぼす影響	1 3 5
4-3-4	2浮体を連結する係留索のバネ定数が2浮体相対動揺に及ぼす影響	1 3 6
4-3-5	岸壁係留角度が2浮体相対動揺に及ぼす影響	1 3 7
4-4	結語	1 4 0
	参考文献	1 4 1
第5章	2浮体動揺よりみた浮体式係船岸の荷役性能	1 4 2
5-1	概説	1 4 2
5-2	2浮体動揺よりみた浮体式係船岸の安全対策	1 4 2
5-2-1	浮体式係船岸上クレーンに吊された貨物の振れ回り運動の計算法	1 4 2
	(1) 2浮体動揺と貨物の振れ回りの表現	1 4 2
	(2) 貨物の振れ回り角の計算	1 4 4
	(3) 貨物と荷役点の相対動揺の計算	1 4 5
5-2-2	浮体式係船岸の動揺と貨物の振れ回りの試算	1 4 6
	(1) 斜面前面での2浮体動揺特性	1 4 6
	(2) 貨物の振れ回り特性	1 5 0
	(3) 振れ回り貨物と甲板上荷役点の相対動揺特性	1 5 0
	(4) 離岸距離が貨物と荷役点の相対動揺に及ぼす影響	1 5 1
5-3	結語	1 5 5
	参考文献	1 5 6

第6章 マリーナにおけるプレジャーボートの安全性 .....	157
6-1 概説 .....	157
6-2 2浮体動揺よりみた船間距離の評価 .....	157
6-3 結語 .....	162
参考文献 .....	163
第7章 結論 .....	164
参考文献 .....	168
謝辞 .....	169
付記 .....	170

# 第 1 章 序論

## 1 - 1 概説

国際化、情報化が叫ばれ、高度に成熟化された社会へ変革していく現在、輸送の分野においても近代化の方向が強まっている。ここでいう輸送とは、「生産者から消費者に財貨及びその付帯的サービスを物理的、社会的に移動させる活動」を意味し、輸送の近代化とは、「安全、確実、速く、安く、快適な状態で人または財貨を輸送できるように施設、方式、体制等を改革すること」と言われている<sup>(1)</sup>。このような近代化は、確実、快適という言葉に代表されるように、成熟した資本主義社会における付加価値の追求に起因するものであろう。

海上輸送の見地から言うと、自動化、機械化、大型化、専用化、等の船舶の近代化や、クレーンやフォークリフト等の荷役設備の改良、海陸一貫輸送に対応したネットワーク化されたターミナルとしての港湾の近代化となっており、また、コンテナリゼーションや、ロールオン・ロールオフ方式による輸送方式の近代化や、最適な運航配船計画、船舶や貨物の流動に関する管理運営面での近代化も見逃せない。このように海上輸送の近代化が達成されるためには、ハード面とソフト面がひとつのシステムとして協調してはじめて達成されるものである。

このような港湾の近代化の要求が高まっている状況に対応して、運輸省では長期港湾整備政策として「21世紀への港湾」<sup>(2)</sup>を策定し、表1-1のような計画目標を掲げている。

ここで、表1-1の「高度な物流空間の形成」「高度な物流体系を築くための港湾機能の配置」に着目してみよう。図1-1は、今後コンテナ化を目指すとされている港湾であり、我が国においては全国的に高度化する物流に対応して港湾整備が行われようとしている。また、「豊かな生活空間の形成」「地域の産業や生活を支えるための港湾機能配置」をみれば、海洋性リゾートの拠点となるマリーナを全国的に配置することによって、これまで目立った産業のなかった地域にリゾート産業を生み出し、港および海岸から地方の活性化をすすめていこうとする地方が数多くみられる。

さらに、水産業の基盤となる漁港は、水産業の発展と200カイリ時代の到来とともに、沿岸漁業が見なおされ、全国的に地方の拠点となる大きな漁港とそれに連携する小規模の漁港の建設、整備が行われている。

以上のような港の整備は、地理的、地形的な条件に恵まれている地域ばかり

でなく、自然条件（波浪、風等）の厳しい地域にも数多くみられる。港湾の果たすべき機能は言うまでもなく、波浪、風、流れ、潮汐等の自然条件に対して、船舶の入出港、係留、荷役の安全を保持し、人や財貨の海陸移動を能率的に行わせることである。海上輸送の近代化に伴い、港湾においても安全性や定時性の向上が要求されてくるであろう。また、マリーナにおいても自然条件に対して十分な安全性が確保されていることが最低条件であるし、漁港においても漁獲物の陸揚げや出漁準備などの際の安全性向上を目的として使いやすい港としての整備が行われようとしている。

しかしながら、高度成長期に地方振興の使命のもとに、外洋に面して建設された自然条件の厳しい地方の新港の多くは、船舶の係留や荷役作業の安全性は必ずしも十分ではなく、今後これらの港では数々の追加整備が立案されている。

このように、港が建設されても十分にその港が活用できない最大の原因は、港の計画、設計段階において、構造物の強度を中心とした、建設する立場に立った研究が先行し、港を利用する立場に立った研究が十分でなく、必ずしも利用者側の意向が港の建設に十分に反映されていなかったためであると考えられる。利用者の立場に立った具体的な研究とは、港を利用する船舶の活動（入港→係留→荷役→出港）が自然条件によってどのような影響を受け、船舶活動が自然条件によって左右されないようにするためには、どのような港湾整備を行うことが必要であるかを検討することに他ならない。

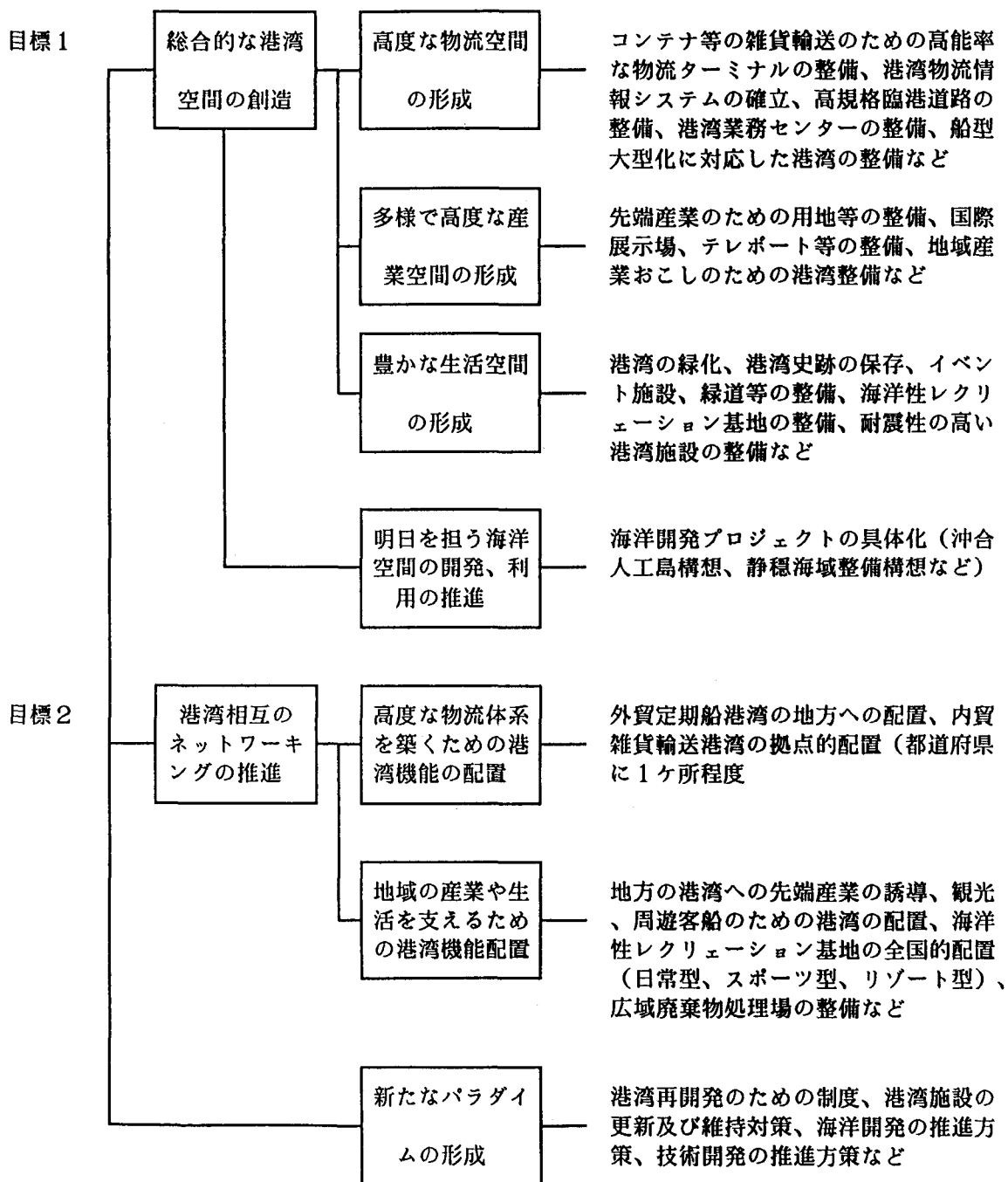
このようなことから、海岸、港湾工学の分野においても、波浪中の係留船の船体動揺に関する研究が行われており、荷役限界から港内の静穏性を考えようとする試みもなされている<sup>(3)(4)(5)</sup>。

しかし、これまでの研究によれば、係留船の船体動揺は、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、漁港や大型船を対象とした浮体式係船岸に船を係留させる場合、マリーナ泊地内に係留されているヨットの安全性を検討するためには、2つの浮体が接近して係留されている場合の2浮体動揺の特性を明らかにし、これを港の整備に反映させていく必要がある。



表 1 - 1 「21世紀への港湾」<sup>(2)</sup>における施策の体系

(主要施策)



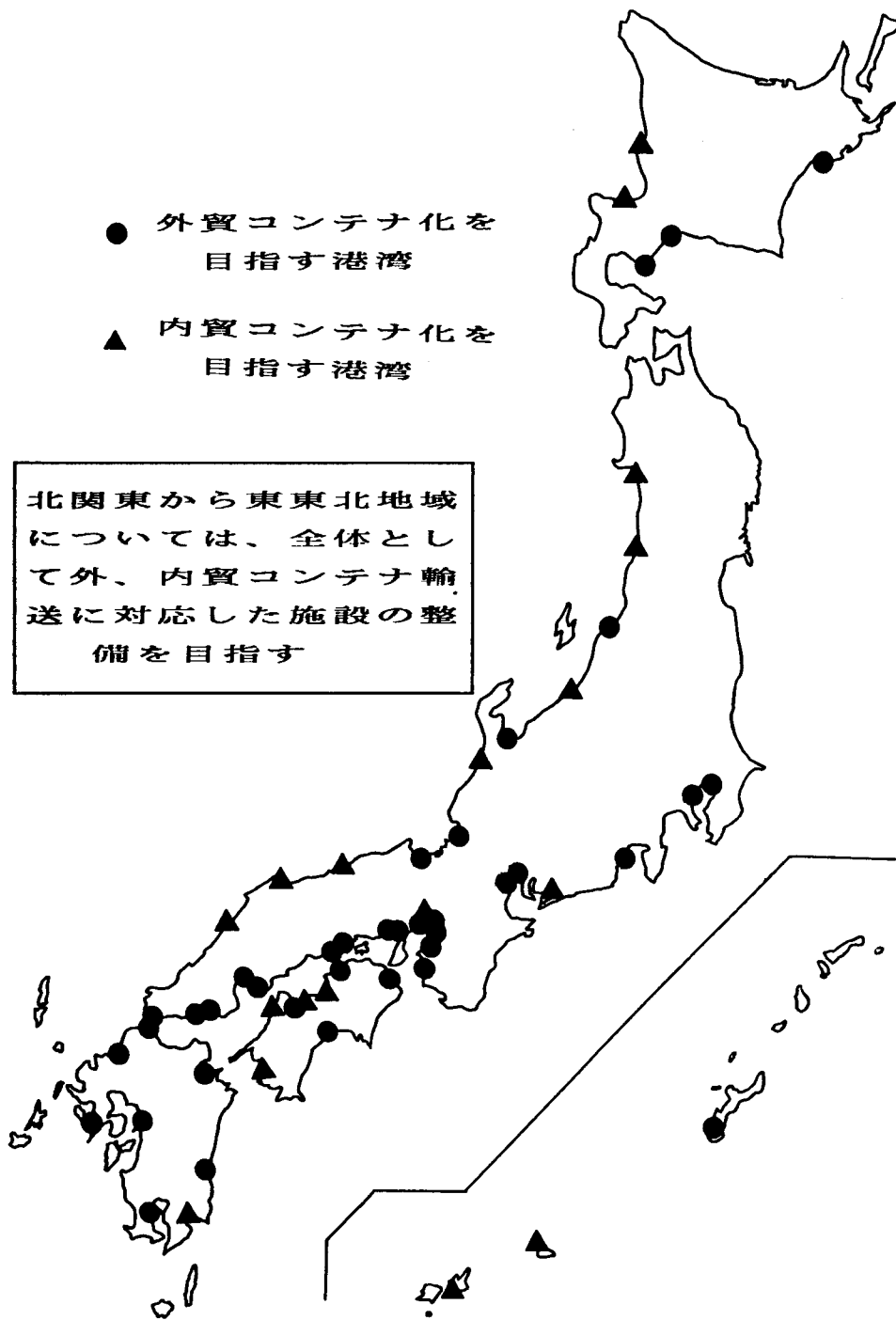


図1-1 将来コンテナ化を目指す港湾

## 1-2 本研究の目的と概要

1-1で述べたような背景を踏まえ、本論文は港を利用する船舶運航者の視点にたつて、2浮体動揺の面から港内の静穏を考え、港内における2浮体動揺の安全性に関して検討を行い、高度化する物流に対して船舶運航者が望む港湾整備を行うための基礎的な資料を提供することを目的としている。また本論文では、浮体に作用する外力条件を波浪に限定して議論をすすめていく。

まず第2章では、港湾の諸問題を船舶活動からとらえ、問題解決のための港内静穏化対策の考え方を示し、その中で2浮体動揺を考える必要性を説く。

第3章では、近接して係留されている2浮体の波浪中の動揺を計算する方法を示し、2浮体の動揺量、動揺の位相差に関しての実験結果と計算結果を比較し、計算方法の妥当性を検証する。

第4章では、2浮体に作用する流体力の相互干渉効果や、近接浮体が動揺に及ぼす影響、および2浮体の係留の方法によって、2浮体の相対動揺にどのような変化がみられるか等、2浮体動揺の基本的な特性を数値計算と一部実験より検討を加える。

第5章では、浮体式係船岸に船舶が係留して荷役を行う場合の安全性に関して、浮体式係船岸に船舶が係留している状態を2浮体動揺としてとらえ、浮体式係船岸を計画するにあたっては、係船岸上のクレーンに吊された貨物の振れ回り運動を考慮して、振れ回り貨物と係留船の荷役点の相対動揺を極力小さくするような方策をとるべきであることを示す。

第6章では、マリーナ泊地に係留されているヨットの安全性について、2浮体動揺よりヨットの安全な船間距離を決定するべきであることを示す。

最後に第7章においては、本論文においての総合的な結論を述べるとともに、今後の検討課題を示す。

なお本論文は、既に論文集や講演集に発表した1浮体動揺の研究等<sup>(6)-(13)</sup>を基礎としており、内容の一部は、既に論文集や講演集に発表した、港の静穏度の考え方や2浮体動揺に関する研究<sup>(14)-(20)</sup>をとりまとめたものである。

## 参考文献

- (1) 運航技術研究会：載貨と海上輸送，pp.1～3，成山堂，1983.1.
- (2) 運輸省港湾局：21世紀への港湾－成熟化社会に備えた新たな港湾整備政策－，1985.4.
- (3) 久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する基礎的研究，大阪大学学位論文，214p.，1981.11.
- (4) 上田 茂：係岸船舶の動揺解析手法とその応用に関する研究，港湾技研資料，No.504，372p.，1984.12.
- (5) 青木伸一：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，258p.，1990.11.
- (6) 久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：斜面前面における船体運動について，日本航海学会論文集，第78号，pp.73～81，1988.3.
- (7) 久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：ストリップ法による岸壁前面係留矩形浮体の動揺解析，日本航海学会論文集，第79号，pp.195～201，1988.9.
- (8) 久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：岸壁構造による流体力係数の違いについて，日本航海学会論文集，第79号，pp.185～194，1988.9.
- (9) 久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：岸壁前面係留船の船体運動へのストリップ法の拡張，第35回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.682～686，1988.11.
- (10) 久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：係留岸壁長が不足する場合の船体運動に関する実験的研究，日本航海学会論文集，第80号，pp.37～44，1989.3.
- (11) 久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：岸壁前面での船体運動におけるストリップ法の改善について，日本航海学会論文集，第82号，pp.173～180，1990.3.
- (12) Kubo M., Saito K. and Sakakibara S. : Analytical method of ship motions moored along quay wall using a singularity-distribution method, Proceedings of TECHNO-OCEAN '90 International Symposium, pp.434-441, 1990.11.
- (13) 久保雅義，斎藤勝彦：岸壁前面に任意の角度で係留された浮体式係岸の動揺特性の計算，日本航海学会論文集，第84号，pp.75～84，1991.3.
- (14) 久保雅義，斎藤勝彦：港での船舶活動に対する気象海象の影響について，海洋開発論文集，土木学会，vol.4，pp.337～341，1988.11.
- (15) 久保雅義，斎藤勝彦：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，土木学会，第36巻，pp.749～753，1989.

. 11.

- (16)久保雅義, 斎藤勝彦 : 岸壁前面係留2浮体の動揺に関する研究, 日本航海学会論文集, 第82号, pp.181~187, 1990.3.
- (17)久保雅義, 斎藤勝彦, 大音宗昭 : 風浪の厳しい港湾の入港問題と改善策について, 日本沿岸域会議論文集, No.2, pp.31~38, 1990.3.
- (18)Kubo M. and Saito K. : Relative motions between two floating bodies moored along quay wall, Proceedings of TECHNO-OCEAN '90 International Symposium, pp.442-447, 1990.11.
- (19)久保雅義, 斎藤勝彦 : 2浮体動揺よりみた浮体式係船岸の荷役性能について—クレーン吊り貨物の振れ回りの影響—, 日本航海学会論文集, 第85号, (投稿中)
- (20)久保雅義, 斎藤勝彦, 大音宗昭, 芳田利春 : 近接して係留された2浮体の波浪動揺に関する研究, 海岸工学論文集, 土木学会, 第38巻, (投稿中)

## 第2章 船舶活動よりみた港湾の諸問題 と港内静穏化対策

### 2-1 概説

第1章で述べたように、高度化する物流に対応して質の高い港湾整備が行われようとしており、海上輸送のターミナルとしての港湾には、今後より一層の安全性や定時性が要求されている。漁港においても、より使いやすい港としての要求が、港湾整備に反映されていこうとしており、海洋性レジャーの拠点となる安全なマリーナの需要も飛躍的に増大している。

しかしながら、自然環境（波浪・風等）の厳しい地域に造られている、または造られようとしている港湾は果して「安全性」という基本的要求に十分に答えているのであろうか？ 例えば、港内での荷役作業が荒天によって阻害されたり、入港が遅れるなど、物流の高度化とはかけ離れた状態にあることも少なくない。このような事実は、船舶の運航者や港湾関係者には、漠然と認識されているものの、このような港の自然条件に対する弱点に関して、具体的かつ定量的な資料は提示されていない。

そこでここでは、これら港湾における気象・海象による諸問題を提起し、問題解決のための港湾静穏化へのアプローチの方法を示し、その中で本論文の対象とする2浮体動揺を検討しておくことの必要性を説いていくことにする。

2-2では、現状における港湾の物流機能よりみた問題を、（1）波浪条件と作業限界の関係、（2）海難の発生状況、（3）船舶運航者の意見、（4）船舶運航費用の増大、（5）港の利用状況、などのさまざまな視点より提起し、今後の新しい港湾像を考える上での基礎資料とする。

2-3では、港の物流機能が自然条件によって左右されない、全天候型港湾を「静穏な港」と定義し、港の静穏化へのアプローチの方法を示し、これまでの港湾整備で行われてきた対策の位置づけと、これから必要となる静穏化対策の方法について述べる。

2-4では、2-3を受けて、港の静穏化対策において、2つの浮体が近接して係留されるときに2浮体波浪動揺問題がどのような場合に適用され、2浮体動揺を検討することが港内静穏化へのひとつのアプローチであることを述べる。

以上のように、本章は本論文のテーマである、2浮体動揺と港内静穏論の2つの事項を結び付け、2浮体動揺の面からも港内静穏を考える必要があること

を指摘して、本論文の位置づけを明確にしようとするものである。

## 2-2 現状における港湾の諸問題

### 2-2-1 沿岸波浪の統計的性質と作業限界条件よりみた港湾の問題

日本沿岸の広域的な波浪観測は、運輸省の各港湾局<sup>(1)</sup>や気象庁<sup>(2)</sup>により、1970年以来組織的に行われている。わが国の地理的条件から、沿岸波浪の地域特性は、従来より「どこどこの海は時化やすい」といった言葉で経験的に知られている。

土屋ら<sup>(3)</sup>は、目視観測をも含めた広域的な沿岸波浪の観測結果より、波浪の地域特性を調べ、日本海および太平洋沿岸における波浪の季節的变化と確率波浪の特性を見い出している。また桑島<sup>(4)</sup>は、海が荒れている状況を感覚的に示す指標として、波高と波形勾配から得られる「荒海指数」を提案し、沿岸別によりかなり明確な波浪特性を有することを示している。さらに小舟<sup>(5)</sup>は、全国約40の地点において、約20年間の大量かつ広域的な波浪観測データの収集と解析を行い、その結果に基づいて、出現波群の統計的性質、波候、高波の出現特性について、日本沿岸海域の分類と、それぞれの海域における波浪の出現特性の特徴をとりまとめている。

一方、港内での船舶活動（入港→係留→荷役→出港）が可能な作業限界は、各港湾の自然条件、航行海面の広さ、地形要素、船舶の大きさや種類、載貨状態や荷役作業の方法、航行速力や操船援助手段（タグボート等）の条件に依存しており、一概に決めることは困難である。そこでここでは、一例として船舶の入港作業限界について、過去の調査研究で示されている値<sup>(6)</sup><sup>(7)</sup><sup>(8)</sup>と、今回行った船社保有の資料およびパイロットへのアンケート調査による値を示す。なお、船社の資料は、外航船の船長からの各港湾の現状に関するレポートを中心とした、船社海務課の内部資料であり、調査は1987年4月に行った。また、パイロットへのアンケート調査は、水先人会のある全国77港に対して、1987年6月に行い、そのときの回答率は40%であった。

表2-1はその結果であるが、表に挙げた限界条件の他に、パイロットの数、タグボートの数、喫水等について細かな規定がなされている港湾もある。また、危険物積載船に対する限界条件は、表に示した値よりもさらに厳しいものとなっているようである。

表2-1に示されているように、港内での船舶活動の様々な場面での作業限

界条件は、明確に設定することは困難であるが、表より、入港限界が沖波波高で1.5～2.5m程度であることから、港湾が船舶の安全な作業を保障する波浪の限界値としては、沖波波高で1.5～2.5m程度がおおよその目安になると考えられる。そこで、このような観点から日本沿岸の諸港の沖波波高特性を調査した。図2-1は、各港で高波となる最悪の月での沖波波高の出現率を示したものである。この図より、日本海沿岸では、平均して1.5m以上が68%、2.5m以上が31%と、これらの港湾がいかに厳しい波浪条件のもとに建設されているかが明らかとなる。また、日本海沿岸が冬期荒天となり易いのに対して、太平洋岸では春から秋にかけて荒天となり易いことを示している。このことは、わが国の気候の二面性を如実に表わしたものであり、過去の調査<sup>(3)(4)</sup><sup>(5)</sup>によっても示されているところである。

船が航海し港に近づいて来たとき、波浪がその港での入港作業限界条件を超えていれば、船は港外で沖待ちをしなければならない。また、荷役中に荒天となれば、荷役の中断が必要となる。さらに、係留そのものが危険となれば、港外に出て避泊することになる。つまり、船舶を運航する立場から考えれば、荒天の継続時間特性は大変重要な事項であることが分かる。図2-2は、日本海側の拠点となっている冬期のN港において、ある基準の高さを超える波の継続時間と出現回数を対比させたものである。図より、入港限界条件が波高2mであるとする、冬期の3ヵ月間で24時間港外待機しなければならない可能性は、約10回にも及ぶことを示している。

表2-1 船舶の入港限界について

港名	対象船舶	限界条件	備考
	巨大タンカー	風速15m/s、波高1m 流速1ノット	日本海難防止協会「巨大タンカー安全委員会」のアンケート調査結果 <sup>(6)</sup>
第一港湾建設局管内7大港	全船型	風力6～7(10～17m/s) 波浪階級4～5(2.5m程度)	「港湾安全対策調査」によるアンケート調査結果 <sup>(7)</sup>
新潟西港		風速10～15m/s 波高2.0～2.5m	タイムシートによる行動記録から船舶入港行動と港外波高を比較 <sup>(8)</sup>
	外航船	風速10～15m/s、波高1～2m 視界1000～2000m UKC：喫水の約10%	船社保有の資料およびパイロットへのアンケート調査による



●  
波高 1.5 m 以上

---△---  
波高 2.5 m 以上

添数字は最も荒天  
となる月を示す

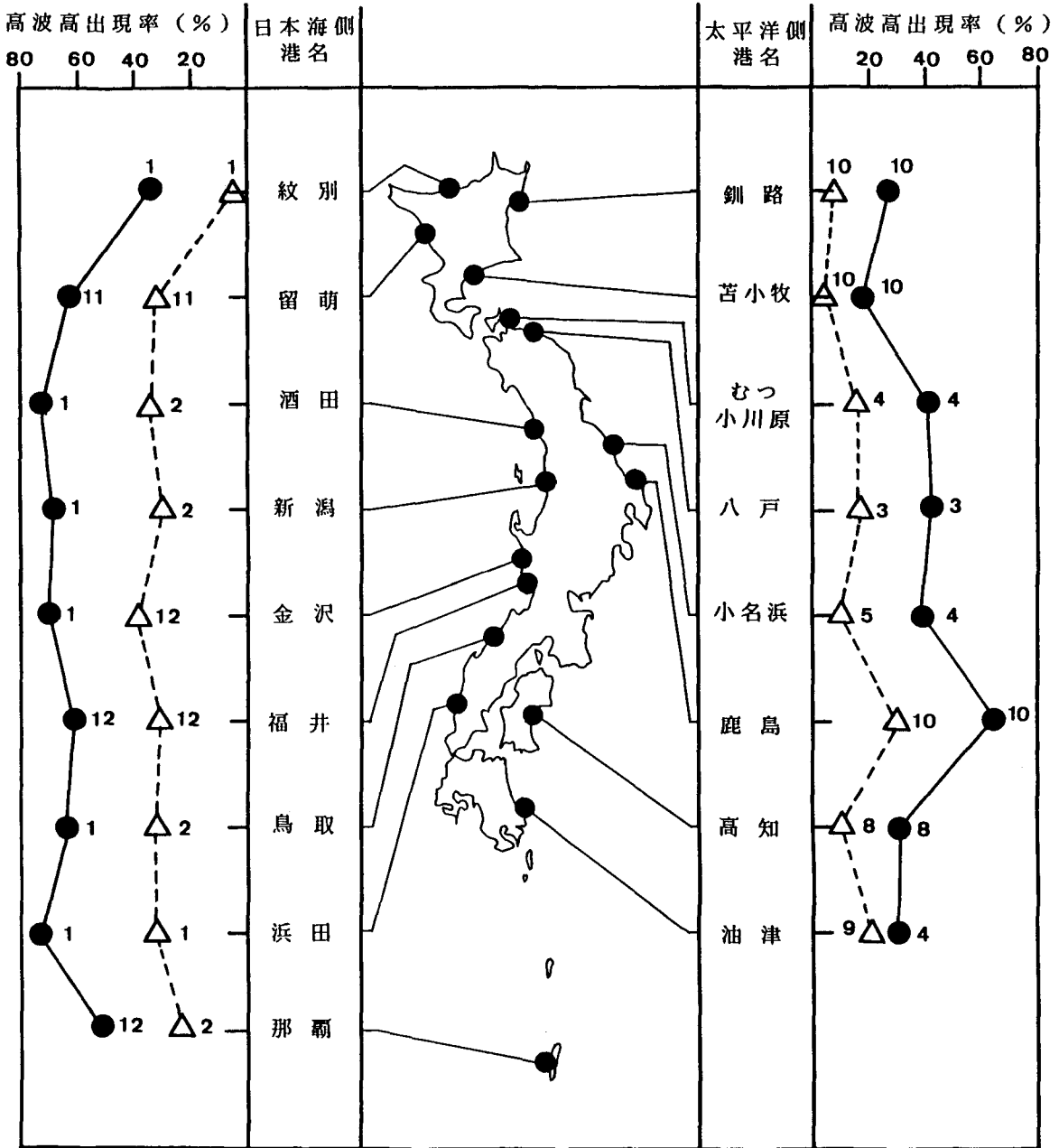


図 2 - 1 日本沿岸諸港における波浪特性

(回/冬期3カ月)

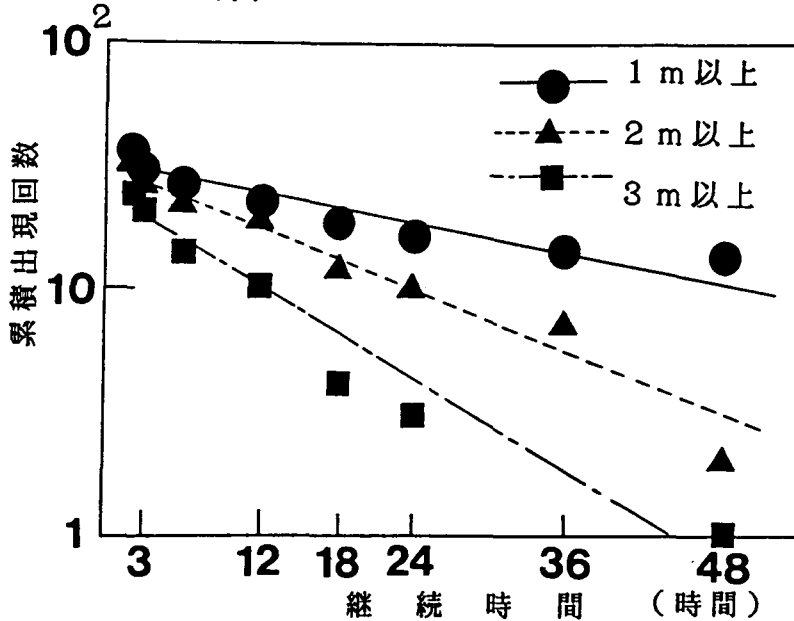


図2-2 日本海側N港の冬期の波浪継続特性

### 2-2-2 海難よりみた港湾の問題

わが国の周辺海域において、救助を必要とする海難に遭遇した船舶は、年間約2000隻であり、これにともなう遭難者は約9000人で、このうち死亡・行方不明者数は約300人、また港内での海難は、全体の約30%、気象・海象の不注意が原因であるものが約7%である。これらの数は、ここ数年来ほぼ横ばい状態であり<sup>(9)</sup>、毎年巨費を投じて港湾整備が行われているにもかかわらず、港内での気象・海象を原因とする海難に減少がみられないのは見逃せない事実である。

2-2-1より、冬期日本海沿岸の港湾では、季節風とその波の影響の大きいことは明らかであるが、本州日本海北部沿岸を管轄する第一港湾建設局の調査<sup>(7)</sup>によれば、図2-3のような海難の特徴が示されている。図より、以下のような特徴がみられる。

(1)気象・海象が原因となる海難の発生は、他の季節に比べ冬期に多くなり、冬

期の海難についてみると、気象・海象によるものが他の原因によるものに比較して非常に多い。

(2) 港湾施設の不備による海難は、他の季節に比べて冬期に非常に多い。

以上(1),(2)の事実は、2-2-1で示したような日本海側の冬期の荒天が、船舶の安全性に重大な影響を及ぼしていること、および冬期の荒天に見合った港湾整備の遅れや港湾設備の不備のあることを示している。

また本論文で扱うような、浮体の波浪動揺問題は、厳しい気象・海象により発生する海難を防止するために、海難の発生原因を分析し、海難防止のための港湾施設の建設や、船側の対策に対する効果を確認するためにも、重要な事項である。

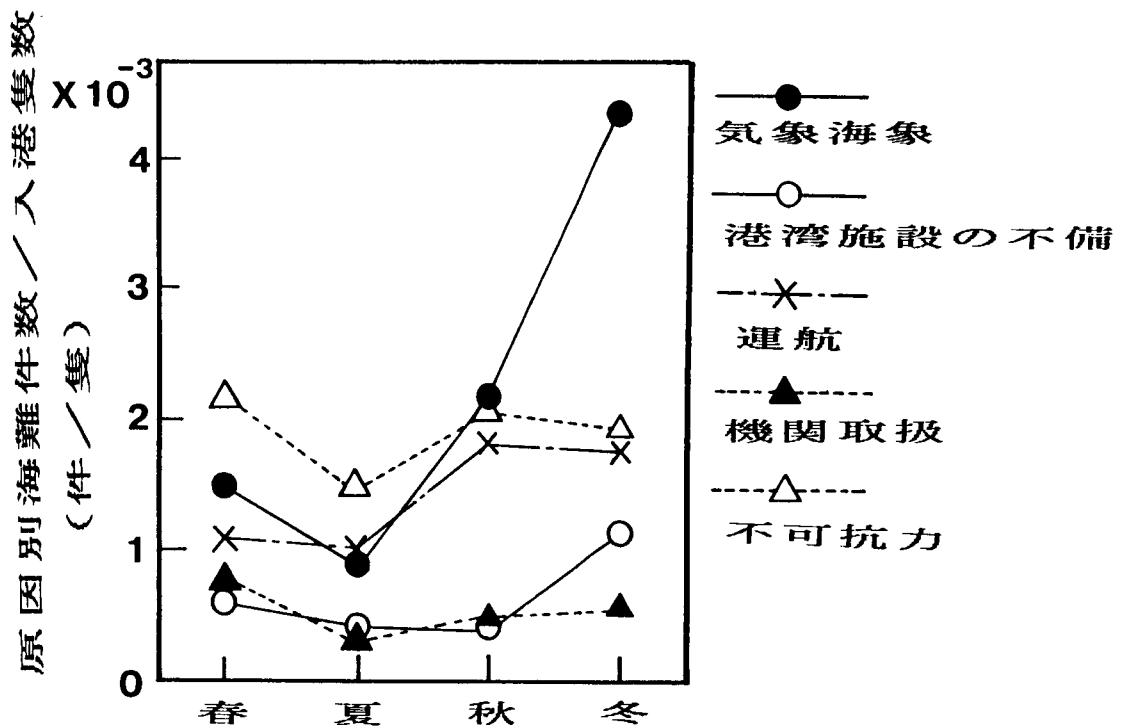


図2-3 原因別海難の季節変動<sup>(7)</sup>

### 2-2-3 船舶運航者よりみた港湾の問題

船社保有の資料および先に実施したパイロットへのアンケート調査により、気象・海象による港湾の問題を、港湾の利用者である船舶運航者がどのようにと

らえているかを調べると、港湾の抱えている気象・海象のからむ問題は様々であるが、地域的、地理的条件によって、ある程度区別でき、図2-4のように大別され、以下のような特徴をもっている。

#### (1)南西太平洋側地域

夏から秋の台風によるうねりの影響が大きく、荷役の中断や係留索の切断等、係留中の安全性が阻害されることがある。

#### (2)湾・内海地域

いわゆる天然の良港がある地域で、気象・海象条件は恵まれている。港湾整備という面から言えば、質の高い整備が行われている。

#### (3)北関東～北海道東側地域

風波、うねりの影響および防波堤整備の遅れにより安全な係留が阻害されている。また、荒天による入港待機や荷役の中断もみられる。

#### (4)日本海側地域

冬期の季節風による風と波の影響が甚だしく、防波堤等の外郭施設整備の遅れ、タグボートの不足等の問題があり、荒天による入港不能、係留中の事故、荷役の中断、港内操船の困難等の問題が指摘されている。

このように、自然環境および運航者の意見から、現状の港湾に問題があることは明らかである。そこで、船舶を配船する立場の人々にもこのような問題が認識されていると考えられるので、内航航路に配船している船社へ、配船に関するアンケート調査を行った。アンケートは、1988年1月に主要内航船社96社に対して行い、回答率は72%であった。

図2-5は、アンケート結果の一部である。これによれば、自然環境の厳しい港湾の印象は、かんばしいものではなく、特に冬期の日本海沿岸の港湾への配船を、船社としては避けたがっていることが明らかである。このことは、過去の調査<sup>(7)</sup>によっても指摘されており、今回の調査はこの時の指摘を再確認したことになる。

本来、港湾整備においては、港湾を利用する立場にたった計画がなされるべきであるが、現状では必ずしも利用者の意向が十分に汲み取られているとは言えない面もある。今後、港湾の利用者は港湾に要求する機能を感覚的ではなく、定量的に明確にするとともに、整備を行う側の立場からは、利用者の意向を十分に汲み取られることを望みたい。

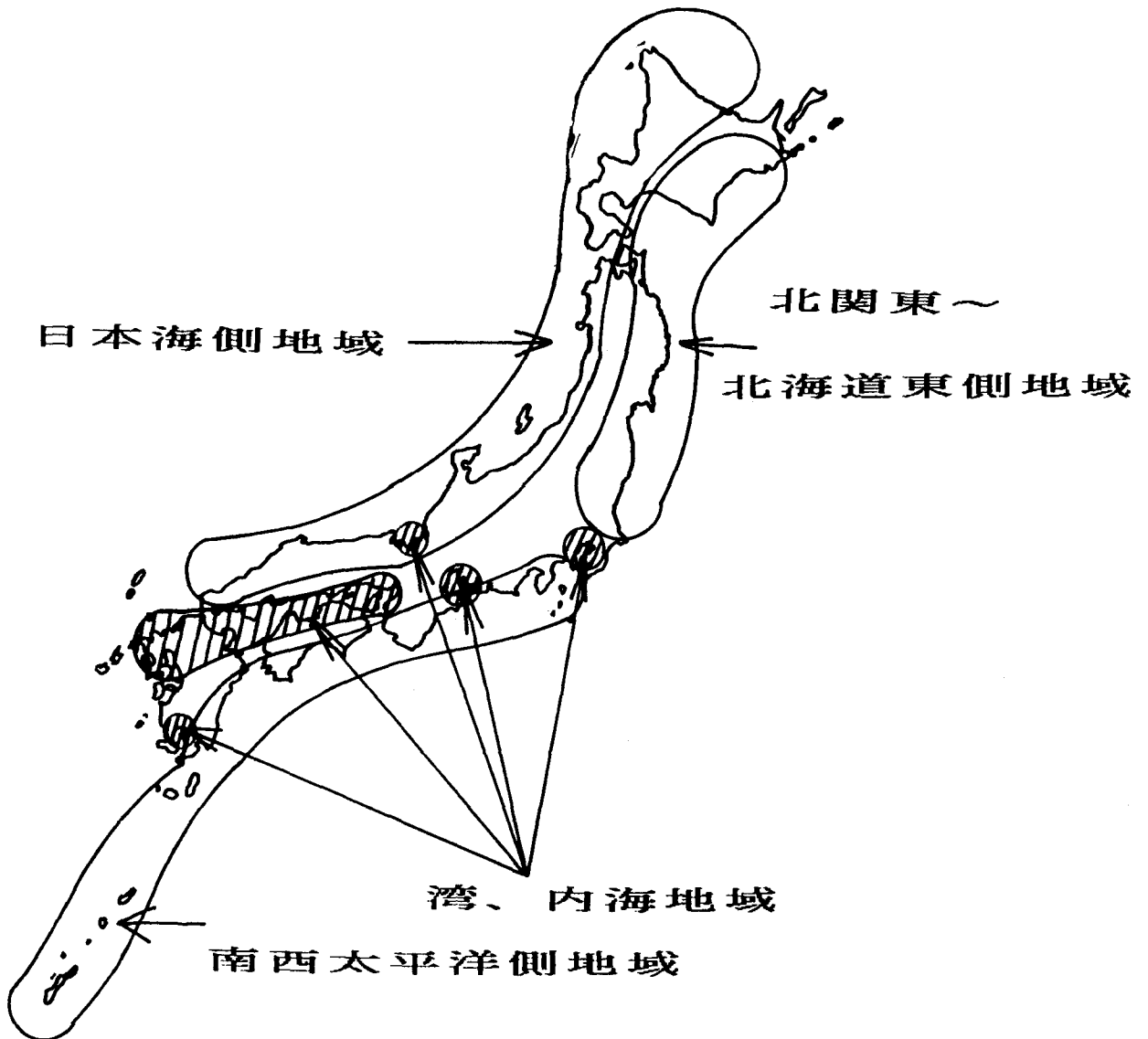
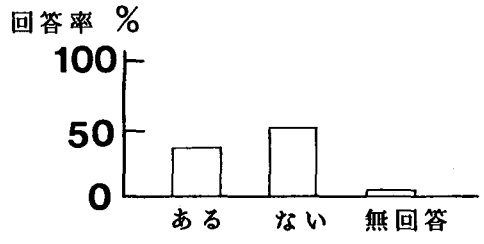
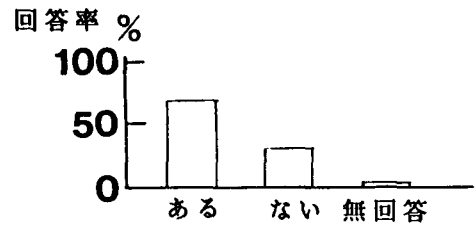


図2-4 港湾の抱える問題よりみた地域区分

質問4. 季節によって「あの港には入りたくない」などと、乗船されている方の意見を聞いたことがありますか？

質問5. 地域別、季節別で船の大きさによっては、または全船について配船を避けておられる、またはできるだけ避けておられる地域、季節がありますか？



質問6. 質問4または5で「ある」とお答えされた方、それはどこの地域、季節ですか？

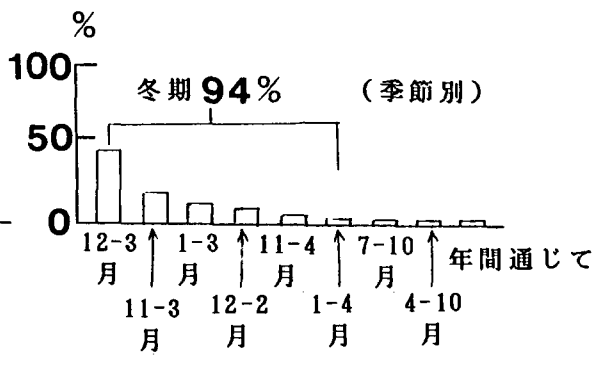
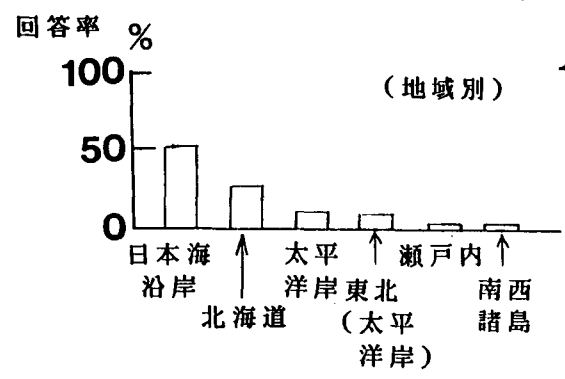


図2-5 内航船社への配船に関するアンケート結果

## 2-2-4 船舶運航費用よりみた港湾の問題

日本沿岸の外洋に面した港湾では、厳しい自然環境により、船舶の港内での活動が阻害され、配船する船社に少なからず影響を及ぼしていることは、上述のとおりである。ここでは、船社が厳しい自然条件と港湾整備の不足によって受けている損害を定量的に明確にするために、単位輸送貨物当りにかかる輸送費の面より検討を加える。

海陸輸送の接点である港湾の流通システムを定量的に示す指標として、物的流通原価 (Physical Distribution Cost; PDC) がある<sup>(10)</sup>。これは例えば、ある定期船貨物が内陸より輸送され、港頭付近の上屋その他に一時保管され、荷役を行って船舶が出港するまでの輸送過程を対象として、運航費、岸壁、上屋、船舶等の施設、設備の建造費、耐用年数、金利、人件費等の貨物に関わる全ての経費を荷役貨物単位当りの金額で表わすものである。ここでは、荒天となることによって、船社が被る損害を明らかにするため、波浪の変動によって予想される、入港から出港までの船費および運航費のシミュレーションを行う。

一例として、図2-6に示すような行動パターンをもったコンテナ船のPDCを考える。このとき、入港から出港までにかかる荷役コンテナ1個当りの費用は次式のように示される。

$$PDC = A / a + \{ B + G \cdot C_p + C_n \cdot T_1 + C_m \cdot (T_0 + T_2 + T_3) + 4 \cdot I \cdot T_1 + 2 \cdot J \} / x \quad (2.1)$$

ここに、

A : ガントリー・クレーンの使用料 ; ¥ 80,000 / 時間

a : ガントリー・クレーンの荷役能率 ; 20 個 / 時間

B : 岸壁の使用料

$T_0 + T_2 \leq 24$  時間 ; ¥ 200,000

$24 \text{ 時間} < T_0 + T_2 \leq 48$  時間 ; ¥ 275,000

$48 \text{ 時間} < T_0 + T_2 \leq 72$  時間 ; ¥ 350,000

⋮  
⋮

G : コンテナ船の総トン数 ; 10,000 トン

$C_n$  : 航海中の船費 ; ¥ 80,000 / 時間

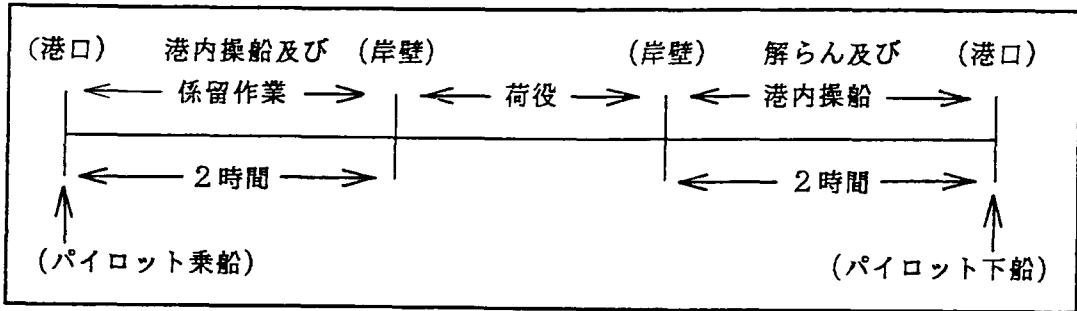


図2-6 PDC計算のモデル船の行動パターン

- $C_n$  : 停泊中の船費； ¥60,000 / 時間
- $I$  : タグボートの使用料； ¥75,000 / 時間・隻
- $J$  : パイロットの使用料； ¥150,000 / 回・人
- $x$  : 荷役コンテナ数
- $C_p$  : 入港料； ¥2.5 / 1 総トン数
- $T_0$  : 荷役時間；  $x / a$
- $T_1$  : 港内操船時間； 4 時間
- $T_2$  : 荒天による岸壁待機時間
- $T_3$  : 荒天による港外待機時間

式(2.1)に示されるように、PDCに算入される経費は、船員費、船用品費、修繕費、燃料費等の直接船費に金利、保険料、固定資産税、償却費等の間接船費を加えた船費<sup>(11)</sup>、クレーンの使用料、岸壁の使用料、入港料、出入港操船の援助として、それぞれ2隻ずつ使用するタグボートの使用料、出入港操船時に1人ずつのパイロット使用料が含まれている。これらの経費は、船舶が港へ入港して出港するまでに、船社が負担すべき費用である。

つまり、荒天により出入港限界や荷役限界を超えてしまうと、式(2.1)中の $T_2$ と $T_3$ が大きくなって、無駄な船費を負担することになり、結果的に荷役を行うべきコンテナ1個当りのPDCが増大する。一般的に、コンテナの輸送料はあらかじめ荷主と契約されているので、PDCが大きくなってくると、船社にとっては痛手となる。

ここに、PDCの試算を行うにあたっていちばん重要であるのが出入港限界



と荷役限界の設定であるが、ここでは、2-2-1で示したように、とりあえず沖波波高が2 m以上で出入港が不可能となり、同時に荷役も中断されると仮定する。また、限界条件よりも波高が下まわれば、出入港および荷役作業は、すぐに再開されるものとする。

図2-7の上図は、日本海沿岸のN港の1月の沖波波高の時系列、下図は、荷役コンテナ数が500個の場合のPDCの計算値で、待機時間を加味したPDCから待機時間がない場合のPDCを差し引いたものである。つまり、入港から出港にわたって待機時間がなければ、0である。換言すれば、図の縦軸は、1月〇日〇〇時に入港すれば、その時刻とその後の波の条件により、入港、荷役、出港いずれかの場面で待機することによる、コンテナ1個当りの負担費用の増加を示している。

図2-7によれば、波高の変動にともなってPDCが大きく変動し、例えば1月22日に入港すれば待機時間はないが、もし1月17日に入港すれば、待機時間の影響で、待機しなくて済む場合より、コンテナ1個につき約1万円の経費負担増となることを示している。つまり、図2-6の範囲内で、シミュレーションを行えば、待機時間のない場合のPDCが約1万円であるので、荒天時に入港しようとするとき、コンテナ輸送にかかる費用は、約2倍にもなることが明らかになる。

以上は、1万トンクラスのコンテナ船についての一例であるが、式(2.1)でもわかるように、PDCの増大をまねくのは船費である。表2-2は、1日当りの船費を船の種類別にみたものである。表に示されるように、近年エネルギー源として注目をあびているLNGを輸送するLNG船は、他の船種に比べて非常に船費が大きい。また、LNGは危険物であり、作業限界条件は、他の船種よりも厳しく設定されていることは、2-2-1で行った調査でも指摘している。つまり、LNG船のように、船費が大きく、かつ作業限界条件の厳しい船舶のPDCは、ここで試算したコンテナ船の例よりも、気象条件によって大きく変動することになる。

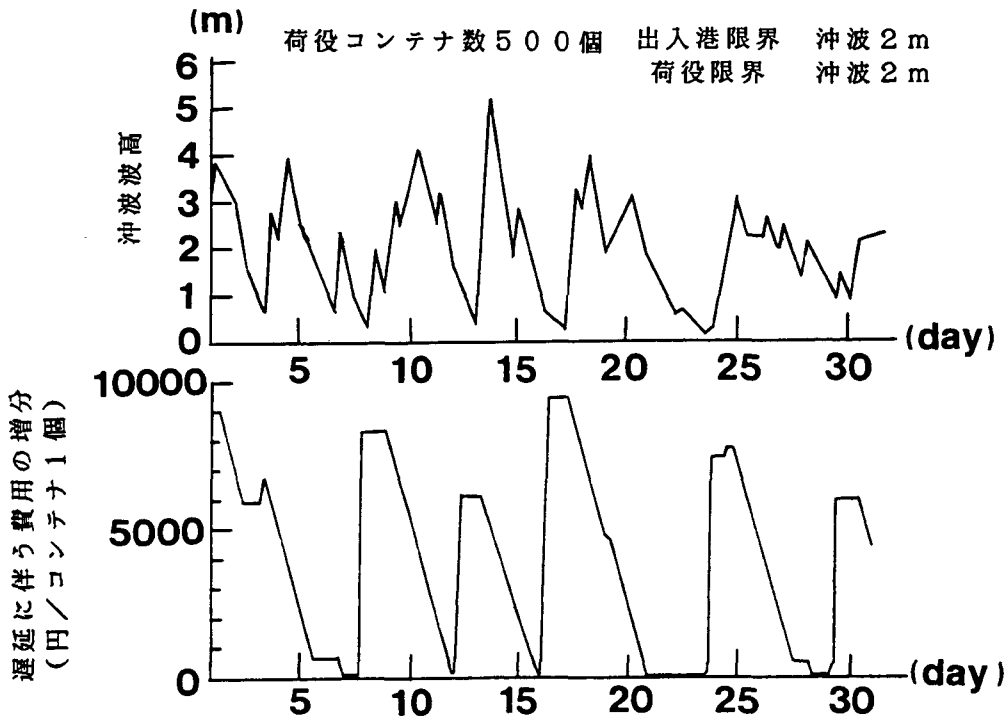


図 2 - 7 日本海側N港の1月の波高と船の必要経費

表 2 - 2 船の種類と船費

船 種	船費 (万円/日)
LNG 船	1700~1800
LPG 船	500
自動車専用船 (PCC)	200~400
ばら積み船 (バルカー)	200~400
コンテナ船	270~300

## 2-2-5 港湾の利用状況よりみた港湾の問題

2-2-1で示したように、日本沿岸の外洋に面した港湾は、厳しい自然環境にさらされ、それによって2-2-2で示したような海難や、2-2-4で示したような船舶の運航コストの増大を招き、結果として2-2-3で示したように、船舶運航者は、それらの地域の港湾の厳しさを実感しており、船社は配船を避けたがっている事実がある。

そこでここでは、実態としてそれらの港湾が十分に活用されているかどうかを調査した。港湾がどの程度活用されているのかを評価する指標は種々考えられるが、ここでは、各港湾へ入港する船舶の隻数が、その港湾が十分に活用されているか否かの重要な判断材料であると考え、全国の港湾における入港隻数の月別の変動を調査した。なお、ここで用いた資料は、各港湾局から発行されている1984年度の港湾統計資料である。また、同じく1984年度の日本沿岸の波浪の観測データ<sup>(12)</sup>から、月別の平均波高を調べ、港湾の沖波波高と入港隻数の関係をみた。

図2-8、図2-9、図2-10はそれぞれ、2-2-3で述べた、湾・内海地域、北関東～北海道東側地域、日本海側地域の代表的な、O港、A港、N港における入港隻数と平均波高の月別変化を表している。なお、図中の $\bar{N}$ は、通年での全入港隻数を12で除した値で、1か月の平均入港隻数を、Nはある月の入港隻数を示し、 $\bar{H}$ は通年の全波高データの平均値、Hはある月の平均波高を示している。なお、南西太平洋側地域については、入港隻数の月別データと波高データの両方を入手できた港湾がなかったので比較できなかった。

図2-8により、湾内にあるO港は、年間の平均波高が0.38mであり、かつ年間を通じて静穏で、入港隻数もほとんど一定であり、この地域の港湾が、気象・海象に影響されずに活用されていることがうかがえる。

図2-9により、太平洋側の外洋に面したA港は、年間の平均波高が1.39mと非常に厳しく、また春と秋に荒れやすいことが示されている。また、この地域の高波高時の波周期は7～8秒が卓越しており、台風等による南方の気象じょう乱域を波源とするうねりが影響している。しかしながら、これらの地域の港湾では、入港隻数の変動はみられず、一見すれば問題ないようであるが、2-2-3でも示したように、これらの港湾への出入港、係留、荷役作業の条件は厳しく、港湾整備のより一層の充実が期待されている。

図2-10より、日本海側の外洋に面したN港は、年間の平均波高は1.13mと、太平洋側に比べるとやや低いものの、冬期の波高は、平均2m程度にも

及んでいる。また波の周期は、5秒程度であり、季節風による風波が卓越している。このような波の大きな季節変化に対して、入港隻数は、冬に少なくなっている。このことは、この地域の港湾が冬期十分に稼働していないことを示している。

また本調査によれば、入港隻数の月別変動は、総トン数500トン未満の小型船に顕著にみられる。N港における総入港隻数に占める500トン未満の船舶の割合は約60%で、内航海運の全船舶数に占める500トン未満の船舶の隻数の割合は、1990年現在で約85%と、500トン未満の小型船は、わが国の基幹産業のひとつである内航海運業の主力になっている<sup>(13)</sup>。これら小型船の冬期日本海側への運航の減少は、日本海側の地方都市の経済的な停滞の要因のひとつになっているものと考えられる。

これに対して、大型船については、入港隻数そのものが少ないので、この調査では波浪の影響は不明である。しかしながら、2-2-1で行ったパイロットへのアンケート調査によれば、パイロットが出入港船舶とパイロット・ボートに移乗する際の危険性が特に指摘されており、パイロット・ボートやタグ・ボートの利用限界条件が大型船の入港限界条件にもなっている。したがって、大型船についても、港内の船舶活動に対して、冬期の荒天が少なからず影響しているものと考えられる。

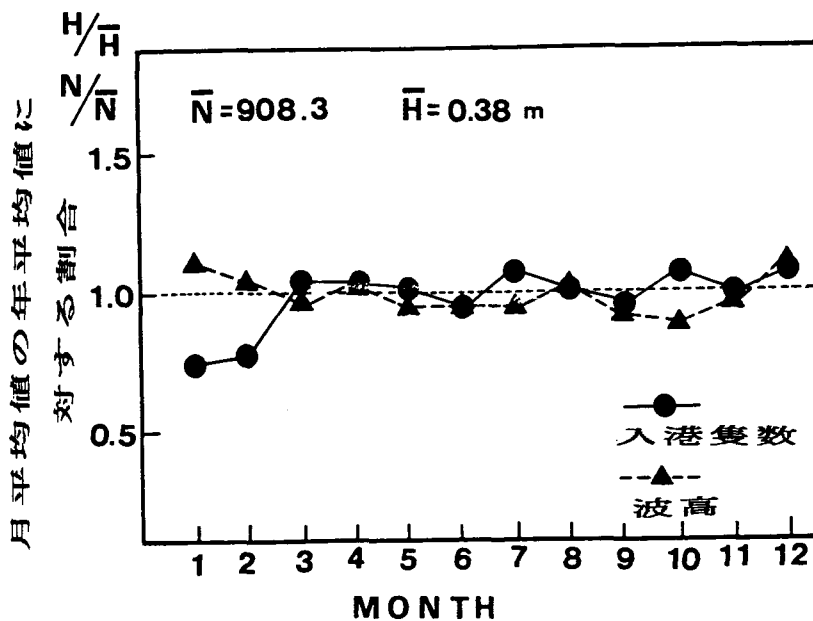


図2-8 湾内のO港における入港隻数と沖波波高の関係

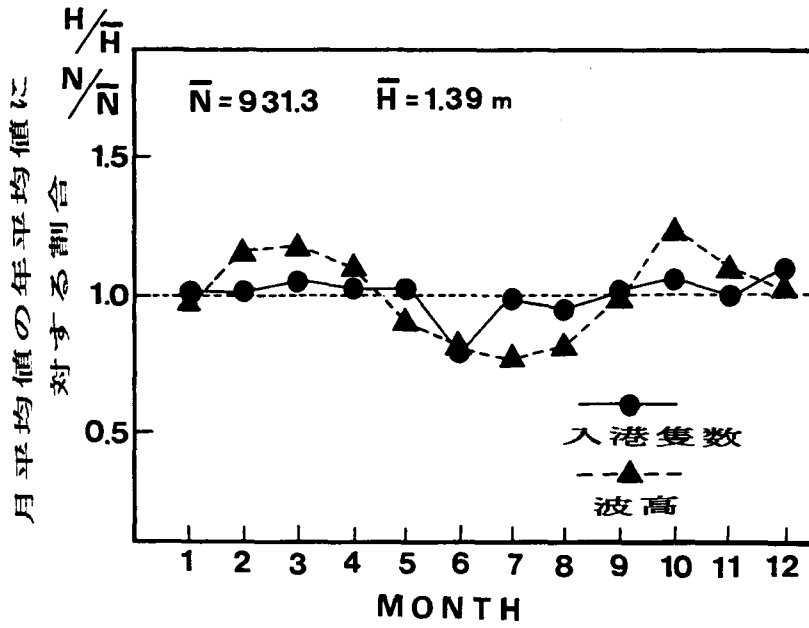


図2-9 太平洋側A港の入港隻数と沖波波高の関係

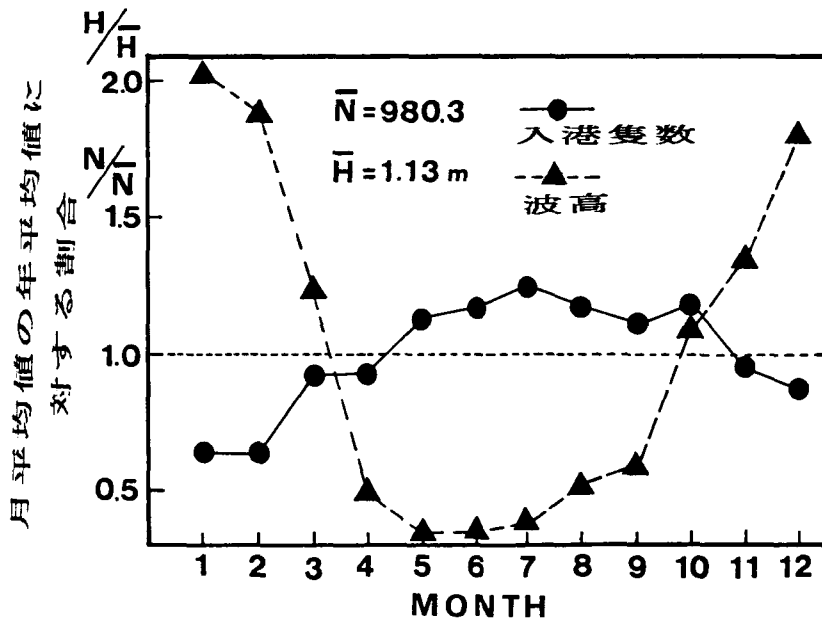


図2-10 日本海側N港の入港隻数と沖波波高の関係

## 2-3 港内静穏化対策の方法

### 2-3-1 港の静穏とは

港湾整備の目的は、言うまでもなく港内静穏度を高めて港湾の物流機能を向上させることにある。船を視点として港の静穏度を考える場合、港での船舶活動（入港→係留→荷役→出港）におけるすべての段階で安全に、しかも円滑に機能してはじめて「使いやすい港」であり、広い意味での「静穏な港」である。つまり、港の静穏度を向上させることは、港における船舶活動の安全性、円滑性を保証することに他ならない。

このような観点より、港の静穏度を達成するためには、図2-11に示すようなアプローチが考えられる。従来は、港の静穏度を港内波高の大小で規定するに留まっていたが<sup>(14)</sup>、最近では利用者側からみた港の静穏度の指標として、港内係留船の動揺を取り上げ、係留限界や荷役限界から港の静穏度を考える必要のあることが指摘されている<sup>(15)(16)(17)</sup>。

しかしながら以上の指標は、図2-11に示されているような広い意味での港の静穏度からみれば一部分にすぎず、港湾の整備にあたっては、港湾の物流機能が気象・海象に影響されないように、図2-11に示す総合的な港湾整備により「全天候型港湾」<sup>(18)</sup>を目指すことが必要である。

### 2-3-2 波浪の制御による静穏化

港を静穏にする第一のアプローチとして、波浪制御による方法は、これまでの港湾整備における基本的な姿勢である。波の性質を表現する基本的な指標は、波高、波向、周波数である。この3つの諸量を制御すれば、結果的に港の船舶活動がスムーズに行うことが可能となる。

周波数を制御することは、特に船体動揺の固有周波数付近の波を他の周波数に変換できれば、非常に有効となる。しかしながら、例えば水平板等を水面下に設置することで、波が周波数分裂を起こすことは知られているが<sup>(19)</sup>、周波数を適当なものに制御しようとする試みはなされていない。

波向については、船体動揺が波向によっても大きく変化することから考えても有効な対策である。波を一点に集中させて砕波させることは、どちらかといえば波高を減少させるアプローチに属すが、最近では、沿岸流の制御という観点から、大規模に波向を変化させようとする基本的な試みもなされている<sup>(20)</sup>。

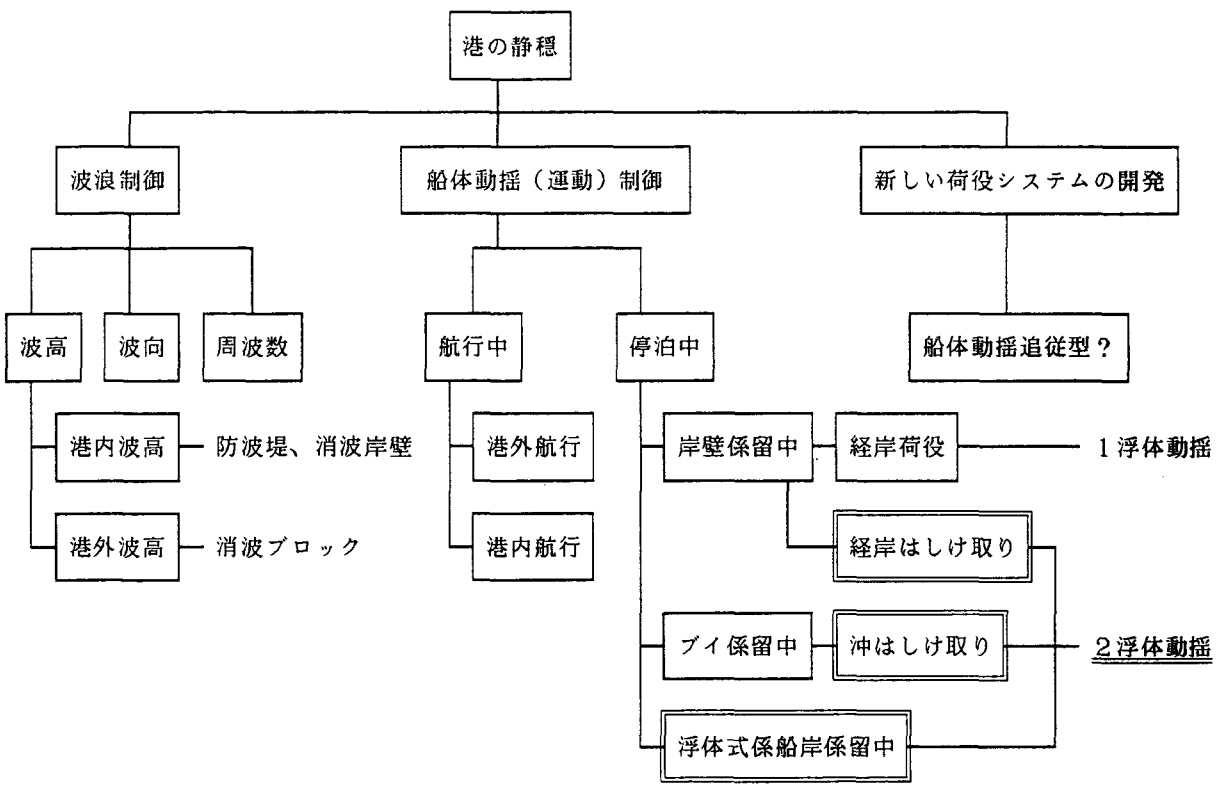


図 2 - 1 1 港湾の静穏化へのアプローチ

波浪を制御するといえば、誰もが波高を小さくすることであると答えるほど、波高を小さくすることは、これまでの港湾整備の最重要項目であり、今後ともこのことに変わりはないと考えられる。つまり、港内の波高を小さくするために、防波堤の新設や延長が行われ、港内波を積極的に砕波させるためのスロープを港内に造ったり、岸壁からの反射波の影響を小さくするために、波の反射率を小さくする低反射岸壁が用いられることも少なくない。また、防波堤の建設のために、沖側の反射波の影響によって出入港船舶の操船の安全性が損なわれることを防止するために、防波堤沖側に消波ブロックを設置することが多い。しかしながら、防波堤の設置水深が近年大水深になる傾向にあり、建設費用は莫大なものとなり、防波堤の設置が完成する前に港が開港するケースや、2-2で述べたように、建設費用に見合うだけの効果が、港湾の物流機能の向上に有効につながらなかった面もみられる。

### 2-3-3 船体動揺の制御による静穏化

一方、波浪が十分に制御されていなくとも、港湾の物流機能を担う船舶が安全かつ円滑に活動できるように、船舶の視点にたった港の静穏化対策も考えられる。つまり、港の内と外での航行や停泊中の風や波による運動を、なんらかの方法で制御しようとするアプローチである。これには、船自身を揺れにくい船型にするとか、船の操縦性能を向上させる等の船舶工学からの発想も考えられるが、港湾を計画する立場からも、航行援助構造物を新設したり<sup>(21)</sup>、揺れにくい係留方法<sup>(22)</sup>を考えるとといった対応があげられる。

ここで、図2-11に示されているように、航行中については港内操船と港外操船を安全にする何らかの対策が港湾サイドからもっと考えられるべきであるし、停泊中の船舶については、沖に錨や浮標によって係留されている場合、岸壁に係留されている場合、および浮体式の係船岸壁に係留されている場合など、様々な係留方式に対して有効な対策がとられる必要がある。

この中で、港内の岸壁に船舶が係留されている場面から港の静穏度を考えるというアプローチは、これまでの研究である程度の成果をおさめており<sup>(15)</sup><sup>(16)</sup><sup>(17)</sup>、今後これらの研究成果を現地へどのようにフィード・バックさせていくかが課題であろう。

また、沖に錨や浮標によって係留されている場合、船舶は振れ回り運動することが指摘されており、安全な係留のための船側の対応に関する研究<sup>(23)</sup>はみられるものの、振れ回りを起こしにくい浮標の係留装置の工夫や、船の錨がよりよく効くための、港内の底質に関する土質工学的な基本的な研究はみられない。



さらに、浮体式の係船岸壁に係留されている場合や、沖に係留されている船からはしけによって荷役を行う場合、岸壁に係留された船の海側からはしけによって荷役を行う場合、漁港などのように多数の船が近接して係留される場合、マリーナに多数のヨットが係留されている場合などのように、2つまたはそれ以上の船または浮体が近接して係留されている場面から、港内の静穏度を考えるアプローチはなされていない。この場合、港内に係留された船舶の動揺特性に関する従来の研究方法<sup>(15)(16)(17)</sup>に加えて、近接して係留された2浮体の流体力学的な相互干渉の効果を考えつつ、波浪中の2浮体の動揺特性に関する基本的な研究がなされる必要がある。そこで本論文においては、このような視点から港内の静穏度を考えていくことにする。

#### 2-3-4 新しい荷役システムの開発による静穏化

荷役を行うための、係留船舶の船体動揺の限界値は、明確に決定されている訳ではないが、船種別、荷役方式別でおおよその値は求められている<sup>(15)(24)(25)</sup>。それらによれば、船舶の特殊化にともなって、コンテナ船やLNG船などのように船体動揺を極力嫌う船が増える傾向にあることが分かる。また特別な例としては、原子力発電用の核燃料のサイクル施設への、使用済み核燃料の輸送は海上輸送が考えられており、そこでの船体動揺については、細心の注意が必要である。

以上のように、物流の高度化、多用化にともなって、荷役中の船体動揺に対する要求は、これまで以上に厳しくなっている。これに対して、これまでの波浪制御と船体運動制御のアプローチに加えて、例えば船体の動揺に追従するような、新しい荷役システムが港湾サイドから開発される必要性も生じつつあると言えよう。

## 2-4 港内静穏論における2浮体動揺の位置づけ

### 2-4-1 はしけ取り荷役

港内におけるはしけ取り荷役は、沖に停泊している船に、はしけを横づけして行う沖はしけ荷役、岸壁係留中の船舶に、はしけを横づけして行う経岸はしけ荷役の2つの形式がある。また、国内のみを航海する内航小型船では、小型船同志が沖または岸壁に係留した状態で横づけして荷役を行うこともある。

表2-3は、日本の各港湾における年間の全取扱い貨物量のうち、沖もしくは岸壁に係留している船舶と、はしけによって扱われた貨物量の割合を示したものである。表に示されるように、全取扱い貨物量に対する、はしけ取り貨物の割合は非常に小さい。これは、ここ十数年日本国内で運航している船腹量がほぼ横ばい<sup>(9)</sup>であるのに対して、各港湾での岸壁と荷役機械の整備がすすみ、荷役方式も高度化してきたのに対して、はしけ取りによる荷役は、時間、経費、労力ともに経岸荷役よりも不利となり、結果的にはしけ取りによる荷役は減少したものと考えられる。

この中で、神戸、横浜、清水といった以前から発達していた港では依然としてはしけ取りの割合が比較的多いが、将来的にはさらに減少していくものと考えられる。

また、比較的新しく建設された、船川、金沢、福井などは、あらかじめ岸壁の長さを十分にとって計画されていたため、はしけによる荷役に頼らなくともよかったものと考えられる。

さらに諸外国の例について述べると、ヨーロッパの内陸水路では比較的頻繁にはしけ取りが行われているようであるが、この場合波浪によって荷役が阻害されることは稀であろう。また、香港やシンガポール、中国の各港では、はしけの量が比較的多いと言われているものの、はしけ取りによる荷役が今後主流になるようなことは考えられない。

しかしながら、現実に未だ相当量の貨物がはしけ荷役されていることを考えれば、船とはしけ、または船同志の波浪中の動揺特性を把握し、港湾計画に反映させることは依然重要である。

表 2 - 3 はしけ取り荷役の実態

港名	はしけ取り荷役の割合 (%)	総取扱貨物量 (トン)	備 考
小樽	0. 1	1, 973, 490	
船川	0. 0	933, 939	
新潟	1. 9	10, 194, 367	
伏木富山	3. 5	9, 430, 624	
金沢	0. 6	1, 814, 978	
福井	0. 0	1, 648, 306	
敦賀	8. 3	2, 575, 219	
舞鶴	11. 5	4, 371, 792	
*横浜	8. 5 (1. 5)	93, 174, 541	( ) : 沖はしけ取り
清水	13. 1	11, 596, 017	
*名古屋	4. 3 (1. 6)	94, 643, 395	( ) : 沖はしけ取り
*神戸	16. 3 (4. 0)	97, 860, 679	( ) : 沖はしけ取り
北九州	1. 6	63, 366, 025	

昭和57年度 (\*印は昭和60年度)

## 2-4-2 浮体式係船岸

### (1) 小型船を対象にした浮体式係船岸

船舶に係留させる施設として浮体を利用した浮体式係船岸は、小型客船の乗下船用の浮棧橋としてこれまで多く用いられている。これは、固定式の岸壁では、潮位差によっては、船の甲板と岸壁天端との高低差が大きくなり、乗下船が困難になることが大きな理由であると考えられる。またこれと同じ理由から、漁港においても「使い易い施設」としての観点から、漁獲物の荷揚げ作業の労力の問題より、浮体式係船岸が実際にみられるようになってきている<sup>(26)</sup>。

写真2-1は、山口県蛤大島漁港の横付け浮き岸壁と呼ばれる例で、浮体式係船岸への連絡橋も含めた総延長は180m、浮体の部分は、長さ34m、幅10mの2つの浮体が連結されている。また、写真2-2は、宮城県の出島漁港の突堤の例で、浮体本体は長さ30m、幅10m、喫水1.2mである。このように、近年漁港で新設されている浮体式係船岸は、浮体の四隅に杭を打ち込み、浮体は潮汐の変化に追従するのみで、浮体の動揺を拘束するような形式をとっている<sup>(27)</sup>。

また写真2-3は、岡山県の見島観光港の例であり、3つの浮体が縦に連結されて、3つ合わせた浮体の全長は110mである。この場合の係留は、アンカー・チェーンが採用されている。

これらの浮体式係船岸は、対象船舶がいずれも100トン未満で、浮体の設計波高ですら1m以下と、非常に波の穏やかな海域に建設されている。したがって、波浪中の動揺に係留船の係留、荷役の安全性に影響を及ぼすことはほとんどなく、設計波高条件での浮体の曲げ荷重や局部荷重の検討がなされているのみである。

しかしながら、将来、波の比較的厳しい条件の港湾に適用された場合、波浪中の2浮体動揺問題は、浮体式係船岸本体の係留の安全性に加えて、船の係留の安全性、貨物の積み下ろしや乗客の乗下船時の安全性等を考えるうえで重要である。

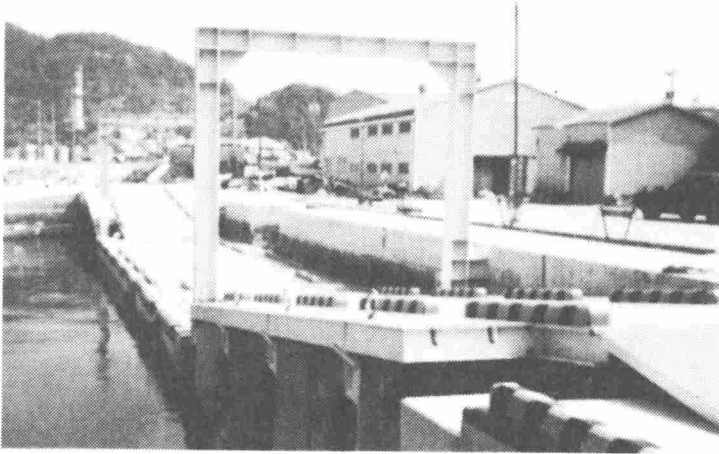


写真 2 - 1 横付け式の小型船用浮体式係船岸

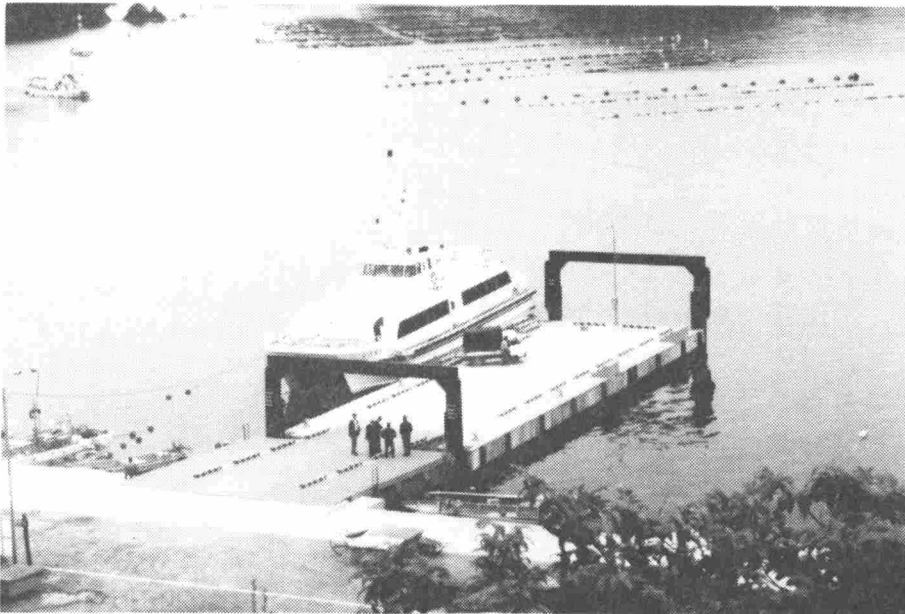


写真 2 - 2 突堤式の小型船用浮体式係船岸



写真2-3 アンカー・チェーンによる小型船用浮体式係船岸

## (2) 大型船を対象にした浮体式係船岸

さらに最近では、大型船用の係留施設として浮体式係船岸の実現の可能性に関する検討も行われている<sup>(28)</sup>。この理由は、港湾施設の整備が、今後、大水深域、軟弱地盤地帯等、自然条件、および現場条件の厳しい海域へと展開していくことが予想されており、また、大規模地震に対する地震防災対策が講じられる中で、耐震性の高い、経済性に優れた構造物の開発が期待されているのを背景として、このような条件で浮体式構造物は、施工性、経済性の面から有利とされているためであると考えられる。

図2-12は、大型の浮体式係船岸としての実例である。図は、アラスカのバルデス港の大型のコンテナ船用のコンテナ・ターミナルで、浮体は長さ213m、幅30.5m、深さ9.15mのプレキャスト・コンクリート製で、浮体の上には、ガントリー・クレーン1基が設置されている<sup>(29)</sup>。わが国においても、図2-13に示すように高度化する物流に対応して、クレーンを付設した大型の浮体式係船岸の構想がなされている<sup>(30)</sup>。

このような浮体式の構造物を設計する場合、基本的に波浪中の動揺特性に関

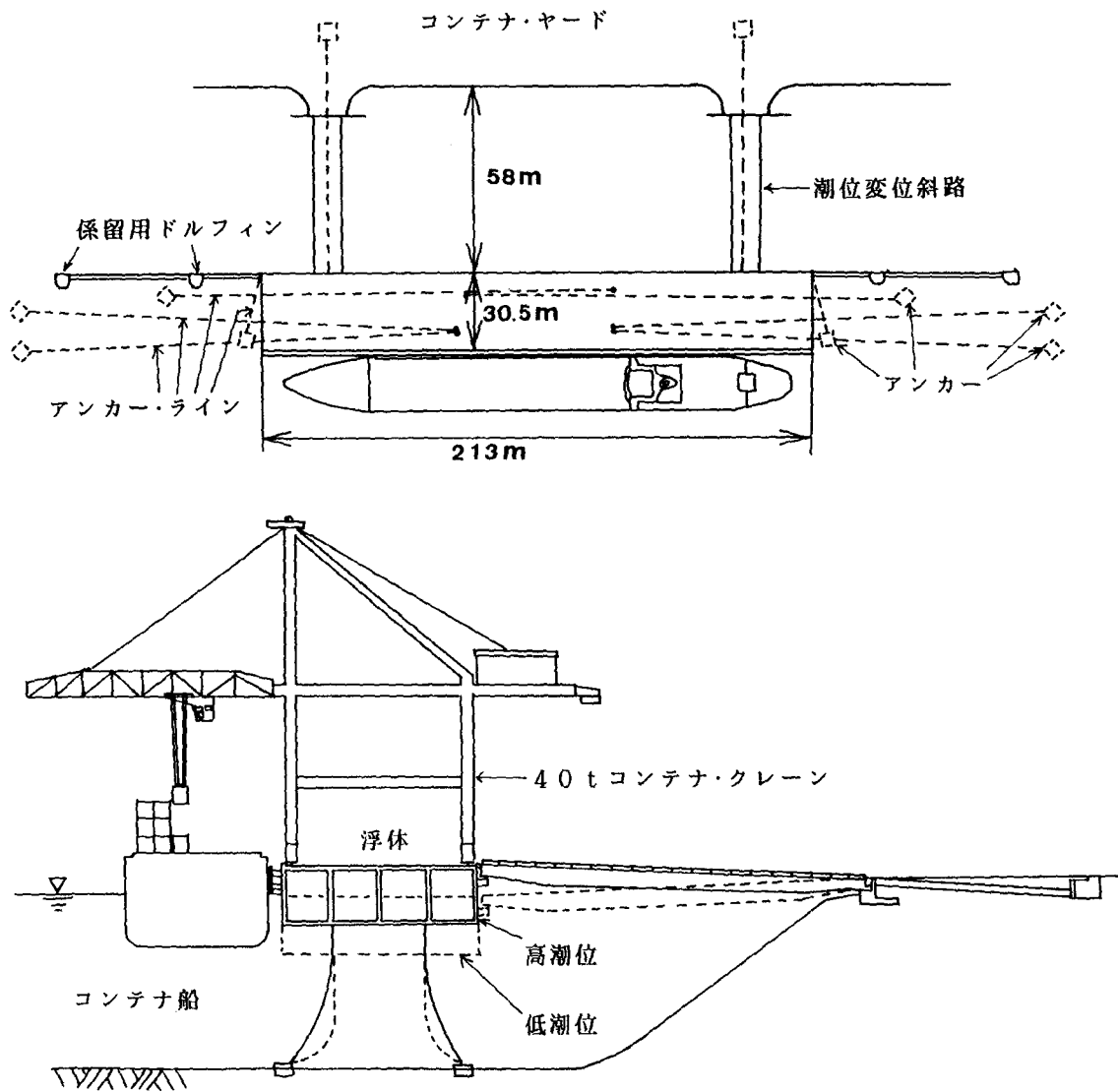


図 2 - 1 2 バルデス港の浮体式コンテナ・ターミナル<sup>(29)</sup>

する検討が行われなければならない。浮体式係船岸については、第一に対象となる海域での波浪条件において、安全であるための係船岸の大きさや構造、係留装置等を検討するために、係船岸単独の波浪中の動揺特性を明らかにする必要があり、これまでの船体動揺に関する研究の応用として試算が行われた例がある<sup>(30)(31)</sup>。

さらに、船舶が浮体式係船岸に係留した状態で、2つの浮体がどのように動揺するかを検討することも、荒天時に係留する場合の船舶の係留限界や荷役限界、通常の波浪状態での荷役の効率等を考える場合には必要となると考えられる。しかしながら、2浮体動揺の面より浮体式係船岸と船舶の係留の安全性を検討された例はみられない。

また、図2-12や図2-13のように浮体式係船岸上にクレーンを設置して荷役を行う場合、浮体式係船岸の波浪動揺によってクレーンも運動してしまい、クレーンに吊された貨物が大きな振れ回り運動を起こすことが懸念される。貨物の振れ回り運動は、荷役作業の安全性や効率性に重大な影響を及ぼす<sup>(15)</sup>ので、荷役限界を考える点からも、波浪中の浮体式係船岸と係留船舶の2浮体動揺に関する検討は是非必要である。

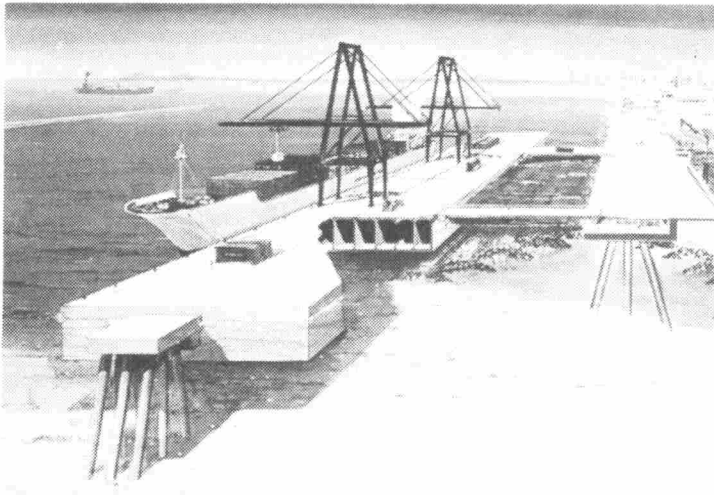


図2-13 浮体式係船岸の構想図<sup>(30)</sup>



### 2-4-3 マリーナ泊地計画

#### (1) プレジャー・ボートの係留とマリーナ計画の現状<sup>(32)</sup>

人々の価値観の変化、余暇時間の増大等を背景として、国民がレクリエーションを求めるようになってきている。その中でもプレジャー・ボートによるレクリエーションの需要は、近年著しい伸びを示している。図2-14は、プレジャー・ボートの隻数の経年変化をみたものであるが、毎年着実にその数は増加し、1987年には、約26万隻のプレジャー・ボートがある。

これに対して、表2-5はプレジャー・ボートを保管するマリーナの数を調べたものであるが、公共、民間マリーナを合わせて、小型のボートをも含めても、収容能力は約5万隻分しかない。

結局、約20万隻のプレジャー・ボートは、放置されているのが現状で、運輸省においてもこのような現状を打開すべく、図2-15に示すように全国的に拠点となるマリーナを整備していこうとしている<sup>(32)</sup>。また、最近の各地のリゾート計画をみると、「海のあるところマリーナあり」の様相を呈しており、民間レベルでもマリーナは、気象・海象条件の比較的厳しい地域も含めて全国的に展開していくものと考えられる。

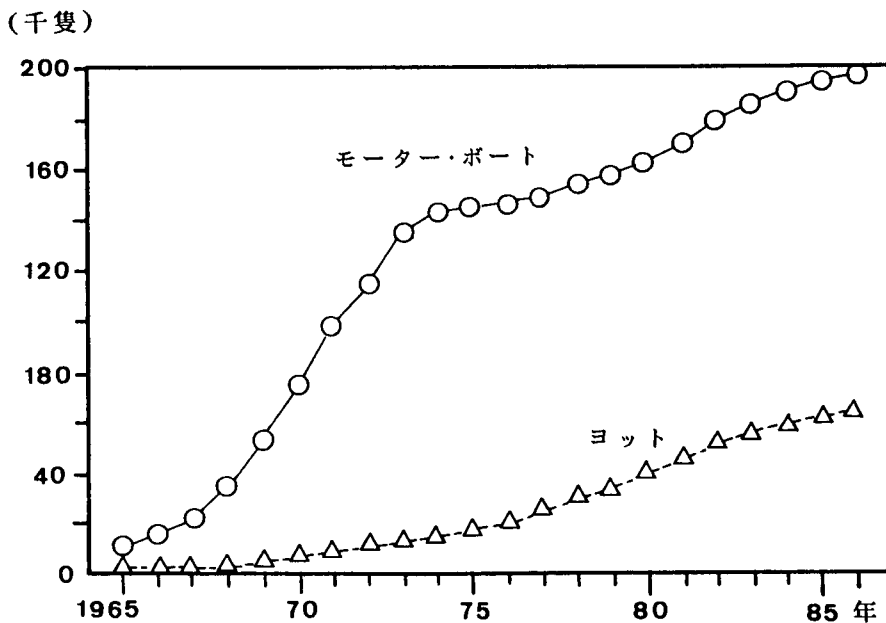


図2-14 モーター・ボート、ヨット保有隻数の推移<sup>(32)</sup>

表2-4 マリーナの収容能力<sup>(32)</sup>

保管隻数	公共マリーナ	民間マリーナ	計
	数(%)	数(%)	数(%)
50未満	4(11)	84(25)	88(23)
50~100	3(8)	110(33)	113(30)
100~200	9(24)	96(29)	112(30)
200~300	6(16)	26(8)	32(8)
300~400	6(16)	9(3)	15(4)
400~500	5(14)	3(1)	8(2)
500~700	3(8)	6(2)	9(2)
700~	1(3)	2(1)	3(1)
計	37(100)	336(100)	373(100)

\*公共マリーナ：1988年9月現在  
民間マリーナ：1986年現在

約5万隻分

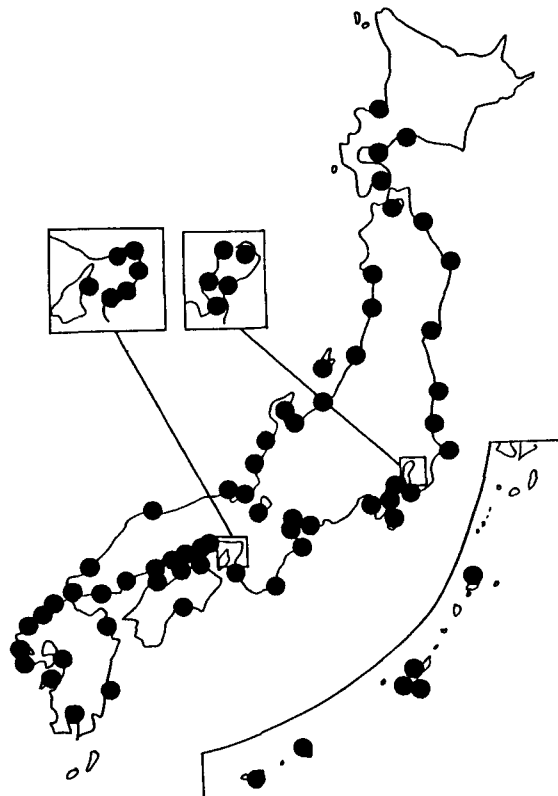


図2-15 拠点となるマリーナの配置構想<sup>(32)</sup>

## (2) マリーナ泊地の設計基準

今後建設されていくマリーナは、現在のマリーナを参考としながらも、質的に高度化、多様化することはもちろんのこと、将来プレジャー・ボートの愛好者の層が更に幅広くなることを考えれば、安価で効率のよい係留施設等の設備面での充実が必要となってくるであろう。

マリーナ泊地計画においては、プレジャー・ボートの安全な係留を可能にするため、静穏かつ十分な水深と面積を有する水面を確保する必要がある。一般のマリーナは、比較的大きなヨットの場合、写真2-4のように栈橋にヨットを平行に並べ、なるべく多くのヨットを係留させようとする。しかしながら、時として、係留中の船体動揺によるマストの絡み合いや、ボートの接触によるボートの損傷がおこっているようである。この原因は、1艇あたりの水域面積の基準が、主にこれまでの経験や実績から設定されており<sup>(33)</sup>、現状では、1艇あたりの水域面積はばらつきが多く、ときには狭い水域に多数の船舶を係留しているためであると考えられる。

また、近年の著しいマリーナ計画の動きにあわせて、運輸省でもマリーナに関する設計基準<sup>(14)</sup>を定めている。図2-16は、設計基準の中で係留施設の日安として例示されているものであるが、バース長やスリップ、栈橋間の距離などの数値は、いままで比較的静穏な地域に建設されてきたマリーナの経験や実績によって出てきた値であると考えられ、何ら水理学的な根拠のあるものではない。

図2-11で示されているような視点より、マリーナ泊地の静穏性を考えれば、図2-16で示されるようなスリップや栈橋間の距離を決定するにあたり、波浪中においてヨット同士の接触やマストの絡み合いが起きないように考慮されていなければならないと考えられる。特に昨今、図2-15に示されているように、マリーナが外洋に面した海域へも展開しているとき、泊地を計画するにあたっては、綿密な水理学的検討が必要であろう。つまり、ヨットの船間距離を評価するとき、与えられた波浪条件下で、近接して並列に係留している2つの浮体動揺の特性を考慮して、ヨット同志の船体の衝突やマスト同志の絡み合いがおきないように係留配置計画がなされる必要性が高まってきている。



写真2-4 マリーナにおけるヨットの係留の典型

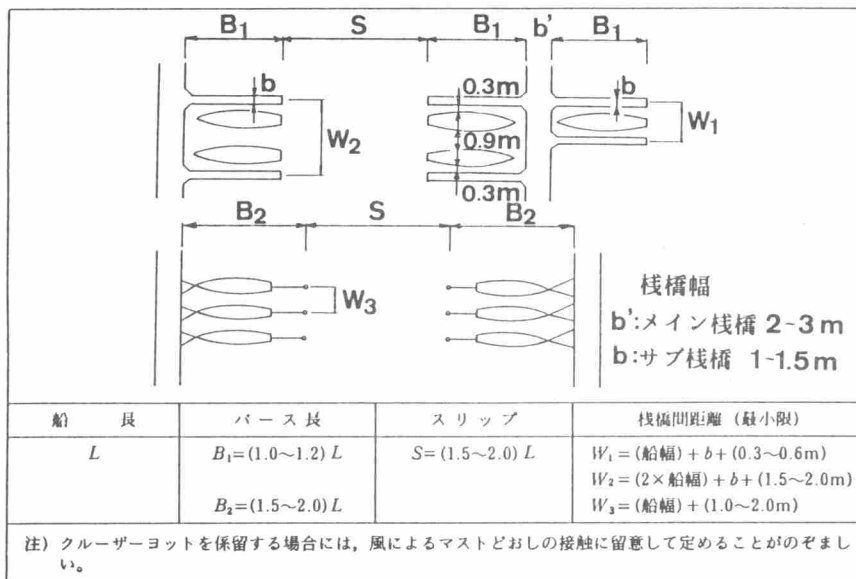


図2-16 マリーナ泊地の設計基準<sup>(14)</sup>

#### 2-4-4 作業船

関西新空港の埋め立て工事に代表されるように、近年大規模な海洋開発は活況を呈している。これらの海洋工事を行うにあたっては、写真2-5に示されるように作業船に船を係留させることも少なくない。とくに、昨今海洋開発は、波浪条件の厳しい地域でも行われており、浮体を利用した作業は困難を極めて

いる。しかしながら、これらの作業限界条件についても、従来の港内静穏度と同様に、来襲波の波高によるある程度の目安があるのみで、実態としては現場の人々の判断で作業の中止が決定されている。

以上のような問題を解決するためにも、作業船の作業限界条件は、波浪動揺によって決定されるべきであり、作業船に船を係留させるときの限界条件は、2浮体動揺より検討が行われる必要がある。

本論文の主旨は、2浮体動揺の場面より港の静穏度を向上させようとするものであり、作業船のこのような問題解決は直接の目的ではないが、本論文で扱う2浮体動揺論を応用すれば、作業船の安全性の向上にもつながると考えられる。



写真2-5 作業船に船を係留させて行う海洋工事

## 2-5 結語

本章では、本論文の主題である2浮体動揺と港内静穏論の2つの事項の関連を明確にするため、まず前提として海上輸送と陸上輸送の接点としての港湾の物流機能が、気象・海象によって影響されないような総合的な港湾整備を行うことを、広い意味で港湾の静穏度を向上させることであると定義した。

2-1では、現状の港湾の抱える問題を様々の観点より調査し、特に冬期の日本海沿岸、春から秋にかけての関東以北の太平洋沿岸の外洋に面した港湾では、厳しい気象・海象によって港での船舶活動が阻害され、港湾の物流機能としての役割が十分に発揮されていないことを指摘した。

このような問題解決のために、従来からとられてきた防波堤の建設のみでは対応できず、かつ防波堤の建設費用も設置水深が深くなるとともに莫大となっている。このため、2-2では港湾の静穏度を向上させるための対策を総合的に考え、波浪制御、船体動揺制御、新しい荷役システムの開発という3つのアプローチが考えられることを示した。

さらに、2-4ではこの3つのアプローチの船体動揺の制御のうち、はしけ取り荷役、浮体式係船岸などの、2浮体が近接して係留される場合は、これらの係留や荷役の安全性の向上のために、港内静穏論の中で2浮体動揺問題が重要であることを指摘した。

以上のように本章では、第3章以降の2浮体動揺に関する研究の背景を示した。

## 参考文献

- (1)菅原一晃 他：沿岸波浪観測15か年統計（昭和45～昭和59年），No.554，1986.6.
- (2)気象庁：気象庁波浪観測資料，第1号～第12号，1978.3～1989.3.
- (3)土屋義人，井上雅夫，芝野照夫：わが国における海岸波浪の地域特性，第25回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.65～69，1978.11.
- (4)桑島進：日本の沿岸別波浪特性，航海，日本航海学会誌，第68号，pp.2～8，1981.6.
- (5)小舟浩治：わが国沿岸海域における波浪観測手法と出現波浪の特性に関する研究，港湾技研資料，No.668，188p.，1990.3.
- (6)全日本海員組合：港湾の安全，pp.114～118，1983.11.
- (7)運輸省第一港湾建設局：港湾安全対策調査報告書，pp.1～6，pp.91～107，1974.3.
- (8)門司剛志，藤原聖紀：安全荷役限界調査について（その1），港湾荷役，pp.417～424，1981.7.
- (9)海上保安庁：海上保安白書，216p.，1990
- (10)山田猛敏 他：港湾近代化への基礎研究（I），日本航海学会誌，第41号，pp.41～54，1969.7.
- (11)東海林滋：海運経済論，成山堂，113p.，1965.
- (12)菅原一晃 他：沿岸波浪観測年報（昭和59年），港湾技研資料，No.545，1986.3.
- (13)日本内航海運組合総連合会：内航海運の現況，24p.，1990.7.
- (14)（社）日本港湾協会：港湾の施設の技術上の基準・同解説，1989.
- (15)久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する基礎的研究，大阪大学学位論文，241p.，1981.11.
- (16)上田茂：係岸船舶の動揺解析手法とその応用に関する研究，港湾技研資料，No.504，372p.，1984.12.
- (17)青木伸一：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，258p.，1990.11.
- (18)久保雅義：21世紀への港湾－特に全天候型港湾について－，日本航海学会創立40周年記念シンポジウム「21世紀へのナビゲーション技術」，pp.1～27，1989.5.
- (19)小島治幸，井島武士，吉田明德：没水水平版の消波特性と波分裂による波浪制御効果，海岸工学論文集，土木学会，第37巻，pp.594～598，1990.11.

- (20)後野正雄, 榎木 亨 他 : 人工海底地形による波向制御に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 土木学会, 第37巻, pp.589~593, 1990.11.
- (21)Kubo M., Saito K., Onodera S. and Okada M : Basic research on guide way, UJNR, pp.J(2)5-1~J(2)5-8, 1991.5.
- (22)久保雅義 : ダッシュボット係留索の実船への適用可能性に関する基礎的研究, 日本航海学会論文集, 第73号, pp.163~172, 1985.9.
- (23)井上欣三, 花房元顕, 小徳義之 : 船底下抵抗板の振れ回り抑制効果について, 日本航海学会, 第83号, pp.221~229, 1990.9.
- (24)Brunn P. : Breakwater or mooring system ?, The Dock and Harbor Authority, pp.126-129, 1981.
- (25)Ueda S. and Shiraishi S. : The allowable ship motions for cargo handling at wharves, Report of the Port and Harbor Research Inst., vol.27, No.4, pp.3-61, 1988.
- (26)根本清英, 佐井正明 : 動揺制御型浮体式係船岸の実施状況, '90日本沿岸域会議研究討論会講演概要集, No.3, pp.21~22, 1990.5.
- (27)神瀬 哲, 森口朗彦 : 動揺制御型浮体式係船岸の開発, 日本沿岸域会議論文集, No.1, pp.17~23, 1990.3.
- (28)小日山 定, 佐藤 誠, 外山進一 : 浮体式係船岸の建設可能性について, 海洋開発論文集, 土木学会, vol.5, pp.43~48, 1989.6.
- (29)Zinserling M. H. and Cichanski W. J. : Design and functional requirements for the floating container terminal at Valdez, Alaska, Offshore Technology Conference, vol.4, OTC 4397, pp.229-238, 1982.
- (30)神田勝巳, 白石修章, 滝野義和 : 浮遊式係船岸の動揺特性について, 第11回海洋開発シンポジウム論文集, 土木学会, pp.163~168, 1986.6.
- (31)久保雅義, 斎藤勝彦 : 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, pp.75~84, 第84号, 1991.3.
- (32)運輸省 : 海洋性レクリエーションの現状と展望, 1988.11.
- (33)染谷昭夫, 藤森泰明, 森 繁泉 : マリーナの計画, 鹿島出版会, pp.99~143, 1988.3.



## 第3章 2浮体動揺の解析理論と検証

### 3-1 概説

第2章では、現状の港湾の諸問題を提起した上で、問題解決のための港内静穏化へのいくつかのアプローチを示し、その中で、波浪中での2浮体動揺特性の把握が重要であることを指摘した。そこで本章では、波浪中で近接して係留された2浮体が互いに影響を及ぼし合いながら動揺する場合の理論解析の方法を示し、水理実験によって理論の検証を行う。

浮体動揺の数値計算における扱いは、次の3つの観点に類別できる<sup>(1)</sup>。

(1)短周期動揺と長周期動揺

(2)波力や係留力における線型項と非線型項の取扱い

(3)入射波の不規則性の考慮

このように対象とする状況によって、浮体動揺を使い分ける必要がある。

本論では、2浮体動揺がこれまでほとんど解析されていないこともあり、短周期の規則波による定常微小動揺問題に限定し、波力や係留力についても線型の範囲で議論を行う。また、計算方法は、浮体の形状が任意にとることができることを第1の条件とし、可能であれば水底形状が任意であり、岸壁の影響が考慮できるように理論の展開を行う。

3-2では、既往の研究による浮体動揺の解析法を紹介し、それらの利点・欠点を述べるとともに、2浮体動揺が解析された数少ない例についても紹介する。

3-3では、2次元の2浮体動揺問題の理論解析法を詳しく述べるとともに、2次元水理実験により理論の検証を行う。

3-4では、3次元の2浮体動揺問題の理論解析法を詳しく述べるとともに、3次元水理実験により理論の検証を行う。

### 3-2 既往の研究による浮体動揺の解析法

波浪中の浮体の動揺（流体力）を解析する方法は、主に船舶工学の耐航性の分野に関する研究によって、表3-1に示されるように種々の方法が提案されている。

多重極展開法（Ursell-田才法）<sup>(2)</sup>は、数学的な厳密解として、計算時間が短く、高精度をもつ利点はあるものの、一般に岸壁や水底などの周辺境界を考

慮できず、浮体の形状も2次元で、円の等角写象より表現されるルイスフォームとして近似できる形状に限定されるといった欠点があり、本論で扱うような任意形状の2浮体動揺問題には適用できない。

ストリップ法（断面分割法）<sup>(2)</sup>は、何らかの方法で2次元断面の流体力が計算されている場合から、3次元の動揺を計算する近似解法で、船舶工学の分野においてよく用いられている実用的な浮体動揺計算法である。しかしながら、一般に浮体は細長く、2次元断面の流体力の長軸方向の積分値として3次元の流体力が近似できる場合に限られる。また、ストリップ法は、一般に航走中の船体動揺問題に数多く適用されているため、岸壁係留浮体の動揺問題には適用されていなかったが、近年、水底や岸壁の影響も考慮した係留浮体の動揺解析も行われている<sup>(3)(4)</sup>。しかしながら、斜め波の場合、厳密に言えば波に対する2浮体の断面形状がストリップ断面として表現できないこと、さらに岸壁に対して直角に係留される2浮体の場合には、岸壁の効果を考慮してストリップ断面を浮体の長さ方向に切ると、浮体が細長いというストリップ法の根底にあるべき条件が満足されない。以上の理由から、本論で扱うような2浮体動揺の3次元問題においては、適用が困難である。

領域分割法（固有関数展開法）<sup>(5)</sup>は、流体場をいくつかの領域に分割し、速度ポテンシャルをそれぞれの領域に合った固有関数で展開し、それらを分割境界上で整合させることにより接続させる方法である。またこの方法は、浅海域や岸壁に係留された浮体の動揺を求めることもでき、計算時間も比較的短く、非常に便利な方法であるといえる。しかしながら、浮体形状が、矩形、円柱、だ円柱といった形状に限られるといった欠点があり、本論で扱うような任意形状の2浮体動揺に適用することは不可能である。

有限要素法（ハイブリッド要素法）<sup>(6)</sup>は、任意形状の浮体動揺問題には適用可能である。しかしながら、流体領域内にも未知数を置く必要があり、計算時間が長くなることと、無限遠方や水深方向の流体領域のとり方に問題があり、実用的に解くためには、種々の工夫が必要であり、浮体動揺に適用された例は、他の方法に比べて少ない。

境界積分（方程式）法（境界要素法）は、任意形状浮体の表面を離散化し、未知ポテンシャルに関する積分方程式を解く方法で、積分方程式の核関数にグリーン関数を用いる方法と単純特異点を用いる方法<sup>(7)</sup>の2つの方法に大別される。さらにグリーン関数を用いる方法は、グリーンの公式を用いて直接未知ポテンシャルに関する積分方程式を解く直接法（Source-Doublet法）<sup>(8)</sup>と、浮体による波の変形を計算するのに有効な、浮体表面に分布させた特異点の湧き出し強さを未知関数とした積分方程式を解く間接法（湧き出し分布法）<sup>(9)</sup>に分類

できる。グリーン関数による方法は、水底形状が複雑になる場合には、グリーン関数を求めることが困難になり適用できなくなるという欠点を有する反面、未知数は浮体表面のみにとればよいといった利点がある。これに対して、単純特異点を用いる方法は、水底形状も任意にとることができる反面、開境界処理の問題や、水面、水底をも含めた全境界上にも未知数をとる必要があり、3次元問題では、未知数が多大となり事実上2次元問題のみに限られる。

以上のような浮体の波浪動揺に関する数多くの研究と、近年の飛躍的な計算機の性能の向上により、3次元の任意形状の浮体が、岸壁や防波堤などの任意形状の周辺境界内（一定水深）にある場合の波浪動揺についても計算できるようになってきている<sup>(10)</sup>。

しかしながら、これまで浮体動揺に関して計算が行われた例は、岸壁等の周辺境界に1つの浮体が存在する場合について扱ったものがほとんどであり、本論で扱うような2つの浮体が接近して互いに影響を及ぼし合いながら動揺するような場合についての適用例は数例にすぎない。

Kim<sup>(11)</sup>は、2次元湧き出し分布法を用いて、2本の円筒浮体が近接している場合の流体力の相互干渉問題を取扱い、Ohkusu<sup>(12)</sup>, Kim and Fang<sup>(13)</sup>は、湧き出し分布法により得た2次元流体力にストリップ法を適用することによって、近接して係留された2浮体の動揺を計算した。また最近では、具, 吉田<sup>(14)</sup>によって3次元湧き出し分布法により多数の3次元任意形状浮体の相互干渉に関する問題が取り扱われている。

しかしながらこれらの方法によっても、近接浮体および岸壁が浮体動揺にどのように影響を及ぼすのかについては、明確にされているとは言いがたく、浮体式係船岸のように2浮体動揺を実用面に応用した例はほとんどない。

そこで本論では、2浮体の波浪動揺について、浮体形状が任意に設定できる実用的な境界積分法を用いる。2次元問題については、水底形状も任意にとることのできる単純特異点を基礎とする方法、3次元問題については、一定水深の条件でのグリーン関数を基礎とする直接法を、それぞれ2浮体が近接して係留されている場合や、岸壁前面に2浮体が係留されている場合についても計算が行えるように、理論の拡張を行い、水理実験によって理論の検証を行う。

表 3 - 1 浮体動揺の解析法の種類

解析方法の名称		適用条件	備考
多重極展開法		一般に無限水深、岸壁なしの条件に限定され、浮体形状が関数として表現できる場合	数学的な厳密解として2次元断面の流体力を算定する
ストリップ法		細長い浮体、2次元断面の流体力の長軸方向積分として3次元流体力が近似できる場合	何らかの方法で2次元断面の流体力が算定されている場合から、3次元の動揺を計算する近似解析法
領域分割法		浮体形状は、矩形、円柱、楕円柱に限定される	2次元浮体、3次元浮体、岸壁の有無、スリップ内係留に適用された例がある
有限要素法		未知数が多くなり、浮体動揺に適用された例は少ない	流体領域の要素分割が煩雑、流体領域内にも未知数を置く必要がある
境界積分法	グリーン関数を基礎とする方法	直接法 間接法	一定水深  未知数は浮体表面のみ
	単純特異点を基礎とする方法		

### 3-3 2浮体動揺の2次元理論解析の方法とその検証

#### 3-3-1 2次元解析理論

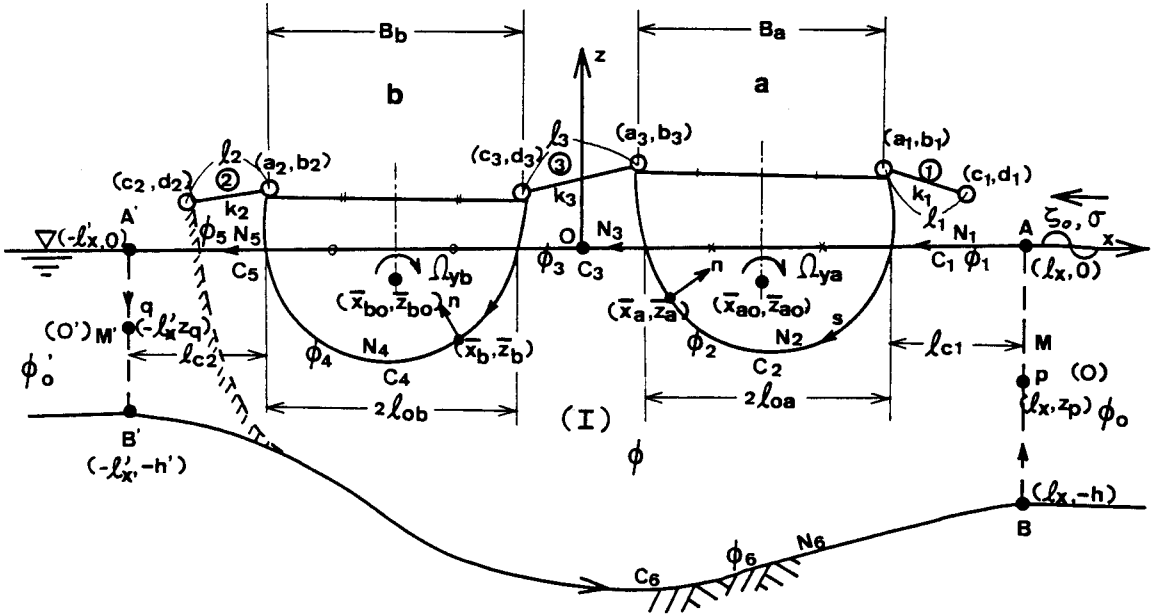


図3-1 2次元解析理論の座標系と設定条件

#### (1) 計算の基本的条件

図3-1に示すように、任意形状の没水境界 $C_2$ 、 $C_4$ をもつ2浮体 $a$ 、 $b$ が線型弾性索により係留されているものとする。原点 $O$ を静水面、水平に $x$ 軸、鉛直上方に $z$ 軸をとる。水深は、沖側の一定値 $h$ から岸側の一定値 $h'$ まで任意の形で変化する。

いま、沖側から入射してくる振幅 $\xi_0$ 、角周波数 $\sigma$ の正弦波により、2浮体 $a$ 、 $b$ は微小運動を行い、重心位置が静止時 $(\bar{x}_{a0}, \bar{z}_{a0})$ 、 $(\bar{x}_{b0}, \bar{z}_{b0})$ から、運動中時刻 $t$ において $(x_{a0}, z_{a0})$ 、 $(x_{b0}, z_{b0})$ に移り、かつそれぞれの重心回りに角度 $\Omega_{ya}$ 、 $\Omega_{yb}$ だけ時計回りに回転するものとする。これらの変位と回転角の複素振幅をそれぞれ、 $\hat{X}_a$ 、 $\hat{Z}_a$ 、 $\hat{\Omega}_{ya}$ 、および $\hat{X}_b$ 、 $\hat{Z}_b$ 、 $\hat{\Omega}_{yb}$ とすると、2浮体の動揺は次式で表わされる。

浮体 a について；

$$\left. \begin{array}{l} \text{スウェー} : X_{a1} = x_{a0} - \bar{x}_{a0} = \hat{X}_a \exp(-i\sigma t) \\ \text{ヒーブ} : X_{a3} = z_{a0} - \bar{z}_{a0} = \hat{Z}_a \exp(-i\sigma t) \\ \text{ロール} : X_{a5} = \Omega_{ya} = \hat{\Omega}_{ya} \exp(-i\sigma t) \end{array} \right\} \quad (3.1)$$

浮体 b について；

$$\left. \begin{array}{l} \text{スウェー} : X_{b1} = x_{b0} - \bar{x}_{b0} = \hat{X}_b \exp(-i\sigma t) \\ \text{ヒーブ} : X_{b3} = z_{b0} - \bar{z}_{b0} = \hat{Z}_b \exp(-i\sigma t) \\ \text{ロール} : X_{b5} = \Omega_{yb} = \hat{\Omega}_{yb} \exp(-i\sigma t) \end{array} \right\} \quad (3.2)$$

ここに、 $i$  は虚数単位 ( $=\sqrt{-1}$ ) である。

流体運動は、非粘性、非圧縮の完全流体における微小振幅運動で、 $\mathcal{G}$  を重力加速度とすると、式 (3.3) の形の速度ポテンシャル  $\Phi(x, z; t)$  を持ち、これの無次元化されたポテンシャル関数  $\phi(x, z)$  は、式 (3.4) のラプラスの方程式を満足する。

$$\Phi(x, z; t) = (\mathcal{G}\zeta_0/\sigma) \phi(x, z) \exp(-i\sigma t) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.4)$$

図 3-1 において、浮体から十分離れた、一定水深域における位置  $x = \ell_x$  および  $x = -\ell_x'$  に、それぞれ仮想的な境界  $AB, A'B'$  を設け、流体領域を (O) ( $x \geq \ell_x$ )、(O') ( $x \leq -\ell_x'$ ) および (I) ( $-\ell_x' \leq x \leq \ell_x$ ) に分け、各領域の速度ポテンシャルと無次元化ポテンシャル関数をそれぞれ、 $\Phi_0, \Phi_0'$ ,  $\Phi$ , および  $\phi_0, \phi_0', \phi$  とする。領域 (O) および (O') には、散乱波は存在せず、前者は水深  $h$  で入射波と反射波、後者は水深  $h'$  で透過波のみが存在する領域である。

## (2) ポテンシャル関数と境界条件

領域 (O) および (O') のポテンシャル関数  $\phi_0, \phi_0'$  は、自由表面条件および水底条件を満足するラプラスの方程式 (3.3) の解として以下のように与え

られる。

$$\phi_0(x, z) = \{ \exp(-ik_0x) + \hat{K}_r \exp(ik_0x) \} A(k_0, z) \quad (3.5)$$

$$\phi_0'(x, z) = \hat{K}_t \exp(-ik_0'x) \} A(k_0', z) \quad (3.6)$$

$$\left. \begin{aligned} A(k_0, z) &= \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} \\ A(k_0', z) &= \frac{\cosh k_0'(h'+z)}{\cosh k_0' h'} \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

ここに、 $\hat{K}_r$  および  $\hat{K}_t$  はそれぞれ反射率、透過率を表わす複素定数、 $k_0$  および  $k_0'$  は、それぞれ水深  $h$  および  $h'$  における波数で、次の分散関係式の固有値である。

$$\sigma^2 = g k_0 \tanh k_0 h = g k_0' \tanh k_0' h' \quad (3.8)$$

さて、計算を行うにあたって大きさを代表する一定値を  $h_0$  とし、 $n$  を流体領域 (I) 内からみて外向きにたてた法線とする。ここで、ポテンシャル関数  $\phi$  および、次式で示される  $\bar{\phi}$  より各境界における境界条件を示していく。

$$\bar{\phi} = h_0 (\partial \phi / \partial n) \quad (3.9)$$

(A) 仮想境界 AB および A'B' における条件

仮想境界上では、式 (3.5) および式 (3.6) で示されるポテンシャルによるエネルギー流束と質量流束の連続条件より、以下の式が成り立つ。

$$\phi = \phi_0 = \{ \exp(-ik_0 \ell_x) + \hat{K}_r \exp(ik_0 \ell_x) \} A(k_0, z) \quad (on \ AB) \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned}\bar{\phi} &= h_0 (\partial \phi / \partial x) \\ &= -i k_0 h_0 \{ \exp(-i k_0 \ell_x) - \hat{K}_r \exp(i k_0 \ell_x) \} A(k_0, z) \\ &\quad (\text{on } AB) \quad (3.11)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\phi = \phi_0' &= \hat{K}_t \exp(i k_0' \ell_x') A(k_0', z) \\ &\quad (\text{on } A'B') \quad (3.12)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{\phi} &= -h_0 (\partial \phi / \partial x) \\ &= i k_0' h_0' \hat{K}_t \exp(i k_0' \ell_x') A(k_0', z) \\ &\quad (\text{on } A'B') \quad (3.13)\end{aligned}$$

(B) 自由表面  $C_1, C_3, C_5$  および水底面  $C_6$  における条件  
微小振幅波の自由表面上の境界条件は、次式で表わされる。

$$\partial^2 \Phi / \partial t^2 + g (\partial \Phi / \partial n) = 0 \quad (\text{on } C_1, C_3, C_5) \quad (3.14)$$

式(3.14)に式(3.3)を代入すると以下の式を得る。

$$\bar{\phi} = \Gamma \phi, \quad \Gamma = \sigma^2 h_0 / g \quad (\text{on } C_1, C_3, C_5) \quad (3.15)$$

水底での境界条件は、水粒子の不透過条件より次式となる。

$$\partial \Phi / \partial n = 0 \quad (\text{on } C_6) \quad (3.16)$$

式(3.16)に式(3.3)を代入すると以下の式を得る。

$$\bar{\phi} = 0 \quad (\text{on } C_6) \quad (3.17)$$



(C) 2浮体 a, b の没水表面  $C_2, C_4$  における条件

式 (3.1) および式 (3.2) に示すような微小運動を行う浮体の没水表面上の点  $(\bar{x}_a, \bar{z}_a)$  および点  $(\bar{x}_b, \bar{z}_b)$  における流体の水平および鉛直流速  $u_a, u_b, w_a, w_b$  は、運動学的境界条件により次式のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u_a &= \partial \Phi / \partial x \\ &= -i\sigma \{ \hat{X}_a + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \exp(-i\sigma t) \\ &\quad \text{(on } C_2) \\ w_a &= \partial \Phi / \partial z \\ &= -i\sigma \{ \hat{Z}_a - (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \exp(-i\sigma t) \\ &\quad \text{(on } C_2) \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

$$\left. \begin{aligned} u_b &= \partial \Phi / \partial x \\ &= -i\sigma \{ \hat{X}_b + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} \} \exp(-i\sigma t) \\ &\quad \text{(on } C_4) \\ w_b &= \partial \Phi / \partial z \\ &= -i\sigma \{ \hat{Z}_b - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} \} \exp(-i\sigma t) \\ &\quad \text{(on } C_4) \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

また、浮体表面上の点  $(x, z)$  における、流体領域 (I) からみた外向き法線方向の流速は、次式で表わされる。

$$\partial \Phi / \partial n = (\partial \Phi / \partial x) \cos(n, x) + (\partial \Phi / \partial z) \cos(n, z) \quad \text{(on } C_2, C_4) \quad (3.20)$$

図 3-1 に示すように、長さ  $s$  の方向を浮体回りに取ると、方向余弦  $\cos(n, x), \cos(n, z)$  は、次のように表わされる。

$$\cos(n, x) = dz/ds, \quad \cos(n, z) = -dx/ds \quad (3.21)$$

したがって、式 (3.3), (3.18) ~ (3.21) により 2浮体 a, b の没水表面上での運動学的境界条件は次式で表わされる。

$$\bar{\phi} = -i \Gamma \left[ \frac{\hat{X}_a}{\zeta_0} \frac{dz}{ds} - \frac{\hat{Z}_a}{\zeta_0} \frac{dx}{ds} + \frac{\hat{\Omega}_{ya} B_a}{2 \zeta_0} \left\{ \frac{2 (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0})}{B_a} \frac{dz}{ds} + \frac{2 (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0})}{B_a} \frac{dx}{ds} \right\} \right] \quad (\text{on } C_2) \quad (3.22)$$

$$\bar{\phi} = -i \Gamma \left[ \frac{\hat{X}_b}{\zeta_0} \frac{dz}{ds} - \frac{\hat{Z}_b}{\zeta_0} \frac{dx}{ds} + \frac{\hat{\Omega}_{yb} B_b}{2 \zeta_0} \left\{ \frac{2 (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0})}{B_b} \frac{dz}{ds} + \frac{2 (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0})}{B_b} \frac{dx}{ds} \right\} \right] \quad (\text{on } C_4) \quad (3.23)$$

ここに、 $B_a, B_b$  はそれぞれ浮体 a, b の幅である。

(3) グリーンの公式

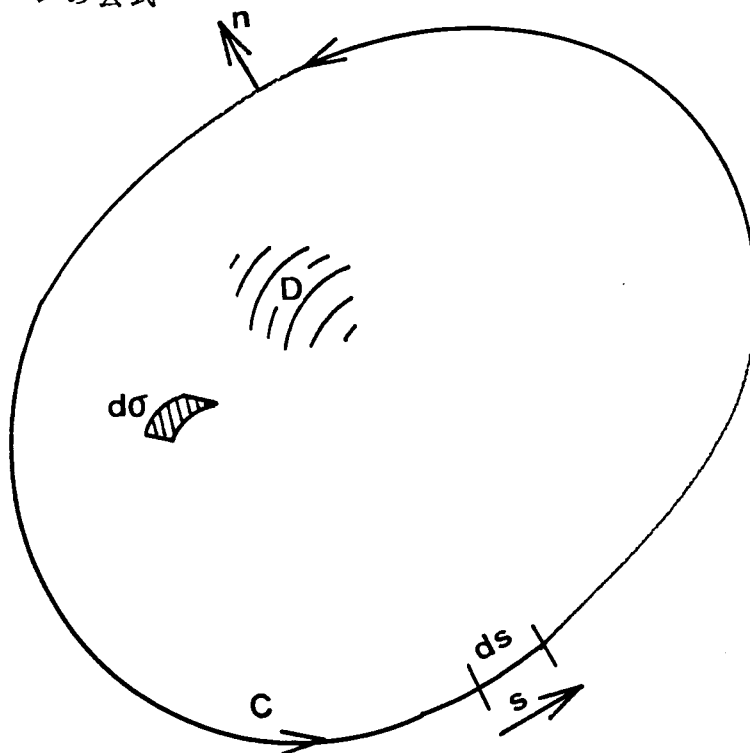


図 3-2 グリーンの公式を適用する 2次元境界の説明図

図3-2に示すように、Dが閉曲線Cで囲まれた領域で、 $u(x, z)$ 、 $v(x, z)$ が領域D+Cにおいて1次導関数までが連続な関数とするとき、一般に次のような2次元のグリーンの公式が成り立つ。

$$\int_D (u \Delta v - v \Delta u) d\sigma = \int_C \left[ u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right] ds \quad (\text{in } D+C) \quad (3.24)$$

ここに、 $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ 、 $\partial / \partial n$ は、流体領域Sからみて外向きにたてた法線nの方向への偏導関数を示す。

つぎに、領域(I)に式(3.24)のグリーンの公式を適用する。

式(3.24)に示される関数u, vとして、ポテンシャル関数 $\phi$ と、 $\Delta \phi = 0$ に対する主要解である $\mathcal{L} \circ \mathcal{F}(r/h_0)$ を適用する。ここに、rは境界上の特異点(x, z)と領域(I)内の点(x', z')の距離で、以下のように表わされる。

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (z - z')^2} \quad (3.25)$$

しかしながら、 $u = \mathcal{L} \circ \mathcal{F}(r/h_0)$ 、 $v = \phi(x', z')$ とすると、 $r = 0$ すなはち点(x', z')が点(x, z)と一致するところでは、uが不連続な関数となり、グリーンの公式は適用できない。

そこで、図3-3に示すように領域(I)から(x, z)を中心とした小半円領域を除いたD\*領域にグリーンの公式を適用すると、次のようになる。

$$\int_{D^*} (u \Delta v - v \Delta u) d\sigma = \int_C \left( u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) ds + \int_{CK/2} \left( u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) ds \quad (3.26)$$

ここに、 $u = \mathcal{L} \circ \mathcal{F}(r/h_0)$ 、 $v = \phi(x', z')$ を適用すると、 $\Delta u = \Delta v = 0$ であるから、以下のようになる。

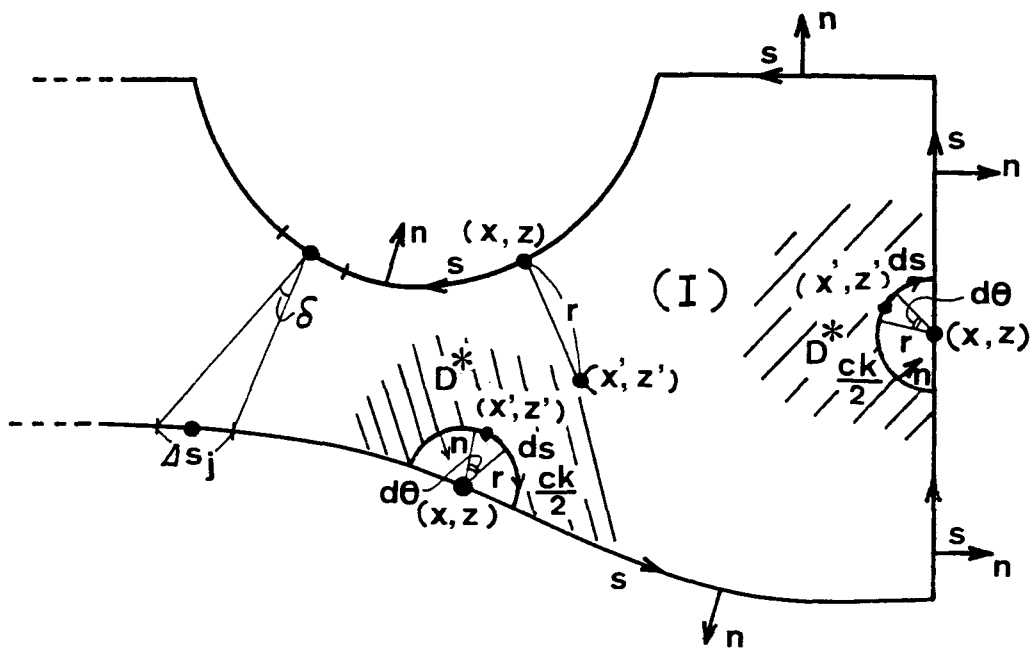


図 3-3 2次元境界特異点の処理

$$\int_C \left[ \varrho \circ \mathfrak{g} \left( \frac{r}{h_0} \right) \frac{\partial \phi (x', z')}{\partial n} - \phi (x', z') \right. \\
 \left. - \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \varrho \circ \mathfrak{g} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right\} \right] ds = - \int_{CK/2} \left[ \varrho \circ \mathfrak{g} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right. \\
 \left. - \frac{\partial \phi (x', z')}{\partial n} - \phi (x', z') \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \varrho \circ \mathfrak{g} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right\} \right] ds \quad (3.27)$$

式 (3.27) の右辺は、図 3-3 より次式となる。

$$\int_{CK/2} \left[ \varrho \circ \mathfrak{g} \left( \frac{r}{h_0} \right) \frac{\partial \phi (x', z')}{\partial n} - \phi (x', z') \right.$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right\} \Big] d s = \int_0^\pi \left[ \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \left( - \frac{\partial \phi (x', z')}{\partial r} \right) \right. \\
& + \phi (x', z') \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right\} \Big] r d \theta = \int_0^\pi \left[ - r \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right. \\
& \left. \frac{\partial \phi (x', z')}{\partial r} + \phi (x', z') \frac{1}{r} \cdot r \right] d \theta \quad (3.28)
\end{aligned}$$

さて、 $r \rightarrow 0$  のときには、以下の関係となる。

$$\begin{aligned}
& \varrho_{r \rightarrow 0} \lim r \varrho \circ \mathfrak{F} (r / h_0) = \varrho_{r \rightarrow 0} \lim (r \varrho \circ \mathfrak{F} r - r \varrho \circ \mathfrak{F} h_0) \\
& = \varrho_{r \rightarrow 0} \lim r \varrho \circ \mathfrak{F} r = \varrho_{r \rightarrow 0} \lim \{ \varrho \circ \mathfrak{F} r / (1 / r) \} \\
& = \varrho_{r \rightarrow 0} \lim \{ (1 / r) / (-1 / r^2) \} = \varrho_{r \rightarrow 0} \lim (-r) = 0 \quad (3.29)
\end{aligned}$$

$$\varrho_{r \rightarrow 0} \lim \phi (x', z') = \phi (x, z) \quad (3.30)$$

よって、式(3.27)の右辺は、式(3.28)～(3.30)より、 $r \rightarrow 0$ として、以下のように表わされる。

$$\begin{aligned}
& \varrho_{r \rightarrow 0} \lim \left[ - \int_{CK/2} \left[ \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \frac{\partial \phi (x', z')}{\partial n} - \phi (x', z') \right. \right. \\
& \left. \left. \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right\} \right] d s \right] = - \int_0^\pi \phi (x, z) d \theta \\
& = - \pi \phi (x, z) \quad (3.31)
\end{aligned}$$

したがってグリーンの公式は、式(3.27)と式(3.31)により次式のように表わされる。

$$\phi(x, z) = \frac{1}{\pi} \int_C \left[ \phi(x', z') \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \right\} - \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r}{h_0} \right) \frac{\partial \phi(x', z')}{\partial n} \right] ds \quad (3.32)$$

つぎに、領域(I)を囲む境界線をN個の微小要素に分割し、折線として境界を近似する。各要素の中点を $(x_j, z_j)$  ( $j=1, 2, \dots, N$ )で示し、微小要素の長さを $\Delta S_j$ とすると、各点でのポテンシャル関数 $\phi(j) =$

$\phi(x_j, z_j)$ と、外向き法線に関する微分値 $\bar{\phi}(j) = \bar{\phi}(x_j, z_j)$ との間には、式(3.32)のグリーンの公式による以下の関係式が成立する。

$$-\phi(i) + \sum_{j=1}^N [\bar{E}_{ij} \phi(j) - E_{ij} \bar{\phi}(j)] = 0 \quad (i=1, 2, \dots, N) \quad (3.33)$$

ここに、 $E_{ij}, \bar{E}_{ij}$ は、各要素についての積分値で、次式のように、考える領域の幾何学的な形状のみに関係する。

$$\left. \begin{aligned} E_{ij} &= \frac{1}{\pi} \varrho \circ \mathfrak{F} \left( \frac{r_{ij}}{h_0} \right) \frac{\Delta S_j}{h_0} \\ E_{ii} &= \frac{1}{\pi} \left[ \varrho \circ \mathfrak{F} \frac{\Delta S_j}{2h_0} - 1 \right] \frac{\Delta S_j}{h_0} \\ \bar{E}_{ij} &= \frac{1}{\pi r_{ij}} \left[ \frac{x_j - x_i}{r_{ij}} \Delta z_j - \frac{z_j - z_i}{r_{ij}} \Delta x_j \right] \\ \bar{E}_{ii} &= 0 \\ r_{ij} &= \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (z_j - z_i)^2} \\ \Delta S_j &= \sqrt{\Delta x_j^2 + \Delta z_j^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

さて、流体域の境界線 $C_1, C_2, C_3, C_4, A'B', C_6, BA$ 上のポテンシャル関数をそれぞれ、 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5, \phi_0', \phi_6$ および $\phi_0$ とし、境界線をそれぞれ、 $N_1, N_2, N_3, N_4, N_5, M', N_6$ およびM個の微小要素に分割する。すなはち、

$C_1, C_3, C_5$  に対しては式 (3.15)、 $C_6$  に対しては式 (3.17)、  
 $A'B'$  には式 (3.12)、(3.13)、 $BA$  には式 (3.10)、(3.11)、  
 $C_2$  には式 (3.22)、さらに  $C_4$  には式 (3.23) が成り立つ。これらの関  
係を式 (3.33) に代入すると次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^{N_1} \left[ -\delta(i, C_1) \delta_{\omega} + \bar{E}_{\omega} - \Gamma E_{\omega} \right] \phi_1(j) + \sum_{j=1}^{N_2} \left[ -\delta(i, C_2) \right. \\
& \left. \delta_{\omega} + \bar{E}_{\omega} \right] \phi_2(j) + \sum_{j=1}^{N_3} \left[ -\delta(i, C_3) \delta_{\omega} + \bar{E}_{\omega} - \Gamma E_{\omega} \right] \phi_3(j) \\
& + \sum_{j=1}^{N_4} \left[ -\delta(i, C_4) \delta_{\omega} + \bar{E}_{\omega} \right] \phi_4(j) + \sum_{j=1}^{N_5} \left[ -\delta(i, C_5) \delta_{\omega} + \bar{E}_{\omega} \right. \\
& \left. - \Gamma E_{\omega} \right] \phi_5(j) + \sum_{j=1}^{N_6} \left[ -\delta(i, C_6) \delta_{\omega} + \bar{E}_{\omega} \right] \phi_6(j) \\
& + \hat{K}_r \exp(i k_0 \rho_x) \left[ -\delta_{ip} A(k_0, z_p) + \sum_{j=1}^M \left\{ \left[ \bar{E}_{\omega} \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. - i k_0 h_0 E_{\omega} \right] A(k_0, z_j) \right\} \right] + \hat{K}_t \exp(i k_0' \rho_x') \\
& \left[ -\delta_{iq} A(k_0', z_q) + \sum_{j=1}^{M'} \left\{ \left[ \bar{E}_{\omega} - i k_0' h_0' E_{\omega} \right] \right. \right. \\
& \left. \left. A(k_0', z_j) \right\} \right] + i \Gamma \sum_{j=1}^{N_2} E_{\omega} \frac{\Delta z_j}{\Delta S_j} \frac{\hat{X}_a}{\zeta_0} - i \Gamma \sum_{j=1}^{N_2} E_{\omega} \frac{\Delta x_j}{\Delta S_j} \frac{\hat{Z}_a}{\zeta_0} \\
& + i \Gamma \sum_{j=1}^{N_2} E_{\omega} \left\{ \frac{2(\bar{z}_{aj} - \bar{z}_{a0})}{B_a} \frac{\Delta z_j}{\Delta S_j} + \frac{2(\bar{x}_{aj} - \bar{x}_{a0})}{B_a} \frac{\Delta x_j}{\Delta S_j} \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\widehat{\Omega}_{ya} B_a}{2 \zeta_0} + i \Gamma \sum_{j=1}^{N_4} E_{\omega} \frac{\Delta z_j}{\Delta S_j} \frac{\widehat{X}^b}{\zeta_0} - i \Gamma \sum_{j=1}^{N_4} E_{\omega} \frac{\Delta x_j}{\Delta S_j} \frac{\widehat{Z}^b}{\zeta_0} + i \Gamma \sum_{j=1}^{N_4} E_{\omega} \\
& \left\{ \frac{2 (\bar{z}_{bj} - \bar{z}_{b0})}{B_b} \frac{\Delta z_j}{\Delta S_j} + \frac{2 (\bar{x}_{bj} - \bar{x}_{b0})}{B_b} \frac{\Delta x_j}{\Delta S_j} \right\} \frac{\widehat{\Omega}_{yb} B_b}{2 \zeta_0} \\
& = \exp(-i k_0 \varrho_x) \left[ \delta_{ip} A(k_0, z_p) - \sum_{j=1}^M \left\{ \left[ \bar{E}_{\omega} + i k_0 h_0 E_{\omega} \right] \right. \right. \\
& \left. \left. A(k_0, z_j) \right\} \right] \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (3.35)
\end{aligned}$$

上式で、 $\delta_{ij}$  はクロネッカーのデルタで、 $\delta_{ij} = 0$  ( $i \neq j$ )、 $\delta_{ij} = 1$  ( $i = j$ ) である。また、 $\delta(i, C_1)$ 、 $\delta(i, C_2)$  等は、それぞれ点  $i$  が境界  $C_1, C_2$  上にあるときは 1、そうでないときには 0 を表わす。また、 $p$  および  $q$  は、それぞれ  $AB$  および  $A'B'$  上の任意の点  $p(\varrho_x, z_p)$ 、点  $q(-\varrho_x', z_q)$  を表わす。式 (3.35) における点  $i$  は、 $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6$  各境界線上でそれぞれ  $1 \sim N_1, 1 \sim N_2, 1 \sim N_3, 1 \sim N_4, 1 \sim N_5, 1 \sim N_6$  を取り、 $AB$  および  $A'B'$  上では、点  $p$  および点  $q$  の位置を取るから、式 (3.35) は総数で、 $(N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 + 2)$  個の連立方程式を与える。



#### (4) 2浮体の運動方程式

浮体 a, b の質量をそれぞれ  $M_a, M_b$ 、重心  $(\bar{x}_{a0}, \bar{z}_{a0})$ ,  $(\bar{x}_{b0}, \bar{z}_{b0})$  に関する慣性モーメントを  $I_a, I_b$ 、2浮体に作用する動水圧力の水平と鉛直合力および重心に関する回転モーメントを  $F_{1a}^{(W)}, F_{3a}^{(W)}, F_{5a}^{(W)}, F_{1b}^{(W)}, F_{3b}^{(W)}, F_{5b}^{(W)}$ 、2浮体の鉛直変位と回転に対する静水圧による復元力と復元モーメントを  $F_{3a}^{(S)}, F_{5a}^{(S)}, F_{3b}^{(S)}, F_{5b}^{(S)}$ 、係留索の弾性により浮体に作用する水平と鉛直方向の係留力および重心に関するモーメントを  $F_{1a}^{(M)}, F_{3a}^{(M)}, F_{5a}^{(M)}, F_{1b}^{(M)}, F_{3b}^{(M)}, F_{5b}^{(M)}$  とすると、微小運動における2浮体の運動方程式は以下のように表わされる。

浮体 a について；

$$\left. \begin{aligned} M_a d^2 x_{a0} / d t^2 &= F_{1a}^{(W)} + F_{1a}^{(M)} \\ M_a d^2 z_{a0} / d t^2 &= F_{3a}^{(W)} + F_{3a}^{(S)} + F_{3a}^{(M)} \\ I_a d^2 \Omega_{ya} / d t^2 &= F_{5a}^{(W)} + F_{5a}^{(S)} + F_{5a}^{(M)} \end{aligned} \right\} \quad (3.36)$$

浮体 b について；

$$\left. \begin{aligned} M_b d^2 x_{b0} / d t^2 &= F_{1b}^{(W)} + F_{1b}^{(M)} \\ M_b d^2 z_{b0} / d t^2 &= F_{3b}^{(W)} + F_{3b}^{(S)} + F_{3b}^{(M)} \\ I_b d^2 \Omega_{yb} / d t^2 &= F_{5b}^{(W)} + F_{5b}^{(S)} + F_{5b}^{(M)} \end{aligned} \right\} \quad (3.37)$$

#### (A) 2浮体の形状特性

流体の密度を  $\rho$  とすれば、2次元問題であることより、単位長さ当りの2浮体の質量と重心に関する慣性モーメントは、次式で表わされる。

$$M_a = \rho \nu_{1a} h_0^2, \quad I_a = \rho \nu_{2a} h_0^4 \quad (3.38)$$

$$M_b = \rho \nu_{1b} h_0^2, \quad I_b = \rho \nu_{2b} h_0^4 \quad (3.39)$$

いま、簡単のため浮体の重心は浮体の水際線の中央を通る鉛直線上にあるものとし、図3-1に示すように、水際線の長さを $2\ell_{0a}$ 、 $2\ell_{0b}$ とし、その中点に関する水線面の2次モーメントを $I_{ya}$ 、 $I_{yb}$ 、2浮体の没水部分の断面積を $V_a$ 、 $V_b$ とすると、 $I_{ya}$ 、 $I_{yb}$ 、 $V_a$ 、 $V_b$ は次式で表わされる。

$$I_{ya} = 2\ell_{0a}^3 / 3, \quad V_a = \nu_{3a} h_0^2 \quad (3.40)$$

$$I_{yb} = 2\ell_{0b}^3 / 3, \quad V_b = \nu_{3b} h_0^2 \quad (3.41)$$

式(3.38)～(3.41)の $\nu_{1a}$ 、 $\nu_{1b}$ 、 $\nu_{2a}$ 、 $\nu_{2b}$ 、 $\nu_{3a}$ 、 $\nu_{3b}$ は、2浮体の断面形状と密度分布により決まる定数である。

### (B) 動水圧力

2浮体の没水面上の点 $(x, z)$ において、2浮体に作用する動水圧力 $f^{(w)}(x, z)$ は、ベルヌーイの線型方程式より、ポテンシャル関数 $\phi(x, z)$ を用いて以下のように示される。

$$\begin{aligned} f^{(w)}(x, z) &= -\rho \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) \\ &= i\rho g \zeta_0 \phi(x, z) \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \quad (3.42)$$

よって、2浮体に作用する水平と鉛直方向の合力および重心に関するモーメントは次式で表わされる。

浮体aについて；

$$\left. \begin{aligned} F_{1a}^{(w)} &= \int_{C_2} f^{(w)}(x, z) \cos(n, x) ds \\ &= i\rho g \zeta_0 \exp(-i\sigma t) \int_{C_2} \phi(x, z) dz \\ F_{3a}^{(w)} &= \int_{C_2} f^{(w)}(x, z) \cos(n, z) ds \\ &= -i\rho g \zeta_0 \exp(-i\sigma t) \int_{C_2} \phi(x, z) dx \\ F_{5a}^{(w)} &= \int_{C_2} f^{(w)}(x, z) \left\{ -(\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \cos(n, z) \right\} \end{aligned} \right\} (3.43)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \cos(n, x) \} ds \\
 & = i \rho g \zeta_0 \exp(-i \sigma t) \int_{C_2} \phi(x, z) \\
 & \left\{ (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) dx + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \cos(n, x) dz \right\}
 \end{aligned} \right\}$$

浮体 b について;

$$\left. \begin{aligned}
 F_{1b}^{(u)} &= i \rho g \zeta_0 \exp(-i \sigma t) \int_{C_4} \phi(x, z) dz \\
 F_{3b}^{(u)} &= -i \rho g \zeta_0 \exp(-i \sigma t) \int_{C_4} \phi(x, z) dx \\
 F_{5b}^{(u)} &= i \rho g \zeta_0 \exp(-i \sigma t) \int_{C_4} \phi(x, z) \\
 & \left\{ (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) dx + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \cos(n, x) dz \right\}
 \end{aligned} \right\} \quad (3.44)$$

### (C) 静水圧力

静水圧による復元力は、以下のように表わされる。

$$F_{3a}^{(s)} = -2 \rho g \ell_{0a} \hat{Z}_a \exp(-i \sigma t) \quad (3.45)$$

$$F_{3b}^{(s)} = -2 \rho g \ell_{0b} \hat{Z}_b \exp(-i \sigma t) \quad (3.46)$$

また、静水圧による復元モーメントは、一般に浮体の質量を  $M$ 、メタセンター高さを  $\bar{GM}$ 、微小なロールの回転角を  $\Omega_y$  とすると、 $M g \cdot \bar{GM} \cdot \Omega_y$  と表わされるので、 $\bar{BM}$  を浮心とメタセンターの距離 (= 水線面 2 次モーメント / 断面積)、 $\bar{GB}$  を重心と浮心の距離とすると、式 (3.40), (3.41) より以下のように表わされる。

$$F_{5a}^{(s)} = M_a g \bar{GM}_a \Omega_{ya} = M_a g (\bar{BM}_a - \bar{GB}_a) \Omega_{ya}$$

$$= -\rho g V_a \left\{ \frac{2}{3} \frac{\ell_{0a}^3}{V_a} - (\bar{z}_{a0} - \bar{z}_{aB}) \right\} \hat{\Omega}_{ya} \exp(-i\sigma t) \quad (3.47)$$

$$F_{5b}^{(s)} = -\rho g V_b \left\{ \frac{2}{3} \frac{\ell_{0b}^3}{V_b} - (\bar{z}_{b0} - \bar{z}_{bB}) \right\} \hat{\Omega}_{yb} \exp(-i\sigma t) \quad (3.48)$$

ここに、 $\bar{z}_{aB}$ ,  $\bar{z}_{bB}$  はそれぞれ浮体 a, b の浮心の z 座標値である。

#### (D) 係留力

ここでは、図3-1に示すように、2浮体が係留索によって連結されている場合について述べる。なお、2浮体が互いに独立して係留されている場合は、従来の1浮体の係留力と同様の取扱いを2浮体それぞれについて行えばよい。

図3-1に示すように、2浮体 a, b はそれぞれ係留索①, ②, ③によって互いに連結して係留されている。このとき、係留索には初期張力がなく、3本の係留索はそれぞれ、初期長さが  $\ell_1, \ell_2, \ell_3$  で、 $k_1, k_2, k_3$  のバネ定数を有する線型バネであり、2浮体のそれぞれの重心は浮体の係留点の中央を通る鉛直線上にあるものと仮定する。

このとき、浮体 a の水平方向に働く係留力  $F_{1a}^{(M)}$  は以下のように表わされる。

$$F_{1a}^{(M)} = F_{1a}^{(M1)} + F_{1a}^{(M3)} \quad (3.49)$$

ここに、 $F_{1a}^{(M1)}, F_{1a}^{(M3)}$  はそれぞれ係留索①, ③より浮体 a の水平方向に作用する力であり、以下のように表わされる。

$$F_{1a}^{(M1)} = \{ K_{1a1a}^{(M1)} \hat{X}_a + K_{1a3a}^{(M1)} \hat{Z}_a + K_{1a5a}^{(M1)} \hat{\Omega}_{ya} \} \exp(-i\sigma t) \quad (3.50)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} K_{1a1a}^{(M1)} &= -k_1 (c_1 - a_1)^2 / \ell_1^2 \\ K_{1a3a}^{(M1)} &= -k_1 (c_1 - a_1) (d_1 - b_1) / \ell_1^2 \\ K_{1a5a}^{(M1)} &= -k_1 (c_1 - a_1) \{ (a_1 - \bar{x}_{a0}) (d_1 - b_1) \} \end{aligned} \right\} \quad (3.51)$$

$$- (b_1 - \bar{z}_{a0}) (c_1 - a_1) \} / \varrho_1^2$$

$$F_{1a}^{(M3)} = \{ K_{1a1a}^{(M3)} \hat{X}_a + K_{1a3a}^{(M3)} \hat{Z}_a + K_{1a5a}^{(M3)} \hat{\Omega}_{ya} \\ K_{1a1b}^{(M3)} \hat{X}_b + K_{1a3b}^{(M3)} \hat{Z}_b + K_{1a5b}^{(M3)} \hat{\Omega}_{yb} \} \\ \exp(-i\sigma t) \quad (3.52)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} K_{1a1a}^{(M3)} &= -k_3 (a_3 - c_3)^2 / \varrho_3^2 \\ K_{1a3a}^{(M3)} &= k_3 (a_3 - c_3) (d_3 - b_3) / \varrho_3^2 \\ K_{1a5a}^{(M3)} &= -k_3 (a_3 - c_3) \{ (a_3 - c_3) (b_1 - \bar{z}_{a0}) \\ &\quad - (d_3 - b_3) (a_1 - \bar{x}_{a0}) \} / \varrho_3^2 \\ K_{1a1b}^{(M3)} &= -K_{1a1a}^{(M3)} \quad , \quad K_{1a3b}^{(M3)} = -K_{1a3a}^{(M3)} \\ K_{1a5b}^{(M3)} &= k_3 (a_3 - c_3) \{ (a_3 - c_3) (b_2 - \bar{z}_{b0}) \\ &\quad - (d_3 - b_3) (a_2 - \bar{x}_{b0}) \} / \varrho_3^2 \end{aligned} \right\} (3.53)$$

同様に係留力を示していくと以下のようなになる。

$$F_{3a}^{(M)} = [ \{ K_{3a1a}^{(M1)} + K_{3a1a}^{(M3)} \} \hat{X}_a + \{ K_{3a3a}^{(M1)} \\ + K_{3a3a}^{(M3)} \} \hat{Z}_a + \{ K_{3a5a}^{(M1)} + K_{3a5a}^{(M3)} \} \hat{\Omega}_{ya} \\ + K_{3a1b}^{(M3)} \hat{X}_b + K_{3a3b}^{(M3)} \hat{Z}_b + K_{3a5b}^{(M3)} \hat{\Omega}_{yb} ] \\ \exp(-i\sigma t) \quad (3.54)$$

$$\begin{aligned}
F_{5a}^{(M)} = & [ \{ K_{5a1a}^{(M1)} + K_{5a1a}^{(M3)} \} \hat{X}_a + \{ K_{5a3a}^{(M1)} \\
& + K_{5a3a}^{(M3)} \} \hat{Z}_a + \{ K_{5a5a}^{(M1)} + K_{5a5a}^{(M3)} \} \hat{\Omega}_{ya} \\
& + K_{5a1b}^{(M3)} \hat{X}_b + K_{5a3b}^{(M3)} \hat{Z}_b + K_{5a5b}^{(M3)} \hat{\Omega}_{yb} ] \\
& \text{exp} (-i \sigma t) \tag{3.55}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{1b}^{(M)} = & [ K_{1b1a}^{(M3)} \hat{X}_a + K_{1b3a}^{(M3)} \hat{Z}_a + K_{1b5a}^{(M3)} \hat{\Omega}_{ya} \\
& \{ K_{1b1b}^{(M2)} + K_{1b1b}^{(M3)} \} \hat{X}_b + \{ K_{1b3b}^{(M2)} \\
& + K_{1b3b}^{(M3)} \} \hat{Z}_b + \{ K_{1b5b}^{(M2)} + K_{1b5b}^{(M3)} \} \hat{\Omega}_{yb} ] \\
& \text{exp} (-i \sigma t) \tag{3.56}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{3b}^{(M)} = & [ K_{3b1a}^{(M3)} \hat{X}_a + K_{3b3a}^{(M3)} \hat{Z}_a + K_{3b5a}^{(M3)} \hat{\Omega}_{ya} \\
& \{ K_{3b1b}^{(M2)} + K_{3b1b}^{(M3)} \} \hat{X}_b + \{ K_{3b3b}^{(M2)} \\
& + K_{3b3b}^{(M3)} \} \hat{Z}_b + \{ K_{3b5b}^{(M2)} + K_{3b5b}^{(M3)} \} \hat{\Omega}_{yb} ] \\
& \text{exp} (-i \sigma t) \tag{3.57}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{5b}^{(M)} = & [ K_{5b1a}^{(M3)} \hat{X}_a + K_{5b3a}^{(M3)} \hat{Z}_a + K_{5b5a}^{(M3)} \hat{\Omega}_{ya} \\
& \{ K_{5b1b}^{(M2)} + K_{5b1b}^{(M3)} \} \hat{X}_b + \{ K_{5b3b}^{(M2)}
\end{aligned}$$

$$+ K_{5b3b}^{(M3)} \} \widehat{Z}_b + \{ K_{5b5b}^{(M2)} + K_{5b5b}^{(M3)} \} \widehat{\Omega}_{yb}] \\ \exp(-i\sigma t) \quad (3.58)$$

ここに、 $K_{3a1a}^{(M1)}$ などの各係数は、式(3.51)、(3.53)と同様に、各係留索の初期長さとおよび係留点の座標によって決まる係数である。

#### (5) 未知数の計算

式(3.36)、(3.37)の右辺の各項に、これまで得られた関係を代入していく。例えば、浮体aのスウェーについての運動方程式は次式のように示される。

$$\rho \nu_{1a} h_0^2 \{ -\sigma^2 \widehat{X}_a \exp(-i\sigma t) \} \\ = i \rho g \zeta_0 \exp(-i\sigma t) \int_{C_2} \phi(x, z) dz + [ \{ K_{1a1a}^{(M1)} \\ + K_{1a1a}^{(M3)} \} \widehat{X}_a + \{ K_{1a3a}^{(M1)} + K_{1a3a}^{(M3)} \} \widehat{Z}_a + \{ K_{1a5a}^{(M1)} \\ + K_{1a5a}^{(M3)} \} \widehat{\Omega}_{ya} + K_{1a1b}^{(M3)} \widehat{X}_b + K_{1a3b}^{(M3)} \widehat{Z}_b + K_{1a5b}^{(M3)} \widehat{\Omega}_{yb}] \\ \exp(-i\sigma t) \quad (3.59)$$

さて、式(3.35)に示すように、浮体a, bの没水境界 $C_2, C_4$ をそれぞれ $N_2, N_4$ 個に離散化し、両辺を $\rho g \zeta_0 h_0 \exp(-i\sigma t)$ で除して整理すると、以下の関係を得る。

浮体aについて；

$$\text{スウェー} : i \sum_{j=1}^{N_2} \phi_2(j) \frac{\Delta z_j}{h_0} + \left\{ \nu_{1a} \Gamma + \frac{K_{1a1a}^{(M1)} + K_{1a1a}^{(M3)}}{\rho g h_0} \right\} \frac{\widehat{X}_a}{\zeta_0}$$

$$\frac{K_{1a3a}^{(M1)} + K_{1a3a}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \frac{\widehat{Z}_a}{\zeta_0} + \frac{2 \{K_{1a5a}^{(M1)} + K_{1a5a}^{(M3)}\}}{\rho \mathfrak{J} h_0 B_a} \frac{\widehat{\Omega}_{ya} B_a}{2 \zeta_0}$$

$$\frac{K_{1a1b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \frac{\widehat{X}_b}{\zeta_0} + \frac{K_{1a3b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \frac{\widehat{Z}_b}{\zeta_0} + \frac{2 K_{1a5b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0 B_b} \frac{\widehat{\Omega}_{yb} B_b}{2 \zeta_0} = 0 \quad (3.60)$$

同様にして、他の運動方程式も以下のように表わされる。

$$\text{ヒープ: } -i \sum_{j=1}^{N_2} \phi_2(j) \frac{\Delta X_j}{h_0} + \frac{K_{3a1a}^{(M1)} + K_{3a1a}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \frac{\widehat{X}_a}{\zeta_0} + \left\{ \nu_{1a} \Gamma \right.$$

$$\left. - \frac{2 \rho_{0a}}{h_0} + \frac{K_{3a3a}^{(M1)} + K_{3a3a}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \right\} \frac{\widehat{Z}_a}{\zeta_0} + \frac{2 \{K_{3a5a}^{(M1)} + K_{3a5a}^{(M3)}\}}{\rho \mathfrak{J} h_0 B_a}$$

$$\frac{\widehat{\Omega}_{ya} B_a}{2 \zeta_0} + \frac{K_{3a1b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \frac{\widehat{X}_b}{\zeta_0} + \frac{K_{3a3b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0} \frac{\widehat{Z}_b}{\zeta_0} + \frac{2 K_{3a5b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0 B_b} \frac{\widehat{\Omega}_{yb} B_b}{2 \zeta_0} = 0$$

(3.61)

$$\text{ロール: } i \sum_{j=1}^{N_2} \phi_2(j) \left\{ \frac{\bar{X}_{aj} - \bar{X}_{a0}}{h_0} \frac{\Delta X_j}{h_0} + \frac{\bar{Z}_{aj} - \bar{Z}_{a0}}{h_0} \frac{\Delta Z_j}{h_0} \right\}$$

$$+ \frac{K_{5a1a}^{(M1)} + K_{5a1a}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0^2} \frac{\widehat{X}_a}{\zeta_0} + \frac{K_{5a3a}^{(M1)} + K_{5a3a}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0^2} \frac{\widehat{Z}_a}{\zeta_0} + \left\{ \nu_{2a} \Gamma \right.$$

$$\left. \frac{2 h_0}{B_a} - \frac{2}{3} \frac{2 \rho_{0a}^3}{B_a h_0^2} + \nu_{3a} \frac{2 (\bar{Z}_{a0} - \bar{Z}_{aB})}{B_a} \right\} \frac{\widehat{\Omega}_{ya} B_a}{2 \zeta_0} + \frac{K_{5a1b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0^2} \frac{\widehat{X}_b}{\zeta_0}$$

$$+ \frac{K_{5a3b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0^2} \frac{\widehat{Z}_b}{\zeta_0} + \frac{2 K_{5a5b}^{(M3)}}{\rho \mathfrak{J} h_0^2 B_b} \frac{\widehat{\Omega}_{yb} B_b}{2 \zeta_0} = 0$$

(3.62)



浮体 b について；

$$\begin{aligned}
 \text{スウェー} : & i \sum_{j=1}^{N_4} \phi_4(j) \frac{\Delta z_j}{h_0} + \frac{K_{1b1a}^{(M3)}}{\rho g h_0} \frac{\hat{X}_a}{\zeta_0} + \frac{K_{1b3a}^{(M3)}}{\rho g h_0} \frac{\hat{Z}_a}{\zeta_0} \\
 & + \frac{2 K_{1b5a}^{(M3)}}{\rho g h_0 B_a} \frac{\Omega y_a \hat{B}_a}{2 \zeta_0} + \left\{ \nu_{1b} \Gamma + \frac{K_{1b1b}^{(M2)} + K_{1b1b}^{(M3)}}{\rho g h_0} \right\} \frac{\hat{X}_b}{\zeta_0} \\
 & + \frac{K_{1b3b}^{(M2)} + K_{1b3b}^{(M3)}}{\rho g h_0} \frac{\hat{Z}_b}{\zeta_0} + \frac{2 \{K_{1b5b}^{(M2)} + K_{1b5b}^{(M3)}\}}{\rho g h_0 B_b} \frac{\hat{\Omega} y_b B_b}{2 \zeta_0} \\
 = & 0 \tag{3.63}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{ヒープ} : & -i \sum_{j=1}^{N_4} \phi_4(j) \frac{\Delta x_j}{h_0} + \frac{K_{3b1a}^{(M3)}}{\rho g h_0} \frac{\hat{X}_a}{\zeta_0} + \frac{K_{3b3a}^{(M3)}}{\rho g h_0} \frac{\hat{Z}_a}{\zeta_0} \\
 & + \frac{2 K_{3b5a}^{(M3)}}{\rho g h_0 B_a} \frac{\hat{\Omega} y_a B_a}{2 \zeta_0} + \frac{K_{3b1b}^{(M2)} + K_{3b1b}^{(M3)}}{\rho g h_0 B_a} \frac{\hat{X}_b}{\zeta_0} + \left\{ \nu_{1b} \Gamma - \frac{2 \rho_{0b}}{h_0} \right. \\
 & \left. + \frac{K_{3b3b}^{(M2)} + K_{3b3b}^{(M3)}}{\rho g h_0} \right\} \frac{\hat{Z}_b}{\zeta_0} + \frac{2 \{K_{3b5b}^{(M2)} + K_{3b5b}^{(M3)}\}}{\rho g h_0 B_b} \frac{\hat{\Omega} y_b B_b}{2 \zeta_0} \\
 = & 0 \tag{3.64}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{ロール} : & i \sum_{j=1}^{N_4} \phi_4(j) \left\{ \frac{\bar{x}_{bj} - \bar{x}_{b0}}{h_0} \frac{\Delta x_j}{h_0} + \frac{\bar{z}_{bj} - \bar{z}_{b0}}{h_0} \frac{\Delta z_j}{h_0} \right\} \\
 & + \frac{K_{5b1a}^{(M3)}}{\rho g h_0^2} \frac{\hat{X}_a}{\zeta_0} + \frac{K_{5b3a}^{(M3)}}{\rho g h_0^2} \frac{\hat{Z}_a}{\zeta_0} + \frac{2 K_{5b5a}^{(M3)}}{\rho g h_0^2 B_a} \frac{\hat{\Omega} y_a B_a}{2 \zeta_0} \\
 & + \frac{K_{5b1b}^{(M2)} + K_{5b1b}^{(M3)}}{\rho g h_0^2} \frac{\hat{X}_b}{\zeta_0} + \frac{K_{5b3b}^{(M2)} + K_{5b3b}^{(M3)}}{\rho g h_0^2} \frac{\hat{Z}_b}{\zeta_0} + \left\{ \nu_{2b} \Gamma \right.
 \end{aligned}$$

$$\left. \frac{2 h_0}{B_b} - \frac{2}{3} \frac{2 \rho_{0b}^3}{B_b h_0^2} + \nu_{3b} \frac{2 (\bar{z}_{b0} - \bar{z}_{bB})}{B_b} \right\} \frac{\hat{\Omega}_{yb} B_b}{2 \zeta_0} = 0 \quad (3.65)$$

したがって、式(3.35)、式(3.60)～(3.65)は、 $(N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 + 8)$ 個の未知数 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5, \phi_6, \hat{K}_r, \hat{K}_t$ および $\hat{X}_a, \hat{Z}_a, \hat{\Omega}_{ya}, \hat{X}_b, \hat{Z}_b, \hat{\Omega}_{yb}$ に関する同数の連立一次方程式を与えることになり、これらを解くことによってすべての未知量を同時に求めることができる。

### (6) 2浮体動揺の位相差の計算

以上のようにして得られた2浮体の各モードの浮体動揺の複素振幅によって、2浮体の動揺位相差が計算できる。いま、スウェーを例にとると、式(3.1)、(3.2)より計算された動揺の複素振幅によって、2浮体a, bの動揺は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} a : X_{a1}(t) &= \text{Re} \{ \hat{X}_a \exp(-i\sigma t) \} \\ &= \text{Re}(\hat{X}_a) \cos \sigma t + \text{Im}(\hat{X}_a) \sin \sigma t \quad (3.66) \end{aligned}$$

$$b : X_{b1}(t) = \text{Re}(\hat{X}_b) \cos \sigma t + \text{Im}(\hat{X}_b) \sin \sigma t \quad (3.67)$$

ここに、 $\text{Re}(\quad), \text{Im}(\quad)$ は、それぞれ $(\quad)$ 内の実数部、虚数部を示す。

よって式(3.66)、(3.67)より、2浮体の動揺位相差は、計算された複素振幅の実数部と虚数部を考慮することによって求められる。

### (7) 反射岸壁前面に2浮体が係留された場合の解析法

図3-1の破線で示すように、2浮体が不透過な反射岸壁の前面に係留されている場合、流体領域は(0)と(I)だけになる。ゆえに、最終的な未知数の計算にあたって式(3.35)の左辺第8項の $\hat{K}_t$ に関する項を除外し、式(3.60)～(3.65)を連立させて解けばよい。ただしこのとき、 $|\hat{K}_r|$

の計算値は1.0となるので、鉛直壁や斜面の角度がある程度急な場合には適用可能<sup>(15)</sup>であるが、碎波を起こすような斜面の場合には本計算法を適用できないことには注意しておかねばならない。

### (8) 仮想境界の位置と境界の分割方法

これまで述べてきたように、本法は未知数を2次元境界すべてに分布させる方法であるので、未知数の数をどれくらいにとるかは、数値計算を行うにあたっての重要な問題である。

図3-1において、仮想境界AB, A'B'の位置は、一般に1浮体の場合で本法を適用した例では、浮体の側壁より、水深の3倍程度の所にとられている<sup>(7)</sup>。しかしながら、水深が大きかったり、入射波長が小さい場合などは、その距離は入射波長に比べて長くなりすぎ、計算上非効率的となる。そこでここでは、式(3.5), (3.6)に示されるように、仮想境界が散乱波の影響がない領域であると仮定されていることに着目する。

図3-1に示すように、2浮体から仮想境界までの距離を $l_{c1}$ ,  $l_{c5}$ とすると、 $l_{c1}$ ,  $l_{c5}$ は、減衰散乱波の第一項目が $1/100$ に減衰するところとして、次式にて示す。

$$l_{c1} = (\ln 0.9100) / k_1, \quad l_{c5} = (\ln 0.9100) / k_1' \quad (3.68)$$

ここに、 $k_1, k_1'$ は次式で与えられる減衰散乱波第一項目の固有値である。

$$\sigma^2 = -\frac{1}{2} k_1 \tan k_1 h = -\frac{1}{2} k_1' \tan k_1' h' \quad (3.69)$$

このような仮想境界の取り方は、岸壁前面の1浮体の場合で適用されており、実用上十分であることが確認されている<sup>(15)(16)</sup>。

また、計算を行うにあたっては、なるべく境界の形状を忠実に再現でき、かつ最大の微小要素の長さが計算を行う最短波長の $1/10$ 以下になるように、直線の微小要素で全境界を分割する。

ただし、計算精度を保たせるために、境界上のある点に対する計算点での微小要素の長さは、図3-3に示すように、それが見込まれる角度 $\delta$ が $5^\circ$ 以下になるようにし、これ以上となるときは計算精度向上のために、さらにその微小要素を分割する処置を施している<sup>(17)</sup>。

### 3-3-2 水理実験による2次元解析理論の検証

#### (1) 実験装置と実験方法

2次元数値計算の検証のため、図3-4に示すように一定水深0.3mのもとに係留された2つの同一矩形浮体の波浪中の動揺に関する2次元実験を行った。

実験に用いた模型浮体は、図3-4に示すような長さ2.4m、幅0.455m、型深さ0.3m、喫水0.093mの同一の2つの鉄製の矩形浮体である。模型浮体の質量、重心回りの慣性モーメントなどの諸元は、表3-2に示すとおりである。

2つの模型浮体は、図3-4に示すような、長さ50m、幅6mの水槽を仕切り板によりつくられた2次元水路に2浮体の間隔を0.42mとして係留させた。また、図3-4に示すように、2浮体を互いに独立して係留させる場合と、2浮体を連結して係留させる場合、岸壁が無い場合と岸側の浮体から0.3mのところ鉛直岸壁が存在する場合などの実験を行った。

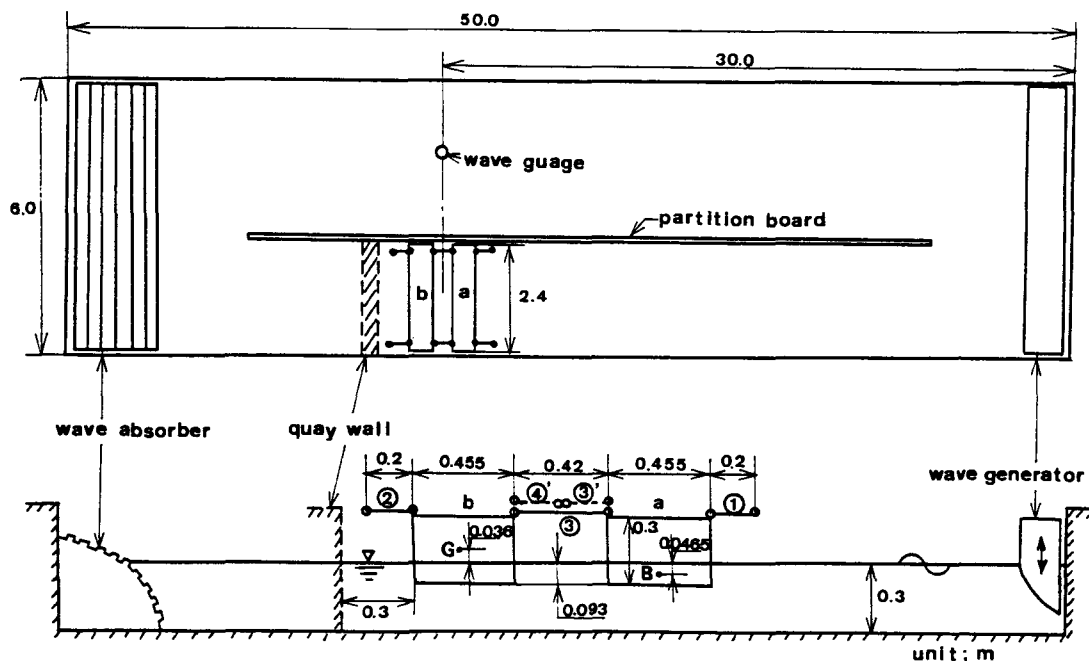


図3-4 2次元2浮体動揺の実験配置

実験に用いた波は、周期0.6秒から2.0秒の波高1cm程度の規則波で、プランジャー型の造波機より発生させ、波高および周期は2浮体を係留していない側の水路で測定した。なお、2浮体動揺の実験の前に両水路の波高の関係を全周期にわたって調べておき、測定された波データに改正を行って、入射波の振幅と周期を得た。

2浮体の動揺は、2台の6自由度船体動揺測定装置により計測し、2浮体のスウェー、ヒープ、ロールの動揺量と、同一モードの2浮体動揺の位相差に関する周期特性を得た。

表3-2 2次元実験における模型浮体と係留系の諸元

浮体	長さ $L_a = L_b = 2.40 \text{ m}$ , 幅 $B_a = B_b = 0.455 \text{ m}$ 型深さ $H_a = H_b = 0.30 \text{ m}$ , 喫水 $d_a = d_b = 0.093 \text{ m}$ 重心位置 $\bar{z}_{a0} = \bar{z}_{b0} = 0.0036 \text{ m}$ , 浮心位置 $z_{aB} = z_{bB} = -0.0465 \text{ m}$ 質量 $M_a = M_b = 42.315 \text{ kg/m}$ , 慣性モーメント $I_{ya} = I_{yb} = 1.80 \text{ kg m}^2/\text{m}$
係留索	初期張力 $0 \text{ kg f}$ 初期長さ $\ell_1 = \ell_2 = \ell_3' = \ell_4' = 0.20 \text{ m}$ , $\ell_3 = 0.42 \text{ m}$ バネ定数 $k_1 = k_2 = k_3' = k_4' = 9.525 \text{ kg f/m/m}$ , $k_3 = 9.525 \text{ kg f/m/m}$ , $41.667 \text{ kg f/m/m}$
固有周期	岸壁なし、係留索①,②,③',④'を用いて互いに独立して2浮体が係留されている場合 スウェー : $T_{sw} = 4.08 \text{ sec}$ ヒープ : $T_H = 0.94 \text{ sec}$ ロール : $T_R = 1.25 \text{ sec}$

ここに、浮体の質量、慣性モーメントおよび係留索のバネ定数は、2次元実験であることより、浮体の単位長さ当りのものである。

## (2) 岸壁が存在しない場合の2次元解析理論の検証

図3-5は、岸壁が存在しない透過状態で、2浮体がそれぞれ独立して対称に係留されている場合の各モードの実験と計算による動揺量の周期特性を示している。図の横軸は、実験で作用させた波の周期、およびロールの固有周期で無次元化した周期を示し、縦軸はそれぞれ入射波振幅による無次元動揺振幅で

ある。ただし、ロールの縦軸の無次元量は、ロールの動揺角に浮体の半幅  $B/2$  を乗じた値を入射波振幅で無次元化した値をとっており、ロールによって起こる浮体端部の上下変位を表わしている。

横軸について、ロールの固有周期で無次元化した理由は、一般に浮体の幅  $B$  (m) とメタセンター高さ  $\overline{GM}$  (m) が決まれば、浮体のロールの固有周期  $T_R$  (sec) は一般に、 $T_R = 0.8 B / \sqrt{\overline{GM}}$  と近似できる。つまり、ロールの固有周期は浮体の大きさに加えて動揺特性を示す指標でもあるからである。また縦軸については、入射波高に対しての動揺量を与えることによって、現地の波高によって動揺量を推定するのに便利であるからである。

図中において実験結果は、波の入射側の浮体 a を ● 印、波の透過側の浮体 b を △ 印で示し、計算結果はそれぞれ実線と破線で示している。

図より計算による結果は、実験による結果とほぼ一致していることが明らかである。また 2 浮体動揺特性は、ロールが固有周期付近で大きなピークをもつこと、およびヒープが周期が長くなると波に浮体が乗るようになり、ほぼ波と同量の動揺を示すことは、1 浮体での動揺特性と一致しているところである。

ただし、ロールの固有周期付近の計算値は、ロールの自由振動実験から求めた粘性減衰を造波減衰に付加することにより、実験値により近づけることが可能である<sup>(1)</sup>。

また浮体 a, b の動揺の特徴として、ロールの固有周期よりも波周期が短い領域では、各モードとも透過側の浮体 b の動揺が入射側の浮体 a に比べて小さくなっていることがあげられる。この理由は、詳細は 2 浮体に作用する波力の大きさにより議論する必要があるが、これについては第 4 章で触れることにし、ここでは入射側の浮体 a の消波効果よりこの理由を考える。図 3-6 は、本計算法によって得た、模型浮体の波の反射率と透過率の計算結果である。図中、実線は反射率を、破線は透過率を示す。図よりロールの固有周期よりも波周期の短い領域では、浮体 a によって入射波はかなり反射されることを示している。つまり、浮体 a の入射波の反射によって透過側の浮体 b には波があまり作用していないために、このような 2 浮体動揺特性の違いがあらわれているものと考えることができる。

また図 3-7 は、図 3-5 と同様の係留条件での各モードの実験と計算による動揺位相差を示しており、図の縦軸は浮体 b からみて浮体 a の動揺の位相がどれくらい進んでいるかを示しており、位相差が 0 と  $2\pi$  は 2 浮体が同じ位相で動揺していることを、位相差  $\pi$  は 2 浮体が逆位相で動揺していることを表わしている。また、図の ○ 印は実験による位相差、実線は計算による位相差を示

している。

図より動揺位相差についても、理論解析によって実験をほぼ良好な精度で計算できることが確認できる。

以上のことから、本理論解析によれば2浮体が岸壁の無い透過状態で係留されている場合、2浮体の各モードの動揺量と位相差について、それぞれ精度よく計算できることが分かる。

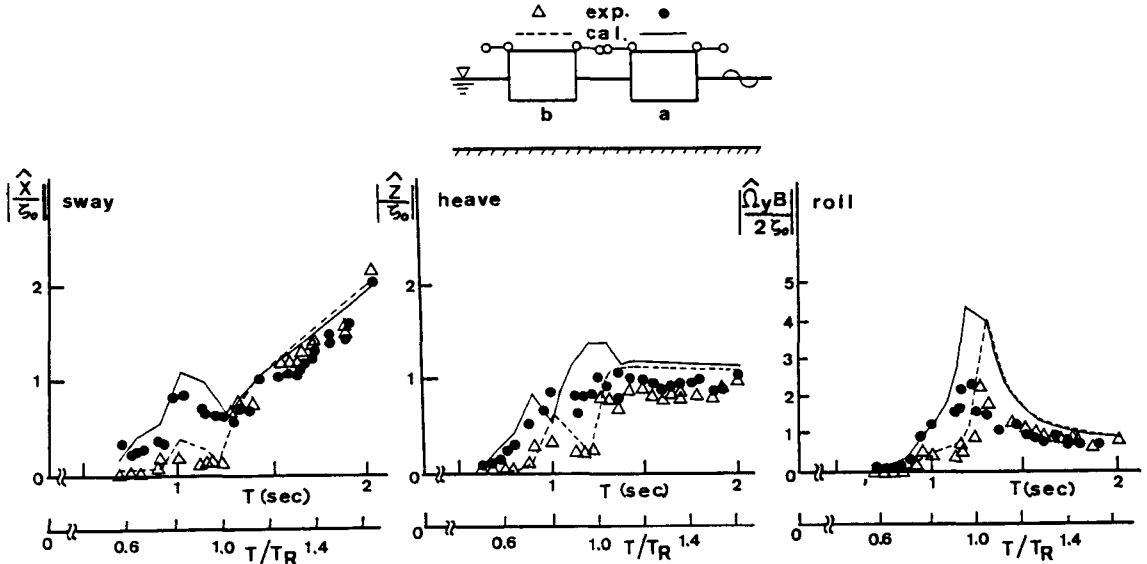


図3-5 実験と計算による透過状態の2浮体動揺

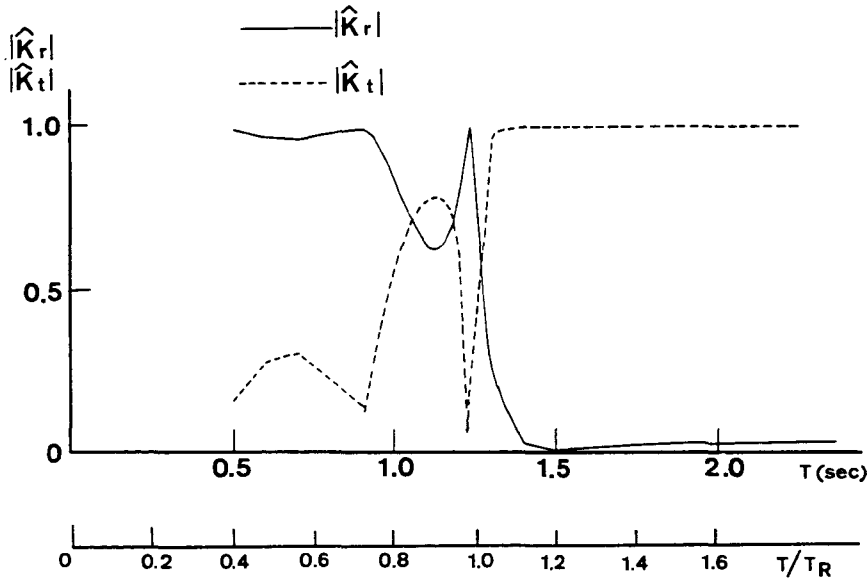


図3-6 計算による浮体による波の反射率と透過率

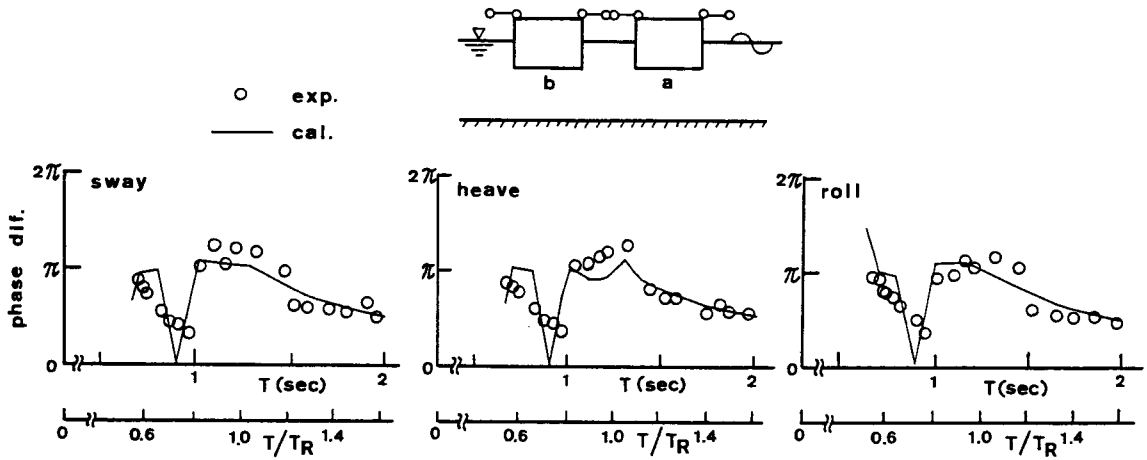


図3-7 実験と計算による透過状態の2浮体動揺位相差

### (3) 岸壁が存在する場合の2次元解析理論の検証

図3-8は、鉛直岸壁前面に2浮体がそれぞれ独立して対称に係留されている場合の、各モードの実験と計算による動揺量の周期特性を示している。ただし、図3-8の横軸に示す $D_a, D_b$ とは、図3-9に示すように浮体a, bの重心位置と岸壁までの水平距離を、入射波の波長の4分の1 ( $\lambda_0/4$ ) で無次元化した値であり、1, 3, 5, ...は、浮体の重心が岸壁前面に形成される重複波動場の節(ノード)の位置にあることを示し、2, 4, 6, ...は、腹(ループ)の位置にあることを示している。また、図3-8において実験結果は、岸壁から遠い方の浮体aを●印、岸壁に近い方の浮体bを△印で示し、計算結果は、それぞれ実線と破線で示している。

これより、2浮体が岸壁前面に係留されている場合の動揺量についても、計算による結果と実験による結果はほぼ一致していることが分かる。また、2浮体動揺特性についても、透過状態と同じくロールの固有周期以下の周期では、入射側の浮体の消波効果によって岸壁に近い方の浮体の動揺が小さくなることを示している。

さらに、浮体aが岸壁から数えて2番目の腹の位置 ( $D_a = 2$ ) にあるとき、スウェーとロールの横運動はほぼ0となり、逆に縦運動であるヒープは極大となっている。同様に浮体bが岸壁から数えて最初の節の位置 ( $D_b = 1$ ) にある



とき、ヒープはほぼ0となる。このように比較的波の周期が長い場合には、重複波と浮体の位置関係のみによって動揺特性の特徴が説明できる。しかしながら、周期が短くなってくると2浮体の動揺によって生じる発散波と2浮体が存在することによる散乱波の影響が相対的に大きくなり、動揺特性を単純に説明することはできない。

一方、図3-10は、図3-8と同様の係留条件での各モードの実験と計算による動揺位相差であり、図中実験による結果を○印、計算による結果を実線で示している。図より、動揺位相差についても、計算と実験による結果はほぼ一致することを確認できる。

また、2浮体が互いに係留されている場合の比較は、4-2-2で示すが、これらについても計算と実験はよく合うことを示している。

以上のことから、本理論解析によれば、岸壁前面に2浮体が係留される場合、2浮体の動揺量、位相差ともに精度よく計算できることが明らかになる。

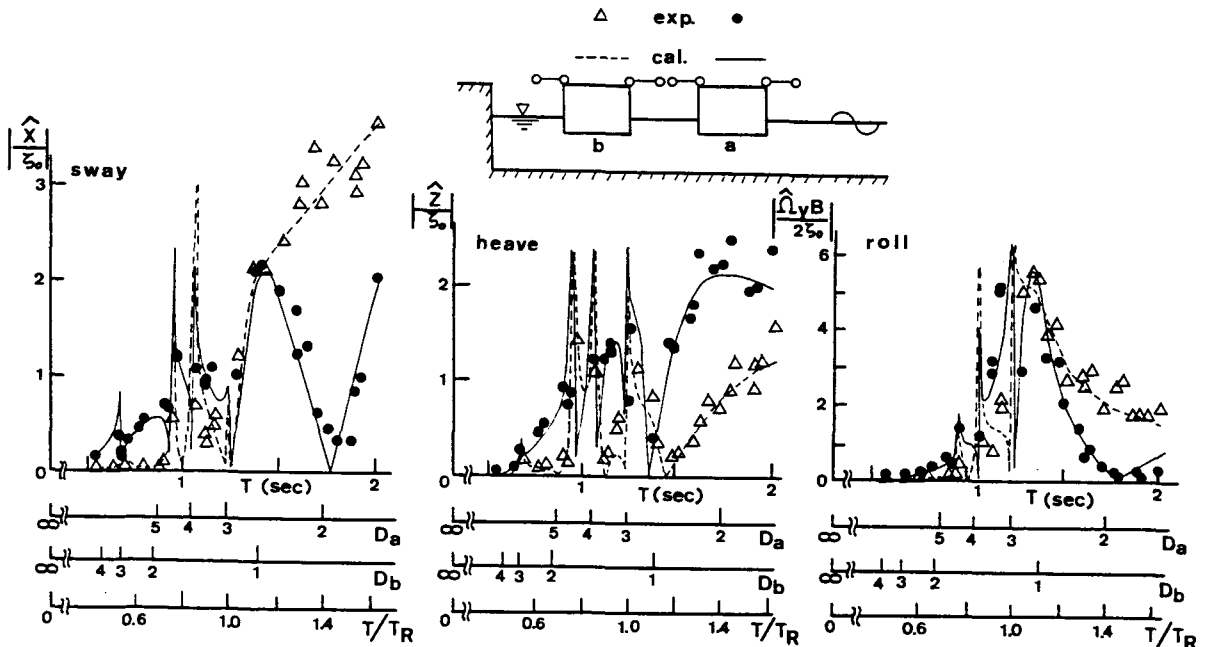


図3-8 実験と計算による岸壁前面の2浮体動揺

$$D_b = \frac{S + B_b / 2}{\lambda_0 / 4}$$

$$D_a = \frac{S + R + B_b + B_a / 2}{\lambda_0 / 4}$$

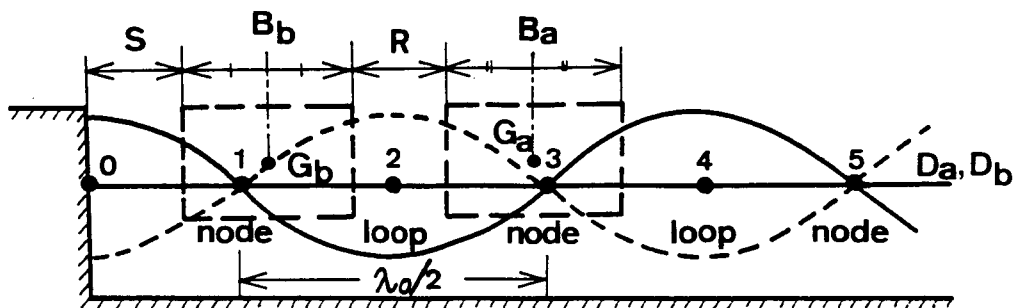


図 3 - 9 岸壁前面の重複波形と浮体の位置関係

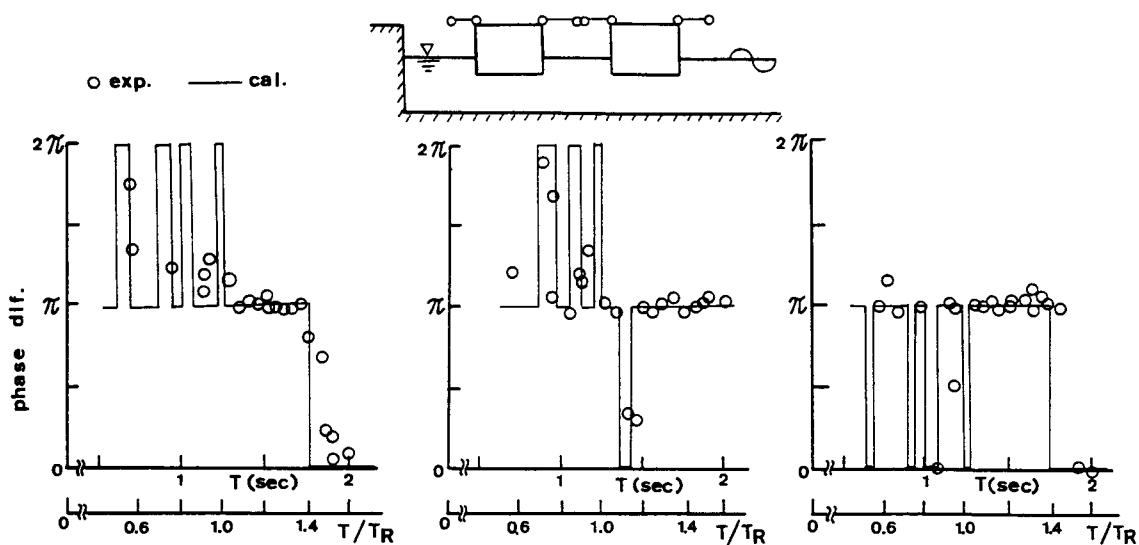


図 3 - 10 実験と計算による岸壁前面の 2 浮体動揺位相差

### 3-4 2 浮体動揺の3次元理論解析の方法とその検証

#### 3-4-1 3次元解析理論

##### (1) 速度ポテンシャルと動揺の表現

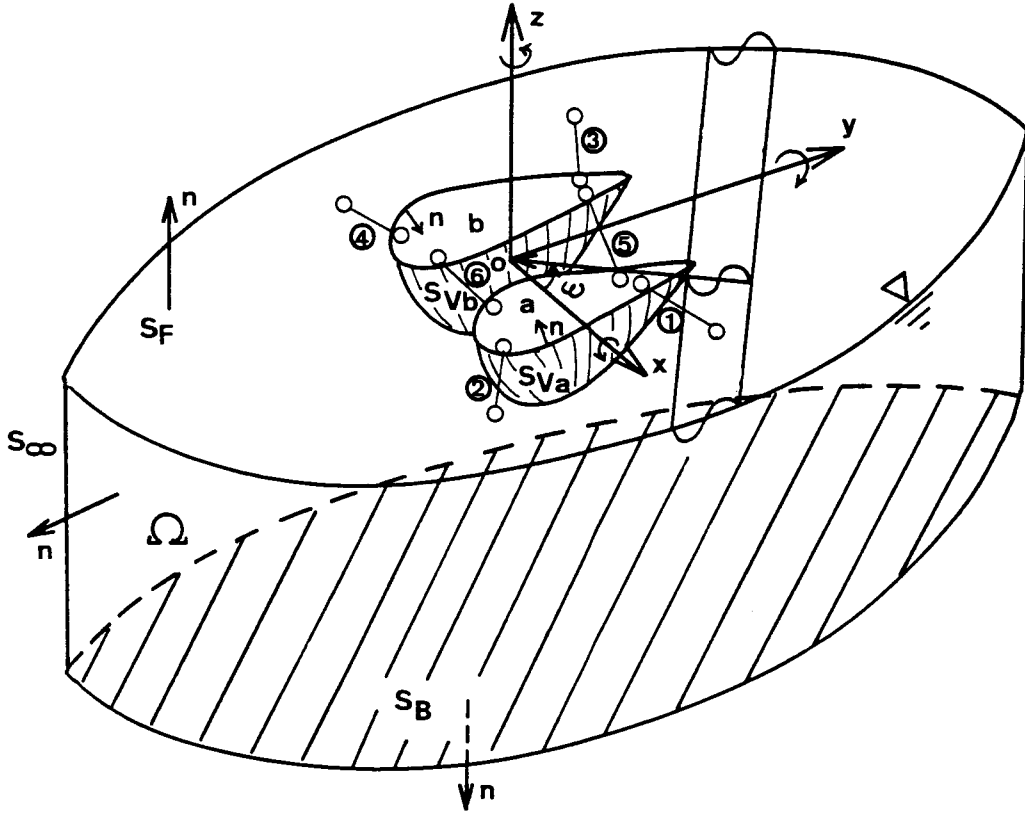


図 3-11 3次元2浮体動揺解析の座標系

本節では、図 3-11 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、波向  $\omega$ , 角周波数  $\sigma$  の規則波による、6 自由度の微小な定常運動を考える。

2次元の扱いと同様に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  $\Phi$  は、以下のように表わされる。

$$\Phi(x, y, z; t) = \left[ \frac{g \zeta_0}{\sigma} \left\{ \phi_0(x, y, z) + \phi_d(x, y, z) \right\} + \sum_{\lambda=1}^6 \frac{g X_{\lambda a}^*}{\sigma} \phi_{r\lambda a}(x, y, z) + \sum_{\lambda=1}^6 \frac{g X_{\lambda b}^*}{\sigma} \phi_{r\lambda b}(x, y, z) \right] \exp(-i\sigma t) \quad (3.70)$$

ここに、 $g$ は重力加速度、 $\zeta_0$ は入射波振幅、 $t$ は時間、 $i$ は虚数単位(= $\sqrt{-1}$ )、 $\lambda_a, \lambda_b$ 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、 $\phi_d$ は2浮体が存在することによって生じる散乱波(diffraction wave)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、 $\phi_{r\lambda a}, \phi_{r\lambda b}$ はそれぞれ浮体 $a$ の $\lambda$ モード、浮体 $b$ の $\lambda$ モードの単振動によって生じる発散波(radiation wave)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、 $\phi_0$ 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、次式のように表わされる。

$$\phi_0(x, y, z) = -i \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} \exp\{-ik_0(x \cos \omega + y \sin \omega)\} \quad (3.71)$$

ここに、 $k_0$ は波数で次の分散関係式の固有値である。

$$\sigma^2 = g k_0 \tanh k_0 h \quad (3.72)$$

また、2浮体 $a, b$ の静止時の重心 $\bar{G}_a(\bar{x}_{a0}, \bar{y}_{a0}, \bar{z}_{a0}), \bar{G}_b(\bar{x}_{b0}, \bar{y}_{b0}, \bar{z}_{b0})$ が、運動中 $G_a(x_{a0}, y_{a0}, z_{a0}), G_b(x_{b0}, y_{b0}, z_{b0})$ に移動し、かつそれぞれの重心回りに回転角 $\Omega_{xa}, \Omega_{ya}, \Omega_{za}$ , および $\Omega_{xb}, \Omega_{yb}, \Omega_{zb}$ だけ周期的な微小運動を行うものとする。

これらの変位と回転角の複素振幅を、それぞれ $\hat{X}_a, \hat{Y}_a, \hat{Z}_a, \hat{\Omega}_{xa}, \hat{\Omega}_{ya}, \hat{\Omega}_{za}$

, および  $\hat{X}_b, \hat{Y}_b, \hat{Z}_b, \hat{\Omega}_{xb}, \hat{\Omega}_{yb}, \hat{\Omega}_{zb}$  とすると、2 浮体 a, b の動揺は次式で表わされる。

浮体 a について;

$$\left. \begin{aligned}
 \text{スウェー} : X_{1a} = X_a = x_{a0} - \bar{x}_{a0} &= \hat{X}_a \exp(-i\sigma t) \\
 \text{サージ} : X_{2a} = Y_a = y_{a0} - \bar{y}_{a0} &= \hat{Y}_a \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ヒーブ} : X_{3a} = Z_a = z_{a0} - \bar{z}_{a0} &= \hat{Z}_a \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ピッチ} : X_{4a} = \Omega_{xa} &= \hat{\Omega}_{xa} \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ロール} : X_{5a} = \Omega_{ya} &= \hat{\Omega}_{ya} \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ヨー} : X_{6a} = \Omega_{za} &= \hat{\Omega}_{za} \exp(-i\sigma t)
 \end{aligned} \right\} (3.73)$$

浮体 b について;

$$\left. \begin{aligned}
 \text{スウェー} : X_{1b} = X_b = x_{b0} - \bar{x}_{b0} &= \hat{X}_b \exp(-i\sigma t) \\
 \text{サージ} : X_{2b} = Y_b = y_{b0} - \bar{y}_{b0} &= \hat{Y}_b \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ヒーブ} : X_{3b} = Z_b = z_{b0} - \bar{z}_{b0} &= \hat{Z}_b \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ピッチ} : X_{4b} = \Omega_{xb} &= \hat{\Omega}_{xb} \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ロール} : X_{5b} = \Omega_{yb} &= \hat{\Omega}_{yb} \exp(-i\sigma t) \\
 \text{ヨー} : X_{6b} = \Omega_{zb} &= \hat{\Omega}_{zb} \exp(-i\sigma t)
 \end{aligned} \right\} (3.74)$$

さらに、式 (3.70) における  $X_{ka}^*, X_{kb}^*$  は、次式にて表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 X_{1a}^* &= \hat{X}_a, X_{2a}^* = \hat{Y}_a, X_{3a}^* = \hat{Z}_a, X_{4a}^* = L_a \hat{\Omega}_{xa} / 2 \\
 X_{5a}^* &= B_a \hat{\Omega}_{ya} / 2, X_{6a}^* = L_a \hat{\Omega}_{za} / 2
 \end{aligned} \right\} (3.75)$$

$$\left. \begin{aligned}
 X_{1b}^* &= \hat{X}_b, X_{2b}^* = \hat{Y}_b, X_{3b}^* = \hat{Z}_b, X_{4b}^* = L_b \hat{\Omega}_{xb} / 2 \\
 X_{5b}^* &= B_b \hat{\Omega}_{yb} / 2, X_{6b}^* = L_b \hat{\Omega}_{zb} / 2
 \end{aligned} \right\} (3.76)$$

ここに、 $L_a, L_b$ は浮体  $a, b$ の長さ、 $B_a, B_b$ は浮体  $a, b$ の幅である。

## (2) 2浮体の運動方程式

2浮体  $a, b$ の  $\xi$ 方向に作用する動水圧力および動水圧モーメントを、 $F_{\xi a}^{(W)}, F_{\xi b}^{(W)}$ 、係留力および係留モーメントを  $F_{\xi a}^{(M)}, F_{\xi b}^{(M)}$ 、静水圧による復元力および復元モーメントを  $F_{\xi a}^{(S)}, F_{\xi b}^{(S)}$  とすると、2浮体  $a, b$ の運動方程式は次式のように表わされる。

浮体  $a$ について；

$$\left. \begin{aligned} \text{スウェー} &: M_a d^2 x_{a0} / dt^2 = F_{1a}^{(W)} && + F_{1a}^{(M)} \\ \text{サージ} &: M_a d^2 y_{a0} / dt^2 = F_{2a}^{(W)} && + F_{2a}^{(M)} \\ \text{ヒーブ} &: M_a d^2 z_{a0} / dt^2 = F_{3a}^{(W)} + F_{3a}^{(S)} + F_{3a}^{(M)} \\ \text{ピッチ} &: I_{xa} d^2 \Omega_{xa} / dt^2 = F_{4a}^{(W)} + F_{4a}^{(S)} + F_{4a}^{(M)} \\ \text{ロール} &: I_{ya} d^2 \Omega_{ya} / dt^2 = F_{5a}^{(W)} + F_{5a}^{(S)} + F_{5a}^{(M)} \\ \text{ヨー} &: I_{za} d^2 \Omega_{za} / dt^2 = F_{6a}^{(W)} && + F_{6a}^{(M)} \end{aligned} \right\} (3.77)$$

浮体  $b$ について；

$$\left. \begin{aligned} \text{スウェー} &: M_b d^2 x_{b0} / dt^2 = F_{1b}^{(W)} && + F_{1b}^{(M)} \\ \text{サージ} &: M_b d^2 y_{b0} / dt^2 = F_{2b}^{(W)} && + F_{2b}^{(M)} \\ \text{ヒーブ} &: M_b d^2 z_{b0} / dt^2 = F_{3b}^{(W)} + F_{3b}^{(S)} + F_{3b}^{(M)} \\ \text{ピッチ} &: I_{xb} d^2 \Omega_{xb} / dt^2 = F_{4b}^{(W)} + F_{4b}^{(S)} + F_{4b}^{(M)} \\ \text{ロール} &: I_{yb} d^2 \Omega_{yb} / dt^2 = F_{5b}^{(W)} + F_{5b}^{(S)} + F_{5b}^{(M)} \\ \text{ヨー} &: I_{zb} d^2 \Omega_{zb} / dt^2 = F_{6b}^{(W)} && + F_{6b}^{(M)} \end{aligned} \right\} (3.78)$$

ここに、 $M_a, M_b$ はそれぞれ浮体  $a, b$ の質量、 $I_{xa}, I_{ya}, I_{za}$ はそれぞれ浮体  $a$ の重心に関する  $x, y, z$ 軸回りの慣性モーメント、 $I_{xb}, I_{yb}, I_{zb}$ はそれぞ

れ浮体 b の重心に関する x, y, z 軸回りの慣性モーメントである。

### (3) 動水圧力および動水圧モーメントの計算

浮体 a, b の  $\ell$  モードに作用する動水圧力および動水圧モーメント  $F_{\ell a}^{(W)}$ ,  $F_{\ell b}^{(W)}$  は以下のように分離される。

$$\left. \begin{aligned} F_{\ell a}^{(W)} &= F_{\ell a}^{(E)} + F_{\ell a}^{(R)} \\ F_{\ell b}^{(W)} &= F_{\ell b}^{(E)} + F_{\ell b}^{(R)} \end{aligned} \right\} \quad (\ell = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.79)$$

ここに、 $F_{\ell a}^{(E)}$ ,  $F_{\ell b}^{(E)}$  はそれぞれ浮体 a, b の  $\ell$  モードに作用する波強制力または波強制モーメントであり、次式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} F_{\ell a}^{(E)} &= i \rho g \zeta_0 \exp(-i \sigma t) \left\{ \int_{S_{Ua}} (\phi_0 + \phi_d) n_{\ell a}' d s \right\} \\ F_{\ell b}^{(E)} &= i \rho g \zeta_0 \exp(-i \sigma t) \left\{ \int_{S_{Ub}} (\phi_0 + \phi_d) n_{\ell b}' d s \right\} \end{aligned} \right\} \quad (\ell = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.80)$$

ここに、 $\rho$  は流体の密度、 $(\bar{x}_a, \bar{y}_a, \bar{z}_a)$ ,  $(\bar{x}_b, \bar{y}_b, \bar{z}_b)$  がそれぞれ静止中の浮体 a, b の没水表面の座標、 $n_{xa}, n_{ya}, n_{za}$  および  $n_{xb}, n_{yb}, n_{zb}$  がそれぞれ浮体 a, b の没水表面での流体領域  $\Omega$  からみて外向きにたてた単位法線ベクトル  $n$  の x, y, z 成分だとすると、 $n_{\ell a}'$ ,  $n_{\ell b}'$  ( $\ell = 1 \sim 6$ ) は以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} n_{1a}' &= n_{xa} \quad , \quad n_{2a}' = n_{ya} \quad , \quad n_{3a}' = n_{za} \\ n_{4a}' &= (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) n_{za} - (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) n_{ya} \\ n_{5a}' &= (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) n_{xa} - (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) n_{za} \\ n_{6a}' &= (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) n_{ya} - (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) n_{xa} \end{aligned} \right\} \quad (3.81)$$

$$\left. \begin{aligned} n_{1b}' &= n_{xb} \quad , \quad n_{2b}' = n_{yb} \quad , \quad n_{3b}' = n_{zb} \\ n_{4b}' &= (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) n_{zb} - (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) n_{yb} \\ n_{5b}' &= (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) n_{xb} - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) n_{zb} \end{aligned} \right\} \quad (3.82)$$

$$n_{yb}' = (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) n_{yb} - (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) n_{xb}$$

また、式(3.79)の $F_{\ell a}^{(R)}$ 、 $F_{\ell b}^{(R)}$ は、浮体a、bのラディエーション力またはラディエーションモーメントであり、次式により表わされる。

$$\left. \begin{aligned} F_{\ell a}^{(R)} &= \sum_{m=1}^6 F_{\ell a m a}^{(R)} + \sum_{m=1}^6 F_{\ell a m b}^{(R)} \\ F_{\ell b}^{(R)} &= \sum_{m=1}^6 F_{\ell b m a}^{(R)} + \sum_{m=1}^6 F_{\ell b m b}^{(R)} \end{aligned} \right\} (\ell, m = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.83)$$

ここに、例えば $F_{\ell a m b}^{(R)}$ は、浮体bのmモードの動揺によって浮体aの $\ell$ モードに作用するラディエーション力またはラディエーションモーメントであり、他も同様で以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} F_{\ell a m a}^{(R)} &= -M_{\ell a m a} d^2 X_{m a} / d t^2 - N_{\ell a m a} d X_{m a} / d t \\ F_{\ell a m b}^{(R)} &= -M_{\ell a m b} d^2 X_{m b} / d t^2 - N_{\ell a m b} d X_{m b} / d t \\ F_{\ell b m a}^{(R)} &= -M_{\ell b m a} d^2 X_{m a} / d t^2 - N_{\ell b m a} d X_{m a} / d t \\ F_{\ell b m b}^{(R)} &= -M_{\ell b m b} d^2 X_{m b} / d t^2 - N_{\ell b m b} d X_{m b} / d t \end{aligned} \right\} (\ell, m = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.84)$$

ここに、 $X_{m a}$ 、 $X_{m b}$ はそれぞれ式(3.73)、(3.74)で示される浮体a、bのmモードの動揺を表し、また例えば $M_{\ell a m b}$ 、 $N_{\ell a m b}$ は、それぞれ浮体bのmモードの動揺により浮体aの $\ell$ モードに作用する付加質量および減衰係数である。

さらに、ラディエーション力またはラディエーション・モーメントをベルヌーイの線型圧力方程式よりラディエーション・ポテンシャルで表わし、式(3.84)を考慮すると、付加質量と減衰係数は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} M_{\ell a m a} &= -\frac{\rho g \xi_{m a}}{\sigma^2} \int_{S_{U a}} I_m(\phi_{r m a}) n_{\ell a}' d s \\ M_{\ell a m b} &= -\frac{\rho g \xi_{m b}}{\sigma^2} \int_{S_{U a}} I_m(\phi_{r m b}) n_{\ell a}' d s \\ M_{\ell b m a} &= -\frac{\rho g \xi_{m a}}{\sigma^2} \int_{S_{U b}} I_m(\phi_{r m a}) n_{\ell b}' d s \end{aligned} \right\} (\ell, m = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.85)$$





式(3.70)で示される速度ポテンシャルに関する、基礎方程式と境界条件は、次のように表わされる。

$$\partial^2 \Phi / \partial x^2 + \partial^2 \Phi / \partial y^2 + \partial^2 \Phi / \partial z^2 = 0 \quad (\text{i n } \Omega) \quad (3.89)$$

$$\partial \Phi / \partial z - \Phi \sigma^2 / g = 0 \quad (\text{o n } S_F) \quad (3.90)$$

$$\partial \Phi / \partial z = 0 \quad (\text{o n } S_B) \quad (3.91)$$

$$\partial \Phi / \partial n = v_{na} \quad (\text{o n } S_{Ua}) \quad (3.92)$$

$$\partial \Phi / \partial n = v_{nb} \quad (\text{o n } S_{Ub}) \quad (3.93)$$

式(3.89)は流体の連続性を示すラプラスの方程式、式(3.90)は微小振幅波の自由表面条件、式(3.91)は一定水深の不透過な水底の境界条件、式(3.92)、(3.93)はそれぞれ浮体a, bの没水表面における流体と浮体の速度の連続条件を表わしている。ただし、nによる微分は流体領域Ωからみて外向きにたてた法線方向の微分を表わし、 $v_{na}$ ,  $v_{nb}$ はそれぞれ浮体a, bの没水表面での動揺による外向き法線方向速度である。

式(3.71)で示される入射波のポテンシャル関数は、式(3.89)～(3.91)を満足しているので、式(3.70)を式(3.89)～(3.93)へ代入し、ポテンシャルの線型性を考慮すると、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 $\phi_d$ と、浮体aの $\varnothing$ モード、浮体bの $\varnothing$ モードの動揺によるラディエーション・ポテンシャル関数 $\phi_{r,la}$ ,  $\phi_{r,lb}$ のそれぞれについて成り立ち、以下のように未知ポテンシャル関数に関する基礎方程式と境界条件が得られる。

<ディフラクション問題>

$$\partial^2 \phi_d / \partial x^2 + \partial^2 \phi_d / \partial y^2 + \partial^2 \phi_d / \partial z^2 = 0 \quad (\text{i n } \Omega) \quad (3.94)$$

$$\partial \phi_d / \partial z - \phi_d \sigma^2 / g = 0 \quad (\text{o n } S_F) \quad (3.95)$$

$$\partial \phi_d / \partial z = 0 \quad (\text{o n } S_B) \quad (3.96)$$

$$\partial \phi_d / \partial n = -\partial \phi_0 / \partial n \quad (\text{o n } S_{Ua}) \quad (3.97)$$

$$\partial \phi_d / \partial n = -\partial \phi_0 / \partial n \quad (\text{o n } S_{Ub}) \quad (3.98)$$

$$\sqrt{R} (\partial \phi_d / \partial R - i k_0 \phi_d) = 0 \quad (\text{w h e n } R \rightarrow \infty) \quad (3.99)$$

〈ラディエーション問題 ( $\ell, \ell' = 1, 2, \dots, 6$ )〉

$$\left. \begin{aligned} \partial^2 \phi_{r\ell a} / \partial x^2 + \partial^2 \phi_{r\ell a} / \partial y^2 + \partial^2 \phi_{r\ell a} / \partial z^2 &= 0 \\ \partial^2 \phi_{r\ell' b} / \partial x^2 + \partial^2 \phi_{r\ell' b} / \partial y^2 + \partial^2 \phi_{r\ell' b} / \partial z^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{i n } \Omega) \quad (3.100)$$

$$\partial \phi_{r\ell a} / \partial z - \sigma^2 \phi_{r\ell a} / \mathfrak{g} = 0, \quad \partial \phi_{r\ell' b} / \partial z - \sigma^2 \phi_{r\ell' b} / \mathfrak{g} = 0 \quad (\text{o n } S_F) \quad (3.101)$$

$$\partial \phi_{r\ell a} / \partial z = 0, \quad \partial \phi_{r\ell' b} / \partial z = 0 \quad (\text{o n } S_B) \quad (3.102)$$

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{R} (\partial \phi_{r\ell a} / \partial R - i k_0 \phi_{r\ell a}) &= 0 \\ \sqrt{R} (\partial \phi_{r\ell' b} / \partial R - i k_0 \phi_{r\ell' b}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{w h e n } R \rightarrow \infty) \quad (3.103)$$

$$\partial \phi_{r\ell a} / \partial n = -i n_{\ell a}, \quad \partial \phi_{r\ell' b} / \partial n = 0 \quad (\text{o n } S_{Ua}) \quad (3.104)$$

$$\partial \phi_{r\ell a} / \partial n = 0, \quad \partial \phi_{r\ell' b} / \partial n = -i n_{\ell' b} \quad (\text{o n } S_{Ub}) \quad (3.105)$$

ただし、式(3.99)、(3.103)はゾンマフェルドの放射条件と呼ばれるもので、無限遠方では外向きに進行する波のみが存在することを表わしたものである。なおRは原点からの水平距離である。また、 $n_{\ell a}$ 、 $n_{\ell' b}$ はそれぞれ浮体aの $\ell$ 方向、浮体bの $\ell'$ 方向の没水面上の正規化された法線方向速度を表わしており、次式にて示される。

$$\left. \begin{aligned} n_{1a} &= n_{1a}' \sigma^2 / \mathfrak{g}, \quad n_{2a} = n_{2a}' \sigma^2 / \mathfrak{g}, \quad n_{3a} = n_{3a}' \sigma^2 / \mathfrak{g} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} n_{4a} &= n_{4a}' 2 \sigma^2 / (\mathcal{F} L_a) , \quad n_{5a} = n_{5a}' 2 \sigma^2 / (\mathcal{F} B_a) \\ n_{6a} &= n_{6a}' 2 \sigma^2 / (\mathcal{F} L_a) \end{aligned} \right\} \quad (3.106)$$

$$\left. \begin{aligned} n_{1b} &= n_{1b}' \sigma^2 / \mathcal{F} , \quad n_{2b} = n_{2b}' \sigma^2 / \mathcal{F} , \quad n_{3b} = n_{3b}' \sigma^2 / \mathcal{F} \\ n_{4b} &= n_{4b}' 2 \sigma^2 / (\mathcal{F} L_b) , \quad n_{5b} = n_{5b}' 2 \sigma^2 / (\mathcal{F} B_b) \\ n_{6b} &= n_{6b}' 2 \sigma^2 / (\mathcal{F} L_b) \end{aligned} \right\} \quad (3.107)$$

### (B) グリーン関数

式(3.94)～(3.105)で示したような基礎方程式と境界条件を満足する解を解析的に求めるのは困難であるので、これらをグリーン関数とグリーンの公式を用いて、未知ポテンシャル関数 $\phi_d, \phi_{r,la}, \phi_{r,lb}$ に関する積分方程式を数値的に解くことによって求める。

ここでは、 $1/r$ の特異性を持ち、 $r=0$ の特異点を除いて基礎方程式と浮体表面以外の境界条件を満足する関数をグリーン関数 $G$ とする。すなはちグリーン関数 $G$ は、以下の基礎方程式と境界条件を満足する関数である。

$$\begin{aligned} &\partial^2 G / \partial x^2 + \partial^2 G / \partial y^2 + \partial^2 G / \partial z^2 \\ &= -4\pi\delta(x-\xi, y-\eta, z-\zeta) \quad (\text{i n } \Omega) \quad (3.108) \end{aligned}$$

$$\partial G / \partial z - G \sigma^2 / \mathcal{F} = 0 \quad (\text{o n } S_F) \quad (3.109)$$

$$\partial G / \partial z = 0 \quad (\text{o n } S_B) \quad (3.110)$$

$$\sqrt{G} (\partial G / \partial R - i k_0 G) = 0 \quad (\text{w h e n } R \rightarrow \infty) \quad (3.111)$$

ここに、 $(\xi, \eta, \zeta)$ は流体内部の点 $P$ 、 $(x, y, z)$ は浮体表面上の点 $Q$ を示し、 $\delta$ はディラックのデルタ関数で、 $(x, y, z) \neq (\xi, \eta, \zeta)$ のときには0となり以下の式を満足する。

$$\int_{\Omega} \delta(x - \xi, y - \eta, z - \zeta) d\Omega = 1 \quad (3.112)$$

式(3.108) ~ (3.111) を満足する関数  $G$  は、John<sup>(18)</sup> によれば次式のような級数解で表わされている。

$$G(P, Q) = i \frac{2\pi(k_0^2 - \nu^2)}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} \cosh k_0(h+z) \cosh k_0(h+\zeta) H_0^{(1)}(k_0 R') + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 + \nu^2}{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu} \cos k_n(h+z) \cos k_n(h+\zeta) K_0^{(1)}(k_n R') \quad (3.113)$$

ここに、 $R' = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ 、 $\nu = \sigma^2 / \mathfrak{g}$ 、 $H_0^{(1)}$  は第1種0次のハンケル関数、 $K_0$  は第2種0次の変形ベッセル関数、 $k_n$  は次式を満足する固有値である。

$$\sigma^2 = -\mathfrak{g} k_n \tan k_n h \quad (3.114)$$

### (C) 境界積分方程式による未知ポテンシャル関数の計算

図3-11に示すように、 $\Omega$  が閉曲面  $S$  で囲まれた領域で、 $u(x, y, z)$ 、 $v(x, y, z)$  が領域  $\Omega + S$  において1次導関数までが連続な関数とするとき、一般に以下のような3次元のグリーンの公式が成り立つ。

$$\int_{\Omega} (u \Delta v - v \Delta u) d\Omega = \int_S \left[ u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right] dS \quad (\text{in } \Omega + S) \quad (3.115)$$

ここに、 $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ 、 $\partial / \partial n$  は流体領域  $\Omega$  からみて境界面  $S$  上に外向きにたてた法線方向への偏導関数を示す。

さて、 $u = \phi_d$ 、 $v = G$  として  $S_{Ua}$ 、 $S_{Ub}$ 、 $S_F$ 、 $S_B$ 、 $S_R$  により囲まれる流体領域  $\Omega$  についてグリーンの公式を適用し、 $R \rightarrow \infty$  とし、 $\phi_d$  と  $G$  に関する基礎方程式

と境界条件である式(3.94)～(3.99),式(3.108)～(3.112)を代入すると、流体内部の点Pと浮体表面の点Qに関する以下の積分方程式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \phi_d(P) = & -\frac{1}{4\pi} \left[ \int_{S_{U_a}} \left\{ \phi_d(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) + G(P, Q) \frac{\partial}{\partial n} \right. \right. \\ & \left. \left. \phi_0(Q) \right\} ds + \int_{S_{U_b}} \left\{ \phi_d(Q) \frac{\partial}{\partial n} G(P, Q) + G(P, Q) \frac{\partial}{\partial n} \right. \right. \\ & \left. \left. \phi_0(Q) \right\} ds \right] \quad (P \in \Omega, Q \in S_{U_a}, S_{U_b}) \quad (3.116) \end{aligned}$$

そこで、内部点Pを浮体の没水面上に近づけていくと、結局求めようとする没水面上の点 $P_i$ におけるディフラクション・ポテンシャル関数 $\phi_d(P_i)$ は、以下の積分方程式を満足する。

$$\begin{aligned} \phi_d(P_i) = & -\frac{1}{2\pi} \left[ \int_{S_{U_a}} \left\{ \phi_d(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) + G(P_i, P_j) \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\partial}{\partial n} \phi_0(P_j) \right\} ds_j + \int_{S_{U_b}} \left\{ \phi_d(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) \right. \right. \\ & \left. \left. + G(P_i, P_j) \frac{\partial}{\partial n} \phi_0(P_j) \right\} ds_j \right] \quad (P_i, P_j \in S_{U_a}, S_{U_b}) \quad (3.117) \end{aligned}$$

同様に、ラディエーション・ポテンシャル関数についてもグリーンの公式と基礎方程式、境界条件を考慮すれば、結局求めようとする浮体の没水表面上の点 $P_i$ におけるラディエーション・ポテンシャル関数 $\phi_{r\lambda a}(P_i)$ ,  $\phi_{r\lambda b}(P_i)$ は、次式のような積分方程式を満足する。

$$\phi_{r\lambda a}(P_i) = -\frac{1}{2\pi} \left[ \int_{S_{U_a}} \left\{ \phi_{r\lambda a}(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) \right. \right.$$

$$+ i n_{\ell a} G(P_i, P_j) \} d s_j + \int_{S_{U_b}} \phi_{\ell a}(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) d s_j \quad (P_i, P_j \in S_{U_a}, S_{U_b}, \ell = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.118)$$

$$\phi_{r \ell b}(P_i) = -\frac{1}{2\pi} \left[ \int_{S_{U_a}} \phi_{r \ell b}(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) d s_j + \int_{S_{U_b}} \left\{ \phi_{\ell b}(P_j) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_j) + i n_{\ell b} G(P_i, P_j) \right\} d s_j \right] \quad (P_i, P_j \in S_{U_a}, S_{U_b}, \ell' = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.119)$$

さて、式(3.113)で示されるグリーン関数Gはx, y座標が同一である場合には、R'が0となり発散してしまうので、次式に示すWehausen and Laiton<sup>(19)</sup>による積分解を用いる。

$$G(P, Q) = 1/r + 1/r' + 2 P.V. \int_0^\infty \frac{(\mu + \nu) \exp(-\mu h) \cosh \mu(h+z)}{\mu \sinh \mu h - \nu \cosh \mu h} \cosh \mu(h+\zeta) J_0(\mu R') d\mu + i \frac{2\pi(k_0^2 - \nu^2)}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} \cosh k_0(h+z) \cosh k_0(h+\zeta) J_0(k_0 R') \quad (3.120)$$

ここに、 $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ 、 $r' = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+2h+\zeta)^2}$ 、P.V.はコーシーの主値、 $J_0$ は第1種0次のベッセル関数である。

さらに、点Pと点Qが一致するときは、グリーン関数G(P<sub>i</sub>, P<sub>i</sub>)は特異となり、特別な処理<sup>(20)</sup>によって次式のように表わされる。

$$\begin{aligned}
G(P_i, P_i) &= 2\pi a_i / \Delta S_i + 1 / \{2(z_i + h)\} \\
&+ 2 \text{P.V.} \int_0^\infty \frac{(\mu + \nu) \exp(-\mu h) \cosh^2 \mu (h + z_i)}{\mu \sinh \mu h - \nu \cosh \mu h} d\mu \\
&+ i \frac{2\pi(k_0^2 - \nu^2)}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} \cosh^2 k_0 (h + z_i) \quad (3.121)
\end{aligned}$$

ここに、 $\Delta S_i$  は  $i$  番目の微小要素の面積であり、 $a_i = \sqrt{\Delta S_i} / \pi$  と表わされる。

また、式(3.117)～(3.119)の積分方程式においてグリーン関数と入射波ポテンシャル関数の法線微分が含まれているので、以下に示しておく。特異点以外での級数型グリーン関数の法線微分は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\partial G(P_i, P_j) / \partial n &= G_n^{(1)} \{n_x(P_j)(x_i - x_j) \\
&+ n_y(P_j)(y_i - y_j)\} + G_n^{(2)} n_z(P_j) \quad (3.122)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_n^{(1)} &= i \frac{2\pi k_0(k_0^2 - \nu^2)}{R_{ij}' \{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu\}} \cosh k_0 (h + z_i) \\
&\cosh k_0 (h + z_j) H_1^{(1)}(k_0 R_{ij}') \\
&+ 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n(k_n^2 + \nu^2)}{R_{ij}' \{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu\}} \cos k_n (h + z_i) \\
&\cos k_n (h + z_j) K_1(k_n R_{ij}') \quad (3.123)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_n^{(2)} &= i \frac{2\pi k_0(k_0^2 - \nu^2)}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} \sinh k_0 (h + z_j) \\
&\cosh k_0 (h + z_i) H_0^{(1)}(k_0 R_{ij}')
\end{aligned}$$



$$-4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n (k_n^2 + \nu^2)}{h (k_n^2 + \nu^2) - \nu} \sin k_n (h + z_j) \cos k_n (h + z_i) K_0 (k_n R_{ij}') \quad (3.124)$$

ここに、 $H_1^{(1)}$  は第1種1次のハンケル関数、 $K_1$  は第2種1次の変形ベッセル関数である。

また、特異点上でのグリーン関数の法線微分は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G (P_i, P_i)}{\partial n} = n_z (P_i) & \left\{ - \frac{1}{4 (z_i + h)^2} \right. \\ & + P.V. \int_0^{\infty} \frac{\mu (\mu + \nu) \exp (-\mu h)}{\mu \sinh \mu h - \nu \cosh \mu h} \sinh 2\mu (h + z_i) d\mu \\ & \left. + i \frac{\pi k_0 (k_0^2 - \nu^2)}{h (k_0^2 - \nu^2) + \nu} \sinh 2k_0 (h + z_i) \right\} \quad (3.125) \end{aligned}$$

さらに、入射波ポテンシャル関数の法線微分は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_0 (P_j)}{\partial n} = -i (k_0 / \cosh k_0 h) & [-i \{ n_x (P_j) \\ & \cos \omega + n_y (P_j) \sin \omega \} \cosh k_0 (h + z_j) + n_z (P_j) \\ & \sinh k_0 (h + z_j) ] \exp \{-i k_0 (x_j \cos \omega + y_j \sin \omega)\} \quad (3.126) \end{aligned}$$

さて、2浮体の没水表面  $S_{Ua}$ ,  $S_{Ub}$  をそれぞれ  $N_a$ ,  $N_b$  個の微小要素に分割し、各要素内で未知ポテンシャル関数の値を一定と近似すれば、式 (3.117) ~ (3.119) の積分方程式は、結局以下に示すような離散化された未知ポテンシャル関数に関する  $(N_a + N_b)$  個の連立方程式へ書き改められる。

$$2\pi \phi_d (P_i) + \sum_{j=1}^{N_a} \phi_d (P_{ja}) \frac{\partial}{\partial n} G (P_i, P_{ja}) \Delta S_{ja} + \sum_{j=1}^{N_b} \phi_d (P_{jb})$$

$$\frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_{j_b}) \Delta S_{j_b} = - \left\{ \sum_{j=1}^{N_a} G(P_i, P_{j_a}) \frac{\partial}{\partial n} \phi_0(P_{j_a}) \Delta S_{j_a} + \sum_{j=1}^{N_b} G(P_i, P_{j_b}) \frac{\partial}{\partial n} \phi_0(P_{j_b}) \Delta S_{j_b} \right\}$$

(i = 1, 2, \dots, N\_a, N\_a + 1, N\_a + 2, \dots, N\_a + N\_b) \quad (3.127)

$$2\pi \phi_{r\ell a}(P_i) + \sum_{j=1}^{N_a} \phi_{r\ell a}(P_{j_a}) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_{j_a}) \Delta S_{j_a} + \sum_{j=1}^{N_b} \phi_{r\ell a}(P_{j_b}) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_{j_b}) \Delta S_{j_b} = - \sum_{j=1}^{N_a} \sqrt{-1} G(P_i, P_{j_a}) n_{\ell a}(P_{j_a}) \Delta S_{j_a}$$

(i = 1, 2, \dots, N\_a, N\_a + 1, N\_a + 2, \dots, N\_a + N\_b) \quad (3.128)

$$2\pi \phi_{r\ell b}(P_i) + \sum_{j=1}^{N_a} \phi_{r\ell b}(P_{j_a}) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_{j_a}) \Delta S_{j_a} + \sum_{j=1}^{N_b} \phi_{r\ell b}(P_{j_b}) \frac{\partial}{\partial n} G(P_i, P_{j_b}) \Delta S_{j_b} = - \sum_{j=1}^{N_b} \sqrt{-1} G(P_i, P_{j_b}) n_{\ell b}(P_{j_b}) \Delta S_{j_b}$$

(i = 1, 2, \dots, N\_a, N\_a + 1, N\_a + 2, \dots, N\_a + N\_b) \quad (3.129)

したがって、未知ポテンシャル関数である  $\phi_d, \phi_{r\ell a}, \phi_{r\ell b}$  は、式 (3.127) ~ (3.129) のそれぞれの連立方程式を解くことによって数値的に求められる。

(5) 静水圧による復元力および復元モーメントの計算

2浮体 a, b の没水表面の各点において、2浮体の正方向の姿勢変化による静的な変動圧  $P_a^{(s)}$ ,  $P_b^{(s)}$  は以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} P_a^{(s)} &= P_{3a}^{(s)} + P_{4a}^{(s)} + P_{5a}^{(s)} \\ P_b^{(s)} &= P_{3b}^{(s)} + P_{4b}^{(s)} + P_{5b}^{(s)} \end{aligned} \right\} \quad (3.130)$$

ここに、 $P_{\ell a}^{(s)}$ ,  $P_{\ell' b}^{(s)}$  はそれぞれ浮体 a の  $\ell$  モード, 浮体 b の  $\ell'$  モードの正方向の変位により、浮体 a および b の点  $(\bar{x}_a, \bar{y}_a, \bar{z}_a)$ ,  $(\bar{x}_b, \bar{y}_b, \bar{z}_b)$  に作用する変動圧であり次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} P_{3a}^{(s)} &= -\rho g \hat{z}_a \exp(-i\sigma t) \\ P_{4a}^{(s)} &= -\rho g (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{x_a} \exp(-i\sigma t) \\ P_{5a}^{(s)} &= -\rho g (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{y_a} \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (3.131)$$

$$\left. \begin{aligned} P_{3b}^{(s)} &= -\rho g \hat{z}_b \exp(-i\sigma t) \\ P_{4b}^{(s)} &= -\rho g (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{x_b} \exp(-i\sigma t) \\ P_{5b}^{(s)} &= -\rho g (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{y_b} \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (3.132)$$

よって、浮体 a の  $\ell$  モード, 浮体 b の  $\ell'$  に作用する復元力および復元モーメント  $F_{\ell a}^{(s)}$ ,  $F_{\ell' b}^{(s)}$  は次式で表わされる。

$$F_{\ell a}^{(s)} = \sum_{m=3}^{\infty} F_{\ell a m a}^{(s)} \quad , \quad F_{\ell' b}^{(s)} = \sum_{m'=3}^{\infty} F_{\ell' b m' b}^{(s)} \quad (\ell, \ell' = 3, 4, 5) \quad (3.133)$$

ここに、 $F_{\ell a m a}^{(s)}$ ,  $F_{\ell' b m' b}^{(s)}$  はそれぞれ浮体 a の m モードの動揺によって  $\ell$  モードに、浮体 b の m' モードの動揺によって  $\ell'$  モードに作用する静的復元力および復元モーメントであり、以下のように表わされる。

$$F_{\lambda a m a}^{(s)} = \int_{S_{U_a}} P_{\pi a}^{(s)} n_{\lambda a}' d s \quad , \quad F_{\lambda b \pi b}^{(s)} = \int_{S_{U_b}} P_{\pi b}^{(s)} n_{\lambda b}' d s$$

$$(\lambda, \lambda', m, m' = 3, 4, 5) \quad (3.134)$$

したがって式(3.81), (3.82), (3.131)および式(3.132)を式(3.134)へ代入し、浮体a, bの没水表面を動水圧力の場合と同様に、それぞれ $N_a, N_b$ 個に離散化して解けば、復元力 $F_{\lambda a}^{(s)}$ および $F_{\lambda b}^{(s)}$ は式(3.133)によって求められる。つまりこのような方法をとれば、静的復元力は2浮体の重心位置と没水形状が与えられれば求められるので、従来のようにロールやピッチのメタセンター高さ、水線面の1次および2次モーメント、水線面の断面積などの諸量を与える必要はない。

#### (6) 係留力および係留モーメントの計算

図3-11に示すように、2浮体a, bがそれぞれ係留索①~⑥によって初期張力のない線型な弾性索によって2浮体が連結され係留されているものとする。このとき浮体aの $\lambda$ モードおよび浮体bの $\lambda'$ モードに作用する係留力および係留モーメントは、3-3-1で示した2次元の場合と同様の方法によって以下のように表わされる。

$$F_{\lambda a}^{(m)} = [ \{ K_{\lambda a 1 a}^{(M1)} + K_{\lambda a 1 a}^{(M2)} + K_{\lambda a 1 a}^{(M5)} + K_{\lambda a 1 a}^{(M6)} \} \hat{X}_a$$

$$+ \{ K_{\lambda a 2 a}^{(M1)} + K_{\lambda a 2 a}^{(M2)} + K_{\lambda a 2 a}^{(M5)} + K_{\lambda a 2 a}^{(M6)} \} \hat{Y}_a + \{ K_{\lambda a 3 a}^{(M1)}$$

$$+ K_{\lambda a 3 a}^{(M2)} + K_{\lambda a 3 a}^{(M5)} + K_{\lambda a 3 a}^{(M6)} \} \hat{Z}_a + \{ K_{\lambda a 4 a}^{(M1)} + K_{\lambda a 4 a}^{(M2)}$$

$$+ K_{\lambda a 4 a}^{(M5)} + K_{\lambda a 4 a}^{(M6)} \} \hat{\Omega}_{x a} + \{ K_{\lambda a 5 a}^{(M1)} + K_{\lambda a 5 a}^{(M2)} + K_{\lambda a 5 a}^{(M5)}$$

$$+ K_{\lambda a 5 a}^{(M6)} \} \hat{\Omega}_{y a} + \{ K_{\lambda a 6 a}^{(M1)} + K_{\lambda a 6 a}^{(M2)} + K_{\lambda a 6 a}^{(M5)} + K_{\lambda a 6 a}^{(M6)} \}$$

$$\begin{aligned}
& \widehat{\Omega}_{z_a} + \{K_{\lambda a_1 b}^{(M5)} + K_{\lambda a_1 b}^{(M6)}\} \widehat{X}_b + \{K_{\lambda a_2 b}^{(M5)} + K_{\lambda a_2 b}^{(M6)}\} \widehat{Y}_b \\
& + \{K_{\lambda a_3 b}^{(M5)} + K_{\lambda a_3 b}^{(M6)}\} \widehat{Z}_b + \{K_{\lambda a_4 b}^{(M5)} + K_{\lambda a_4 b}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{x_b} \\
& + \{K_{\lambda a_5 b}^{(M5)} + K_{\lambda a_5 b}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{y_b} + \{K_{\lambda a_6 b}^{(M5)} + K_{\lambda a_6 b}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{z_b} \\
& \exp(-i\sigma t) \quad (\lambda = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.135)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{\lambda b}^{(M)} = & [\{K_{\lambda b_1 a}^{(M5)} + K_{\lambda b_1 a}^{(M6)}\} \widehat{X}_a + \{K_{\lambda b_2 a}^{(M5)} \\
& + K_{\lambda b_2 a}^{(M6)}\} \widehat{Y}_a + \{K_{\lambda b_3 a}^{(M5)} + K_{\lambda b_3 a}^{(M6)}\} \widehat{Z}_a + \{K_{\lambda b_4 a}^{(M5)} \\
& + K_{\lambda b_4 a}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{x_a} + \{K_{\lambda b_5 a}^{(M5)} + K_{\lambda b_5 a}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{y_a} + \{K_{\lambda b_6 a}^{(M5)} \\
& + K_{\lambda b_6 a}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{z_a} + \{K_{\lambda b_1 b}^{(M3)} + K_{\lambda b_1 b}^{(M4)} + K_{\lambda b_1 b}^{(M5)} + K_{\lambda b_1 b}^{(M6)}\} \\
& \widehat{X}_b + \{K_{\lambda b_2 b}^{(M3)} + K_{\lambda b_2 b}^{(M4)} + K_{\lambda b_2 b}^{(M5)} + K_{\lambda b_2 b}^{(M6)}\} \widehat{Y}_b \\
& + \{K_{\lambda b_3 b}^{(M3)} + K_{\lambda b_3 b}^{(M4)} + K_{\lambda b_3 b}^{(M5)} + K_{\lambda b_3 b}^{(M6)}\} \widehat{Z}_b + \{K_{\lambda b_4 b}^{(M3)} \\
& + K_{\lambda b_4 b}^{(M4)} + K_{\lambda b_4 b}^{(M5)} + K_{\lambda b_4 b}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{x_b} + \{K_{\lambda b_5 b}^{(M3)} + K_{\lambda b_5 b}^{(M4)} \\
& + K_{\lambda b_5 b}^{(M5)} + K_{\lambda b_5 b}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{y_b} + \{K_{\lambda b_6 b}^{(M3)} + K_{\lambda b_6 b}^{(M4)} + K_{\lambda b_6 b}^{(M5)} \\
& + K_{\lambda b_6 b}^{(M6)}\} \widehat{\Omega}_{z_b}] \exp(-i\sigma t) \quad (\lambda' = 1, 2, \dots, 6) \quad (3.136)
\end{aligned}$$

ここに、 $K_{\lambda a_3 a}^{(M1)}$ などの各係数は、各係留索の初期長さとバネ定数、係留点の座標によって決まる係数である。

(7) 鉛直岸壁前面に2浮体が任意の角度で係留された場合の解析法

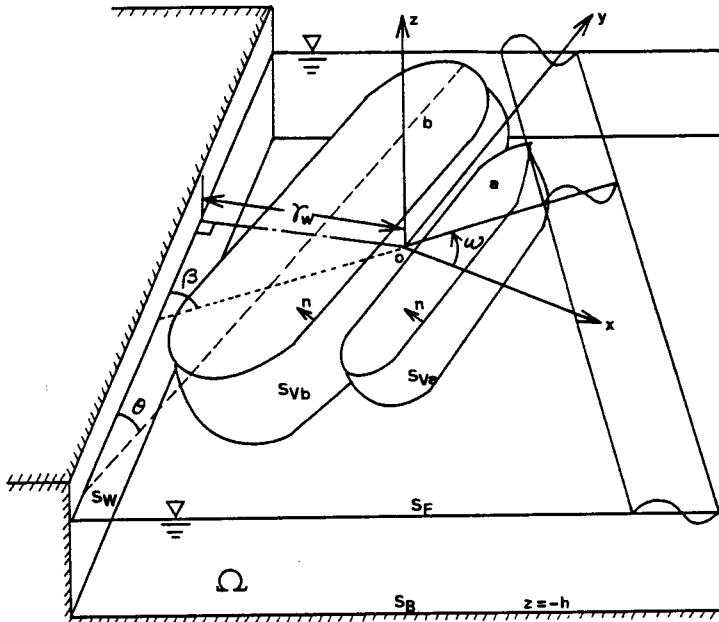


図3-12 2浮体が岸壁前面に係留される時の設定条件

ここでは、図3-12に示すように、一定水深、鉛直一様直線岸壁前面に任意の係留角 $\theta$ で2浮体が係留された場合と、これまで述べてきた岸壁のない透過状態での解析方法の違いを記述していく。

2浮体へ作用する入射波を示すポテンシャル関数 $\phi_0$ は、式(3.71)に対して図3-13に示すように岸壁からの反射波の角度と位相差に注意すれば以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_0(x, y, z) = & -i \{ \cosh k_0(h+z) / \cosh k_0 h \} \\ & [ \exp \{ -i k_0 (x \cos \omega + y \sin \omega) \} \\ & + \exp \{ -i k_0 (-x \cos [\omega - 2\theta] + y \sin [\omega - 2\theta] \\ & - 2\gamma_w \cos [\omega - \theta]) \} ] \end{aligned} \quad (3.137)$$

ここに、 $\gamma_w$  は図3-12に示すように原点Oから岸壁までの距離であり、岸

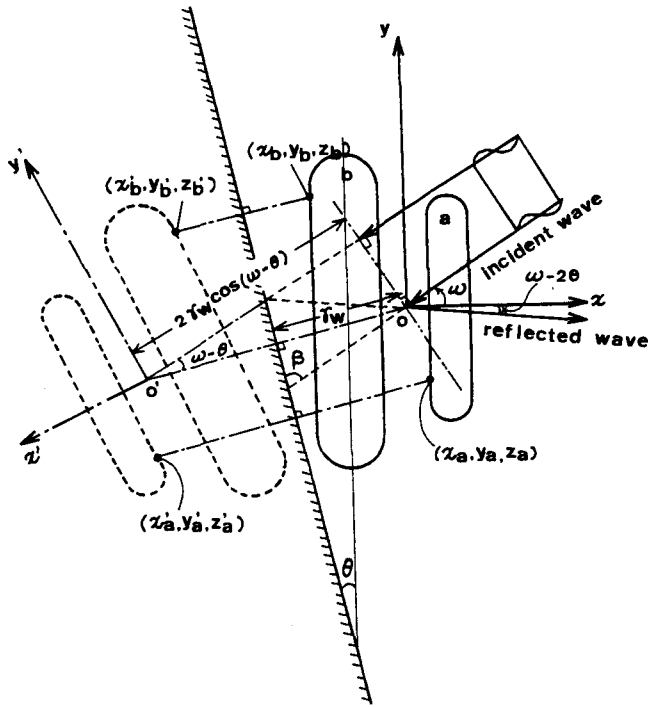


図3-13 岸壁前面に係留された場合の反射波と鏡像のとり方

壁に対する波の入射角  $\beta$  は、浮体に対する入射角  $\omega$  と係留角  $\theta$  によって次式のように表わされる。

$$\beta = \pi / 2 - \omega + \theta \quad (3.138)$$

また、以下のような岸壁での境界条件が加わる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (on \ S_w) \quad (3.139)$$

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = 0 \quad (on \ S_w) \quad (3.140)$$

$$\frac{\partial \phi_{r, \ell a}}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \phi_{r, \ell b}}{\partial n} = 0 \quad (\ell, \ell' = 1, 2, \dots, 6) \quad (on \ S_w) \quad (3.141)$$

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。

$$\partial G / \partial n = 0 \quad (\text{on } S_w) \quad (3.142)$$

したがって、式(3.113)、(3.120)および式(3.121)で示される一定水深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以下のように表わすことができる。

$$G(P, Q) = G^*(P, Q) + G^*(P, Q') \quad (3.143)$$

このGを、未知ポテンシャル関数に関する積分方程式(3.117)～(3.119)へ代入する。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。

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - 2(x \cos \theta + y \sin \theta + \gamma_w) \cos \theta \\ y' &= y - 2(x \cos \theta + y \sin \theta + \gamma_w) \sin \theta \\ z' &= z \end{aligned} \right\} \quad (3.144)$$

さらに、特異点以外の級数型のグリーン関数の法線微分は、次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \partial G(P_i, P_j) / \partial n &= \partial G^*(P_i, P_j) / \partial n \\ &+ \partial G^*(P_i, P_j') / \partial n \end{aligned} \quad (3.145)$$

ここに、 $\partial G^*(P_i, P_j) / \partial n$ は、式(3.122)～(3.124)で示されるものを読み換えたもので、 $\partial G^*(P_i, P_j') / \partial n$ は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \partial G^*(P_i, P_j') / \partial n &= -G_n^{(1)} \{ n_x(P_j) (x_i \cos 2\theta + x_j \\ &+ y_i \sin 2\theta + 2\gamma_w \cos \theta) + n_y(P_j) (x_i \sin 2\theta + y_j \\ &+ y_i \cos 2\theta + 2\gamma_w \sin \theta) \} + G_n^{(2)} n_z(P_j) \end{aligned} \quad (3.146)$$



また、特異点上でのグリーン関数の法線微分は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \partial G(P_i, P_j) / \partial n = \partial G^*(P_i, P_j) / \partial n \\ + \partial G^*(P_i, P_j') / \partial n \end{aligned} \quad (3.147)$$

ここに、 $\partial G^*(P_i, P_j) / \partial n$ は、式(3.125)で示されたものを読み変えたもので、 $\partial G^*(P_i, P_j') / \partial n$ は、式(3.146)の $P_j'$ を $P_j'$ と読み換えたものである。

さらに、2浮体へ作用する入射波ポテンシャル関数の法線微分は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \partial \phi_0(P_j) / \partial n = -i(k_0 / \cosh k_0 h) [ \{-i(n_x [P_j] \\ \cos \omega + n_y [P_j] \sin \omega) \cosh k_0 (h + z_j) + n_z (P_j) \\ \sinh k_0 (h + z_j)\} \exp \{-i k_0 (x_j \cos \omega + y_j \sin \omega)\} \\ + \{-i(-n_x [P_j] \cos [\omega - 2\theta] + n_y [P_j] \\ \sin [\omega - 2\theta]) \cosh k_0 (h + z_j) + n_z (P_j) \\ \sinh k_0 (h + z_j)\} \exp \{-i k_0 (-x_j \cos [\omega - 2\theta] \\ + y_j \sin [\omega - 2\theta] - 2\gamma_w \cos [\omega - \theta])\} ] \end{aligned} \quad (3.148)$$

以上が岸壁がない透過状態に2浮体が係留されている場合と、一様直線岸壁前面に2浮体が任意の角度で係留されている場合の違いで、未知数の解き方などその他のものはすべて同じである。

#### (8) 2浮体の動揺振幅と位相差の計算

式(3.77), (3.78)に示す2浮体の運動方程式の右辺に、これまで述べてきた各外力を代入すれば、結局式(3.77), (3.78)は、2浮体a, bそれぞれ6モードずつ、計12元の複素連立1次方程式となって、簡単に2浮体の各モードの複素動揺振幅が求められる。

また、2浮体の動揺位相差は2次元の場合の3-3-1と同様の方法で簡単に求めることができる。

つまり、計算労力のほとんどは、ディフラクションポテンシャル関数とラディエーションポテンシャル関数を求めるための、式(3.127)~(3.129)を解くことである。

また、浮体の分割については、一般に分割要素の面積 $\Delta S$ と入射波長 $\lambda_0$ との関係が、 $\sqrt{\Delta S}/\lambda_0 = 0.1$ 程度であればよいとされている<sup>(8)</sup>。

さらに、グリーン関数の計算において、級数の打ち切り項数やコーシーの主値積分や積分範囲の打ち切りについては、あらかじめ数種類の波の周期と各微小要素間の位置関係についての予備計算を行って、計算値が十分に収束するところを確認して十分な精度を保ちつつ、なるべく計算時間を短縮できるように努める必要がある。

### 3-4-2 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、図3-14に示すような平面水槽(21m×16.5m)において、図3-15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、計6種類の2浮体動揺に関する実験を行った。

実験に用いた2つの模型浮体は、3-3-2の2次元実験で用いたものと同じものであり、その諸元は図3-15中に示している。

実験に用いた波は、周期0.6秒から2.0秒の波高1~2cmの規則波で、フラップ型の造波機により発生させた。また、図3-14に示しているように模型浮体を設置しているところは1/100の勾配をもっており、波の進行方向で若干の波高分布をもつことから、波は仕切り板によりつくられた水路の、浮体が設置されているところと同じ水深 $h = 0.3$ mのところ(チャンネル1)で測定した。なお、2浮体動揺を測定する前に、実験を行う波の全周期で、水槽のチャンネル1と浮体の設置位置における波高の関係をあらかじめ調べておき、測定された波を補正して入射波の振幅 $\zeta_0$ を得た。

さらに、図3-14に示すように、2浮体動揺の実験中2浮体の回りにチャンネル2~チャンネル4において波形を測定し、水槽側壁や1/10勾配の消波用のスロープからの反射波などの影響を確認しながら実験を行い、2浮体動揺の結果は、これらの影響がないときの測定値を用いた。

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。  
 また、計算は一定水深の条件が必要であるが、1/100勾配の領域での波高分布は最高でも±5%であったことから、2浮体動揺には影響しないと考えられるので、2浮体を設置した水深  $h = 0.3 \text{ m}$  の一定水深のもとに計算を行う。

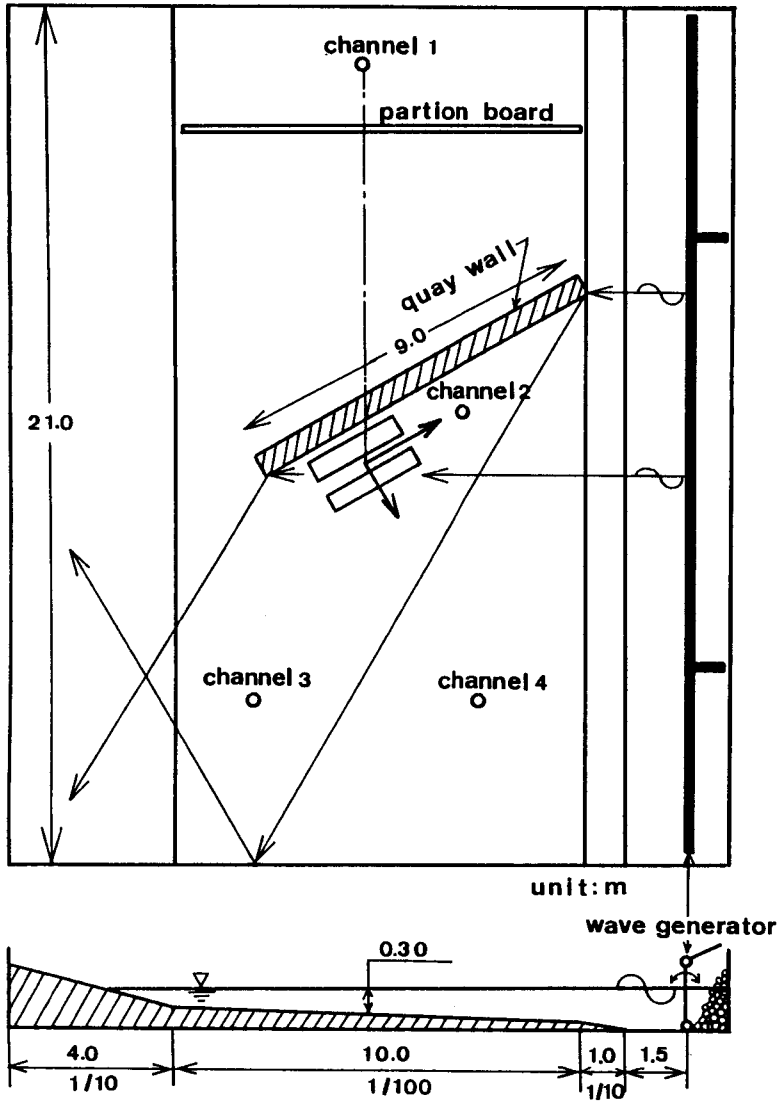
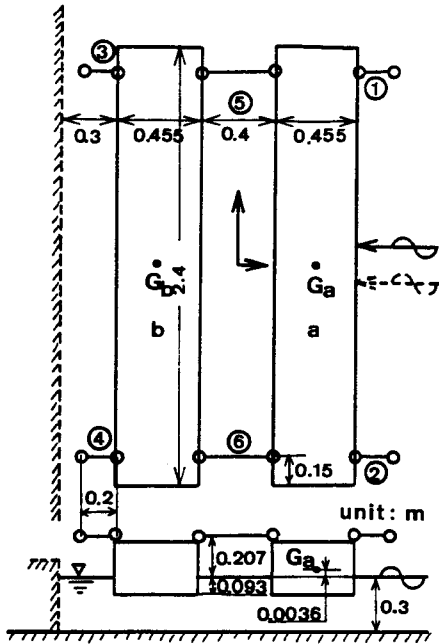


図 3 - 1 4 3次元2浮体動揺実験の配置 (岸壁有,  $\theta = 0^\circ$ ,  $\beta = 30^\circ$ )

質量： $M_a = M_b = 101.556 \text{ kg}$

慣性モーメント： $I_{x_a} = I_{x_b} = 56.9 \text{ kg m}^2$  ,  $I_{y_a} = I_{y_b} = 4.32 \text{ kg m}^2$  ,  $I_{z_a} = I_{z_b} = 56.3 \text{ kg m}^2$

係留索①～⑥のバネ定数： $k_1 = k_2 = \dots = k_6 = 25.0 \text{ kg f/m}$

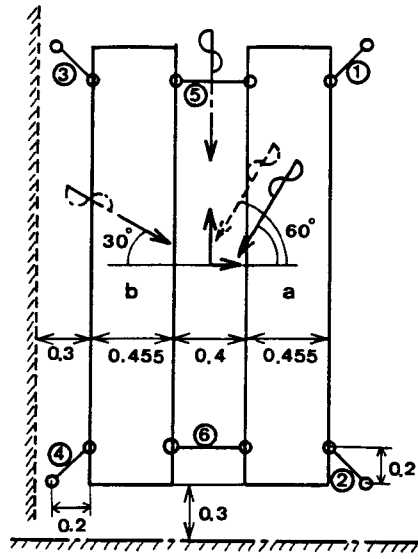


固有周期

スウェー： $T_{SU} = 6.50 \text{ sec}$  , サージ： $T_{SU} = 12.0 \text{ sec}$

ヒープ： $T_H = 0.90 \text{ sec}$  , ピッチ： $T_P = 0.92 \text{ sec}$

ロール： $T_R = 1.24 \text{ sec}$  , ヨー： $T_Y = 4.20 \text{ sec}$



固有周期

スウェー： $T_{SU} = 7.00 \text{ sec}$  , サージ： $T_{SU} = 7.11 \text{ sec}$

ヒープ： $T_H = 0.90 \text{ sec}$  , ピッチ： $T_P = 0.92 \text{ sec}$

ロール： $T_R = 1.24 \text{ sec}$  , ヨー： $T_Y = 9.20 \text{ sec}$

図 3 - 15 3次元2浮体動揺実験の浮体と係留系の諸元

## (2) 岸壁が存在しない場合の3次元解析理論の検証

図3-16と図3-17は、それぞれ岸壁がない透過状態で係留されている2浮体に、波が正横から入射してくる場合の、スウェー、ヒープ、ロールの動揺量と位相差である。図の横軸と縦軸、また実験値と計算値は図3-5と図3-7で示される2次元の場合と同様の表示方法をとっている。

これらの図より、動揺量、位相差とも精度よく計算できることを確認できた。また、動揺特性についても、係留方法が2次元の場合とほとんど同じであるので、図3-5、図3-7で示されたものとほぼ同様であり、計算の精度も同程度であるので、波が正横から入射してくる場合は、2次元計算で十分である。

また、図3-18と図3-19は、それぞれ2浮体に斜めに( $\omega = 60^\circ$ )波が入射してくる場合の、計算と実験による動揺量と位相差を示している。ただし、図3-18の縦軸について、スウェー、ヒープ、ロールは図3-16と同様の表示方法、サージは入射波振幅 $\zeta_0$ による無次元値、ピッチ、ヨーはそれぞれの動揺角に浮体長の半分の $L/2$ を乗じて入射波振幅で除した無次元値を用いている。これらの表示方法によれば、ピッチによる浮体前後端の鉛直方向変位量と、ヨーによる前後端の水平方向変位量が示される。

これらの図より、斜め波の場合には、波が正横から入射してくる場合と比較すると、スウェー、ヒープ、ロールが小さくなっており、また波が正横から入射してくる場合には生じなかった、サージ、ピッチ、ヨーの動揺モードも加わり、合計6自由度の動揺を行うことが分かる。また、図3-18、図3-19によれば、斜め波の場合にも比較的精度よく動揺量、位相差ともに計算できることが確認できる。

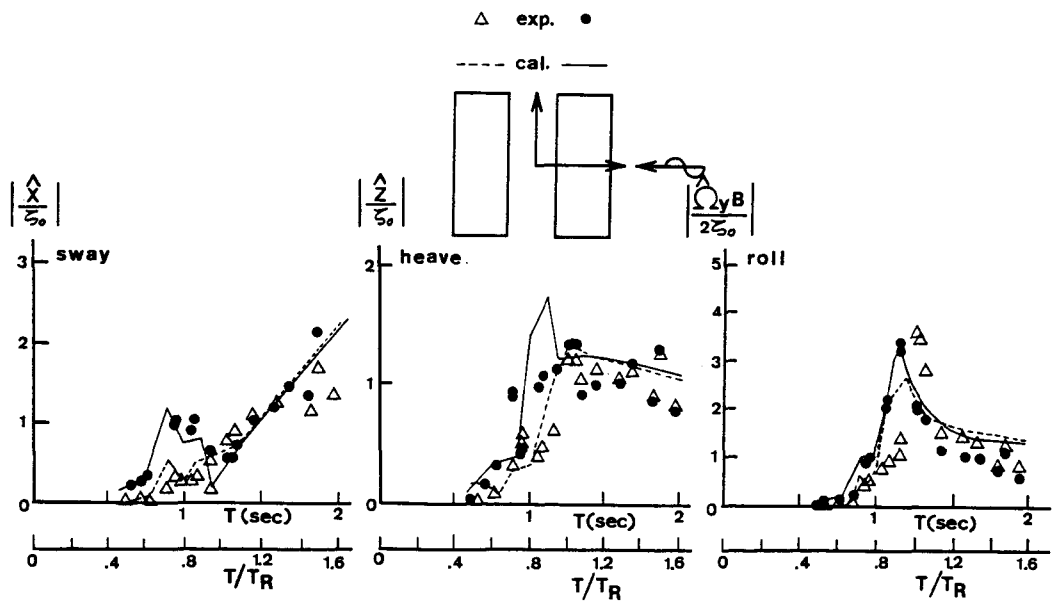


図3-16 実験と計算による透過状態、横波の場合の2浮体動揺

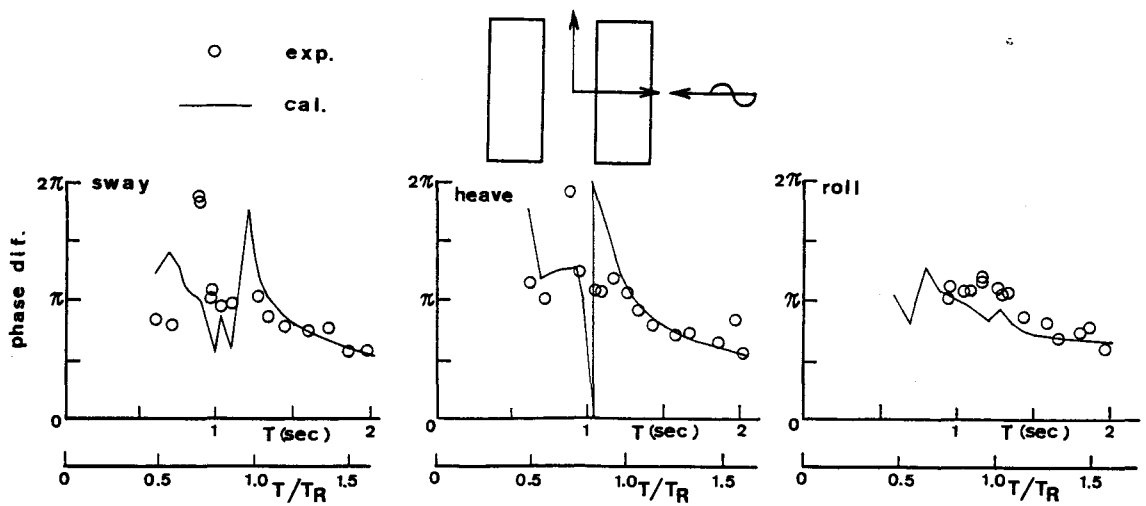


図3-17 実験と計算による透過状態、横波の場合の2浮体動揺位相差

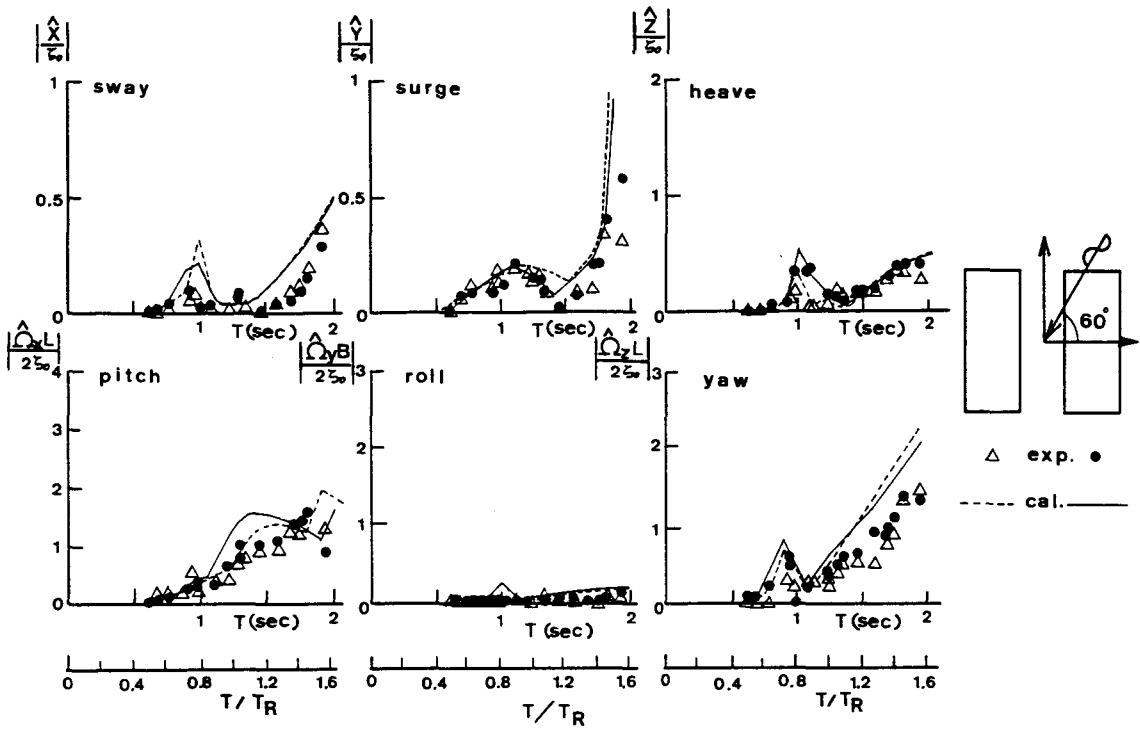


図3-18 実験と計算による透過状態、斜め波の場合の2浮体動揺

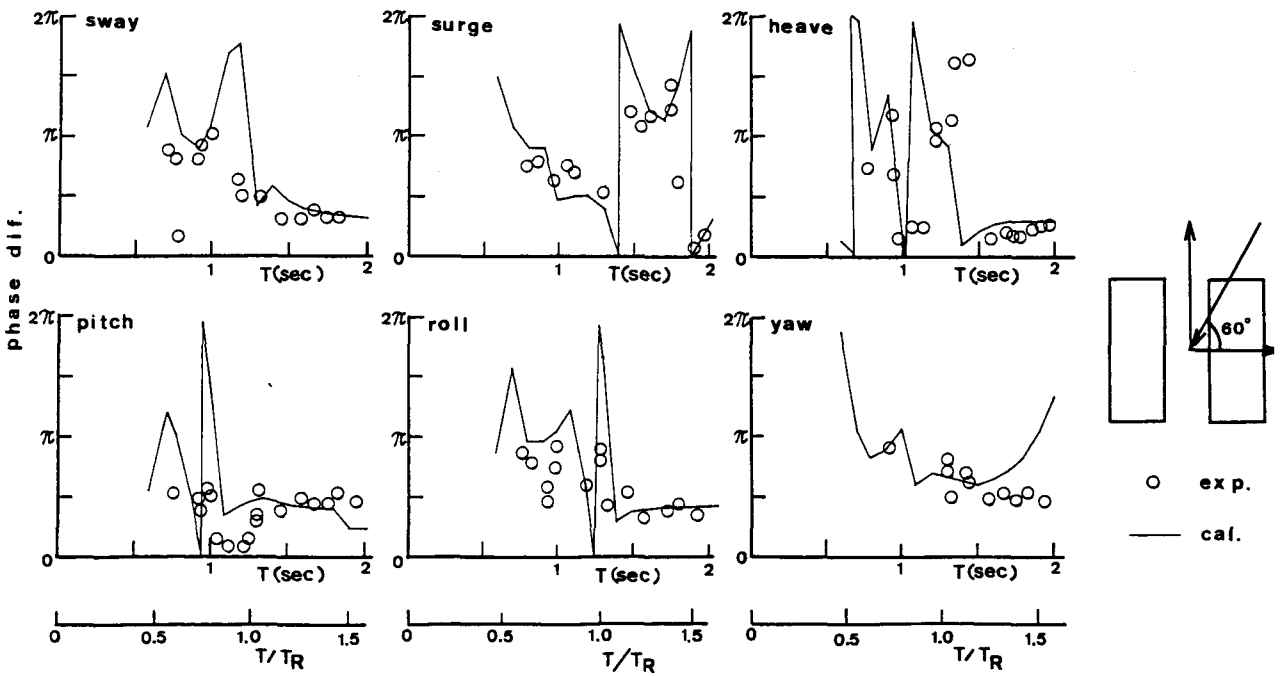


図3-19 実験と計算による透過状態、斜め波の場合の2浮体動揺位相差

### (3) 岸壁が存在する場合の3次元解析理論の検証

図3-20と図3-21は、それぞれ鉛直岸壁前面に平行に係留( $\theta = 0^\circ$ )された2浮体に、波が正横から入射してくる( $\omega = 0^\circ, \beta = 90^\circ$ )場合の、スウェー、ヒープ、ロールの動揺量と位相差である。ただし、図の表現法は図3-9と図3-10で示される2次元の場合と同様である。

これらの図より、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、動揺特性についても、係留方法が2次元の場合とほとんど同じであるので、図3-9、図3-10で示されたものとほぼ同様であり、計算の精度も同程度であるので、波が正横から入射してくる場合は、2次元計算で十分である。

また、図3-22と図3-23は、それぞれ岸壁に平行に係留( $\theta = 0^\circ$ )された2浮体に、斜め波( $\omega = 60^\circ, \beta = 30^\circ$ )が作用した場合の6モードの動揺量と位相差を示している。これらの図より、波が正横から入射してくる場合には生じなかった、サージ、ピッチ、ヨーの動揺モードも加わり、波が正横から入射してくる場合と比較すると、スウェー、ヒープ、ロールの動揺が全体的に小さくなって、動揺の傾向がやや変化し、合計6自由度の動揺を行うことが分かる。また、図3-22、図3-23によれば、斜め波の場合にも比較的精度よく動揺量、位相差ともに計算できることが確認できる。

これに対して、図3-24～図3-27はそれぞれ岸壁に直角な方向に係留( $\theta = 90^\circ$ )された2浮体に、真正面からの波( $\omega = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ )と斜め波( $\omega = 150^\circ, \beta = 30^\circ$ )が作用した場合の6モードの動揺量と位相差を示している。これらの図より岸壁に対して直角な方向に係留( $\theta = 90^\circ$ )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。

また、図3-24に示す横軸のパラメータ $D_L$ は、 $D_a, D_b$ と同じように浮体重心の、岸壁前面に形成される重複波動場内に占める位置を示すものである。図より、サージとピッチが腹( $D_L = 2$ )の位置ではほぼ0となり、節( $D_L = 3$ )の位置ではサージとピッチが極大となるのに対してヒープはほぼ0となっている。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の位置関係によって説明できる。

さらに、図3-24と図3-25に示すように、同一の浮体が岸壁に直角方向に係留( $\theta = 90^\circ$ )され、波が真正面から入射( $\omega = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ )してくる場合は、当然2浮体は全く同じ動揺量となる。また位相差については、岸壁線の方角に対しても波動場が対称になるように、浮体の横方向に非対称な造波特性を示すスウェー、ロール、ヨーが逆位相(位相差 $\pi$ )となり、対称な造



波特性を示すサージ, ヒープ, ピッチが同位相 (位相差  $0, 2\pi$ ) となっている。このことは、2浮体の動揺により生じる発散波 (radiation wave) の相互干渉の効果が最も明瞭に示される例である。

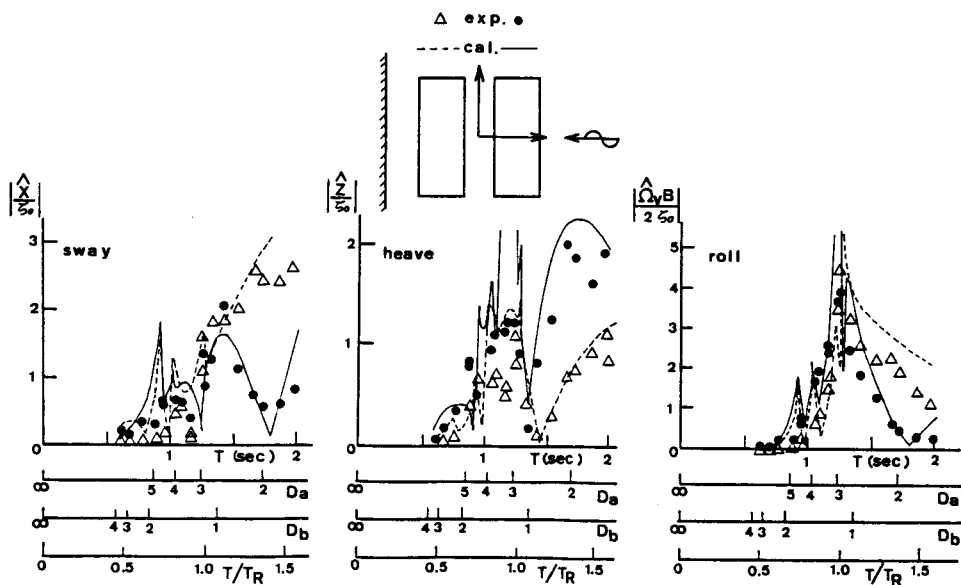


図3-20 実験と計算による岸壁前面、横波の場合の2浮体動揺 ( $\theta = 0^\circ, \beta = 90^\circ$ )

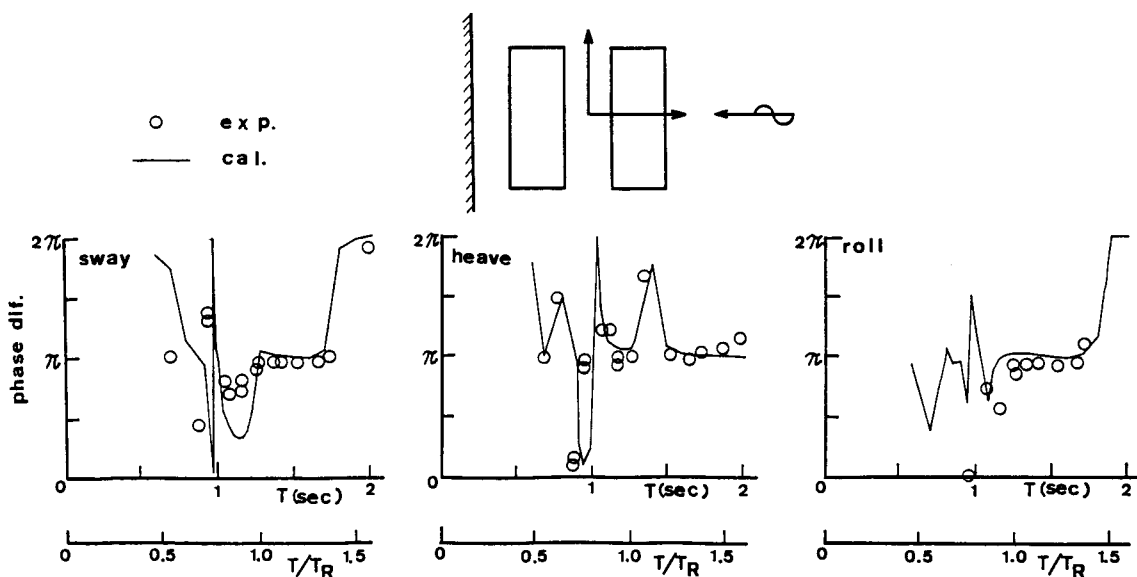


図3-21 実験と計算による岸壁前面、横波の場合の2浮体動揺位相差 ( $\theta = 0^\circ, \beta = 90^\circ$ )

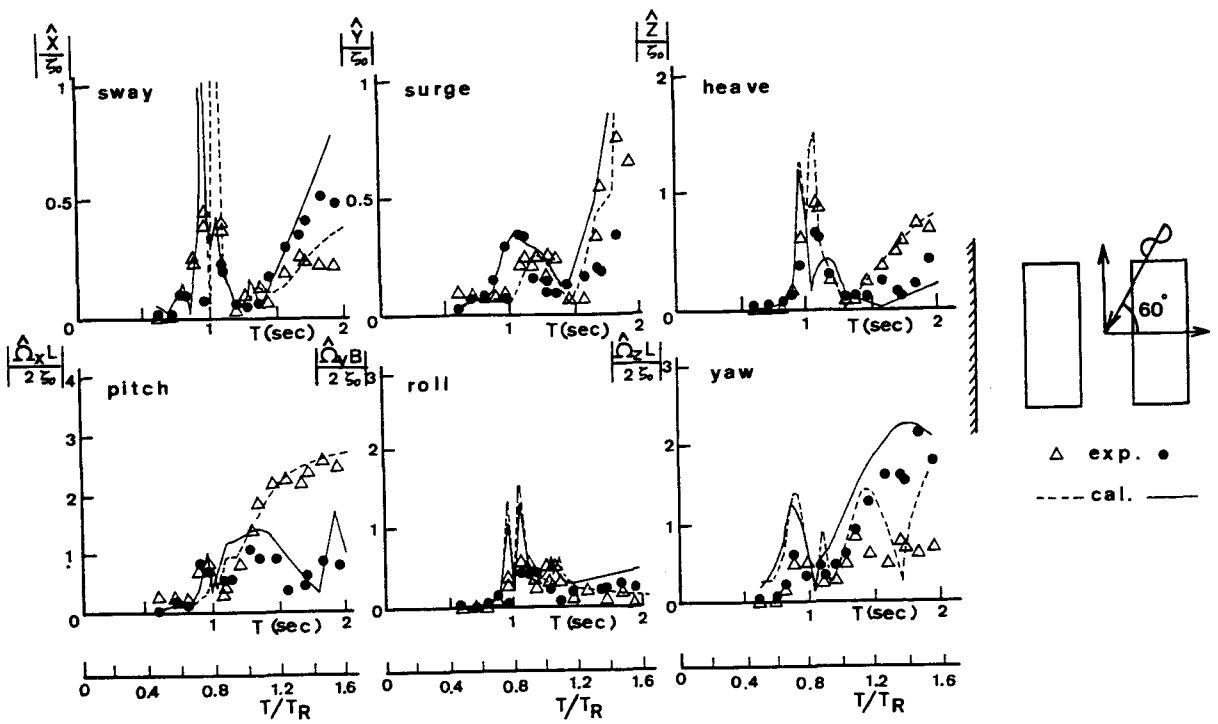


図3-22 実験と計算による岸壁前面、斜め波の場合の2浮体動揺  
 $(\theta = 0^\circ, \beta = 30^\circ)$

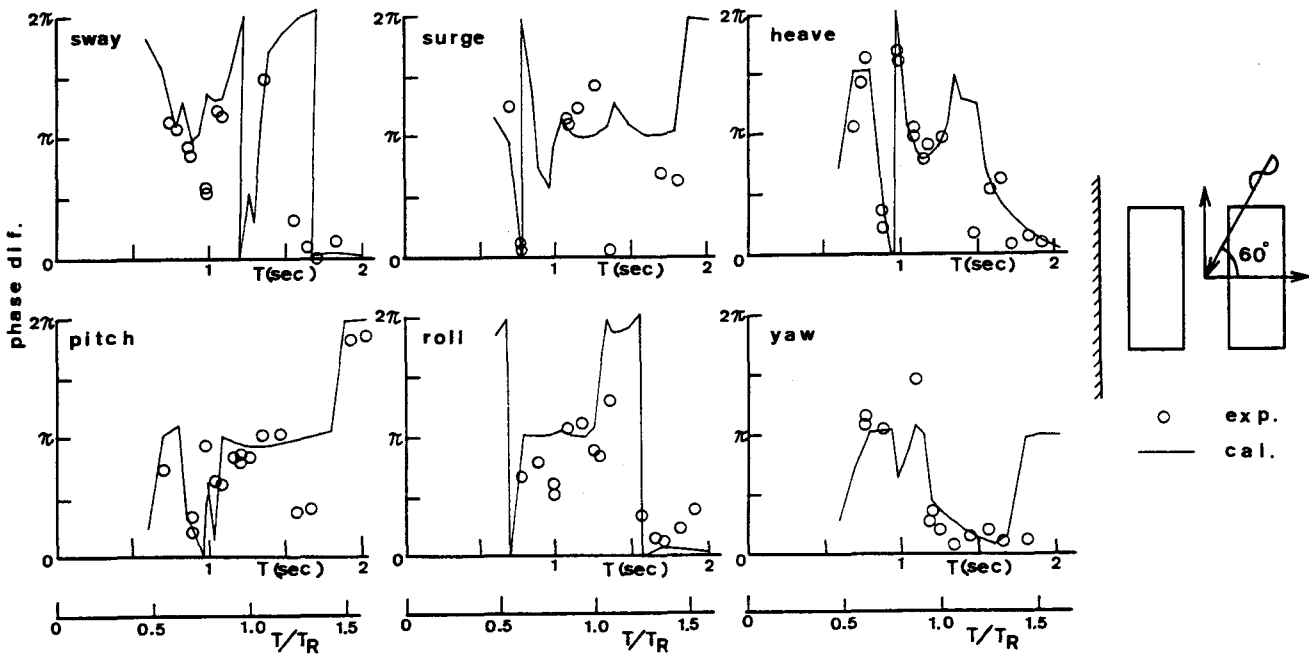


図3-23 実験と計算による岸壁前面、斜め波の場合の2浮体動揺位相差  
 $(\theta = 0^\circ, \beta = 30^\circ)$

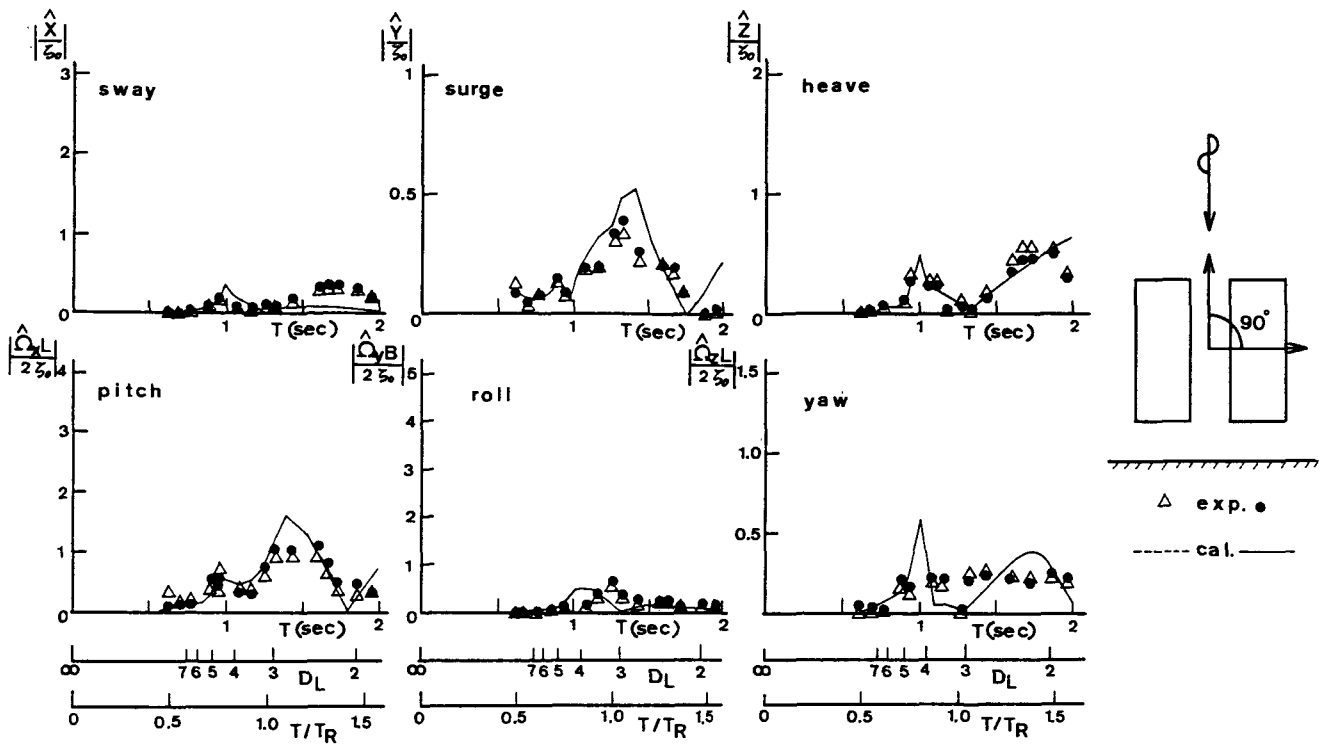


図3-24 実験と計算による岸壁前面に縦に係留された場合の2浮体動揺 ( $\theta = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ )

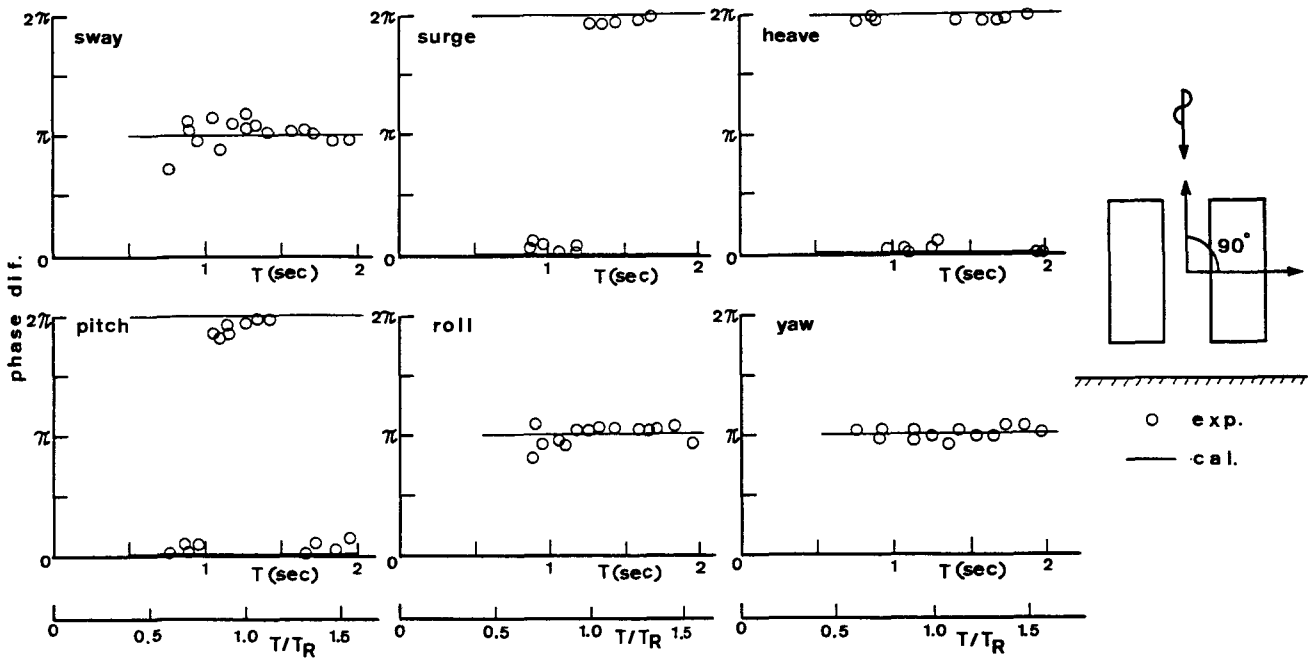


図3-25 実験と計算による岸壁前面に縦に係留された場合の2浮体動揺位相差 ( $\theta = 90^\circ, \beta = 90^\circ$ )

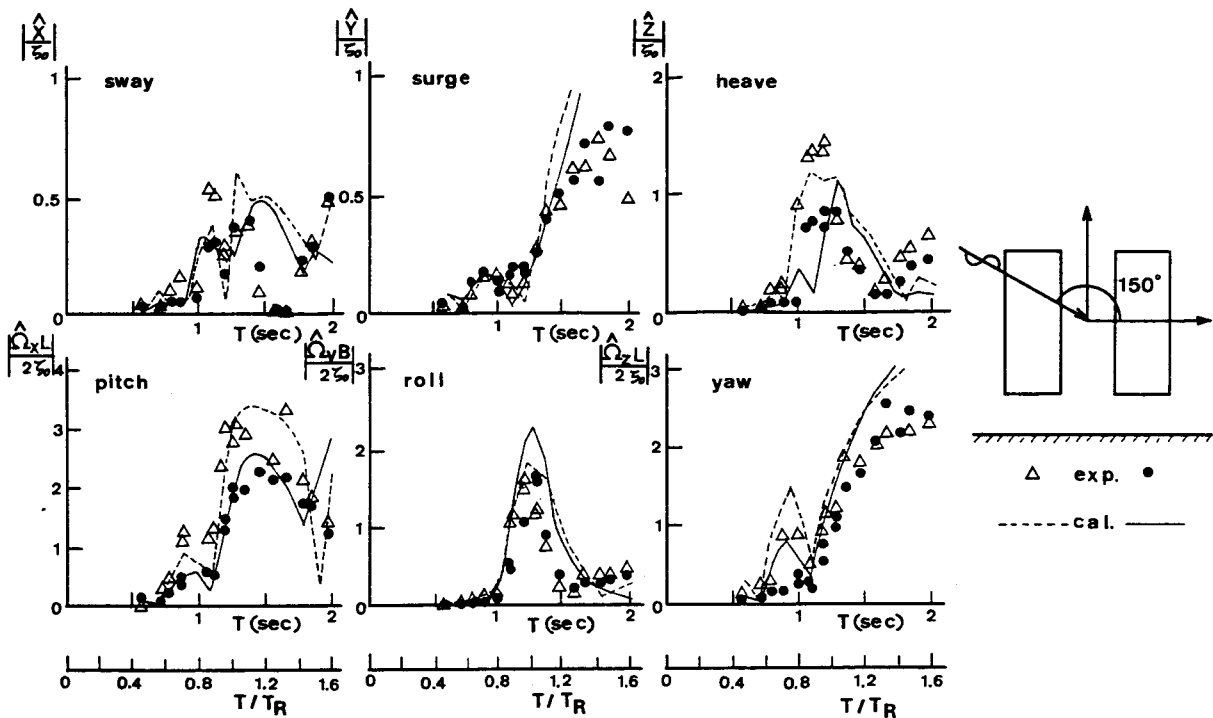


図3-26 実験と計算による岸壁前面に縦に係留された場合の2浮体動揺  
 $(\theta = 90^\circ, \beta = 30^\circ)$

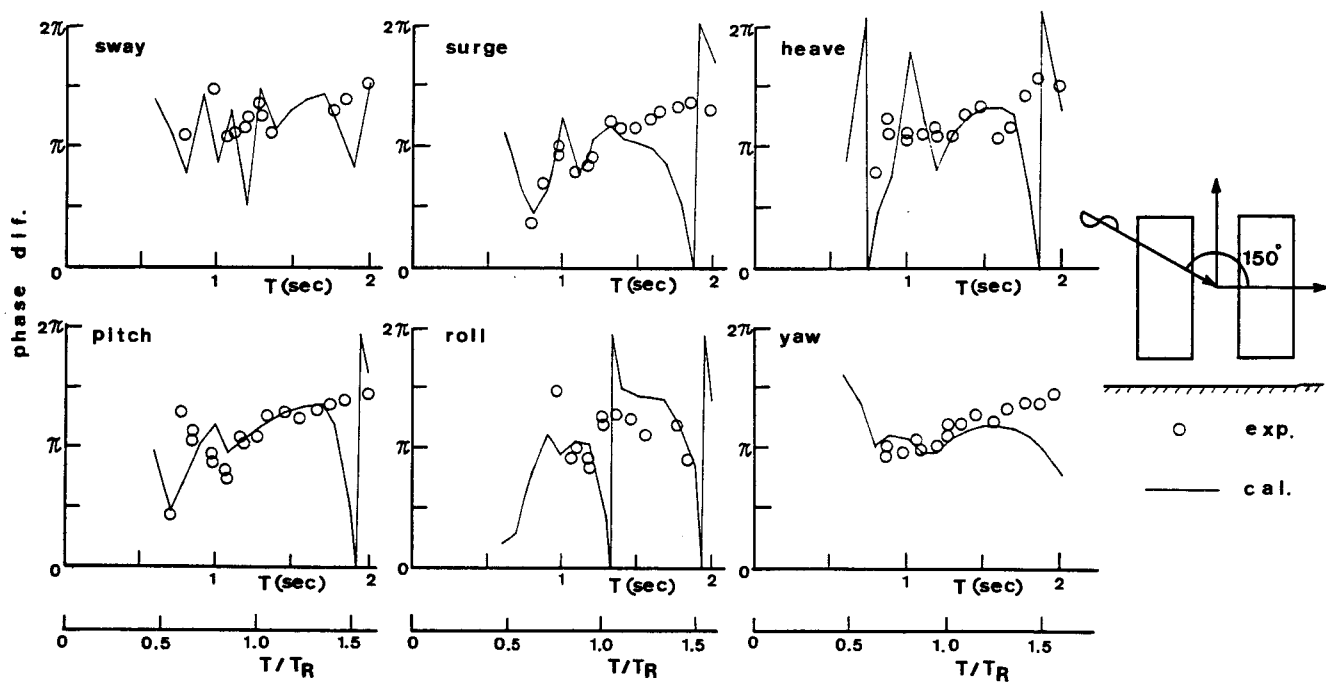


図3-27 実験と計算による岸壁前面に縦に係留された場合の2浮体動揺  
 位相差  $(\theta = 90^\circ, \beta = 30^\circ)$

### 3-5 結語

本章では、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。

3-2では、既往の研究による浮体動揺の解析法を紹介し、従来の方法では、1浮体が単独で係留されている場合の動揺問題が取り扱われており、2浮体動揺が検討された例は非常に少なく、2浮体動揺の特性が示されるまでには至っていないことを示した。

3-3では、2次元の任意形状の2浮体が、任意水底形状の透過状態もしくは岸壁前面に係留されている場合の、2浮体波浪動揺の解析法を示し、水理模型実験によって、2次元計算の精度が十分であることを確認した。また、2浮体動揺特性が、波に対する浮体の反射率・透過率、ならびに比較的長周期の場合の岸壁前面の重複波形と浮体の位置関係から、定性的に説明できることを示した。

3-4では、3次元の任意形状の2浮体が、一定水深のもとに、岸壁のない透過状態および鉛直岸前面に任意の角度で係留された場合の、3次元2浮体動揺解析法を示し、水理実験によって3次元計算の精度が十分であることを確認した。

以上の2次元および3次元の理論解析法は、2浮体のみならず3つ以上の浮体の場合にも簡単に拡張できる。また本論では、規則波の短周期定常動揺問題に限定したが、不規則波が作用したときや非線形係留されたときなどのように時系列解析が必要である場合や、波力や係留力の非線形性の考慮、もしくは港のような任意形状の3次元境界内に2浮体が存在する場合、長周期の動揺問題などへの、2浮体動揺理論の拡張が必要であろう。このような課題については、基本的には、1浮体でのこれらの個々の問題で扱われてきた方法と、本論で示した2浮体動揺解析理論を組み合わせることで対応できると考えられる。

## 参考文献

- (1)青木伸一：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，258p.，1990.11.
- (2)元良誠三：船体と海洋構造物の運動学，成山堂，pp.39~117，1982.5.
- (3)久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：岸壁前面係留船の船体運動へのストリップ法の拡張，第35回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.682~686，1988.11.
- (4)久保雅義，斎藤勝彦，榊原繁樹：岸壁前面での船体運動におけるストリップ法の改善について，日本航海学会論文集，第82号，pp.173~180，1990.3.
- (5)井島武士，田淵幹修，湯村やす：有限水深の波による矩形断面浮体の運動と波の変形，土木学会論文報告集，第202号，pp.33~48，1972.
- (6)瀬戸秀幸：有限要素法による定常波動問題の基礎的研究（第4報），日本造船学会論文集，第144号，pp.88~95，1978.12.
- (7)井島武士，吉田明德，山本督夫：任意断面浮体の2次元係留運動と波の変形，土木学会論文報告集，第272号，pp.53~63，1978.4.
- (8)清川哲志，大山 巧，小林 浩：グリーン関数法による任意形状浮体の動揺解析，土木学会論文報告集，第332号，pp.55~65，1983.4.
- (9)Dortmerssen G. van：The motions of a moored ship in waves，Netherlands Ship Model Basin Publication，No.510，138p.，1976.
- (10)樫木 亨，青木伸一，濱本 敏：港湾形状を考慮した港内船舶の回折・造波問題の解析，第35回海岸工学講演会論文集，土木学会，pp.692~696，1988.11.
- (11)Kim C. H.：The hydrodynamic interaction between two cylindrical bodies floating in beam seas，Sea Grant Report NOAA-2-35249，Stevens Institute of Technology，65p.，1972.10.
- (12)Ohkusu M.：Ship motions in vicinity of a structure，Proc. International Conference on Behaviour of Offshore Structures，The Norwegian Institute of Technology，vol.1，pp.284-306，1976.
- (13)Kim C. H. and Fang M. C.：Vertical relative motion between two adjacent platforms in oblique waves，Journal of Energy Resources Technology，vol.107，pp.455-460，1985.12.
- (14)具 滋三，吉田宏一郎：多数の三次元任意形状物体間の相互干渉，日本造船学会論文集，第165号，pp.193~202，1989.12.

- (15)久保雅義, 斎藤勝彦, 榑原繁樹 : 斜面前面における係留船の船体運動について, 日本航海学会論文集, 第78号, pp.73~81, 1988.3.
- (16)久保雅義, 斎藤勝彦, 榑原繁樹 : 岸壁構造による流体力係数の違いについて, 日本航海学会論文集, 第79号, pp.185~194, 1988.9.
- (17)榑木 亨, 久保雅義 : Slip内の波高分布に関する二、三の考察, 日本航海学会論文集, 第63号, pp.97~106, 1980.8.
- (18)John F. : On the motion of floating bodies, II Simple harmonic motions, Communication on Pure and Applied Mathematics, vol 3., pp.45-101, 1950.
- (19)Wehausen J. V. and Laiton E. V. : Surface waves, Encyclopedia of Physics, ed. s. Flugge, vol.9, Fluid Dynamics III, Springer-Verlag, Berlin, 1960.
- (20)Garrison C. J. : Hydrodynamic loading of large offshore structures ; three-dimensional source distribution methods, Numerical Method in Offshore Engineering, Chapter 3, pp.87-140, John Wiley & Sons, 1978.

## 第4章 2浮体動揺特性

### 4-1 概説

第3章においては、近接して係留された2浮体が、岸壁のない透過状態および岸壁前面に係留された場合の波浪動揺について、2次元および3次元の理論解析の方法を示し、水理模型実験によってこれらの理論の妥当性を検証した。

そこで本章では、第5章の浮体式係船岸、第6章のマリーナ泊地計画などの港内静穏問題に関する実際の状況へ2浮体動揺を応用するまえに、2浮体動揺の基本的な特性についての検討を行う。

4-2では、近接浮体や岸壁および係留方法が浮体動揺に及ぼす影響を2次元実験および2次元数値計算より検討する。さらに、2浮体動揺特有の流体力係数の相反関係について述べるとともに、3次元数値計算により近接浮体および岸壁が、流体力係数や波強制力に及ぼす影響について検討を加え、2浮体間の相互干渉効果を明確にする。

4-3では、応用上重要な2浮体の任意の点間の相対動揺の計算法を示し、浮体の間隔、離岸距離、係留索の強さ、岸壁係留角度などの係留条件が相対動揺にどのように影響するかについて、2次元および3次元数値計算により検討を加える。

### 4-2 2浮体間の相互干渉

#### 4-2-1 近接浮体および岸壁が浮体動揺に及ぼす影響

1浮体単独の波浪動揺に関するこれまでの多くの研究によれば、岸壁などの周辺境界は、浮体動揺に大きな影響を及ぼすことが指摘されていることより<sup>(1)</sup>、与えられるそれぞれの境界は、できるだけ忠実に境界条件を設定したうえで、波浪動揺は解かれるべきである。

そこで本節では、近接して浮体が係留されることにより浮体動揺にどのような影響があるのかを、3-3で行った2次元の数値計算と水理実験によって検討していく。ただし、浮体の諸元は3-3と同様で、係留方法は近接浮体の影響のみをみることができるよう、単独の1浮体の場合と同じ方法で2浮体が独立して係留されているものとする。



図4-1,図4-2は、岸壁のない透過状態の場合の1浮体単独の動揺と、近接して同じ浮体を係留した場合の動揺を比較したもので、図4-1は波の入射側の浮体、図4-2は波の透過側の浮体と比較したものである。またそれぞれ、1浮体単独の場合の実験結果を△印、計算結果を破線で示し、近接して浮体が係留されている場合のものは、実験結果を●印、計算結果を実線で示している。さらに図の横軸、縦軸の表示法は、3-3と同様の方法で記している。

これらの図より、2浮体動揺の各モードにおいて、波の入射側の浮体は単独の場合とほとんど同じであるが、波の透過側の浮体はロールの固有周期 $T_R$ よりも短い周期で単独の場合よりも小さくなっている。この原因は、すでに3-3-2(2)で述べたように、浮体の入射波に対する反射率と透過率の特性より説明できる。つまり、入射側の浮体については、透過側の浮体からの反射波の影響が考えられるが、実際には長い波では2浮体があっても波はほとんど透過してしまし、短い波では入射側の浮体によってほぼ消波され、透過側の浮体による反射波は入射側の浮体の動揺に影響を及ぼす程のものではなくなる。さらに透過側の浮体の場合、短い波の場合に入射側の浮体による入射波の反射によって、作用する波が小さくなるのが原因である。

これに対して図4-3,図4-4は、岸壁前面に係留された場合の1浮体単独の動揺と、近接して同じ浮体が係留されているときの動揺を比較したもので、図4-3は岸壁から遠い方の浮体、図4-4は岸壁に近い方の浮体と、それぞれ同じ離岸距離で係留された単独の1浮体の動揺を比較したものである。なお、図の表記法は、2浮体の場合には実験値を●印、計算値を実線で示し、1浮体単独の場合には実験値を△印、計算値を破線で示しており、横軸の $D_a, D_b$ は3-3-2(3)で示したように、浮体の重心が岸壁前面に形成される重複波動場のどこに位置しているかを示すパラメータである。

まずこれらの図より、岸壁のない透過状態での動揺特性と比較すると、動揺の周期特性にいくつかの山と谷があり、岸壁の存在は浮体動揺に大きく影響していることが分かる。また、2浮体の入射側の浮体では、単独の場合とほとんど同じで、透過側の浮体はロールの固有周期よりも短い波では小さくなる傾向にある。このような特性は、岸壁のない透過状態の場合と同じく入射側の浮体による入射波の反射によって説明できる。さらに、入射側の浮体が重複波動場の腹の位置( $D_a=2$ )ではヒープが極大になり、スウェーがほぼ0となるのに対して、節の位置( $D_a=3$ )付近では、スウェーが大きくなりヒープがほぼ0となっている。また、透過側の浮体が、節の位置( $D_b=1$ )ではヒープがほぼ0となっている。このように比較的波の周期が長い領域での動揺特性は、岸壁前面の重複波内における浮体の位置関係によって説明でき、このことはすでに

3-3-2 (3) において指摘している。

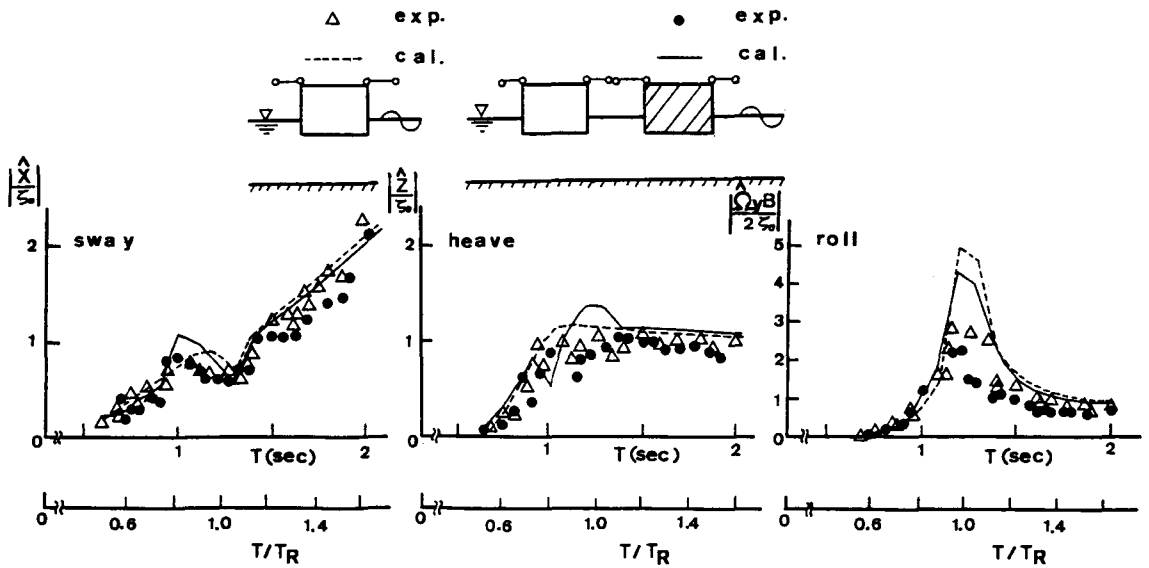


図4-1 透過状態で、浮体が波の入射側にある場合と、浮体がない場合の浮体動揺の比較

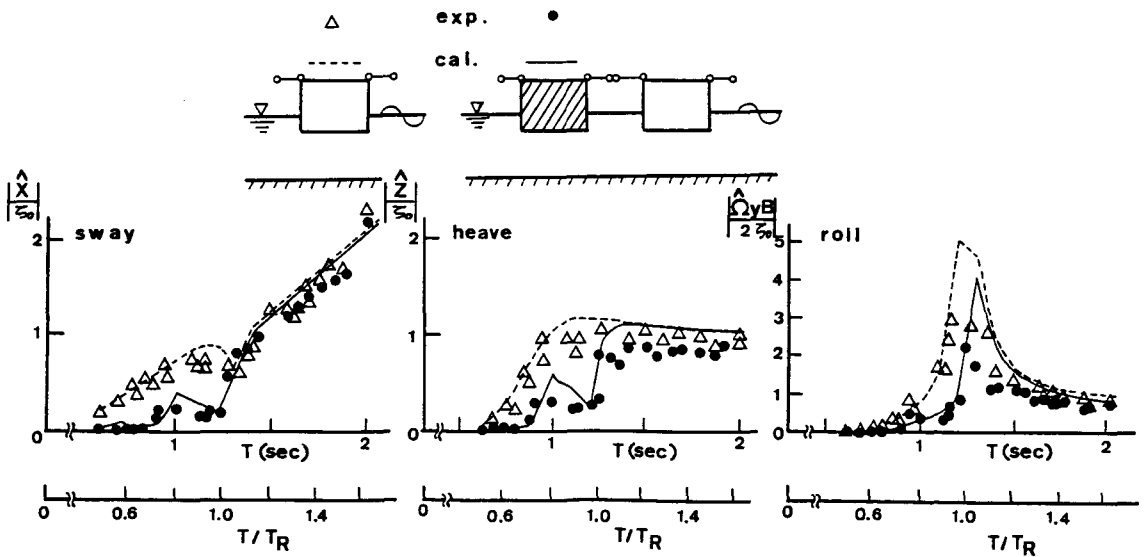


図4-2 透過状態で、浮体が波の透過側にある場合と、浮体がない場合の浮体動揺の比較

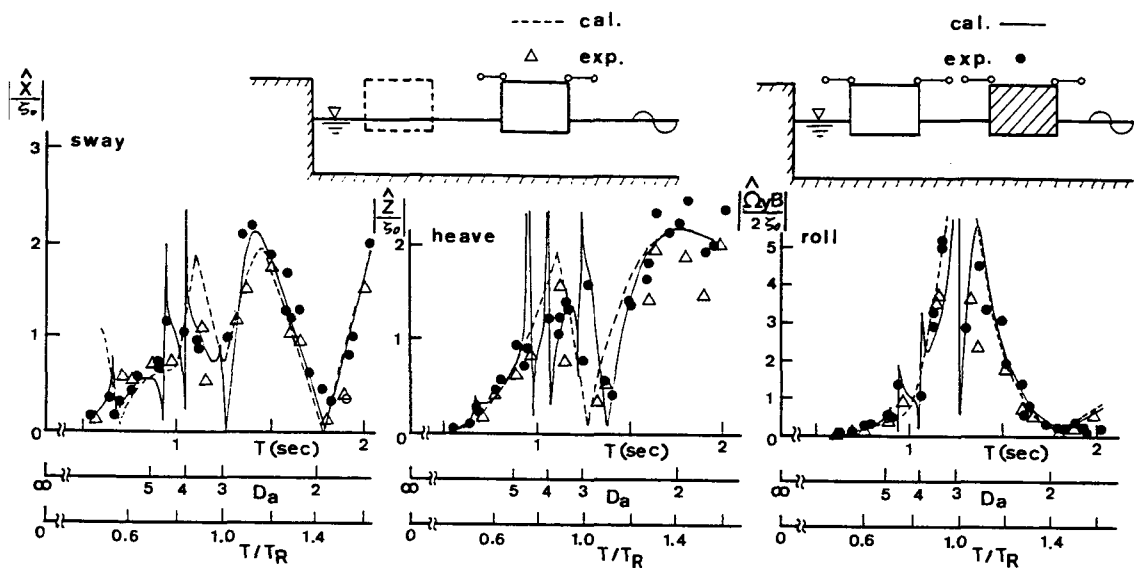


図 4-3 岸壁前面で、浮体が波の入射側にある場合と、浮体がない場合の浮体動揺の比較

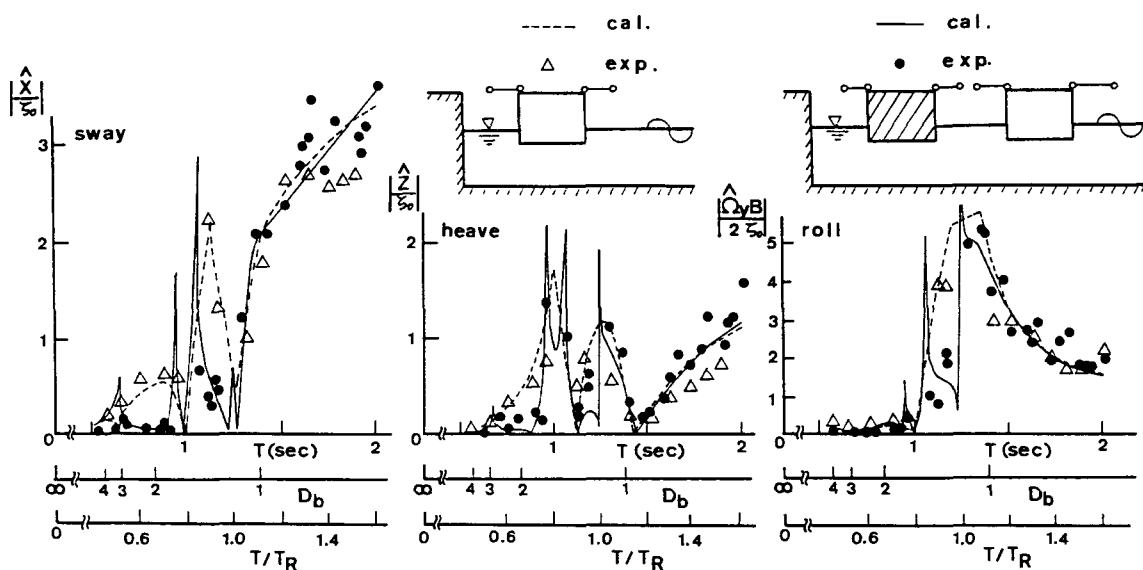


図 4-4 岸壁前面で、浮体が波の透過側にある場合と、浮体がない場合の浮体動揺の比較

#### 4-2-2 2浮体を連結することが浮体動揺に及ぼす影響

ここでは、2浮体を連結することによって2浮体の動揺量と位相差にどのような影響があるかを、3-3で行った2次元の数値計算と水理実験によって検討する。

図4-5～図4-7は、岸壁前面の2浮体が独立して係留されている場合と、他の係留索と同じバネ定数を有する係留索によって2浮体が連結されて係留されている場合を比較したもので、図4-5は岸壁から遠い浮体、図4-6は岸壁に近い浮体、図4-7は2浮体の動揺位相差を比較したものである。なお、この場合の係留索のバネ定数 $K$ は、実験で用いた係留索のバネ定数の、浮体の単位長さ当りのものである。また図の表記は、独立して係留されている場合の実験値を $\Delta$ 印、計算値を破線で示し、連結して係留されている場合はそれぞれ●印と実線で示している。また、位相差の計算値は、連結されている場合も図3-10に示す結果とほとんど同じであるのでここでは割愛している。

これらの図より、他の係留索と同じ硬さの係留索で2浮体を連結した場合には、独立して係留した場合と2浮体の動揺量、位相差ともにほとんど差がないことが分かる。

一方、図4-8～図4-10は、他の係留索の約4倍のバネ定数を有する硬い係留索によって2浮体が係留された場合との比較を行ったものである。図4-8, 図4-9によれば、図4-6, 図4-7と比べると硬い係留索を用いることで動揺量に若干の違いがみられるものの明確な差があるというほどのものではない。また、図4-10によれば、ヒープ, ロールには特に明確な差はないが、スウェーの $T/T_R$ が0.9付近で位相差が異なって、全体的にスウェーが同じ位相になりやすい傾向にあることを示している。これは、水平方向に硬く連結させることによって、他の浮体の動きに引っ張られやすくなっているためであると考えられる。

本論で扱っているような比較的短周期の浮体動揺の場合、係留索のバネ定数の変化が、1浮体単独の動揺には大きな影響を及ぼさないことは、これまでの研究によって指摘されている<sup>(2)</sup>が、2浮体の場合についても、連結する係留索のバネ定数の変化が2浮体の動揺量に大きな影響を及ぼさないことが明らかである。しかしながら、2浮体を水平方向に硬く連結させることによって、スウェーが同じ位相で動揺しやすくなり、位相差への影響があることは見逃せない点である。

さらに1浮体単独の場合、非対称に係留されるとサブハーモニック・モーションを起こすことが指摘されている<sup>(3)</sup>。これに関連して、他よりも硬い係留索

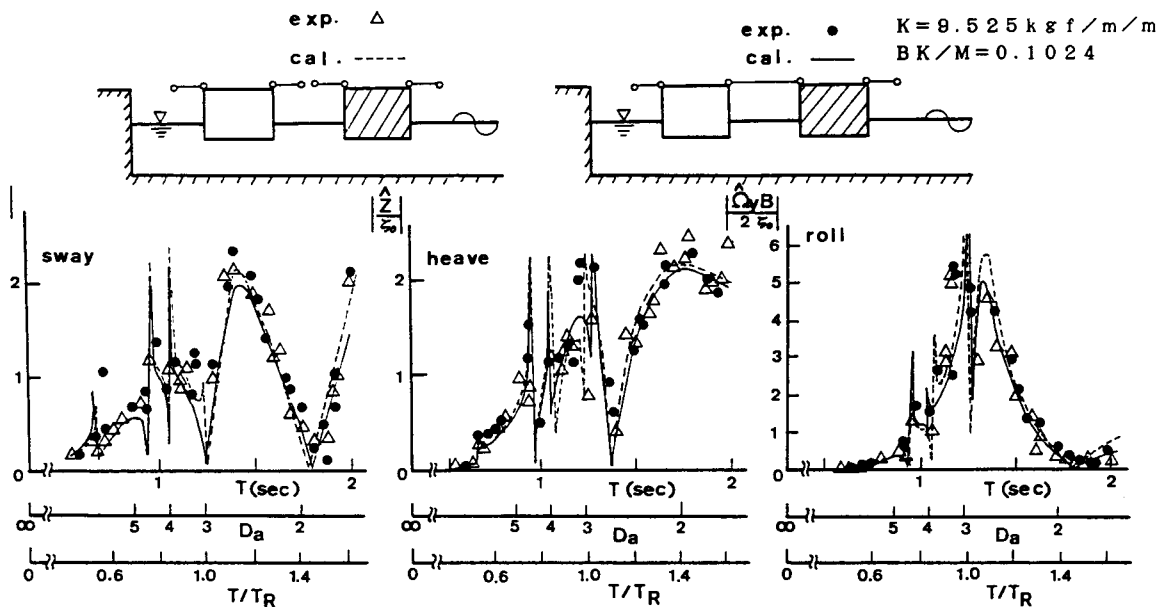


図4-5 2浮体を連結することが浮体動揺に及ぼす影響  
(係留索：弱、入射側浮体)

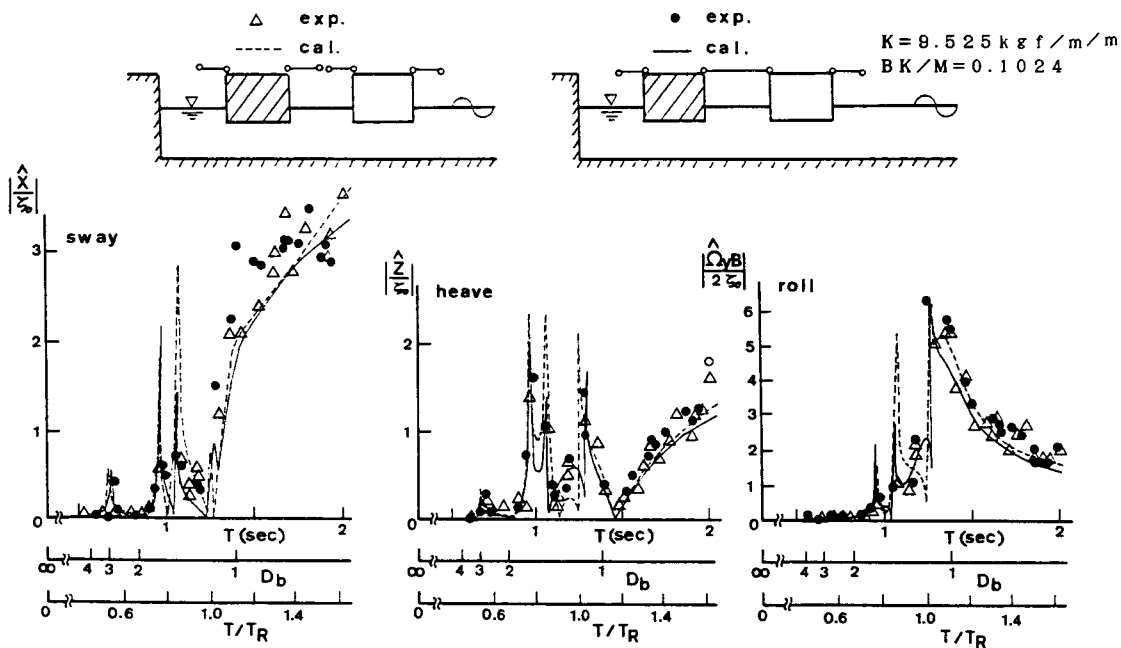


図4-6 2浮体を連結することが浮体動揺に及ぼす影響  
(係留索：弱、透過側浮体)

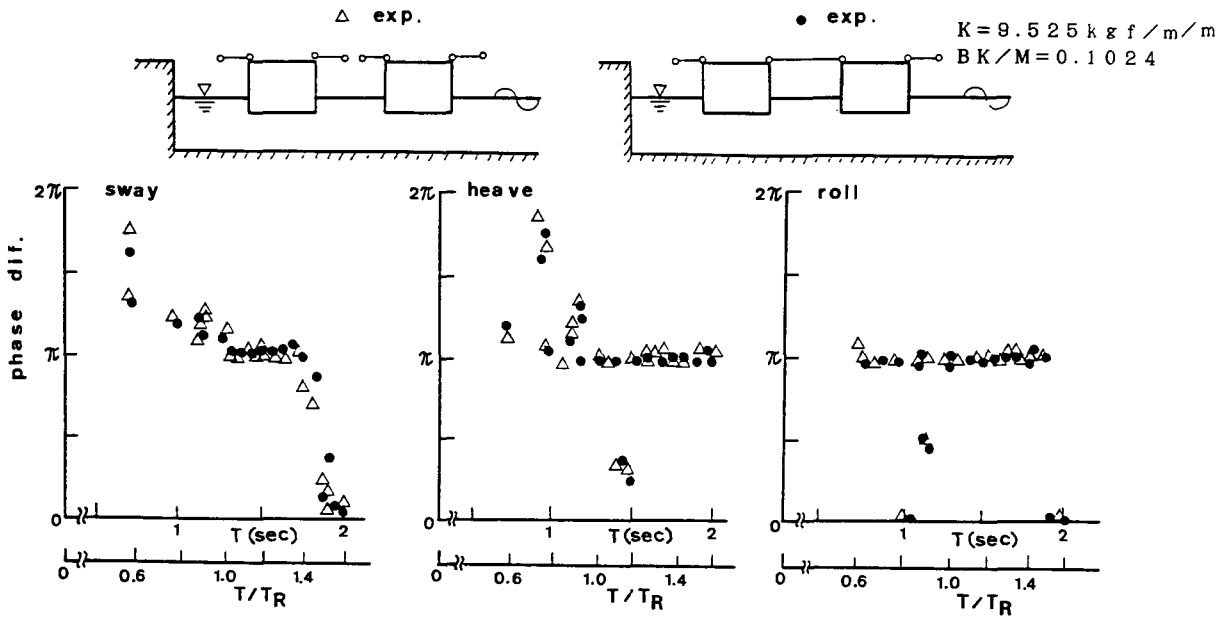


図 4-7 2浮体を連結することが動揺位相差に及ぼす影響  
(係留索：弱)

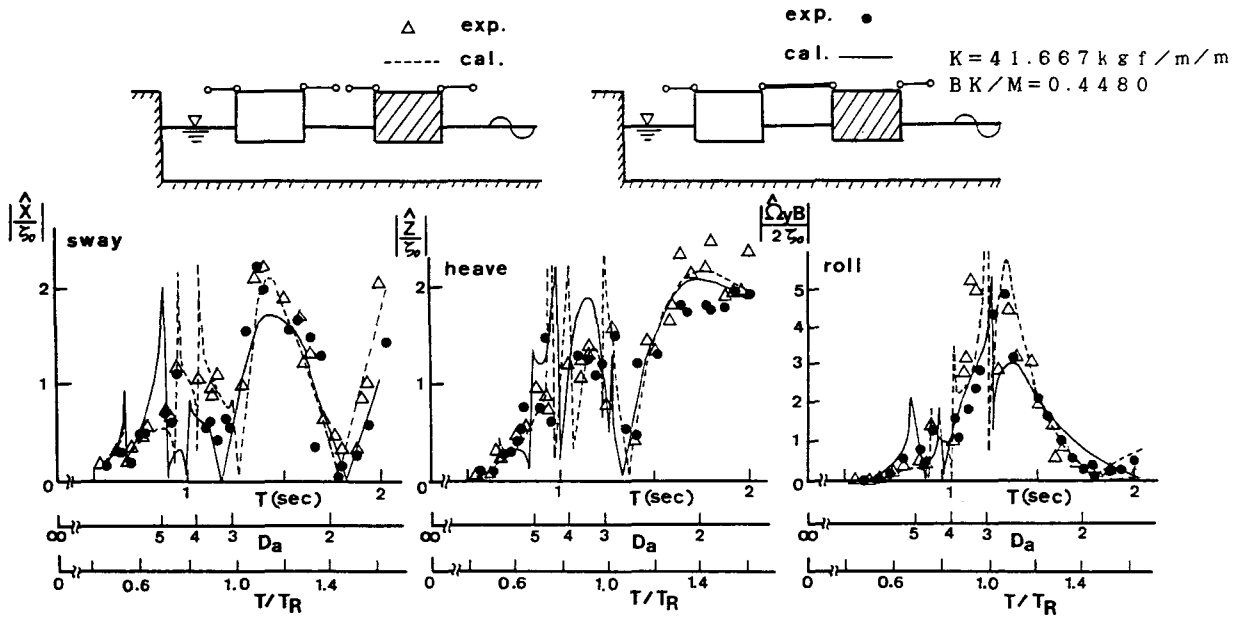


図 4-8 2浮体を連結することが浮体動揺に及ぼす影響  
(係留索：強、入射側浮体)

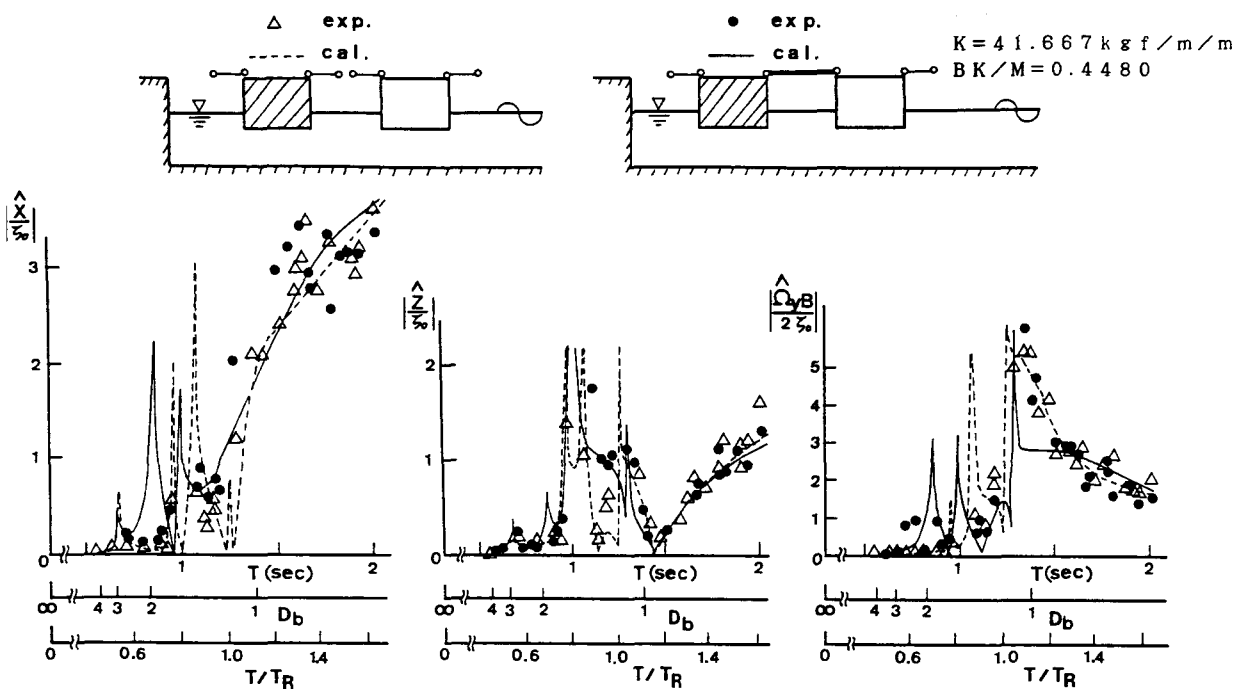


図4-9 2浮体を連結することが浮体動揺に及ぼす影響  
(係留索：強、透過側浮体)

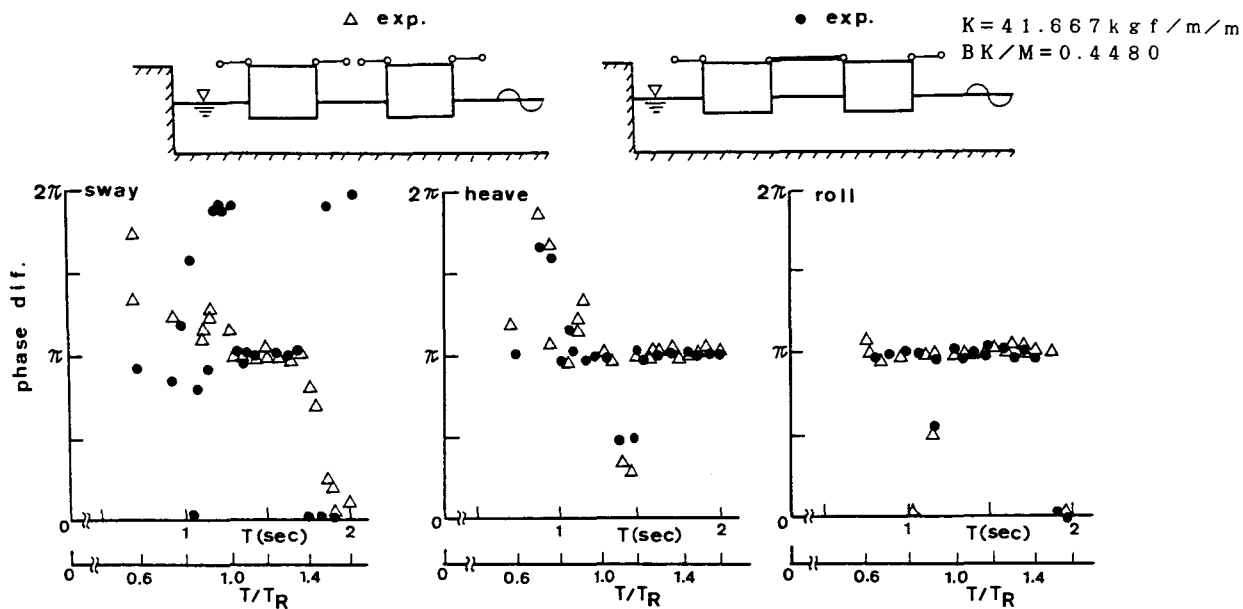


図4-10 2浮体を連結することが動揺位相差に及ぼす影響  
(係留索：強)

で2浮体を連結した場合、それぞれの浮体についてみると非対称な係留になっているが、2浮体をひとつの運動系とみれば、ここで用いている2浮体は対称に係留されており、実験においてもサブハーモニック・モーションはみられない。

#### 4-2-3 2浮体動揺における流体力係数の相反関係

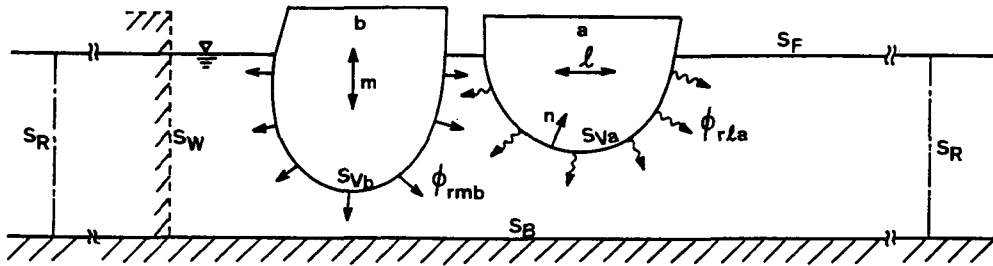


図4-11 2浮体動揺によるラディエーション・ポテンシャル

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<sup>(4)</sup>、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<sup>(5)</sup>。そこでここでは、2浮体動揺における2浮体の相互干渉効果を、ラディエーション力より検討するために、3-4で行った3次元理論解析によって2浮体間の流体力係数にどのような相反関係が成り立つのかを導き、実際に2浮体間の流体力係数の相反関係が成り立つことを、数値計算で確かめる。

図4-11に示すように、一定水深で岸壁のない透過状態もしくは岸壁前面において、2浮体a, bそれぞれが $\xi$ モード,  $m$ モードの動揺を行ったとき、3-4と同様にラディエーション・ポテンシャル関数をそれぞれ $\phi_{r\ell a}$ ,  $\phi_{r\ell b}$ とする。

さて、 $\phi_{r\ell a}$ ,  $\phi_{r\ell b}$ に式(3.115)のグリーンの公式を適用し、ラディエーション・ポテンシャル関数に関する基礎方程式と、境界条件に、透過状態では式(3.100)~(3.105)、岸壁がある場合にはそれに加えて式(3.141)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。

$$\int_{S_{U_a}} \phi_{r\ell b} \cdot n_{\ell a} \, d s = \int_{S_{U_b}} \phi_{r\ell a} \cdot n_{\ell b} \, d s \quad (4.1)$$



また同様に、浮体 a の  $\varrho$  モードと m モードのラディエーション・ポテンシャル関数  $\phi_{r\varrho a}, \phi_{rma}$  にグリーンの公式とポテンシャルに関する基礎式と境界条件を考慮すれば以下のような関係が得られる。

$$\int_{S_{Ua}} \phi_{r\varrho a} \cdot n_{ma} \, ds = \int_{S_{Ua}} \phi_{rma} \cdot n_{\varrho a} \, ds \quad (4.2)$$

さらに、浮体 b の  $\varrho$  モードと m モードのラディエーション・ポテンシャル関数  $\phi_{r\varrho b}, \phi_{rmb}$  についても次式が成り立つ。

$$\int_{S_{Ub}} \phi_{r\varrho b} \cdot n_{mb} \, ds = \int_{S_{Ub}} \phi_{rmb} \cdot n_{\varrho b} \, ds \quad (4.3)$$

さて、式 (3.81), (3.82), (3.85), (3.86) の関係と、式 (4.2), (4.3) の関係より、次式のような流体力係数の相反関係が成り立つ。

$$M_{\varrho a m a} = M_{m a \varrho a}, \quad N_{\varrho a m a} = N_{m a \varrho a} \quad (\varrho, m = 1, 2, \dots, 6) \quad (4.4)$$

$$M_{\varrho b m b} = M_{m b \varrho b}, \quad N_{\varrho b m b} = N_{m b \varrho b} \quad (\varrho, m = 1, 2, \dots, 6) \quad (4.5)$$

ここに、例えば  $M_{\varrho a m a}, N_{\varrho a m a}$  は浮体 a の m モードの動揺によって浮体 a の  $\varrho$  モードに作用する付加質量および減衰係数である。

式 (4.4), (4.5) は、浮体自身の流体力係数の相反関係 (Timman-Newman の関係) 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<sup>(5)</sup> 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。

また同様に、式 (3.81), (3.82), (3.85), (3.86) の関係と、式 (4.1) より 2 浮体間の流体力係数の相反関係が以下のように得られる。

$$M_{\varrho a m b} = M_{m b \varrho a}, \quad N_{\varrho a m b} = N_{m b \varrho a} \quad (\varrho, m = 1, 2, \dots, 6) \quad (4.6)$$

ここに、 $M_{\varrho a m b}, N_{\varrho a m b}$  は浮体 b の m モードの動揺によって浮体 a の  $\varrho$  モードに作用する付加質量および減衰係数であって、これらの大きさが 2 浮体間のラディエーション力の相互作用の大きさに直結することは、式 (3.84) より明らか

かである。

このように、2浮体動揺時の2浮体間の流体力係数の相反関係は、式(4.6)に示されるような関係となることが分かる。また、式(4.4)～(4.6)で示される相反関係は、式(4.1)～(4.3)が岸壁の有無に左右されず成り立つことから、岸壁前面に2浮体が任意の角度で係留されている場合についても成り立つ。

図4-12～図4-14は、3-4で用いた2浮体について、式(4.6)に示すような2浮体間の流体力係数の相反関係を、3次元数値計算により確認したものである。図4-12は岸壁のない透過状態、図4-13は2浮体が岸壁に平行に係留( $\theta = 0^\circ$ )された場合、図4-14は2浮体が岸壁に直角に係留( $\theta = 90^\circ$ )された場合の、浮体aのスウェーと浮体bのヒープの間の流体力係数の相反関係を示している。また、図の横軸、縦軸の無次元値は、図4-12中に示すような方法によっている。

これらの図より、岸壁の有無、岸壁への係留角度にかかわらず、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分かる。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、 $\tilde{\sigma}$ が5付近のように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きた原因は、この計算を行った際に、 $\tilde{\sigma}$ が5付近では、微小要素の面積の最大値 $\Delta S$ と波長 $\lambda_0$ 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 $\tilde{\sigma}$ が3以下であり、 $\tilde{\sigma} = 3$ での $\sqrt{\Delta S}/\lambda_0$ の値はほぼ0.1であることより、2浮体動揺の計算における浮体の離散化は、 $\sqrt{\Delta S}/\lambda_0$ の値が最大でも0.1程度にすべきであることが分かる。

さらに、図4-12と図4-14はほとんど同じであり、この流体力係数には浮体の方向と直角な方向の岸壁の影響はほとんどないことが示されているが、このような性質については次の4-2-4で述べることにする。

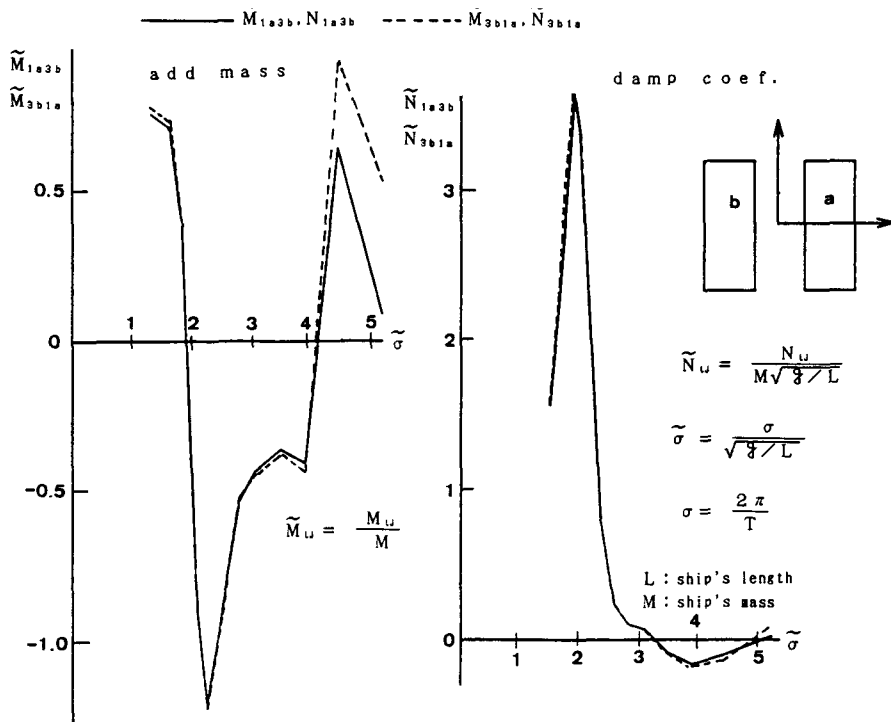


図 4 - 1 2 2 浮体の流体力係数の相反関係 (透過状態)

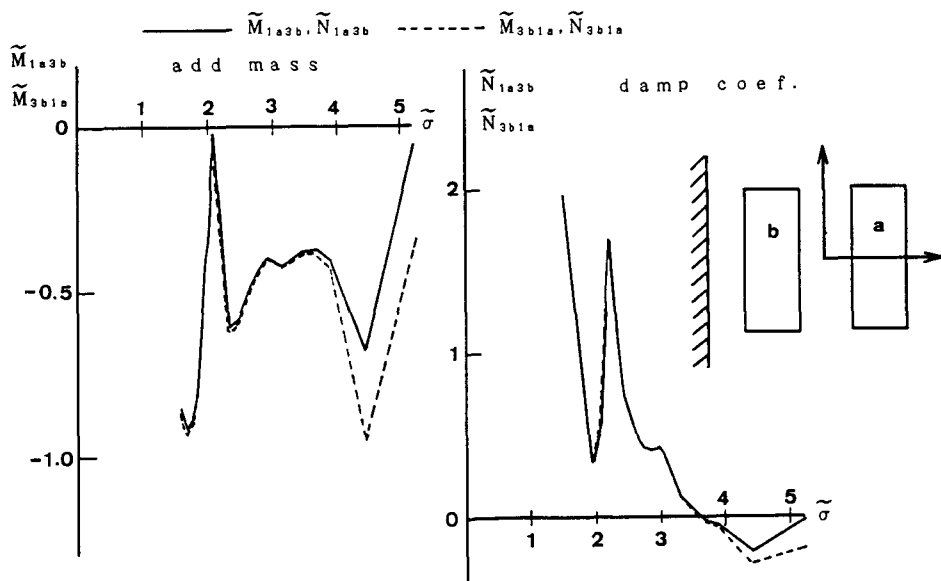


図 4 - 1 3 2 浮体の流体力係数の相反関係 (岸壁前面,  $\theta = 0^\circ$ )

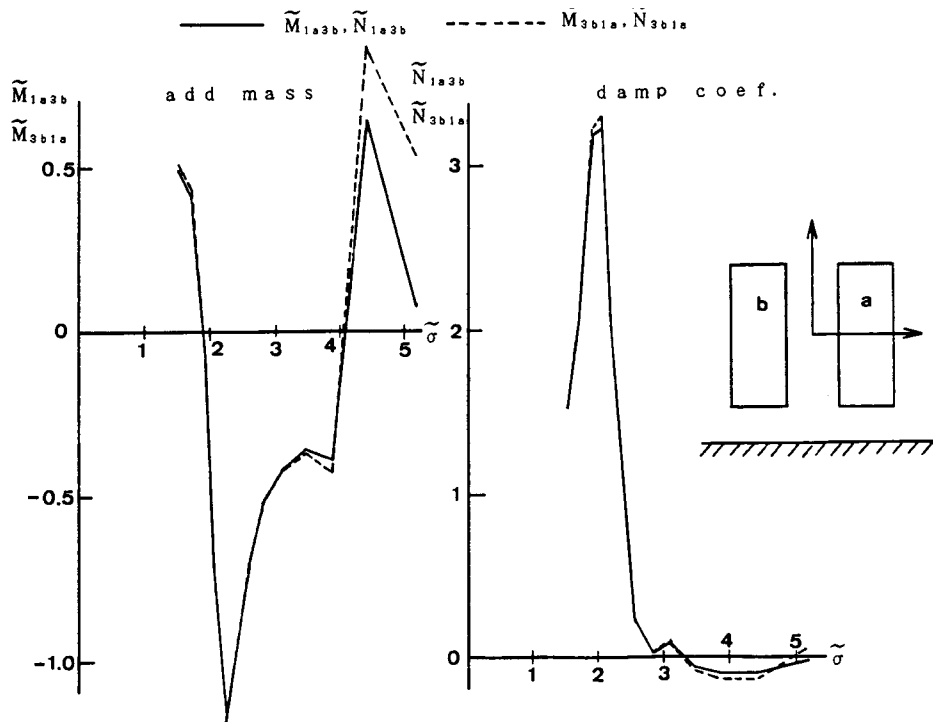


図4-14 2浮体の流体力係数の相反関係（岸壁前面,  $\theta = 90^\circ$ ）

#### 4-2-4 近接浮体および岸壁が流体力係数に及ぼす影響

これまでの1浮体の動揺に関する研究によれば、岸壁などの周辺境界は浮体の流体力係数に大きく影響することが指摘されている<sup>(6)</sup>。そこで、ここでは3次元数値計算により近接浮体および岸壁の存在が流体力係数にどのように影響するかについて述べることにする。

図4-15は、3-4で用いた浮体のスウェー運動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（図中実線で示す）と、岸壁前面に1浮体が係留されている場合（図中一点鎖線で示す）と、近接して同じ大きさの浮体が係留されている場合（図中破線で示す）との比較を行ったものである。ただし、図の縦軸および横軸は図4-12中で示した表記法と同じである。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にも指摘されている<sup>(1)</sup>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くない。

また、図4-16は2浮体が近接している場合に、岸壁に対する係留角によって流体力係数がどのように違ってくるかをみたものである。この図は、図4

- 15と同じく浮体bのスウェー運動によって浮体b自身のスウェー方向に作用する流体力係数を示しており、岸壁のない透過状態を実線、2浮体が岸壁と平行に係留 ( $\theta = 0^\circ$ ) されている場合を一点鎖線、岸壁と直角な方向に2浮体を係留した場合 ( $\theta = 90^\circ$ ) を破線で示している。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。このような性質は、図4-12と図4-14の比較においてもみられる。

これに対して、図4-17は前後方向の運動であるサージの流体力係数を比較したものである。この場合は、図4-16とは対照的に、岸壁が浮体と直角である場合に大きく異なり、岸壁が浮体と平行である場合にはほとんど変わらない。

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分かる。

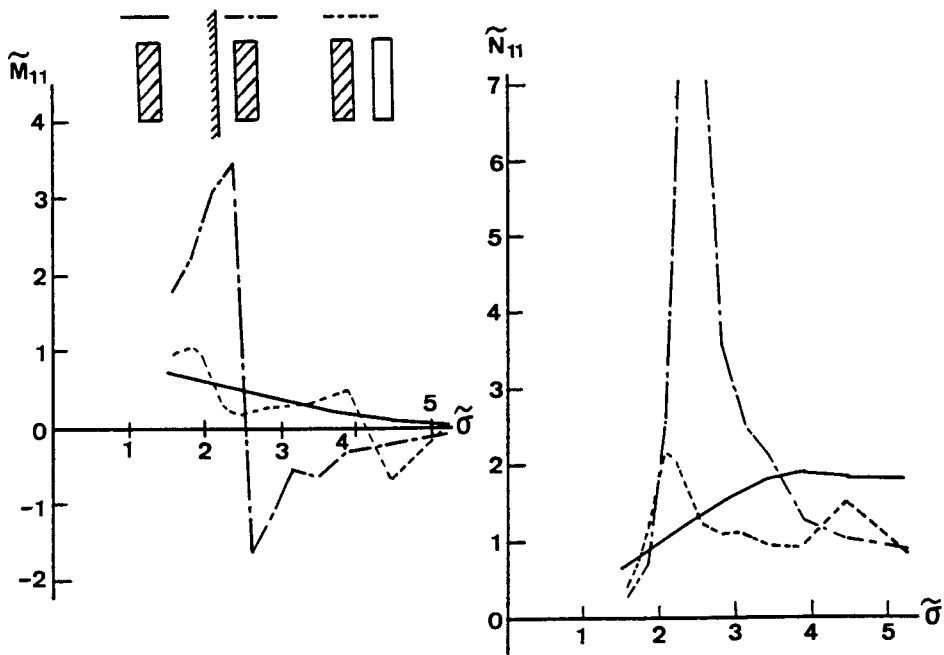


図4-15 近接浮体および岸壁があることによる流体力係数の変化

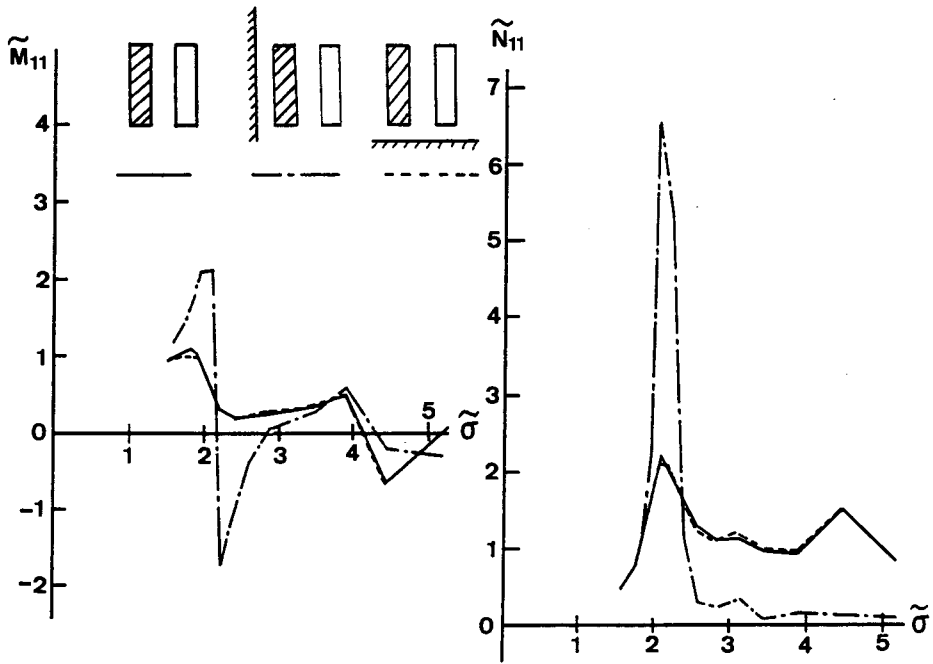


図 4 - 1 6 岸壁への係留角の変化が流体力係数に及ぼす影響  
(スウェー=スウェー)

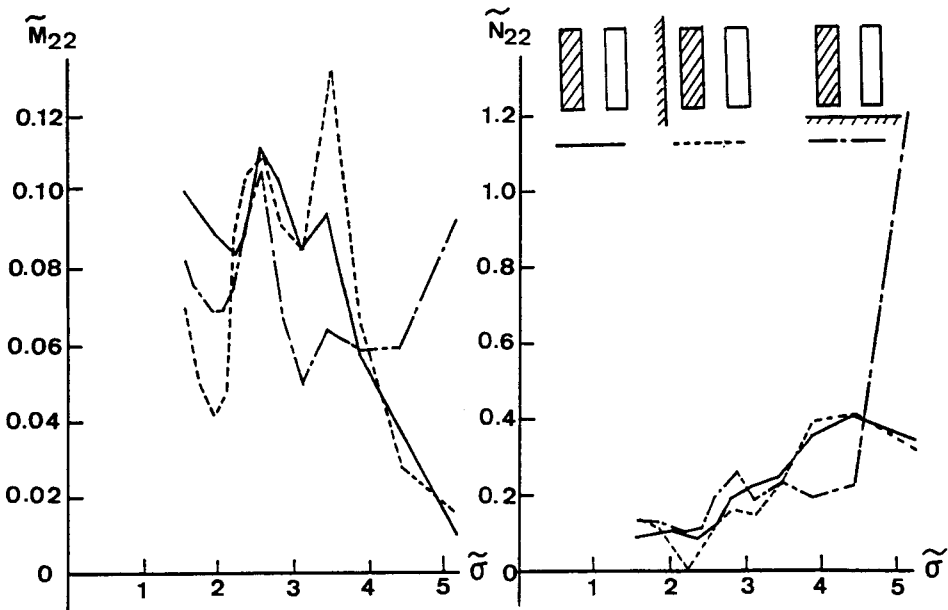


図 4 - 1 7 岸壁への係留角の変化が流体力係数に及ぼす影響  
(サージ=サージ)

#### 4-2-5 近接浮体および岸壁が波強制力に及ぼす影響

ここでは、近接浮体および岸壁によって、浮体に作用する波強制力に及ぼす影響を3-4で用いた2浮体の3次元計算により検討する。

図4-18は、岸壁のない透過状態で係留された2浮体に正横より波が作用した場合のスウェーとヒープの波強制力 $F_1^{(E)}$ ,  $F_3^{(E)}$ を $\rho g h^2 \zeta_0$ で無次元化した値を、1浮体の場合(図中実線で示す)と、2浮体の波の入射側の浮体(図中一点鎖線で示す)および透過側の浮体(図中破線で示す)とで比較したものである。これより、近接して浮体があることは、波強制力にも大きく影響すること、および2浮体で比較すると、ほとんどの周期で入射側の浮体に作用する波強制力の方が透過側のそれに比べて大きい。

図4-19は、岸壁前面に浮体が岸壁と平行に係留( $\theta = 0^\circ$ )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4-19を図4-18と比較すると、岸壁があることより、波強制力は大きく異なることが明らかとなる。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それよりも大きいことが分かる。また、図4-19の実線と点線の違いは、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なることを示している。

また、第3章でも示したように、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、第3章や4-2-1で示された正横より波を受けた場合の2浮体の動揺特性を裏づけている。

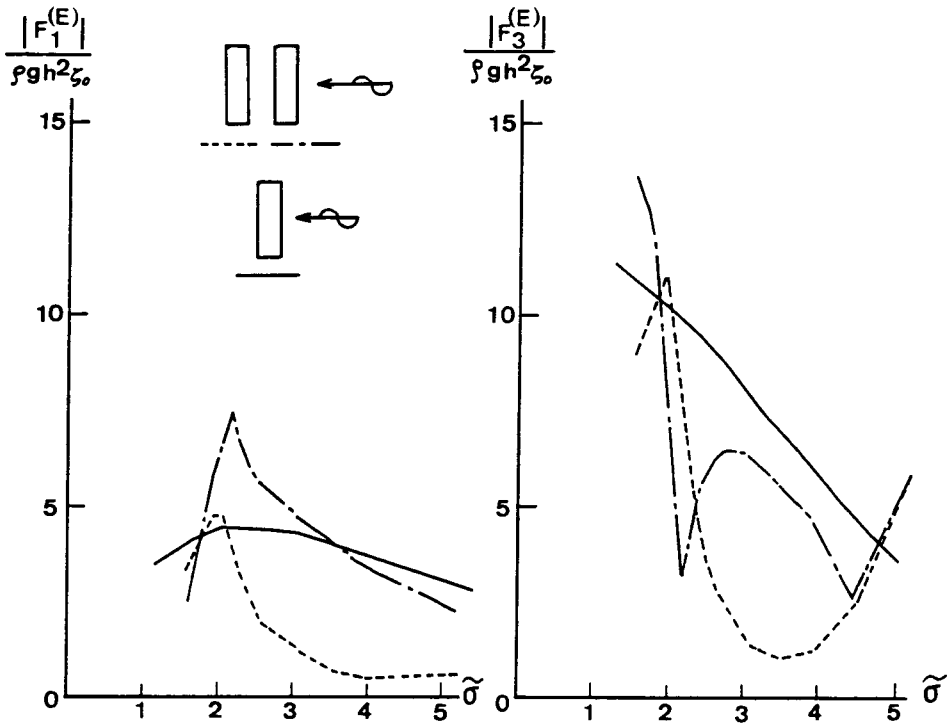


図 4 - 1 8 透過状態で近接浮体が波強制力に及ぼす影響

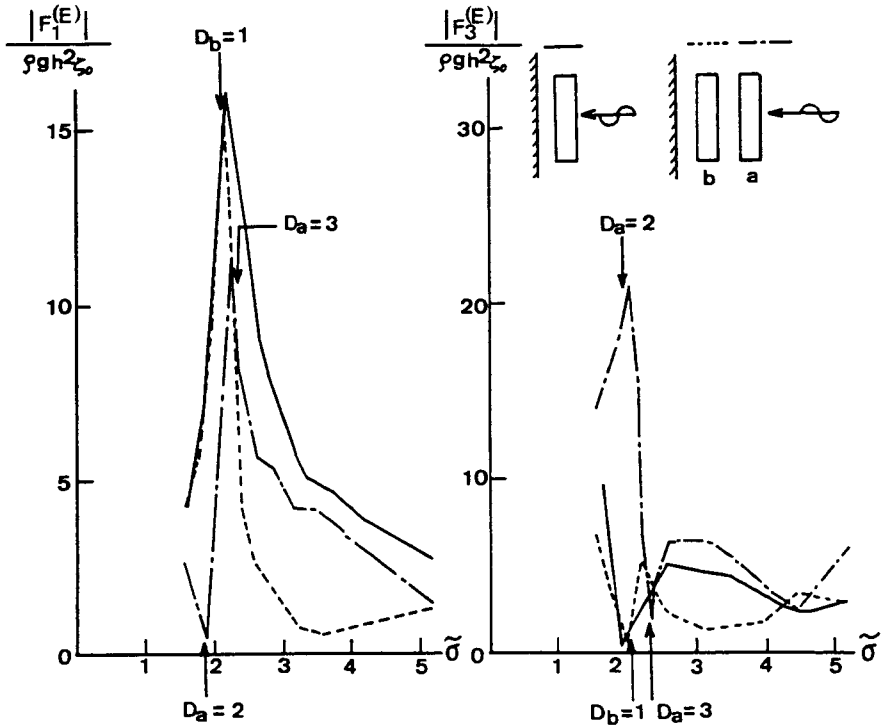


図 4 - 1 9 岸壁前面で近接浮体が波強制力に及ぼす影響



### 4-3 2浮体の相対動揺特性

4-2では、近接浮体や岸壁、2浮体を連結する係留索の硬さなどが2浮体それぞれの動揺特性と流体力にどのような影響を及ぼすかについて検討した。

また、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論へ応用する場合には重要な要素である。2浮体の相対動揺は、浮体の各モードの動揺量と位相差およびモード間の位相のずれの組合せで決まるが、動揺量と位相差をこれまでのように別々にみているは分かりにくい。そこで以下では、各浮体の任意の点と点の間の相対動揺の計算法を示し、種々の係留方法の違いが2浮体の相対動揺にどのように影響するかを2次元および3次元計算により検討する。

#### 4-3-1 2浮体相対動揺の算定法

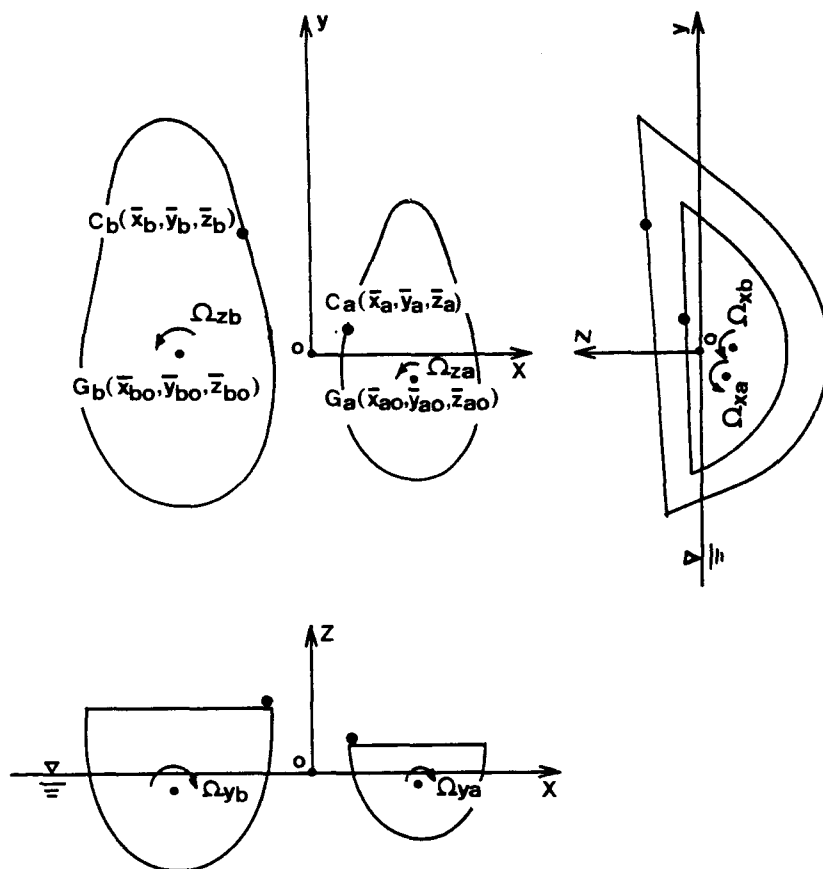


図4-20 2浮体相対動揺の評価点

いま、図4-20に示すような浮体a, bの任意の点C<sub>a</sub> ( $\bar{x}_a, \bar{y}_a, \bar{z}_a$ ) と C<sub>b</sub> ( $\bar{x}_b, \bar{y}_b, \bar{z}_b$ ) の間の相対動揺を求める。

点C<sub>a</sub>での左右、前後および上下の変位量  $x_{ca}, y_{ca}, z_{ca}$  は、以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x_{ca} &= \{ \hat{X}_a + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} - (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{za} \} \exp(-i\sigma t) \\ y_{ca} &= \{ \hat{Y}_a - (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{xa} + (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{za} \} \exp(-i\sigma t) \\ z_{ca} &= \{ \hat{Z}_a + (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{xa} - (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

同様に点C<sub>b</sub>での左右、前後および上下の変位量  $x_{cb}, y_{cb}, z_{cb}$  は、以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x_{cb} &= \{ \hat{X}_b + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} - (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{zb} \} \exp(-i\sigma t) \\ y_{cb} &= \{ \hat{Y}_b - (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{xb} + (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{zb} \} \exp(-i\sigma t) \\ z_{cb} &= \{ \hat{Z}_b + (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{xb} - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} \} \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

ここに、 $(\bar{x}_{a0}, \bar{y}_{a0}, \bar{z}_{a0})$ ,  $(\bar{x}_{b0}, \bar{y}_{b0}, \bar{z}_{b0})$  はそれぞれ浮体a, bの重心座標、 $\sigma$ は動揺の角周波数、 $t$ は時間、 $i$ は虚数単位 ( $=\sqrt{-1}$ ) で、 $\hat{X}_a, \hat{Y}_a, \hat{Z}_a, \hat{\Omega}_{xa}, \hat{\Omega}_{ya}, \hat{\Omega}_{za}$ , および  $\hat{X}_b, \hat{Y}_b, \hat{Z}_b, \hat{\Omega}_{xb}, \hat{\Omega}_{yb}, \hat{\Omega}_{zb}$  はそれぞれ浮体a, bのスウェー, サージ, ヒープ, ピッチ, ロール, ヨーの複素振幅である。

さて、点C<sub>a</sub>からみた点C<sub>b</sub>の左右、前後および上下の相対変位を、 $X(t), Y(t), Z(t)$  とすると、これらは以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} X(t) &= \text{Re}(x_{cb} - x_{ca}) \\ Y(t) &= \text{Re}(y_{cb} - y_{ca}) \\ Z(t) &= \text{Re}(z_{cb} - z_{ca}) \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

ここに、 $\text{Re}(\quad)$  は  $(\quad)$  内の実数部を示す。よって式 (4.9) に式 (4.7), (4.8) を代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned}
 X(t) &= \text{Re} \left\{ \hat{X}_b - \hat{X}_a + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} - (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \right. \\
 &\quad \left. - (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{zb} + (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{za} \right\} \cos \sigma t \\
 &\quad + \text{Im} \left\{ \hat{X}_b - \hat{X}_a + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} - (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \right. \\
 &\quad \left. - (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{zb} + (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{za} \right\} \sin \sigma t \\
 Y(t) &= \text{Re} \left\{ \hat{Y}_b - \hat{Y}_a - (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{xb} + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{xa} \right. \\
 &\quad \left. + (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{zb} - (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{za} \right\} \cos \sigma t \\
 &\quad + \text{Im} \left\{ \hat{Y}_b - \hat{Y}_a - (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0}) \hat{\Omega}_{xb} + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{xa} \right. \\
 &\quad \left. + (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{zb} - (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{za} \right\} \sin \sigma t \\
 Z(t) &= \text{Re} \left\{ \hat{Z}_b - \hat{Z}_a + (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{xb} - (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{xa} \right. \\
 &\quad \left. - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} + (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \right\} \cos \sigma t \\
 &\quad + \text{Im} \left\{ \hat{Z}_b - \hat{Z}_a + (\bar{y}_b - \bar{y}_{b0}) \hat{\Omega}_{xb} - (\bar{y}_a - \bar{y}_{a0}) \hat{\Omega}_{xa} \right. \\
 &\quad \left. - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} + (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \right\} \sin \sigma t
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

ここに、 $\text{Re}\{\quad\}$ ,  $\text{Im}\{\quad\}$  は、 $\{\quad\}$  内の2浮体の各モードの複素振幅のうち実数部および虚数部をとることを示す。

したがって、数値計算によって2浮体の複素振幅が得られれば、式 (4.10) によって2浮体の任意の点間の相対動揺が求められる。

#### 4-3-2 浮体の間隔が2浮体相対動揺に及ぼす影響

図4-22は、図4-21に示すような岸壁前面に係留された同じ大きさの2つの矩形浮体の間隔Rを変化させることによって、2浮体を連結している点 $C_a$ ,  $C_b$ の相対動揺の水平および鉛直方向成分がどのように影響されるかを、2

次元数値計算によって表わしたものである。図4-22の縦軸には、それぞれの方向の相対動揺を入射波振幅 $\xi_0$ で無次元化した値をとり、横軸には、入射波長 $\lambda_0$ を浮体の幅 $B$ で無次元化したものと、浮体のロールの固有周期 $T_R$ で入射波の周期 $T$ を無次元化した値をとっている。ただし、ここで示される2つの横軸の関係は、図4-21で示される2浮体についてのみ対応するものである。また、岸壁から近い方の浮体の離岸距離 $S$ と2浮体を連結する係留索のバネ定数 $K$ を一定にしている。

これより、浮体の間隔を変化させても相対動揺にはあまり影響しないことが分かる。また現実に港内静穏論への応用を考えると、浮体式係船岸のように荷役装置や2浮体間の係留方法などの制約があり、2浮体の間隔を大きく変えることは難しく、浮体間隔を変えることは相対動揺を小さくするための対策には適さないと考えられる。

$$B_a/h = B_b/h = 1.517, \quad H_a/h = H_b/h = 1.0$$

$$d_a/h = d_b/h = 0.31$$

$$\bar{x}_{a0} = \frac{R+B_a}{2}, \quad \bar{x}_{b0} = -\frac{R+B_b}{2}$$

$$\bar{z}_{a0} = 0.0387 d_a, \quad \bar{z}_{b0} = 0.0387 d_b$$

$$x_a = R/2, x_b = -R/2, z_a = 0.69 H_a, z_b = 0.69 H_b$$

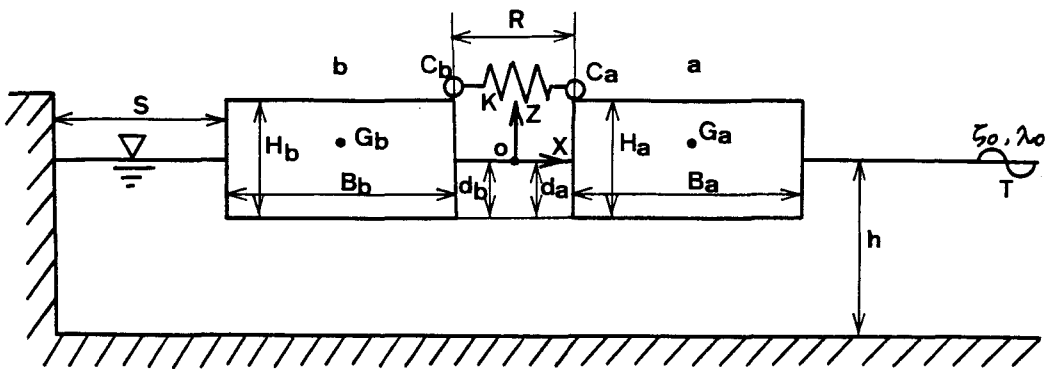


図4-21 相対動揺特性確認のための計算条件

BK/M = 0.1024

S/B = 0.659

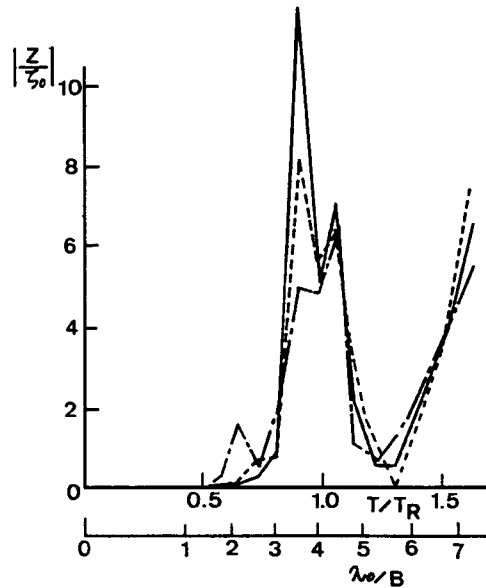
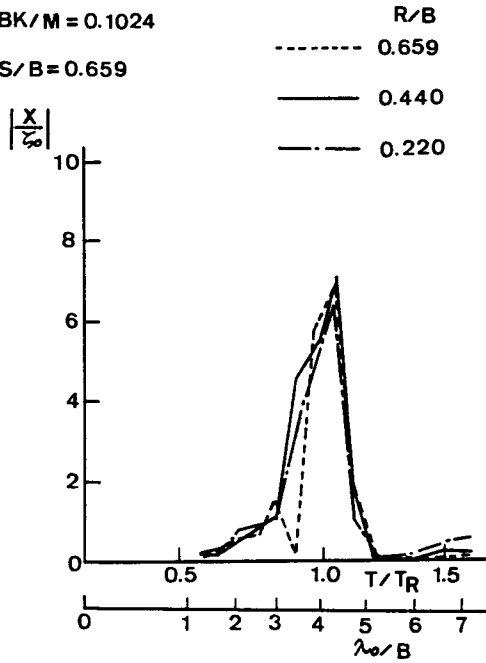


図 4-22 浮体間隔の違いによる相対動揺の変化

#### 4-3-3 離岸距離が2浮体相対動揺に及ぼす影響

図 4-23 は、図 4-21 に示すような 2 浮体の間隔  $R$  と、2 浮体を連結する係留索のバネ定数  $K$  を一定にし、岸壁に近い方の浮体の離岸距離  $S$  を変化させた場合の相対動揺を比較したものである。

これによれば、ほぼ全周期にわたって鉛直方向の相対動揺に関して、離岸距離の影響が大きくあらわれていることが分かる。これは 2 浮体のヒープとロールの動揺量と位相差が、ほぼ全周期にわたって点  $C_a$  と  $C_b$  の相対動揺を小さくするような組み合わせになったためである。この現象は、単純に岸壁前面に形成される重複波形と 2 浮体の位置関係から説明できず、入射波と岸壁からの反射波、2 浮体が存在することによっておこる散乱波、2 浮体の動揺によって造波される発散波が、2 浮体同士または岸壁と相互に干渉し合うことによって、ある離岸距離に対してこのような現象が起こるものと考えられる。

このことは、浮体式係船岸の計画に際して、固定岸壁から浮体式係船岸までの距離を適切に選択することによって、浮体式係船岸と荷役を行う係留船舶との相対動揺が小さくなる可能性のあることを示している。

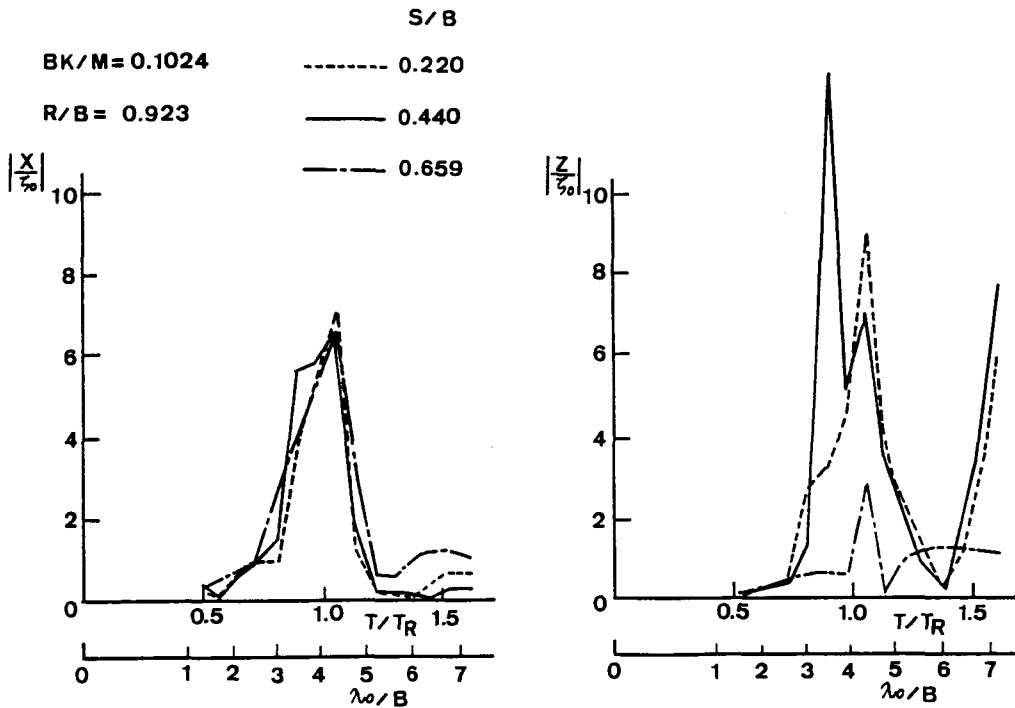


図 4 - 2 3 離岸距離の違いによる相対動揺の変化

4 - 3 - 4 2浮体を連結する係留索のバネ定数が2浮体相対動揺に及ぼす影響

図 4 - 2 4 は、図 4 - 2 1 に示すような 2 浮体の、間隔  $R$  と離岸距離  $S$  を一定にし、2 浮体を連結する係留索のバネ定数  $K$  を変化させた場合の相対動揺の特性を示している。

これによれば、浮体同士を水平方向に硬いバネ定数を有する機構によって相互に係留すれば、4 - 2 - 2 でも述べたように 2 浮体の水平方向の動揺がほぼ同位相になって相対動揺が小さくなることが分かる。

そこで、実際にこのことを浮体式係船岸へ応用してみよう。一般に浮体式係船岸と船舶との係留は、係留作業の簡便なロープが用いられる。一例として、2 万重量トンのコンテナ船を対象にする。この船でよく用いられているロープの種類、本数、ロープの配置より、浮体の幅を  $B$ 、係留索のバネ定数を  $K$ 、浮体の質量を  $M$  とすると、係留索の硬さの無次元パラメータ  $B \cdot K / M$  は  $10^{-2}$  のオーダーになる。つまり、現実には図 4 - 2 4 の破線で示される場合よりも柔らかい係留索で係留されるのが普通であり、仮にロープを数多く使用して船舶と浮

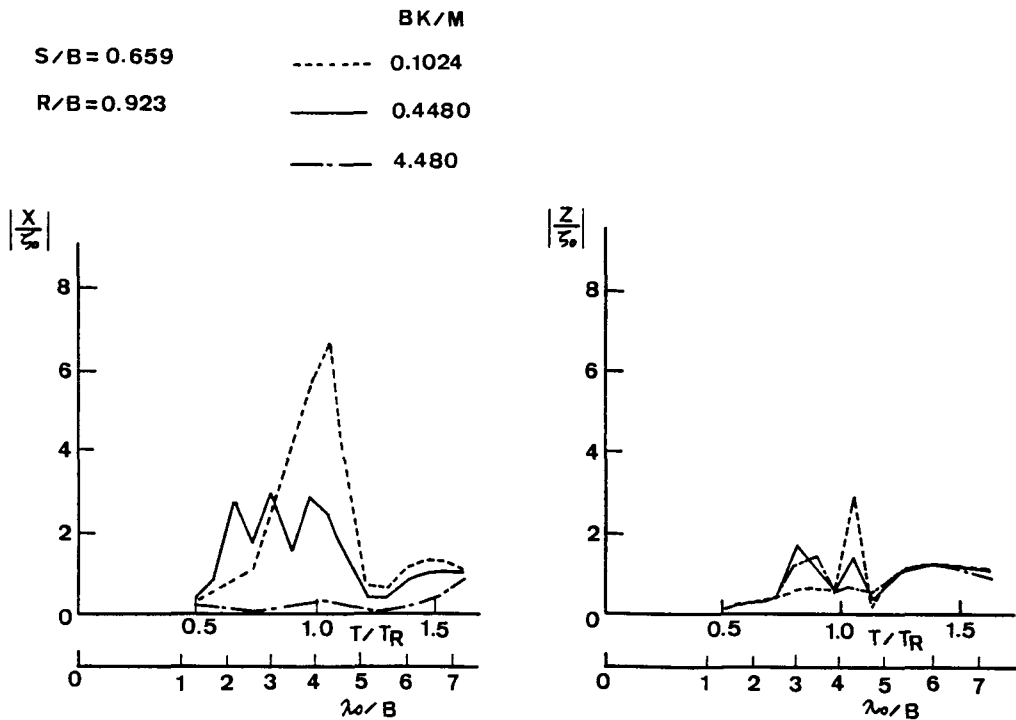


図 4-24 2浮体連結係留バネ定数の違いによる相対動揺の変化

体式係船岸を連結させても、このような効果は期待できない。これに対して、2万重量トンコンテナ船で一般的に用いられる岸壁用の定反力型防舷材での  $B \cdot K/M$  は、1のオーダーになり、岸壁用の防舷材のようにロープに比べて非常に硬く、しかも係留作業が簡単な、特別な2浮体の連結装置が開発されない限り、このような効果を実現することは困難である。

#### 4-3-5 岸壁係留角度が2浮体相対動揺に及ぼす影響

従来の1浮体動揺に関する研究によれば、岸壁に対する係留角の変化により、浮体の動揺が大きく変化することが指摘されている<sup>(7)</sup>。これは、浮体の動揺が波の周期に加えて波向によっても大きく影響されるためである。そこでここでは、2浮体相対動揺の面より岸壁係留角度の影響を論じてみよう。

図4-26, 図4-27は2種類の波周期について、図4-25に示すような2浮体について、岸壁に対する波の入射角 $\beta$ が与えられたとき、係留角 $\theta$ の変化によって相対動揺がどのように変化するかを、3次元数値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4-25に示すよ

うに、岸壁と2浮体の最接近距離が一定になるような方法を取り、相対動揺の評価点 $C_a, C_b$ の位置、浮体や係留の諸条件は図4-25中に記している。また、これらの図の横軸には係留角 $\theta$ 、縦軸には点 $C_a, C_b$ 間の左右、前後、上下方向の相対動揺量を入射波振幅 $\zeta_0$ 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 $\beta$ によっている。

これらの図より、岸壁に対する波の入射角 $\beta$ によって、係留角 $\theta$ 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になる。また、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。つまり、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係留角の関係を簡単に言うことはできないが、特に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。

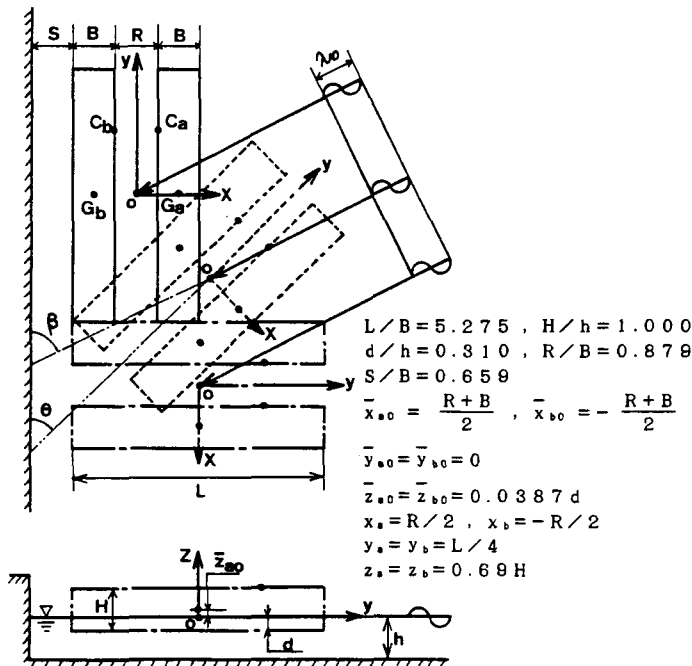


図4-25 係留角の変化による相対動揺特性確認計算の設定条件



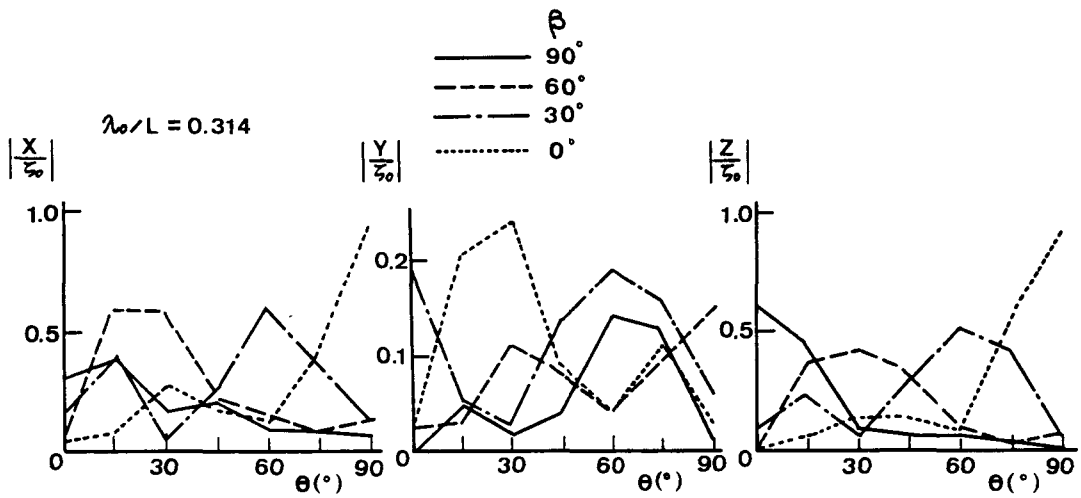


図 4-26 岸壁係留角度が2浮体相対動揺に及ぼす影響  
( $\lambda_0/L = 0.314$ )

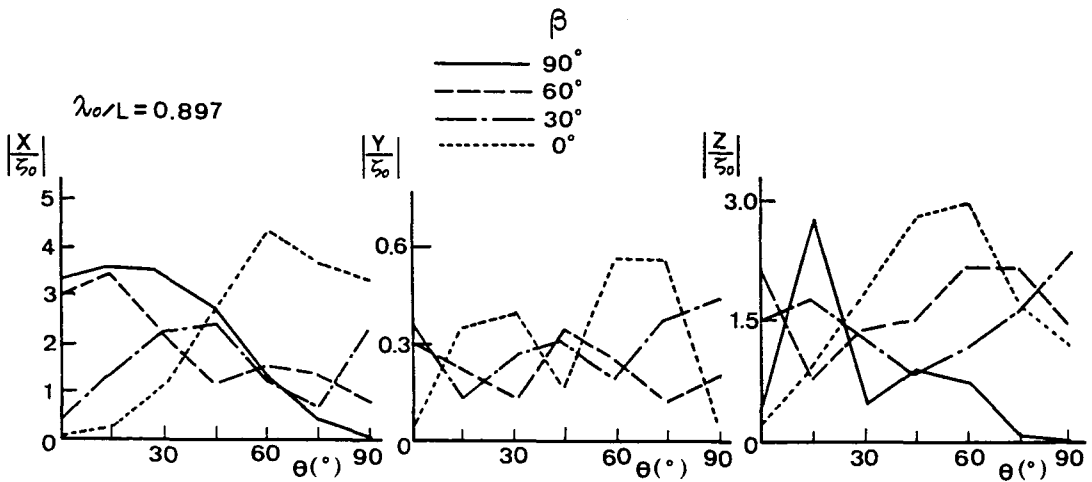


図 4-27 岸壁係留角度が2浮体相対動揺に及ぼす影響  
( $\lambda_0/L = 0.897$ )

#### 4-4 結語

本章では、2次元の水理実験と数値計算および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。

4-2では、まず近接浮体や岸壁および係留方法が、浮体動揺に大きく影響することを示した。この理由は、外力として作用するラディエーション力と波強制力が、近くに浮体や岸壁が存在することによって大きく変化するためである。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。

4-3では、まず2浮体動揺計算より2浮体相対動揺を計算する方法を示し、係留方法を変化させることによって、2浮体相対動揺がどのように変化するかを、計算によって検討した。その結果、2浮体の間隔は相対動揺には大きく影響しないことが明らかになった。また、岸壁からの離岸距離を変化させることで、相対動揺が大きく変化することを示した。さらに、水平方向に硬く2浮体を連結させることで、水平方向の動揺位相がほぼ同じになり、相対動揺が小さくなることを指摘した。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。

## 参考文献

- (1)久保雅義, 斎藤勝彦, 榊原繁樹 : 岸壁構造による流体力係数の違いについて, 日本航海学会論文集, 第79号, pp.185~194, 1988.9.
- (2)榎木 亨, 久保雅義, 京谷光高 : 荷役限界からみた港内静穏度に関する研究(第2報) - 特に係留方法による -, 第25回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.593~597, 1978.11.
- (3)榎木 亨, 久保雅義 : 荷役限界からみた港内静穏度に関する研究(第1報), 第24回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.610~614, 1977.11.
- (4)Mei C. C. : The applied dynamics of ocean surface waves, Chap.7, John Wiley & Sons, pp.318-330, 1983.
- (5)青木伸一 : 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, 258p., 1990.11.
- (6)榎木 亨, 青木伸一, 濱本 敏 : 港湾形状を考慮した港内船舶の回折・造波問題の解析, 第35回海岸工学講演会論文集, 土木学会, pp.692~696, 1988.11.
- (7)久保雅義, 斎藤勝彦 : 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, 1991.3.

## 第5章 2浮体動揺よりみた浮体式係船岸の荷役性能

### 5-1 概説

本章では、港内静穏論の中で、2浮体動揺の実際の応用例のひとつとして、大型の浮体式係船岸の荷役性能に関する検討を行う。

第2章の図2-12や図2-13に示すような、大型の浮体式係船岸上にクレーンを設置して荷役を行う場合、浮体式係船岸と係留船舶の2浮体が動揺し、かつクレーンに吊された貨物は自由振り子としての振れ回り運動を起こす。久保<sup>(1)</sup>によれば、在来型の船舶のように係留船のクレーンで荷役を行う場合、係留船の波浪動揺によって起こる貨物の振れ回り運動は、荷役作業の安全と効率に重大な影響を及ぼし、船種別、荷役形態別で船体の波浪動揺によって生じる貨物の振れ回り量によって荷役作業限界が決定されるといわれている。

浮体式係船岸の場合には、このような従来の固定岸壁と係留船による荷役のように、岸壁が固定されているのに比べて、係船岸と係留船の2浮体がそれぞれ動揺するので、従来の方法による荷役作業よりもさらに荷役作業が波浪動揺によって阻害されることが予想される。つまり、波浪中の浮体式係船岸の動揺によって生じる振れ回り運動を行う貨物と、動揺する係留船の甲板上の荷役点の相対動揺によって荷役限界が決定されると考えられる。

そこで以下では、動揺を行う浮体式係船岸上のクレーンに吊された貨物の振れ回り運動と、振れ回り貨物と係留船の荷役点との相対動揺に関する計算法を提示する。つぎに、浮体式係船岸の実例として、バルデス港のような斜面前面に2浮体が係留された場合の2浮体動揺特性に関する計算を行い、その計算結果より貨物の振れ回り特性と、貨物と荷役点の相対動揺特性を計算し、荷役性能の向上のための方策についても検討する。

### 5-2 2浮体動揺よりみた浮体式係船岸の安全対策

#### 5-2-1 浮体式係船岸上クレーンに吊された貨物の振れ回り運動の計算法

##### (1) 2浮体動揺と貨物の振れ回りの表現

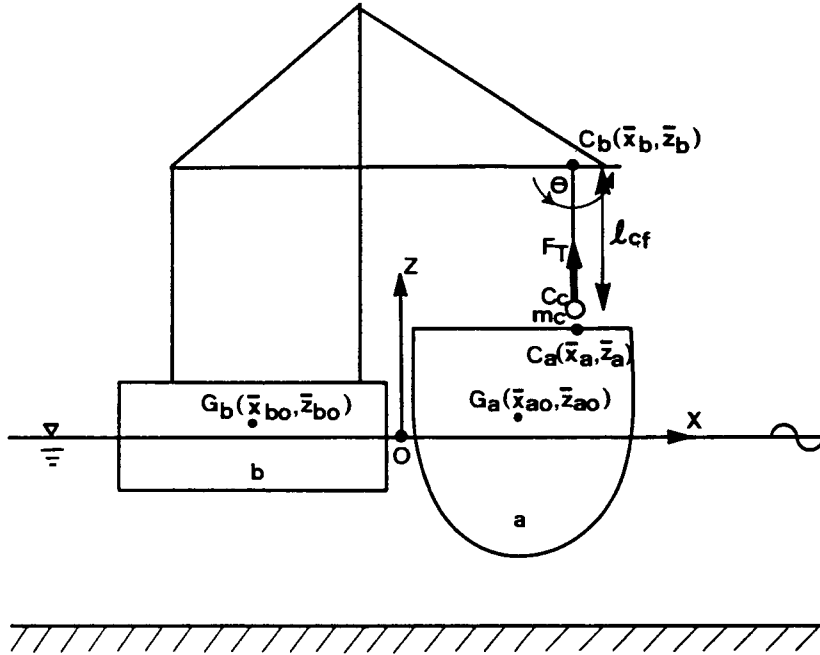


図5-1 クレーン吊り貨物と荷役点の設定

ここで対象とするのは、図5-1に示すような2浮体に波が正横から作用する場合で、以下2次元問題として議論していく。また、2浮体のスウェー、ヒープ、ロールの各モードの動揺  $X_{1a}, X_{3a}, X_{5a}, X_{1b}, X_{3b}, X_{5b}$  と、貨物の振れ回り  $\theta$  は、角周波数  $\sigma$  の定常な微小運動とし、貨物を吊す荷役綱 (cargo fall) の長さ  $l_{cf}$  は時間  $t$  に対して一定値をとるものとする、以下のように表わされる。

浮体 a について；

$$\left. \begin{aligned} \text{スウェー} : X_{1a} &= \hat{X}_a \exp(-i\sigma t) \\ \text{ヒープ} : X_{3a} &= \hat{Z}_a \exp(-i\sigma t) \\ \text{ロール} : X_{5a} &= \hat{\Omega}_{ya} \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

浮体 b について；

$$\left. \begin{aligned} \text{スウェー} : X_{1b} &= \hat{X}_b \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{ヒープ} : X_{3b} = \hat{Z}_b \exp(-i\sigma t) \\ \text{ロール} : X_{5b} = \hat{\Omega}_{yb} \exp(-i\sigma t) \end{array} \right\} \quad (5.2)$$

貨物の振れ回りについて；

$$\theta = \hat{\Theta} \exp(-i\sigma t) \quad (5.3)$$

ここに、 $i$  は虚数単位 ( $\sqrt{-1}$ )、 $\hat{X}_a, \hat{Z}_a, \hat{\Omega}_{ya}, \hat{X}_b, \hat{Z}_b, \hat{\Omega}_{yb}$  はそれぞれ浮体  $a, b$  のスウェー, ヒープ, ロールに関する複素振幅、 $\hat{\Theta}$  は貨物の振れ回り角に関する複素振幅である。

さて、式 (5.1), (5.2) で示される2浮体の動揺は、第3章で述べた2次元動揺解析によって計算され、それらによって得られる2浮体の動揺振幅と位相差の精度は実験によって確認されている。そこで以下では、図5-1に示すような2浮体の動揺の計算結果より、貨物  $C_c$  の振れ回り量と、貨物と船側の荷役点  $C_a$  との相対動揺を計算する方法を示す。

## (2) 貨物の振れ回り角の計算

図5-1に示すような質量  $m_c$  の貨物が長さ  $l_{cf}$  の荷役網により吊されているとき、貨物の振れ回りによる水平方向の変位  $x_c$  の運動方程式は以下のように表わされる。

$$m_c d^2 x_c / dt^2 = -F_T (\hat{\Theta} - \hat{\Omega}_{yb}) \exp(-i\sigma t) \quad (5.4)$$

ここに、 $F_T$  は荷役網に作用する張力で、微小な振れを仮定しているので、 $g$  を重力加速度とすると、 $F_T = m_c g$  と近似できる。

また、貨物である点  $C_c$  の水平および鉛直方向の変位置量  $x_c, z_c$  は次式で表わされる。

$$\left. \begin{array}{l} x_c = \{ \hat{X}_b + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0} - l_{cf}) \hat{\Omega}_{yb} + l_{cf} \hat{\Theta} \} \exp(-i\sigma t) \\ z_c = \{ \hat{Z}_b - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} \} \exp(-i\sigma t) \end{array} \right\} \quad (5.5)$$

ここに、 $(\bar{x}_{b0}, \bar{z}_{b0})$  は浮体 b の静止時の重心座標、 $(\bar{x}_b, \bar{z}_b)$  は荷役網上端の点  $C_b$  の静止時の座標である。

よって式 (5.5) の上式を式 (5.4) へ代入して整理すると、貨物の振れ回りは以下のように表わされる。

$$\hat{\theta} = [\sigma^2 \hat{X}_b + \{\sigma^2 (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0} - \ell_{cf}) + \mathcal{g}\} \hat{\Omega}_{yb}] / (\mathcal{g} - \sigma^2 \ell_{cf}) \quad (5.6)$$

これより貨物の振れ回りは、クレーンを据え付けた浮体のスウェーとロールの大きさと位相、およびクレーンの高さや荷役網の長さによって決定される。

### (3) 貨物と荷役点の相対動揺の計算

図5-1より、船である浮体 a の甲板上の荷役点  $C_a$  の水平および鉛直方向の動揺  $x_a, z_a$  は以下のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x_a &= \{ \hat{X}_a + (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \exp(-i\sigma t) \\ z_a &= \{ \hat{Z}_a - (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \exp(-i\sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

ここに、 $(\bar{x}_{a0}, \bar{z}_{a0})$  は浮体 a の静止時の重心座標、 $(\bar{x}_a, \bar{z}_a)$  は静止時の荷役点の座標である。

よって、荷役点  $C_a$  からみた、振れ回り貨物  $C_b$  の水平および鉛直方向の相対動揺  $X(t), Z(t)$  は以下のように表わされる。

$$X(t) = \text{Re}(x_c - x_a), \quad Z(t) = \text{Re}(z_c - z_a) \quad (5.8)$$

ここに、 $\text{Re}(\quad)$  は、 $(\quad)$  内の実数部をとることを示す。

よって、式 (5.5), (5.7), (5.8) より  $X(t), Z(t)$  は以下のように表わされる。

$$\begin{aligned}
X(t) = & \operatorname{Re} \{ \hat{X}_b + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0} - \ell_{cf}) \hat{\Omega}_{yb} + \ell_{cf} \hat{\Theta} - \hat{X}_a \\
& - (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \cos \sigma t \\
& + \operatorname{Im} \{ \hat{X}_b + (\bar{z}_b - \bar{z}_{b0} - \ell_{cf}) \hat{\Omega}_{yb} + \ell_{cf} \hat{\Theta} - \hat{X}_a \\
& - (\bar{z}_a - \bar{z}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \sin \sigma t
\end{aligned} \tag{5.9}$$

$$\begin{aligned}
Z(t) = & \operatorname{Re} \{ \hat{Z}_b - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} - \hat{Z}_a \\
& + (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \cos \sigma t \\
& + \operatorname{Im} \{ \hat{Z}_b - (\bar{x}_b - \bar{x}_{b0}) \hat{\Omega}_{yb} - \hat{Z}_a \\
& + (\bar{x}_a - \bar{x}_{a0}) \hat{\Omega}_{ya} \} \sin \sigma t
\end{aligned} \tag{5.10}$$

ここに、 $\operatorname{Re} \{ \}$ 、 $\operatorname{Im} \{ \}$  はそれぞれ、 $\{ \}$  内の2浮体の各モードの動揺と貨物の振れ回りを示す複素振幅のうち、実数部および虚数部をとることを示す。

### 5-2-2 浮体式係船岸の動揺と貨物の振れ回りの試算

ここでは、第2章の図2-12で示したアラスカのバルデス港において実際に設置されている大型コンテナ船用の浮体式係船岸を例にとり、2浮体の動揺特性と貨物の振れ回り特性に関する試算を行い、貨物と荷役点の相対動揺の面から荷役作業の安全性を考えていく。

#### (1) 斜面前面での2浮体動揺特性

2浮体動揺の計算にあたっては、図5-2に示すように斜面前面に係留された浮体式係船岸とコンテナ船の2浮体をそれぞれ矩形の2次元浮体に近似し、斜面岸壁から浮体式係船岸までの距離 $S$ を種々変化させて計算を行う。この理由は、離岸距離を変化させることによって2浮体の相対動揺を小さくできる可能性のあることを4-3で指摘しているためである。ただし、2浮体の係留特性は不明であり、またここで扱うような短周期の動揺は係留特性の影響の少ないことは、すでに4-3で指摘しているので、計算にあたっては無係留状態と



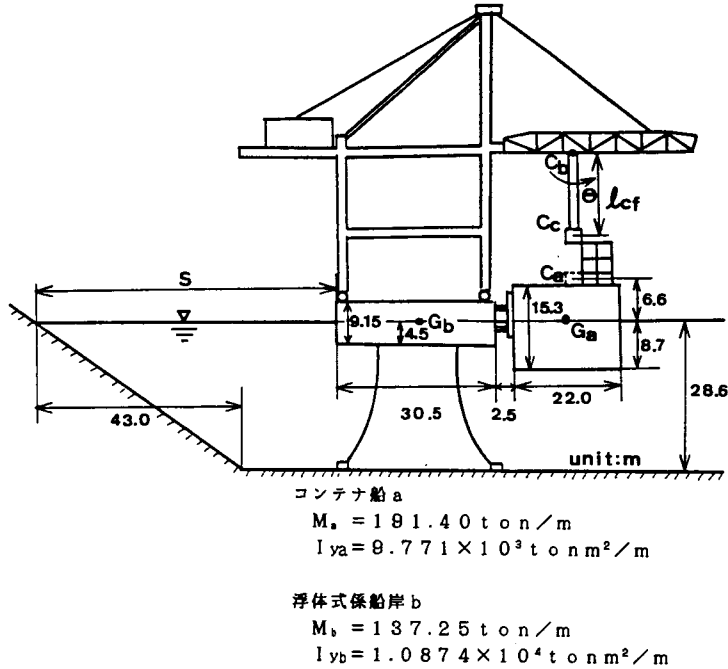


図5-2 バルデス港のコンテナ・ターミナル

する。

図5-3は、斜面前面2浮体動揺計算により得た  $S = 38 \text{ m}$ での2浮体動揺特性である。図の横軸は、現地での入射波の周期  $T$ 、縦軸は各モードの無次元化された動揺振幅である。さらに、図5-4は同条件での2浮体の位相差である。

さて、図5-3に示すように各モードの動揺振幅は、波が比較的長周期の場合、岸壁前面に形成される波動場のどの位置に浮体が存在するかによってほぼ説明できることは、すでに述べてきた通りである。しかしながら斜面上では、水深が浅くなるとともに波長が短くなるので、鉛直岸壁前面のように入射波長  $\lambda_0$ のみで波動場の波形を決定することはできない。

久保ら<sup>(2)</sup>によれば、図5-2で示されるような斜面前面に離岸距離  $S$  で係留された浮体の動揺は、図5-5で示されるようにある離岸距離  $S'$  で鉛直岸壁前面に係留された浮体の動揺と類似することが示され、 $S$ と $S'$ の関係を以下のよう表わしている。

$$S' = S \lambda_0 / \lambda' \quad (5.11)$$

ここに、 $\lambda_0$ は沖側一定水深 $h$ での入射波長、 $\lambda'$ は斜面の形状より決まる仮想水深 $h'$ に対する波長である。

さて、図5-3で示されるような動揺特性の原因を定性的に考えるために、式(5.11)で示されるような仮定の鉛直岸壁前面に形成される重複波動場と、2浮体の重心の位置関係を示すパラメータ $D_a, D_b$ を用いる。ここに $D_a, D_b$ は第3章でも示したが、図5-5中に示すような値であり、それぞれ奇数が重複波動場の節、偶数が腹の位置に浮体 $a, b$ の重心があることを示している。

いま仮に $h' = h/2$ として、図5-3の横軸に $D_a, D_b$ を付記すると、浮体 $a$ について、仮想岸壁からの腹の位置( $D_a = 2$ )でスウェーが極小値、ヒープが極大値、節の位置( $D_a = 3$ )ではスウェーが極大値、ヒープが極小値となる。また、浮体 $b$ について、節の位置( $D_b = 1$ )でスウェーが大きく、ヒープが極小値となり、腹の位置( $D_b = 2$ )でスウェーが極小値、ヒープが極大値をとる。

以上のように、斜面前面での比較的長周期の2浮体の動揺振幅の特性は、斜面上での波長が短くなる効果を、その斜面形状より $h'$ を上述のように設定することによって導いた式(5.11)により仮想的な鉛直岸壁を考え、仮想岸壁前面での重複波形と2浮体の重心の位置関係より説明できることが分かる。

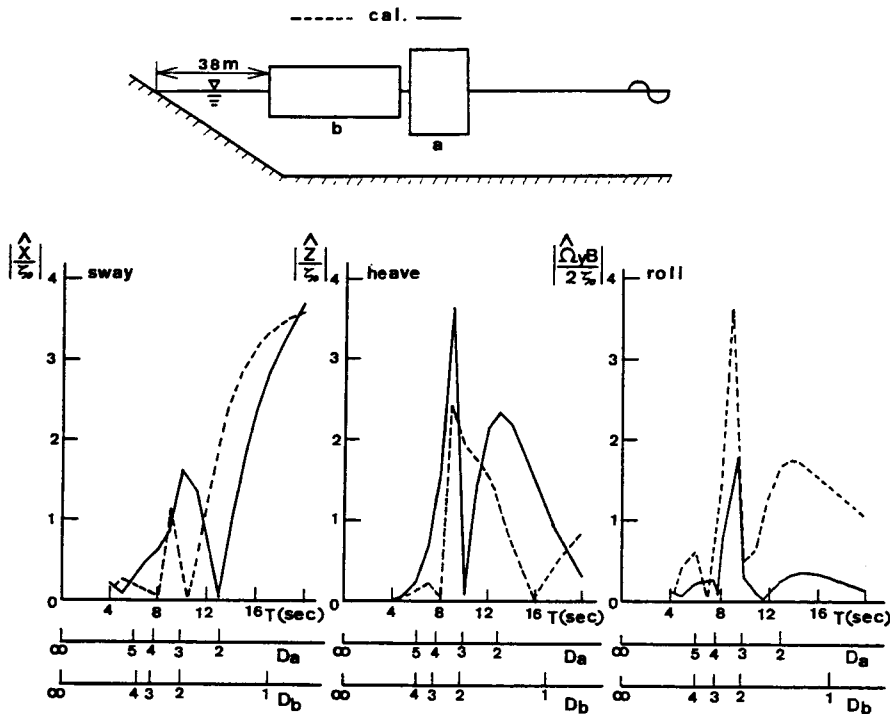


図5-3 斜面前面の2浮体動揺特性

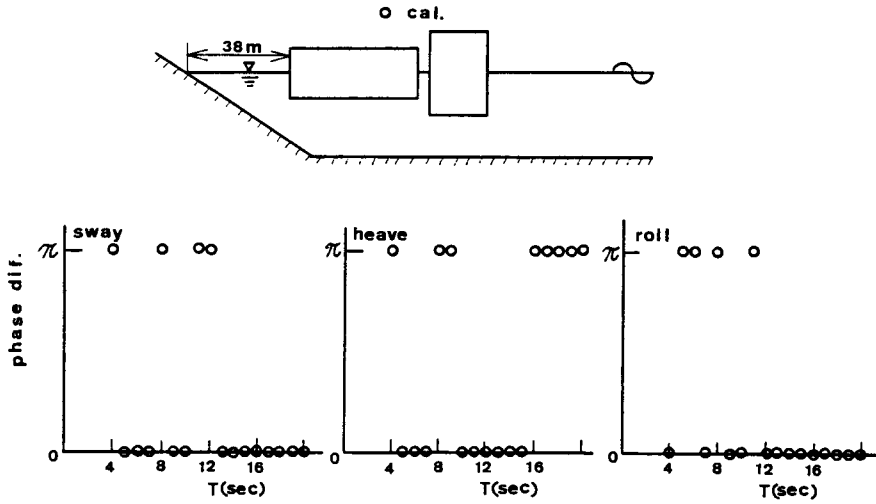


図5-4 斜面前面の2浮体動揺位相差

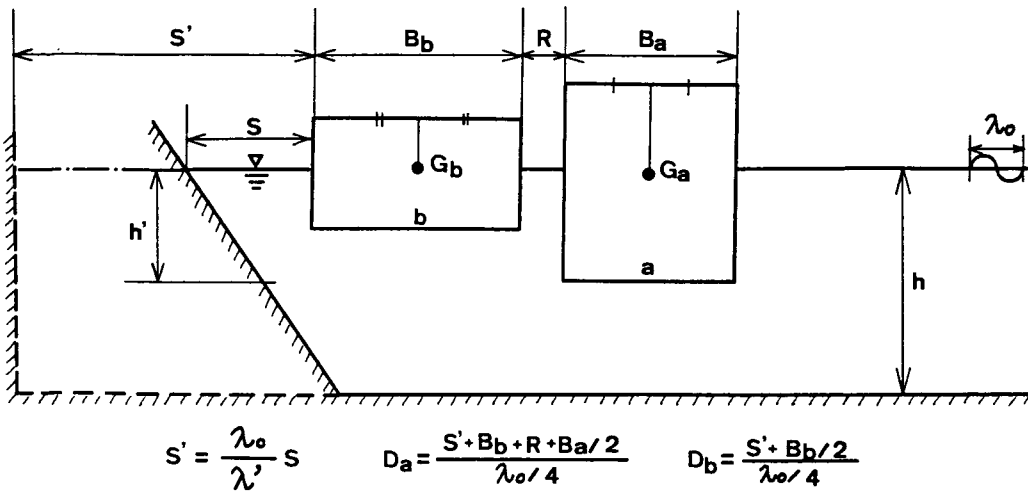


図5-5 仮想鉛直岸壁の設定法

## (2) 貨物の振れ回り特性

図5-6, 図5-7は、貨物振れ回りの一例として、浮体式係船岸の離岸距離  $S$  が  $38\text{ m}$  で、荷役網の長さがそれぞれ、ガントリー・クレーンに吊されたコンテナがちょうどコンテナ船の甲板上にとどくような  $l_{cf} = 23\text{ m}$  と、その半分の長さ  $l_{cf} = 11.5\text{ m}$  の貨物の振れ回りの周期特性を示す。それぞれの図の縦軸はコンテナの振れ回り角  $\theta$  に荷役網の長さ  $l_{cf}$  を乗じて入射波振幅  $\zeta_0$  で除した無次元値をとっており、コンテナの振れ回りによる水平移動量の大きさを表わしている。

図5-3によれば、浮体式係船岸のロールの固有周期  $T_R$  は9秒前後である。一方  $l_{cf} = 23\text{ m}$  としたときのコンテナの振り子運動の固有周期  $T_\theta$  は9.6秒である。つまりこのとき  $T_R$  と  $T_\theta$  は近く、図5-6に示されているように波の周期が9秒前後ではコンテナの振れ回りは、ロールによる共振と振り子による共振の2つの現象が重なって非常に大きな貨物の振れ回りが起きる。

また、 $l_{cf} = 11.5\text{ m}$  のときの  $T_\theta$  は6.8秒であり、図5-7に示されているようにコンテナの振れ回りは、振り子の固有周期である6秒前後と浮体式係船岸のロールの固有周期付近の9秒前後で大きくなる。

以上のように、浮体式係船岸上のクレーンに吊された貨物の振れ回りは、浮体式係船岸のロールの固有周期と荷役網の長さで決まる振り子の固有周期付近で大きくなることが分かる。したがって浮体式係船岸の計画段階で、浮体式係船岸のロールの固有周期と荷役網の振り子の固有周期が、対象となる海域の卓越波周期と同調しないように、浮体式係船岸の大きさや重心位置の調整によるメタセンター高さ  $GM$  を適切にすること、およびクレーンの高さを適切に設定することによって係留船に貨物を下ろす際の荷役網の長さを調整することが必要である。

## (3) 振れ回り貨物と甲板上荷役点の相対動揺特性

図5-8, 図5-9は、それぞれ浮体式係船岸の離岸距離  $S$  が  $38\text{ m}$  のとき、コンテナを係留船の甲板中央に下ろす場合と、係船岸に近い方の甲板端部に下ろす場合の水平および鉛直方向の、振れ回り貨物と荷役点の相対動揺を示す。ここに、図5-8は水平方向、図5-9は鉛直方向の相対動揺を表わし、それぞれ図の実線はコンテナを甲板の中央に、破線は甲板の端部に下ろす場合である。

式(5.9)、(5.10)から明らかなように、貨物の振れ回り運動は、水平方向の相対動揺の大きさに影響するので、図5-8に示すように浮体式係船岸のロールの固有周期である9秒と、コンテナの振れ回りの振り子の固有周期である9.6秒の両方が共振して、9秒前後で水平方向の相対動揺は非常に大きくなっている。しかし、船側の荷役点の位置 $C_0$ が変わっても水平方向の相対動揺に大きな違いはみられない。

一方、鉛直方向の相対動揺は、図5-9のように貨物の振れ回りの影響はないが、船側の荷役点の位置によって相対動揺は異なる。これは、係留船のロールによる甲板端部の上下動が加わってくるためである。しかしながら、甲板端部が上下動するからといって必ずしも相対動揺が大きくなることはないのは、2浮体の各モードの動揺の位相が異なっているためである。

以上のように、振れ回り貨物と船側の荷役点の相対動揺量は、2浮体の動揺量と位相、および貨物の振れ回りの大きさと位相によって決まる。

#### (4) 離岸距離が貨物と荷役点の相対動揺に及ぼす影響

4-3において、2浮体の固定岸壁からの離岸距離の大きさが2浮体の相対動揺に大きく影響することを示した。そこでここでは、バルデス港の浮体式コンテナ・ターミナルを例にとり、浮体式係船岸の離岸距離を変えることで、振れ回り貨物と船側の荷役点との相対動揺がどのように変化するかを試算する。

図5-10は、コンテナ船の甲板の中央に下ろすとき、波の周期が5, 10, 15秒で、離岸距離 $S$ を38~68mに変化させたときの貨物と荷役点の相対動揺を示したものである。

図の横軸は離岸距離 $S$ を、縦軸はそれぞれ入射波振幅で無次元化された水平および鉛直方向の相対動揺を示し、○印は入射波の周期が5秒、▲印は10秒、△印は15秒のときのものである。また、水平方向の周期10秒は貨物の振れ回りが図5-6に示すように非常に大きくなり、相対動揺もそれにとまって非常に大きくなるのでここでは割愛している。

この図に示すように、波の周期が5秒のときは浮体式係船岸の離岸距離 $S$ が53m、15秒のときは68mのときに最も相対動揺量は小さくなっている。このように、対象となる波の周期によって、離岸距離を適切に選択することにより、コンテナの振れ回りと係留船の荷役点の相対動揺を小さくすることが可能である。また、周期10秒のときには離岸距離 $S$ を48mにすれば鉛直方向の相対動揺が小さくなるが、一方水平方向の相対動揺は非常に大きいので、この周期が対象になる場合は、離岸距離を変化させる前に浮体式係船岸のロール

の固有周期を浮体の大きさや重心位置の調整によって変えること、および荷役網の長さを変化させてコンテナの振れ回りの固有周期を変えることが先決である。すなわち、浮体式係船岸の荷役性能を向上させるためには、浮体式係船岸の設計、計画段階で浮体式係船岸と係留船の2浮体動揺に関する以上に述べたような検討を行う必要がある。具体的な検討項目は、浮体式係船岸の離岸距離およびロールの固有周期に関連した、浮体式係船岸の大きさと重心位置の決定と、貨物の振れ回りの固有周期に関連したクレーンの高さの決定である。

さらに、4-3にも指摘したように2浮体を互いに硬く連結することによって水平方向の相対動揺が小さくなる可能性があるので、今後、船を簡単な係留作業で係留させる装置が開発されれば、よりいっそうの荷役性能の向上がはかれるものと考えられる。

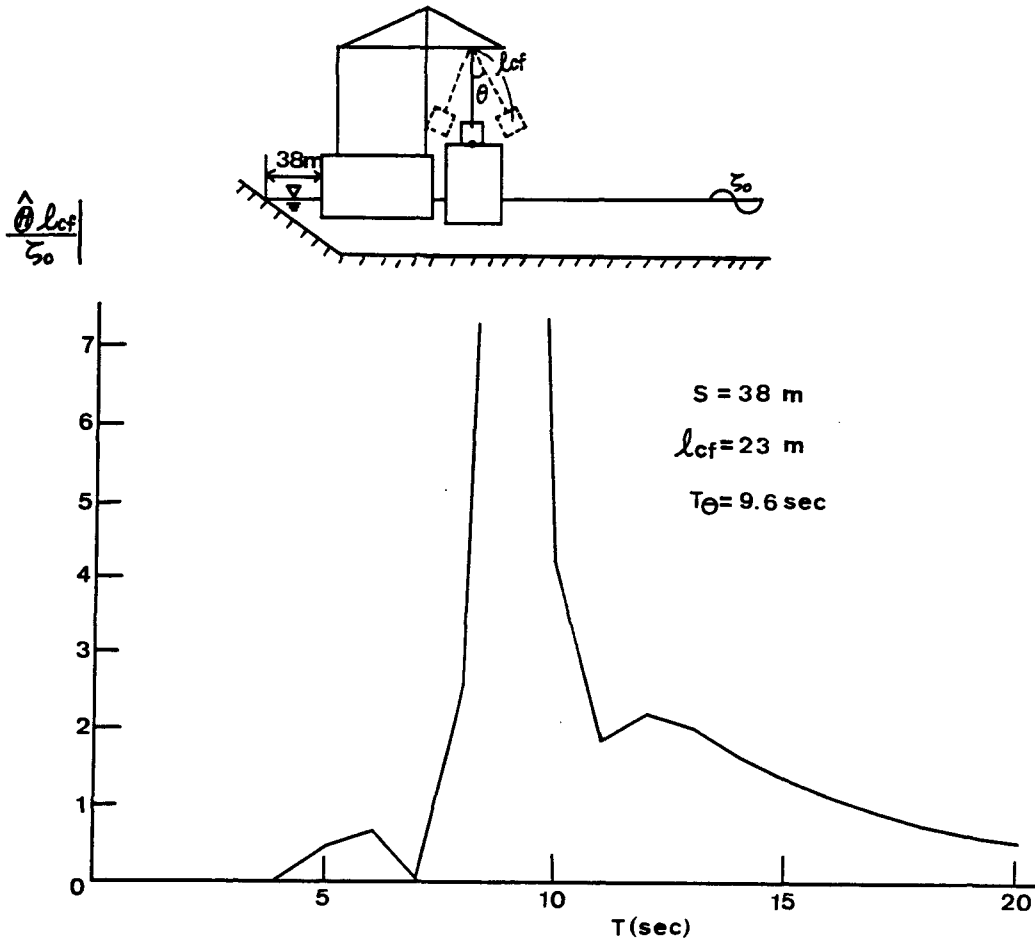


図5-6 貨物の振れ回り特性 (荷役網の長さ: 23 m)

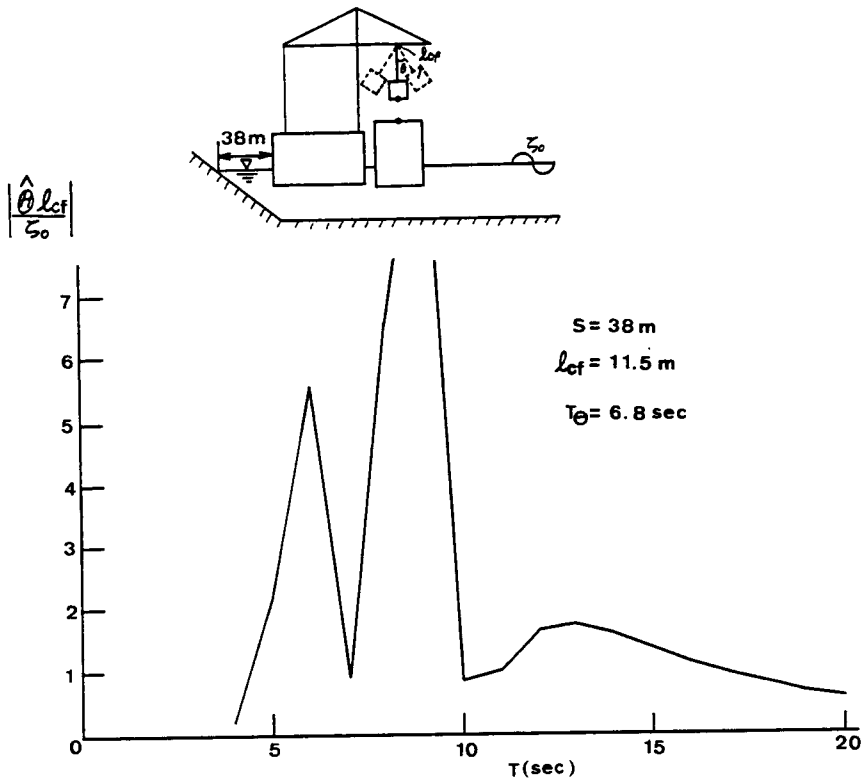


図 5 - 7 貨物の振れ回り特性 (荷役網の長さ: 11.5 m)

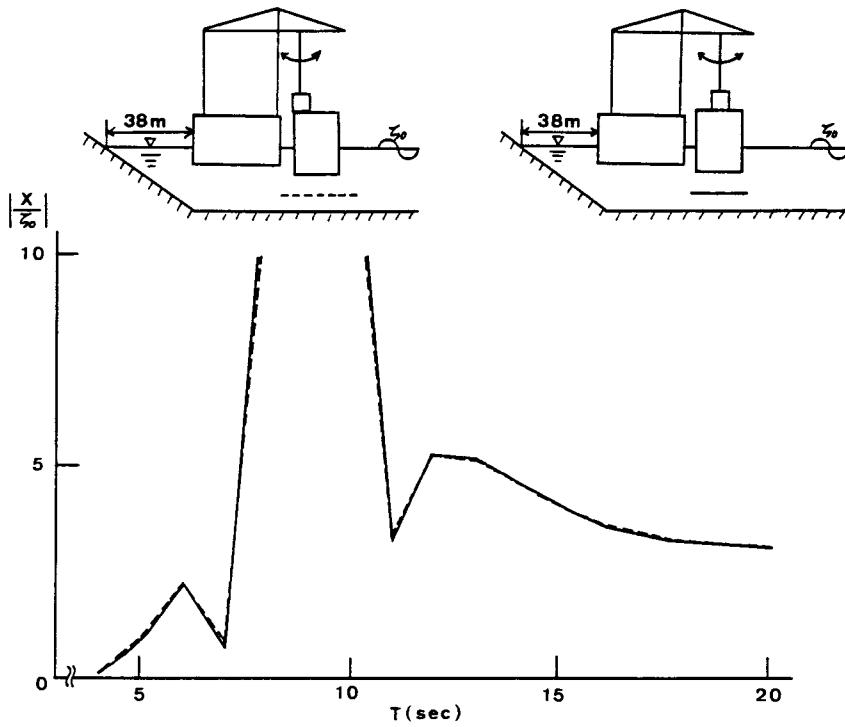


図 5 - 8 振れ回り貨物と荷役点の水平方向相対動揺

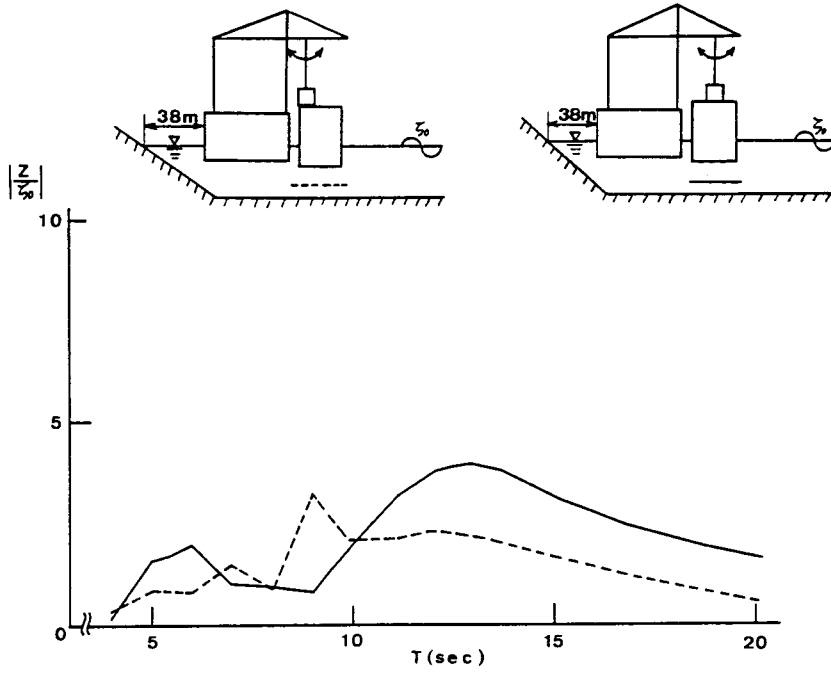


図5-9 振れ回り貨物と荷役点の鉛直方向相対動揺

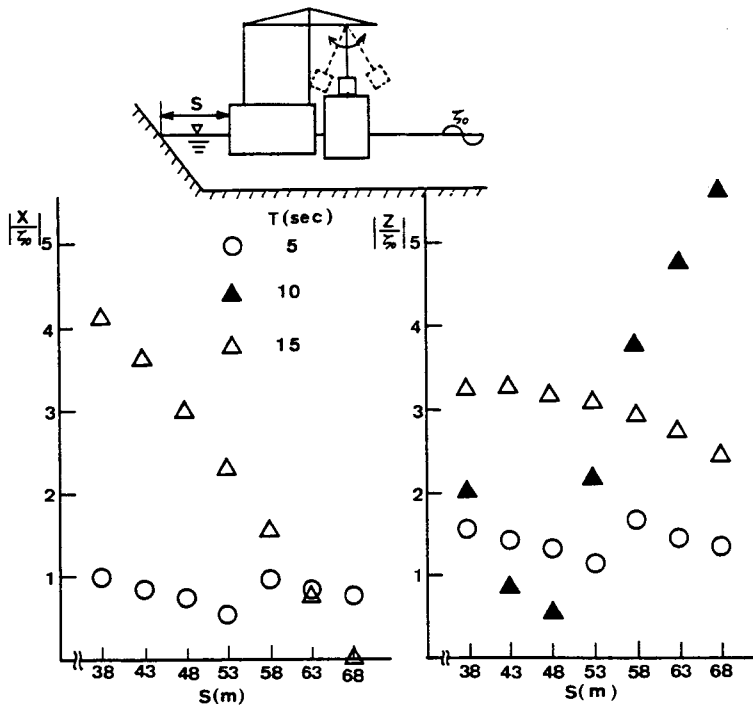


図5-10 離岸距離の違いによる振れ回り貨物と荷役点の相対動揺の変化



### 5-3 結語

本章では、2浮体動揺を港内静穏論へ応用する典型的な例として、浮体式係船岸に係留した船舶の荷役特性を、浮体式係船岸の動揺によるクレーンに吊された貨物の振れ回りの大きさ、および振れ回り貨物と船舶の荷役点の相対動揺の面から検討を行った。

まず、クレーンに吊された貨物の振れ回りの大きさを、振れ回り貨物の振動方程式と2浮体動揺の計算結果より求める方法、および振れ回り貨物と荷役点の相対動揺を計算する方法を示した。

また、バルデス港の浮体式コンテナ・ターミナルを例に、斜面前面に係留された2浮体動揺の計算を行い、仮想的な鉛直岸壁前面の重複波形と2浮体の係留位置によって、比較的長周期の斜面前面の2浮体動揺特性が定性的に説明できることを示した。

さらに、2浮体動揺の計算結果をもとに、貨物の振れ回りの大きさを計算したところ、浮体式係船岸のロールの固有周期と貨物を吊る荷役綱の長さによって決まる振り子の固有周期の両方が、波の周期と同調しないようにあらかじめ考えられるべきであること、および対象となる波の周期によって岸壁からの離岸距離を適切にとることで、振れ回り貨物と荷役点の相対動揺を小さくすることが可能になり、荷役性能を向上できることを明らかにした。

第4章でも述べたように、浮体式係船岸と係留船を硬く連結させる係留装置を開発することで、2浮体の相対動揺が小さくなり、荷役性能をさらに向上させることができよう。またここでは、荷役綱の長さを一定にした定常振れ回りを対象にしており、今後、荷役綱の長さが時間的に変化する場合や荷役装置の振れ止め機構の効果なども考慮していく必要があるだろう。

## 参考文献

- (1)久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する基礎的研究,大阪大学学位論文, 241p., 1981.11.
- (2)久保雅義, 斎藤勝彦, 榊原繁樹：斜面前面における係留船の船体運動について, 日本航海学会論文集, 第78号, pp.73~81, 1988.3.

## 第6章 マリーナにおけるプレジャーボートの安全性

### 6-1 概説

2-4-3で述べたように、マリーナに係留されるプレジャーボートの安全性を確保するためには、泊地計画の段階で波によるヨット等の動揺に関する検討を行い、係留中の波による船体同士の接触や、マストの絡み合いが起こらないように、適切な船間距離を確保する必要がある。

しかしながら、現状の1艇あたりの泊地面積についての基準<sup>(1)</sup>は、これまでの静穏なマリーナでの実績による値であると考えられ、外力に関する記述は、風を横から受けないように風向と船の係留方向を一致させて配置させること、および風によるマスト同士の接触に留意すべきであることが触れられているものの、波に関する明確な記述はなく、慣例として泊地内の波高を0.3m以下におさえるという目標があるに過ぎない。

そこで本章では、これまで述べてきた2浮体動揺問題をこのような場合に適用して、マリーナにヨットが係留されるときに適切な船間距離について、2浮体の波浪による動揺の面から検討を加えていく。

### 6-2 2浮体動揺よりみた船間距離の評価

図6-1は、現在販売されているクルーザー・タイプのヨットの諸元を、ヨットの情報誌などから調査した結果の一例で、この図はヨットの幅とマストの高さの関係を表わしたものである。ここで、並列に係留された2隻のヨットの波浪動揺の試算を行うために、この図より標準的なヨットのサイズを、船幅3.15m、マスト高さ13.3mとする。

ここでは、同一サイズのヨットが並列に係留されるときに波が正横から入射してくる、2次元問題として取り扱うために、ヨットの没水形状を図6-2に示すような矩形として近似する。ただし、ヨットの没水形状を矩形に近似することは多少無理があると考えられるので、このサイズのヨットと近似した浮体のロールの固有周期を合わせるために、計算において近似浮体の重心位置を調整することによってなるべくヨットの動揺特性に近づけるように努めている。また、水深や船間距離はこのサイズのヨットのこれまでのマリーナにおける実

績値<sup>(2)</sup>より、図6-2のように定める。

一般にヨットの係留索は潮位の変化に対して余裕を持たせるために、十分に長くとして、ゆるやかに係止点につながれているだけであり、動揺に対する反作用力としてはほとんど作用していないので、無係留として計算を行う。

図6-3は、2浮体が正横より波を受ける場合、第3章で述べた2次元の動揺解析法により計算された2浮体動揺で、横軸は波の周期T、縦軸は入射波振幅 $\zeta_0$ で無次元化された動揺振幅である。また、図中の実線は波の入射側aの、破線は透過側bの浮体の動揺特性を示す。

さてこの計算結果に、入射波高を与えれば各モードの動揺量が求められる。一般に泊地内の波高は0.3m以下とされていることから、ここに入射波振幅を0.15mとして2浮体の動揺量を求める。さらに、2浮体が接触したりマストが絡むかどうかの判断は、2浮体の動揺位相差も加味されるべきであるが、ここではより安全側の立場をとって、2浮体それぞれの動揺振幅の絶対値を2浮体が動揺することによる占有幅と定義し、2浮体の間隔がこの占有幅よりも大きいことがヨットを安全に係留させるための条件とする。

つまり、図6-2に示すように2浮体のスウェーによる占有幅を $X_1, X_2$ 、ロールによるマストの揺れにともなう占有幅を $R_1, R_2$ とすれば、これらは以下のように表わされる。

浮体aについて；

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= |\hat{X}_a / \zeta_0| \cdot 0.15 \quad (\text{m}) \\ R_1 &= |\hat{\Omega}_{ya} B_a / 2 \zeta_0| \cdot (0.3 / 3.15) \\ &\quad \cdot (13.3 + 0.24) - 3.15 / 2 \quad (\text{m}) \end{aligned} \right\} (6.1)$$

浮体bについて；

$$\left. \begin{aligned} X_2 &= |\hat{X}_b / \zeta_0| \cdot 0.15 \quad (\text{m}) \\ R_2 &= |\hat{\Omega}_{yb} B_b / 2 \zeta_0| \cdot (0.3 / 3.15) \\ &\quad \cdot (13.3 + 0.24) - 3.15 / 2 \quad (\text{m}) \end{aligned} \right\} (6.2)$$

図6-4は、図6-3に示された計算結果を式(6.1)、(6.2)に代入して得られる2浮体の占有幅の合計値を示している。図中の破線はスウェーによ

る占有幅の合計値 ( $X_1 + X_2$ )、実線はロールによるマストの揺れにともなう占有幅 ( $R_1 + R_2$ ) を示している。

図6-4に示されているように、泊地内の波高が0.3 m以下であれば、波の周期に関係なくスウェーによる占有幅の合計値は、現在の船間距離の基準値0.8 mよりも小さく、この船間距離が保たれている限り、スウェーによる船体の接触が起こる可能性はない。しかしながら、ロールの固有周期である2秒前後の波では、ロールが大きくなり、マストの揺れによる占有幅が船間距離を上回り、2浮体の動揺位相差によってはマスト同士の絡み合いが起きる可能性がある。

以上のように、泊地内の波高が0.3 m以下におさえられていても、波の周期がヨットのロールの固有周期に近い場合には、マストの揺れが大きくなり、マストの絡み合いが起こると考えられる。このような場合には、船間距離を現状より大きくとるか、ロールが大きくなるようにヨットの係留方向を変えて、波を横から受けないようにすべきである。

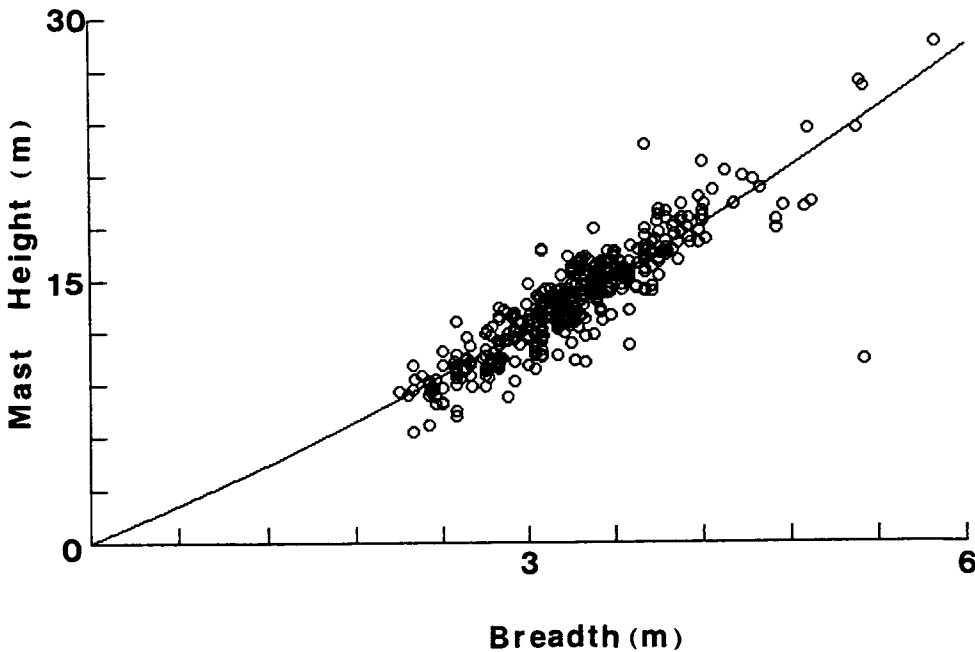


図6-1 ヨット諸元の関係の一例 (幅-マスト高さ)

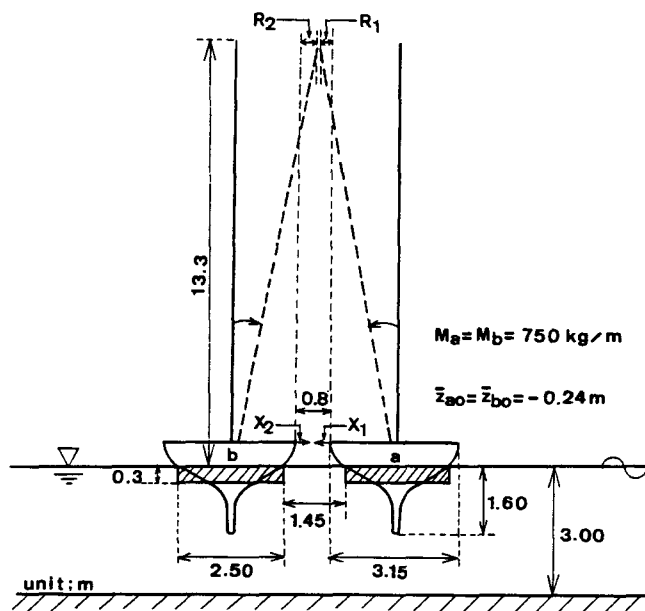


図 6-2 マリーナに係留されるヨットの設定条件

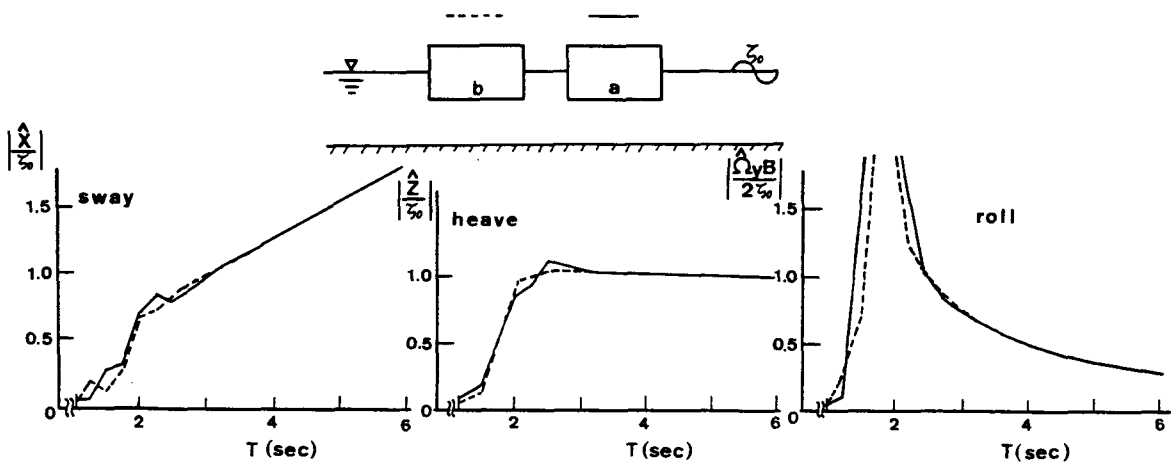


図 6-3 計算による2浮体の動揺

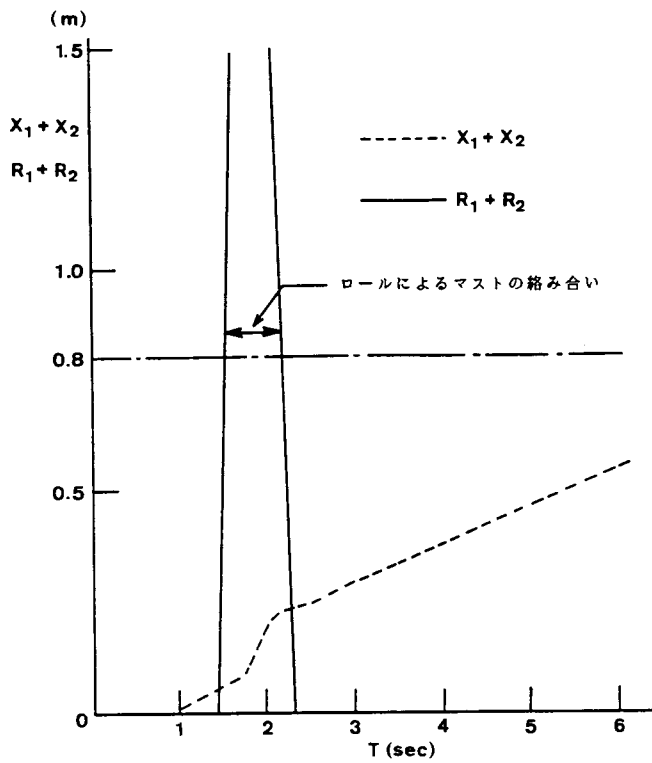


図6-4 波高30cmのときのヨットの占有幅

### 6-3 結語

これまで、マリーナ計画においてヨットの船間距離は経験的に定められており、基準どおりに係留されていればさほど問題はなかったようである。しかしながら最近では、第2章でも触れたように外洋に面した自然環境の比較的厳しい海域にもマリーナの建設が計画されており、このような場合にはここで述べたような波浪中の2浮体動揺の面から船間距離を決定し、それによって全体の泊地の配置や収容能力を決定すべきであろう。ここで一例として扱ったものは、同じ大きさのヨットで、しかも近似された2浮体動揺計算による結果であり、この結果をすべてのマリーナにそのまま適用させることは当然できないが、船間距離を決定する際の、水理学的に裏付けされた方法論は十分に提示されている。また一般的にも、特に波の周期と対象とするヨットのロールの固有周期の関係には十分に注意を払う必要がある。

マリーナにおいて、水面に係留して保管するようなクルーザー・タイプのヨットの係留中の損傷は、すべてマリーナ管理者側の責任にもなる。その意味で計画段階では従来の方法にとらわれず、より安全な泊地を提供すべく努力されるべきである。海洋性レジャーの拠点となるマリーナが、今後憩いの場としての地位を向上させていくためには、ソフト面の充実もさることながら対象となる自然条件に対して十分な安全性を保証するハード面の充実と、ここで述べたようなマリーナ独自の問題に焦点を当てた安全面の研究が積極的に行われるべきではないかと考える次第である。



## 参考文献

- (1) (社)日本港湾協会 : 港湾の施設の技術上の基準・同解説, 1989.
- (2) 染谷昭夫, 藤森泰明, 森 繁泉 : マリーナの計画, 鹿島出版会, pp.99～143, 1988.3.

## 第 7 章 結 論

本論文では、港を利用する船舶運航者の視点にたつて、2浮体動揺を検討することにより、総合的な港内静穏度を向上させようとする基礎的な研究として、2浮体動揺の解析法を示すとともに、基本的な2浮体動揺特性と、2浮体動揺の現地への応用例について論じた。

本章では、これまで述べてきた主要な結論をとりまとめるとともに、今後に残された課題を示す。

第1章では、輸送の近代化とともに、海上輸送と陸上輸送の接点である港湾も、高度化する物流に対応して、より定時性、安全性が要求されている中で、気象・海象条件に影響されない全天候型港湾が今後の港湾整備の大きな目標になるべきであることを述べた。

第2章では、今後の港湾整備の重点項目を浮かび上がらせるために、主に港湾の利用者である船舶運航者の視点にたつて、現状の港湾の抱える問題を提起し、それに対する港側の対策として、問題解決のための3つのアプローチがあることを示した。さらに、2浮体動揺を検討することが、港内静穏度を向上させるために重要な事項であることを指摘した。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) 港の波浪特性と、船舶活動の作業限界の関係より、特に冬期の日本海沿岸や、春から秋にかけての太平洋沿岸の外洋に面した港湾は、厳しい自然条件下にある。
- (2) 冬期の日本海沿岸では、荒天と港湾整備の不備によって海難が発生している。
- (3) 船舶運航者は、外洋に面した港湾の作業条件が厳しいことを痛感しており、今後の港湾整備には利用者側の意向が十分に反映されるべきである。
- (4) 港内の船舶活動が気象・海象によって阻害されることで、船舶の運航費用に重大な影響を及ぼす。
- (5) 冬期の日本海沿岸の外洋に面した港湾では、入港船舶が減少し、十分に活用されていない。
- (6) 港の静穏度は、港における船舶活動のすべての段階の安全性により評価されるべきである。
- (7) 気象・海象に影響されない全天候型の港湾の実現が、今後の港湾整備の方向となるべきである。
- (8) 港の静穏度の向上のためには、波浪制御、船体動揺制御、荷役システム

の改善の3つのアプローチがある。

(9) 船体動揺を制御する方法の中で、はしけ取り荷役や浮体式係船岸などのような場合に、2浮体動揺特性が十分に検討されなければならない。

第3章では、2浮体の波浪動揺問題を、2次元および3次元の境界積分法により解析する方法を示し、数値計算の結果と水理模型実験との結果を比較することにより、その適用性を確認した。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) 2次元および3次元の計算は、2浮体の動揺量、2浮体の動揺位相差ともに、岸壁の有無にかかわらず、実験結果をよく説明している。
- (2) 2浮体の正横から比較的長周期の波が作用する場合は、浮体による入射波の反射や、岸壁前面に形成される重複波形と2浮体の位置関係によって、2浮体動揺特性は定性的に説明できる。

今後の課題としては、次のようなことが挙げられる。

- (1) 動揺周期特性のピーク値を精度よく計算すること。
- (2) 港のような、水深変化をともなう複雑な3次元境界内に2浮体が存在する場合の解析。
- (3) 2浮体の長周期動揺と非線形流体力の予測。
- (4) 不規則波が作用したり、非線形係留されている場合の、時系列的な取り扱い。
- (5) 3つ以上の多数の浮体の動揺を計算する簡便な解析法。

第4章では、2浮体動揺の基本的な特性を、数値計算より検討した。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) 近接して浮体を係留することで、動揺特性が変化する。これは、浮体による入射波の反射によって定性的に説明できる。
- (2) 岸壁が存在することで動揺特性は大きく変化する。これは、比較的長周期の波が正横から作用する場合には、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。
- (3) 2浮体を硬く連結することにより、2浮体の動揺量には大きな変化はみられないものの、2浮体の位相を近づける効果がある。
- (4) 近接浮体によって流体力係数、波強制力ともに影響を受ける。つまり、近接して浮体が係留される場合は、2浮体動揺として解析される必要がある。
- (5) 流体力係数に与える岸壁の影響は大きい。例えば岸壁と直角に係留される場合のスウェーの流体力係数のように、岸壁の影響がほとんどない場合もある。
- (6) 波強制力には、岸壁の影響は大きい。比較的長周期の波が正横から作用する場合には、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。

(7) 2浮体の間隔は、相対動揺にあまり影響を与えない。

(8) 離岸距離を変化させることで、相対動揺を小さくすることが可能である。

(9) 2浮体を非常に硬く連結することにより、相対動揺を小さくすることができる。

(10) 岸壁に対する波向きによって、2浮体の係留角度を変化させることで、相対動揺を小さくすることができる。

また、今後の課題としては以下のようなことが挙げられよう。

(1) 2浮体が影響を及ぼし合う浮体の間隔の範囲の明確化。

(2) 2浮体の形状や大きさの関係が、2浮体動揺に及ぼす影響。

(3) 不規則波中に非線形係留されている場合等の時系列的な検討による相対動揺特性。

(4) 長周期相対動揺に関する検討。

第5章では、浮体式係船岸に船が係留して荷役作業を行う場合、バルデス港を例にとって、浮体式係船岸上に設置されたクレーンに吊された貨物の振れ回りの大きさと、振れ回り貨物と船の荷役点との相対動揺より、荷役作業の安全性を検討した。その結果、以下のような結論を得た。

(1) バルデス港のような斜面前面に係留された2浮体の動揺特性は、比較的長周期の波が正横から作用する場合には、仮想的な鉛直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。

(2) クレーンに吊された貨物の振れ回りは、クレーンを設置する浮体式係船岸のスウェーとロールの大きさと位相、および貨物を吊す荷役綱の長さによって決まる。

(3) ロールの固有周期と貨物の振り子としての固有周期が波の周期と同調すれば、貨物の振れ回りは非常に大きくなる。したがって、浮体式係船岸のロールの固有周期に影響する、浮体の幅や重心の上下位置、およびクレーンの高さは、対象となる波の周期によって慎重に決定されるべきである。

(4) 波の周期によって、固定岸壁からの離岸距離を適切にとることで、振れ回り貨物と船の荷役点の相対動揺を小さくして、荷役性能を向上させることが可能である。

また、今後の課題としては以下のようなことが挙げられる。

(1) 波の屈折をとまなうような、斜面前面での斜め波の3次元2浮体動揺の解析。

(2) 浮体式係船岸と係留船を硬く係留させることができる、係留装置の開発と、その効果の確認。

- (3) クレーンに吊された貨物の振れ回りを小さくするために、クレーンを設置する浮体式係船岸のロールを小さくする係留方法の開発とその効果の確認。
- (4) 荷役綱の長さが時間的に変化する場合の振れ回りの解析と、クレーンの振れ止め装置の効果の確認。

このうち、(2)、(3)については、近年水位差を利用した新しい係留方法が<sup>(1)</sup>提案されており、この装置の浮体式係船岸への応用が考えられよう。

第6章では、マリーナに係留されるヨットの間隔を、2浮体動揺の面から評価する方法を示した。その結果以下のような結論を得た。

- (1) 2浮体動揺より得られる、スウェーによる船体の占有幅およびロールによるマストの揺れによる占有幅によってヨットの間隔は決定されるべきである。
- (2) 2浮体動揺より得られた動揺によるヨットの占有幅が、計画されたヨットの間隔を超える場合は、間隔を広くするか、スウェーやロールが大きくなるないように、波を横から受けないような係留配置に変更すべきである。

また、今後の課題としては以下のようなことが挙げられよう。

- (1) マリーナ泊地内を航走するモーター・ボートによる航走波が、ヨットの動揺に及ぼす影響。
- (2) ヨットのような船底に突出した特別な浮体形状が動揺に及ぼす影響。

このうち(1)については、近年、大型船の航行速度大きくなって、近くに係留された小型船の転覆の問題から、航走波を受ける小型船の動揺に関する模型実験が行われている<sup>(2)</sup>。現在、泊地内を高速に航行するモーター・ボートの速度の限界値を決定するためにも、航走波による係留浮体の動揺解析法を開発することが重要である。

## 参考文献

- (1)久保雅義，斎藤勝彦，生駒信康，沖 剛志：船体離岸防止装置による船体運動の低減化に関する実験的研究，日本航海学会論文集，第85号，(投稿中)
- (2)本田啓之輔，定兼廣行：航走波における小型船の動揺と横転に関する水槽実験，日本航海学会論文集，第83号，pp.169～176，1990.9.

## 謝 辞

本研究をまとめるにあたり、終始熱心な御指導を賜った大阪大学土木工学科榎木 亨教授に深甚の謝意を表します。また、大阪大学土木工学科村岡浩爾教授、ならびに大阪大学船舶海洋工学科浜本剛実教授には本論文の内容に関し貴重な御意見を賜りました。ここに、感謝の意を表します。

神戸商船大学久保雅義教授には、浮体動揺の基礎的な勉強の段階から終始熱意のこもったご指導に加えて公私ともに大変に御世話になりました。ここに、あらためて深く感謝の意を表します。また大阪大学青木伸一助手には、浮体動揺の解析法に関しての著者の疑問に対して終始適切なアドバイスを頂きましたことに対して深く感謝致します。

名古屋大学土木工学科岩田好一郎教授をはじめとする、大阪大学榎木研究室OBの海岸・港湾研究グループの各先生方には、専門的な分野から多くの有益な御助言を賜りましたことに対して深く感謝致します。

また、神戸商船大学木村隆一助教授には、本研究をすすめていくうえで、研究の取り組み方などの面から終始貴重な御意見を賜ったことに対してあらためて謝意を表します。

最後に、本研究における実験や計算のデータ処理に多大な御助力を頂きました、当時大学院生の榎原繁樹氏、沖 剛志氏をはじめ、当時学部学生諸氏の努力がなければ本研究をまとめることができなかつたであろうことを記して、ここに深く御礼申し上げる次第である。

## 付記 記号一覧

( )内の数字は、その記号が使用される章を示す。

- A : ガントリー・クレーンの使用料 (2)
- A : 流体の速度ポテンシャル中の鉛直方向分布関数 (3)
- AB : 2次元沖側仮想境界線 (3)
- A'B' : 2次元岸側仮想境界線 (3)
- a : ガントリー・クレーンの荷役能率 (2)
- a : 2浮体の一方 (3, 4, 5, 6)
- $a_i$  : 3次元 i 番目要素の大きさを示す長さ次元のパラメータ (3)
- $a_n$  : 係留索 n の係留点の x 座標 (3)
- B : 岸壁の使用料 (2)
- B : 浮体の幅 (3, 4, 5, 6)
- $B_a, B_b$  : 浮体 a, b の幅 (3, 4, 5, 6)
- $\bar{BM}$  : 浮心からメタセンターまでの距離 (3)
- b : 2浮体の一方 (3, 4, 5, 6)
- $b_n$  : 係留索 n の係留点の z 座標 (3)
- C : 閉曲線 (3)
- $C_a, C_b$  : 2浮体相対動揺を評価する浮体 a, b 上の点 (4)
- $C_a$  : 荷役点 (5)
- $C_b$  : 荷役綱上端の点 (5)
- $C_c$  : 荷役綱に吊された貨物の点 (5)
- $C_1, C_3, C_5$  : 2次元自由表面境界 (3)
- $C_2, C_4$  : 2次元浮体 a, b の没水表面境界 (3)
- $C_6$  : 2次元水底, 岸壁境界 (3)
- $C_p$  : 入港料 (2)
- $C_m$  : 停泊中の船費 (2)
- $C_n$  : 航海中の船費 (2)
- $c_n$  : 係留索 n の係留点の x 座標 (3)
- $\cos(n, x), \cos(n, z)$  : x, z 方向余弦 (3)
- D : 2次元閉領域 (3)
- $D^*$  : 特異点を中心とした小半円領域を除いた2次元閉領域 (3)



$D_a, D_b, D_L$  : 浮体の重心と岸壁前面重複波動場の位置関係を示すパラメータ  
 (3, 4, 5)  
 $d$  : 喫水 (3, 4)  
 $E_{Lj}, \bar{E}_{Lj}$  : 2次元要素の関係から決まる定数 (3)  
 $F_{\lambda a}^{(W)}, F_{\lambda b}^{(W)}$  : 浮体 a, b の  $\lambda$  モードの動水圧力 (モーメント) (3)  
 $F_{\lambda a}^{(E)}, F_{\lambda b}^{(E)}$  : 浮体 a, b の  $\lambda$  モードの波強制力 (モーメント) (3, 4)  
 $F_{\lambda a}^{(R)}, F_{\lambda b}^{(R)}$  : 浮体 a, b の  $\lambda$  モードのラディエーション力 (モーメント)  
 (3)  
 $F_{\lambda amb}^{(R)}$  : 浮体 b の m モードの動揺により浮体 a の  $\lambda$  モードに作用するのラディエーション力 (モーメント) (3)  
 $F_{\lambda a}^{(S)}, F_{\lambda b}^{(S)}$  : 浮体 a, b の  $\lambda$  モードの係留力 (モーメント) (3)  
 $F_T$  : 荷役綱に作用する張力 (5)  
 $f^{(W)}$  : 浮体没水表面上の点に作用する動水圧力 (3)  
 $G$  : コンテナ船の総トン数 (2)  
 $G, G^*$  : グリーン関数 (3)  
 $G_n^{(1)}, G_n^{(2)}$  : グリーン関数の法線微分中の係数 (3)  
 $\bar{GM}$  : メタセンター高さ (3, 5)  
 $\bar{GB}$  : 重心から浮心までの距離 (3)  
 $g$  : 重力加速度 (3, 4, 5)  
 $H$  : ある月の平均波高 (2)  
 $\bar{H}$  : 全波高測定値の平均 (2)  
 $H$  : 浮体の型深さ (3, 4)  
 $H_0^{(1)}$  : 第1種0次のハンケル関数 (3)  
 $H_1^{(1)}$  : 第1種1次のハンケル関数 (3)  
 $h$  : 水深 (3, 4, 5)  
 $h'$  : 2次元岸側仮想境界での水深 (3)  
 $h'$  : 斜面の形状より決まる仮想水深 (5)  
 $h_0$  : 長さの代表値 (3)  
 $I$  : タグ・ボートの使用料 (2)  
 $(I)$  : 2次元仮想境界ではさまれた2浮体近傍の流体領域 (3)  
 $I_a, I_b$  : 2次元浮体 a, b の重心に関する慣性モーメント (3-3)  
 $I_{ya}, I_{yb}$  : 2次元浮体 a, b の水線面2次モーメント (3-3)  
 $I_{xa}, I_{ya}, I_{za}, I_{xb}, I_{yb}, I_{zb}$  : 3次元浮体 a, b の重心に関する x, y, z 軸

まわりの慣性モーメント (3-4, 4, 5)

$I_m$  : 虚数部を示す (4, 5)

$i$  : 虚数単位 (3, 4, 5)

$i$  : 境界上の微小要素の番号 (3)

$J$  : パイロットの使用料 (2)

$J_0$  : 第1種0次のベッセル関数 (3)

$j$  : 境界上の微小要素の番号 (3)

$K$  : 2浮体を連結する係留索のバネ定数 (4)

$K_{\lambda a m b}^{(M)}$  : 浮体  $b$  の  $m$  モードによって浮体  $a$  の  $\lambda$  モードに作用する係留索①から受ける係留力係数 (3)

$\hat{K}_r$  : 反射率を表わす複素定数 (3)

$\hat{K}_t$  : 透過率を表わす複素定数 (3)

$K_0$  : 第2種0次の変形ベッセル関数 (3)

$K_1$  : 第2種1次の変形ベッセル関数 (3)

$k_0, k_0'$  : 水深  $h, h'$  における波数 (3)

$k_1 \sim k_6$  : 係留索①～⑥のバネ定数 (3)

$k_n$  : 減衰散乱波第  $n$  項の固有値 (3)

$L$  : 浮体の長さ (3, 4)

$L_a, L_b$  : 浮体  $a, b$  の長さ (3, 4)

$\lambda_x$  : 原点から2次元沖側仮想境界までの水平距離 (3)

$\lambda_{cr}$  : クレーンの荷役網の長さ (5)

$\lambda_x'$  : 原点から2次元岸側仮想境界までの水平距離 (3)

$\lambda, \lambda'$  : 浮体の動揺モード (3, 4)

$\lambda_{0a}, \lambda_{0b}$  : 2次元浮体  $a, b$  の水際線の長さの  $1/2$  (3)

$\lambda_1 \sim \lambda_6$  : 係留索①～⑥の初期長さ (3)

$\lambda_{c1}, \lambda_{c5}$  : 2浮体から2次元仮想境界までの距離 (3)

$M$  : 浮体の質量 (3, 4, 5, 6)

$M$  : 2次元沖側仮想境界の分割個数 (3)

$M'$  : 2次元岸側仮想境界の分割個数 (3)

$M_a, M_b$  : 浮体  $a, b$  の質量 (3, 4, 5, 6)

$M_{\lambda a m b}$  : 浮体  $b$  の  $m$  モードの動揺により浮体  $a$  の  $\lambda$  モードに作用する付加質量 (3, 4)

$\tilde{M}_{\lambda a m b}$  : 浮体  $b$  の  $m$  モードの動揺により浮体  $a$  の  $\lambda$  モードに作用する無次元化

された付加質量 (4)

$m, m'$  : 浮体の動揺モード (3, 4)

$m_c$  : クレーンに吊された貨物の質量 (5)

$\bar{N}$  : 1 ヶ月に入港する船の平均値 (2)

$N$  : ある月の入港隻数 (2)

$N$  : 境界線の分割個数 (3)

$N_1 \sim N_6$  : 境界線  $C_1 \sim C_6$  の分割個数 (3)

$N_{\lambda a m b}$  : 浮体  $b$  の  $m$  モードの動揺により浮体  $a$  の  $\lambda$  モードに作用する減衰係数 (3, 4)

$\tilde{N}_{\lambda a m b}$  : 浮体  $b$  の  $m$  モードの動揺により浮体  $a$  の  $\lambda$  モードに作用する無次元化された減衰係数 (4)

$n$  : 流体領域内からみて外向きにたてた法線 (3, 4)

$n$  : 減衰散乱波の項数 (3)

$n_{\lambda a'}, n_{\lambda b'}$  : 浮体  $a, b$  の  $\lambda$  方向の単位法線ベクトル (3)

$n_{\lambda a}, n_{\lambda b}$  : 浮体  $a, b$  の  $\lambda$  方向の正規化された法線速度 (3, 4)

$n_{x a}, n_{y a}, n_{z a}, n_{x b}, n_{y b}, n_{z b}$  : 浮体  $a, b$  の  $x, y, z$  方向の単位法線ベクトル (3)

$O$  : 原点 (3, 4)

( $O$ ) : 2次元沖側仮想境界より沖側の領域 (3)

( $O'$ ) : 2次元岸側仮想境界より岸側の領域 (3)

$P$  : 3次元の流体内部の点 (3)

$P_i, P_j$  : 浮体表面上  $i, j$  番目の点 (3)

$P_i', P_j'$  : 浮体表面上  $i, j$  番目の点の岸壁に対する鏡像点 (3)

$P_a^{(s)}, P_b^{(s)}$  : 浮体  $a, b$  の姿勢変化による静的変動圧 (3)

$P_{\lambda a}^{(s)}, P_{\lambda b}^{(s)}$  : 浮体  $a, b$  の  $\lambda$  モードの姿勢変化による静的変動圧 (3)

$PDC$  : 物的流通原価 (2)

$P.V.$  : コーシーの主値 (3)

$p$  : 2次元沖側仮想境界上の代表点 (3)

$Q$  : 3次元の浮体表面上の点 (3)

$Q'$  : 岸壁に対する点  $Q$  の鏡像点 (3)

$q$  : 2次元岸側仮想境界上の代表点 (3)

$R$  : 原点からの水平距離 (3)

$R$  : 2浮体の間隔 (3, 4, 5)

$R'$  : 3次元領域内の点と境界上の点の距離 (3)

$R_1, R_2$  : ロールによるヨットの占有幅 (6)  
 $Re$  : 実数部を示す (4, 5)  
 $r$  : 境界上の点と領域内の点の距離 (3)  
 $r'$  : 3次元の境界上の点と領域内の点の距離に水深の影響を入れたパラメータ (3)  
 $r_{ij}$  :  $i$  番目要素と  $j$  番目要素の距離 (3)  
 $S$  : 閉曲面 (3)  
 $S$  : 岸壁に近い方の浮体の離岸距離 (3, 4, 5)  
 $S'$  : 仮想鉛直岸壁から岸壁に近い方の浮体までの距離 (5)  
 $S_{Ua}, S_{Ub}$  : 3次元浮体  $a, b$  の没水表面 (3, 4)  
 $S_F$  : 3次元自由表面境界 (3, 4)  
 $S_B$  : 3次元一定水深水底境界 (3, 4)  
 $S_R$  : 3次元遠方境界 (3, 4)  
 $S_W$  : 3次元鉛直岸壁境界 (3, 4)  
 $s$  : 境界の接線方向 (3, 4)  
 $T$  : 波の周期 (3, 4, 5, 6)  
 $T_R$  : ロールの固有周期 (3, 4, 5)  
 $T_\theta$  : クレーンに吊された貨物の振れ回りの固有周期 (5)  
 $T_0$  : 荷役時間 (2)  
 $T_1$  : 港内操船時間 (2)  
 $T_2$  : 荒天による岸壁待機時間 (2)  
 $T_3$  : 荒天による港外待機時間 (2)  
 $t$  : 時間 (3, 4, 5)  
 $UKC$  : 余裕水深 (2)  
 $u$  : 領域内で1次導関数まで連続な関数 (3)  
 $u_a, u_b$  : 浮体  $a, b$  の没水表面での水粒子水平方向速度 (3)  
 $V_a, V_b$  : 2次元浮体  $a, b$  の没水部分の断面積 (3)  
 $v$  : 領域内で1次導関数まで連続な関数 (3)  
 $v_{na}, v_{nb}$  : 浮体  $a, b$  の動揺による没水表面法線方向速度 (3)  
 $w_a, w_b$  : 浮体  $a, b$  の没水表面での水粒子鉛直方向速度 (3)  
 $X$  : 2浮体の左右方向相対動揺 (4)  
 $X$  : 振れ回る貨物と荷役点の相対動揺の水平方向成分 (5)  
 $X_{ma}, X_{mb}$  : 浮体  $a, b$  の  $m$  モードの動揺 (3)  
 $\hat{X}_a, \hat{X}_b$  : 浮体  $a, b$  のスウェーの複素振幅 (3, 4, 5, 6)

$X_{\rho a}^*, X_{\rho b}^*$  : 浮体 a の  $\rho$  モード, 浮体 b の  $\rho'$  モードの動揺の長さ次元のパラメータ (3)

$X_1, X_2$  : ヨットのスウェーによる占有幅 (6)

$x$  : 荷役コンテナ数 (2)

$x$  : 水平左右方向軸 (3, 4, 5)

$x$  : 境界上の点の  $x$  座標値 (3)

$x'$  : 領域内の点の  $x$  座標 (3-3)

$x'$  : 境界上の点  $x$  の岸壁に対する鏡像点 (3-4)

$x_i, x_j$  :  $i, j$  番目微小要素中点の  $x$  座標 (3)

$x_a, x_b$  : 浮体 a, b の没水表面上の点の  $x$  座標 (3)

$x_a$  : 荷役点の水平方向変位 (5)

$\bar{x}_a, \bar{x}_b$  : 静止浮体 a, b の没水表面上の点の  $x$  座標 (3, 4)

$\bar{x}_a$  : 静止時の荷役点の  $x$  座標 (5)

$x_{aj}, x_{bj}$  : 浮体 a, b の没水表面上の  $j$  番目の点の  $x$  座標 (3)

$\bar{x}_{a0}, \bar{x}_{b0}$  : 静止浮体 a, b の重心点の  $x$  座標 (3, 4, 5)

$x_{a0}, x_{b0}$  : 動揺浮体 a, b の重心点の  $x$  座標 (3)

$\bar{x}_b$  : 静止時のカーゴ・フォール上端の  $x$  座標 (5)

$x_{ca}, x_{cb}$  : 浮体 a, b の動揺による点  $C_a, C_b$  での左右方向の変位 (4, 5)

$x_c$  : 貨物の水平方向の変位 (5)

$Y$  : 2 浮体の前後方向相対動揺 (4)

$\hat{Y}_a, \hat{Y}_b$  : 浮体 a, b のサージの複素振幅 (3)

$y$  : 水平前後方向軸 (3, 4)

$y$  : 境界上の点の  $y$  座標値 (3)

$y'$  : 領域内の点の  $y$  座標 (3-3)

$y'$  : 境界上の点  $y$  の岸壁に対する鏡像点 (3-4)

$y_i, y_j$  :  $i, j$  番目微小要素中点の  $y$  座標 (3)

$y_a, y_b$  : 浮体 a, b の没水表面上の点の  $y$  座標 (3)

$\bar{y}_a, \bar{y}_b$  : 静止浮体 a, b の没水表面上の点の  $y$  座標 (3, 4)

$y_{aj}, y_{bj}$  : 浮体 a, b の没水表面上の  $j$  番目の点の  $y$  座標 (3)

$\bar{y}_{a0}, \bar{y}_{b0}$  : 静止浮体 a, b の重心点の  $y$  座標 (3, 4, 5)

$y_{a0}, y_{b0}$  : 動揺浮体 a, b の重心点の  $y$  座標 (3)

$y_{ca}, y_{cb}$  : 浮体 a, b の動揺による点  $C_a, C_b$  での前後方向の変位 (4)

$Z$  : 2 浮体の上下方向相対動揺 (4)

$Z$  : 振れ回る貨物と荷役点の相対動揺の鉛直方向成分 (5)

$\hat{Z}_a, \hat{Z}_b$  : 浮体 a, b のヒープの複素振幅 (3, 4, 5, 6)

$z$  : 鉛直方向軸 (3, 4, 5)

$z$  : 境界上の点の  $z$  座標値 (3)

$z'$  : 領域内の点の  $z$  座標 (3-3)

$z'$  : 境界上の点  $z$  の岸壁に対する鏡像点 (3-4)

$z_i, z_j$  :  $i, j$  番目微小要素中点の  $z$  座標 (3)

$z_a, z_b$  : 浮体 a, b の没水表面上の点の  $z$  座標 (3)

$z_a$  : 荷役点の鉛直方向変位 (5)

$\bar{z}_a, \bar{z}_b$  : 静止浮体 a, b の没水表面上の点の  $z$  座標 (3, 4)

$\bar{z}_a$  : 静止時の荷役点の  $z$  座標 (5)

$z_{aj}, z_{bj}$  : 浮体 a, b の没水表面上の  $j$  番目の点の  $z$  座標 (3)

$\bar{z}_{a0}, \bar{z}_{b0}$  : 静止浮体 a, b の重心点の  $z$  座標 (3, 4, 5)

$\bar{z}_b$  : 静止時の荷役網上端の  $z$  座標 (5)

$z_{a0}, z_{b0}$  : 動揺浮体 a, b の重心点の  $z$  座標 (3)

$z_{ca}, z_{cb}$  : 浮体 a, b の動揺による点  $C_a, C_b$  での上下方向の変位 (4, 5)

$z_c$  : 貨物の鉛直方向の変位 (5)

$\bar{z}_{aB}, \bar{z}_{bB}$  : 浮体 a, b の浮心の  $z$  座標 (3)

$\beta$  : 岸壁に対する波の入射角 (3, 4)

$\Gamma = \sigma^2 h_0 / \rho g$  (3)

$\gamma_w$  : 原点から岸壁までの距離 (3)

$\Delta$  : ラプラシアン (3)

$\Delta S_i$  :  $i$  番目微小要素の面積 (3, 4)

$\Delta x_i, \Delta x_j, \Delta z_i, \Delta z_j$  :  $i, j$  番目要素の微小要素長さの  $x, z$  成分 (3)

$\delta_{ij}, \delta(i, C_1) \sim \delta(i, C_6)$  : クロネッカーのデルタ (3)

$\zeta$  : 流体領域内部の点の  $z$  座標 (3)

$\zeta_0$  : 入射波振幅 (3, 4, 5, 6)

$\eta$  : 流体領域内部の点の  $y$  座標 (3)

$\hat{\Theta}$  : 貨物の振れ回りの複素振幅 (5)

- $\theta$  : 2浮体の岸壁係留角 (3, 4)  
 $\theta$  : クレーンに吊された貨物の振れ回り角 (5)  
 $\lambda_0$  : 入射波長 (3, 4, 5)  
 $\lambda'$  : 仮想水深  $h'$  に対する波長 (5)  
 $\mu$  : 積分型グリーン関数の積分変数 (3)  
 $\nu$  :  $= \sigma^2 / g$  (3)  
 $\nu_{1a}, \nu_{2a}, \nu_{3a}, \nu_{1b}, \nu_{2b}, \nu_{3b}$  : 2次元浮体 a, b の断面形状と密度分布により決まる定数 (3)  
 $\xi$  : 流体領域内部の点の z 座標 (3)  
 $\xi_{ma}, \xi_{mb}$  : 浮体 a, b の m モードの変位に長さの次元をもたせるための係数 (3)  
 $\rho$  : 流体の密度 (3, 4)  
 $\sigma$  : 角周波数 (3, 4, 5)  
 $\tilde{\sigma}$  : 無次元化された角周波数 (4)  
 $\Phi$  : 流体の速度ポテンシャル (3)  
 $\Phi_0$  : 2次元領域 (O) の速度ポテンシャル (3)  
 $\Phi_0'$  : 2次元領域 (O') の速度ポテンシャル (3)  
 $\phi$  : 無次元化されたポテンシャル関数 (3)  
 $\bar{\phi}$  : 無次元化されたポテンシャル関数の法線方向微分 (3)  
 $\phi_0$  : 2次元領域 (O) の無次元化されたポテンシャル関数 (3-3)  
 $\phi_0$  : 3次元2浮体に作用する入射波を表す無次元化ポテンシャル関数 (3-4)  
 $\phi_0'$  : 2次元領域 (O') の無次元化されたポテンシャル関数 (3)  
 $\phi_1 \sim \phi_6$  : 2次元境界  $C_1 \sim C_6$  上の無次元化されたポテンシャル関数 (3)  
 $\phi_d$  : 3次元ディフラクション・ポテンシャル関数 (3)  
 $\phi_{ra}, \phi_{rb}$  : 浮体 a の  $r$  モード、浮体 b の  $r'$  モードの単振動により生じるラディエーション・ポテンシャル関数 (3, 4)  
 $\Omega$  : 流体の3次元領域 (3)  
 $\Omega_{xa}, \Omega_{ya}, \Omega_{za}, \Omega_{xb}, \Omega_{yb}, \Omega_{zb}$  : 浮体 a, b の x, y, z 軸回り (ピッチ, ロール, ヨー) の回転角 (3)  
 $\hat{\Omega}_{xa}, \hat{\Omega}_{ya}, \hat{\Omega}_{za}, \hat{\Omega}_{xb}, \hat{\Omega}_{yb}, \hat{\Omega}_{zb}$  : 浮体 a, b の x, y, z 軸回り (ピッチ, ロール, ヨー) の回転角の複素振幅 (3, 4, 5, 6)  
 $\Omega_y$  : ロールの回転角 (3)  
 $\omega$  : 2浮体に対する波の入射角 (3)