The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	多浮体型波浪エネルギ変換システムの最大エネルギ変換制御に関する基礎研究
Author(s)	川谷, 亮治
Citation	大阪大学, 1984, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/24552
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

多浮体型波浪エネルギ変換システムの最大エネルギ変換制御に関する基礎研究

川谷亮治

多浮体型波浪エネルギ変換システムの最大エネルギ変換制御に関する基礎研究

昭和58年12月

川　谷　亮　治

目次

第1章　序　論　1

1.1　本研究の目的　1

1.2　従来の研究経過　5

1.3　本研究の概要　9

第2章　単一浮体による波エネルギ変換　11

2.1　はじめに　11

2.2　基礎式　11

2.2.1　浮体の動揺問題　11

2.2.2　単一浮体の運動方程式　15

2.2.3　Lewis form　18

2.3　単一浮体による波エネルギ変換　19

2.4　数値計算例　20

2.4.1　効率特性　21

2.4.2　全反射波振幅 |R| 全透過波振幅 |T|　23

第3章　独立なn個の浮体のDiffraction 問題と Radiation 問題の近似解　24

3.1　はじめに　24

3.2　Diffraction 問題とRadiation 問題の近似解　24

3.2.1　Diffraction 問題　25

3.2.2　Radiation 問題　27

3.3　全反射波、全透過波　29

第4章　WECS-3 に対する動特性　31

4.1　はじめに　31

4.2　動作原理　31

4.3　基礎式　32

4.3.1　3個の浮体を独立に配置したシステムに対する運動方程式　33

4.3.2　WECS-3 に対する基礎式　33

4.4　理論解析結果　37

4.4.1　対称型 WECS-3　37

4.4.2　最適パラメータ探索法　37

4.4.3　理論特性のパラメータ依存性　38

4.4.4　非対称型 WECS-3　45

4.5　結言　48

第5章　WECS-2 に対する動特性　49

5.1　はじめに　49

5.2　基礎式　49

5.3　理論解析結果　53

5.3.1　水線幅比 n　54

5.3.2　同調点 ξ_{DO}　55

5.3.3　各浮体におけるエネルギ変換効率　58

5.3.4　パラメータ ℓ', μ_R', μ_L' の効率特性に与える影響　59

5.3.5　全反射波振幅 $|R|$ と全透過波振幅 $|T|$　61

5.3.6　種々の形状を持つ浮体を用いた WECS-2 に対する効率特性　63

5.4　結言　64

第6章 WECS-2に対する実験的検討 67
6.1 はじめに 67
6.2 一次エネルギ変換量計測装置 67
6.2.1 動力計測法 67
6.2.2 回転式オイルダンパ 68
6.2.3 トルクフィードバック式動力計測装置 69
6.3 実験装置 75
6.3.1 電圧・電流変換部 75
6.3.2 水槽 78
6.3.3 計測装置 79
6.4 使用浮体 80
6.5 理論特性に対するC_R', C_L'の効果 83
6.5.1 C_R'の効果 83
6.5.2 C_L'の効果 88
6.6 実験結果 92
6.6.1 System 1 93
6.6.2 System 2 94
6.7 結言 100

第7章 入力エネルギレベル変動に伴う最大エネルギ変換 102
7.1 はじめに 102
7.2 単一浮体システム 103
7.2.1 基礎式 103
7.2.2 上下運動 104
7.2.3 回転運動 105

7.3 WECS-2 105

7.4 結言 112

第8章 波浪エネルギ変換システムの利用と今後の問題点 113

8.1 不規則波を入力した場合のWECS-2の特性 113

8.2 実システムの規模の一例 114

8.3 波浪エネルギ変換システムの利用と今後の問題点 117

第9章 結論 121

謝辞 124

参考文献 125

記号表 129

Appendix A WECS-3に対する基礎式導出 134

A-1 Diffraction問題とRadiation問題 134

A-2 3個の浮体を独立に配置したときの基礎式 137

A-3 WECS-3に対する基礎式 140

Appendix B WECS-2に対する基礎式導出 143

B-1 Diffraction問題とRadiation問題 143

B-2 2個の浮体を独立に配置したときの基礎式 143

B-3 WECS-2に対する基礎式 148

第1章　序　論

1.1　本研究の目的

われわれの周囲を取巻く環境は、太陽から供給される実に膨大なエネルギを様々な形態で保有している。これらはエネルギ密度としてみた場合非常に希薄である。しかし、希薄であるがゆえに、人類も含め生物がその環境の中で生存することができる。そのため、時おりくる台風や雷などに代表される異常に集約されたエネルギに対してはなすすべもなく、ましてやそれらの現象からエネルギを取出して利用したり、制御したりすることは現在のところ不可能である。このように、自然エネルギの最大の特徴は入力レベルを調整することが不可能である点にあり、多くの場合エネルギ密度が希薄であり広く分布しているが、突然膨大なエネルギ集約が起こりうる。したがって、周囲環境のもつ自然エネルギを利用する場合、広い面積から効率よくエネルギを集めるために大規模な装置が必要であるが、異常なエネルギの集約が生じた場合、装置が破壊してしまうおそれがあるので、そのための防災対策を十分に行なわなければならない。

人類はこれまで水力エネルギなどの自然エネルギ利用から、石炭、石油に代表される化石エネルギを利用するに至り、現在の繁栄を手にしたのであるが、その増え続けるエネルギ消費のために1973年にエネルギ危機を迎え、現在は原子力への転換が行なわれ核融合の実現に向けてその努力が払われている。ところが、それが実現して、無限に近いエネルギ源が確保できたからといって問題がなくなったわけではない。というのは、今度は地球環境容量上の問題が生じ、人類が消費するエネルギ量が太陽から地球に供給されるエネルギ量の0.3%以上になると、地球の環

境を適正に維持することが不可能になるかも知れないという警告が地球物理学者から出されているためである。したがって、このような意味からもエネルギ密度としては希薄であるが、太陽からのエネルギを何らかの手段により分散的に集約利用して、ソフトエネルギ社会の実現を考える必要がある。

わが国は資源小国であるために、石油などその大部分を輸入にたよってきたが、この自然エネルギについてもその温暖な風土ゆえに決して恵まれているとは言えない。次に、利用が実施あるいは計画されている自然エネルギについて述べる。現在実現されている自然エネルギの筆頭として、水力発電を挙げることができるが、日本ではこれ以上の大幅なダムの設置は無理な状態であるため発電量の増加はあまり望めない。火山国であるわが国にとって地熱エネルギはエネルギ密度も高く、既存の技術も利用でき、安定な出力も可能であるという利点をもち現在開発がすすめられている。太陽エネルギの直接利用という点では、最近になり家庭にも太陽熱利用の温水器が普及し、香川県仁尾町にもモデルプラントが建造され運転が行なわれているが、まだ実用化にはいたっていない。また、太陽光発電についても時計などの小出力用電源として利用されているが、大規模なものになると、発電効率やコスト、また日照時間の問題もあり研究途上の段階である。風力発電も試験的に数ヶ所に設置され実験が行なわれているが、小規模な発電に留まっている。

ところで、四方を海で囲まれたわが国にとって、海に目を向けて海洋の持つエネルギの利用を試みることは重要であると考えられる。海洋エネルギは大別して、1)潮汐エネルギ、2)海流・潮流エネルギ、3)濃度差エネルギ、4)温度差エネルギ、5)波浪エネルギ、6)生物学的エネルギ

に分割することができる。ただし、6)についてはエネルギの形態が他のものと異なるため、ここでは省略する。各エネルギの総量は文献8)によれば、

海流の運動エネルギ	5×10^{7}kw	
波浪エネルギ	10^{9}kw	(ただし、利用次第では 7×10^{10}kw まで可能)
潮汐エネルギ	3×10^{7}kw	
温度差エネルギ	2×10^{9}kw	
濃度差エネルギ	2.6×10^{9}kw	

である。

1)の潮汐エネルギは、世界中でも利用できる地域は限られており、フランスのランス川における発電所が有名である。この場合、自然現象の中で最も正確に予測できるものの一つである干満を利用することになるので、そのエネルギの予測を正確に行なうことができるが、月の運行が基本となっているため、太陽の運行にしたがうわれわれに合わせる意味で、出力調整は不可欠である。ところで、わが国沿岸における潮位差は、最大が有明海の5.5m程度であり、このエネルギの利用はあまり望めない。2)の海流・潮流エネルギについては、日本では黒潮またアメリカではフロリダ海流の利用が検討されているが、建造や保守、設置後の運転などまだまだ問題が多い。3)の濃度差エネルギは、エネルギ密度としては自然エネルギの中では高い方であるが、これも実用化には問題が多い。4)の温度差エネルギの利用に対しては、海洋の温度が水深の深いところではほぼ一定であるので、表層部の温度がどれだけなのかが重要な要因となる。そのため、低緯度の海域がその対象となる。わが国でも沿岸の

数ヶ所において検討が進められているが、あまり地理的条件には恵まれていない。しかしながら、前述の地熱エネルギのような利点がありアメリカなどで研究がさかんに進められている。5)の波浪エネルギが本研究の対象とする自然エネルギである。日本近海は世界的にみても有数の波エネルギ保有海域であり、利用が期待される自然エネルギの一つであると言える。Fig.1.1は年間を通じての日本近海の波浪パワーの期待値（kw/m）の分布を示したものである。[2]

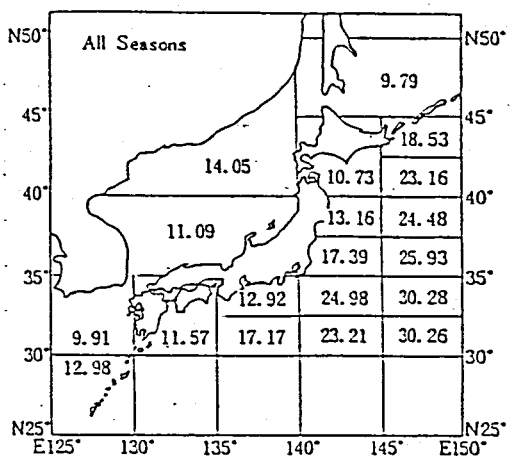


Fig.1.1

さて、波のもつエネルギを利用して電気などのエネルギを取出す場合、1)波により動揺する物体の利用、2)水面変位の利用、3)水圧の変動を利用することが考えられる。これまでに種々の波浪エネルギ変換装置が考案され、理論的あるいは実験的に検討がなされてきたが、[1)~7)] 本研究で述べる変換装置は複数個の浮体とそれらを結ぶ連結棒から成り、基本的には浮体の動揺を利用する1)に分類される。

本装置の特色は、エネルギ変換を行なう運動が浮体と連結棒の間の相対回転運動であり、外部固定点などは必要としないため潮汐などの影響は全くなく設置点を自由に選べる、また、複数個の浮体を用いることで、波のエネルギ変換に関与する運動モードが多く、広い周波数範囲にわたって高い効率が期待できる、発電機などのエネルギ変換部が浮体内部にあり、機械的可動部が浮体外部に出ることはないので、海水による腐食や生物付着に関する影響を受けにくい、効率特性の良い変換システムは波のエネルギを大部分システム内に吸収してしまうので、消波装置とし

ても期待できるなどである。

そこで、本研究では、これらのシステムの理論特性の検討を行ない、パラメータ依存性や最適エネルギ変換を行なうための条件を求めるとともに、実際にモデルを製作して、水槽実験を行ない、得られた結果について検討することを目的とする。さらに、入射波振幅の変動に対して安全にかつエネルギを最大に変換するための一つの簡単な制御方式の検討を試みる。

1.2 従来の研究経過

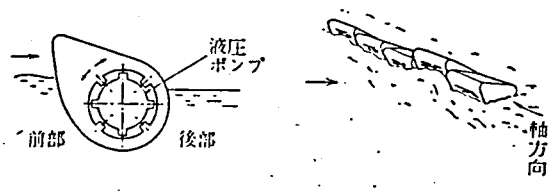
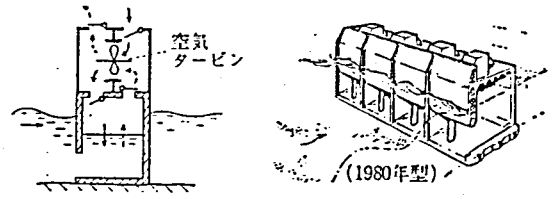
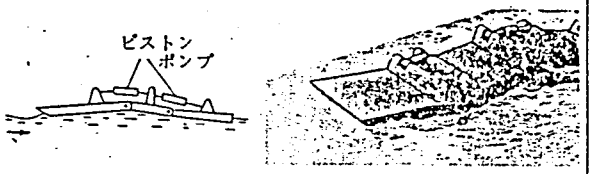
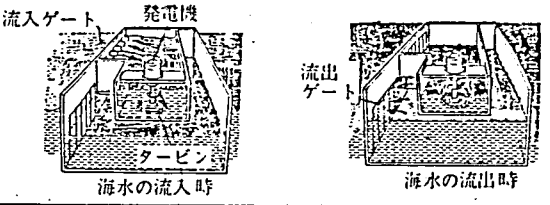
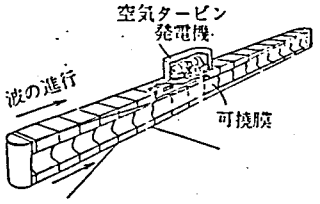
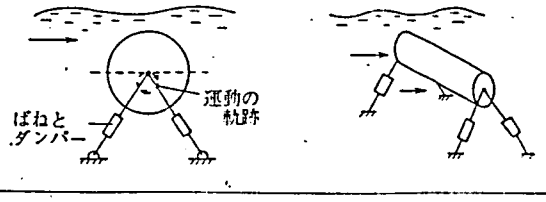
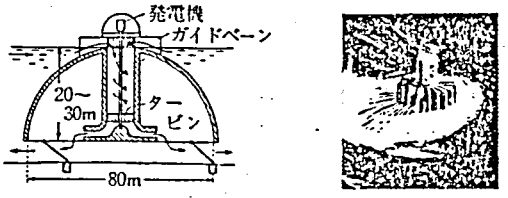
現在、日本を始めとする世界各国で波浪エネルギ利用の研究が進められている。[1)~7)] 本節では、従来の研究経過と現在の状況について簡単に述べる。

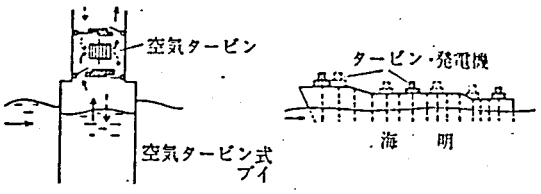
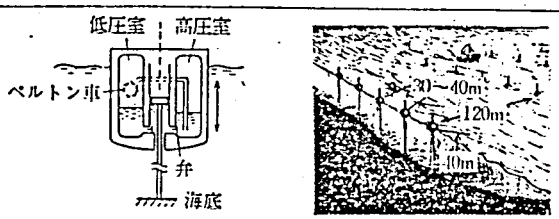
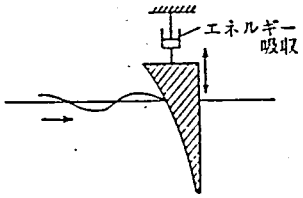
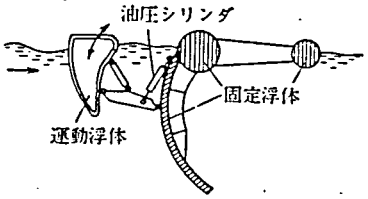
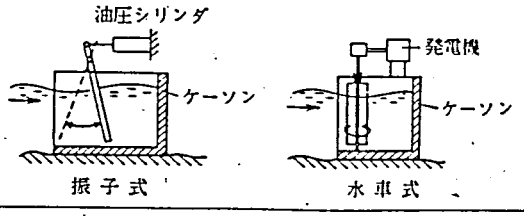
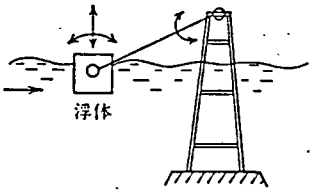
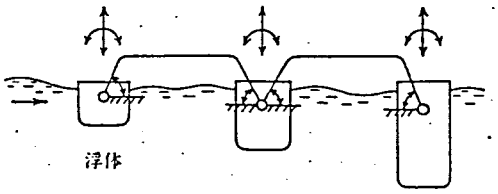
波浪エネルギ利用の試みは、古くは1799年にさかのぼり、[9)] また1892年にはアメリカのStahlにより興味ある計画が示されている。[10)] 昔は、波力推進ボートに代表されるように、波エネルギを船の推進用などに利用する考えが多かった。[8)] ついで、パイプ中を振動する海水面の上下運動からタービンをまわす中央空気タービン方式が考案された。小出力ながらもこの方式を利用した灯標ブイが商品化されており、現在も稼動中である。

最近の研究状況については増淵によりその総括が報告されており、Table 1.1に示されているように各方式に対してモデル試験ならびにフルスケール試験が行なわれている。[11)]

Table 1.1に掲げた方式のいくつかも含めて、この波浪エネルギ変換システムに対する理論的検討もなされている。たとえば、No.13に対しては、別所によりその特性が検討されており、単一対称浮体の2モードの運動から100%の変換効率を得るための条件が求められている。[14),15)] さらに、

Table 1.1　波浪エネルギー変換器の原理

	国名	方式，提案者	年代	原　　理	略　　図
No.1	UK	非対称形浮体の回転 S.H. Salter Edinburgh 大	1974 〜	非対称形の浮体の往復回転運動利用. 液圧変換→ タービン駆動 変換効率大 固定式	
2	UK	振動水柱型 (OWC) 国立工学研 (NEL) Vickers Limited	1976 〜	水柱の振動を空気圧変換→ 空気タービン駆動 共振型 浮遊式と固定式	
3	UK	いかだ式 Sir C. Cockevell Wave Power 社	1971 〜 1976 1978 〜	海面の表面波形の変化を液圧に変換→ 軸流タービン駆動 1/10モデル実験 浮遊式	
4	UK	整流型 HRS Hydrolics Research Station C.H. Russell	1975	弁開閉により波上昇のとき水を取入れ，下降のとき排出，低落差タービン利用. 固定式	
5	UK	可撓空気袋式 M.J. French Lancaster 大 Wave Power 社	1978 〜	波浪による圧力変化を可撓膜を介して，空気圧に変換→ 空気タービン駆動 浮遊式	
6	UK	偏心円筒 D.V. Evans Bristol 大	1978 〜	没水円筒の水粒子運動による浮体運動を利用する. 海底固定式	
7	USA	Dam-Atoll Lockheed Missile & Space 社	1973 1977 〜	海底が浅くなると波高が高くなって砕け波エネルギーは運動エネルギーとなる.これを円筒状の室に流下させ，タービン駆動する. 1/100モデル 固定式	

No:8	J	空気タービン式ブイ 益田善雄 緑星社製 海明 海洋科学技術センタ	1965 1976 〜 1979 〜	海面の形状変動を弁により一方向の空気流に変換. 空気タービン駆動→発電機 浮遊式	
9	N	浮体の上下動利用点状配置 K. Budal, J. Falnes Trondheim 大	1973 〜 1980 〜	圧力と速度を同位相になるよう制御することにより，最大エネルギー吸収を行う 海底固定式	
10	UK J	くさび形浮体 P.C. Parks Royal Military College of Science	1978	浮体の入射波の背部は，上下動によって透過波を生じない形とする．前面は反射波と発散波が相殺するよう指数関数状に選ぶとき，100％のエネルギー吸収ができる． 沿岸固定式	
11	SF	単一浮体式 R. Törnkvist	1979 〜	単一浮体の運動利用ではあるが，リンクと浮体の連結点を可変とし，最大エネルギー変換を計画． （計算機制御） 浮遊式	
12	J	振子式 水車式 近藤俶郎 渡部富治 室蘭工大	1978 〜	砕波帯での運動エネルギー利用． 油圧変換あるいは直接発電 沿岸固定式	
13	J	単一浮体式 別所正利 防衛大 日本鋼管	1973 1978 〜	沿岸，海底などの固定端と浮体との間の運動を利用．共振時に100％の変換効率 沿岸固定式	
14	J	複体浮式 多浮体配置 3浮体非対称配置 2浮体非対称配置 大阪大学	1979 1981 1981 〜	複数個の浮体間の相対運動を利用．対称形浮体を非対称配置することにより，高エネルギー変換率をうる． 複数周波数共振型 浮遊式	

一附加力学系のみで100％の変換効率を得るための条件についても検討が行なわれ、またそれに対する実験も行なわれている。[16] また、Evansは波浪エネルギを取出す効率に対する一般理論を示し、[17] No.6の没水円筒[5]や2個の独立に配置した浮体を利用したエネルギ変換効率に対する検討を行なっている。[19] また、Budalは3次元浮体に対する理論解析を行なっている。[18] 単一浮体を利用するシステムでは、前述の対称形だけではなく、No.1やNo.10の非対称形浮体を利用することも検討されている。特にNo.1のSalter's Duck[13]はその変換効率も高いことから、この方式を研究している研究者も少なくない。[20] また、No.10に対しては、田中により約1tonのモデルが製作され東京湾で実験が行なわれている。[21),22] No.11も単一浮体の運動を利用して液圧変換により波浪エネルギを変換する方式であるが、計算機制御をして最大エネルギ変換を行なう構想に特色がある。[23]

ところで、単一浮体の運動を利用して波浪エネルギの変換を行なうシステムでは、基本的には海底やNo.11のシステムのような固定浮体といった外部固定点を利用する必要がある。また、エネルギ変換に関与する運動モードも少ない。ところが、複数個の浮体を利用することにより、外部固定点も不要で、さらにエネルギ変換に関与するモード数が増え、高い変換効率が得られる周波数帯域の広いシステムが得られると予想される。このことから、本研究で述べる多浮体型システムが考案された。(No.14) このシステムに対して、浮体数の増加とともに変換効率が向上することが田宮らにより報告されている。[24] また、文献25)では、浮体形状としてNo.1のSalter's Duckを用いた2浮体型システムについて、理論と実験の両面にわたって検討が行なわれている。

1.3　本研究の概要

本研究では、2個あるいは3個の浮体を互いに連結して、連結棒と浮体との相対回転運動から入射波の持つエネルギを変換する多浮体型波浪エネルギ変換システムに対して、まず、それらの基礎式を導出し、理論特性の検討を行ない、さらに、簡単な構造をもつ2浮体型システムに対して、そのモデルを製作し水槽実験を行なうことにより、実際にどのような特性が得られるのかを調べる。

第2章では、以降の章における理論の基礎として、1個の浮体を利用して波エネルギ変換を行なうシステムに対して、その理論特性を検討するとともに100％の変換効率を実現するための条件を調べる。第2章の結果を利用して、第3章では多浮体型システムの基礎式を求める上で重要となるn個の浮体を独立に配置したシステムに対して入射波が入ってきたとき、浮体間の波の干渉も考慮して各浮体に生ずる入射波の一般式の導出を行なう。次に、その結果を踏まえて、まず、3浮体型システムに対する基礎式を第4章で導き、対称型システムに対して理論特性のパラメータ依存性などの検討を行ない、ついで浮体形状を異ならせた非対称型に対する特性を調べる。第5章では、浮体数を1個減らした2浮体型システムについて前章同様基礎式を求め、パラメータ依存性や2個の浮体の形状や大きさを異ならせることにより特性がどのように変化するのかなどをシステムの運動モードも利用して検討する。第6章では、構造が簡単でしかも理論効率も高い2浮体型システムのモデルの製作を行ない、それを用いて行なわれた水槽実験の結果について述べる。実験を行なうとき、エネルギ変換部をどうするかが問題となるが、本章では回転式オイルダンパとトルクモータを利用した装置の2種類を用いた。と

ころで多浮体型システムの場合、基本的には浮体の運動を利用して入射波のエネルギを変換するため、入射波振幅の増加に伴い、浮体の運動も大きくなる。そのため、このような状態を何もしないで放置しておくと、システムが非常に危険な状態となりうる。そこで、第7章では、大振幅に対しても線形理論が適用できると仮定して、エネルギ変換部のダンパ係数の調整により、運動振幅に制約をつけながら入射波のエネルギを最大に変換するための条件を検討する。最後に、第8章では、入射波が規則波ではなく不規則波の場合の2浮体型システムの効率特性や実際の海においてはどの程度の規模のシステムが必要なのか、また今後の問題点などについて述べる。

以上が本論文の構成である。

第2章　単一浮体による波エネルギ変換[26)]

2.1　はじめに

水面に浮かぶ物体に波が入射すると、波による強制力を受けて物体が動揺する。このような静水面上あるいは水面近くにある物体に対して運動方程式を求める場合、空気中での振動などの無限流体中で運動する場合とは異なり、付加質量や造波減衰係数などを考慮しなければならない。本章では、多浮体型システムの基礎となる単一浮体の2次元動揺問題を考え、その基礎式を導くが、本理論は船体運動力学において用いられているものであり、3章以降の理論解析において必要と思われる点について述べる。また、この基礎式を利用して、浮体と外部固定点との間に設けたバネ・ダンパ系を用いることにより、入射波のエネルギを変換する単一浮体システムについて述べる。

2.2　基礎式

2.2.1　浮体の動揺問題

Fig.2.1のように座標系を定め、浮体にxの負の方向に進行する規則波が入射したときの浮体の動揺問題を考える。その際、以下に示す仮定を設ける。

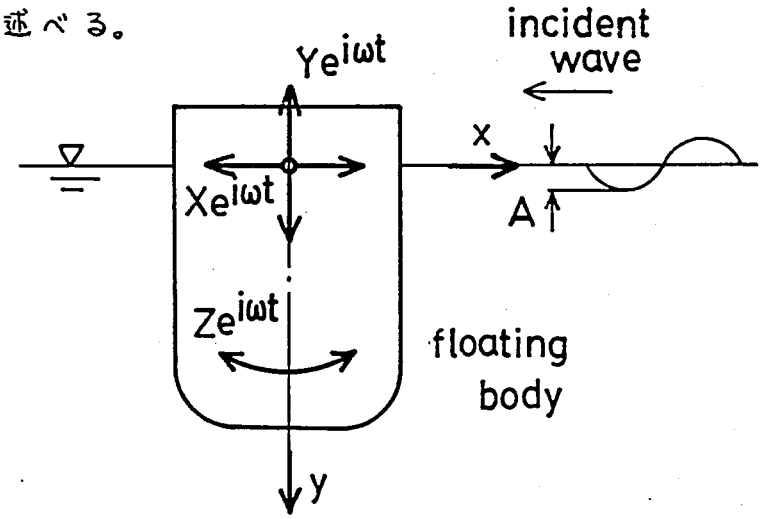


Fig.2.1 One Floating Body

a)　流体は非粘性、非圧縮性であり渦なし流れである。

b)　波の波高は波長に比べて十分小さい。

c)　水深は無限大である。

d) $y=0$ の面が静的平衡面であり、現象はすべて2次元的に起る。

e) 浮体の運動は微小振幅の周期的運動であり、それによる流体の撹乱も同程度に微小である。

f) 現象はすべて入射波と同じ周期の周期的運動をする。

g) 浮体形状はLewis formにしたがう。

この場合、流れの場を表わす速度ポテンシャル $\Phi(x,y,t)$ が存在し、仮定f)より、

$$\Phi(x,y,t)=\mathrm{Re}\{\varphi(x,y)e^{i\omega t}\} \tag{2.1}$$

となる。さらに、線形性の仮定の下では、自由度に応じた各運動に対するポテンシャル φ_i を重ね合わせることにより全流れ場を表わすことができる。つまり、

左右運動による発散波ポテンシャル	φ_1
上下運動による発散波ポテンシャル	φ_2
回転運動による発散波ポテンシャル	φ_3
入射波の運動を表わすポテンシャル	φ_0
物体が存在するための入射波の散乱によるポテンシャル	φ_4

のように、各運動に対するポテンシャル φ_i を決めると

$$\varphi(x,y)=\sum_{i=0}^{4}\varphi_i \tag{2.2}$$

となる。このことを図示したのがFig.2.2である。以後、各運動に対して上述のような添字0～4を付ける。

次に、これらの φ_i を次式で表わされるように浮体の各運動振幅、入射波振幅を用いて正規化する。

$$\varphi_1=i\omega X\Phi_1\ ,\ \varphi_2=i\omega Y\Phi_2\ ,\ \varphi_3=i\omega Z\Phi_3\ ,$$
$$\varphi_0=\frac{igA}{\omega}\Phi_0\ ,\ \varphi_4=\frac{igA}{\omega}\Phi_4 \tag{2.3}$$

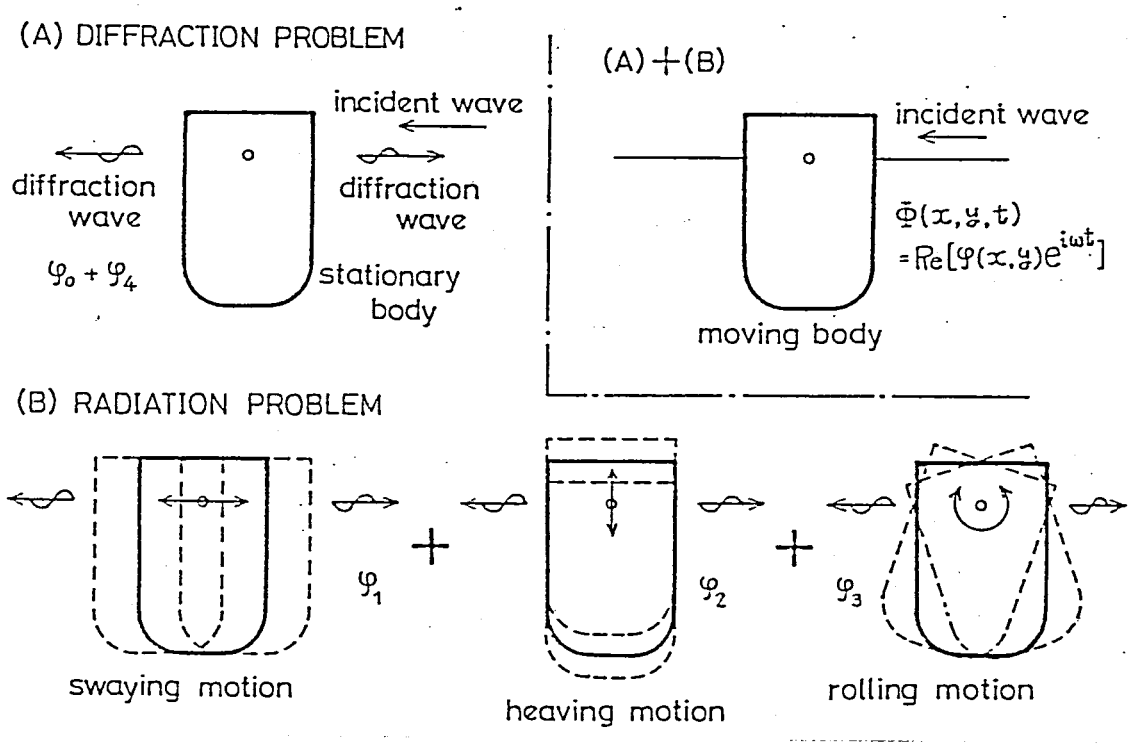


Fig.2.2 Diffraction and Radiation Problems

ここで　ω：入射波角周波数

X,Y,Z：左右、上下、回転運動における各動揺複素振幅

A：入射波振幅

g：重力加速度

$i=\sqrt{-1}$

上式で表わされる各速度ポテンシャルは

a)　ラプラスの方程式

b)　自由表面条件

c)　物体表面条件

d)　海底における条件

e)　発散条件

を満たす必要がある。流体力学における結果を用いると、これらの条件を満たす速度ポテンシャルは次のようになる。

$$\phi_j(x,y)=\frac{1}{2\pi}\int_c\left(\frac{\partial}{\partial n}\phi_j-\phi_j\frac{\partial}{\partial n}\right)G(x,y;x',y')ds(x',y') \tag{2.4}$$

ただし、$G(x,y;x',y')$はグリーン関数で

$$G(x,y;x',y')=\frac{1}{2}\ln\frac{(x-x')^2+(y-y')^2}{(x-x')^2+(y+y')^2}-2\int_0^\infty\frac{e^{-k(y+y')}\cos k(x-x')}{k-\kappa}dk$$
$$+2\pi i e^{-\kappa(y+y')}\cos\kappa(x-x') \tag{2.5}$$

$\kappa(=\omega^2/g)$：波数

(2·4)式中 $\int_c\cdot ds$ は物体の表面にわたる積分である。なお、入射波の速度ポテンシャルは

$$\phi_0=e^{-\kappa y+i\kappa x} \tag{2.6}$$

である。

次に、Kochin関数を次式で定義する。[27)、28)]

$$H_j^{\pm}(\kappa)=\int_c\left(\frac{\partial}{\partial n}\phi_j-\phi_j\frac{\partial}{\partial n}\right)e^{-\kappa y\pm i\kappa x}ds(x,y) \qquad (j=1,\cdots,4) \tag{2.7}$$

このとき、(2·5)式のグリーン関数 $G(x,y;x',y')$ の性質から、無限遠方において $\phi_j(x,y)$ は

$$\phi_j(x,y)\to\begin{cases} iH_j^{+}(\kappa)e^{-\kappa y-i\kappa x} & x\to+\infty \\ iH_j^{-}(\kappa)e^{-\kappa y+i\kappa x} & x\to-\infty \end{cases} \tag{2.8}$$

となる。また、浮体の対称性から $H_j^{\pm}(\kappa)$ $(j=1,2,3)$ において

$$H_1^{+}(\kappa)=-H_1^{-}(\kappa)\ ,\ H_2^{+}(\kappa)=H_2^{-}(\kappa)\ ,\ H_3^{+}(\kappa)=-H_3^{-}(\kappa) \tag{2.9}$$

の関係が成立する。

ところで、水面変位 $\eta(x)$ は速度ポテンシャル ϕ_j を用いて次のように表わされる。

$$a(x)=\kappa X\phi_1(x,0) \quad \text{左右運動}$$
$$=\kappa Y\phi_2(x,0) \quad \text{上下運動} \qquad (2.10)$$
$$=\kappa Z\phi_3(x,0) \quad \text{回転運動}$$

したがって、浮体が単位振幅、すなわち X=1,Y=1,Z=1 で運動するときに生ずる発散波の $x\to\pm\infty$ における波形は、

$$\text{左右運動} \quad i\kappa H_1^{\pm}(\kappa)e^{i(\omega t\mp\kappa x)}$$
$$\text{上下運動} \quad i\kappa H_2^{\pm}(\kappa)e^{i(\omega t\mp\kappa x)} \qquad (2.11)$$
$$\text{回転運動} \quad i\kappa H_3^{\pm}(\kappa)e^{i(\omega t\mp\kappa x)}$$

で与えられる。すなわちKochin関数 $H_j^{+}(\kappa),H_j^{-}(\kappa)$ はそれぞれxの正，負の方向に進む波の振幅に比例することがわかる。

2.2.2 単一浮体の運動方程式

浮体の運動方程式を求めるためには、波から受ける力を知る必要がある。浮体に働く圧力は前節の速度ポテンシャルを用いると

$$p_1=-\rho\omega^2X\phi_1 \ , \ p_2=-\rho\omega^2Y\phi_2 \ , \ p_3=-\rho\omega^2Z\phi_3 \ ,$$
$$p_4=-\rho gA(\phi_0+\phi_4) \qquad (2.12)$$

で与えられる。したがって、この p_i の動圧が浮体の j モードの運動に及ぼす強制力 F_{ij} は、次式のように物体表面上の積分により得られる。

$$F_{ij}=\int_c p_i f_j ds \qquad (2.13)$$

ここで、f_j は物体表面条件を考慮すると次式となる。

$$f_1=-\frac{\partial x}{\partial n}=\frac{\partial\phi}{\partial n}1 \ , \ f_2=-\frac{\partial y}{\partial n}=\frac{\partial\phi}{\partial n}2 \ , \ f_3=y\frac{\partial x}{\partial n}-x\frac{\partial y}{\partial n}=\frac{\partial\phi}{\partial n}3 \qquad (2.14)$$

今、

$$f_{ij}=-\int_c\phi_i\cdot\frac{\partial\phi}{\partial n}jds$$
$$(i,j=1,2,3) \qquad (2.15)$$
$$f_{4j}=-\int_c(\phi_0+\phi_4)\cdot\frac{\partial\phi}{\partial n}jds$$

とすると、

$$F_{1j}=-\rho\omega^2 Xf_{1j}\ ,\ F_{2j}=-\rho\omega^2 Yf_{2j}\ ,\ F_{3j}=-\rho\omega^2 Zf_{3j}$$
$$F_{4j}=-\rho gAf_{4j} \tag{2.16}$$

仮定より、浮体形状は対称であるので、(2.15)式からわかるように

$$f_{12}=f_{21}=f_{23}=f_{32}=0 \tag{2.17}$$

が成立する。たとえば、$f_{12}=-\int_c \phi_1\cdot\frac{\partial\phi}{\partial n}2ds$ の場合、ϕ_1は奇関数で $\frac{\partial\phi}{\partial n}2$ は偶関数であるので被積分関数は奇関数となるが、これを対称な浮体表面上で積分するので0になる。(2.17)式より、上下運動と残りの2つの運動(左右、回転)は浮体形状が対称である場合完全に独立していると言える。

また、Haskind の公式から[29]

$$f_{4j}=-H_j^{+}(\kappa) \tag{2.18}$$

が成立する。これは「波の強制力が静水中で動く物体の起こす波の高さに比例する」ことを示している。

以上の結果より単一浮体に対する運動方程式を導出する。上述したように、上下運動と残りの2つの運動とは全く独立であるので別々に考える。

(a) 上下運動

入射波に垂直な方向の浮体の単位長さ当りの質量をM，復元力係数をk_2とする。浮体の上下方向に作用する力$F_{i2}(i=1,\cdots,4)$は(2.16)、(2.17)式よりF_{42},F_{22}であるので

$$M\ddot{y}+k_2y=\mathrm{Re}\{(F_{22}+F_{42})e^{i\omega t}\} \tag{2.19}$$

となるが、浮体が周期運動をしていることから

$$y=\mathrm{Re}\{Ye^{i\omega t}\} \tag{2.20}$$

とおき（2·19）式に代入すると

$$\{k_2-\omega^2M-\rho\omega^2f_{22c}+i\rho\omega^2|H_2^+|^2\}Y=-\rho gAH_2^+ \tag{2.21}$$

となる。ここで、

$$f_{ij}=f_{ijc}+i\cdot f_{ijs} \tag{2.22}$$

$$f_{ijs}=-\tfrac{1}{2}(H_i^+\overline{H_j^+}+H_i^-\overline{H_j^-}) \qquad (\text{—は共役複素数}) \tag{2.23}$$

の関係を利用した。

(b)　左右運動＋回転運動

$$x=\mathrm{Re}\{Xe^{i\omega t}\}\ ,\quad z=\mathrm{Re}\{Ze^{i\omega t}\} \tag{2.24}$$

として(a)と同様にして求めると

$$\begin{aligned}&\{(\omega^2M-\rho\omega^2f_{11c})+i\rho\omega^2|H_1^+|^2\}X+\{-\rho\omega^2f_{13c}+i\rho\omega^2H_1^+\overline{H_3^+}\}Z\\&\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad=-\rho gAH_1^+\\&\{-\rho\omega^2f_{13c}+i\rho\omega^2H_1^+\overline{H_3^+}\}X+\{(k_3-\omega^2M_3-\rho\omega^2f_{33c})+i\rho\omega^2|H_3^+|^2\}Z\\&\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad=-\rho gAH_3^+\end{aligned} \tag{2.25}$$

ここで　M_3：単位長さ当りの慣性モーメント

k_3：復元モーメント係数

(2·21)，(2·25) 式中の $\rho\omega^2f_{iic}$ と $\rho\omega^2|H_i^+|^2$ は浮体の動揺問題で考えなければならない付加質量と造波減衰項である。

(a)，(b)の結果から

$$\begin{aligned}(d_1+i|H_1^{+\prime}|^2)X_1+(d_{13}+iH_1^{+\prime}\overline{H_3^{+\prime}})X_3&=-H_1^{+\prime}/2\xi_B\\(d_2+i|H_2^{+\prime}|^2)X_2&=-H_2^{+\prime}/2\xi_B\\(d_{13}+iH_1^{+\prime}\overline{H_3^{+\prime}})X_1+(d_3+i|H_3^{+\prime}|^2)X_3&=-H_3^{+\prime}/2\xi_B\end{aligned} \tag{2.26}$$

が単一浮体の運動方程式である。

ここで、
$$d_1=(-\omega^2M-\rho\omega^2f_{11c})/\rho\omega^2B^2$$
$$d_2=(k_2-\omega^2M-\rho\omega^2f_{22c})/\rho\omega^2B^2 \qquad (2.27)$$
$$d_3=(k_3-\omega^2M_3-\rho\omega^2f_{33c})/\rho\omega^2B^4$$
$$d_{13}=-f_{13c}/B^3$$
$$X_1=X/A\ ,\ X_2=Y/A\ ,\ X_3=BZ/A\ ,\ \xi_B=\omega^2B/2g$$

(2·27) 式中Bは次節で述べる水線幅である。また$H_j^{+\prime}$はH_j^+をBを用いて無次元した量である。

$$H_1^{+\prime}=H_1^+/B\ ,\ H_2^{+\prime}=H_2^+/B\ ,\ H_3^{+\prime}=H_3^+/B^2 \qquad (2.28)$$

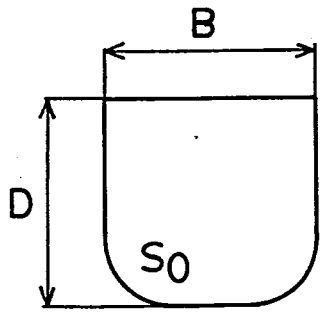
2.2.3 Lewis form

(2·26)式を解くためには、浮体形状や入射波周期で決定されるKochin関数等の流体力学的係数を求めなければならない。これらは仮定g)より浮体形状がLewis form にしたがうことからUrsell-田才法[30)~33)]を用いて簡単にしかも精度よく求めることができる。

さて、このLewis form であるが、これは次の2つの特性値によって決定することができる。(Fig.2.3)

$$H_0=B/(2D)\ :\text{半幅深さ比}$$
$$\sigma=S_0/(BD)\ :\text{断面積係数} \qquad (2.29)$$

Fig.2.4は例として図中のパラメータを用いた場合の浮体形状を描いたものである。なお、これから以後、この2つのパラメータの表記法として(H_0,σ)を用いる。



B：水線幅

D：喫水

S0：断面積

Fig.2.3 Lewis Form

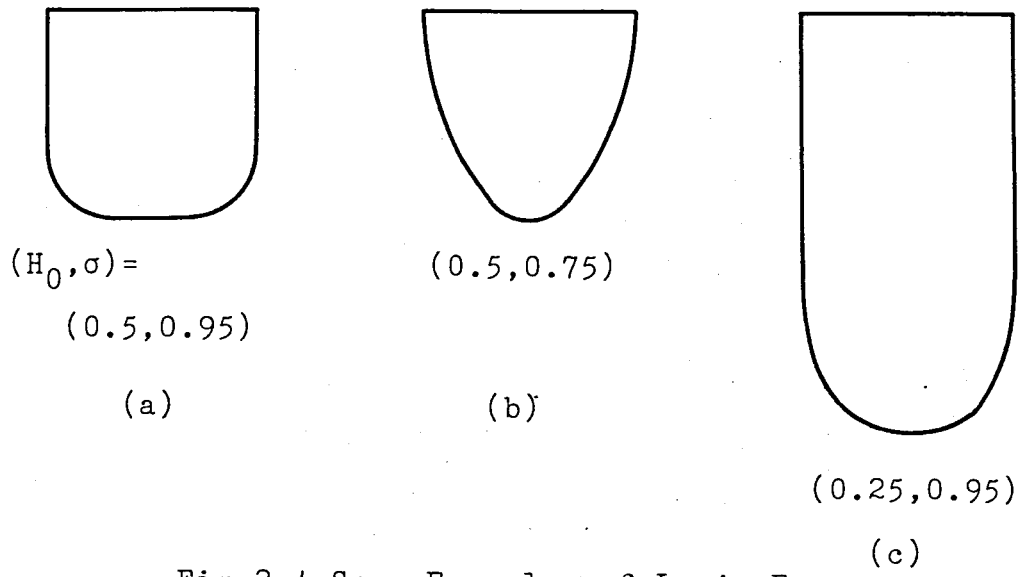


Fig.2.4 Some Examples of Lewis Form

2.3 単一浮体による波エネルギ変換

次に、前述した運動方程式にしたがい入射波を受けて動揺する浮体から入射波のもつエネルギを変換する一方法として、外部固定点との相対運動を利用することを考える。今、Fig.2.5 に示すように、エネルギ変換部がバネ・ダンパ系で表わされる特性を持つと仮定する。また、簡単のために、浮体の運動の3モードのうち上下運動と回転運動の2つを利用するものとする。

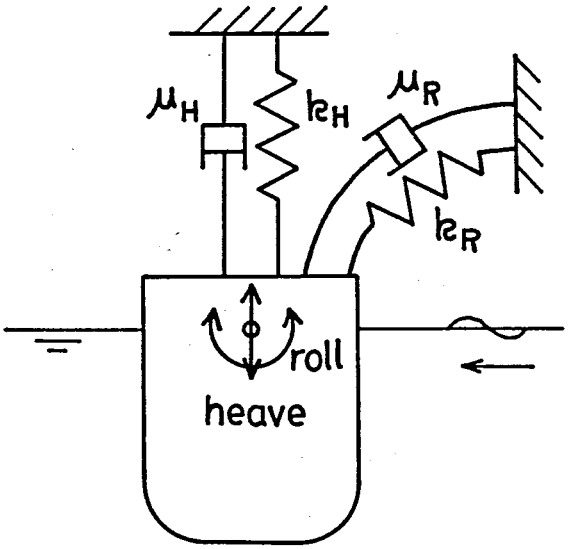


Fig.2.5 One Floating Body System

浮体の運動振幅は(2·27)式からもわかるように、入射波振幅Aで正規

化されているので、単位振幅の波が入射する場合を考える。このシステムによる一次エネルギ変換効率ηを

$$\eta=\frac{\mu_R,\mu_H\text{により消費されたエネルギ}}{\text{入射波の持つエネルギ}\ (=\rho g^2 1^2/(4\omega))} \tag{2.30}$$

と定義すると、前節の運動方程式を利用することでηは次式で表わされる。

$$\eta=8\xi_B^2(\mu_2'|X_2|^2+\mu_3'|X_3|^2)$$
$$=2\frac{\mu_2'|H_2^{+\prime}|^2}{(d_2+k_2')^2+(|H_2^{+\prime}|^2+\mu_2')^2}+2\frac{\mu_3'|H_3^{+\prime}|^2}{(d_3+k_3')^2+(|H_3^{+\prime}|^2+\mu_3')^2} \tag{2.31}$$

ただし、

$$k_2'=\frac{k_H}{\rho\omega_0^2B^2}\cdot\frac{\omega_0^2}{\omega^2}=k_2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\ ,\quad k_3'=k_3\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2$$
$$\mu_2'=\frac{\mu_H}{\rho\omega_0B^2}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}=\mu_2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)\ ,\quad \mu_3'=\mu_3\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) \tag{2.32}$$

ω_0：基準周波数

上式から、最大効率とそのための条件は、

条件：$d_2+k_2'=0$ かつ $d_3+k_3'=0$ となる周波数において

$\mu_2'=|H_2^{+\prime}|^2$かつ$\mu_3'=|H_3^{+\prime}|^2$ とダンパ係数を選ぶ。

最大効率：100%

であることが容易にわかる。

2.4 数値計算例

前節の結果に対する一つの数値計算例として Fig. 2.4(a)の浮体形状(0.5,0.95)を持つシステムを考える。浮体の物理定数としてメタセンタの高さhと回転半径rは、浮体内質量分布が下半分に均一であるとして、

さらに浮体形状を矩形と近似して次の値を用いた。ただし、それぞれは水線幅Bを用いて無次元化してある。

$$h=0.362\ ,\ r^2=0.667 \tag{2.33}$$

2.4.1　効率特性

(2·31)式と同調条件より、ある周波数において$k_2'=-d_2$で$\mu_2'=|H_2^{+\prime}|^2$を満たすk_2'，μ_2'を選定したとき、浮体の上下運動を利用して入射波の50%のエネルギを変換できる。今、$k_2'=0$とすると$d_2=0$を満たす無次元周波数は$\xi_D(=\omega^2D/g)=0.766$である。同様に回転運動についても$k_3'=0$として$d_3=0$を満たす周波数を調べると、$\xi_D=0.346$となる。ところが、$\xi_D<0.766$において$d_2+k_2'=0$，$\xi_D<0.346$において$d_3+k_3'=0$を満たす$k_2'$，$k_3'$は負の値となる。したがって、物理的実現性を考えて$k_2'\geq 0$，$k_3'\geq 0$の範囲内で前述した同調条件を完全に満たすことのできる周波数は、$\xi_D\geq 0.766$となる。$0.346\leq\xi_D<0.766$では、回転運動により50%の変換効率が得られるが上下運動からは50%の変換効率は実現されない。また、$\xi_D<0.346$では回転運動からも50%とれなくなる。Fig. 2.6は$\xi_D=0.766$においてηが100%となるように各パラメータ値を決定したときの効率特性を描いたものである。横軸はξ_Dで、η_2，η_3はそれぞれダンパμ_R，μ_Hによる変換効率を表わしている。$\xi_D=0.766$の同調時におけるパラメータ値は、同調条件にしたがい求めると

$$k_2=0\ ,\ k_3=0.312\ ,\ \mu_2=0.159\ ,\ \mu_3=0.239 \tag{2.34}$$

となる。なお、前節の基準周波数は同調周波数とした。

図より、$\xi_D=0.766$の同調点においてη_2，η_3それぞれが50%となり全効率$\eta=100\%$が実現されていることがわかる。図中○は、各周波数においてTable 2.1のように最適パラメータを設定したときの最大効率η_{max}を表わしている。前述したように、物理的実現性から、$\xi_D<0.766$では

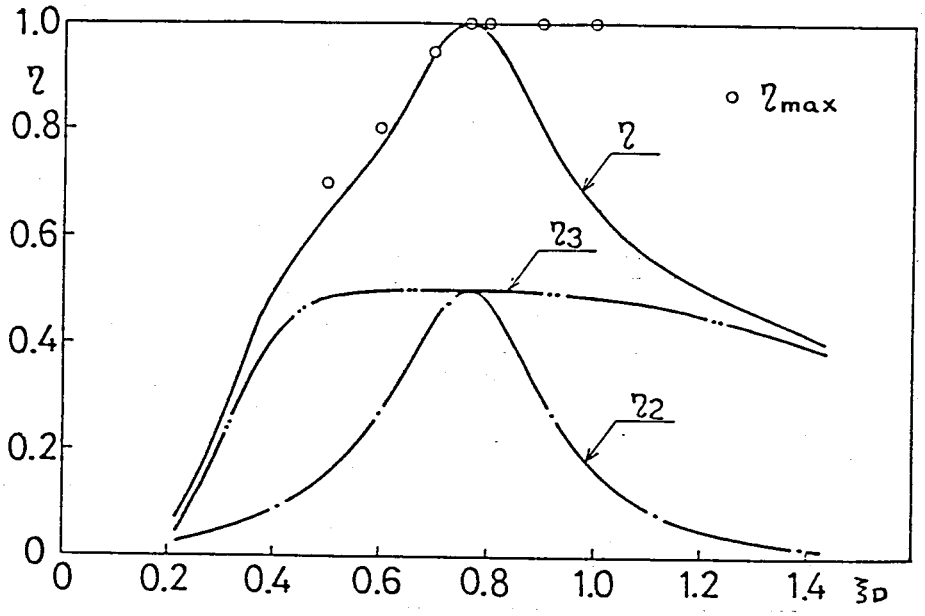


Fig.2.6 Efficiency Characteristics of One Floating Body System

ξ_{D0}	k_2	k_3	μ_2	μ_3	η_2	η_3
0.5	0.0	0.226	0.284	0.251	19.9	50.0
0.6	0.0	0.271	0.228	0.265	30.2	50.0
0.7	0.0	0.297	0.183	0.254	44.6	50.0
0.766	0.0	0.312	0.159	0.239	50.0	50.0
0.8	0.0582	0.319	0.148	0.231	50.0	50.0
0.9	0.207	0.341	0.119	0.205	50.0	50.0
1.0	0.329	0.363	0.0956	0.181	50.0	50.0

Table 2.1 System Parameters for Optimum Energy Conversion

$\eta_{max}<100\%$ であるが $\xi_D \geq 0.766$ では $\eta_{max}=100\%$ とすることができる。$\xi_D=0.766$ の同調時における浮体の各モードの運動振幅は

$$X_2=1.638 \ , \ X_3=1.336 \tag{2.35}$$

である。

2.4.2　全反射波振幅 $|R|$ ，全透過波振幅 $|T|$

浮体からの反射波と透過波を $Re^{i(\omega t-\kappa x)}$ ，$Te^{i(\omega t+\kappa x)}$ とすると、(2·11)式から各振幅 R，T は

$$\begin{aligned} R&=iH_4^{+}+i2\xi_B H_2^{+\prime} X_2+i2\xi_B H_3^{+\prime} X_3 \\ T&=1+iH_4^{-}+i2\xi_B H_2^{+\prime} X_2-i2\xi_B H_3^{+\prime} X_3 \end{aligned} \tag{2.36}$$

で表わされる。Fig.2.6 のときの全反射波振幅 $|R|$ ，全透過波振幅 $|T|$ を描いたのが Fig. 2.7 である。これらの波はシステムで変換されなかった残りの部分であり、全効率 η とは

$$\eta+|R|^2+|T|^2=1 \tag{2.37}$$

の関係がある。したがって、同調時 $\xi_{D0}=0.766$ においては波のもつエネルギがすべて変換されるので $|R|=|T|=0$ となっている。

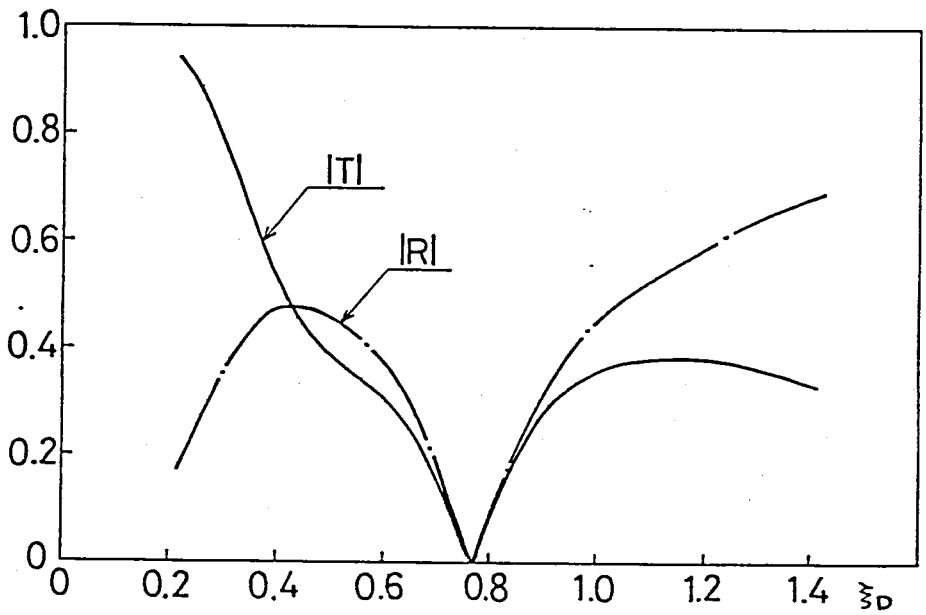


Fig.2.7 Total Reflected and Transmitted Wave Amplitudes

第3章　独立なn個の浮体のDiffraction問題とRadiation問題の近似解[34)]

3.1　はじめに

前章では単一浮体システムを考え、対称な形状を持つ浮体の2モード（上下運動と回転運動）から、ある周波数以上の入射波の持つエネルギをうまく同調することですべて変換できることを確認した。しかし、このシステムでは外部固定点との間の相対運動を利用することを前提としているため、比較的エネルギが豊富な沖合で利用することは困難であろうし、潮汐などの影響も考慮しなければならない。そこで、それらの欠点を補うために、複数個の浮体を連結棒で連結した多浮体型システムを考える。この場合、エネルギ変換を行なうことのできる運動モードの増加からくる効率特性の向上も期待できる。

動作原理については第4章で述べることにして、本章ではそのシステムに対する理論解析を行なう際の基礎となる独立なn個の浮体のDiffraction問題とRadiation問題の解を大楠法[35)]を用いて近似的に求める。

3.2　Diffraction問題とRadiation問題の近似解

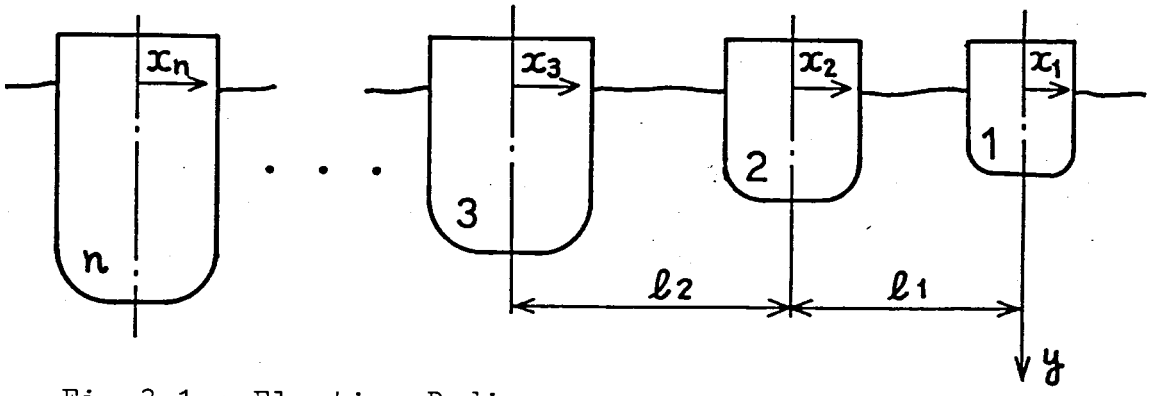


Fig.3.1 n Floating Bodies

Fig. 3.1で表わされているような水面上にn個の浮体があり、これに右から入射波が入る場合を考える。2章と同様2次元問題を考えるが、座標および記号はFig. 3.1にしたがう。

波の入射によりn個の浮体はそれぞれ動揺するが、その際、浮体間には波による干渉が起こる。この干渉の効果を2章の単一浮体での結果を利用して近似的に求めるために、各浮体間の波の干渉は各々の浮体のつくる進行波においてのみ起こり、浮体の近傍に存在する局所波は他の浮体に影響を及ぼさないと仮定する大槻法を用いる。

単一浮体の場合、Fig. 2.2にもあるように、固定した浮体に入射波を与えるDiffraction問題と静水中浮体が各モードで動揺するRadiation問題に分けることができるが、本章でも同様に2つの問題に分けて考える。

3.2.1 Diffraction問題

まずn個の浮体を固定して入射波を与えるDiffraction問題を考える。浮体1に入射波が入ると一部は反射波となり残りは透過波となる。その透過波が浮体2への入射波となり、その入射波が反射波と透過波に分かれ、反射波は浮体1へ、透過波は浮体3への入射波となるといったように波の干渉が起こる。今、Fig. 3.2に示すように浮体1に入射する波を総和したものを $\varepsilon_0^d e^{i(\omega t+\kappa x_1)}$, $\varepsilon_1^d e^{i(\omega t-\kappa x_1)}$ 、浮体2に入射する波の総和を $\varepsilon_2^d e^{i(\omega t+\kappa x_2)}$, $\varepsilon_3^d e^{i(\omega t-\kappa x_2)}$ と決めていくと、浮体mとm+1にはFig. 3.3に示すような波が入射することになる。

単一浮体の場合、固定された浮体が単位振幅の入射波を受けると、反射波Rと透過波Tは(2·36)式より

$$R=iH_4^+ \ , \ T=1+iH_4^- \tag{3.1}$$

で与えられる。そこで、このR、Tをそれぞれ反射係数a、透過係数bと定義する。

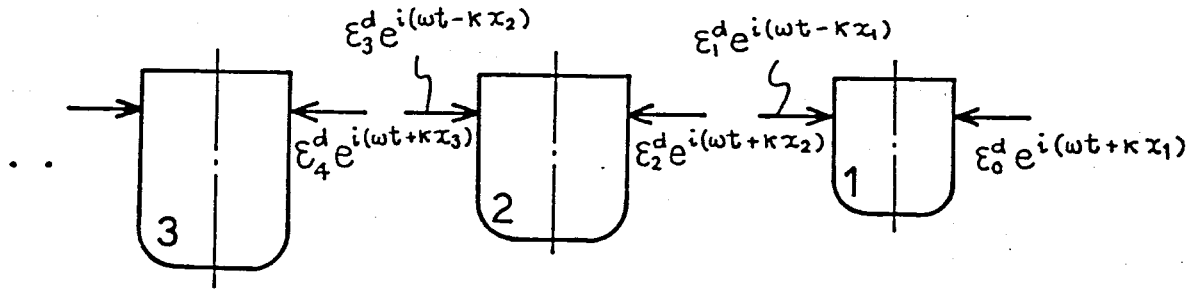


Fig.3.2 Incident Waves of Diffraction Problem to Each Body

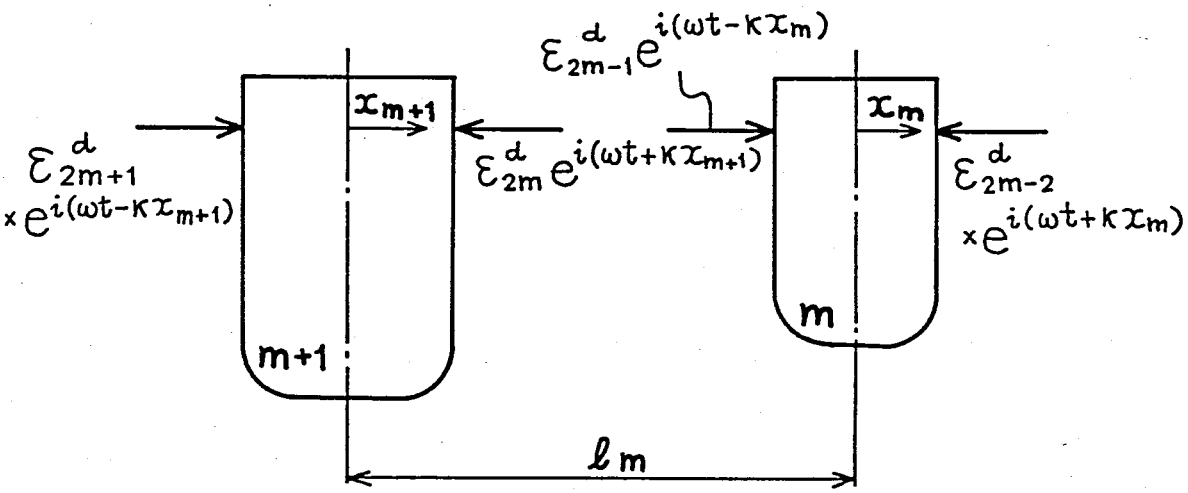


Fig.3.3 Incident Waves to Each Body at D.P.

そうすると Fig.3.3 において

1)浮体mの左に存在する波は、

$$\varepsilon_{2m-1}^d e^{i(\omega t-\kappa x_m)}+\varepsilon_{2m-1}^d a_m e^{i(\omega t+\kappa x_m)}+\varepsilon_{2m-2}^d b_m e^{i(\omega t+\kappa x_m)} \tag{3.2}$$

2)浮体m+1の右に存在する波は、

$$\varepsilon_{2m}^d e^{i(\omega t+\kappa x_{m+1})}+\varepsilon_{2m}^d a_{m+1} e^{i(\omega t-\kappa x_{m+1})} +\varepsilon_{2m+1}^d b_{m+1} e^{i(\omega t-\kappa x_{m+1})} \tag{3.3}$$

となる。ここで a_m , b_m $(m=1,\cdots,n)$ は浮体mに関する反射係数、透

過係数である。浮体間に生じる波に対する1)，2)の2つの表現は等しくなければならないので

(3·2)式 ＝ (3·3)式

また、座標 x_m と x_{m+1} には

$$x_m = x_{m+1} - l_m \tag{3.4}$$

という関係があるので、これを利用すると

$$\begin{gathered} -b_{m+1}\varepsilon^d_{2m+1} - a_{m+1}\varepsilon^d_{2m} + e^{i\kappa l_m}\varepsilon^d_{2m-1} = 0 \\ e^{i\kappa l_m}\varepsilon^d_{2m} - a_m\varepsilon^d_{2m-1} - b_m\varepsilon^d_{2m-2} = 0 \\ (n-1 \geq m \geq 1) \end{gathered} \tag{3.5}$$

が得られる。上式において ε^d_0 は入射波に他ならないが、入射波の振幅を単位量として考えているので

$$\varepsilon^d_0 = 1 \tag{3.6}$$

また、ε^d_{2n-1} は浮体nにxの正の方向に入射する波であるので明らかに

$$\varepsilon^d_{2n-1} = 0 \tag{3.7}$$

が成り立つ。したがって、浮体数がnの場合、未知数が2n−2で方程式数も2n−2となり(3·5)式から各浮体に入射する波の振幅を求めることができる。

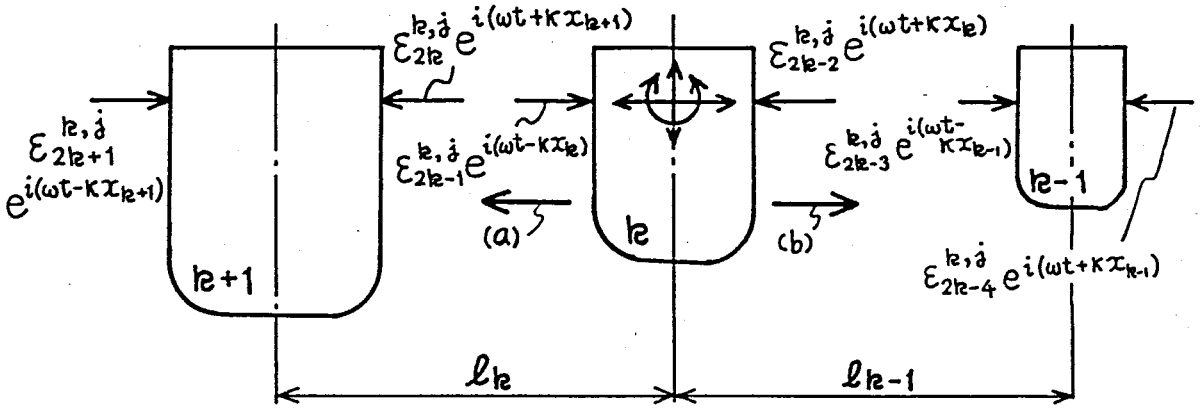
3.2.2 Radiation 問題

次に、静水中で浮体k以外はすべて固定し、浮体kを $X^k_j e^{i\omega t}$ で動揺させるRadiation問題を考える。浮体kの動揺により(2·11)式から浮体kの左右にはFig.3.4に示されているように

$$i\kappa H^{-k}_j X^k_j e^{i(\omega t + \kappa x_k)}, \quad i\kappa H^{+k}_j X^k_j e^{i(\omega t - \kappa x_k)} \tag{3.8}$$

の進行波が生じ、前節と同様にこの進行波が各浮体で干渉しながらn個それぞれの浮体への入射波が形成される。ただし、添字kは浮体kにつ

いての量であることを意味している。ここでは、前節のε^{d}の代わりに$\varepsilon^{k,j}$を用いる。添字k,jは浮体kがjモードで動揺した場合を意味している。前節と異なる点は入射波がないことと浮体kの左右に(3-8)式で示される波が存在することである。そこで、この部分を考える。



(a) $i\kappa H_j^{-k} X_j^k e^{i(\omega t+\kappa x_k)}$

(b) $i\kappa H_j^{+k} X_j^k e^{i(\omega t-\kappa x_k)}$

Fig.3.4 Incident Waves to Each Body at R.P.

1)浮体$k-1$と浮体kの間について

浮体$k-1$の左と浮体kの右に存在する波が等しいことから

$$b_{k-1}\varepsilon_{2k-4}^{k,j}e^{i(\omega t+\kappa x_{k-1})}+\varepsilon_{2k-3}^{k,j}e^{i(\omega t-\kappa x_{k-1})}+a_{k-1}\varepsilon_{2k-3}^{k,j}e^{i(\omega t+\kappa x_{k-1})}$$
$$=i\kappa X_j^k H_j^{+k}e^{i(\omega t-\kappa x_k)}+\varepsilon_{2k-2}^{k,j}e^{i(\omega t+\kappa x_k)}+a_k\varepsilon_{2k-2}^{k,j}e^{i(\omega t-\kappa x_k)}$$
$$+b_k\varepsilon_{2k-1}^{k,j}e^{i(\omega t-\kappa x_k)} \qquad (3.9)$$

これより

$$-b_k\varepsilon_{2k-1}^{k,j}-a_k\varepsilon_{2k-2}^{k,j}+e^{i\kappa l_{k-1}}\varepsilon_{2k-3}^{k,j}=i\kappa H_j^{+k}X_j^k$$
$$e^{i\kappa l_{k-1}}\varepsilon_{2k-2}^{k,j}-a_{k-1}\varepsilon_{2k-3}^{k,j}-b_{k-1}\varepsilon_{2k-4}^{k,j}=0 \qquad (3.10)$$

が成り立つ。

2)浮体kと浮体k+1の間について

浮体kの左と浮体k+1の右に存在する波が等しいことから

$$\varepsilon_{2k-1}^{k,j}e^{i(\omega t-\kappa x_k)}+a_k\varepsilon_{2k-1}^{k,j}e^{i(\omega t+\kappa x_k)}+b_k\varepsilon_{2k-2}^{k,j}e^{i(\omega t+\kappa x_k)}$$
$$+i\kappa H_j^{-k}X_j^k e^{i(\omega t+\kappa x_k)}=\varepsilon_{2k}^{k,j}e^{i(\omega t+\kappa x_{k+1})}+a_{k+1}\varepsilon_{2k}^{k,j}e^{i(\omega t-\kappa x_{k+1})}$$
$$+\varepsilon_{2k+1}^{k,j}b_{k+1}e^{i(\omega t-\kappa x_{k+1})} \qquad (3.11)$$

これより

$$-b_{k+1}\varepsilon_{2k+1}^{k,j}-a_{k+1}\varepsilon_{2k}^{k,j}+e^{i\kappa l_k}\varepsilon_{2k-1}^{k,j}=0$$
$$e^{i\kappa l_k}\varepsilon_{2k}^{k,j}-a_k\varepsilon_{2k-1}^{k,j}-b_k\varepsilon_{2k-2}^{k,j}=i\kappa H_j^{-k}X_j^k \qquad (3.12)$$

が成り立つ。

ところで、上で考えた部分以外は前節と同じであるから、以上をまとめると次式となる。

$$-b_{m+1}\varepsilon_{2m+1}^{k,j}-a_{m+1}\varepsilon_{2m}^{k,j}+e^{i\kappa l_m}\varepsilon_{2m-1}^{k,j}=i\kappa H_j^{+k}X_j^k\delta_{m+1,k}$$
$$e^{i\kappa l_m}\varepsilon_{2m}^{k,j}-a_m\varepsilon_{2m-1}^{k,j}-b_m\varepsilon_{2m-2}^{k,j}=i\kappa H_j^{-k}X_j^k\delta_{m,k} \qquad (3.13)$$
$$(n\geq k\geq 1\ ,\ n-1\geq m\geq 1\ ,\ j=1,2,3)$$

となる。ここで

$$\delta_{i,j}=\begin{cases}0 & (i\neq j)\\ 1 & (i=j)\end{cases} \qquad (3.14)$$

また、 $\varepsilon_0^{k,j}=\varepsilon_{2n-1}^{k,j}=0$ (3.15)

3.3 全反射波、全透過波

単位振幅の波が入射したとき、本章のシステムの全反射波と全透過波は、それぞれ浮体1の右に存在する波と浮体nの左に存在する波であるから、次式のようになる。

全反射波：$a_1 e^{i(\omega t-\kappa x_1)}+b_1(\varepsilon_1^d+\sum_{k=1}^{n}\sum_{j=1}^{3}\varepsilon_1^{k,j})e^{i(\omega t-\kappa x_1)}$

$$+\sum_{j=1}^{3} i\kappa H_j^{+1} X_j^1 e^{i(\omega t-\kappa x_1)} \tag{3.16}$$

全透過波：$b_n(\varepsilon_{2n-2}^d+\sum_{k=1}^{n}\sum_{j=1}^{3}\varepsilon_{2n-2}^{k,j})e^{i(\omega t+\kappa x_n)}$

$$+\sum_{j=1}^{3} i\kappa H_j^{-n} X_j^n e^{i(\omega t+\kappa x_n)} \tag{3.17}$$

第4章 WECS－3に対する動特性[36)]

4.1 はじめに

2章、3章で得られた結果を利用することにより、多浮体型システムの基礎式の導出を行なうことができる。文献24)では、対称型システム（後述）に対する理論解析が行なわれており、浮体数の増加による効率特性の向上が報告されている。ところが、浮体数の増加に伴いシステムの構造も複雑となり、保守やコストなどの点で問題が生ずることが予想される。そこで、本章では、浮体数が3個の場合の3浮体型システム（以後、WECS-3(Wave Energy Converting System, 数字の3は浮体数を表わす）と略称する）に対してその基礎式を導出し、理論特性の検討を行なう。

4.2 動作原理

多浮体型システムの動作原理は浮体数が異なるだけですべて同じであるので、本章で述べるWECS-3を例にとり説明する。本章以降、基礎式の導出は規則的な入射波の進行方向と垂直にシステムが無限に続くとして、その単位長さを考え2次元問題として行なう。

まず、構成であるが、3個の独立に配置された浮体をFig. 4.1に示すように隣同士を連結棒で連結する。本章では、簡単のために、連結点は図のように水線上とし、各浮体は連結点まわりで自由に回転できるとする。今、このシステムに波が入射すると、連結棒の拘束を受けつつ各浮体は上下、左右、回転の各運動を行なう。その際、それらの運動により浮体と連結棒間に相対回転運動が生じる。すなわち、入射する波のエネ

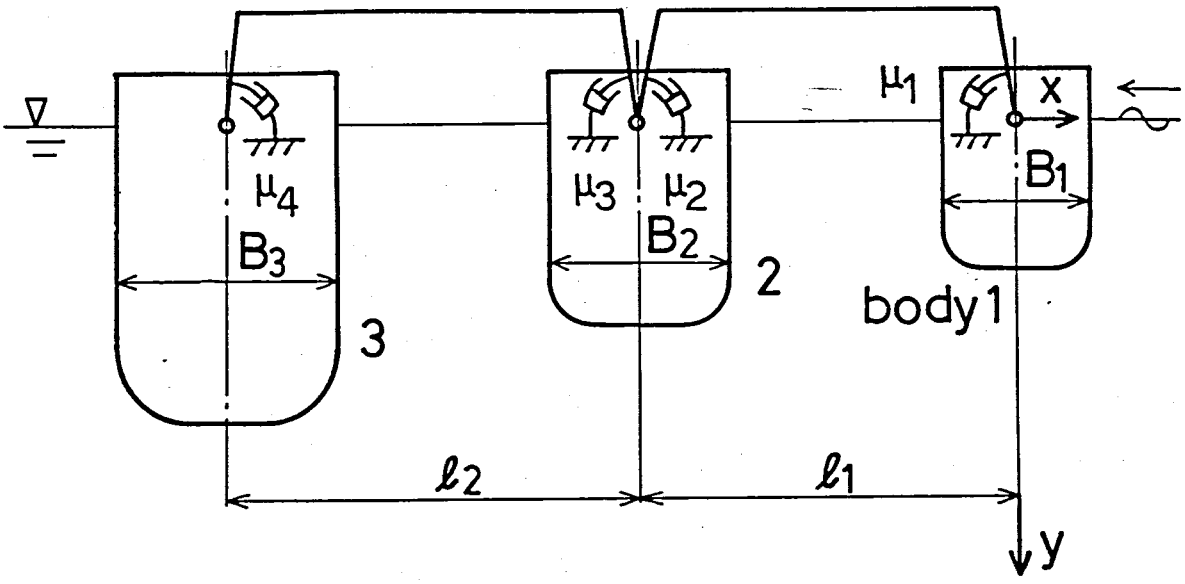


Fig.4.1 Schematic Diagram of WECS-3

ルギによって相対回転運動が生じることになる。この運動エネルギを必要とする形のエネルギに変換することによって、波浪エネルギの利用が可能となる。実際には、このエネルギ変換部をどのように構成するのかというのは重要な問題であるが、本研究では、入射してくるエネルギをどれだけ機械的エネルギに変換することができるのかという一次エネルギ変換効率に注目して、システムの特性を考察することにする。そこで、Fig.4.1にあるように、エネルギ変換器（２次変換器）として発電機などの特性を仮定し、便宜上、回転角速度に比例した反トルクを発生するダンパ特性をエネルギ変換部が持つとする。

4.3　基礎式

この導出の詳細については、Appendix Aで述べる。２章で述べた単一浮体システムと異なる点は、３章で述べたように浮体間の波の相互干渉を考慮する点と浮体の連結により拘束条件が付加されるという点である。

4.3.1　3個の浮体を独立に配置したシステムに対する運動方程式

WECS-3 を考える前にまず、Fig.4.2(a) に描かれている連結棒のない3個の浮体を独立に配置したシステムに対する運動方程式を求める。今、θ浮体が入射波から受けるj モード方向の力を $F_j^\theta(j,\theta=1,2,3)$ とすると(2·26)式から、各浮体に対する運動方程式は次式となる。

$$
\begin{aligned}
D_1^\theta X_1^\theta + D_{13}^\theta X_3^\theta &= F_1^\theta/\rho\omega^2 B_\theta^2 \\
D_2^\theta X_2^\theta &= F_2^\theta/\rho\omega^2 B_\theta^2 \\
D_{13}^\theta X_1^\theta + D_3^\theta X_3^\theta &= F_3^\theta/\rho\omega^2 B_\theta^3 \qquad (\theta=1,2,3)
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

ここでθは浮体の種類を表わす添字であり、他の記号は(2·26)式に準ずる。

ところで、3章の結果に n=3 を代入すると、3個の浮体それぞれに入射する波の振幅をAppendix A-1 で与えられるように求めることができる。その結果とHaskind の公式とを利用することにより、浮体間の波の干渉を考慮した入射波から受ける浮体への力 F_j^θ を求めることができる。これらの力を上式に代入してまとめると

$$
[M_{ij}][X_1^1\ X_2^1\ X_3^1\ X_1^2\ X_2^2\ X_3^2\ X_1^3\ X_2^3\ X_3^3]^T=[N_i] \tag{4.2}
$$

が得られる。ここで $[M_{ij}],[N_i]$ は9×9、9×1複素行列であり $M_{ij}(i,j=1,\cdots,9)$, $N_i(i=1,\cdots,9)$ は行列の各要素を表わす。
(Appendix A-2 参照)

4.3.2　WECS-3 に対する基礎式

4.3.1で述べた3個の浮体を連結棒を用いて連結することにより、WECS-3 が構成されるが、このために各浮体の運動振幅には制約が加わる。今、浮体および連結棒の運動振幅が微小であるとし、反時計まわり

を正とすると、次式が成立する。

$$X_1^1=X_1^2=X_1^3$$
$$X_2^1=X_2^2-l_1'X_4^R \qquad (4.3)$$
$$X_2^3=X_2^2+l_2'X_4^L$$

ここで X_4^R, X_4^L は Fig. 4.1 中の右と左にある連結棒の回転振幅であり、

$$B_1X_4^R \rightarrow X_4^R \ , \ B_1X_4^L \rightarrow X_4^L \qquad (4.4)$$

として無次元化を行なった。また、浮体間距離に対しても

$$l_1'=l_1/B_1 \ , \ l_2'=l_2/B_1 \qquad (4.5)$$

として無次元化した。

次に、連結棒による拘束力を考える。Fig. 4.2(b) のように拘束力が働くとすると、連結棒に対する力のつりあいに関する無次元式は次のようになる。ただし、簡単のため連結棒の質量は0とした。

$$Q_1'+Q_2'n_1^2=0 \ , \ Q_3'n_1^2+Q_4'n_2^2=0 \qquad (4.6.1)$$

$$P_1'+P_2'n_1^2=0 \ , \ P_3'n_1^2+P_4'n_2^2=0 \qquad (4.6.2)$$

$$n_1^2Q_2'-Q_1'-\frac{2i\mu_1'}{l_1'}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^1-X_4^R)-\frac{2i\mu_2'}{l_1'}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}n_1^4\left(\frac{X_3^2}{n_1}-X_4^R\right)=0 \qquad (4.6.3)$$

$$n_2^2Q_4'-n_1^2Q_3'-\frac{2i\mu_3'}{l_2'}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}n_1^4\left(\frac{X_3^2}{n_1}-X_4^L\right)-\frac{2i\mu_4'}{l_2'}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}n_2^4\left(\frac{X_3^3}{n_2}-X_4^L\right)=0 \qquad (4.6.4)$$

ここで

$$n_1=B_2/B_1 \ , \ n_2=B_3/B_1$$
$$\mu_1'=\mu_1/\rho\omega_0B_1^4 \ , \ \mu_2'=\mu_2/\rho\omega_0B_2^4 \ , \ \mu_3'=\mu_3/\rho\omega_0B_2^4 \ , \ \mu_4'=\mu_4/\rho\omega_0B_3^4$$
$$P_1'=P_1/\rho\omega^2B_1^2 \ , \ P_2'=P_2/\rho\omega^2B_2^2 \ , \ P_3'=P_3/\rho\omega^2B_2^2 \ , \ P_4'=P_4/\rho\omega^2B_3^2$$
$$Q_1'=Q_1/\rho\omega^2B_1^2 \ , \ Q_2'=Q_2/\rho\omega^2B_2^2 \ , \ Q_3'=Q_3/\rho\omega^2B_2^2 \ , \ Q_4'=Q_4/\rho\omega^2B_3^2$$

ω_0: 基準周波数 (4.7)

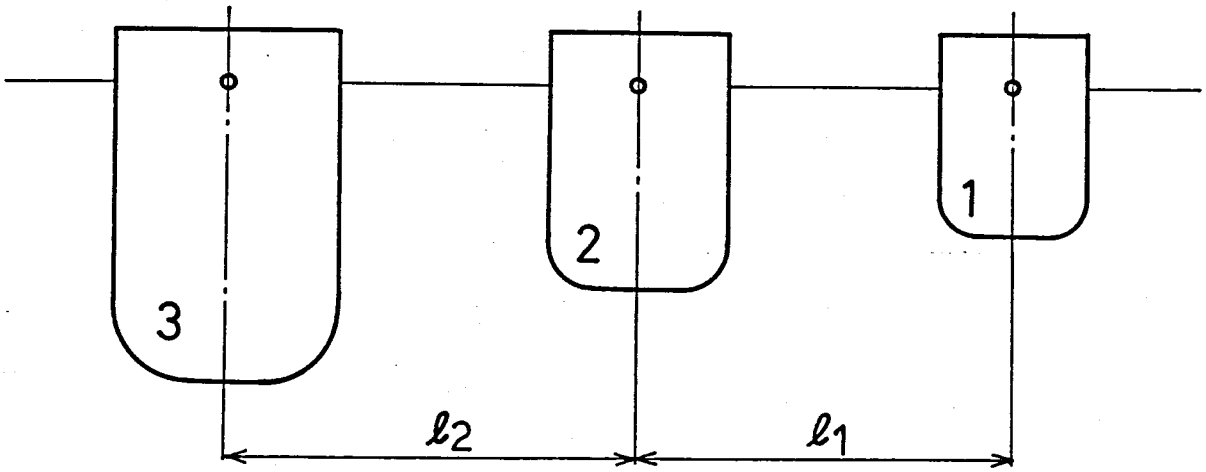


Fig.4.2(a) 3 Floating Body System

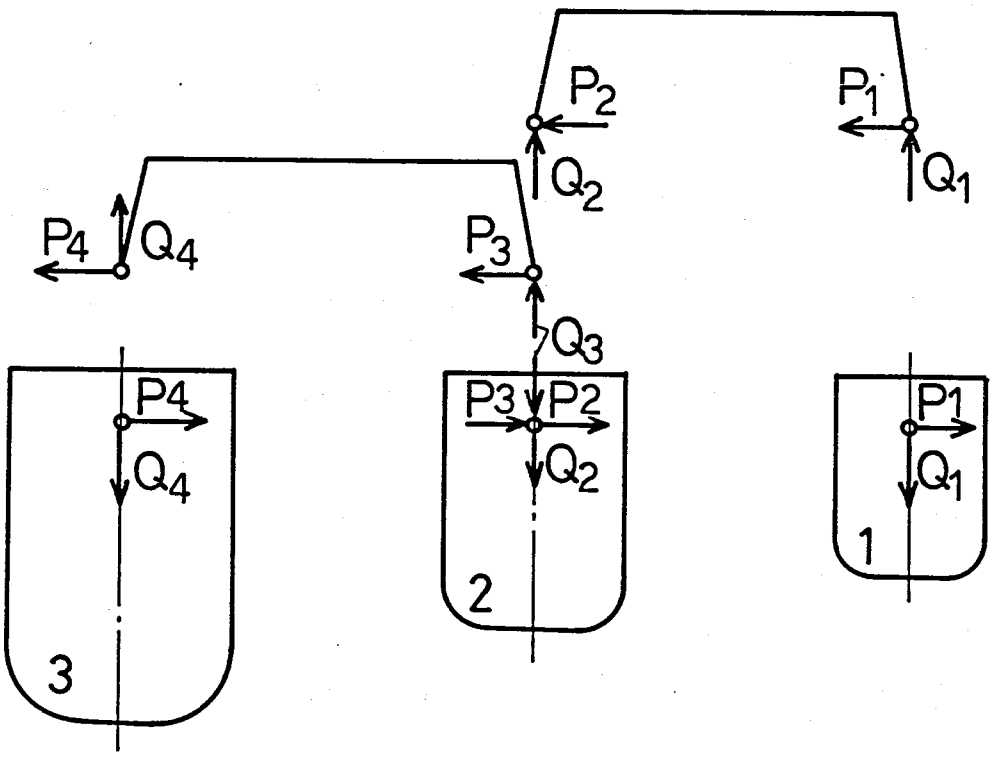


Fig.4.2(b) Constraining Forces due to the Connection by Links

なお、(4·6·3)，(4·6·4)式中、左辺の第3、4項はエネルギ変換器によるモーメントの項である。

浮体に働く拘束力を考えた場合、(4·2)式にこの連結による拘束力が付加され、

$$
\begin{aligned}
&[M_{ij}][X_1^1\ X_2^1\ X_3^1\ X_1^2\ X_2^2\ X_3^2\ X_1^3\ X_2^3\ X_3^3]^T=[N_i] \\
&\quad +[P_1',Q_1',-i\mu_1'\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^1-X_4^R),(P_2'+P_3'),(Q_2'+Q_3'), \\
&\quad -i\mu_2'\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^2-n_1X_4^R)-i\mu_3'\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^2-n_1X_4^L),P_4',Q_4' \\
&\quad -i\mu_4'\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^3-n_2X_4^L)]^T
\end{aligned}
\tag{4.8}
$$

となる。上式に(4·3)，(4·6)式を代入してまとめると

$$
[\overline{M}_{ij}][X_1^2\ X_2^2\ X_3^2\ X_3^1\ X_3^3\ X_4^R\ X_4^L]^T=[\overline{N}_i] \tag{4.9}
$$

となり、WECS-3 に対する運動方程式が得られる。ここで、$[\overline{M}_{ij}]$，$[\overline{N}_i]$ は7×7、7×1複素行列であり $\overline{M}_{ij}(i,j=1,\cdots,7)$，$\overline{N}_i(i=1,\cdots,7)$ は各要素をあらわす。(Appendix A-3参照) (4·9)式を解くことにより、浮体および連結棒の各運動振幅を求めることができる。

この運動振幅を利用すると、システム内にある4個のダンパから変換される単位時間あたりの平均エネルギEは、

$$
\begin{aligned}
E=\tfrac{1}{2}\rho\omega^3B_1^2(&\mu_1'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^1-X_4^R|^2+n_1^2\mu_2'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^2-n_1X_4^R|^2 \\
&+n_1^2\mu_3'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^2-n_1X_4^L|^2+n_2^2\mu_4'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^3-n_2X_4^L|^2)
\end{aligned}
\tag{4.10}
$$

となる。したがって、(2·30)式の分子を(4·10)式で置き換えて一次エネルギ変換効率 η を求めると

$$
\begin{aligned}
\eta=8\xi_B^2(&\mu_1'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^1-X_4^R|^2+n_1^2\mu_2'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^2-n_1X_4^R|^2 \\
&+n_1^2\mu_3'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^2-n_1X_4^L|^2+n_2^2\mu_4'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^3-n_2X_4^L|^2)
\end{aligned}
\tag{4.11}
$$

ここで　$\xi_B=\omega^2 B_1/2g$　(4.12)

となる。

最後に、全反射波振幅 $|R|$ と全透過波振幅 $|T|$ は (3·16)、(3·17)式より

$$|R|=|a_1+b_1(\varepsilon_1^d+\sum_{k=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}\varepsilon_1^{k,j}X_j^k)+\sum_{j=1}^{3}i2\xi_B H_j^{+1'}X_j^1|$$
$$|T|=|b_3(\varepsilon_4^d+\sum_{k=1}^{3}\sum_{j=1}^{3}\varepsilon_4^{k,j}X_j^k)+\sum_{j=1}^{3}i2\xi_B H_j^{-3'}X_j^3| \qquad (4.13)$$

で与えられる。上式中の ε は(A.1)式で用いたものを使用する。(4·11)式の η と(4·13)式の $|R|,|T|$ とは(2·37)式の関係で結ばれている。

4.4　理論解析結果

4.4.1　対称型 WECS-3

前節の結果をもとにして、WECS-3 に対する理論特性の検討を行なう。まず最初に、Fig.4.1において3個の浮体が同一で、浮体間距離、ダンパ係数も等しい ($n_1=n_2=1.0$, $l_1'=l_2'=l'$, $\mu_1'=\mu_2'=\mu_3'=\mu_4'=\mu'$) システムを考える。この場合、浮体2の中心線に対してシステムが対称となるので対称型 WECS-3 と呼ぶことにする。

4.4.2　最適パラメータ探索法

対称型 WECS-3 に限らず多浮体型システムに対する理論特性を調べる場合、システムの持つパラメータを何らかの方法で決定する必要がある。対称型 WECS-3 のパラメータは、浮体に関するものと浮体間距離 ℓ' とダンパ係数である。浮体に関するパラメータをあらかじめ指定することにすれば、残りは2パラメータ (ℓ', μ') となる。そこで、これらのパラメータを "同調周波数 ξ_{DO} において効率が最大" を評価関数として数値探索により決めることにする。

数値探索法は、これまでに種々の方法が提案されている。そのなかで

一般関数の極値をみつける最も強力な方法としてFletcher-Powell法があるが、この場合一階導関数が必要となる。そこで、さらに改良された一階導関数を必要としないPowell法を利用することにする。[37] ところで、このPowell法は極値探索には有効であるが、もしも評価関数に多峰性、つまり、極大点がいくつか存在する場合には、この数値探索法により得られた結果が果して最適なのかどうかは全くわからない。この多峰性の問題は数値探索上重要な問題であり、いろいろな場合に生ずるため、Monte Carlo法を利用した方法など[38),39)]が試みられてはいるが、現在のところ、拘束条件のない場合に対する大域的最大点を求める有効な手法はほとんどない。しかしながら、この場合のように2パラメータの場合には、ℓ', μ'にある範囲を与えておきその中で等高線を調べることにより、多峰性を検討しつつ最大点を知ることができる。この等高線の一例を示したのがFig. 4.3である。図は浮体形状として(0.5,0.75)(Fig. 2.4(b))を選び、ξ_D ($=\omega^2 D/g$) = 0.3～0.9について効率50%と80%の等高線を描いたものである。ただし、ξ_D=0.3では50%に達する点がないため、20%の等高線を破線で示した。図より、この場合多峰性が存在することやξ_Dとともにそのパターンも変化していく様子がよくわかる。ただ、その峰の数は、図のパラメータ範囲内では高々2個である。4.4.3では、このような等高線を利用して最適パラメータの数値探索を行なう。

4.4.3 理論特性のパラメータ依存性

一例として同調点をξ_{DO}=0.7に選び、浮体形状(0.5,0.95)と(0.5,0.75)について最適パラメータを数値探索により求めると

$$
\begin{aligned}
&(0.5,0.95) \qquad l'=2.81\ ,\ \mu'=0.851 \\
&(0.5,0.75) \qquad l'=2.60\ ,\ \mu'=0.144
\end{aligned}
\qquad (4.14)
$$

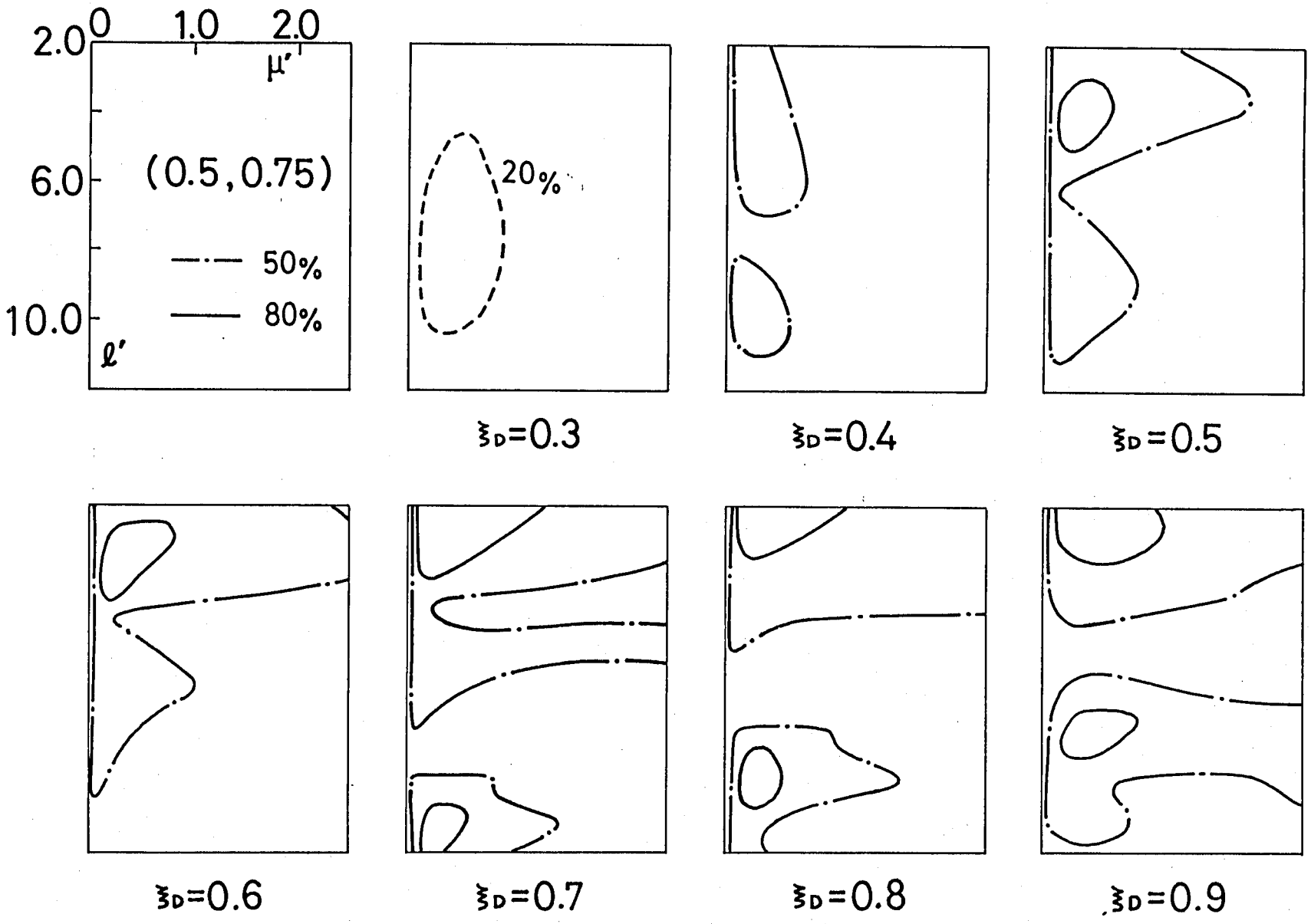


Fig.4.3 Equi-Efficiency Curves

が得られる。ただし、浮体内質量分布は下半分に均一としているため、

$$(0.5,0.95) \qquad h=0.362\ ,\ r^2=0.667$$
$$(0.5,0.75) \qquad h=0.399\ ,\ r^2=0.543 \tag{4.15}$$

である。また基準周波数ω_0は同調周波数とした。

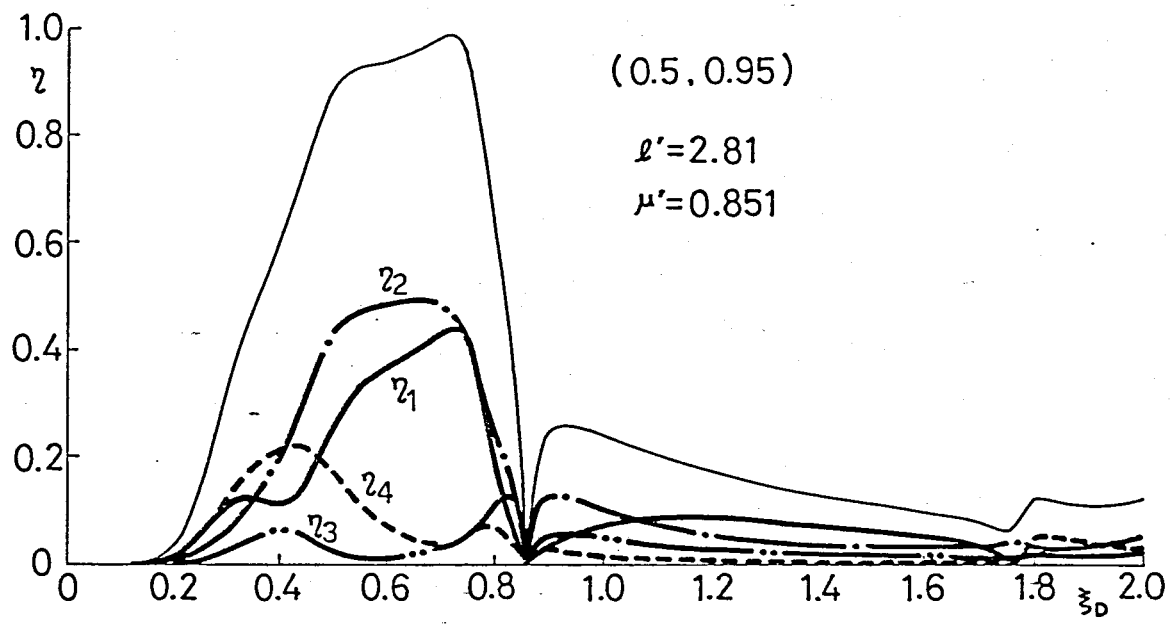
このときの効率特性を描いたのがFig.4.4である。横軸は無次元波周波数$\xi_D(=\omega^2 D/g)$であり縦軸が一次変換効率ηである。図中$\eta_1,\cdots,\eta_4$は、それぞれダンパ$\mu_1,\cdots,\mu_4$において変換されたエネルギ変換効率であり、全効率ηとは

$$\eta=\sum_{i=1}^{4}\eta_i \tag{4.16}$$

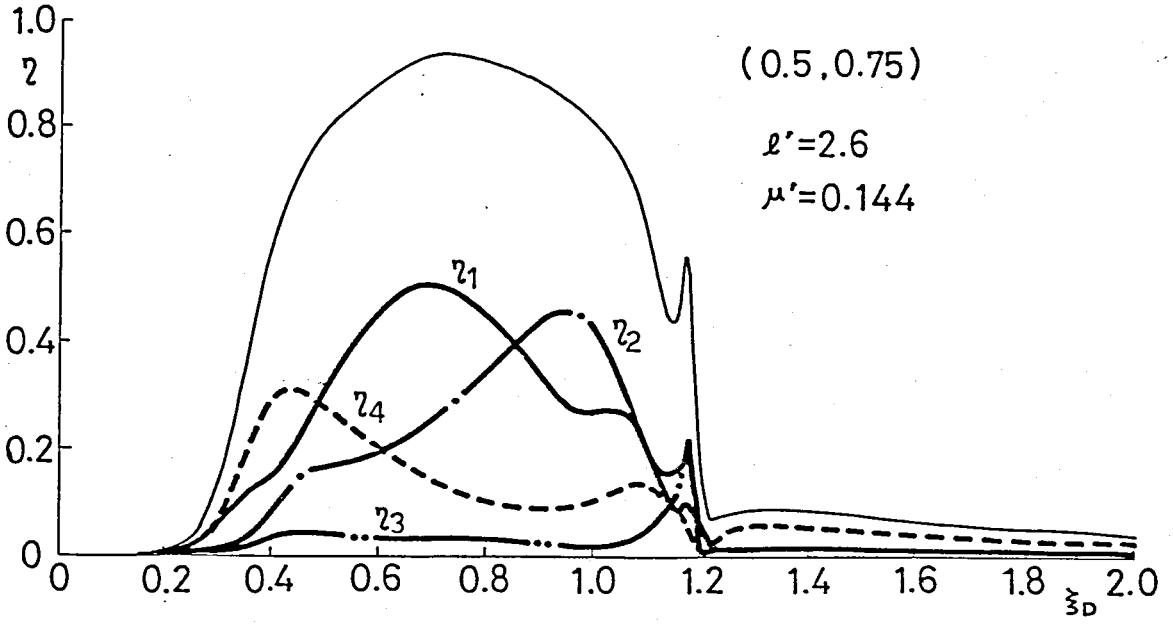
の関係が成り立つ。

Fig.4.4(a)では、同調点において100%に近い変換効率が得られている。ところがFig.4.4(b)では同調時における効率はやや低いものの、η_1～η_4がうまく分布しているので、広い周波数で高い効率が得られる特性を持ち、効率特性全体をながめた場合、Fig.4.4(a)よりもすぐれていると考えられる。このように、多浮体型とすることで、浮体形状にも大きく依存するが、非常に特性のよいシステムが得られることがわかる。

次に、この効率特性に対するパラメータ(ℓ',μ')依存性を調べる。浮体形状としてFig.4.4(b)の場合(0.5,0.75)を考える。$\mu'=0.144$として、ℓ'を4.0,6.0および8.0と変えたときの効率を描いたのがFig.4.5である。ℓ'の増加により、図中の効率のピーク点がξ_Dの小さい方へ移動し、ピークの数が増え、効率特性の凹凸が多くなっている。効率特性として、ある一点で効率が高いこと以外に、広い周波数領域にわたってフラットな特性であることも重要であると考えられるので、ℓ'をあまり長くすることは好ましくないと言える。したがって、4.4.2で述べた評価関数の



(a)



(b)

Fig.4.4 Efficiency Characteristics

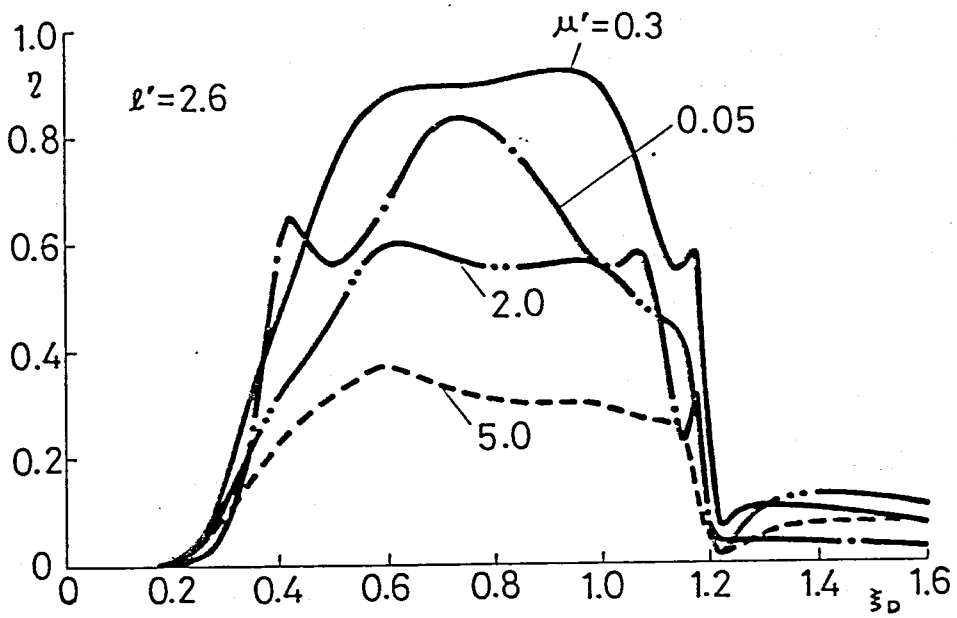


Fig.4.6 Effects of the Damper Coefficient

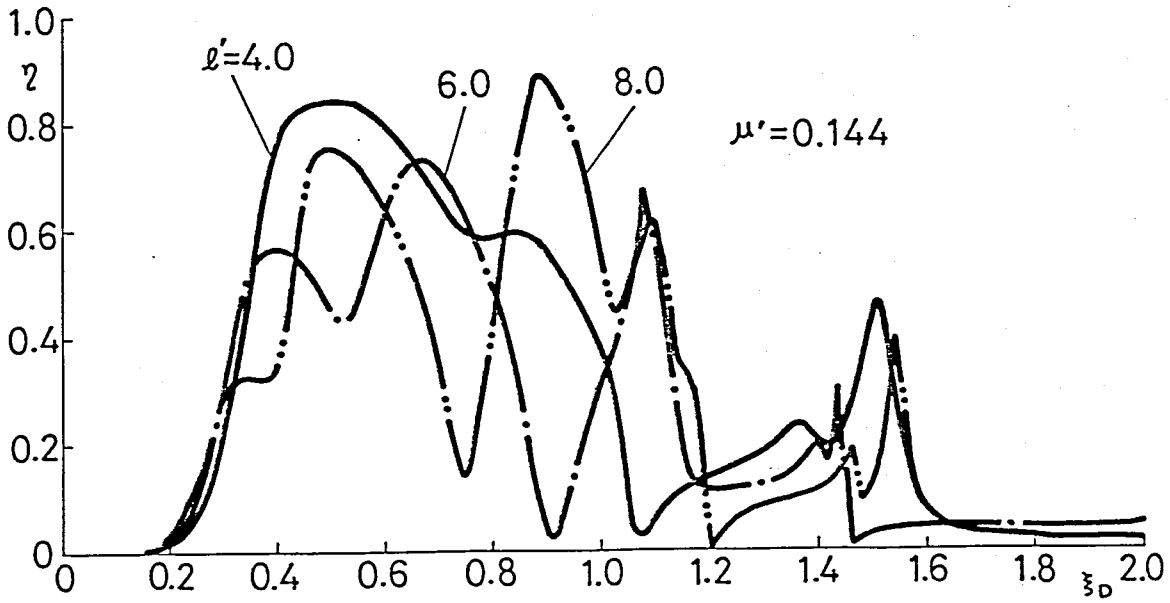


Fig.4.5 Effects of the Body Distance

多峰性に関しては、浮体間距離の長い地点で効率が高い場合、効率特性全体をながめてみることも必要であると考えられる。

次に、$\ell'=2.6$ として μ' を種々変えたときの特性を描いたのが Fig. 4.6 である。μ' が小さいと（$\mu'=0.05$ 参照）、浮体の各運動は大きくなるが、変換効率としてみた場合、効率特性は悪くなる。また、μ' を大きくしすぎても（$\mu'=5.0$ 参照）、今度は浮体の運動が抑制され過ぎて、同じように効率特性は悪くなる。したがって、μ' にはある最適点が存在すると言える。

以上の傾向は、(0.5,0.95) の浮体形状を選んだときにも、さらに別の浮体形状を用いた場合に対しても存在する。

Fig. 4.4 では、同調点 ξ_{00} を 0.7 としてパラメータ ℓ', μ' の選択を行なったが、次に同調点を 0.3 から 0.9 まで 0.1 きざみで変えたときの同調時における効率 η_{max} を描いたのが Fig. 4.7 である。また、その最適パラメータをまとめたのが Table 4.1 である。この η_{max} は ℓ', μ' を可調整と考え、どのような周波数の規則波に対しても最良に ℓ', μ' を選択したときの最大効率値をあらわしている。図中、実線は Fig. 4.4 (b) の効率特性を描いたものであるが、(b) 図の場合、効率特性自体が良い特性を持っているため、最適にパラメータを選択しても著しい効率の向上は見られない。このことから、システムの持つパラメータの選定次第で、周波数変動に対してほとんどパラメータ調整を必要としない WECS-3 を構成することが可能であると言える。

Fig. 4.4 (b) のシステムについて (4·13) 式にしたがい、全反射波振幅 $|R|$ と全透過波振幅 $|T|$ を描いたのが Fig. 4.8 である。(2·37) 式において述べたように、η が高いということは $|R|, |T|$ の両方が低くなることを意

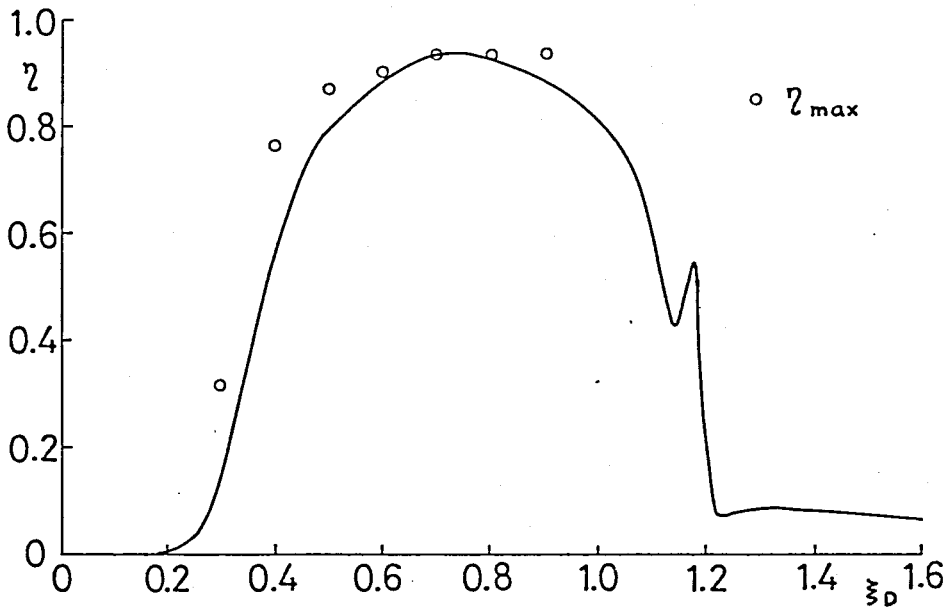


Fig.4.7 Maximum Efficiency Characteristic

ξ_{DO}	l'	μ'	η_{max}
0.3	6.75	0.174	31.8
0.4	3.99	0.110	76.4
0.5	3.37	0.158	87.2
0.6	3.07	0.141	90.5
0.7	2.60	0.144	93.4
0.8	2.26	0.198	93.8
0.9	2.30	0.358	93.8

Table 4.1 Optimum Parameters for Each Tuning Points ξ_{DO}

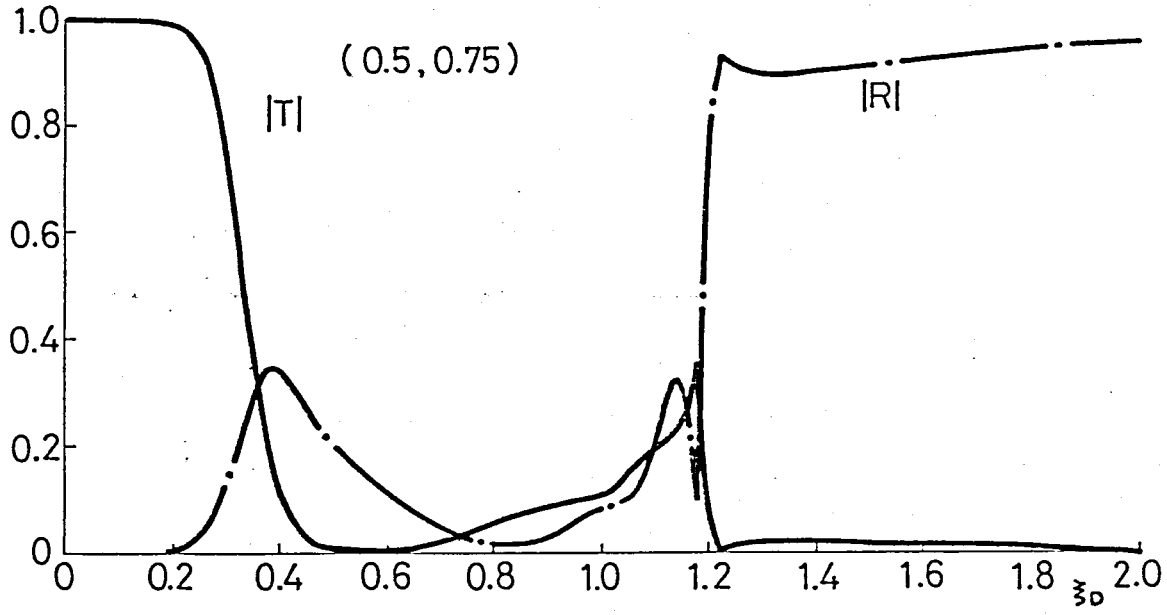


Fig.4.8 Total Transmitted and Reflected Wave Amplitudes

味する。Fig.4.8をみると確かに $\xi_D = 0.4 \sim 1.2$ の範囲で $|R|, |T|$ がかなり低い値となっている。さらに ξ_D が大きい場合、つまり入射波の波長が短い場合、$|R|$ の占める割合が増えるため η が低くても $|T|$ は小さくなる。したがって、図のシステムでは、広い周波数範囲にわたって $|T|$ が小さく、消波装置としての性能もすぐれていると言える。

4.4.4 非対称型WECS-3

システムの共振周波数を増し、それらを適当に分布させることで効率特性の向上をはかることが、もともと多浮体型システムを考案した理由であるが、このことを考えると同一浮体を利用するより異なる大きさ、形状をもつ浮体を利用する方が目的に合うと考えられる。そこで、次に非対称型 WECS-3 の特性を調べる。

対称という制約を除くと、システムのもつパラメータ数が一挙に増加する。（ℓ_1', ℓ_2', $\mu_1' \sim \mu_4'$ の計6個）　また、浮体形状も別々に3個決める必要があり、どの組合せが最適なのかを調べることは非常に困難になる。

そこで、ここではTable 4.2のシステムを例として取上げた。また、浮体の大きさを限定する意味で、浮体1と2の喫水比を1.5，浮体1と3の喫水比を2.0とした。

これまでは、ある周波数で効率が最大となるようにパラメータ ℓ', μ' を決めたが、現実には広い周波数帯域で平均効率が高いことが特性としては望ましいことは前述したとおりである。そこで、評価関数として"ある周波数範囲内の平均効率が最大"を考えパラメータ探索を試みた。非対称型の場合、対称型とは違い6個のパラメータがあるので、その選択によっては、かなり特性が向上することが期待できる。パラメータ探索の結果をまとめたのがTable 4.3である。ただし、周波数範囲は ξ_D= 0.4～1.0を考えた。また表中、(0.25,0.95)の浮体形状に対する h と r^2 は次の値を利用した。

$$h=0.667 \ , \ r^2=2.417 \tag{4.17}$$

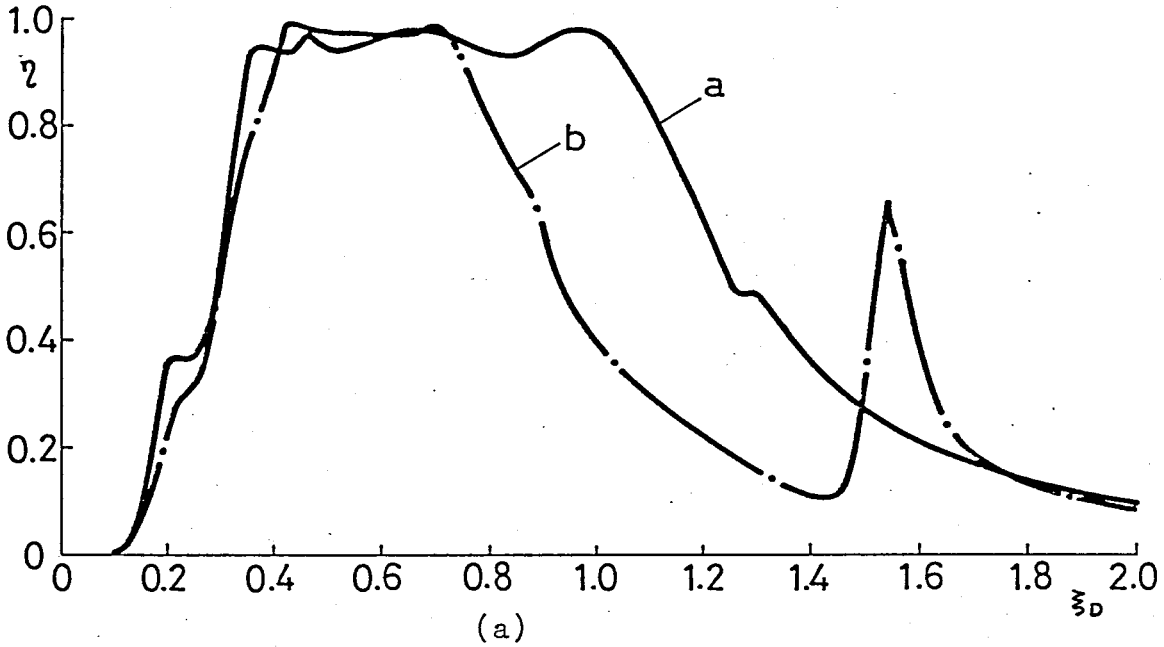
効率特性を描いたのがFig. 4.9である。対称型と比べると非常に特性が

	1	2	3
a	(0.5,0.95)	(0.5,0.95)	(0.5,0.95)
b	(0.5,0.75)	(0.5,0.95)	(0.5,0.95)
c	(0.5,0.95)	(0.5,0.95)	(0.25,0.95)
d	(0.5,0.75)	(0.5,0.95)	(0.25,0.95)

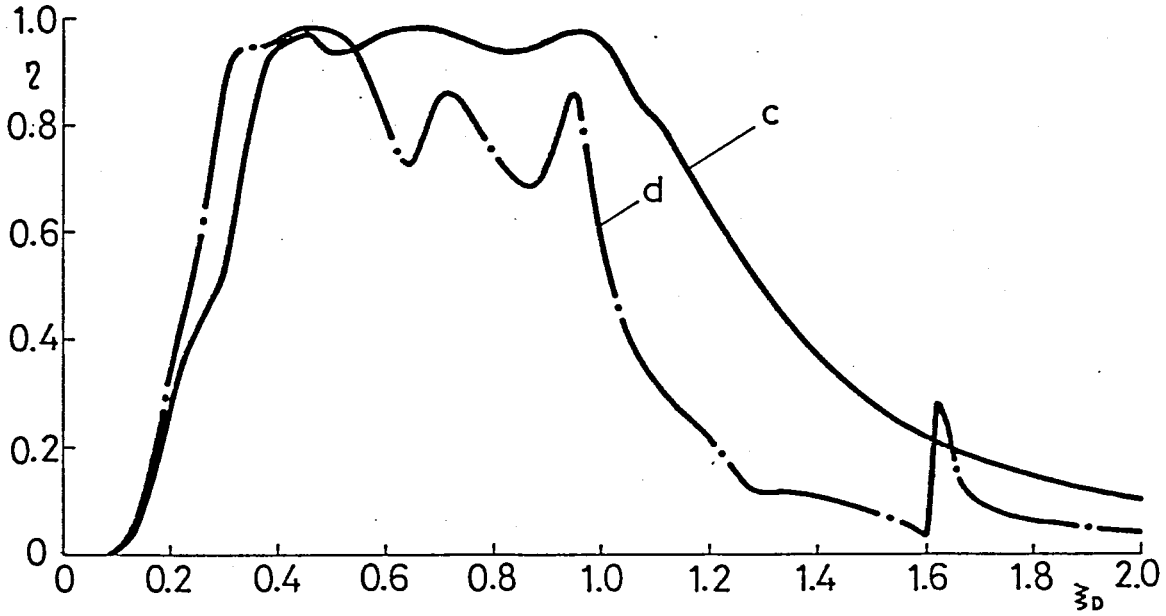
Table 4.2 Some Asymmetric WECS-3

	l_1'	l_2'	μ_1'	μ_2'	μ_3'	μ_4'
a	2.76	4.53	0.216	0.331	13600	0.131
b	3.56	5.93	0.413	0.587	8420	0.805
c	2.76	4.85	0.211	0.356	7.66	4.50
d	5.21	4.28	0.179	1.26	12100	5.27

Table 4.3 Optimum Parameters for Asymmetric WECS-3



(a)



(b)

Fig.4.9 Efficiency Characteristics of Asymmetric WECS-3

向上しており、図中b，dのシステムでは、ともに$\xi_D=0.4\sim1.0$における平均効率が96%程度に達している。対称型の場合とは評価関数が異なるが、対称型ではパラメータが2個なので、ここで試みた評価関数を用いても4.4.3の結果とあまり差はあらわれない。したがって、非対称型では、パラメータの選定いかんでは、対称型に比べて非常に効率特性の良いシステムを得ることができると言える。

4.5 結言

3個の浮体と2本の連結棒から成るWECS-3に対する基礎式を導出し、対称型、非対称型に分けて理論特性を調べた結果、以下のことが明らかになった。

1) 対称型システムのパラメータ(ℓ', μ')依存性を調べることによりℓ'を長くすると効率のピーク値がξ_Dの小さい方へ移動し、効率特性の凹凸が激しくなる、したがってℓ'については、構造上の問題からも、効率特性から言ってもあまり長くすべきではない、またμ'は大きすぎても逆に小さすぎても効率特性は低下するため、最適なμ'が存在する、ことが言える。

2) パラメータを最適に選定したWECS-3は、波エネルギ変換システムとしてばかりでなく、広い周波数範囲内で全透過波振幅$|T|$が小さくなり、消波装置としてもすぐれた性能を持つ。

3) 非対称型システムに対して、評価関数を"与えられた周波数範囲内の平均効率$\bar{\eta}$を最大"として6個のパラメータを選定することで、対称型に比べ非常に良い効率特性をもつシステムを得ることができる。

第5章 WECS－2に対する動特性[40]

5.1 はじめに

前章ではWECS-3の特性の検討を行なった。その結果の一つとして、浮体形状や大きさをかえ非対称配置とすることで効率特性の向上が確認された。したがって、同一浮体を使用する場合効率特性の良くない2浮体型システム(WECS-2)でも浮体形状や大きさを異ならせることにより、良い効率特性をもつシステムが得られるようになる可能性がある。WECS-3に比べWECS-2は構造が簡単であるため、実際に製作する場合、その分有利である。そこで本章においては、このWECS-2に対する動特性について考察する。

5.2 基礎式

WECS-2の概略図を描いたのがFig.5.1である。浮体数が3個から2個に減っただけで動作原理は4章のWECS-3と全く同じである。ただし、

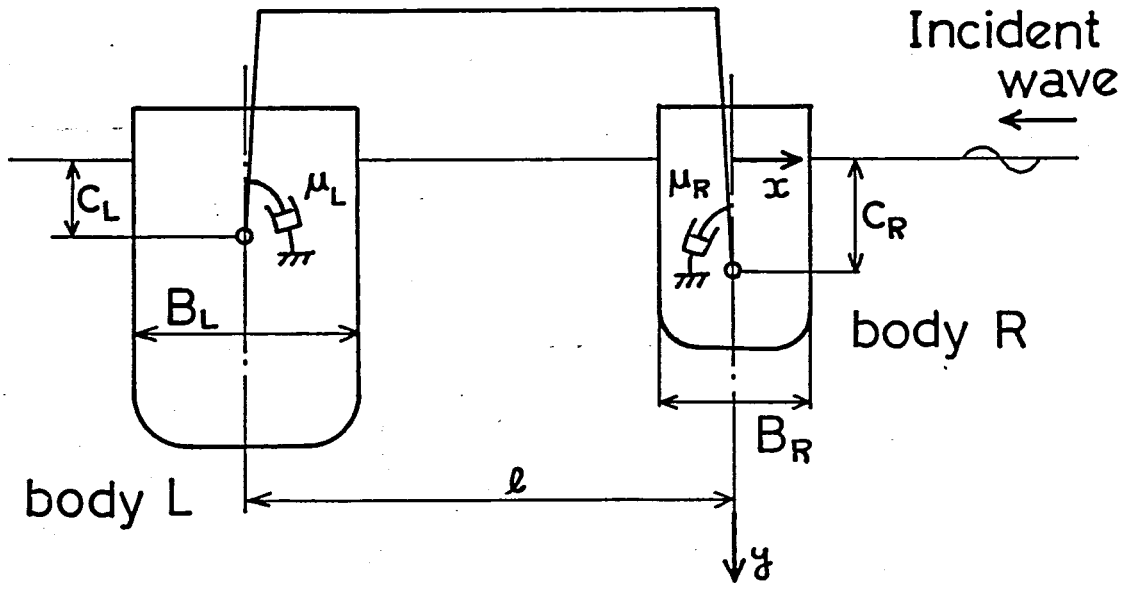


Fig.5.1 Schematic Diagram of WECS-2

本章では、それぞれの浮体を図のようにR，Lと呼ぶことにし、各浮体のパラメータにも添字R，Lを付ける。また、前章において基礎式を求める場合、連結棒の連結点は水線上として行なったが、実際のシステムを考えるとき、装置の構成上の問題などから必ずしもそのような条件が満たされるわけではない。そこで、連結点が浮体の中心線上任意の位置にあるときのWECS-2に対する基礎式を求めることにする。連結点までの距離をFig. 5.1中にあるようにC_R, C_Lとする。なお、以下の導出に関する詳細はAppendix Bで述べる。

まず、連結棒がない独立に配置された2個の浮体に対する運動方程式は次式で与えられる。

$$
\begin{aligned}
D_1^\theta X_1^\theta + (D_{13}^\theta - c_\theta' D_1^\theta) X_3^\theta &= F_1^\theta/\rho\omega^2 B_\theta^2 \\
D_2^\theta X_2^\theta &= F_2^\theta/\rho\omega^2 B_\theta^2 \\
(D_{13}^\theta - c_\theta' D_1^\theta) X_1^\theta + (D_3^\theta - 2c_\theta' D_{13}^\theta + c_\theta'^2 D_1^\theta) X_3^\theta &= (F_3^\theta - c_\theta' F_1^\theta)/\rho\omega^2 B_\theta^3
\end{aligned}
\tag{5.1}
$$

$$(\theta = R, L)$$

ここで

$$
\begin{aligned}
& c_R' = c_R/B_R \ , \ c_L' = c_L/B_L \\
& B_R X_3^R \to X_3^R \ , \ B_L X_3^L \to X_3^L
\end{aligned}
\tag{5.2}
$$

$F_j^\theta (j=1,2,3;\theta=R,L)$は$\theta$浮体の$j$モード方向に作用する波による力の項であるが、これは前章同様、各浮体への入射波を求めHaskindの公式より得ることができる。(Appendix B-2) そこで、その結果を(5·1)式に代入してまとめると

$$[m_{ij}][X_1^R \ X_2^R \ X_3^R \ X_1^L \ X_2^L \ X_3^L]^T = [n_i] \tag{5.3}$$

$$(i, j = 1, \cdots, 6)$$

という行列方程式が得られる。

次に、WECS-2を考えると、連結棒によってR，L各浮体の運動振幅は制約を受ける。今、連結棒の回転振幅をX_4とするとR浮体とL浮体の左右運動と上下運動との間には微小振幅運動の場合、

$$X_1^R - c_R' X_4 + c_L' X_4 = X_1^L$$
$$X_2^R + l' X_4 = X_2^L \qquad (5.4)$$

の関係が存在することが言える。ただし、

$$B_R X_4 \rightarrow X_4 \ , \ l' = l/B_R \qquad (5.5)$$

また、連結の際に生ずる浮体と連結棒に働く拘束力をFig.5.2のように定め、連結棒に関する運動方程式を求める。ここでは簡単のために、連結棒の質量が連結点に集中していると近似して式を求めた結果、

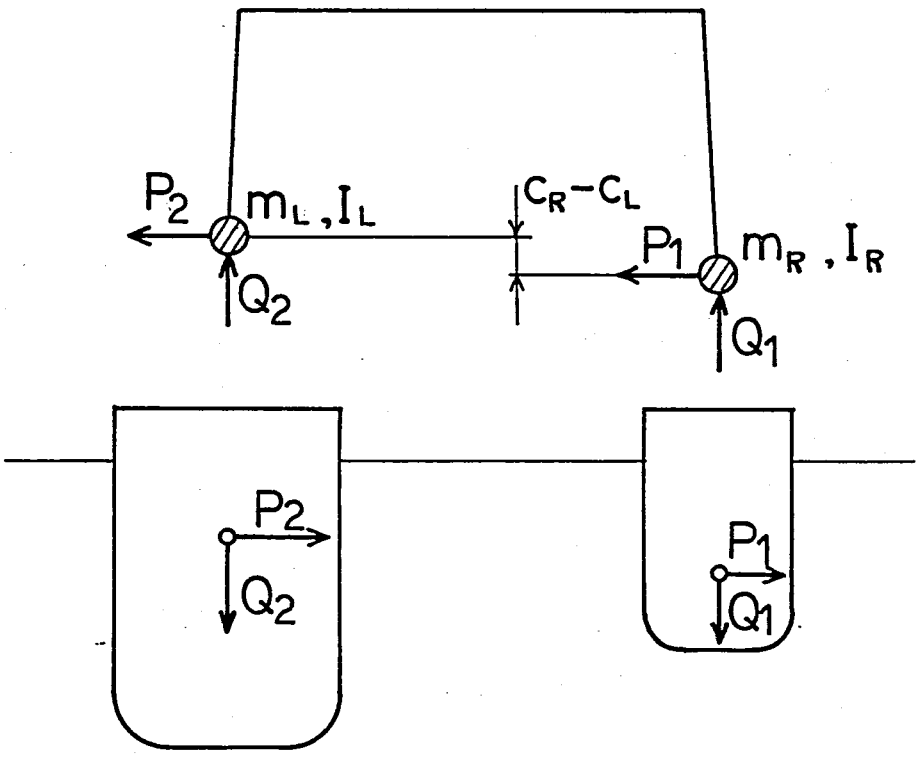


Fig.5.2 Constraining Forces due to the Connection by a Link

$$(m_R'+m_L'n^2)X_1^R+m_L'n^2(nc_L'-c_R')X_4=P_1'+P_2'n^2$$

$$(m_R'+m_L'n^2)X_2^R+m_L'n^2l'X_4=Q_1'+Q_2'n^2$$

$$I'X_4-i\mu_R'\frac{\omega_0}{\omega}(X_4-X_3^R)-i\mu_L'\frac{\omega_0}{\omega}n^4(X_4-\frac{X_3^L}{n})$$

$$=M_2(c_R'-nc_L')P_1'-M_2l'Q_1'+M_1l'Q_2'n^2-M_1(c_R'-nc_L')P_2'n^2$$

$n=B_L/B_R$ ，ω_0: 基準周波数

$\mu_R'=\mu_R/\rho\omega_0B_R^4$ ，$\mu_L'=\mu_L/\rho\omega_0B_L^4$

m_R' ，m_L': 連結棒に関する質量

$M_1=m_R'/(m_R'+m_L'n^2)$ ，$M_2=m_L'n^2/(m_R'+m_L'n^2)$

I': 連結棒の重心まわりの慣性モーメント

$'$: 無次元量をあらわす（(4·7)式参照）　(5.6)

となる。

浮体に働く拘束力を考えた場合、(5·3)式は

$$[m_{ij}][X_1^R\ X_2^R\ X_3^R\ X_1^L\ X_2^L\ X_3^L]^T=[n_i]+[P_1',Q_1',-i\mu_R'\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^R-X_4),$$
$$P_2',Q_2',-i\mu_L'\frac{\omega_0}{\omega}(X_3^L-nX_4)]^T \qquad (5.7)$$

となり、これに(5.4)，(5.6)式を代入してまとめるとWECS-2に対する運動方程式が得られ、浮体および連結棒の各運動振幅を求めることができる。

$$[\bar{m}_{ij}][X_1^R\ X_2^R\ X_3^R\ X_3^L\ X_4]^T=[\bar{n}_i] \qquad (5.8)$$

$$(i,j=1,\cdots,5)$$

したがって、システム内の2個のダンパにより単位時間あたりに変換される平均エネルギEは

$$E=\tfrac{1}{2}\rho\omega^3B_R^2(\mu_R'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^R-X_4|^2+n^2\mu_L'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^L-nX_4|^2) \qquad (5.9)$$

となり、一次変換効率ηは、

$$\eta=8\xi_B^2(\mu_R'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^R-X_4|^2+n^2\mu_L'\frac{\omega_0}{\omega}|X_3^L-nX_4|^2) \tag{5.10}$$

ここで、 $\xi_B=\omega^2 B_R/2g$ (5.11)

で与えられる。

最後に、全反射波振幅 $|R|$ と全透過波振幅 $|T|$ を求める式は次のようになる。

$$|R|=|a_R+\frac{a_L b_R^2 e^{-i4\xi_B l'}}{1-\alpha}+\sum_{j=1}^{3} i2\xi_B(H_j^{+'R}+\frac{b_R a_L e^{-i4\xi_B l'}}{1-\alpha}H_j^{-'R})\hat{X}_j^R$$
$$+\sum_{j=1}^{3} in2\xi_B\frac{b_R e^{-i2\xi_B l'}}{1-\alpha}H_j^{+'L}\hat{X}_j^L| \tag{5.12}$$

$$|T|=|\frac{b_R e^{-i2\xi_B l'}}{1-\alpha}+\sum_{j=1}^{3} i2\xi_B\frac{e^{-i2\xi_B l'}}{1-\alpha}H_j^{-'R}\hat{X}_j^R$$
$$+\sum_{j=1}^{3} in2\xi_B(H_j^{-'L}+\frac{a_R b_L e^{-i4\xi_B l'}}{1-\alpha}H_j^{+'L})\hat{X}_j^L| \tag{5.13}$$

ここで
$$\hat{X}_1^\theta=X_1^\theta-c_\theta' X_3^\theta$$
$$\hat{X}_{2,3}^\theta=X_{2,3}^\theta \qquad \theta=R,L \tag{5.14}$$

5.3 理論解析結果

前節で導出した基礎式を利用してWECS-2に対する理論特性の検討を行なう。まず浮体形状としてはR，L浮体ともに(0.5,0.95)を選び、(2·33)式の h と r^2 を用いた場合を例にとり理論特性を調べる。なお、本節では $C_R=C_L=0$ で連結棒の質量が0という場合に限定する。（$C_R\neq 0$，$C_L\neq 0$ の場合については次章で述べる。）

5.3.1 水線幅比 n

nを1.0～4.0に変えたときの効率特性を描いたのがFig.5.3である。パラメータ l', μ_R', μ_L' は同調点 ξ_{DO} を0.7として前章同様Powell法を用いて数値探索により求めた。それらをまとめたのがTable 5.1である。この場合も当然評価関数の多峰性ということが問題となるが、最高効率

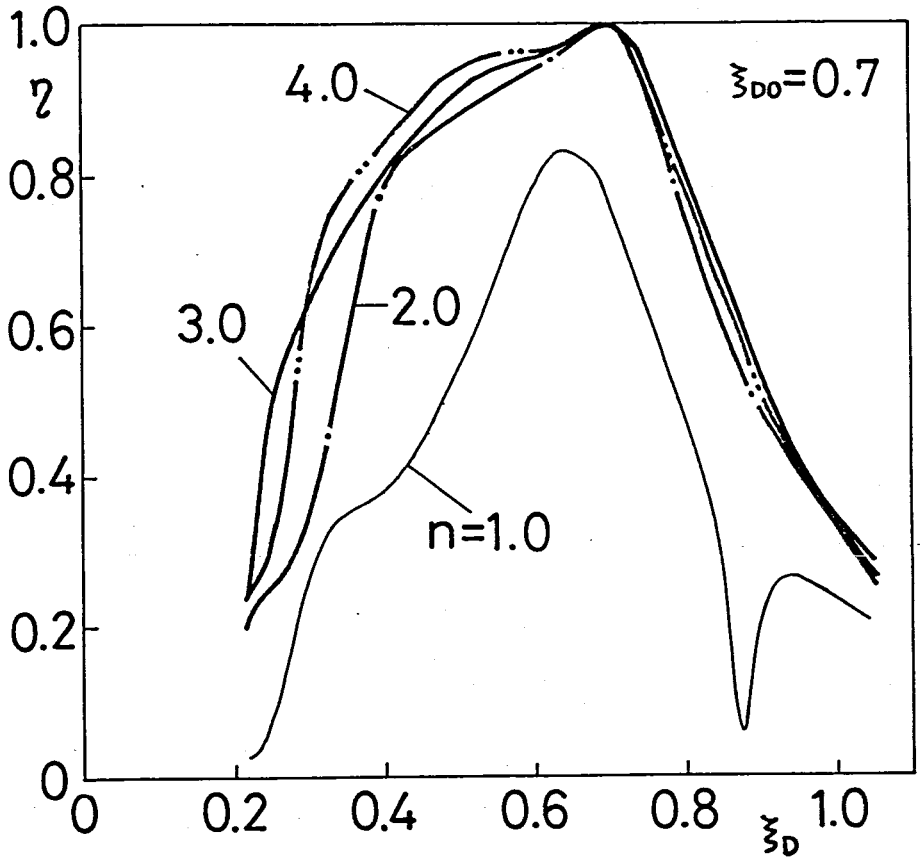


Fig.5.3 Effects of the Value of n $\left(\xi_D = \frac{\omega^2 D_R}{g}\right)$

n	l'	μ_R'	μ_L'	$\eta_{\%}$
1.0	2.61	0.179	0.268	75.6
2.0	3.74	0.351	0.130	99.9
3.0	4.64	0.255	0.0376	99.5
4.0	5.13	0.237	0.0132	99.6

Table 5.1 Optimum Parameters of Each n

が100%であることを考慮して、同調点においてそれに近い値が得られればそのパラメータ値を採用することにした。したがってTable 5.1中のパラメータ値は必ずしも最適値であるとは言えないが、この最適値に対する厳密な検討はここでは行なわない。なお、基準周波数ω_0は同調周波数とした。

Fig.5.3からnを大きく、つまりR浮体に比べてL浮体を大きくすることで全体の効率特性が良くなることがわかる。ただ、今の場合、むやみにL浮体を大きくしても効率特性の向上にはある程度の限界がある。ところで、L浮体を大きくすることでシステムの運動がどのように変化するのであろうか。それを調べるために$n=1.0, 2.0, 3.0$の3種について、入射波周波数ξ_Dが0.5と0.7のときの運動モードを図示したのがFig. 5.4である。[41] 図は、各浮体を同じ喫水を持つ板で簡略化して、一周期を10等分して図中の1→10の順で運動が進行する様子を描いている。また、入射波振幅であるが、運動状態を明らかにするために多少大きめではあるがR浮体の喫水の30%の振幅を持つとした。$n=1$の場合、L浮体が他の場合に比べ大きく動揺はしているが、その運動があまり有効には利用されていない。つまり、R浮体の上下運動により生じたL浮体における相対運動を打ち消すような位相で動いている。ところが、nが大きくなるにつれてL浮体の動揺が小さくなり、波をうしろにのがさずシステム内に取込み、浮体の運動を有効に利用するので全体の効率特性が向上することになったと考えられる。

5.3.2 同調点ξ_{D0}

5.3.1では同調点$\xi_{D0}=0.7$の場合について考えたが、$n=3.0$のシステムに対してこの同調点ξ_{D0}をいくつか変えたときの最大効率η_{max}を次に

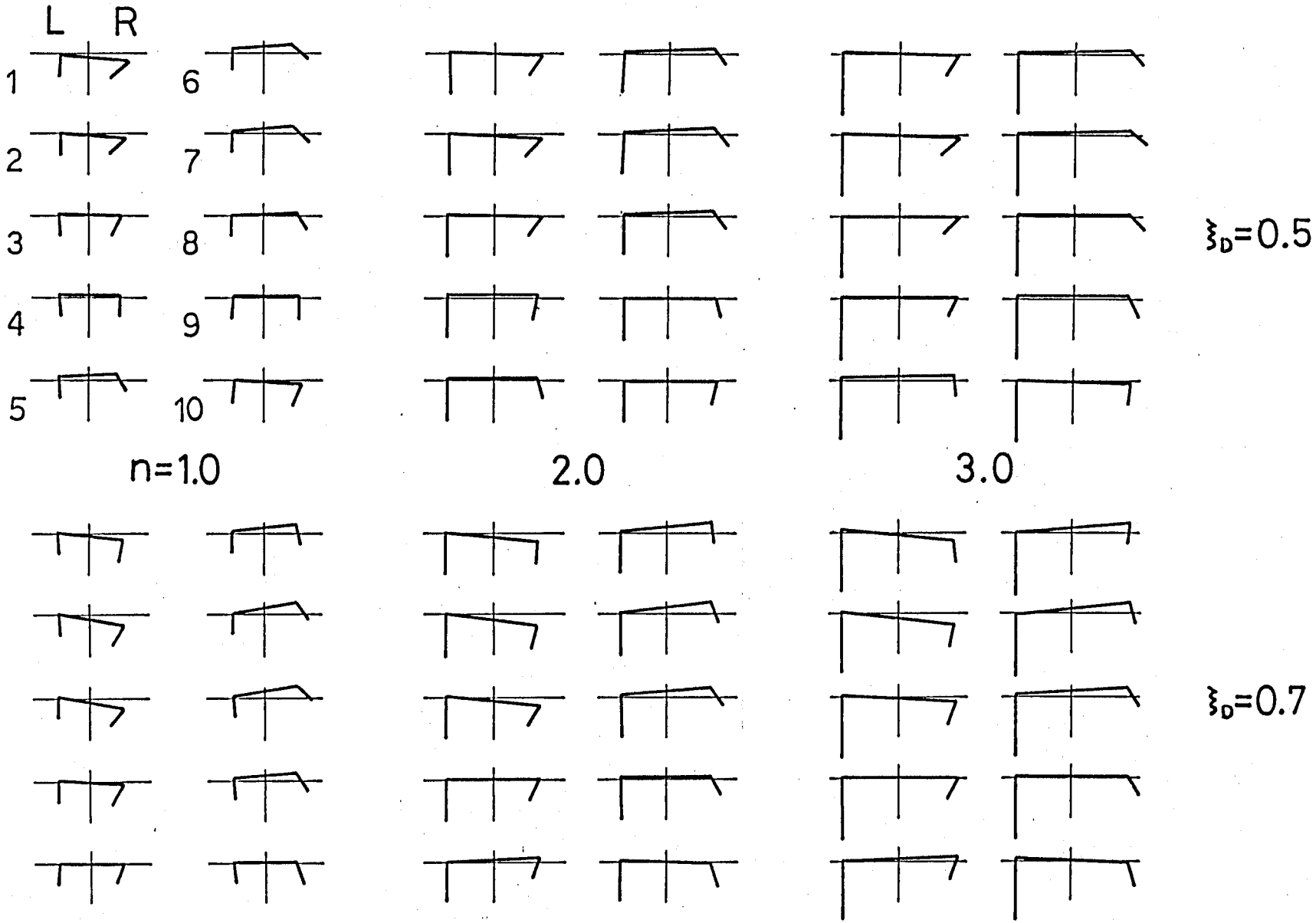


Fig.5.4 Modes of WECS-2

調べる。Fig. 5.5 は ξ_{DO} を 0.3 ～ 0.8 まで変えたときの効率特性を描いたものである。図中 O で示した点が同調点である。各同調点における最適パラメータは Table 5.2 のとおりである。この範囲内では、同調点にて 90% 以上の効率が得られることが図よりわかる。また、このシステム

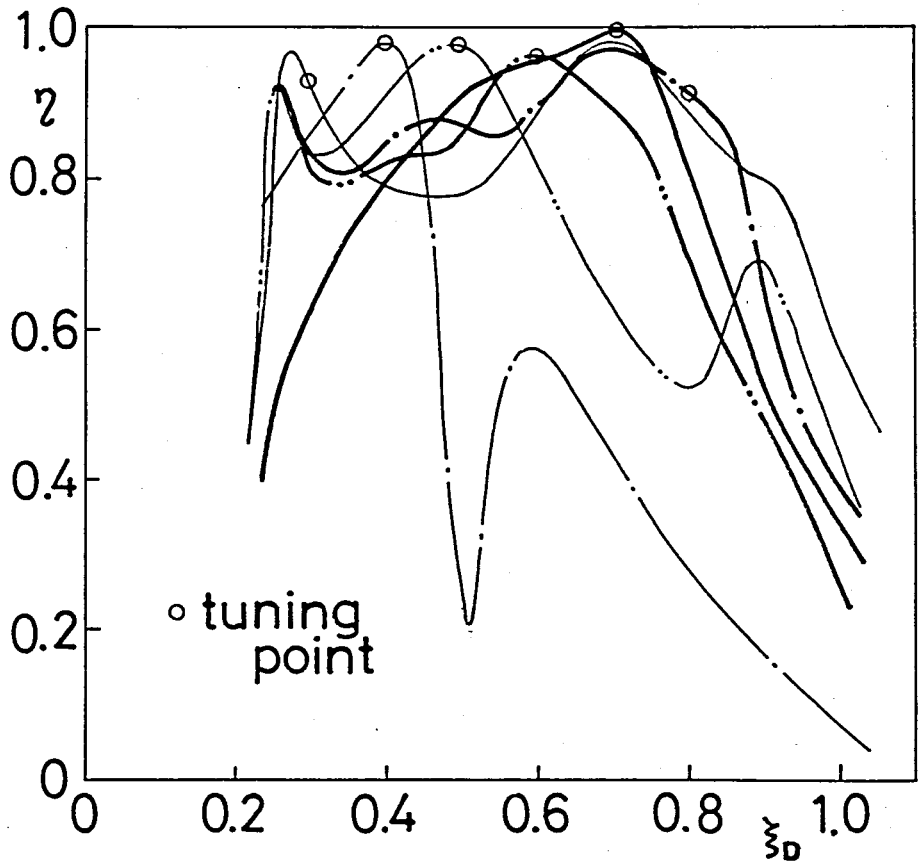


Fig.5.5 Effects of the Tuning Point ξ_{DO}

ξ_{DO}	l'	μ_R'	μ_L'	η %
0.3	6.22	0.634	0.230	92.7
0.4	5.18	0.274	20.6	98.4
0.5	6.48	0.237	0.884	98.0
0.6	7.38	0.234	0.549	96.4
0.7	4.64	0.255	0.0376	99.5
0.8	6.61	0.167	0.158	91.4

Table 5.2 Optimum Parameters of Each Tuning Point ξ_{DO}

に限定して言えば $\xi_{DO}=0.3$ あるいは 0.8 で同調したときに非常に良い効率特性が得られている。この場合、だいたい $\xi_D=0.24\sim0.88$ にわたって 80％以上の理論効率が得られている。前章の WECS-3 に対する効率特性と比較してもあまり見劣りしない特性である。

5.3.3 各浮体におけるエネルギ変換効率

次に個々の浮体に置かれたエネルギ変換器による変換効率 η_R, η_L を 5.3.1 の $n=1.0\sim3.0$ について調べたのが Fig.5.6 である。図から、η_R η_L が互いに補い合って高い効率が得られる周波数領域を広げていることがわかる。また、n の増加とともに η_R の向上が著しい。これは 5.3.1 でも述べたようにL浮体が反射器のような役割を果たし、波をうしろにのがさない分R浮体の運動が大きくなり、効率が上昇したと考えられる。

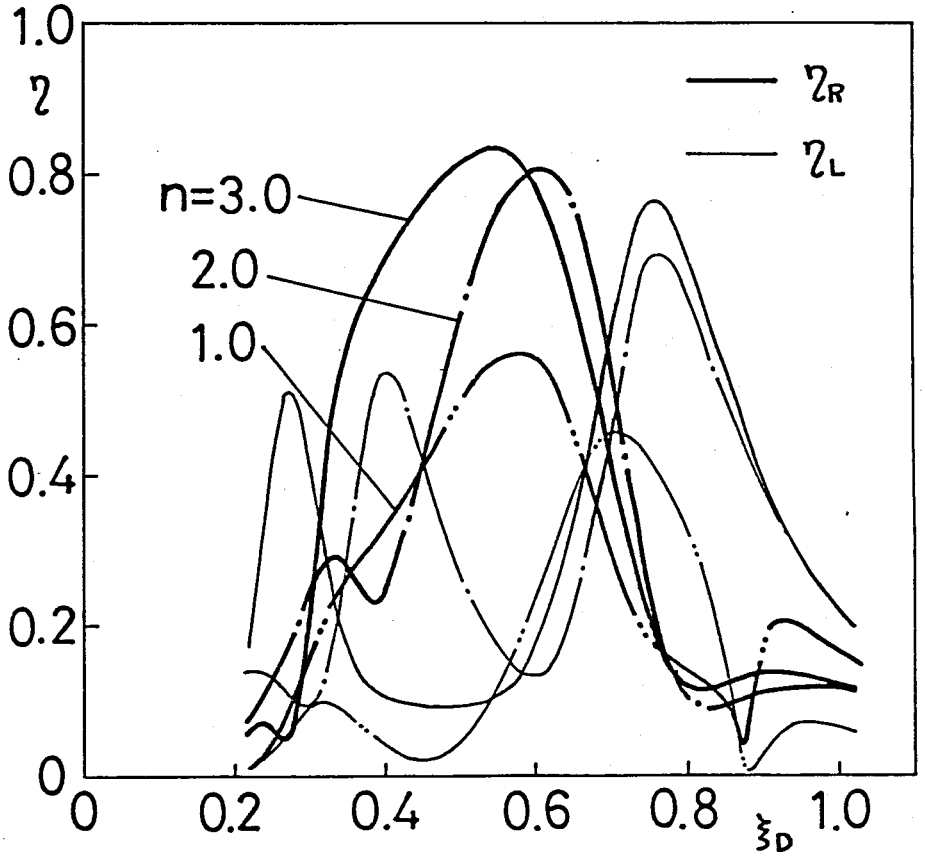


Fig.5.6 Energy Converting Efficiency at Each Damper

ところで、η_R, η_Lはどのような浮体の運動により実現されているのかを見るために、運動モードを調べてみる。$n=3.0$に関して、周波数を$\xi_D=0.3$、0.5、0.7、0.76について描いたのがFig. 5.7である。まず$\xi_D=0.3$においては入射波の波長が長いためにシステム全体が上下運動している様子がわかる。このξ_Dでは、L浮体の回転運動とR浮体の上下運動の位相関係が良く、大きな相対回転運動をL浮体に生じさせている。そのためFig. 5.6においてη_Lにピーク値があらわれる。次に、$\xi_D=0.5$においては、R浮体が大きく回転運動している。これにより、Fig. 5.6に描かれているようにη_Rがピークとなる。このあたりの周波数以降では、L浮体の運動は非常に小さい。さらに、ξ_Dが大きくなり入射波の波長が短くなると、R浮体の回転運動がおさまりはじめ、上下運動が激しくなる。$\xi_D=0.7$はちょうどその過渡期で、$\xi_D=0.76$あたりでそのピークを迎える。それ以降は急速にR浮体の上下運動がおさまり、再びR浮体の回転運動がはじまる。

5.3.4 パラメータℓ', μ_R', μ_L'の効率特性に与える影響

5.3.1の$n=3.0$のシステムについて前章同様効率特性のパラメータ(ℓ', μ_R', μ_L')依存性を調べる。まず、ℓ'をいくつか変えたときの特性を描いたのがFig. 5.8である。WECS-3に対する結果と同様にℓ'が長くなるにつれて効率特性のピークがξ_Dの小さい方へ移動していくため、図中のピーク数が増加しているのがわかる。これより、ℓ'の効果は、WECS-2、WECS-3共通であると言える。次にμ_R'を変えたときのη_R, η_Lを描いたのがFig. 5.9 (a)である。μ_R'によりη_Rが大きく変わっているのがわかる。η_Lの方はη_Rの変動の影響を受けてやや変動する。μ_L'を変えたときの図がFig. 5.9(b)である。μ_L'を0.1から0.5に大きくすることでη_Rに2つの山

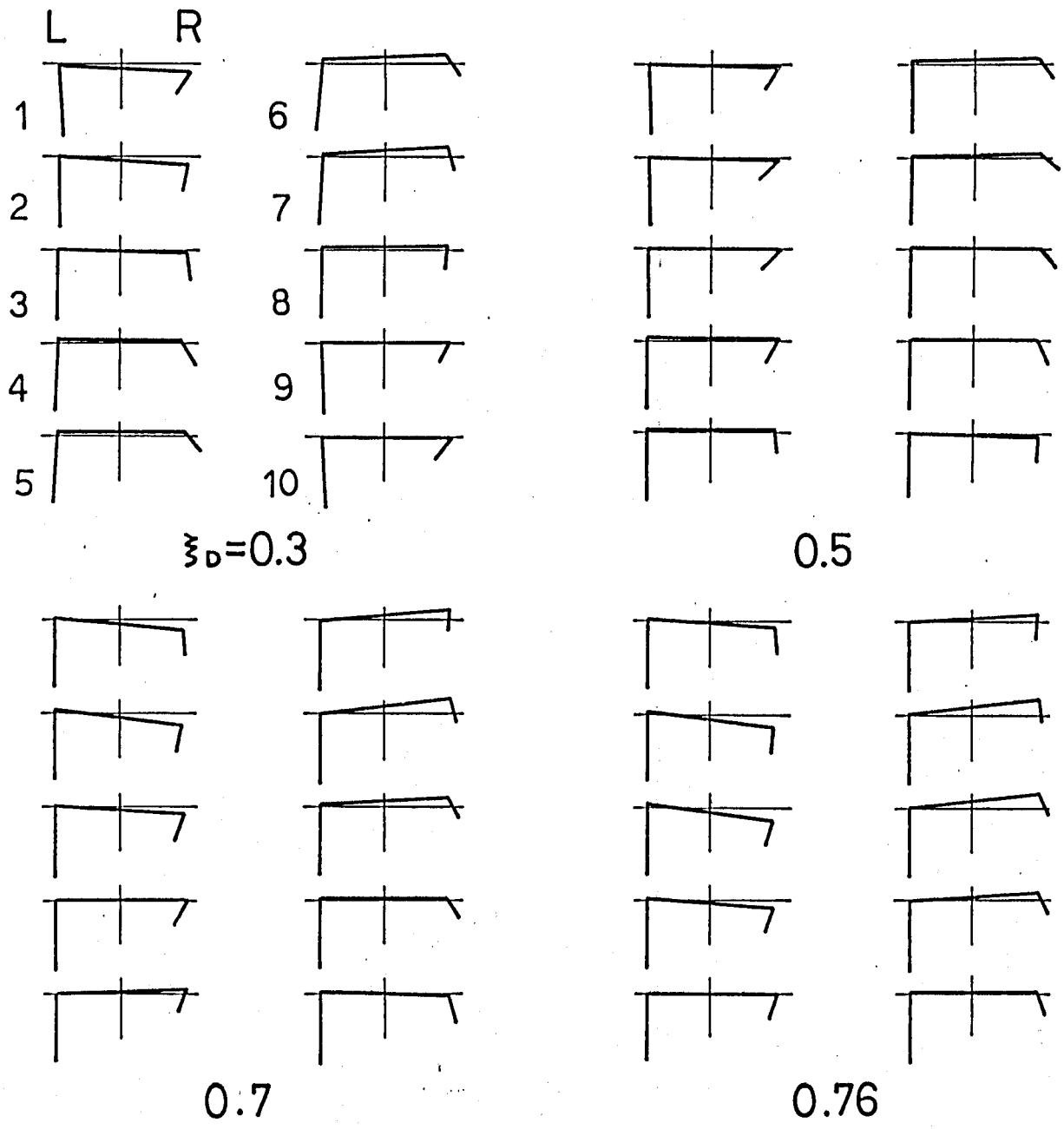


Fig.5.7 Modes of WECS-2

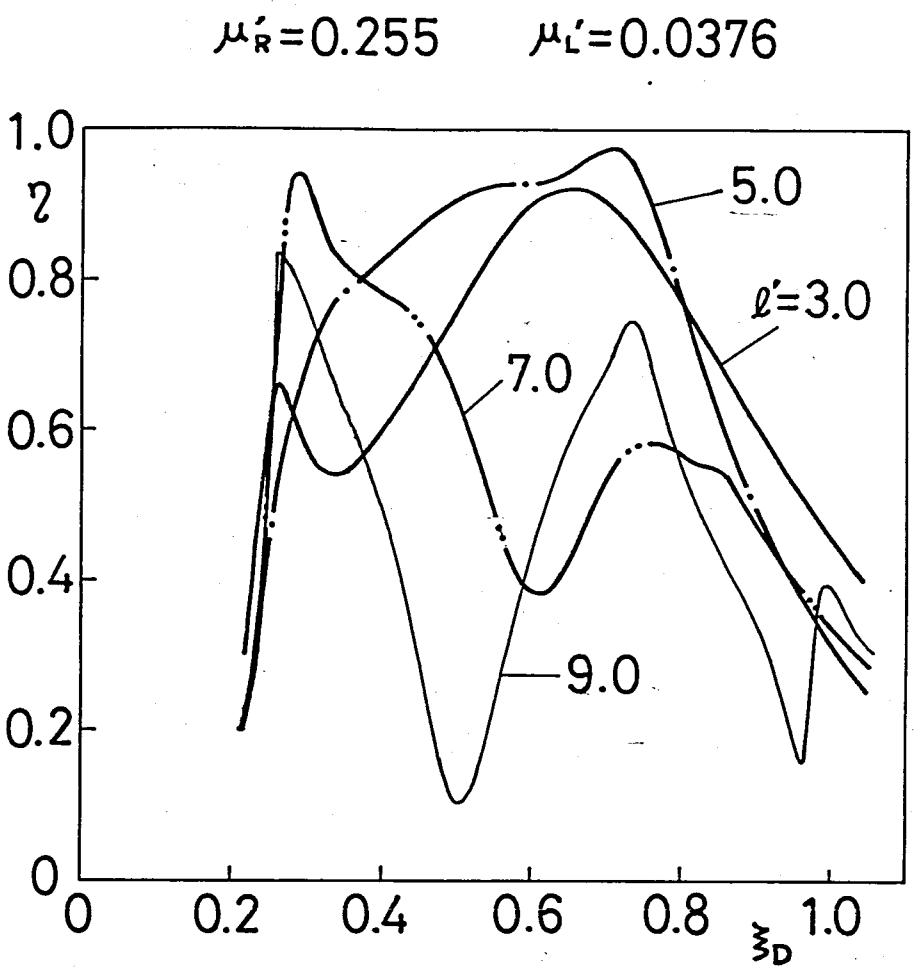
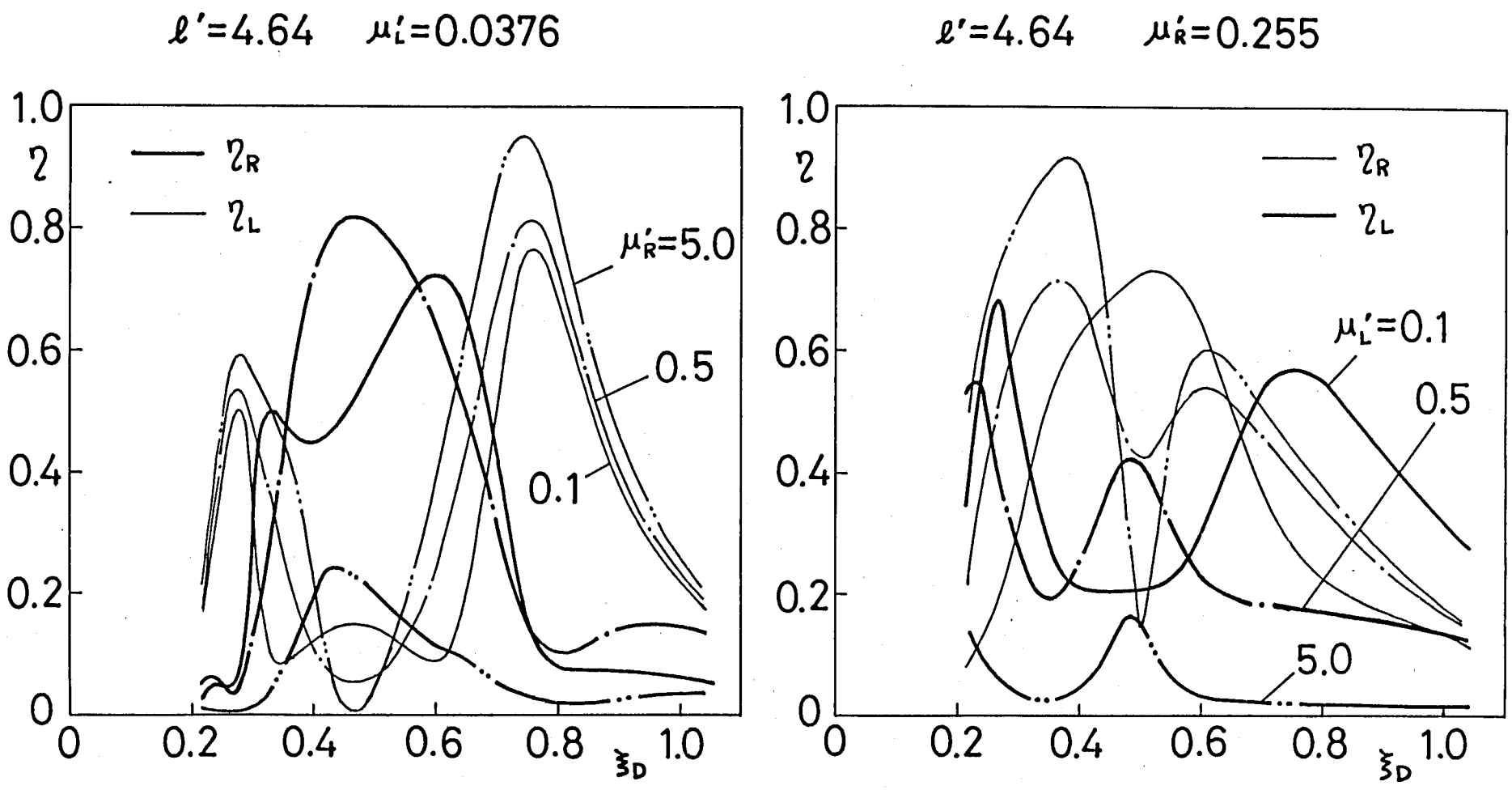


Fig.5.8 Effects of the Body Distance

(ξ_D=0.36と0.6付近)が出現し、η_Lにもξ_D=0.5付近に山があらわれる。これは、μ_L'を大きくしたためにL浮体の運動が押えられ、それにより生ずる波の干渉の結果としてあらわれたと考えられる。μ_L'をさらに大きくするとη_Lが全体的に低下する傾向がある。以上のように、μ_R', μ_L'がη_R、η_Lに対して独立に効果を持つのではなく波の干渉が強いために、どちらか一方のみを変えてもその効果はη_R、η_Lそれぞれに波及する。ただし、浮体の運動を考えたとき、μ_R'はR浮体の回転運動、μ_L'はR浮体の上下運動やL浮体の回転運動に密接に関係する。

5.3.5 全反射波振幅|R|, 全透過波振幅|T|



(a) (b)

Fig.5.9 Effects of the Damper Coefficients μ_R', μ_L'

n=1.0 と 3.0 の場合について |R|, |T| を描いたのが Fig. 5.10 である。上述したように、n を大きくすることで L 浮体の運動が小さくなるので、n=1.0 に比べ n=3.0 の場合、うしろに波をのがしていないことがわかる。そのため、広い周波数範囲にわたって |T| が小さくなり、L 浮体を大きくした場合の WECS-2 は消波装置としても良い性能を持つと言える。

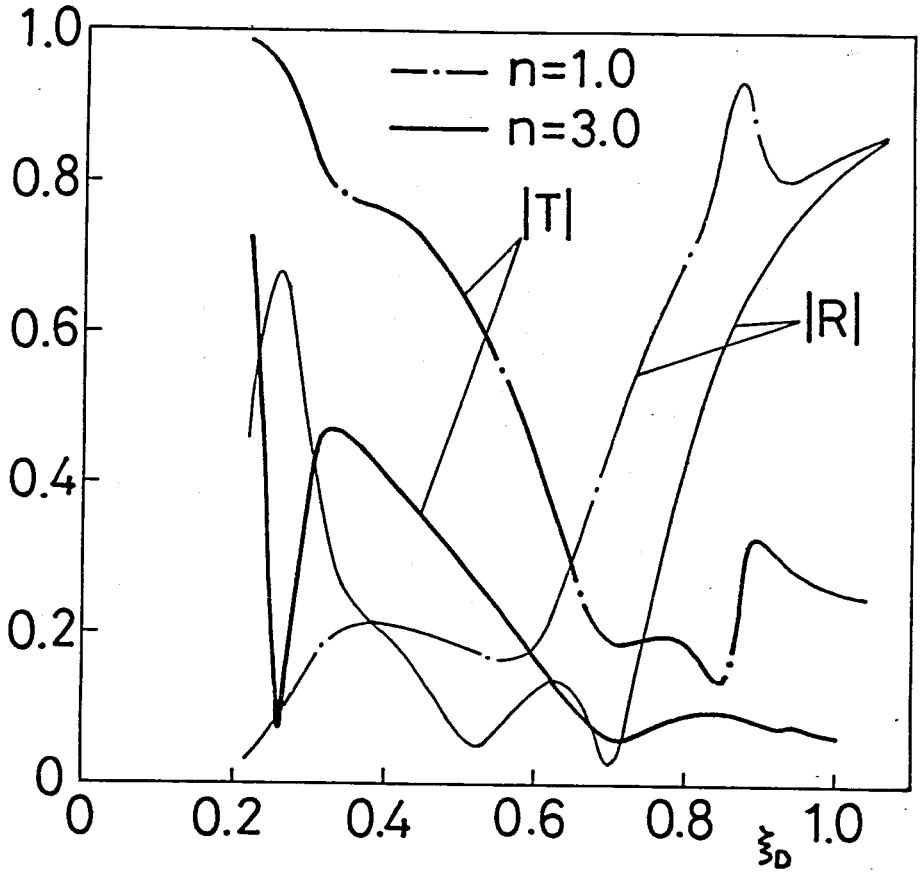


Fig.5.10 Total Reflected and Transmitted Wave Amplitudes

5.3.6 種 R の形状を持つ浮体を用いた WECS-2 に対する特性

これまでは、浮体形状として (0.5, 0.95) の場合のみを取扱ってきたが、ここでは Fig. 2.4 に描かれた形状を持つ浮体をいくつか組合わせて WECS-2 を構成しその効率特性を調べる。ただし、喫水比 D_L/D_R はすべて 3.0 とする。また h と r^2 は前章の値を利用した。

R	L	l'	μ_R'	μ_L'	
(0.5,0.75)	(0.25,0.95)	5.0	0.107	4.41	a
(0.5,0.75)	(0.5,0.95)	4.97	0.107	0.157	b
(0.5,0.95)	(0.5,0.75)	5.12	0.252	0.0541	c
(0.5,0.95)	(0.25,0.95)	3.39	0.459	0.348	d

Table 5.3 Optimum Parameters of Some Systems

Table 5.3 は、調べたシステムの浮体形状と同調点 $\xi_{D0}=0.7$ で最適探索したパラメータをまとめたものである。a,b と c,d はそれぞれ R 浮体の形状を固定して L 浮体の形状を変えた場合である。それらの数値を用いて得られた効率特性が Fig. 5.11 である。図中 a、b、c、d はそれぞれ Table 5.3 の a、b、c、d に対応している。図より、L 浮体の形状をかえても特性に大きな差があらわれないことがわかる。また、η_R, η_L のピークの生ずる順は Fig. 5.11 (a) と (b) とで同じであり、それぞれの運動モードを調べてみてもよく似た傾向で入射波のエネルギを変換している。ただ、R 浮体の形状として (0.5,0.75) を選んだとき、つまり (b) に比べて (a) 図の方が ξ_D の大きいところでの効率特性が高くなっており、より広い周波数範囲で高い効率が得られている。この傾向は前章の WECS-3 に対してもあらわれている。

5.4 結言

WECS-2 に対する基礎式を導出し、それらを用いて理論特性の検討を行なった結果、以下のことが明らかになった。

1) 水線幅比 n を大きくして L 浮体を R 浮体に比べ大きくすることで、L 浮体の動揺が小さくなり R 浮体の運動を有効に利用して効率特性が

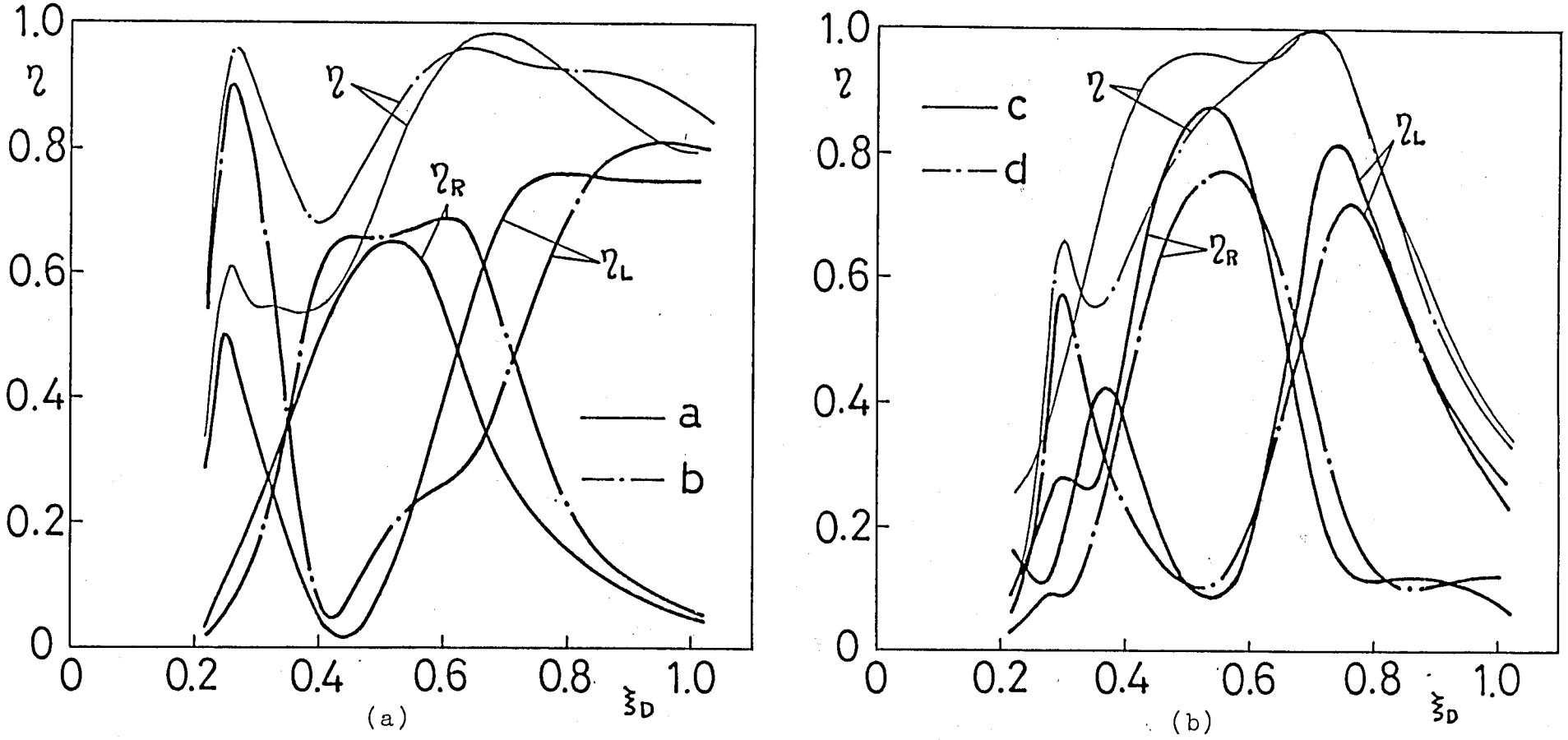


Fig.5.11 Efficiency Characteristics of WECS-2

向上する。L浮体が波の反射器として働いているためと考えられる。

2) 同調次第では広い周波数にわたりほぼ100%の変換効率が実現できる。また、パラメータの選定をうまく行なうことで、それらを固定して用いても広い周波数領域において高い効率を維持できるシステムを得ることが可能である。

3) 本章で述べたWECS-2では、ξ_Dが大きくなるにつれて、a) L浮体の回転とR浮体の上下運動、b) R浮体の回転運動、c) R浮体の上下運動、d) R浮体の回転運動の順で入射波のエネルギを変換する運動モードが移り変わっていく。

4) WECS-2でηを大きくすると、L浮体の運動が小さくなりうしろに波をのがさなくなるので、広い周波数範囲にわたって$|T|$を小さくでき消波装置としても良好な特性を持つシステムが得られる。

第6章 WECS-2に対する実験的検討

6.1 はじめに

前章では、WECS-2という非常に簡単な構造のシステムでも入射してくる波のエネルギを広い周波数範囲にわたって高い効率で変換できることを理論的に調べた。そこで、その結果を検証するとともに、実際にどの程度の変換効率が得られるのかを調べるために、小規模なWECS-2のモデルを製作し水槽実験を行なった。本章では、その結果について述べる。

6.2 一次エネルギ変換量計測装置[45),46)]

6.2.1 動力計測法[42),43)]

回転機器の動力計測には種々の方法があるが、一般にその機器に何らかの制動を加えて、そこで消費された動力つまり制動トルクと回転速度を計測する方法がとられる。その計測法は大別して(1)吸収動力計、(2)反動動力計、(3)伝達動力計に分類できる。モータや内燃機に代表される一方向のみに回転する機器の動力計測は上記のいずれかの方法により行なうことができるが、往復回転運動する機器でさらにその制動力も時々刻刻変化させたい場合、(2)の原理を利用した動力計が適していると考えられる。このようなことは種々の場合に起こりうるが、波浪エネルギ変換システムもその一例で、モデルを製作し水槽実験を行ない、その特性を調べる際に上述のような動力計が必要になる。特に、変換器への入射波の周波数は実験では1Hz前後という低周波数であり、入射波のもつエネルギ量自体が非常に小さいので、モデルにより変換されたエネルギ量を測るにはエネルギ損失をできるだけ避けて適切な制動力を加えなければ

ならない。そこで計測装置として、(1)回転式オイルダンパ、(2)稀土類磁石を用いたトルクモータとタコジェネレータを利用したトルクフィードバック式動力計測装置の2種類を用いることにする。ただし、これまでの理論解析では、エネルギ変換部の特性がダンパ特性をもつと仮定して検討を行なっているので、2種類の計測装置はともにダンパ特性を持つように構成する。

6.2.2　回転式オイルダンパ

Photo 6.1

Photo 6.1は、このオイルダンパ（HKSジャパン，KDロータリートルクダンパ（60°タイプ）A1,A2）の外観である。これは機械式ダンパそのもので、オイル中をベーンが揺動する際に生ずる抵抗によりエネルギを吸収する。吸収エネルギ量の計測は、あらかじめダンパ係数を較正しておき、入射波を受け動揺する浮体と連結棒との相対回転運動の振幅を計測し、(5.9)式より求める。この場合、次に述べる計測装置から比べると簡単であり、また小型で軽量、大きなダンパ係数を有するなどの利点を持つ反面、ダンパの強弱を手動で目盛調整するため、任意の値に設定する

ことが困難であるなどの欠点を持つ。これらの欠点を補うために考案されたのが次に述べる計測装置である。

6.2.3 トルクフィードバック式動力計測装置[44)]

Fig. 6.1 はWECS-2の浮体内部に取付けた計測装置の概念図である。また Photo 6.2 は、実際に浮体内に組込まれたようすを示したもので、黒

Photo 6.2

い円筒の中にトルクモータとタコジェネレータが同軸に配備されている。これを図に描かれているように、浮体間をつなぐ連結棒の回転軸と同軸に配備する。動作原理からも明らかなように、入射波を受けると連結棒の回転軸に回転角速度 $\dot{\theta}(t)$ が生じ、同軸に取付けたタコジェネレータにより $\dot{\theta}(t)$ に比例した電圧 $V(t)$ が得られる。この信号 $V(t)$ を電圧・電流変換部を通して電流信号 $I(t)$ に変換し、トルクモータに供給する。トルクモータは供給された電流 $I(t)$ に比例したトルクを発生することができるので、$\dot{\theta}(t)$ と符号を反転した電流 $I(t)$ により $\dot{\theta}(t)$ に比例した反トルクをトルクモータから得ることができる。

次に、この計測装置で入射波一周期あたり消費された仕事 W を考える。

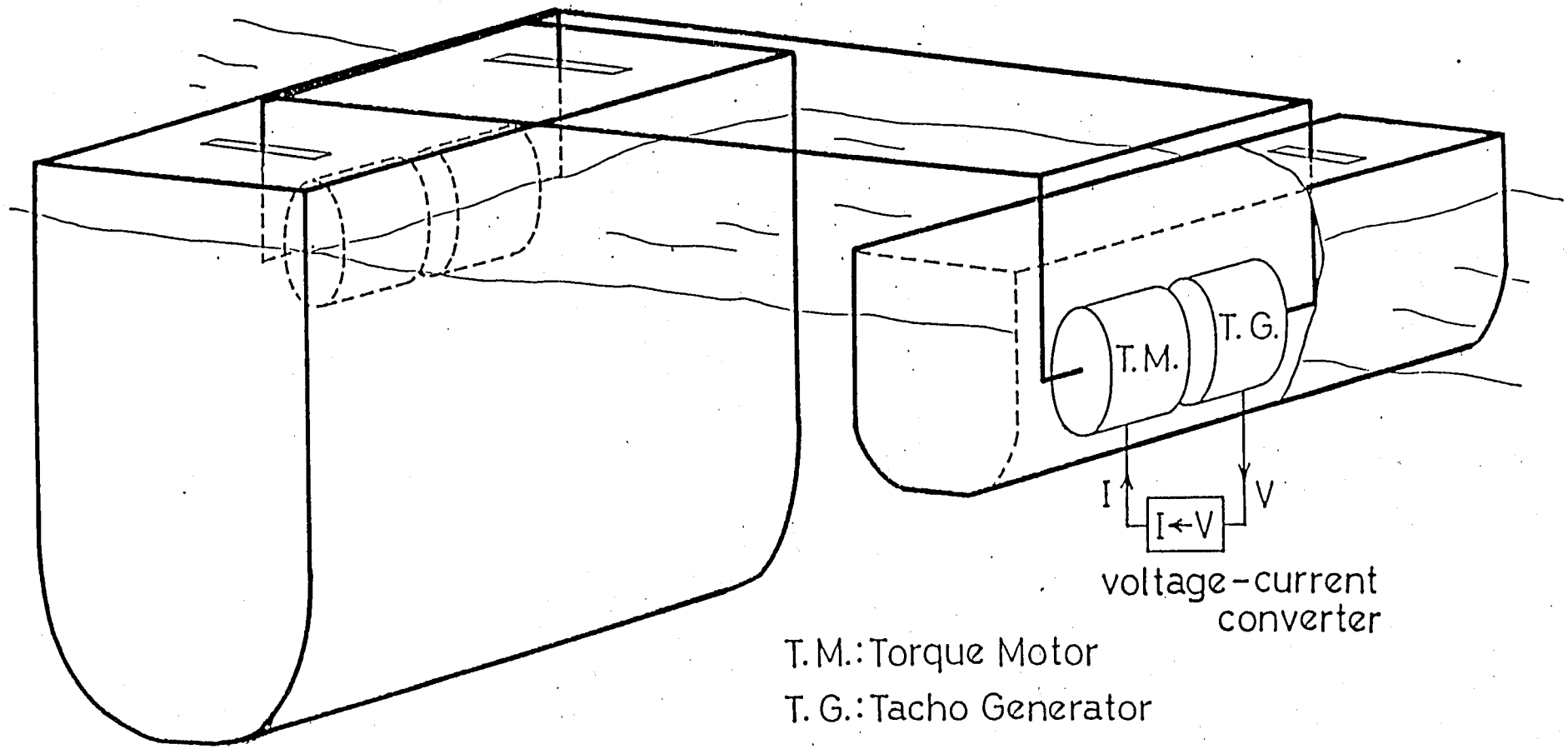


Fig.6.1 Schematic Diagram of Measurement System

今、周期をP_f(sec)、トルクモータから発生したトルクをT_t(N·m)とすると、Wは

$$W=\int_0^{P_f} T_t \cdot \dot{\theta} dt \tag{6.1}$$

で与えられるが、前述のようにトルクT_tは供給した電流I(t)に比例するので、その比例定数をkとすると、

$$W=\int_0^{P_f} kI \cdot \dot{\theta} dt \tag{6.2}$$

となる。したがってIと$\dot{\theta}$の計測によりWを求めることができる。また電圧・電流変換部において、その変換ゲインがダンパ係数に対応するので、このゲイン設定を容易にできる装置をつくることにより、オイルダンパの欠点を克服できる。

今回使用したトルクモータとタコジェネレータは次のような特徴をもつ。

1) トルクモータ（インランド社、T3203，T4079）

a) 直接駆動ができるため歯車のバックラッシュがなく高精度の位置制御ができる。

b) 低速、大トルク、低リップルのため、低速で高精度の速度制御が可能である。

c) 応答性がよく、電流－トルクの直線性もすぐれている。

2) タコジェネレータ（インランド社、TG2939D）

a) 誘起電圧係数が高い（今回使用したタコジェネレータでは、最大誘起電圧係数は0.544V/RPM）ため歯車で増速する必要はない。

b) 応答性がよく、直線性も0.1～1%と非常によい。

1)－c)で述べた直線性については、Fig.6.2の実験装置を用いて較正

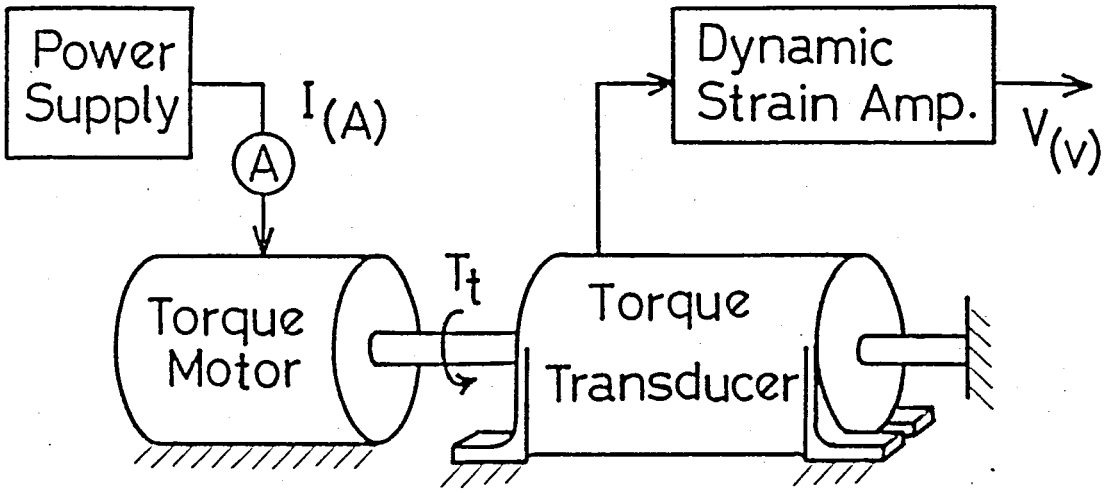


Fig.6.2 Apparatus for Calibration of Torque Motor

を行なった。この場合、トルクモータに電流を加えて発生したトルクを小型トルク変換器（共和電業、TP-500GMC）と動ひずみ測定器（同社、DPM-305B）を用いて計測した。得られた結果がFig.6.3である。横軸は供給電流、縦軸は発生したトルクである。(a)、(b)はそれぞれR、L浮体に搭載するトルクモータに関して得られた図である。これらより、多少のばらつきはあるが直線性は良いことがわかる。最小2乗法を用いて得られた比例定数kは次のとおりである。

$$k_R=0.392\ \mathrm{N\cdot m/A}\ ,\ k_L=0.765\ \mathrm{N\cdot m/A} \tag{6.3}$$

また、同じ装置を利用して、正弦波入力電流による周波数特性を調べた。その結果がFig.6.4である。読みとり誤差などもあり多少のばらつきはあるが、ほぼ一定のゲインが得られている。また位相は少し大きい値となっているが、この中には計測機器の遅れも含まれていると思われるので、実際にはこれより特性は良いと考えられる。

このトルクモータとタコジェネレータを用いた具体的な計測装置の構成は次節で述べる。

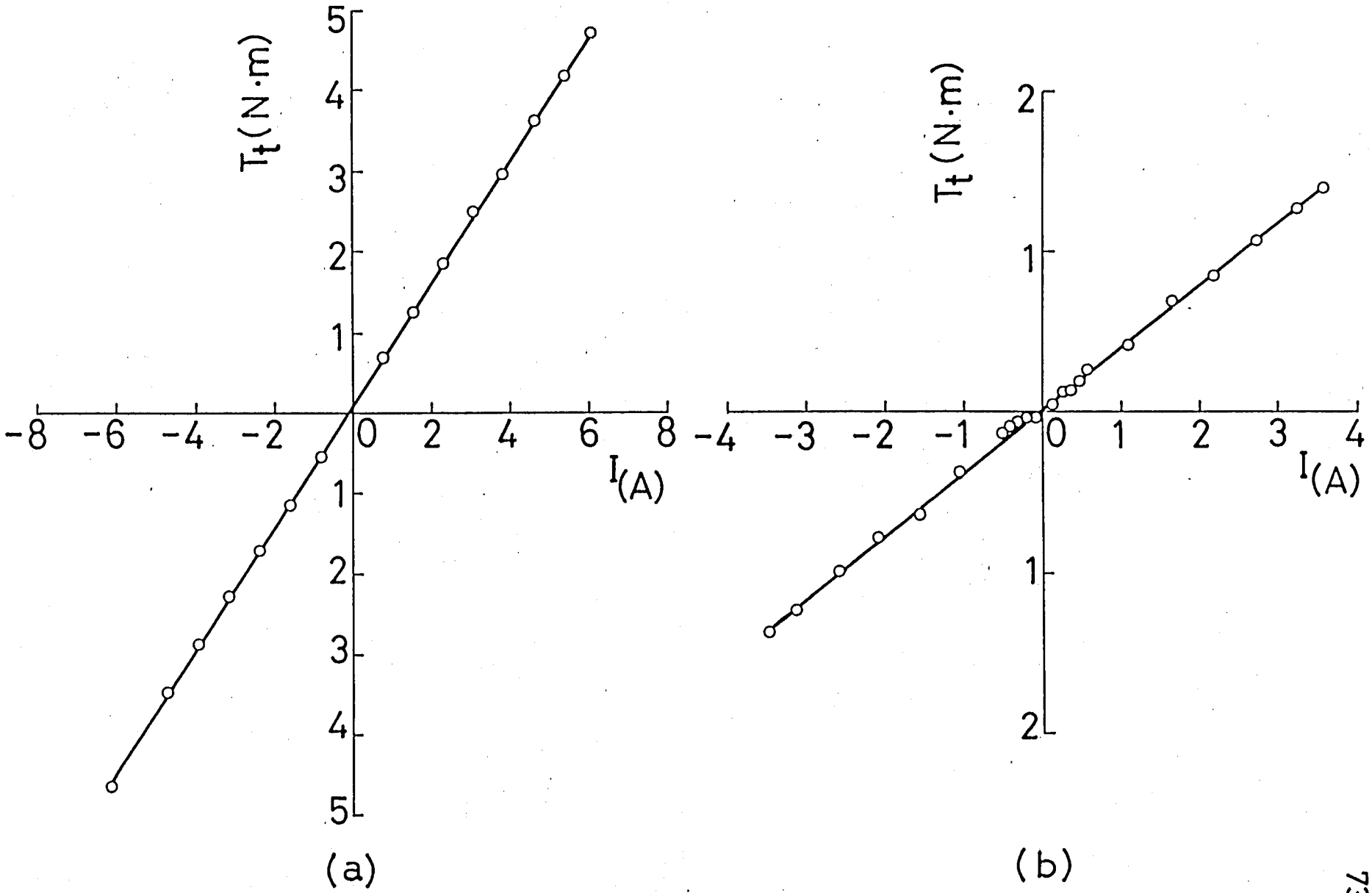
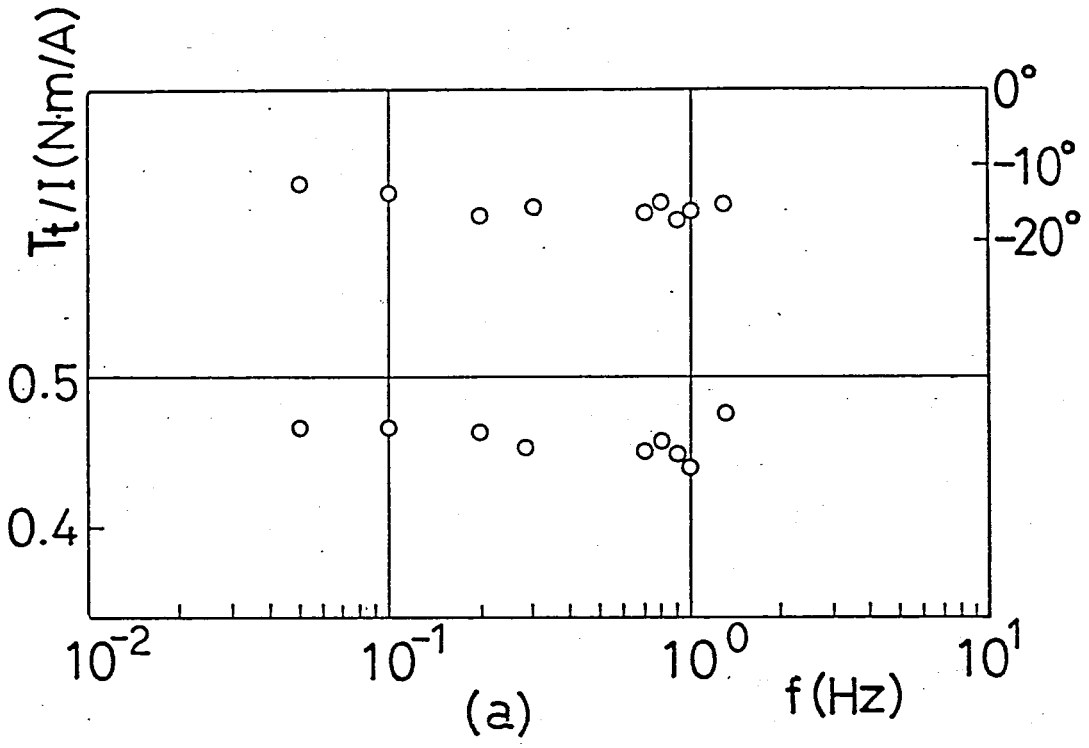


Fig.6.3 Torque-Current Characteristics



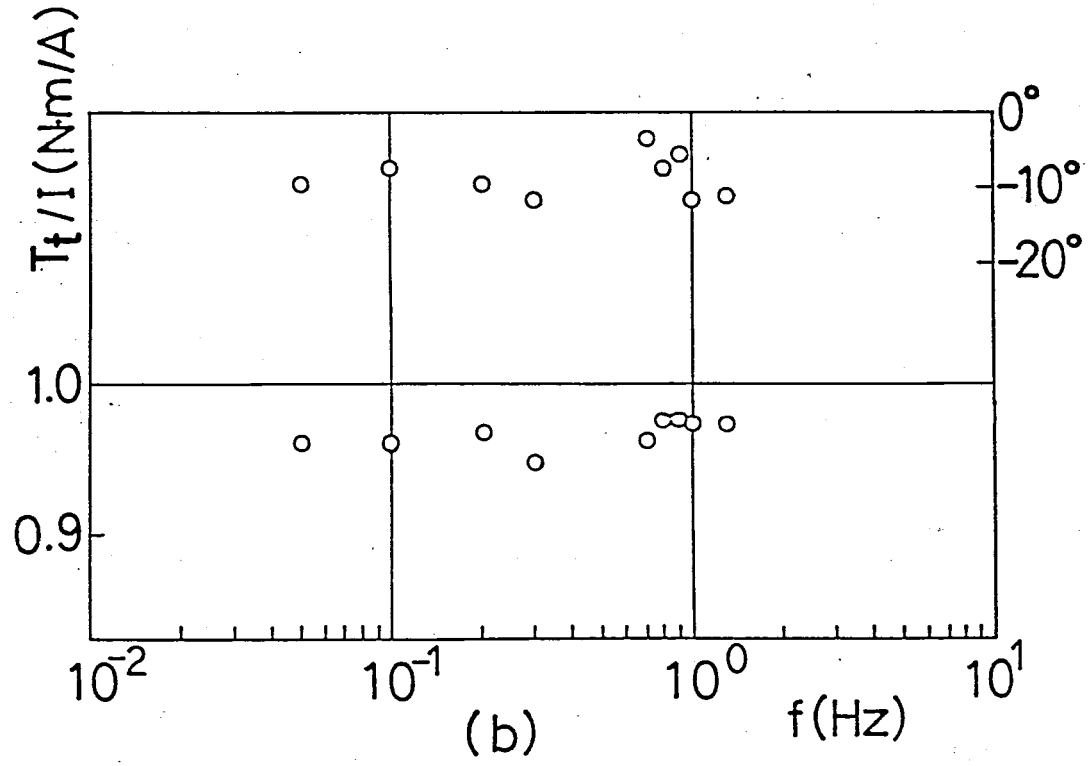


Fig.6.4 Frequency Characteristics of Torque Motor

6.3 実験装置[45),46)]

Fig. 6.5 がトルクフィードバック式動力計測装置を使用した場合の実験装置および計測装置の全体像である。Photo 6.3 が実際に利用した実験装置を示したものである。なお、オイルダンパを用いる場合は 6.2.2 でも述べたようにトルクモータとタコジェネレータの代わりにオイルダンパを置き、浮体内に取付けたポテンショメータの出力をレコーダに出力し、それから振幅を読みとって効率値を求めるという簡単な構成であるので、計測装置についての説明のための図は省略する。ところで Fig.6.5 の実験ならびに計測装置は、一点鎖線で囲んだ3つの主要部分に分けることができる。(a)部は電圧・電流変換部、(b)部は使用した水槽の概略図であり、(c)部は計測部である。以下、これらについて順次述べる。

6.3.1 電圧・電流変換部

浮体内の連結棒の回転軸と同軸に取付けたタコジェネレータが、回転軸の角速度に比例した電圧を発生する。得られた電圧を高インピーダンスで耐ノイズ性のよい計装アンプ(AD521)に与え、さらに Multiplying D/A (AD7533JN)に送る。この Multiplying D/A は、計装アンプからの出力電圧を次のパワーアンプへ送る際のゲイン設定を行なう役割をもつ。このゲインがダンパ係数に対応し、(c)部にあるマイクロコンピュータ AP990により簡単にかつ正確に設定できる構成になっている。このMultiplying D/A の出力をパワーアンプに供給する。パワーアンプは入力電圧に比例した電流をトルクモータに与える。

次に、エネルギ変換部で変換されたエネルギ量の計測であるが、これは(6·2)式から電流 I と角速度 $\dot{\theta}$ の計測により行なうことができる。そこで、トルクモータに供給する電流はアイソレーションアンプ(290A)を通

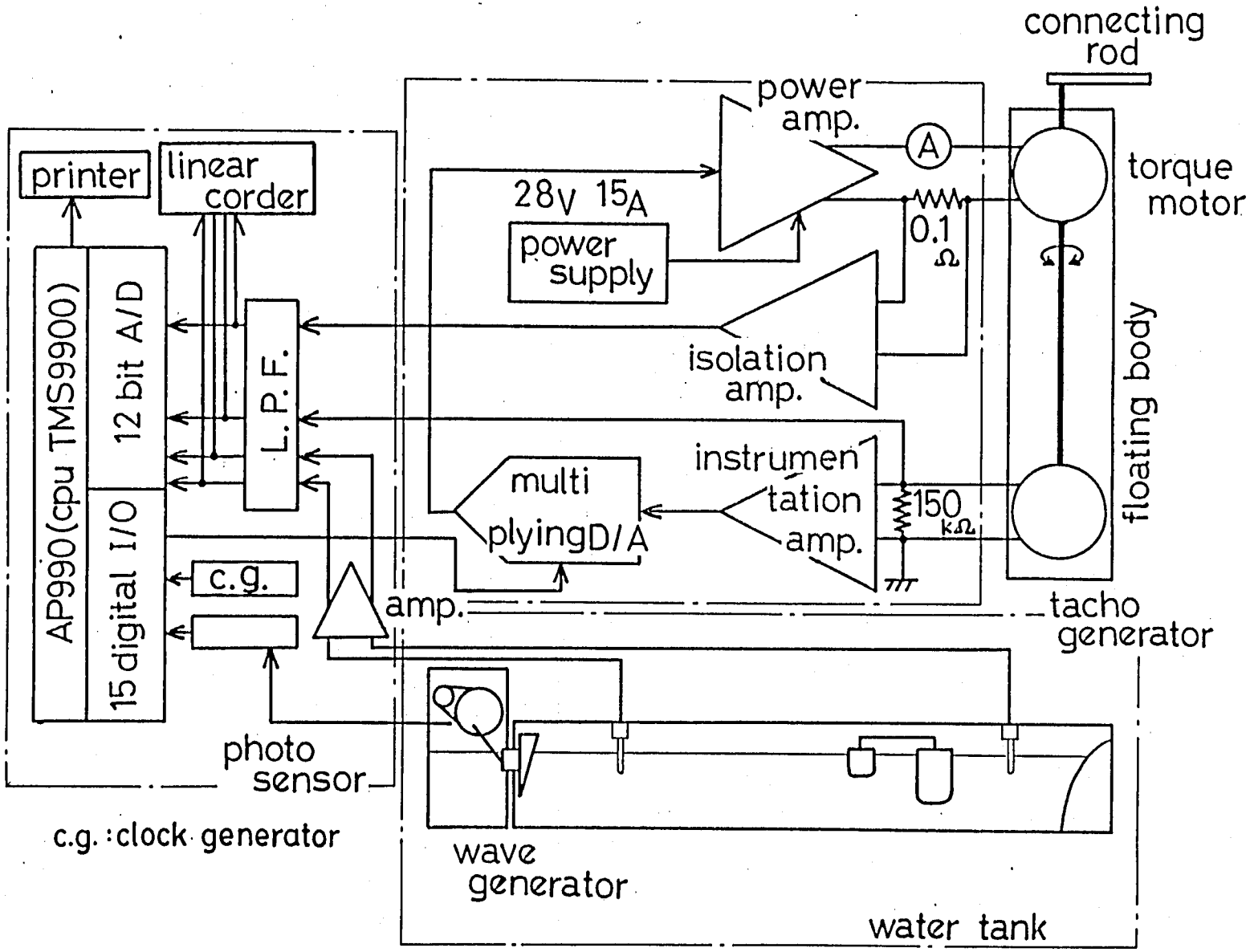
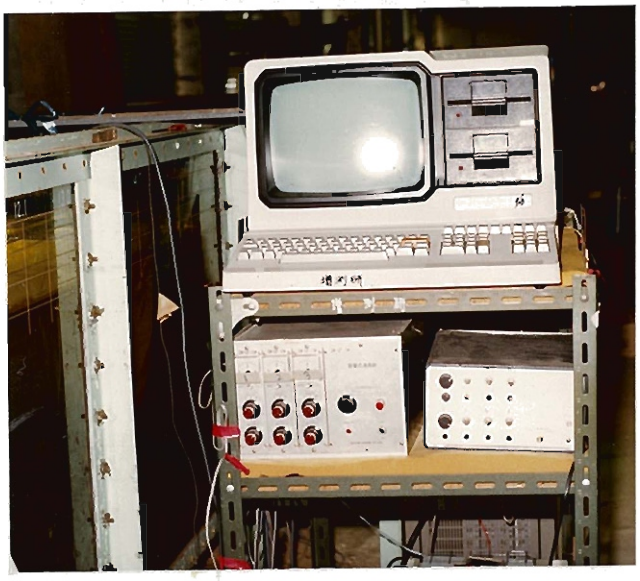


Fig.6.5 Outline of Experimental System



(a)

(b)

Photo 6.3

して、またタコジェネレータからの出力電圧は直接(c)部のローパスフィルタ、A/D を介して AP990 に取込み、データ処理を行なう。この際、(6·2)式は次式のように近似して計算する。

$$W=\Sigma kI\dot{\theta}\Delta t \tag{6.4}$$

6.3.2　水槽

Fig.6.5 の(b)部を取り出したのが Fig.6.6 である。使用水槽の水路幅は64cmであり、その他の諸量は図に示すとおりである。図中、左が造波部であり入射波を起こす。

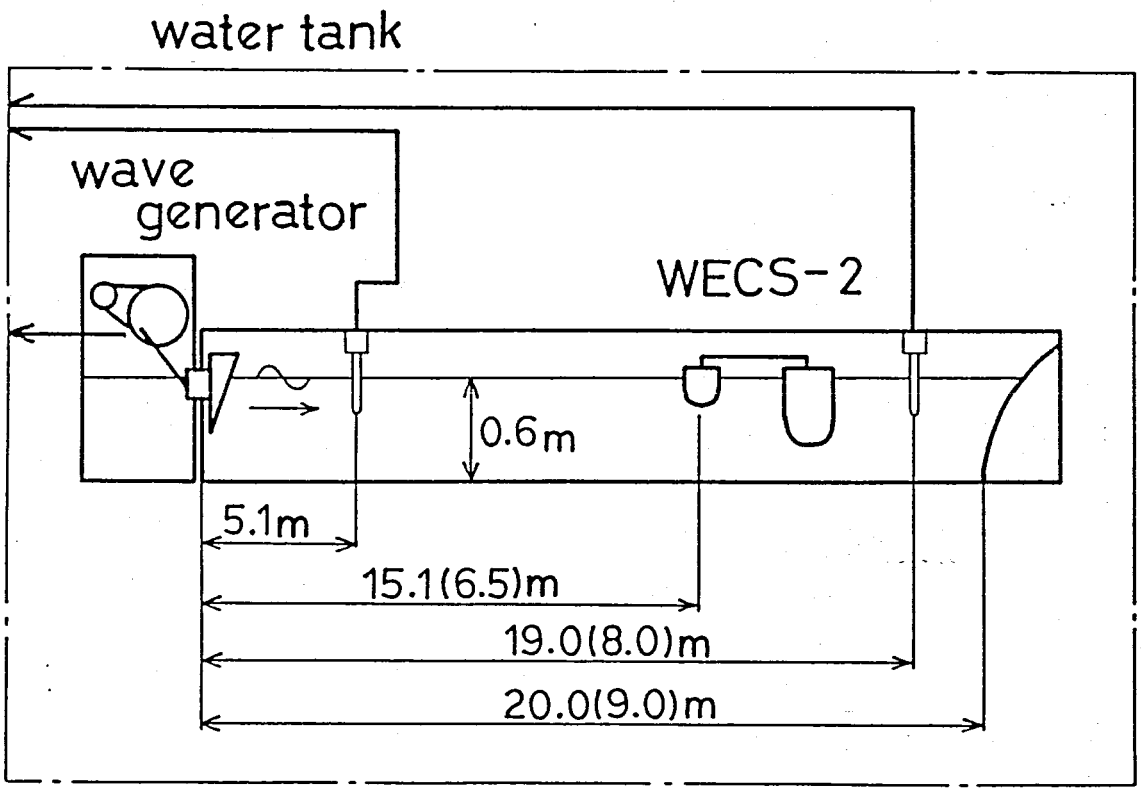


Fig.6.6 Schematic Diagram of Water Tank

i)　制動用にオイルダンパを搭載した場合

Fig.6.6 では、浮体と造波部の距離が2種類記入してあるがオイルダンパを用いた場合には、括弧内の短い距離を使用した。水槽の長さが短いため、入射波は WECS-2 を除いた状態で計測した。使用した波高計センサとアンプは ii)の場合と同じである。入射波は、

入射波周期　　0.8 ～ 1.5 sec

波高　　3 ～ 4 cm

を用いた。

ii)　トルクモータを搭載した場合

使用した入射波の特性は

入射波周期　　0.8 ～ 1.4 sec

波高　　2.7 ～ 1.5 cm

である。入射波および透過波の計測は、容量式波高計センサ（東京計測技研 C-300）の出力をアンプ（同社 CH303）を通して(c)部の計測装置に送りこみ処理を行なった。

この場合、i)とは異なり、入射波の計測はセンサの配置地点における入射波が定常になってからシステムの反射波の影響を受ける前に行なった。また、入射波の周期の計測は間接的にはなるが、造波装置駆動部内のフライホイールに取付けたフォトセンサの出力パルスを利用して行なった。実験に使用した入射波を深海波とみなして取扱うので、これらの波高と周期が得られれば、入射する波のエネルギは、(2.30) 式の分母にしたがい求めることができる。

6.3.3　計測装置

(a)、(b)で得られた情報は、すべてマイクロコンピュータ AP990で処理し同時に印字するようにプログラム化しておく。また、フォトセンサの出力パルス間隔は、クロックジェネレータにより発生する5msecの矩形波を計数して入射波の周期計測を行なうために利用する。さらに、カットオフ周波数10Hzのローパスフィルタを通してA/D変換する際のサンプリング時間の設定用にもこのクロックジェネレータの出力を利用してい

る。つまり、(6.4)式の Δt が5msecとなる。なお、今回使用したA/D変換器の仕様は次のとおりである。

A/D変換器（DATEL社、ADC-HZ）

- 12bit　・逐次比較型　・入力レベル　±5V
- 直線性　$\pm\frac{1}{2}$ LSB　・変換速度　52.2 μsec

ローパスフィルタの出力をA/D変換器に入力するとともに、リニヤコーダ（渡辺測器 WR3101）にも入力する。このリニヤコーダの出力をみることにより、現在の浮体の動揺状態や入射波と透過波のようすを知ることができる。この出力例を示したのがFig.6.7である。図中上から、R浮体に取付けられたタコジェネレータの出力電圧 $\dot{\theta}_R$、同浮体内のトルクモータに供給された電流 I_R、入射波 Ain、透過波 Aout を示している。この図は入射波周期が約1.1secのときの例である。

$\dot{\theta}_R$、I_R は定常待ちの後3～5波計測し、その平均値より変換量を求めた。またAinも定常待ちの後5～8波の平均により波高の計測を行なった。

6.4　使用浮体

今回製作した浮体の断面形状は、Fig.2.4に描かれている3種類である。これらの組合せによりWECS-2を構成することができるが、ここでは(a)-(c)，(a)-(b)の組合せを使用する。それぞれSystem 1、System 2と呼ぶ。さらに浮体内部にエネルギ変換器としてトルクモータを搭載するのかオイルダンパかによりM，Dを付ける。Table 6.1は各システムで使用した浮体の諸量である。表中、メタセンタの高さh、回転半径r、浮体の水線幅B、連結点C（Fig.5.1参照）の単位はすべてcmである。5章における解析結果より、浮体形状が $(0.5,0.95)_{R,L}$ で $n=3.0$ のときに

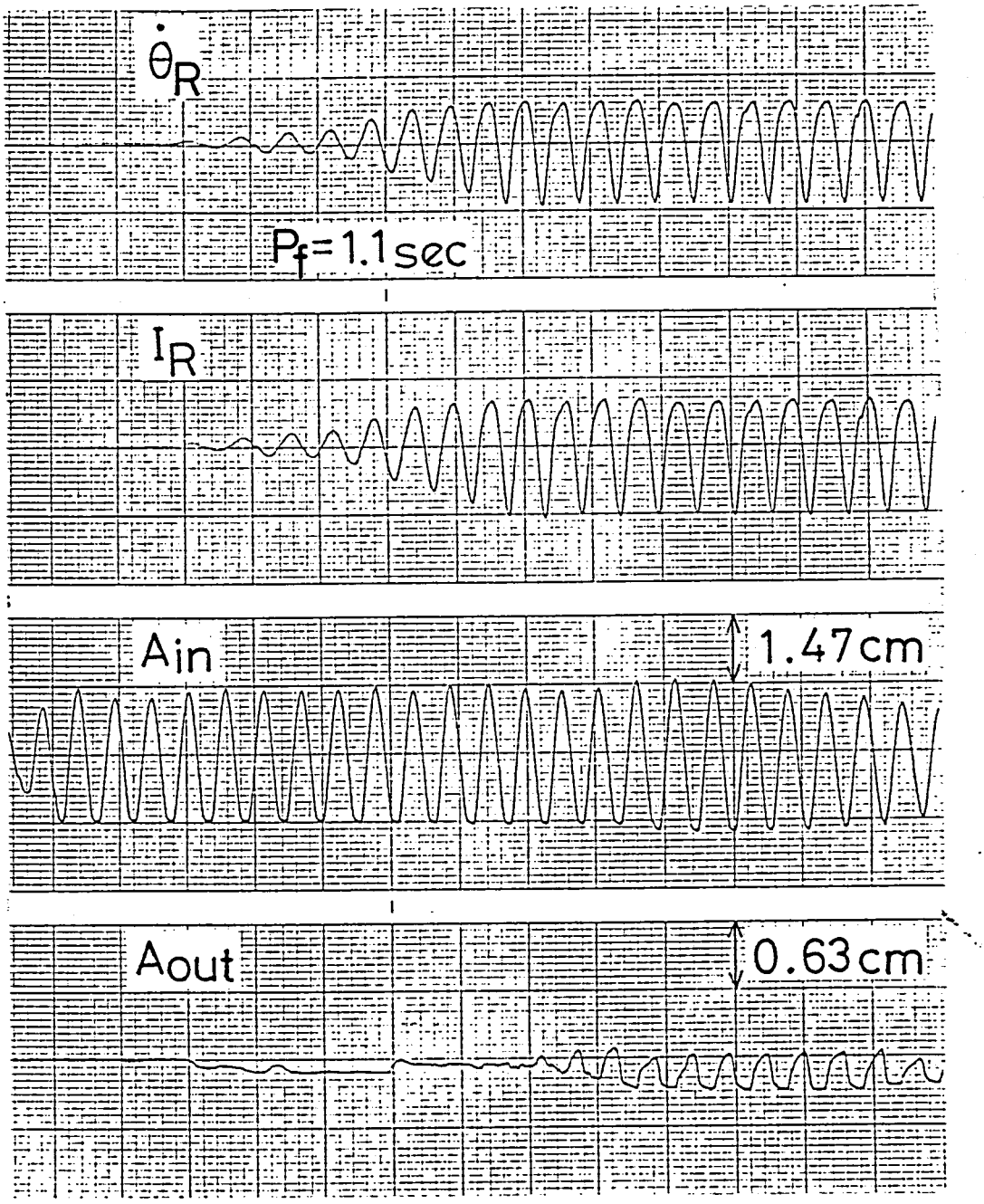


Fig.6.7 Recorded Output Signals on the Linear Corder

かなり特性の良いシステムが得られているが、このシステムではL浮体の排水量がかなり大きくなってしまうために、実験における取扱いの容易さも考えてTable 6.1に示されているような大きさと形状をもつ浮体を選んだ。

System 1-M

	H_0	σ	h	r^2	B	c
a	0.417	0.958	1.04	14.5	15.0	11.5
c	0.247	0.951	1.05	709.8	22.5	0.5

System 1-D

	H_0	σ	h	r^2	B	c
a	0.5	0.95	1.91	130.1	15.0	0.0
c	0.25	0.95	1.68	1175.	22.5	0.0

System 2-M

	H_0	σ	h	r^2	B	c
a	0.417	0.958	1.04	14.5	15.0	11.5
b	0.5	0.75	3.39	641.7	30.0	11.0

System 2-D

	H_0	σ	h	r^2	B	c
a	0.5	0.95	1.91	130.1	15.0	0.0
b	0.5	0.75	8.76	503.1	30.0	0.0

Table 6.1 Physical Parameters of Each System

ところで、System1-MとSystem 1-D、System2-MとSystem2-Dはそれぞれ同じ浮体を利用しているが、喫水の違いにより浮体形状に差が出ている。これは、オイルダンパに比べてトルクモータを利用した計測装置の重量がかなり重くて、そのため若干浮体が沈んだことが原因である。また、同じようにトルクモータの重量のために、トルクモータを搭載す

る場合 Fig. 2.4(c) の浮体を除いて、トルクモータを水線上の位置に置くと不安定となるので Table 6.1 の C の値をみてもわかるように浮体下部に取付けた。なお、浮体の長さは水槽の水路幅から考えて 63cm とした。また、浮体はベニヤ板で骨組みをつくり、ステンレス板を周囲に張った構造となっている。またバラストとして鉛板を使用した。

6.5 理論特性に対する C_R', C_L' の効果[47]

5章では $C_R=C_L=0$ の場合のみを考えたが、前節でもわかるように、トルクモータを搭載した場合 $C_R \neq 0$、$C_L \neq 0$ となる。そこで、この C_R、C_L が WECS-2 の特性に対してどのような効果を持つのかを理論的に検討する。ここでは、浮体形状として System 1-D の場合、つまり R、L 浮体のそれぞれの形状が $(0.5, 0.95)_R$, $(0.25, 0.95)_L$ で水線幅比 $n=1.5$ の場合を例にとる。解析を簡単にするために、5章と同様、浮体内下半分に質量が均一分布しているとして考える。また、連結点の位置の変化による浮体の連結点まわりの慣性モーメントの変化も考慮に入れて以下検討を行なう。なお、パラメータ ℓ', μ_R', μ_L' であるが、次節で述べる実験の際に使用したパラメータの一つを用いることにして

$$l'=4.67 \ , \ \mu_R'=0.4 \ , \ \mu_L'=1.2 \qquad (6.5)$$

とする。

6.5.1 C_R' の効果

まず、C_R' を 0.0、0.25、および 0.75 と変えたときの η_R、η_L を描いたのが Fig. 6.8(a) である。これらの C_R' の値は、連結点が水線上、喫水の 1/4 および 3/4 にある場合にそれぞれ対応する。図より、C_R' が 0.25 のとき η_R が非常に低くなり、$C_R'=0.75$ では $C_R'=0.0$ のときと同じ程度になるといったように η_R が C_R' により大きな影響を受けることがわかる。η_R は5章で

も述べたように、主にR浮体の回転運動により得られるので、次にその運動特性を調べる。R浮体の回転振幅X_3^Rの位相を入射波の位相を基準として描いたのがFig.6.8(b)である。図より$C_R'=0.0$と0.75とでは、ほぼπだけ位相差が生じている。つまり、連結点が水線上にある場合と喫水の3/4の地点にある場合とでは、R浮体の回転運動が全く逆転していると考えられる。そこでη_Rの変化の著しい$\xi_D=0.5$について運動モードを調べたのがFig.6.9である。図より、$C_R'=0.0$と0.75とを比較してみると、確かにR浮体の回転運動が逆転していることがわかる。この場合、R浮体の回転運動が双方の場合ともかなり大きいので、Fig.6.8(a)にみられるようにη_Rは高い。ところが、$C_R'=0.25$では、R浮体の回転運動は存在するが、上下運動との位相関係からR浮体における相対回転運動は小さい。そのために、$C_R'=0.25$としたときのη_Rはかなり低くなる。

これらのことについてさらに考察を行なった。まず、R浮体が回転運動を生ずるためには、波による力を受けなければならないが、その合力の作用点と回転中心すなわち連結点とが離れているほど浮体に働くモーメントが大きくなり、浮体の回転運動が大きくなる。逆に、連結点に合力が働く場合、浮体の回転運動は生じない。また、このように考えた場合、合力の作用点と浮体の連結点の位置関係から、浮体の回転運動の位相が逆転することも予想できる。連結点の位置C_Rを変えることにより、これらのようなことがR浮体の挙動にもあらわれ、Fig.6.9に示された現象が生じたと考えられる。

また、上記のようにC_R'を変えたときのシステムの全反射波振幅$|R|$、全透過波振幅$|T|$を描いたのがFig.6.10である。このシステムでは、L浮体が反射器的な役割を果しているのだが、R浮体において十分に波の

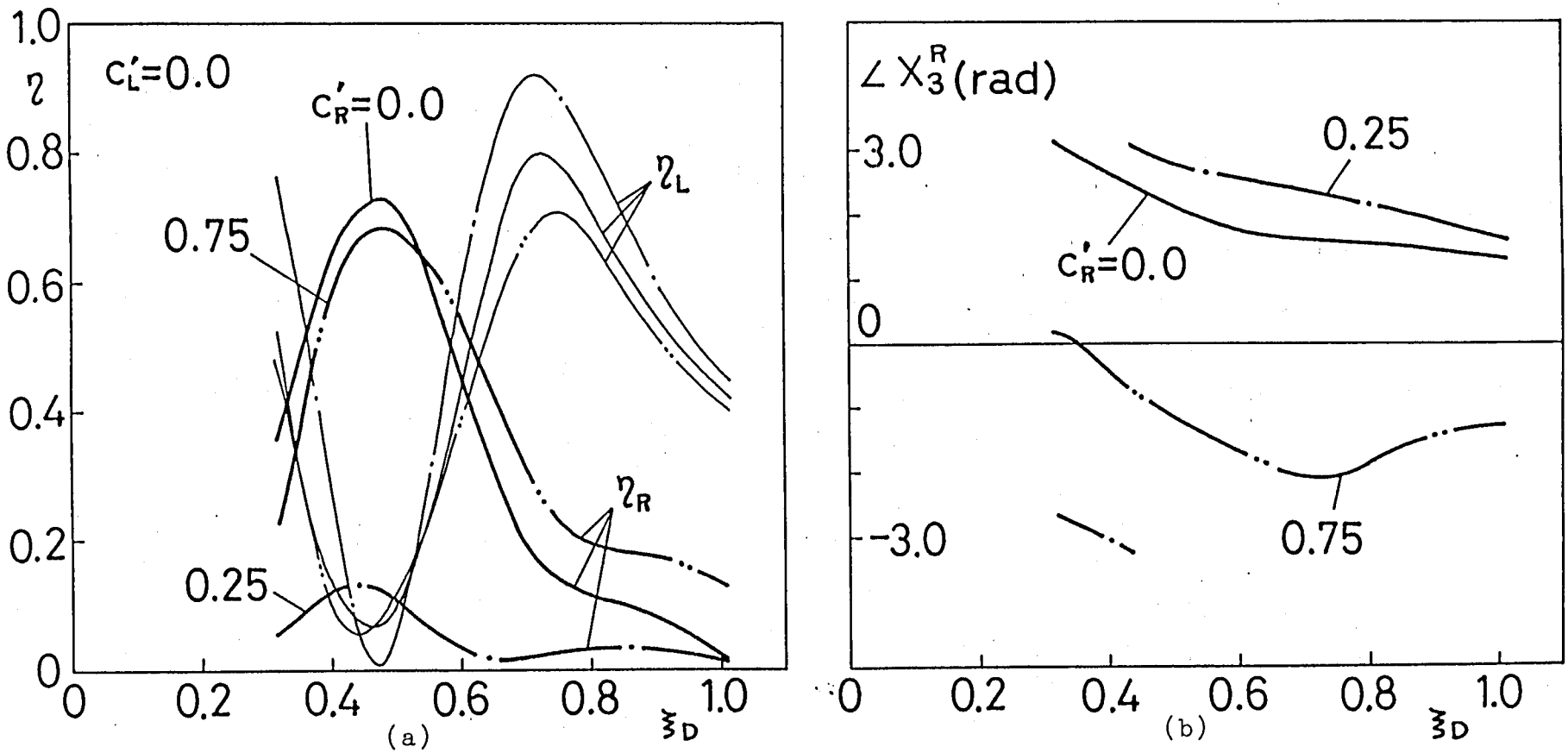


Fig.6.8 Effects of c_R'

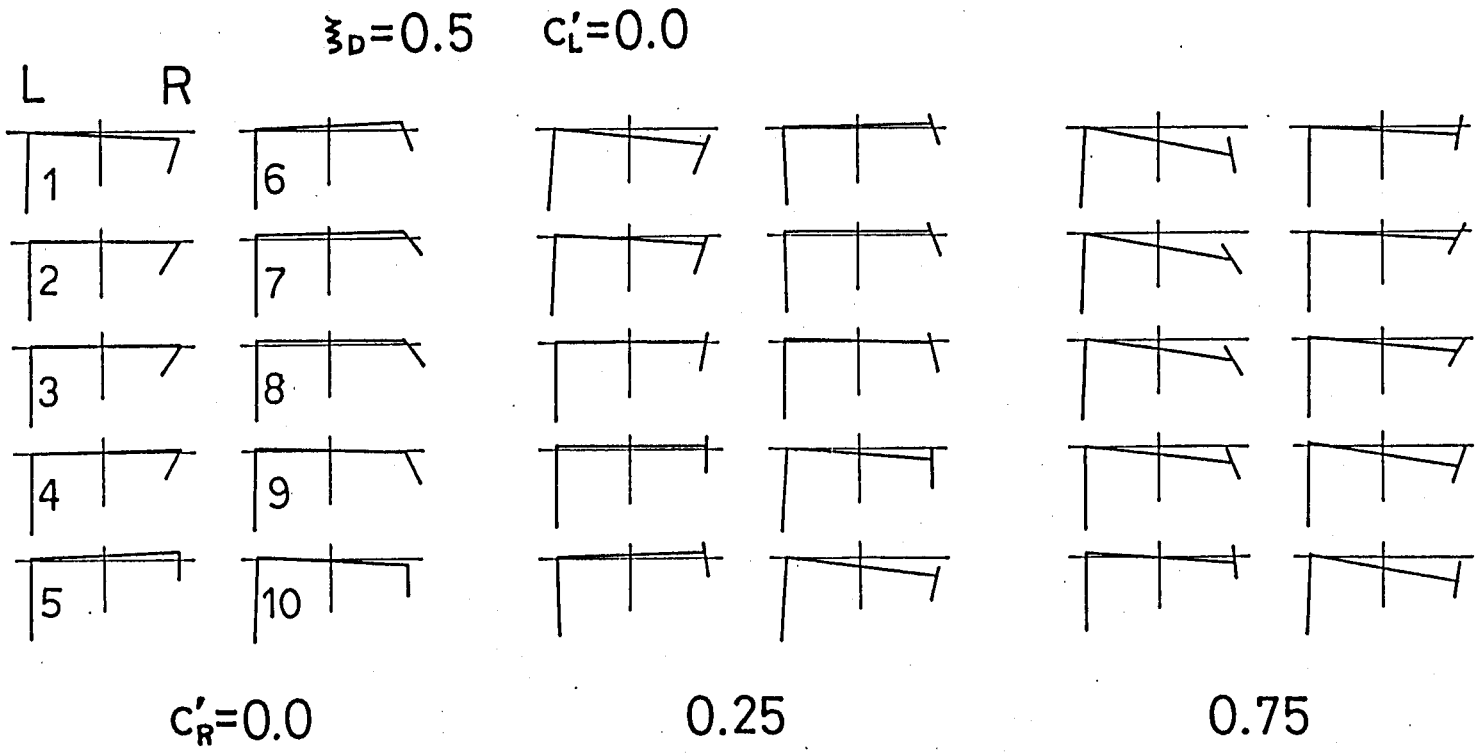


Fig.6.9 Modes of System in Fig.6.8

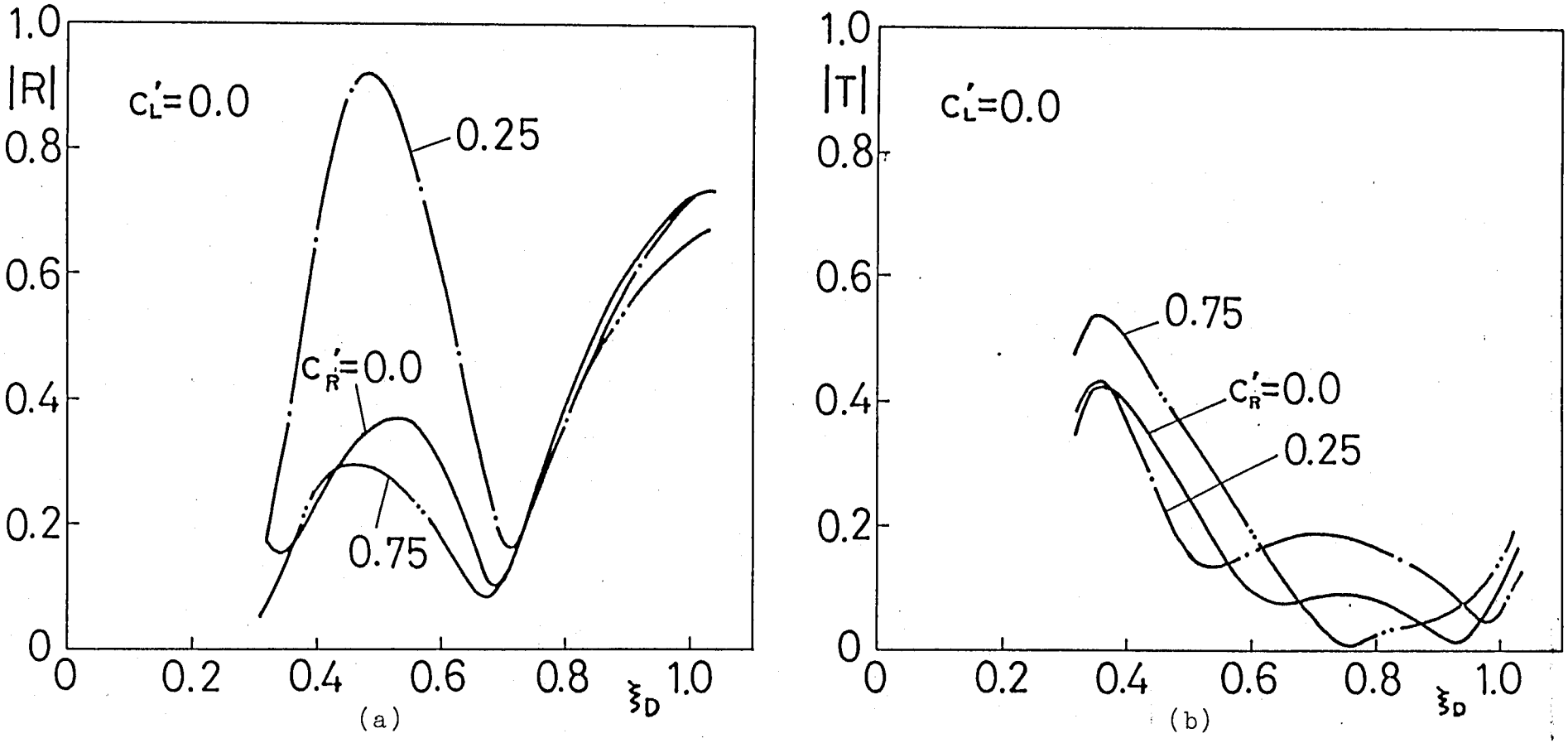


Fig.6.10 Total Reflected and Transmitted Wave Amplitudes

エネルギが変換されていないので$|R|$が$C_R'=0.25$のときに大きな値になっている。$|T|$についてはあまり大きな変化はみられない。

これまでは、水面下に連結点を置く$C_R'\geq 0$の場合のみを考えたが、$C_R'<0$すなわち水面よりも上に連結点を置く場合を調べると、連結点が水面よりも離れるほどη_Rが低下する傾向がみられた。（図は省略する）

6.5.2　C_L'の効果

$C_R'=0$としてC_L'を0.0，0.5および1.0と変えたときの効率特性を描いたのがFig. 6.11(a)である。L浮体の形状が(0.25,0.95)であり、$c_L'=c_L/B_L$であることから、これらのC_L'はL浮体の連結点が水線上、喫水の1/4および1/2にある場合にそれぞれ対応している。図より、C_L'を大きくするとη_Lの変化が大きく、効率は低下する傾向にある。このときのL浮体の回転運動x_3^Lに関する位相を描いたのがFig. 6.11(b)である。$\xi_D=0.3\sim0.5$にかけて差がみられるが、それ以降ではほとんど変わらない。つまり、R浮体においてあらわれたような運動の逆転はL浮体では生じない。6.5.1と同様に$C_L'=0.0$と1.0について、η_Lの変化の著しい$\xi_D=0.7$における運動モードを調べたのがFig.6.12である。$C_L'=0$のときにはL浮体の動揺が小さいが、$C_L'=1.0$とすることでL浮体が大きく回転するようになる。しかし、その位相がR浮体の上下運動により生ずるL浮体の相対回転運動を打ち消すようになっているためη_Lが低下する。また、全反射波振幅$|R|$、全透過波振幅$|T|$を描いたのがFig. 6.13であるが、L浮体の動揺が大きくなったために$|T|$の増加が生じている。

$C_L'<0$の場合を調べると、L浮体の動揺が小さいので、あまりη_Lに大きな変化はみられない。

本節では、System 1-Dを例に挙げてC_R'，C_L'の効果を調べたが、他のい

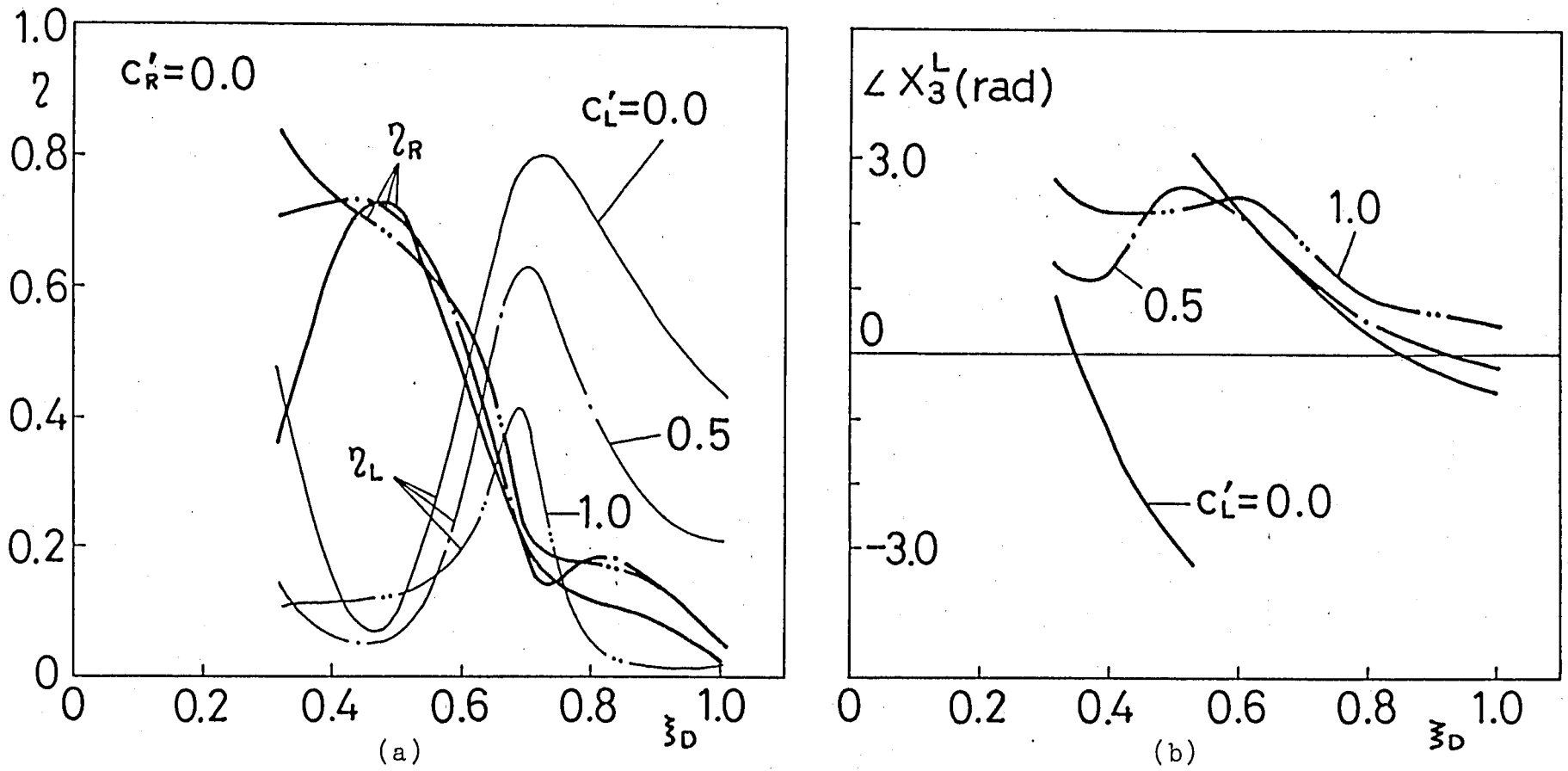


Fig.6.11 Effects of c_L'

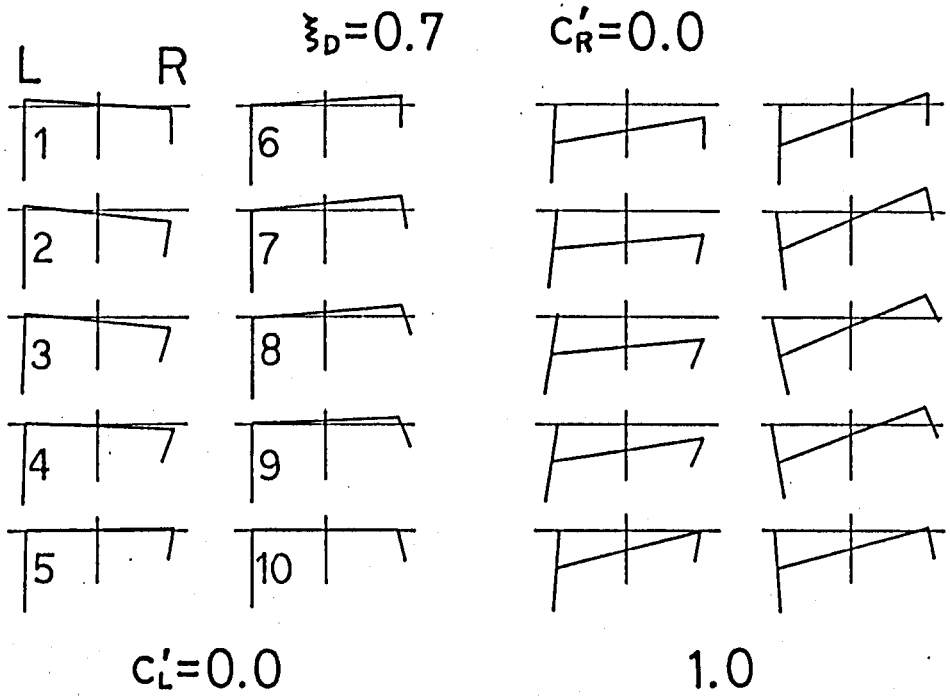


Fig.6.12 Modes of System in Fig.6.11

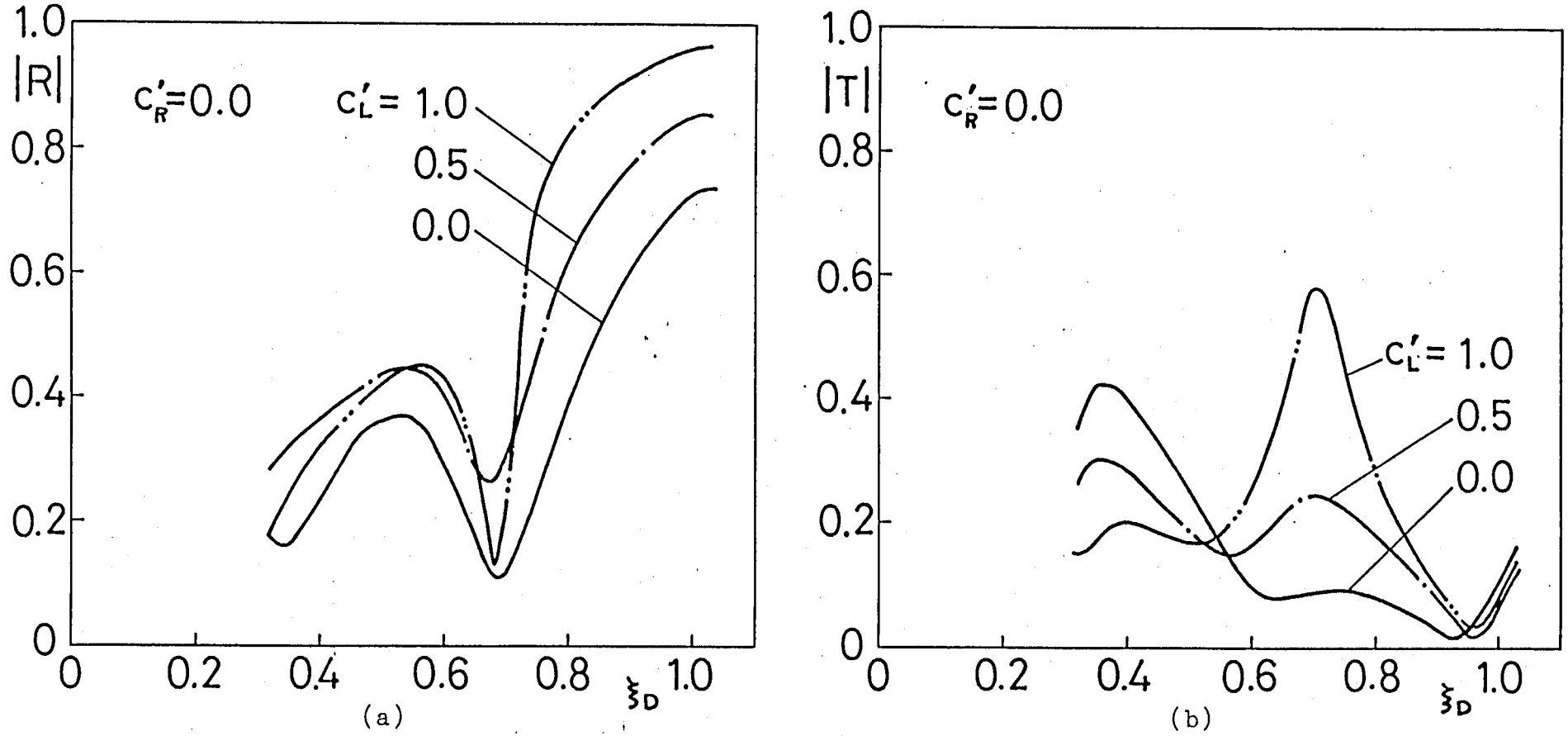


Fig.6.13 Total Reflected and Transmitted Wave Amplitudes

くつかのシステムにも同様な検討を試みた結果、R浮体の形状によりη_Rが低くなるC_R'の位置は異なるものの、連結点の位置による影響に関しては、ほぼ同じ傾向が得られることが確認できた。以上の結果より、効率特性の良いシステムを得るためには、R浮体については、連結点を水線上に置くかあるいは装置の都合上それができなければできるだけ下部に置く、またL浮体について言えば、水線付近に連結点を置くことが必要であると考えられる。

6.6 実験結果[47]

Photo 6.4

Photo 6.4 は WECS-2 の一例として System 2-M を組立てた状態を示したものである。連結棒は重量や強度を考慮して、写真にあるように27mmの角材を用いた。Table 6.2 は(5.6)式中の連結棒の質量および慣性モーメントの無次元量を各システムについてまとめたものである。ただし、

$$I'=I_R'+I_L'+\frac{m_R'm_L'n^2}{m_R'+m_L'n^2}(l'^2+(c_R'-c_L'n)^2) \qquad (6.6)$$

System	m_R'	m_L'	I_R'	I_L'
1-M	0.2	0.127	0.11	0.02
1-D	0.1	0.03	0.033	0.021
2-M	0.2	0.078	0.11	0.015
2-D	0.1	0.02	0.033	0.021

Table 6.2 Physical Parameters of Connecting Rods in Each System

以下では、System 1 , System 2 それぞれに対して得られた実験結果と理論結果との比較を行なう。

なお、実験では線形理論では現われない漂流力が働き、システムが入射波の方向に漂流する現象が生じた。この現象は波長の長い波に対して目立ったが、その移動量はそれほど大きくなかったため、実験中、鎖などによる係留は全く行なっていない。

6.6.1 System 1

Fig. 6.14 ~ Fig. 6.15 は System 1-M に関する効率特性を描いた図である。図上部の軸の目盛は、使用した入射波周期 Pf (sec) である。また、図中、線で描かれたのが理論特性であり、○◇□が実験における η_R、●◆■が η_L をあらわしている。

Fig. 6.14 (a) は μ_L' を 1.2 として μ_R' を 3 種類変えた場合、Fig. 6.14 (b) は μ_R' を 0.4 として μ_L' を変えた場合で、そのときの全効率 η を描いたのが Fig. 6.15 (a) である。また、Fig. 6.15 (b) は $\mu_R' = 0.4$ 、$\mu_L' = 1.2$ として ℓ を 70、80、90 cm としたときの特性である。いずれの場合も η_R の傾向や η_L のピーク付近は理論と実験との一致がみられる。また、パラメータ μ_R'、μ_L', ℓ による効率の依存性も理論での傾向が実験でもよくあらわれている。これらの特性は前章の運動モードの検討から、R 浮体の運動に起因

するものであり、本理論の使用により、実験におけるR浮体の挙動を推定することが可能であると考えられる。ところが、L浮体の運動が関係してくる$\xi_D=0.54$付近では、理論において生じている最小点が、実験ではその傾向があらわれていない。そのために、Fig. 6.15(a)の全効率をみると、実験の方が高い効率を持つ領域が広まっている。WECS-2 も含めて多浮体型システムでは、浮体と連結棒の相対回転運動から入射波のエネルギを変換するのが基本動作であるため、浮体や連結棒の振幅以外にもその位相も重要な要因となる。したがって、この場合、浮体間の波の干渉が強いシステムであり、その効果が理論と実験において異なるためにこのようなことが生じたと考えられる。

Fig. 6.16 は全透過波振幅 $|T|$ を図中のパラメータを用いた場合について描いた図であるが、効率特性の向上の分だけ $|T|$ も小さくなり、今回の実験範囲全域にわたって $|T|$ が小さいことがわかる。Fig. 6.15(a)と比較すると理論と実験との対応もよくついていることが明らかである。

次に、Fig. 6.17 は System 1-D に対する理論および実験から得られた効率特性を描いた図である。この場合も、理論と実験の比較に関して System 1-M と同じような傾向が見られる。

6.6.2 System 2

Fig. 6.18 (a)は System 2-M、(b)は System 2-D に対する効率特性η_R、η_Lを描いた図である。System 1-M , 2-M いずれの場合もR浮体の連結点の位置は水面下かなり低い位置にあるため、η_Rがあまり低くならないことは前節より明らかである。ところが1-Mに比べて2-M では、L浮体の連結点の位置が効率特性にとってあまり好ましくない位置にあるため、前節の結果から考えてη_Lの特性が低くなることが予想されるが、Fig. 6.18

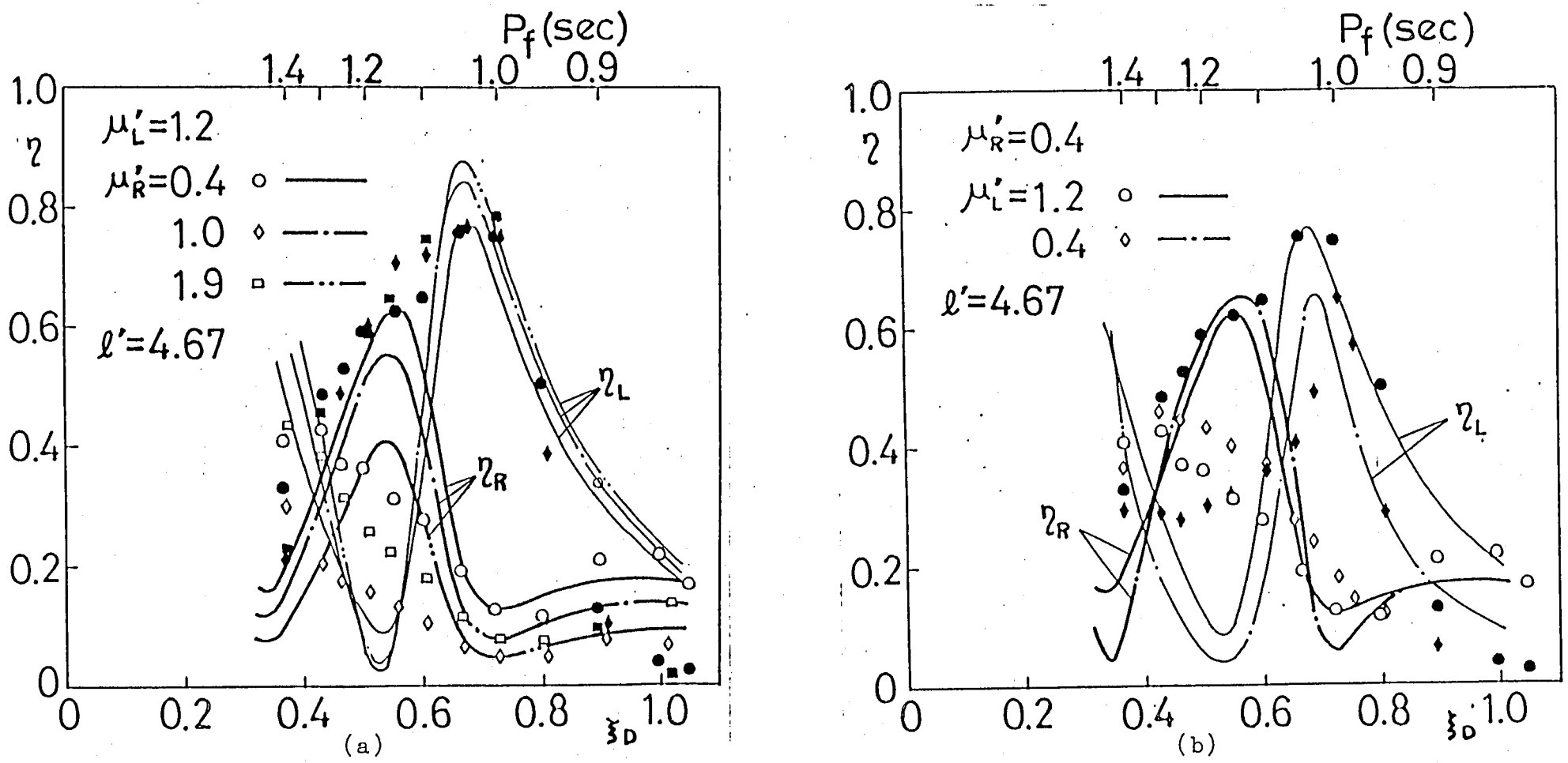


Fig.6.14 Efficiency Characteristics of System 1-M (1)

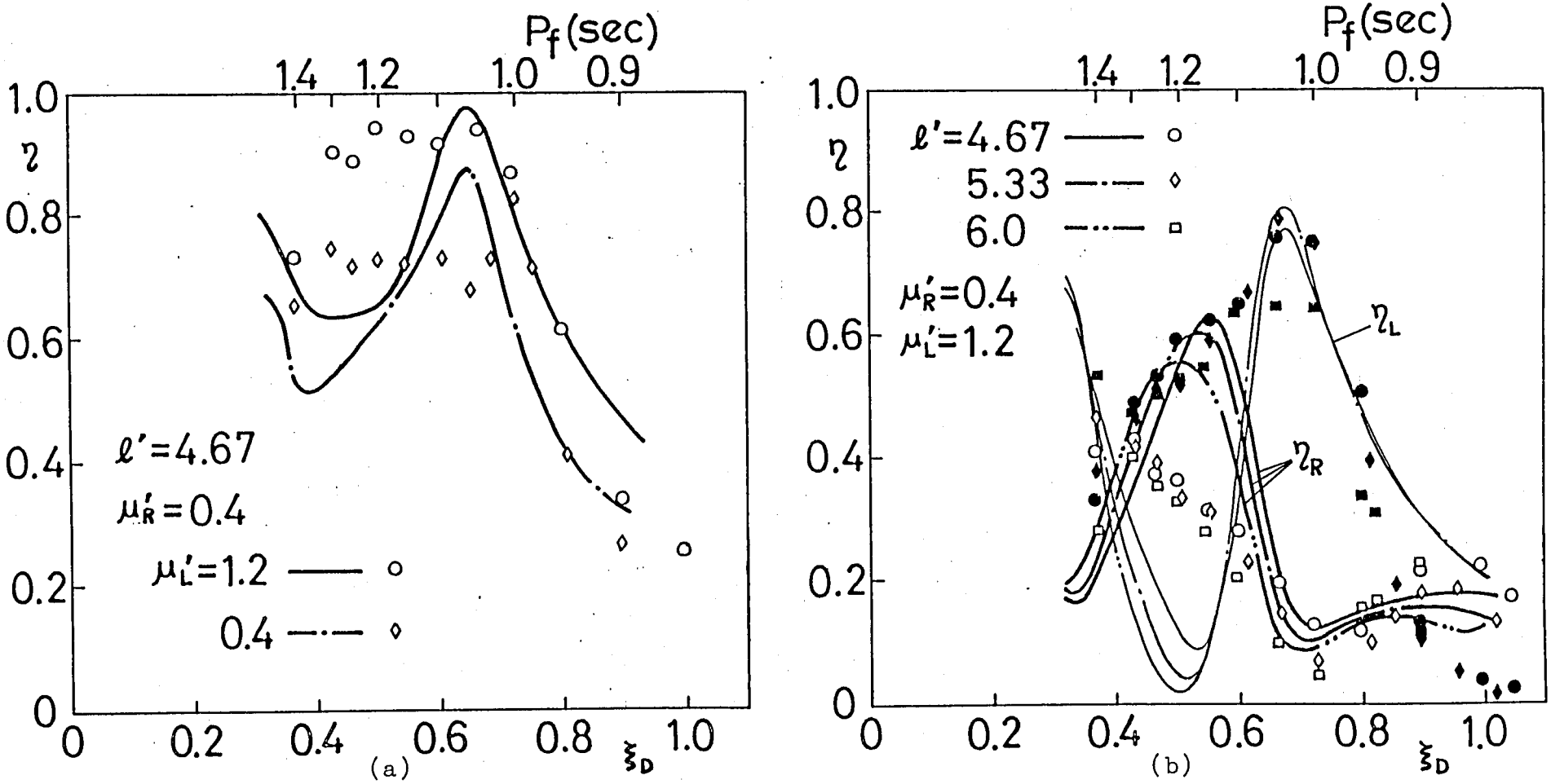


Fig.6.15 Efficiency Characteristics of System 1-M (2)

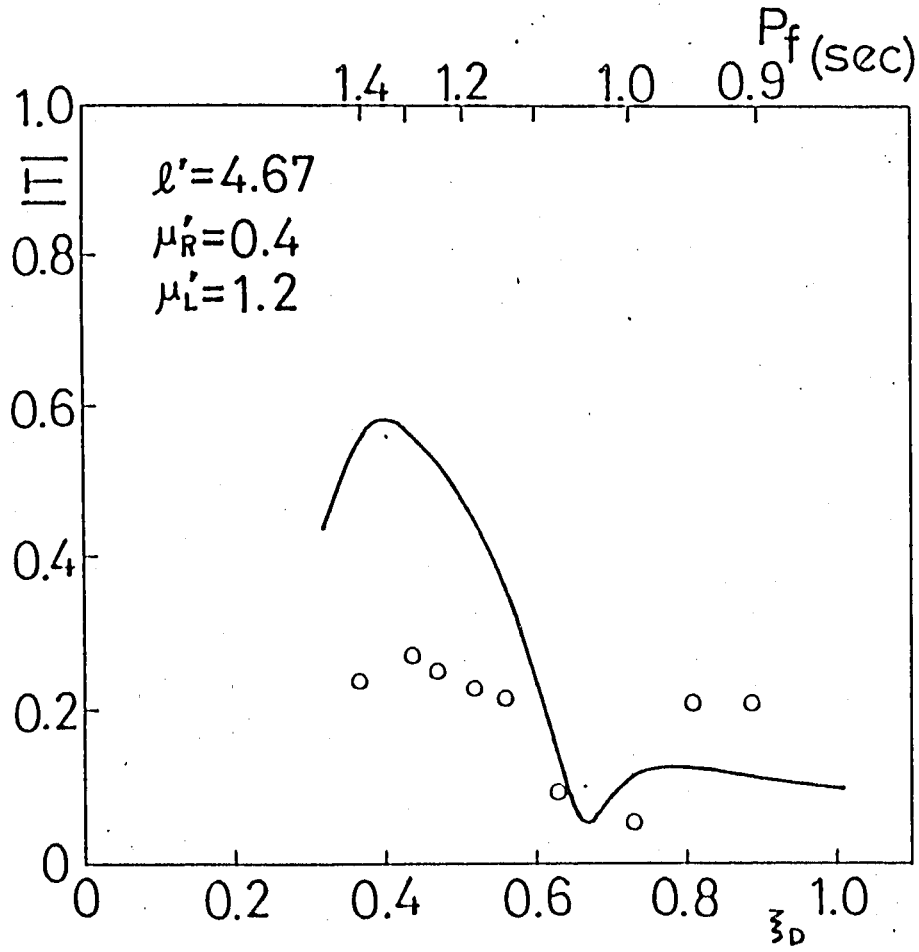


Fig.6.16 Total Transmitted Wave Amplitudes

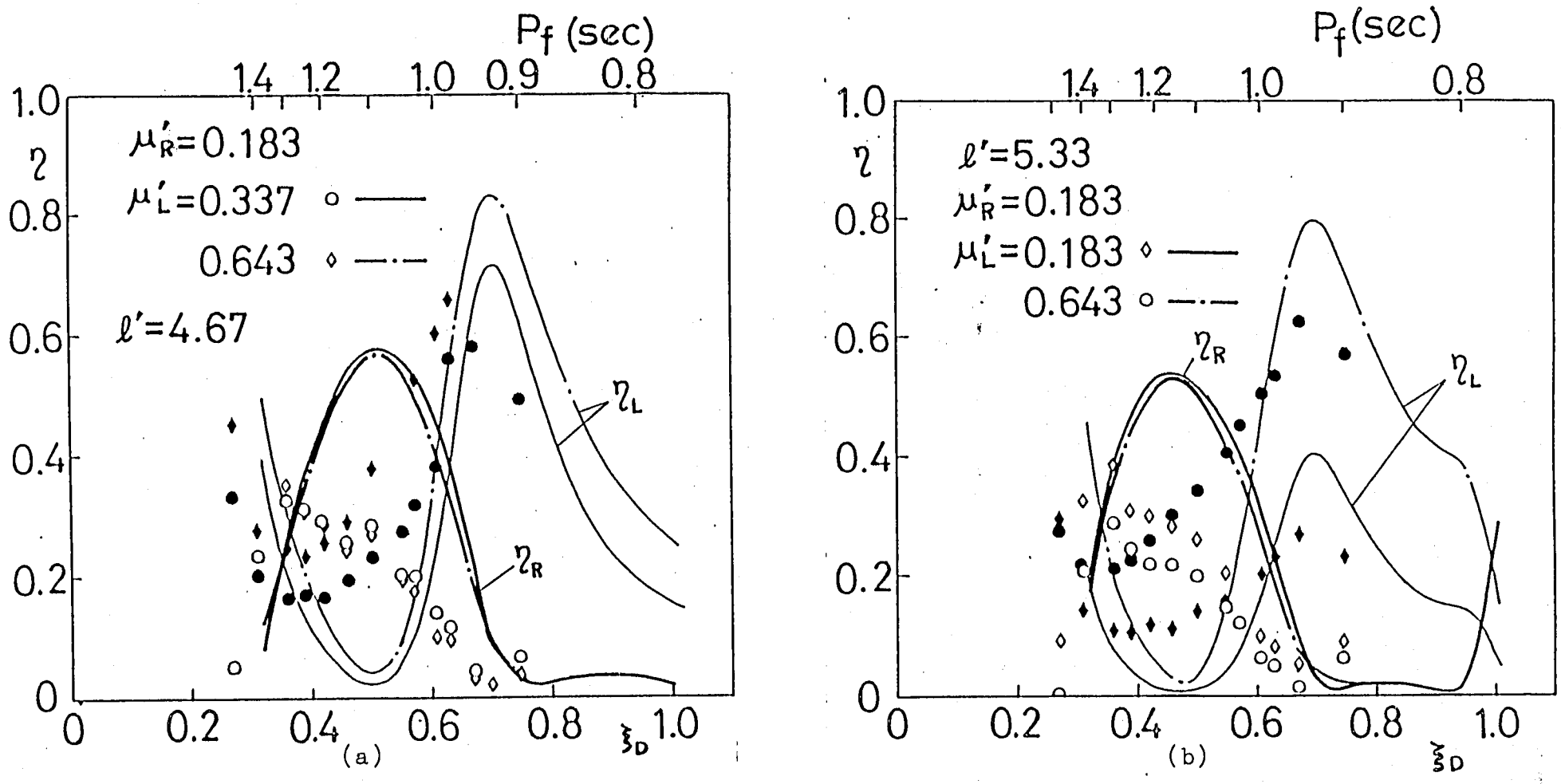


Fig.6.17 Efficiency Characteristics of System 1-D

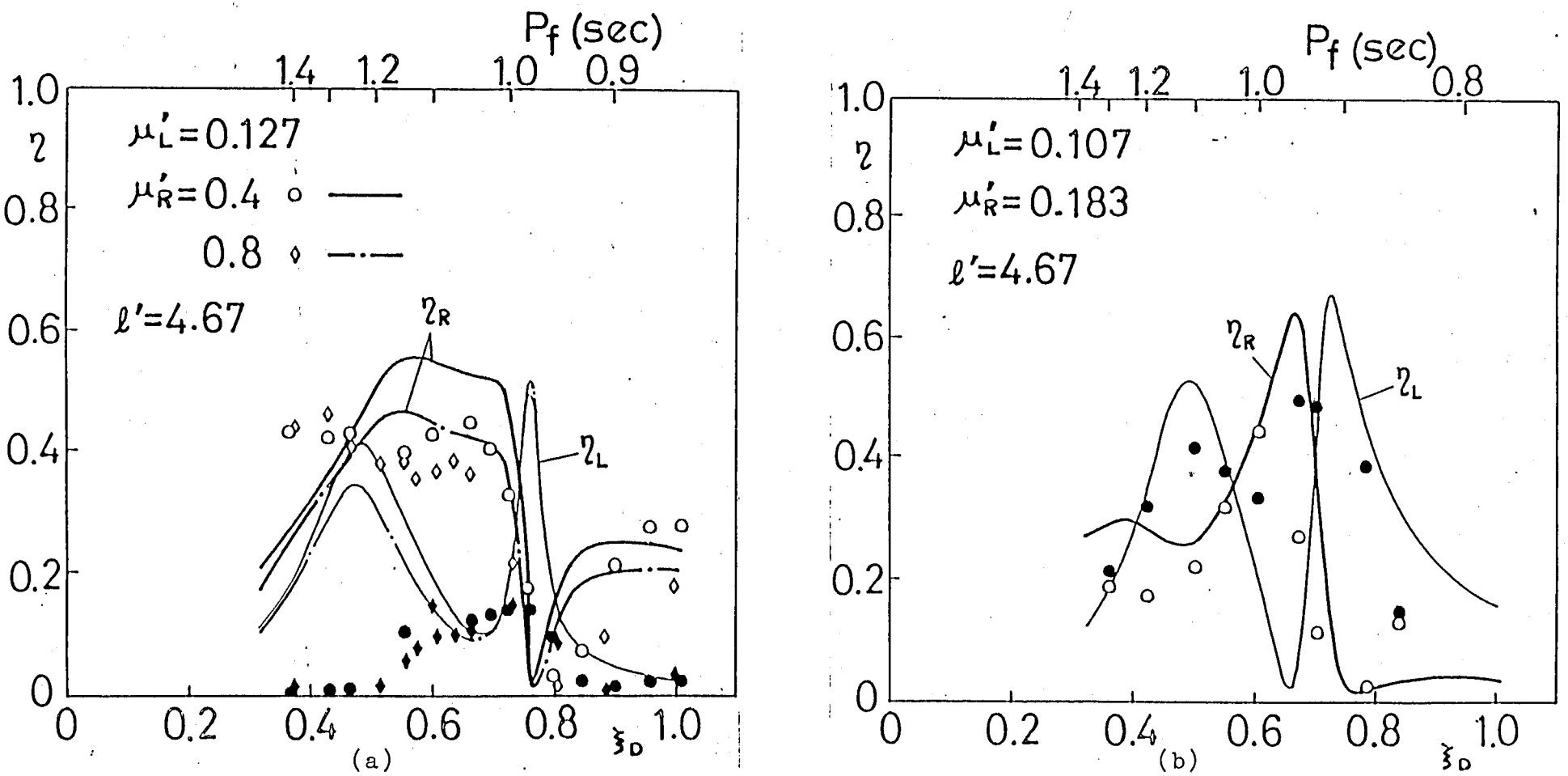


Fig.6.18 Efficiency Characteristics of System 2

(a)をみると、たしかにη_Lはかなり低い値となっている。ところで、この場合、理論と実験との比較を行なうと、これもSystem 1と同様にη_Rはよく一致しているが、η_Lに差がみられる。Fig.6.18(a)において、$\xi_D=0.76$で生じているη_Lのピークは、かなり大きなR浮体の上下運動が必要であり実験では得られにくい。また、$\xi_D<0.6$において理論で生じているピークが実験では全く現われず、ほとんど0に近い値になっている。この地点における理論の運動特性を調べてみると、R浮体の上下運動とL浮体の回転運動の位相差を利用してη_Lにピークを生じていることがわかる。ところが、実験においては、この付近ではL浮体の回転運動の位相が、R浮体の上下運動によるL浮体における相対運動を完全に打ち消すように働いている。ここでも、波による干渉の効果が理論ではうまくとらえられていない影響が出ていると考えられる。

System 2-D では、やはり$\xi_D=0.66$のη_Lの最小点が実験では生じていないが、その他は割合よく一致していることが図よりわかる。

6.7 結言

実際にいくつかのWECS-2のモデルを組立て、計測装置の製作を行ない、水槽実験を行なった結果、以下のことが明らかになった。

1) トルクモータを用いたトルクフィードバック式動力計測装置とマイクロコンピュータAP990を利用することにより、動力を正確に計測しかつダンパ係数も容易に調整可能な計測装置を構成することができた。

2) いずれのシステムに対しても、η_Lの理論特性において生ずる最小点は実験においては生じなかったが、このような差は波の干渉効果をうまく理論でとらえきれていないためと考えられる。しかし、η_Rやη_Lのピーク付近の特性などR浮体の運動に起因する特性は、本理論でも十

分推定できると考えられる。

3) System 1 の場合、その透過波振幅 $|T|$ は小さく、5章でも述べたように、その消波特性は優れている。

また、理論解析で C_R', C_L' の効果を調べた結果

4) 連結点はR、L両浮体ともに水線上に置いた方が効率特性の良いシステムが得られる。また、R浮体の場合、装置などの都合で水線上に連結点を置けない場合はできるだけ浮体下部に連結点を置いた方が良い。

ことがわかった。

第7章　入力エネルギレベル変動に伴う最大エネルギ変換[48)]

7.1　はじめに

海洋の波を考えた場合、時間とともにその周波数成分ばかりでなく振幅も大きく変動する。波が規則波のときには、入射波のもつエネルギは(2·30)式の分母にしたがい入射波振幅Aの2乗に比例するので、入射波振幅の変動は入力エネルギレベルの変動を意味する。このエネルギレベルを操作できない所に自然エネルギの大きな特徴がある。

これまで、単一浮体システム、WECS-2，WECS-3と浮体の動揺を利用して波のエネルギを変換するシステムの理論解析を行なってきたが、その際(2·27)式でもみられるように浮体の運動振幅Xを入射波振幅Aで割って検討を進めた。そのため、理論的にある周波数 ς_0 において $\overline{X}$ の振幅で浮体が動揺して100%のエネルギ変換効率が得られるとすると、実際の浮体の運動振幅Xは

$$X=A\overline{X} \tag{7.1}$$

となる。上述の議論では、浮体の動揺が微小であるとして線形化して解析を行なっているため、浮体が大きく動揺する場合には、この線形理論の適用外となるが、本章においては線形理論が使えるものとして考える。そのときは、(7·1)式にしたがって入射波振幅Aに比例した浮体の動揺により100%の変換効率が得られることになるが、Aの増加に伴いXも大きくなり、ときには実現不可能な大きさになるとかシステムが危険な状態になる可能性がある。ところが、Xという振幅で動揺する浮体から入射波のもつエネルギを変換する場合、その運動振幅はダンパで近似されたエネルギ変換部のダンパ係数を大きくすることで押えることができる。

このようにすると、ダンパ係数の変更のため、最適値μ_{opt}でなくなり効率低下はやむおえないが、振幅減少によりある意味では安全性を保障することができる。本章では、このような考えに基づいて入力エネルギレベル変動に対しても安全性を保障しつつエネルギを最大に変換することを単一浮体システムとWECS-2について考察する。

7.2 単一浮体システム

7.2.1 基礎式

Fig. 2.5 で描かれているシステムを考える。2章でも述べたように、浮体形状が対称である場合、上下運動と回転運動は全く独立であるため別々に考えることができる。(2·26)、(2·31)式より各運動振幅と効率は次式で与えられる。

運動振幅 $$X_\theta=-\frac{H_\theta^{+\prime}}{2\xi_B}\cdot\frac{1}{\{d_\theta+k_\theta'+i(|H_\theta^{+\prime}|^2+\mu_\theta')\}} \tag{7.2}$$

効率 $$\eta_\theta=8\xi_B^2\mu_\theta'|X_\theta|^2 \qquad \theta=2,3 \tag{7.3}$$

今、浮体の実際の上下運動と回転運動の振幅をY、Zとすると

$$\overline{X}_2=|X_2|=Y/A=\frac{Y/B}{A/B}=\overline{Y}/\overline{A} \tag{7.4}$$

$$\overline{X}_3=|X_3|=\frac{B}{A}Z=Z/\overline{A} \tag{7.5}$$

の関係が成り立つ。ここで(7·4)、(7·5)式中の右辺における$\overline{\ }$は、水線幅Bを基準として無次元化した量である。

(7·2)～(7·5)式を用いて理論検討を行なうが、使用する浮体は2章の数値計算例に用いたものを利用する。また、入射波の周波数により浮体の各運動振幅が異なるが、ここでは、外部バネ・ダンパ系のバネ定数が0つまり、ダンパだけで入射波のエネルギが50%変換できる周波数につい

て考察する。

7.2.2　上下運動

$k_2'=0$ のときの同調周波数 ξ_{DO} は、Table 2.1 より $\xi_{DO}=0.766$ でありそのときの最適ダンパ係数 μ_{opt} と無次元振幅 $\bar{X}_2$ は、

$$\mu_{opt}=0.159\ ,\ \bar{X}_2=1.638 \tag{7.6}$$

であるから、(7.4)式より

$$\bar{Y}=1.638\bar{A} \tag{7.7}$$

にしたがい浮体が動揺するとき入射波のエネルギが50%変換される。

ここで一つの試みとして、浮体の運動振幅に上限を設け、それ以下に浮体の動揺を押えつつエネルギを最大に変換するための条件を求める。一例として、最大許容振幅を $\bar{Y}_{max}=0.3$ つまり(7.4)式から浮体の水線幅の30%まで浮体の運動振幅を許容するとする。入射波の増加に伴い、(7.7)式にしたがって $\bar{Y}$ が増加して、$\bar{Y}=\bar{Y}_{max}$ となる $\bar{A}$ を求めると $\bar{A}=0.179$ を得る。この入射波振幅を $\bar{A}_c$ と呼ぶことにする。この $\bar{A}_c$ までは $\bar{Y}\leqq\bar{Y}_{max}$ であるから、最大許容振幅内の浮体の運動を利用して $\mu_{opt}=0.159$ のダンパ係数により50%の変換効率で波のエネルギが変換される。ところが、さらに入射波振幅が増加すると $\bar{Y}>\bar{Y}_{max}$ となるため $\bar{Y}\leqq\bar{Y}_{max}$ となるように μ_2 を大きく設定する必要がある。最適値からのダンパ係数 μ_2 の増加は、単一浮体システムの場合効率の単調減少を生ずるので、$\bar{Y}=\bar{Y}_{max}$ とすることが最大変換を意味する。したがって、このために必要なダンパ係数 μ_2 の値は(7.2)式より

$$\mu_2=\sqrt{\frac{\xi_D}{\xi_{DO}}}\left[-|H_2^{+\prime}|^2+\sqrt{\left(\frac{1}{2\xi_B}\cdot\frac{|H_2^{+\prime}|}{|X_2|}\right)^2-(d_2+k_2')^2}\right] \tag{7.8}$$

ただし　$|X_2|=\bar{Y}_{max}/\bar{A}$

で与えられる。このときの変換効率ηは(7.8)式を(7.3)式に代入することで得られる。実際に以上のことを横軸を$\bar{A}/\bar{A}_c$にとり図にまとめたのがFig.7.1である。(a)は最大エネルギ変換を行なうためのダンパ係数、(b)はそのときの効率である。また(c)は$\bar{A}_c$における変換エネルギ$E(\bar{A}_c)$を基準として変換エネルギ$E(\bar{A})$を表わしたもので、図中太線が実際に変換したエネルギ量で細線が効率50%を維持したときの変換エネルギ量である。(a)で示されているように入射波の振幅の増加とともにダンパ係数をμ_{opt}からほぼ直線的に大きくしていくため、(b)からわかるように効率値は低下しているが、入射してくる波のエネルギが振幅の2乗に比例するので、変換エネルギ量は(c)に示されているように増加しているのがわかる。

7.2.3 回転運動

回転運動に対しても同様な解析を行なって得られた結果がFig.7.2である。この場合、$k_3'=0$のときの同調点は$\xi_{DO}=0.346$で最適ダンパ係数は$\mu_3=0.159$、そのときの運動振幅は$\bar{X}_3=2.992$である。振幅の制約条件として$Z_{max}=0.2$とした。

図の傾向はFig.7.1と同一であるが、横軸の値が大きく異なっているのはZ_{max}に達する$\bar{A}_c$が$\bar{Y}_{max}$に達するものよりも小さいためである。

7.3 WECS-2

次に、前節の議論をWECS-2に対して考えてみる。この場合、単一浮体とは異なり複数の振幅の制約を同時に考える必要がある。WECS-2の構造からもわかるように左右方向の運動から直接にはエネルギを取り出さないため、この運動に制限を加えることはできない。また、5章でも考察したようにWECS-2のL浮体を大きくすることで効率特性は向上するが、そのときのL浮体の運動はR浮体に比べてはるかに小さい。したがって

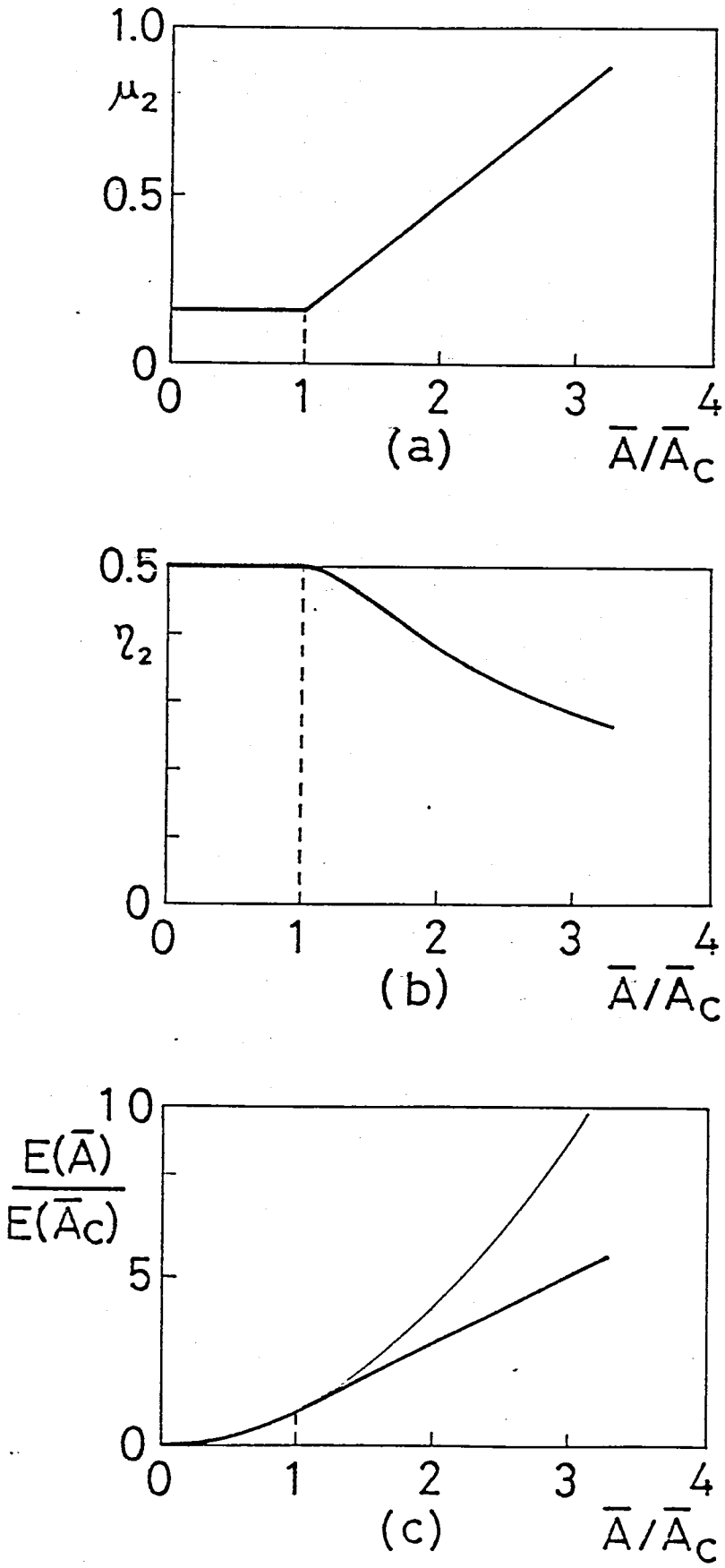


Fig.7.1 Maximum Energy Conversion at Heaving Mode

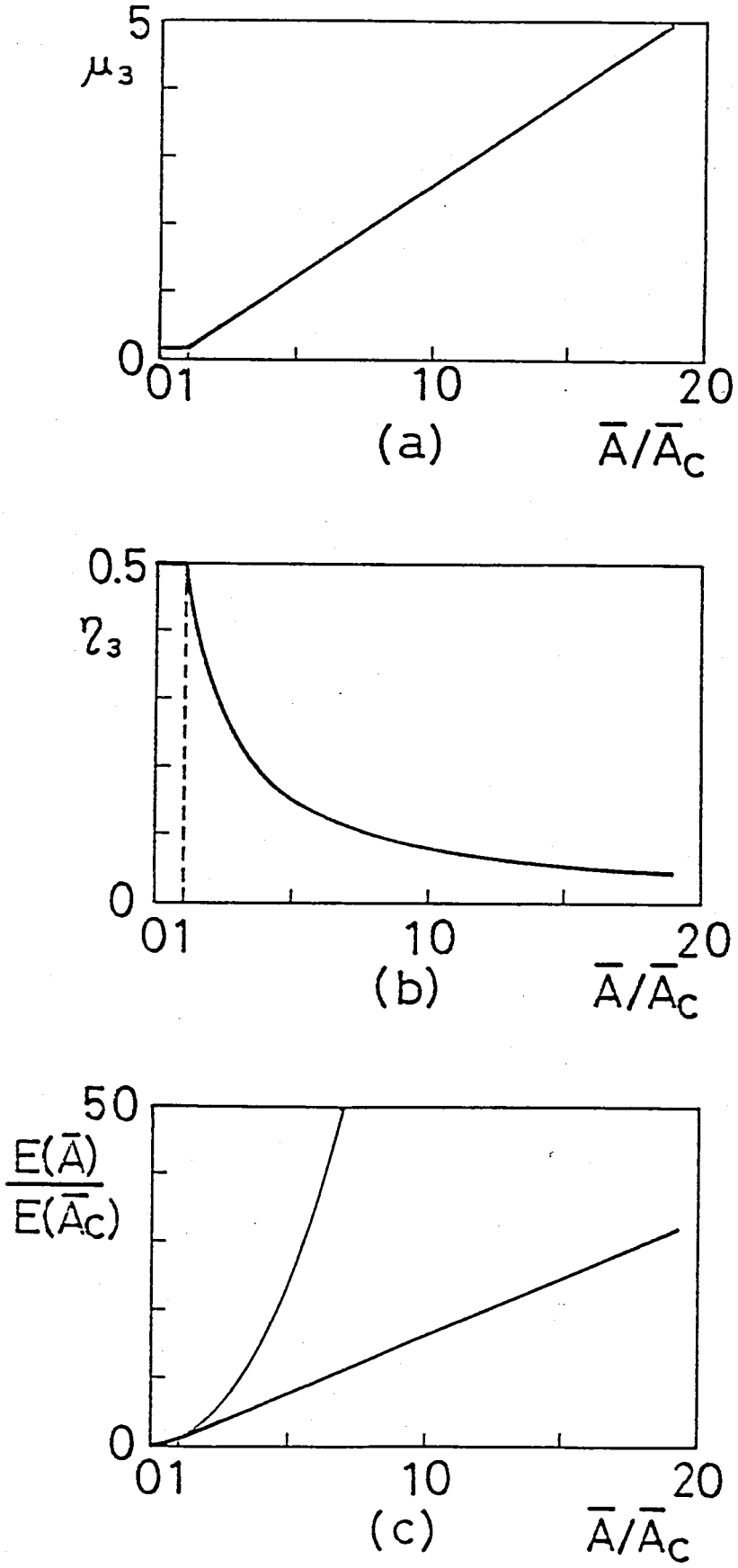


Fig.7.2 Maximum Energy Conversion at Rolling Mode

大きなL浮体を使用したときには、入射波振幅の増加により問題が生ずるのはR浮体の方である。そこで、R浮体の2つの運動（上下運動と回転運動）にのみ制限を加え、あとは前節と同様にこの制限の範囲内で効率が最大となるようにダンパ係数を調整することを考える。μ_Rの調整はR浮体の回転運動、μ_Lの調整はR浮体の上下運動を直接押える役割を持つ。対象とするWECS-2は6.5節で使用したシステムを一例として選ぶ。単一浮体では$k_\theta'=0$で効率が50%となる同調周波数についてのみ考えた。WECS-2の場合、5章でも述べたように、いくつかの特徴的な運動モードにより高い変換効率が実現されるので、その代表的なものとして$\xi_D=0.55$ 0.7、0.8の3種類の周波数について検討することにする。制限を付けたい2つの運動は同時に起こるため、いかに制約条件を設定するかが問題であるが、ここでは簡単のために、各運動独立に前節と同じ値の振幅の上限を設ける。つまり、$\bar{Y}^R_{max}=0.3$、$\bar{Z}^R_{max}=0.2$とする。Table 5.3より、同調周波数ξ_{DO}を0.7としたときの最適パラメータとそのときの各周波数における無次元運動振幅は次のとおりである。

$$
\begin{aligned}
&l'=3.39 \quad \mu_R'=0.459 \ , \ \mu_L'=0.348 \\
&\xi_D=0.55 \quad \bar{X}^R_2=1.229 \quad \bar{X}^R_3=1.823 \\
&\quad\ =0.7 \quad\ \ =2.039 \quad\ \ =1.323 \\
&\quad\ =0.8 \quad\ \ =1.929 \quad\ \ =0.9989
\end{aligned}
\tag{7.9}
$$

以上のことをもとにして、制約条件を満たしつつエネルギ変換が最大となるパラメータμ_R'、μ_L'の数値探索を行なった結果、得られたパラメータ値(a)、そのときの効率(b)、実際に変換したエネルギ量(c)をまとめたのがFig. 7.3である。ただし、(c)中細線は振幅が$\bar{A}_c$の入射波のもつエネルギ$E(\bar{A}_c)$を基準として入射波の持つエネルギ$E(\bar{A})$を100%変換したと

きのエネルギ量を表わしている。

いずれの場合も(a)に示されているようにダンパ係数μ_R', μ_L'を同時に大きくすることで、制約条件を満足しつつ最大エネルギ変換を行なうことが可能である。ところで、図中$\xi_D=0.55$、0.8 のとき $\bar{A}/\bar{A}_c=1.0$ において不連続が生じている。これは$\xi_D=0.7$において最適探索を行ない、$\xi_D=0.55$と0.8の周波数に対して $\bar{A}/\bar{A}_c \leqq 1.0$ではそのパラメータ値を用いているため$\mu_R'$、$\mu_L'$は最適に選定していなくて、$\bar{A}/\bar{A}_c > 1.0$となって初めて最適探索を行なって$\mu_R'$、$\mu_L'$が最適値をとったことが原因である。また、$\xi_D=0.55$のとき$\bar{A}/\bar{A}_c \leqq 2.0$の範囲の図しかないが、この値を超える地点で数値探索を行なうとかなり大きいダンパ係数が必要となるため、物理的実現性を考慮にいれてこの範囲のみ描いた。

次にFig.7.3(a)にしたがって各ダンパを調整したときのR浮体の運動振幅を描いたのがFig.7.4である。$\xi_D=0.55$においては、主にR浮体の大きな回転運動によって波エネルギ変換を行なっているので、入射波振幅が増大するとz^Rが$\bar{Y}^R$よりも先に上限値に達するのであるが、$\xi_D=0.8$ではR浮体の上下運動によるエネルギ変換が主体となるため$\bar{Y}^R$が先に上限に達している。$\xi_D=0.7$ではそのちょうど中間点にあたるため、ほぼ同時に両振幅が上限値に達する。いずれにしても上限値に達してから以降は最大エネルギ変換を行なうためにμ_R', μ_L'を数値探索した結果得られる浮体の振幅は$\bar{Y}^R \approx \bar{Y}^R_{max}$、$z^R \approx z^R_{max}$を満足していることが図よりわかる。したがって、今の場合2つの制約を同時に考えているので、上限値に達していない方の振幅をどうするかが問題であるが、上限値に達してから以降は、単一浮体システムと同様に振幅がその上限値を保つようにμ_R'とμ_L'のダンパ係数を適当なフィードバック経路をへて制御することが最大エ

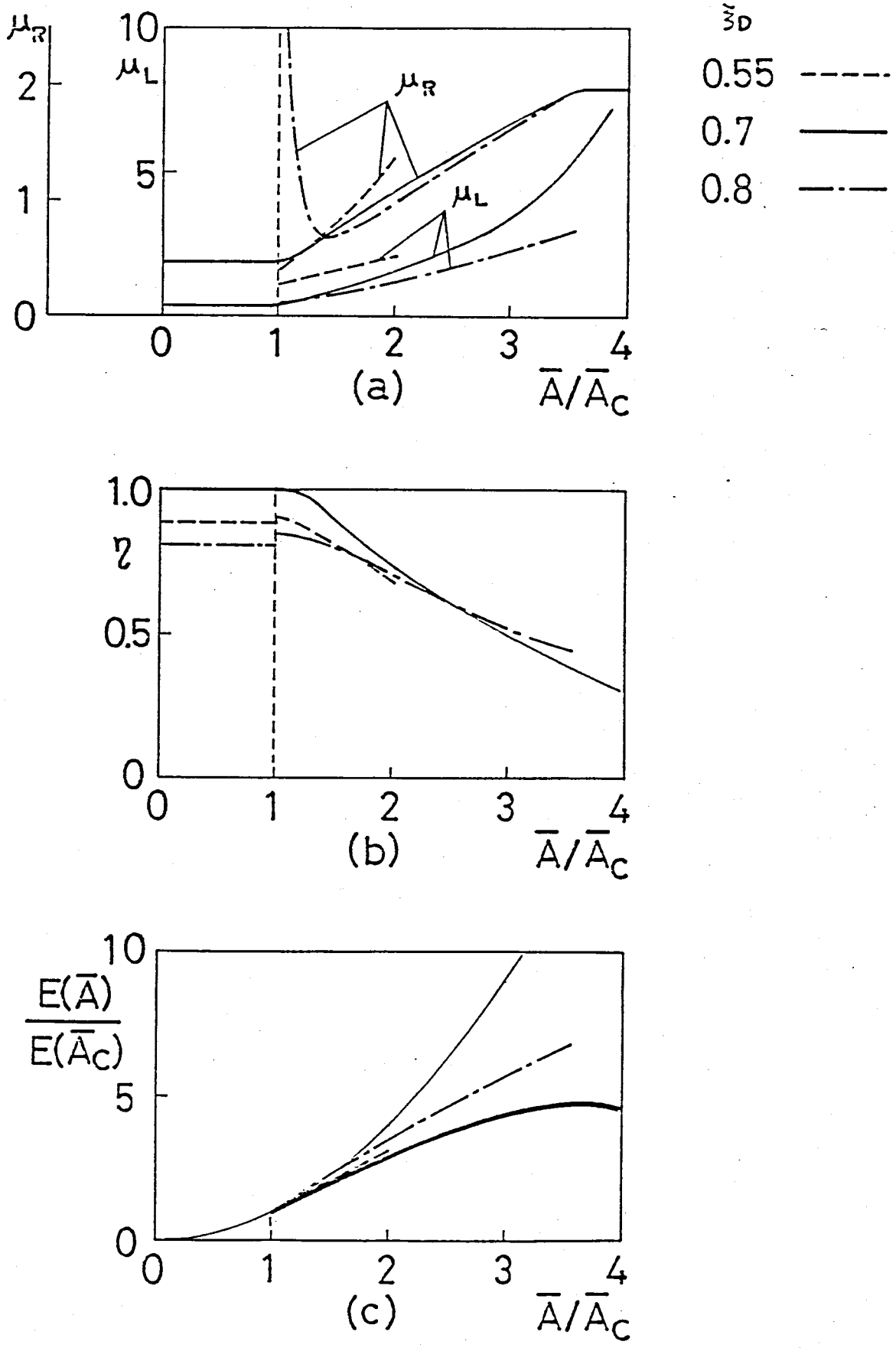


Fig.7.3 Maximum Energy Conversion for WECS-2

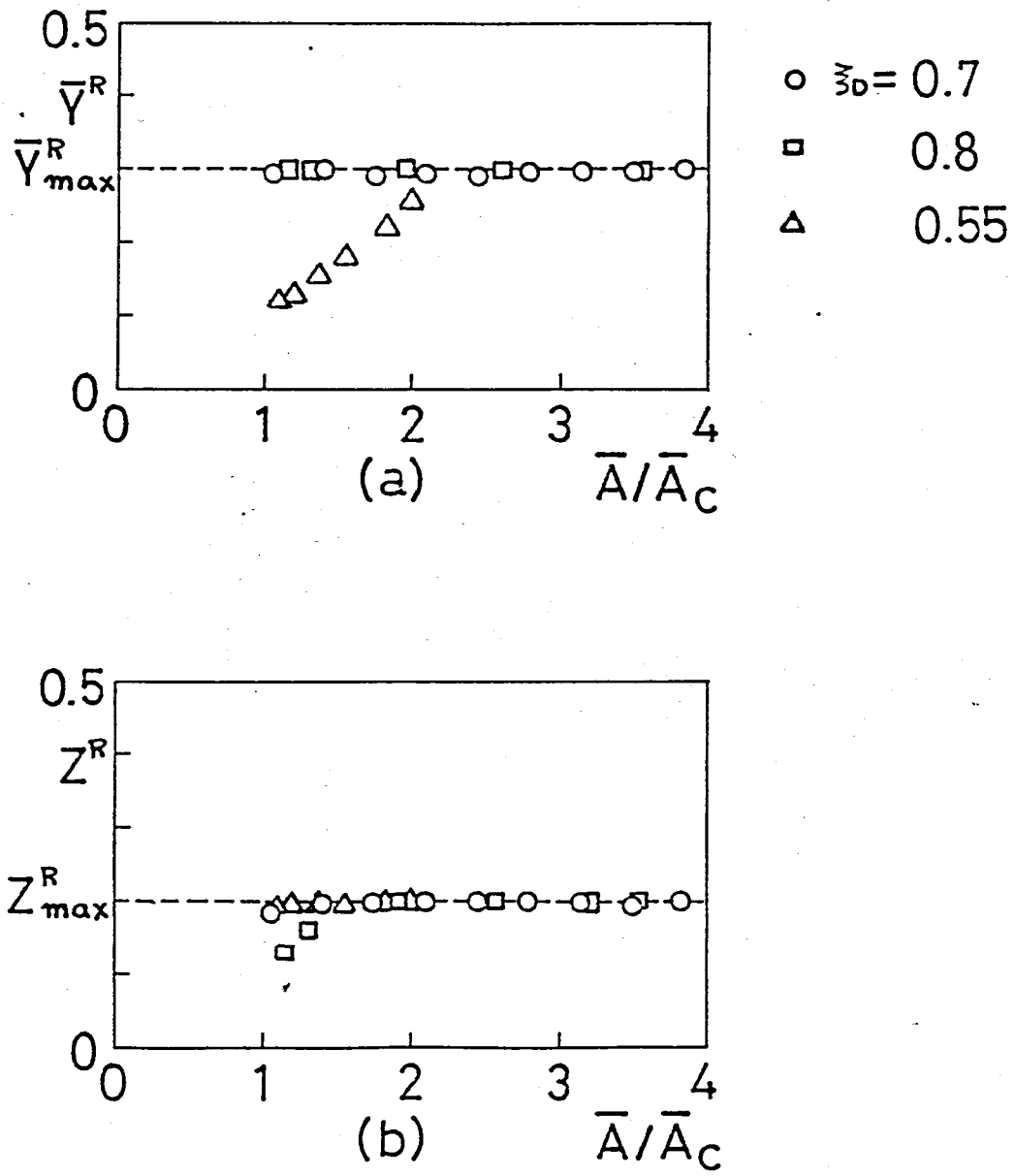


Fig.7.4 Amplitudes of Motions of WECS-2
at Maximum Conversion Energy

ネルギ変換のための必要条件であることがわかる。

7.4 結言

本章では、実際の場合に非常に起こりうる例として、入射波の振幅が変動する場合に対して最大エネルギ変換を行なうための一つの検討を試みた。すなわち、入射波振幅が増大するにしたがって浮体の運動振幅も増大するため、実現性や安全性を考慮して運動振幅に上限を設けて、その値の範囲内で変換効率が最大となるダンパ係数を単一浮体システムとWECS-2について求めた。それにより、

1) 単一浮体システムではほぼ直線的に、またWECS-2では波の干渉などの影響もありμ_R'、μ_L'をともに増加させることで目的が満足されることを確認した。

2) また、いずれの場合も、入射波の増加に伴い浮体の運動振幅が増加して上限値に達してから以降は、運動振幅をほぼその上限値に保つようにμ_R'、μ_L'を制御することが最大エネルギ変換に対して必要である。

ことがわかった。

ところで、波浪エネルギ変換システムの運転時の安全性を考えた場合上述の浮体の運動振幅以外にも甲板と水面との距離や浮体、連結棒に働く力など考慮すべき点は多々ある。しかし、これらのうちでエネルギ変換に関与した浮体の運動に関するものは、エネルギ変換部のダンパ係数の調整により本章と同様な検討を行なうことができると考えられる。また、最初に浮体形状を設定するときに、効率特性のみを考慮するだけでなく、同時に浮体の運動振幅も考え合わせ、できるだけ動揺が少なく特性が良いなど運動特性も考慮に入れることが必要であると思われる。

第8章　波浪エネルギ変換システムの利用と今後の問題点

8.1　不規則波を入力した場合のWECS-2の特性

前章までは、多浮体型波浪エネルギ変換システムに対し、規則波を入力した場合の特性を種々の角度から検討した。ところが、海洋の波は不規則であるため、この不規則波に対する特性を知る必要がある。一般的にこの問題は広い角度の検討が必要であり、簡単に結論を述べることは困難である。したがって、本節ではこれまでの研究の将来の展望の一つとして、6.5節で述べたSystem 1を例に挙げて、不規則波が入力したときの特性を調べることにする。

今、$\eta(\omega)$を周波数ωを持つ規則波に対する効率とし、不規則波の波スペクトルを$S(\omega)$とすると、不規則波中における波浪エネルギ変換システムにより得られる平均変換効率$\bar{\eta}$は

$$\bar{\eta}=\frac{\int_0^\infty \eta(\omega)\frac{\rho g^2}{4\omega}2S(\omega)d\omega}{\int_0^\infty \frac{\rho g^2}{4\omega}2S(\omega)d\omega} \tag{8.1}$$

で与えられる。[22] 波スペクトル$S(\omega)$がBretschneider-光易型の場合、$H_{\frac{1}{3}}$、$T_{\frac{1}{3}}$をそれぞれ有義波高、有義周期とすると

$$S(\omega)=0.257H_{1/3}^2T_{1/3}^{-4}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^{-5}\exp\left\{-1.03T_{1/3}^{-4}\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^{-4}\right\} \tag{8.2}$$

で表わされ、[49] (8·2)式を(8·1)式に代入し、無次元周波数ξ_D、ξ_{D1}についてまとめると

$$\bar{\eta}(\xi_{D1})=\frac{1}{0.437\xi_{D1}}\int_0^\infty \eta(\xi_D)\left(\frac{\xi_D}{\xi_{D1}}\right)^{-3.5}\exp\left(-1.03\left(\frac{\xi_D}{\xi_{D1}}\right)^{-2}\right)d\xi_D \tag{8.3}$$

ここで、
$$\xi_{D1}=\frac{(2\pi)^2 D_R}{gT_{1/3}^2} \tag{8.4}$$

となる。$\eta(\xi_D)$は5章において導出した式より求めることができるので、それを用いて$\bar{\eta}(\xi_{D1})$を計算したのがFig.8.1である。使用したシステムのパラメータは、$\xi_{D1}=0.5$を同調点として3次元数値探索を行ない得られた数値を用いた。

$$l'=4.86\ ,\ \mu_R'=0.29\ ,\ \mu_L'=1.90 \tag{8.5}$$

この場合、同調点における効率は74%である。なお、同調点を種々変えて$\bar{\eta}_{max}$を求めてみたが、パラメータ値が若干変動するのみで効率値はFig.8.1のものとほとんど変わらないことが確認できた。したがって、本節で用いたシステムはξ_{D1}の変動に対し、最適にパラメータを変更してもほとんど効果はないと言える。

(8.5)式のパラメータを用いたときの規則波における特性とそのときの透過波振幅$|T|$、さらに$\xi_{D1}=0.5$としたときのスペクトル形状$S(\omega)$を描いたのがFig.8.2である。

以上は、System 1に対して調べた結果である。不規則波入力に対する検討は重要であり、不規則波の特性に適合して最適エネルギ変換のできる浮体の形状やパラメータ設定条件および制御問題など、種々の検討は今後の研究に待たねばならない。

8.2 実システムの規模の一例

前節で述べたWECS-2を実際の海域に設置して波エネルギ変換を行なう場合、その規模がどのくらいになるのかを推算する。ただし、本節では2次変換器である発電機などについての考察は含めず、各浮体の大きさ

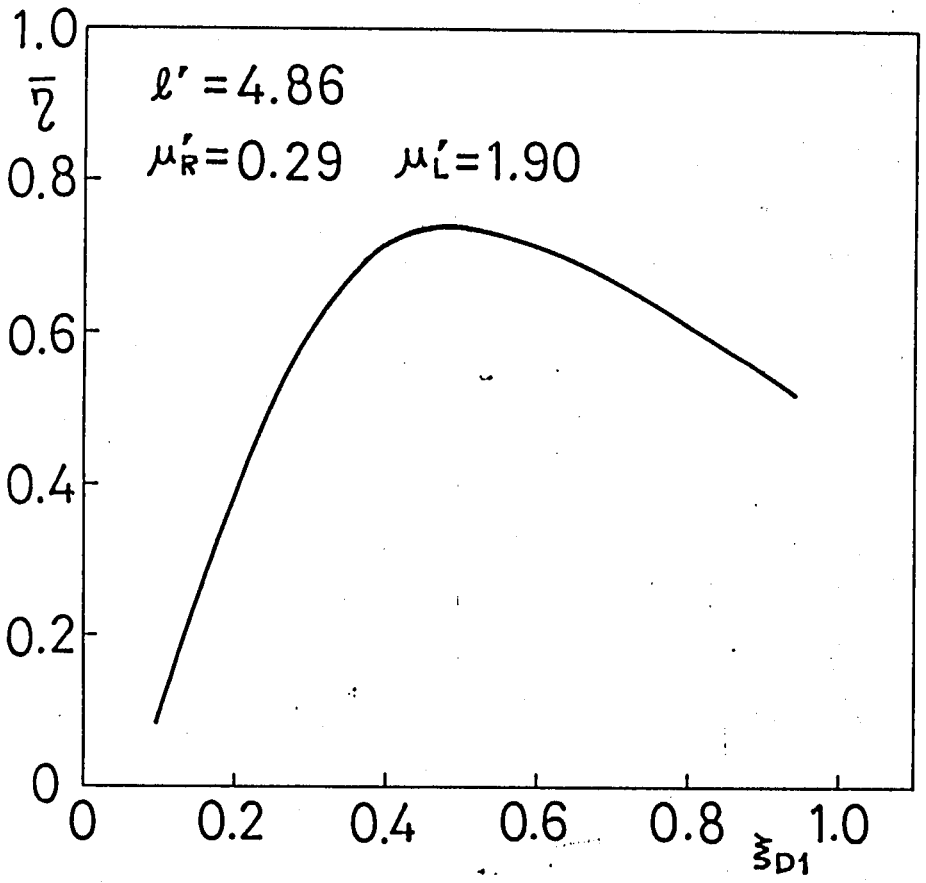


Fig.8.1 Efficiency Characteristic of WECS-2 in Irregular Wave

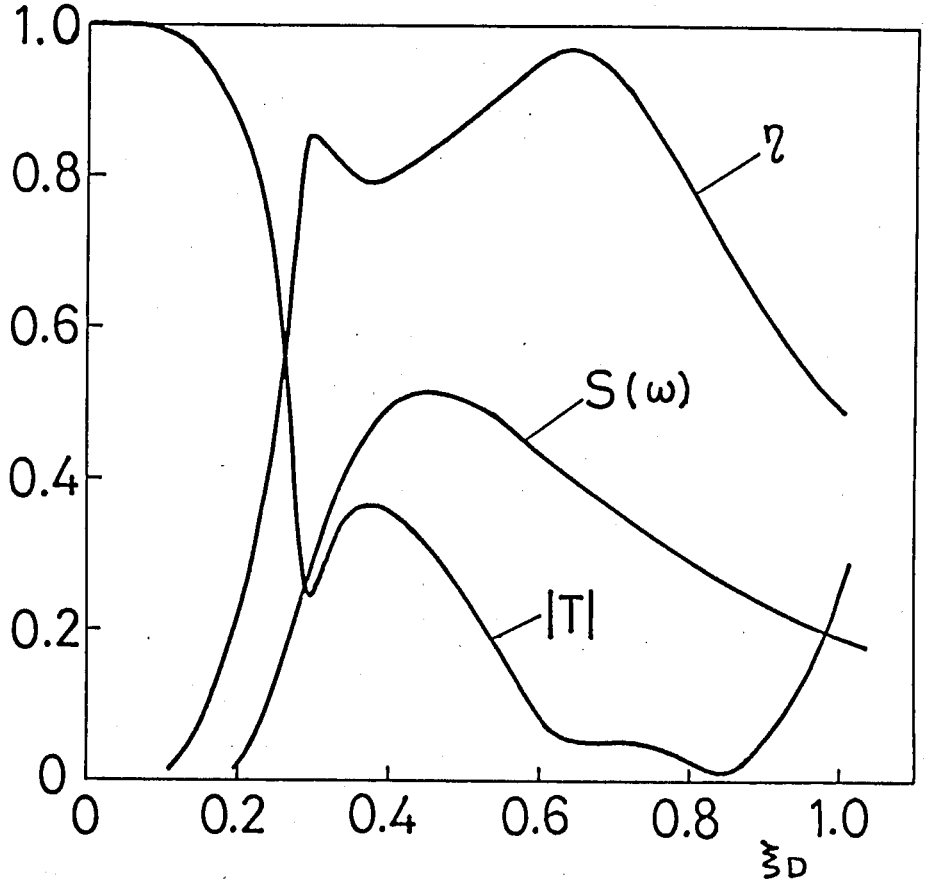


Fig.8.2 Characteristic of WECS-2 in Fig.8.1 in Sinusoidal Wave

がどの程度必要なのかということのみを考える。

前節から、有義周期を基準として同調周波数を $\xi_{D1}=0.5$ とする。今、有義周期を6.2 sec（波長が60mの場合に対応）としてこれを考慮すべき周期とすると、

$$\xi_{D1}=\frac{(2\pi)^2 D_R}{gT^2_{1/3}}=0.5 \qquad (8.6)$$

より、R浮体の喫水 D_R は 4.78m となる。前節のWECS-2に対して、この数値を利用して各システムの寸法を決めていくと Table 8.1 のようになる。

Table 8.1

	R浮体	L浮体	
喫水	4.78m	14.34m	浮体間距離
水線幅	4.78m	7.17m	l=23.2m
排水量	21.7ton/m	97.8ton/m	

次に、このシステムでどの程度のエネルギを変換できるのかを考える。海洋の波の持つエネルギは、時間変動やさらに季節変動も大きいが、年間の平均を10 kw/m とする。上記WECS-2の設計周期 $T_{\frac{1}{3}}=6.2$ sec における理論平均効率は74%であるが、実際にある海域を設定したとき、そこにおける有義周期もある確率で生ずるために、さらにその有義周期に対する期待値を求めてはじめてその海域における平均効率が求まる。そこでたとえば、その平均効率を50%とすると、このシステムを海岸線1kmにわたって配置する（変換器一基につき100mの長さと仮定して10基設置する）ことで5000kw のエネルギを得ることができることになる。

また、このシステムの消波能力を考えると、$\xi_D=0.28\sim1.02$ の範囲で

|T| が30%以下となることがFig.8.2よりわかる。これは周期に換算して P_f = 8.29～4.34 sec に対応しており、この周期範囲の波はシステムを通過することで、その振幅は入射時に比べ3割以下になる。

8.3 波浪エネルギ変換システムの利用と今後の問題点

(1) 係留の問題

これまでの理論解析では、システムの各運動が微小であるとして一次の微小項のみを考えて線形化して理論解析を行なってきたので二次の微小項が起因となる漂流力に対する考察は行なっていない。しかし、実験においてもその効果が若干現われたように、実際には、この波による漂流やその他にも海流などによる漂流力が発生し、係留を行なわないシステムでは、漂流力の作用する方向にシステム全体が漂流することが起こる。そのため、これを防止し、一定の区域内にシステムを留めておくためには係留が重要な問題となる。本システムは、浮体の運動により波のエネルギを変換することを基本としているが、効率特性の向上を目的として入射波に対してうしろに位置する浮体を大きくしているために、その浮体の運動は小さく、エネルギ変換の多くは前に位置する浮体の運動に依存しているといってよい。そのため、たとえばWECS-2ではR浮体の運動を抑制しないような係留法であれば、システムの特性があまり低下しないと予想される。したがって、係留はL浮体に対して行なう方が良いと考えられる。ただ、浮体間の波の干渉が強いシステムであるので、L浮体に対して係留を行なったとき、L浮体の運動の変化に伴いR浮体の運動がどのように変わり、効率特性がどうなるのかということに対して理論検討を行なう必要がある。

(2) 入射波の方向

これまでに波浪エネルギ変換装置の分類は種々のものが考えられているが、浮体を用いるシステムの場合、その大きさと入射波との関係により 1)Attenuator , 2)Terminator , 3)Point Absorber の3種類に分類できる。[2] 1)は"海明"に代表されるように、入射波に対して装置が平行に配置されており、装置の長さ方向に順々にエネルギが変換されていく方式である。2)はSalter's Duck や本研究で扱っているシステムなどであり、入射波に対して装置を垂直に配置した方式である。3)は実用化されている灯標ブイのように、入射波に比べて装置の大きさが小さく、隣接した装置が完全に独立している方式である。3)のシステムでは、入射波の方向に対する依存性は少ないが、2)の場合はその影響は大きい。これまでの理論解析では2次元問題のみを取扱ってきたので、入射波がシステムに垂直に入る場合のみを考えた。したがって、入射波の進行方向がほぼ一定している場合には問題ないが、大きく変わる場合にはシステムの向きを制御するなど何らかの方策が必要と考えられる。ともかく、日本近海における波の長期的な情報がまず必要不可欠なものであり、ついで周波数変動ばかりでなく入射波の方向の変動に対しても感度の低いシステム構成が必要であると考えられる。それで、なお方向制御が必要である場合には、入射波のセンシングを行ない方向を検知するとか、システムに加わる波力などから方向を検知するとかして対処しなくてはならない。ただし、制御を考える場合には、それを行なうためのコストと行なったことによる利益とを十分に考慮する必要がある。

(3) 防災問題

自然エネルギを利用する場合、その防災対策を十分考えておく必要がある。7章でも述べたように、ある程度の波高の波に対しては、エネル

ギ変換部の調整により浮体の動揺を押えることも可能である。

(4) 波浪エネルギ利用と社会的影響[8),11)]

本研究でこれまで述べてきた波浪エネルギ利用を含めて自然エネルギを利用する場合、現在行なわれている原子力や石油に代表される大規模集中的なエネルギ利用ではなく、最終利用目的に適合したエネルギをその利用地点において利用規模と形態に合った形で利用することを考えなければならない。つまり、ハードエネルギパスからソフトエネルギパスへの移行である。海岸線の長いわが国にとって、海岸付近に住む人々や離島に住む人々に対するエネルギ源として波浪エネルギは十分その役割を果しうると考えられるし、また果すだけのエネルギ量が存在する。さらに、東北から北海道にかけての日本海側は、厳寒期に波の持つエネルギも大きくなり暖房用の補助電源としても利用価値はある。また、波浪エネルギ変換器の消波効果を利用して、浮消波堤との併用や海の生物生産能力を利用した海洋牧場にも利用するなど多目的に利用できる可能性を秘めている。ところで、この波浪エネルギの具体的な利用を考えた場合、i)商用電源、ii)熱源、iii)水素エネルギなどが挙げられる。i)の場合波の変動を考慮すると、何らかの形でエネルギの蓄積による平滑化が必要である。ただ、最も需要の大きいエネルギ形態が熱であり、しかも100℃以下の低熱源の需要が意外に大きいというA.B.Lovinsの調査による事実から考えると、ii)の熱源としての利用も重要である。この場合、一度電力としてエネルギを取出し、熱に変えるとすれば平滑化することもなく、全体の変換効率も良いと考えられる。最近になりクリーンなエネルギ源として水素エネルギが注目されているが、iii)のように波浪エネルギ変換システムの浮体の内部を、発生した電力を利用した電解式水素製

造ならびに貯蔵用として用いることもできる。

これら以外にも、種々の利用法があると考えられるが、それぞれにいろいろな問題が含まれている。既存技術で簡単に解決のつくものもあれば、新技術の開発が必要である場合もある。しかし、非常に長い海岸線をもつわが国にとって、波浪エネルギは数少ない純国産のエネルギ源であり、その利用価値も高いと考えられるので、さらに研究を進め、実現に向けて努力する必要があると考えられる。

第9章　結論

本論文は、自然エネルギの一つである波浪エネルギを利用するための一方式である浮体と連結棒から構成される多浮体型波浪エネルギ変換システムに関する研究である。まず基礎式を導出して、理論的最適エネルギ変換効率を示す条件を明らかにし、水槽実験によってこれを確認したが、さらに入射波エネルギレベルの変動にもかかわらず最大エネルギ変換のできる条件を求め、最大エネルギ変換制御の可能性を論じている。

第2章では、まず、多浮体型システムの基礎として単一対称浮体による変換システムに対する運動方程式を導き、上下と回転運動により100%の変換効率が得られることを確認し、そのための条件を検討した。

第3章では、n個の独立に配置した浮体群に波が入射したときに、各浮体に入射する波の一般式を求め、第4章、第5章でWECS-3，WECS-2に対する理論特性の検討を行なった。まず、パラメータ依存性を調べることにより、浮体間距離はあまり長くしない方が高い変換効率を示す周波数領域がフラットな特性が得られること、必ず最適なダンパ係数が存在することが明らかになった。また、入射波に対して前方に位置する浮体よりも後方に位置する浮体を大きくすることにより、非常に効率特性の良いシステムを得ることができることを見出したが、浮体形状の選定はかなり重要であると言える。さらに、システムの全透過波が広い周波数範囲にわたって低くなるため、エネルギ変換器としてばかりではなく消波装置としての性能もすぐれていると言える。

第6章では、多浮体型システムの中で最も簡単な構成であるWECS-2についての水槽実験の結果について論じた。この場合、機械的エネルギに変換されたエネルギ量を計測するエネルギ変換部の構成が重要であるが、

本論文では、往復回転式オイルダンパとトルクモータを利用した装置の2種類を使用した。後者の装置は、正確に制動をかけ、その制動力を精度よく計測し、かつ制動力を容易に変更することができ、波浪エネルギ変換器の水槽実験用に適しているだけではなく、その他の小規模な変動動力計測用としても利用できるものである。また、後者の装置とマイクロコンピュータAP990を利用することにより、得られたデータの処理を同時に行なうことが可能になった。ただし、トルクモータを搭載する場合、装置の重量がかなり重いために、浮体の安定性も考えて浮体下部に取付ける必要が生じ、連結点が水面下かなり低い位置となった。そこで、理論的にその連結点の位置による特性の影響を検討した。それにより、R浮体の連結点の位置により回転運動が大きく変わり、取付け位置によってはR浮体の運動によるエネルギ変換がほとんど行なわれない場合が生ずることがわかった。したがって、R浮体の連結点は水線上かあるいは浮体下部に配置する必要がある。L浮体の場合には、連結点を浮体下部に取付ける程大きく回転するが、透過波が増加し変換効率が下がるため、できるだけ水線上付近に置くべきである。次に、いくつかのWECS-2について水槽実験を行なった結果、R浮体の挙動はほぼ理論で推定できるが、L浮体における変換効率について理論と実験に差がみられた。この付近において、浮体間における波の干渉の効果が理論と実験とでは異なるためと考えられ、さらに検討の余地があると思われる。しかしながら、装置が非常に高い変換効率を有することや消波性能もすぐれていることなどが確認できた。

第7章では、入射波の振幅が変動する場合のシステムの特性を論じた。単一浮体システムや多浮体型システムを含め、浮体の運動を利用してエ

ネルギ変換を行なうシステムでは、最適エネルギ変換を考慮すると、入射波振幅の増加に伴い浮体の運動も大きくなるため、装置の実現性や安全性を考えれば、当然何らかの対策を講じなければならない。そこで、浮体の運動を抑制し、同時にその制約のなかで入射波のエネルギを最大に変換するように、エネルギ変換部のダンパ係数を調整することを試みた。その結果、入射波の振幅が増加して浮体の運動振幅がある上限値に達してから以降は、その上限値をほぼ保つようにダンパ係数を制御することが最大エネルギ変換を行なうためには必要であることが明らかになった。

第8章では、不規則波を入力したときのWECS-2の特性を調べ、実際のシステムの規模や波浪エネルギ変換システムの利用価値や問題について論じた。

謝　辞

本研究の遂行にあたり、終始懇切な御指導をいただきました増淵正美教授に心から感謝致します。また、貴重な資料、計算プログラムを提供していただいた中村彰一教授、水槽の使用に対して数々の御便宜をはかって下さった椹木亨教授、さらに本研究に対し適切な御意見をいただきました赤木新介教授、三宅裕教授に深謝致します。

また、本研究に対して適切な御助言をいただいた産業機械工学科嘉納秀明助教授、さらに、実験に対して便宜をはかっていただいた土木工学科後野正雄助手、一宮孝信技官に厚く御礼申し上げます。

さらに、本研究の計算や実験の面で多大な貢献を得た桜井努氏（現神戸製鋼）、大西寛二氏（現石川島播磨重工）、松村清一氏（現日立製作所）、小田晃一氏（大阪大学大学院）、ならびに適切な御意見をいただいた伊藤皓氏（現大日本インキ）、古荘純次助教授（岐阜大学）、加藤誠助手、川田誠一助手ならびに関係各位に深く感謝します。

また、本研究は昭和57年度文部省科学研究費（試験研究）および昭和58年度科学研究費（一般B）を受けたことを付記し、謝意を表します。

参考文献

1) J.M.Leishman and G.Scobie (ed.);The Development of Wave Power A Techno-Economic Study,Department of Industry, National Engineering Laboratory,1976

2) B.Count (ed.);Power from Sea Waves,Academic Press,1980

3) The International Symposium on Wave and Tidal Energy, Univ. of Kent,England,1978

4) First Symposium on Wave Energy Utilization,Chalmers Univ. of Technology,Gothenburg,Sweden,1979

5) Second International Symposium on Wave and Tidal Energy, Cambridge,England,1981

6) Second International Symposium on Wave Energy Utilization, The Norwegian Institute of Technology,Trondheim,Norway, 1982

7) 日本造船学会、海洋工学委員会性能分科会；波浪エネルギー利用の文献概要集、1982

8) 本間、黒木、梶川；海洋エネルギー読本、オーム社、1980

9) Girard,French Patent 349,1799

10) A.W.Stahl;The Utilization of the Power of Ocean Waves, Trans. ASME,13,1892

11) 増淵；波浪エネルギ利用と計測制御技術、システムと制御、vol.27、no.10、1983、p615-624

12) 前田、木下；波浪発電、生産研究、vol.31、no.11、1979、p717-726

13) S.H.Salter;Wave Power,Nature,vol.249,1974

14) 別所；浮遊式消波装置のFeasibility Study；日本造船学会試験水槽委員会第2部会資料、1973

15) 別所；波力利用消波方法、特許公報、昭53-26266、1978

16) 山本；1附加力学系による波エネルギ吸収、関西造船協会誌、vol.184、1982、p45-49

17) D.V.Evans;A Theory for Wave-Power Absorption by Oscillating Bodies,J.Fluid Mech.,vol.77,1976,p1-25

18) K.Budal and J.Falnes;A Resonant Point Absorption of Ocean Wave Power,Nature,vol.256,no.257,1975

19) M.A.Srokosz and D.V.Evans;A Theory for Wave-Power Absorption by Two Independently Oscillating Bodies, International Symposium on WAVE TIDAL ENERGY,1978

20) 前田、田中、岩瀬；波浪発電装置に関する基礎的研究（その１）、日本造船学会論文集、第146号、1979

21) 田中、前野；非対称形状浮体を用いた波力吸収装置の特性（第３報 上下運動形浮体の特性計算）、日本機械学会講演論文集、No.800-17、1980、p238-240

22) 田中；非対称形状浮体を用いた波力吸収装置の特性（第４報 不規則波中の性能予測と動力の平滑化）、日本機械学会講演論文集、No.810-6、1981、p108-110

23) N.A.Tornqvist;Theoretical Analysis of Some Simple Wave Power Devises,ENERGY RESEARCH,vol.2,1978

24) M.Masubuchi and Y.Shinimiya;Dynamic Analysis of Ocean Wave Energy Converter with Multiple-Floating Bodies, Bull.of the JSME,vol.24,no.197,1981

25) 小林、中川；複合浮体型波浪発電に関する基礎研究、日本造船学会論文集、第152号、1982

26) 高木；造波理論、阪大大学院講義資料、1979

27) N.E.Kochin;SNAMW.Tech.Res.Bell.(English Translation), no.1-9,1952

28) M.Bessho;Scientific and Engineering Reports of the Defence Academy(in Japanese),vol.3,no.1,1965

29) J.N.Newman;The Exciting Forces on Fixed Bodies in Waves, J.Ship of Res.,no.6,1962,p10-17

30) F.Ursell;On the Heaving Motion of a Circular Cylinder on the Surface of a Fluid,Q.J.Mech. and Appl.Math.,1949

31) F.Ursell;On the Rolling Motion of Cylinders in the Surface of a Fluid,Q.J.Mech. and Appl.Math.,1949

32) 田才；船の上下動揺ならびに縦動揺に於ける減衰力及び付加質量について、造船協会論文集、第105号、1959

33) 田才；水面に浮かんだ柱状体の左右揺れによって生ずるHydro-dynamic ForceおよびMoment、造船協会論文集、第110号、1961

34) 川谷；多浮体リンク連結型波浪エネルギ変換装置の周波数特性、昭和55年度修士論文、1981

35) 大楠；Multiful Shipの波の中の運動について、西部造船学会会報、第40号、1970

36) R.Kawatani and M.Masubuchi;Theoretical Analysis of Wave Energy Converter Consisting of Three Floating Bodies,Bull.of the JSME,vol.26,no.214,1983,p667-674

37) 志水；システム制御と数理計画法、コロナ社、1975

38) 津田；モンテカルロ法とシミュレーション〈改訂版〉、培風館、1978

39) 沖野、佐々木；モンテカルロ積分を利用した多峰性関数の各峰分離—多峰性極値探索問題の解法、計測自動制御学会論文集、vol.8 no.6

40) M.Masubuchi and R.Kawatani;Frequency Response Analysis of an Ocean Wave Energy Converter,Trans.ASME J.-DSMC,104,1,1983,p30-38

41) 川谷、増淵；2浮体型波浪エネルギ変換装置の運動モードとエネルギ吸収効率、第25回自動制御連合講演会、1982、p421-422

42) 矢田；機械計測学、共立出版、1972

43) 伊丹；動力測定、海文堂、1983

44) 川谷、桜井、増淵；トルクフィードバック方式による変動動力の一測定法——波浪エネルギ変換器のエネルギ変換量の測定——、計測自動制御学会論文集投稿中

45) 桜井；2浮体型波浪エネルギ吸収の周波数特性測定実験、昭和57年度修士論文、1983

46) 大西；2浮体型波浪エネルギ変換装置の基礎研究、昭和57年度特別研究、1983

47) 川谷、増淵；2浮体型波浪エネルギ変換システムの動特性に対する実験的検討、日本機械学会論文集投稿予定

48) M.Masubuchi and R.Kawatani;Feasibility of Maximum Energy Converting Control of an Ocean Wave Energy Converter, 1984 ACC. に投稿中

49) 本間、林；続水理学、丸善、1980

記号表

A	入射波振幅
$\bar{A}\ (=A/B)$	無次元化した入射波振幅
A_c, $\bar{A}_c$	浮体の運動振幅が制限値に達する入射波振幅
$a(x)$	水面変位
$a_1, a_2, \cdots, a_R, a_L$	浮体の反射係数
$B, B_1, B_2, B_3, B_R, B_L$	浮体の水線幅
$b_1, b_2, \cdots, b_R, b_L$	浮体の透過係数
C, C_R, C_L	浮体と連結棒の連結点の位置
D, D_1, D_R, D_L	喫水
E	システムにより単位幅、単位時間あたりに変換されたエネルギ
$E(\bar{A})$	$\bar{A}$ の振幅を持つ入射波の有するエネルギ
F_{ij}, f_{ij}	動圧 P_i により浮体の j モードの運動に及ぼす強制力
F_j	入射波により j モード方向に受ける力およびモーメント
f_{ijc}, f_{ijs}	f_{ij} の実数部と虚数部 $(f_{ij} = f_{ijc} + i f_{ijs})$
$G(x, y; x', y')$	グリーン関数
g	重力加速度
$H_j^{\pm k}(\kappa)$	Kochin 関数
$H_{\frac{1}{3}}$	有義波高
$H_0\ (=B/2D)$	半幅深さ比
h	メタセンタの高さ
I、I_R、I_L	連結棒の慣性モーメント
$I(t)$、I_R、I_L	トルクモータへの供給電流

$i\ (=\sqrt{-1})$	虚数単位
k_2、k_3	浮体の上下、回転方向に対する復元力係数
k_R、k_H、k_2、k_3	外部負荷系のバネ定数
k, k_R、k_L	比例定数
ℓ、ℓ_1、ℓ_2、$\cdots$	浮体間距離
M、M_3	浮体の単位長さあたりの質量と慣性モーメント
M_1、M_2	連結棒の質量
$[M_{ij}]$、$[\bar{M}_{ij}]$	9×9、7×7複素行列
m_R、m_L	連結棒の質量
$[m_{ij}]$、$[\bar{m}_{ij}]$	6×6、5×5複素行列
$n\ (=B_L/B_R)$、$n_1\ (=B_2/B_1)$、$n_2\ (=B_3/B_1)$	水線幅比
$[N_i]$、$[\bar{N}_i]$	9×1、7×1複素ベクトル
$[n_i]$、$[\bar{n}_i]$	6×1、5×1複素ベクトル
P_1、$\cdots$、P_4	浮体を連結することにより生ずる拘束力
P_f	入射波周期
p_i	浮体に働く入射波による圧力
Q_1、$\cdots$、Q_4	浮体を連結することにより生ずる拘束力
R	システムの全反射波
r	回転半径
S_0	浮体の水面下断面積
$S(\omega)$	不規則波の波スペクトル
T	システムの全透過波
T_t	トルクモータより発生するトルク
$T_{\frac{1}{3}}$	有義波周期

t	時間
Δt	サンプリング時間
$V(t)$	タコジェネレータの出力電圧
W	変換エネルギ量
X	浮体の左右方向の運動振幅
X_j、$\hat{X}_j$	浮体の運動振幅
X_4、X_4^R、X_4^L	連結棒の回転振幅
$\bar{X}$	浮体の運動振幅
$\angle X_3$	入射波の位相を基準とした浮体の回転運動の位相
x、x_1、x_2、$\cdots$	座標
x	浮体の左右運動
Y	浮体の上下方向の運動振幅
$\bar{Y}$	浮体の運動振幅
Y_{max}	上下運動の振幅制限値
y	座標、浮体の上下運動
Z	浮体の回転方向の運動振幅
Z_{max}	回転運動の振幅制限値
z	浮体の回転運動
$\alpha = a_R a_L e^{-i2\kappa\ell}$	
$\delta_{i,j}$	デルタ関数
ε_0^d、ε_1^d、$\cdots$	Diffraction 問題における各浮体に入射する入射波振幅
$\varepsilon_0^{k,j}$、$\varepsilon_1^{k,j}$、$\cdots$	Radiation 問題における各浮体に入射する入射波振幅
η	一次変換効率

$\bar{\eta}$	平均効率
η_{max}	最大効率
$\eta(\omega)$、$\eta(\xi_D)$	周波数 ω、ξ_D の入射波に対する効率
$\kappa\ (=\omega^2/g)$	波数
μ	外部負荷系のダンパ係数
μ_{opt}	最適ダンパ係数
$\xi_B = \omega^2 B/2g$	
$\xi_D\ (=\omega^2 D/g)$	無次元波周波数
$\xi_{D1} = (2\pi)^2 D/(g T_{\frac{1}{3}}^2)$	
ξ_{D0}	同調周波数
ρ	流体密度
$\sigma\ (=S_0/BD)$	断面積係数
$\Phi(x,y,t)$、$\varphi(x,y)$	流れの場を表わす速度ポテンシャル
φ_0	入射波の運動を表わす速度ポテンシャル
φ_1、φ_2、φ_3	浮体の左右、上下、回転運動による発散波ポテンシャル
φ_4	物体が存在するための入射波の散乱によるポテンシャル
Φ_0、$\cdots$、Φ_4	$\varphi_0 \sim \varphi_4$ に対応した正規化された速度ポテンシャル
ω	入射波角周波数
ω_0	基準周波数
$\dot{\theta}(t)$、$\dot{\theta}_R$、$\dot{\theta}_L$	浮体と連結棒の相対回転角速度

添字

θ; h; R、L	浮体の種類を表わす
j	運動モード
$'$	無次元量を表わす

Appendix A

A-1 Diffraction 問題と Radiation 問題

Fig. 4.2(a) に示すシステムに対して、各問題における入射波を Fig. A.1 Fig. A.2 のように定め 3 章の結果を適用すると、各浮体に入射する波は以下のようになる。

(3·5)、(3·13) 式より

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1^{1,1} & \varepsilon_1^{1,2} & \varepsilon_1^{1,3} & \varepsilon_1^{2,1} & \varepsilon_1^{2,2} & \varepsilon_1^{2,3} & \varepsilon_1^{3,1} & \varepsilon_1^{3,2} & \varepsilon_1^{3,3} & \varepsilon_1^{d} \\ \varepsilon_2^{1,1} & \varepsilon_2^{1,2} & \varepsilon_2^{1,3} & \varepsilon_2^{2,1} & \varepsilon_2^{2,2} & \varepsilon_2^{2,3} & \varepsilon_2^{3,1} & \varepsilon_2^{3,2} & \varepsilon_2^{3,3} & \varepsilon_2^{d} \\ \varepsilon_3^{1,1} & \varepsilon_3^{1,2} & \varepsilon_3^{1,3} & \varepsilon_3^{2,1} & \varepsilon_3^{2,2} & \varepsilon_3^{2,3} & \varepsilon_3^{3,1} & \varepsilon_3^{3,2} & \varepsilon_3^{3,3} & \varepsilon_3^{d} \\ \varepsilon_4^{1,1} & \varepsilon_4^{1,2} & \varepsilon_4^{1,3} & \varepsilon_4^{2,1} & \varepsilon_4^{2,2} & \varepsilon_4^{2,3} & \varepsilon_4^{3,1} & \varepsilon_4^{3,2} & \varepsilon_4^{3,3} & \varepsilon_4^{d} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} -a_1 & e^{i\kappa l_1} & 0 & 0 \\ e^{i\kappa l_1} & -a_2 & -b_2 & 0 \\ 0 & -b_2 & -a_2 & e^{i\kappa l_2} \\ 0 & 0 & e^{i\kappa l_2} & -a_3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} i\kappa H_1^{-1} & i\kappa H_2^{-1} & i\kappa H_3^{-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & b_1 \\ 0 & 0 & 0 & i\kappa H_1^{+2} & i\kappa H_2^{+2} & i\kappa H_3^{+2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i\kappa H_1^{-2} & i\kappa H_2^{-2} & i\kappa H_3^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & i\kappa H_1^{+3} & i\kappa H_2^{+3} & i\kappa H_3^{+3} & 0 \end{bmatrix}$$

$$= i2\xi_B \begin{bmatrix} -a_1 & e^{i2\xi_B l_1'} & 0 & 0 \\ e^{i2\xi_B l_1'} & -a_2 & -b_2 & 0 \\ 0 & -b_2 & -a_2 & e^{i2\xi_B l_2'} \\ 0 & 0 & e^{i2\xi_B l_2'} & -a_3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} -H_1^{+'1} & H_2^{+'1} & -B_1 H_3^{+'1} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

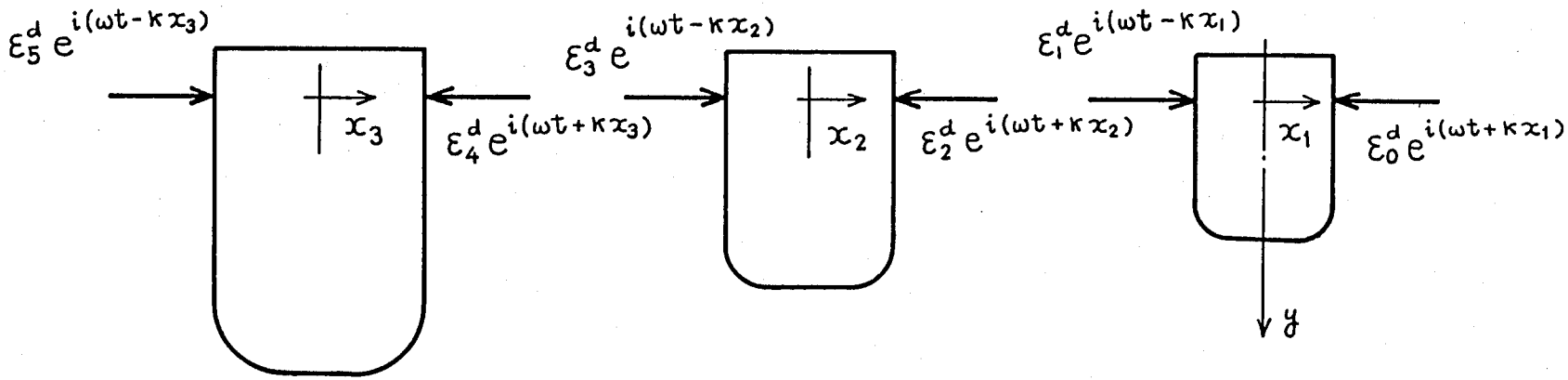


Fig.A.1 Diffraction Problem

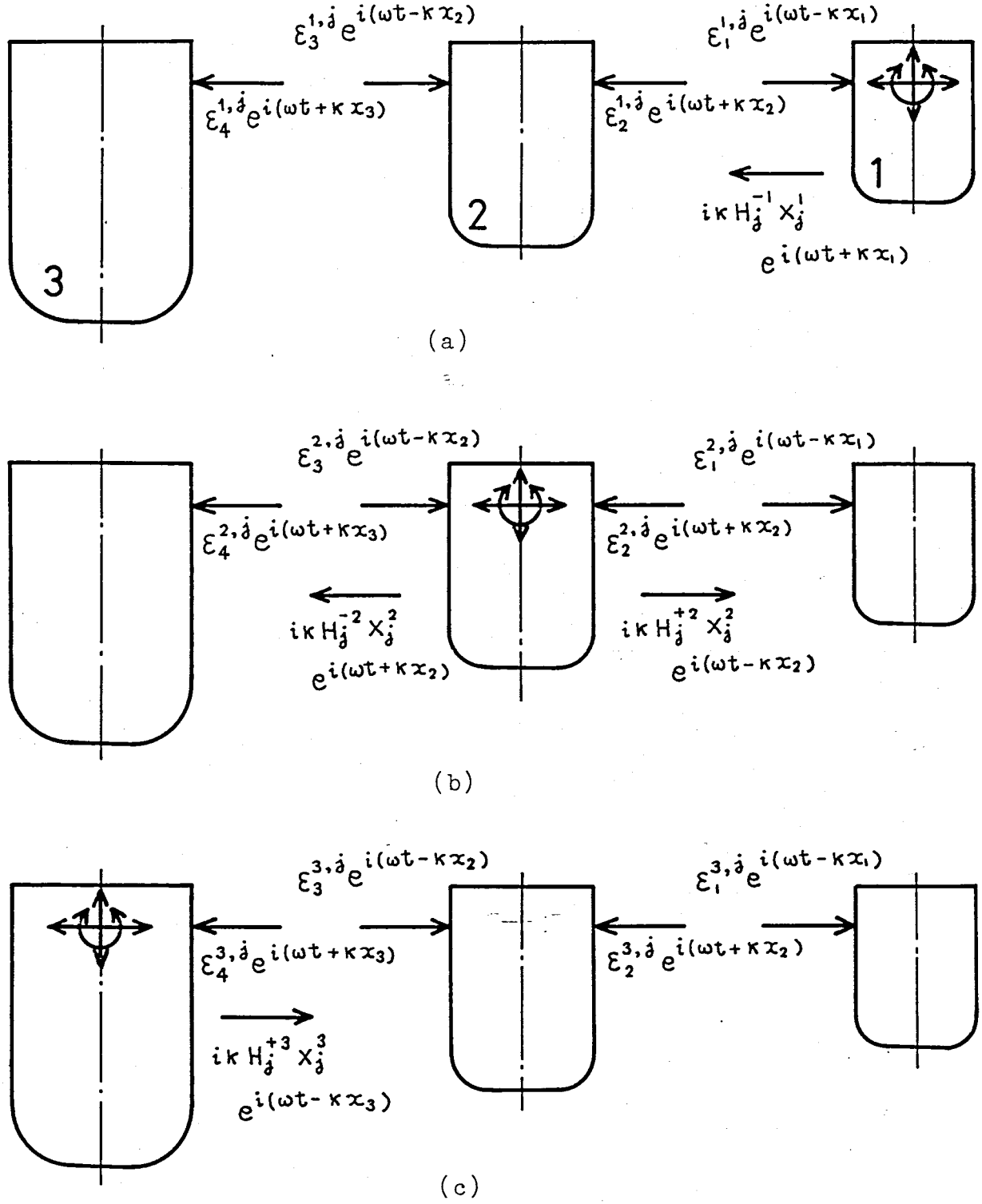


Fig.A.2 Radiation Problem

$$
\begin{matrix}
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
n_1 H_1^{+\prime 2} & n_1 H_2^{+\prime 2} & n_1 B_2 H_3^{+\prime 2} & 0 & 0 & 0 \\
-n_1 H_1^{+\prime 2} & n_1 H_2^{+\prime 2} & -n_1 B_2 H_3^{+\prime 2} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & n_2 H_1^{+\prime 3} & n_2 H_2^{+\prime 3} & n_2 B_3 H_3^{+\prime 3}
\end{matrix}
\begin{bmatrix}
b_1/i2\xi_B \\ 0 \\ 0 \\ 0
\end{bmatrix}
$$

$$
=i2\xi_B\left[C_{ij}\right] \qquad (i=1,\cdots,4;j=1,\cdots,10) \qquad (A.1)
$$

ただし、

$$
\xi_B=\omega^2 B_1/(2g)\ ,\ n_1=B_2/B_1\ ,\ n_2=B_3/B_1
$$

$$
l_1'=l_1/B_1\ ,\ l_2'=l_2/B_1\ ,\ H_j^{+\prime\theta}=H_j^{+\theta}/B_\theta \qquad (j=1,2;\theta=1,2,3)
$$

$$
H_3^{+\prime\theta}=H_3^{+\theta}/B_\theta^2 \qquad (\theta=1,2,3)
$$

B_θ：θ浮体の水線幅 (A.2)

ここで、(A.1)式においてRadiation問題を考える場合、強制動揺させる浮体の振幅は1として(3·13)式を用いている。

A-2　3個の浮体を独立に配置したときの基礎式

A-1の結果から、単位振幅の波が入射したときに各浮体に入射する波は次式のようになる。

◎浮体1

$$
e^{i(\omega t+\kappa x_1)}+(\varepsilon_1^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_1^{1,j}X_j^1+\varepsilon_1^{2,j}X_j^2+\varepsilon_1^{3,j}X_j^3))e^{i(\omega t-\kappa x_1)}
$$

◎浮体2

$$(\varepsilon_2^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_2^{1,j}X_j^1+\varepsilon_2^{2,j}X_j^2+\varepsilon_2^{3,j}X_j^3))e^{i(\omega t+\kappa x_2)}$$
$$+(\varepsilon_3^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_3^{1,j}X_j^1+\varepsilon_3^{2,j}X_j^2+\varepsilon_3^{3,j}X_j^3))e^{i(\omega t-\kappa x_2)}$$

◎浮体3

$$(\varepsilon_4^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_4^{1,j}X_j^1+\varepsilon_4^{2,j}X_j^2+\varepsilon_4^{3,j}X_j^3))e^{i(\omega t+\kappa x_3)} \tag{A.3}$$

Haskindの公式から、各浮体のj'モード方向に作用する力 $F_{j'}^{\theta}(j'=1,2,3;\theta=1,2,3)$ は

$$F_{j'}^1=-\rho gH_{j'}^{+1}-\rho gH_{j'}^{-1}(\varepsilon_1^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_1^{1,j}X_j^1+\varepsilon_1^{2,j}X_j^2+\varepsilon_1^{3,j}X_j^3))$$
$$F_{j'}^2=-\rho gH_{j'}^{+2}(\varepsilon_2^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_2^{1,j}X_j^1+\varepsilon_2^{2,j}X_j^2+\varepsilon_2^{3,j}X_j^3))$$
$$-\rho gH_{j'}^{-2}(\varepsilon_3^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_3^{1,j}X_j^1+\varepsilon_3^{2,j}X_j^2+\varepsilon_3^{3,j}X_j^3))$$
$$F_{j'}^3=-\rho gH_{j'}^{+3}(\varepsilon_4^d+\sum_{j=1}^{3}(\varepsilon_4^{1,j}X_j^1+\varepsilon_4^{2,j}X_j^2+\varepsilon_4^{3,j}X_j^3)) \tag{A.4}$$

で与えられる。そこで(A.4)式を(4·1)式に代入して行列方程式の形にまとめると次式のようになる。

$$\left[M_{ij}\right]\left[X_1^1\ X_2^1\ X_3^1\ X_1^2\ X_2^2\ X_3^2\ X_1^3\ X_2^3\ X_3^3\right]^T=\left[N_i\right] \tag{A.5}$$
$$(i,j=1,\cdots,9)$$

ここで $[M_{ij}],[N_i]$ はそれぞれ9×9、9×1複素行列であり、その要素 M_{ij} と N_i は次のとおりである。ただし、式が繁雑となるので無次元量をあらわす′は省略する。

$M_{11}=D_1^1-iH_1^{+1}C_{11}$　$M_{21}=iH_2^{+1}C_{11}$　$M_{31}=D_{13}^1-iH_3^{+1}C_{11}$

$M_{12}=-iH_1^{+1}C_{12}$　$M_{22}=D_2^1+iH_2^{+1}C_{12}$　$M_{32}=-iH_3^{+1}C_{12}$

$M_{13}=D_{13}^1-iH_1^{+1}C_{13}$　$M_{23}=iH_2^{+1}C_{13}$　$M_{33}=D_3^1-iH_3^{+1}C_{13}$

$M_{14}=-iH_1^{+1}C_{14}$　$M_{24}=iH_2^{+1}C_{14}$　$M_{34}=-iH_3^{+1}C_{14}$

$M_{15}=-iH_1^{+1}C_{15}$ $M_{25}=iH_2^{+1}C_{15}$ $M_{35}=-iH_3^{+1}C_{15}$

$M_{16}=-iH_1^{+1}C_{16}$ $M_{26}=iH_2^{+1}C_{16}$ $M_{36}=-iH_3^{+1}C_{16}$

$M_{17}=-iH_1^{+1}C_{17}$ $M_{27}=iH_2^{+1}C_{17}$ $M_{37}=-iH_3^{+1}C_{17}$

$M_{18}=-iH_1^{+1}C_{18}$ $M_{28}=iH_2^{+1}C_{18}$ $M_{38}=-iH_3^{+1}C_{18}$

$M_{19}=-iH_1^{+1}C_{19}$ $M_{29}=iH_2^{+1}C_{19}$ $M_{39}=-iH_3^{+1}C_{19}$

$M_{41}=iH_1^{+2}(C_{21}-C_{31})$ $M_{51}=iH_2^{+2}(C_{21}+C_{31})$ $M_{61}=iH_3^{+2}(C_{21}-C_{31})$

$M_{42}=iH_1^{+2}(C_{22}-C_{32})$ $M_{52}=iH_2^{+2}(C_{22}+C_{32})$ $M_{62}=iH_3^{+2}(C_{22}-C_{32})$

$M_{43}=iH_1^{+2}(C_{23}-C_{33})$ $M_{53}=iH_2^{+2}(C_{23}+C_{33})$ $M_{63}=iH_3^{+2}(C_{23}-C_{33})$

$M_{44}=D_1^2+iH_1^{+2}(C_{24}-C_{34})$ $M_{54}=iH_2^{+2}(C_{24}+C_{34})$ $M_{64}=D_{13}^2+iH_3^{+2}(C_{24}-C_{34})$

$M_{45}=iH_1^{+2}(C_{25}-C_{35})$ $M_{55}=D_2^2+iH_2^{+2}(C_{25}+C_{35})$ $M_{65}=iH_3^{+2}(C_{25}-C_{35})$

$M_{46}=D_{13}^2+iH_1^{+2}(C_{26}-C_{36})$ $M_{56}=iH_2^{+2}(C_{26}+C_{36})$ $M_{66}=D_3^2+iH_3^{+2}(C_{26}-C_{36})$

$M_{47}=iH_1^{+2}(C_{27}-C_{37})$ $M_{57}=iH_2^{+2}(C_{27}+C_{37})$ $M_{67}=iH_3^{+2}(C_{27}-C_{37})$

$M_{48}=iH_1^{+2}(C_{28}-C_{38})$ $M_{58}=iH_2^{+2}(C_{28}+C_{38})$ $M_{68}=iH_3^{+2}(C_{28}-C_{38})$

$M_{49}=iH_1^{+2}(C_{29}-C_{39})$ $M_{59}=iH_2^{+2}(C_{29}+C_{39})$ $M_{69}=iH_3^{+2}(C_{29}-C_{39})$

$M_{71}=iH_1^{+3}C_{41}$ $M_{81}=iH_2^{+3}C_{41}$ $M_{91}=iH_3^{+3}C_{41}$

$M_{72}=iH_1^{+3}C_{42}$ $M_{82}=iH_2^{+3}C_{42}$ $M_{92}=iH_3^{+3}C_{42}$

$M_{73}=iH_1^{+3}C_{43}$ $M_{83}=iH_2^{+3}C_{43}$ $M_{93}=iH_3^{+3}C_{43}$

$M_{74}=iH_1^{+3}C_{44}$ $M_{84}=iH_2^{+3}C_{44}$ $M_{94}=iH_3^{+3}C_{44}$

$M_{75}=iH_1^{+3}C_{45}$ $M_{85}=iH_2^{+3}C_{45}$ $M_{95}=iH_3^{+3}C_{45}$

$M_{76}=iH_1^{+3}C_{46}$ $M_{86}=iH_2^{+3}C_{46}$ $M_{96}=iH_3^{+3}C_{46}$

$M_{77}=D_1^3+iH_1^{+3}C_{47}$ $M_{87}=iH_2^{+3}C_{47}$ $M_{97}=D_{13}^3+iH_3^{+3}C_{47}$

$M_{78}=iH_1^{+3}C_{48}$ $M_{88}=D_2^3+iH_2^{+3}C_{48}$ $M_{98}=iH_3^{+3}C_{48}$

$M_{79}=D_{13}^3+iH_1^{+3}C_{49}$ $M_{89}=iH_2^{+3}C_{49}$ $M_{99}=D_3^3+iH_3^{+3}C_{49}$

$$N_1=-H_1^{+1}/2\xi_B+iH_1^{+1}C_{1,10} \qquad N_4=-iH_1^{+2}(C_{2,10}-C_{3,10})$$
$$N_2=-H_2^{+1}/2\xi_B-iH_2^{+1}C_{1,10} \qquad N_5=-iH_2^{+2}(C_{2,10}+C_{3,10})$$
$$N_3=-H_3^{+1}/2\xi_B+iH_3^{+1}C_{1,10} \qquad N_6=-iH_3^{+2}(C_{2,10}-C_{3,10})$$

$$N_7=-iH_1^{+3}C_{4,10}$$
$$N_8=-iH_2^{+3}C_{4,10}$$
$$N_9=-iH_3^{+3}C_{4,10} \tag{A.6}$$

上式において、各浮体の回転振幅 X_3^1 , X_3^2 , X_3^3 は次のように無次元化した。

$$B_1X_3^1 \rightarrow X_3^1 \ , \ B_2X_3^2 \rightarrow X_3^2 \ , \ B_3X_3^3 \rightarrow X_3^3 \tag{A.7}$$

A-3　WECS-3に対する基礎式

Fig. 4.2(a)のシステムを連結棒で連結することによりWECS-3が得られるので、浮体の各運動には(4·3)式のような拘束が加わる。連結棒の質量は0として考えるので、連結棒に対しては(4·6)式の無次元化されたつりあい条件が成り立つ。これらをまとめたのが(4·9)式であるが、複素行列$[\overline{M}_{ij}]$、$[\overline{N}_i]$の各要素は以下に示すとおりである。

$$\overline{M}_{11}=M_{11}+M_{14}+M_{17}+n_1^2(M_{41}+M_{44}+M_{47})+n_2^2(M_{71}+M_{74}+M_{77})$$
$$\overline{M}_{12}=M_{12}+M_{15}+M_{18}+n_1^2(M_{42}+M_{45}+M_{48})+n_2^2(M_{72}+M_{75}+M_{78})$$
$$\overline{M}_{13}=M_{16}+n_1^2M_{46}+n_2^2M_{76}$$
$$\overline{M}_{14}=M_{13}+n_1^2M_{43}+n_2^2M_{73}$$
$$\overline{M}_{15}=M_{19}+n_1^2M_{49}+n_2^2M_{79}$$
$$\overline{M}_{16}=l_1(M_{12}+n_1^2M_{42}+n_2^2M_{72})$$
$$\overline{M}_{17}=-l_2(M_{18}+n_1^2M_{48}+n_2^2M_{78})$$

$\overline{M}_{21}=M_{31}+M_{34}+M_{37}$ $\overline{M}_{31}=M_{61}+M_{64}+M_{67}$ $\overline{M}_{41}=M_{91}+M_{94}+M_{97}$

$\overline{M}_{22}=M_{32}+M_{35}+M_{38}$ $\overline{M}_{32}=M_{62}+M_{65}+M_{68}$ $\overline{M}_{42}=M_{92}+M_{95}+M_{98}$

$\overline{M}_{23}=M_{36}$ $\overline{M}_{33}=M_{66}+i(\mu_2+\mu_3)$ $\overline{M}_{43}=M_{96}$

$\overline{M}_{24}=M_{33}+i\mu_1$ $\overline{M}_{34}=M_{63}$ $\overline{M}_{44}=M_{93}$

$\overline{M}_{25}=M_{39}$ $\overline{M}_{35}=M_{69}$ $\overline{M}_{45}=M_{99}+i\mu_4$

$\overline{M}_{26}=M_{32}l_1-i\mu_1$ $\overline{M}_{36}=l_1M_{62}-in_1\mu_2$ $\overline{M}_{46}=l_1M_{92}$

$\overline{M}_{27}=-l_2M_{38}$ $\overline{M}_{37}=-l_2M_{68}-in_1\mu_3$ $\overline{M}_{47}=-l_2M_{98}-in_2\mu_4$

$$\overline{M}_{51}=M_{21}+M_{24}+M_{27}+n_1^2(M_{51}+M_{54}+M_{57})+n_2^2(M_{81}+M_{84}+M_{87})$$
$$\overline{M}_{52}=M_{22}+M_{25}+M_{28}+n_1^2(M_{52}+M_{55}+M_{58})+n_2^2(M_{82}+M_{85}+M_{88})$$
$$\overline{M}_{53}=M_{26}+n_1^2M_{56}+n_2^2M_{86}$$
$$\overline{M}_{54}=M_{23}+n_1^2M_{53}+n_2^2M_{83}$$
$$\overline{M}_{55}=M_{29}+n_1^2M_{59}+n_2^2M_{89}$$
$$\overline{M}_{56}=l_1(M_{22}+n_1^2M_{52}+n_2^2M_{82})$$
$$\overline{M}_{57}=-l_2(M_{28}+n_1^2M_{58}+n_2^2M_{88})$$

$$\overline{M}_{61}=M_{21}+M_{24}+M_{27}$$
$$\overline{M}_{62}=M_{22}+M_{25}+M_{28}$$
$$\overline{M}_{63}=M_{26}-i\mu_2n_1^3/l_1$$
$$\overline{M}_{64}=M_{23}-i\mu_1/l_1$$
$$\overline{M}_{65}=M_{29}$$
$$\overline{M}_{66}=l_1M_{22}+i\mu_1/l_1+i\mu_2n_1^4/l_1$$
$$\overline{M}_{67}=-l_2M_{28}$$

$$\overline{M}_{71}=M_{81}+M_{84}+M_{87}$$
$$\overline{M}_{72}=M_{82}+M_{85}+M_{88}$$
$$\overline{M}_{73}=M_{86}+i\mu_3n_1^3/(l_2n_2^2)$$
$$\overline{M}_{74}=M_{83}$$

$$\bar{M}_{75}=M_{89}+i\mu_4 n_2/l_2$$
$$\bar{M}_{76}=l_1 M_{82}$$
$$\bar{M}_{77}=-(l_2 M_{88}+i\mu_3 n_1^4/(l_2 n_2^2)+i\mu_4 n_2^2/l_2)$$

$$\bar{N}_1=N_1+n_1^2 N_4+n_2^2 N_7$$
$$\bar{N}_2=N_3$$
$$\bar{N}_3=N_6$$
$$\bar{N}_4=N_9$$
$$\bar{N}_5=N_2+n_1^2 N_5+n_2^2 N_8$$
$$\bar{N}_6=N_2$$
$$\bar{N}_7=N_8 \qquad \text{(A.8)}$$

Appendix B

B-1 Diffraction 問題と Radiation 問題

Fig.B.1(a) に示すシステムに対して n=2 として 3 章の結果を適用すると以下のようになる。

(A) Diffraction 問題 (Fig.B.1(b))

$$\varepsilon_1^d=\frac{a_L b_R e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha}\ ,\quad \varepsilon_2^d=\frac{b_R e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} \tag{B.1}$$

ここで

$$\alpha=a_R a_L e^{-i2\kappa l} \tag{B.2}$$

(B) Radiation 問題 (Fig.B.1(c) ,(d))

$$\varepsilon_1^{1,j}=\frac{i\kappa a_L H_j^{-R} X_j^R e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha}\ ,\quad \varepsilon_2^{1,j}=\frac{i\kappa H_j^{-R} X_j^R e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} \tag{B.3}$$

$$\varepsilon_1^{2,j}=\frac{i\kappa H_j^{+L} X_j^L e^{-i\kappa l}}{1-\alpha}\ ,\quad \varepsilon_2^{2,j}=\frac{i\kappa a_R H_j^{+L} X_j^L e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha} \tag{B.4}$$

B-2　2個の浮体を独立に配置したときの基礎式

B-1 の結果から、システムに単位振幅の波が入射したとき、浮体 R および L に入射する全入射波は次式となる。ただし、それぞれの浮体の回転は水面下 C_R、C_L の位置を中心として行なうとする。

$$\begin{aligned} &e^{i(\omega t+\kappa x_1)}+\frac{a_L b_R e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha}e^{i(\omega t-\kappa x_1)} \\ &+\sum_{j=1}^{3} i\kappa\frac{a_L e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha}H_j^{-R}\hat{X}_j^R e^{i(\omega t-\kappa x_1)} \\ &+\sum_{j=1}^{3} i\kappa\frac{e^{-i\kappa l}}{1-\alpha}H_j^{+L}\hat{X}_j^L e^{i(\omega t-\kappa x_1)} \end{aligned} \tag{B.5}$$

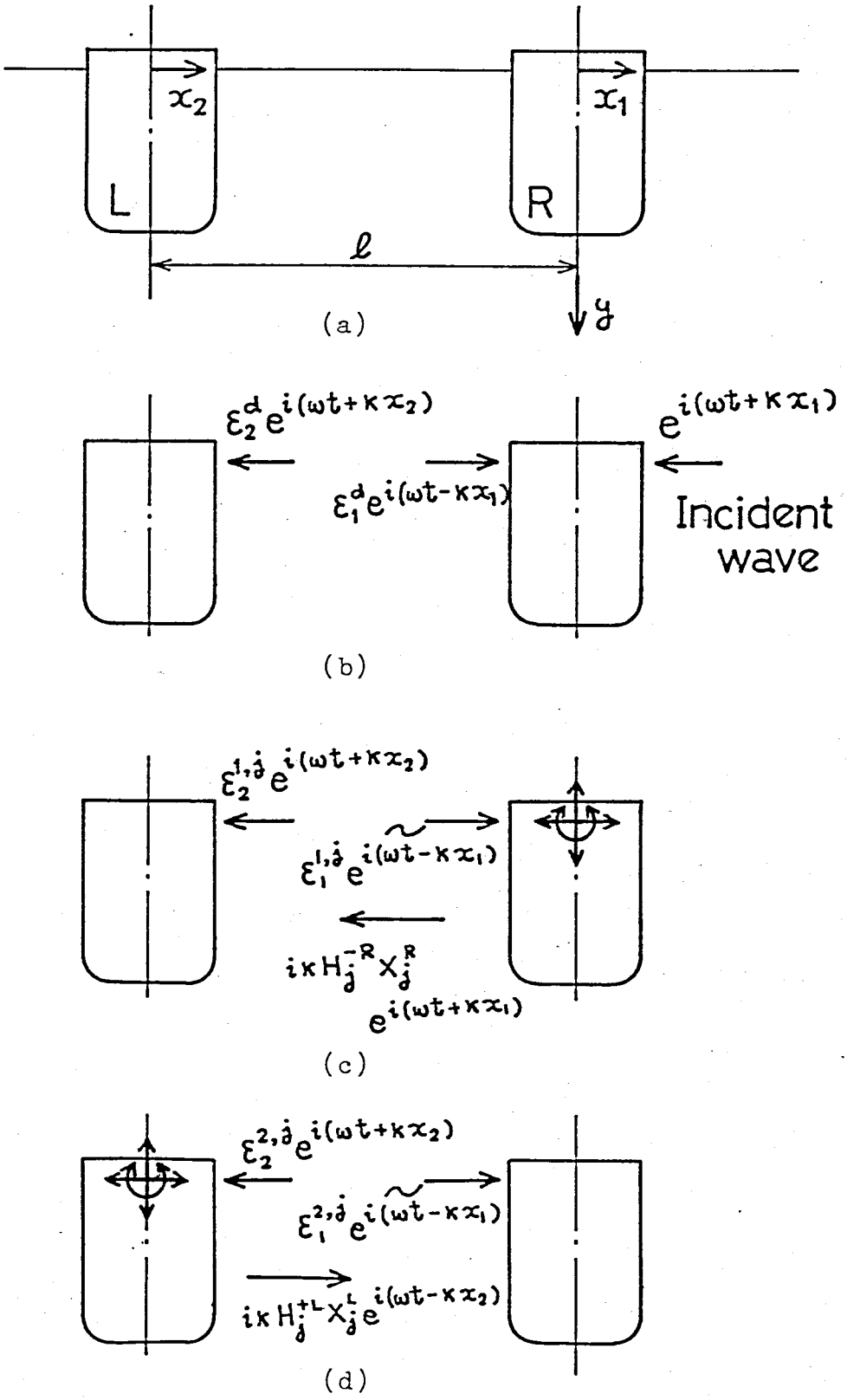


Fig.B.1 Diffraction and Radiation Problems

$$\frac{b_R e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} e^{i(\omega t+\kappa x_2)} + \sum_{j=1}^{3} i\kappa \frac{e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} H_j^{-R} \hat{X}_j^R e^{i(\omega t+\kappa x_2)}$$
$$+ \sum_{j=1}^{3} i\kappa \frac{a_R e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha} H_j^{+L} \hat{X}_j^L e^{i(\omega t+\kappa x_2)} \tag{B.6}$$

ここで、

$$\hat{X}_1^{R,L} = X_1^{R,L} - c_{R,L} X_3^{R,L}$$
$$\hat{X}_{2,3}^{R,L} = X_{2,3}^{R,L} \tag{B.7}$$

したがって、Haskind の公式から、浮体 R、L に働く j' モードの方向に作用する入射波による力 $F_{j'}^{R,L}$ は、

$$F_{j'}^R = -\rho g H_{j'}^{+R} - \rho g \frac{a_L b_R e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha} H_{j'}^{-R}$$
$$-\rho g \left(\sum_{j=1}^{3} i\kappa \frac{a_L e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha} H_j^{-R} \hat{X}_j^R\right) H_{j'}^{-R}$$
$$-\rho g \left(\sum_{j=1}^{3} i\kappa \frac{e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} H_j^{+L} \hat{X}_j^L\right) H_{j'}^{-R} \tag{B.8}$$

$$F_{j'}^L = -\rho g \frac{b_R e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} H_{j'}^{+L} - \rho g \left(\sum_{j=1}^{3} i\kappa \frac{e^{-i\kappa l}}{1-\alpha} H_j^{-R} \hat{X}_j^R\right) H_{j'}^{+L}$$
$$-\rho g \left(\sum_{j=1}^{3} i\kappa \frac{a_R e^{-i2\kappa l}}{1-\alpha} H_j^{+L} \hat{X}_j^L\right) H_{j'}^{+L} \tag{B.9}$$

$$(j'=1,2,3)$$

で与えられる。そこで(B.8)、(B.9)式を(5·1)式に代入して行列方程式の形にまとめると、

$$\left[m_{ij}\right] \left[X_1^R \ X_2^R \ X_3^R \ X_1^L \ X_2^L \ X_3^L\right]^T = \left[n_i\right] \tag{B.10}$$

$$(i,j=1,\cdots,6)$$

となる。ここで$[m_{ij}]$,$[n_i]$はそれぞれ6×6、6×1 複素行列であり、その要素 m_{ij} , n_i は次のとおりである。

$$m_{11}=D_1^R+x_1H_1^{+'R}H_1^{+'R}$$
$$m_{12}=-x_1H_2^{+'R}H_1^{+'R}$$
$$m_{13}=D_{13}^R-c_R'D_1^R+x_1(H_3^{+'R}-H_1^{+'R}c_R')H_1^{+'R}$$
$$m_{14}=-x_2nH_1^{+'L}H_1^{+'R}$$
$$m_{15}=-x_2nH_2^{+'L}H_1^{+'R}$$
$$m_{16}=-x_2n(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})H_1^{+'R}$$
$$n_1=-H_1^{+'R}(1+ib_Rx_1)/2\xi_B$$

$$m_{21}=-x_1H_1^{+'R}H_2^{+'R}$$
$$m_{22}=D_2^R+x_1H_2^{+'R}H_2^{+'R}$$
$$m_{23}=-x_1(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})H_2^{+'R}$$
$$m_{24}=x_2nH_1^{+'L}H_2^{+'R}$$
$$m_{25}=x_2nH_2^{+'L}H_2^{+'R}$$
$$m_{26}=x_2n(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})H_2^{+'R}$$
$$n_2=-H_2^{+'R}(1-ib_Rx_1)/2\xi_B$$

$$m_{31}=D_{13}^R-c_R'D_1^R+x_1H_1^{+'R}(H_3^{+'R}-H_1^{+'R}c_R')$$
$$m_{32}=-x_1H_2^{+'R}(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})$$
$$m_{33}=D_3^R-2c_R'D_{13}^R+c_R'^2D_1^R+x_1(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})^2$$
$$m_{34}=-x_2nH_1^{+'L}(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})$$
$$m_{35}=-x_2nH_2^{+'L}(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})$$
$$m_{36}=-x_2n(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})$$
$$n_3=-(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})(1+ib_Rx_1)/2\xi_B$$

$$m_{41}=-x_2H_1^{+'R}H_1^{+'L}/n$$
$$m_{42}=x_2H_2^{+'R}H_1^{+'L}/n$$
$$m_{43}=-x_2(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})H_1^{+'L}/n$$
$$m_{44}=D_1^L+x_3H_1^{+'L}H_1^{+'L}$$

$$m_{45}=x_3H_2^{+'L}H_1^{+'L}$$
$$m_{46}=D_{13}^L-c_L'D_1^L+x_3(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})H_1^{+'L}$$
$$n_4=ib_Rx_2H_1^{+'L}/2\xi_Bn$$

$$m_{51}=-x_2H_1^{+'R}H_2^{+'L}/n$$
$$m_{52}=x_2H_2^{+'R}H_2^{+'L}/n$$
$$m_{53}=-x_2(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})H_2^{+'L}/n$$
$$m_{54}=x_3H_1^{+'L}H_2^{+'L}$$
$$m_{55}=D_2^L+x_3H_2^{+'L}H_2^{+'L}$$
$$m_{56}=x_3(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})H_2^{+'L}$$
$$n_5=ib_Rx_2H_2^{+'L}/2\xi_Bn$$

$$m_{61}=-x_2H_1^{+'R}(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})/n$$
$$m_{62}=x_2H_2^{+'R}(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})/n$$
$$m_{63}=-x_2(H_3^{+'R}-c_R'H_1^{+'R})(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})/n$$
$$m_{64}=D_{13}^L-c_L'D_1^L+x_3H_1^{+'L}(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})$$
$$m_{65}=x_3H_2^{+'L}(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})$$
$$m_{66}=D_3^L-2c_L'D_{13}^L+c_L'^2D_1^L+x_3(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})^2$$
$$n_6=ib_Rx_2(H_3^{+'L}-c_L'H_1^{+'L})/2\xi_Bn \qquad \text{(B.11)}$$

ここで $n=B_L/B_R$, $\xi_B=\omega^2B_R/2g$

$$x_1=\frac{ia_Le^{-i4\xi_Bl'}}{1-\alpha}\ ,\quad x_2=\frac{ie^{-i2\xi_Bl'}}{1-\alpha}$$

$$x_3=\frac{ia_Re^{-i4\xi_Bl'}}{1-\alpha} \qquad \text{(B.12)}$$

' : 無次元量

B-3 WECS-2に対する基礎式

Fig. B.1(a)のシステムを連結棒で連結したのがWECS-2であるので(5.4)式のように浮体の各運動には拘束が加わる。

次に、連結棒に関する運動方程式を求める。連結棒の質量分布であるが、5章中にもあるように、ここでは簡単のために連結点に質量が集中している場合を想定する。今、Fig.5.2のように浮体および連結棒に拘束力が加わるとすると、

$$(m_R+m_L)\omega^2(X_1^R+\frac{m_L}{m_R+m_L}(c_L-c_R)X_4)=P_1+P_2 \qquad \text{(B.13.(a))}$$

$$(m_R+m_L)\omega^2(X_2^R+\frac{m_L}{m_R+m_L}lX_4)=Q_1+Q_2 \qquad \text{(B.13.(b))}$$

$$I\omega^2X_4=\frac{m_L}{m_R+m_L}(c_R-c_L)P_1-\frac{m_L}{m_R+m_L}lQ_1+\frac{m_R}{m_R+m_L}lQ_2$$
$$-\frac{m_R}{m_R+m_L}(c_R-c_L)P_2+i\mu_R\omega(X_4-X_3^R)+i\mu_L\omega(X_4-X_3^L) \qquad \text{(B.13.(c))}$$

ここで、

m_R , m_L: R、L浮体内の連結点における集中質量

I: 連結棒の重心まわりの慣性モーメント

(B·13·(c))式中、右辺第5項と第6項はエネルギ変換器より発生するトルク項である。(B·13)式を無次元化するために(B·13·(a))、(B·13·(b))式を$\rho\omega^2B_R^2$、(B·13·(c))式を$\rho\omega^2B_R^3$で割ると

$$(m_R'+m_L'n^2)X_1^R+m_L'n^2(nc_L'-c_R')X_4=P_1'+P_2'n^2 \qquad \text{(B.14.(a))}$$

$$(m_R'+m_L'n^2)X_2^R-m_L'n^2l'X_4=Q_1'+Q_2'n^2 \qquad \text{(B.14.(b))}$$

$$I'X_4-i\mu_R'\frac{\omega_0}{\omega}(X_4-X_3^R)-i\mu_L'\frac{\omega_0}{\omega}(X_4-X_3^L/n)n^4$$
$$=M_2(c_R'-nc_L')P_1'-M_2l'Q_1'+M_1l'Q_2'n^2-M_1(c_R'-nc_L')P_2'n^2 \qquad \text{(B.14.(c))}$$

ここで

$$m_R'=m_R/\rho B_R^2 \ , \ m_L'=m_L/\rho B_L^2$$
$$I'=I/\rho B_R^4$$
$$M_1=\frac{m_R'}{m_R'+m_L'n^2} \ , \ M_2=\frac{m_L'n^2}{m_R'+m_L'n^2} \qquad \text{(B.14.(d))}$$
$$P_{1,2}'=P_{1,2}/\rho\omega^2 B_{R,L}^2 \ , \ Q_{1,2}'=Q_{1,2}/\rho\omega^2 B_{R,L}^2$$

となる。(B·14)式を(5·7)式に代入してまとめると

$$\left[\bar{m}_{ij}\right]\left[X_1^R \ X_2^R \ X_3^R \ X_3^L \ X_4\right]^T=\left[\bar{n}_i\right] \qquad (i,j=1,\cdots,5) \qquad \text{(B.15)}$$

という行列方程式が得られる。これが、WECS-2 に対する運動方程式である。(B.15)式中、$[\bar{m}_{ij}]$、$[\bar{n}_i]$ はそれぞれ 5×5、5×1 複素行列であり、その要素 $\bar{m}_{ij}$, $\bar{n}_i$ は次のとおりである。

$$\bar{m}_{11}=m_{11}+m_{14}+n^2(m_{41}+m_{44})-(m_R'+m_L'n^2)$$
$$\bar{m}_{12}=m_{12}+m_{15}+n^2(m_{42}+m_{45})$$
$$\bar{m}_{13}=m_{13}+n^2m_{43}$$
$$\bar{m}_{14}=m_{16}+n^2m_{46}$$
$$\bar{m}_{15}=-m_{14}(c_R'-nc_L')+m_{15}l'-n^2m_{44}(c_R'-nc_L')+n^2l'm_{45}-m_L'n^2(nc_L'-c_R')$$
$$\bar{n}_1=n_1+n^2n_4$$

$$\bar{m}_{21}=m_{21}+m_{24}+n^2(m_{51}+m_{54})$$
$$\bar{m}_{22}=m_{22}+m_{25}+n^2(m_{52}+m_{55})-(m_R'+m_L'n^2)$$
$$\bar{m}_{23}=m_{23}+m_{53}n^2$$
$$\bar{m}_{24}=m_{26}+m_{56}n^2$$
$$\bar{m}_{25}=-m_{24}(c_R'-nc_L')+l'm_{25}-n^2m_{54}(c_R'-nc_L')+n^2l'm_{55}-m_L'n^2l$$
$$\bar{n}_2=n_2+n^2n_5$$

$$\bar{m}_{31}=m_{31}+m_{34}$$
$$\bar{m}_{32}=m_{32}+m_{35}$$
$$\bar{m}_{33}=m_{33}+i\mu_R'$$
$$\bar{m}_{34}=m_{36}$$
$$\bar{m}_{35}=-m_{34}(c_R'-nc_L')+l'm_{35}+i\mu_R'$$
$$\bar{n}_3=n_3$$

$$\bar{m}_{41}=m_{61}+m_{64}$$
$$\bar{m}_{42}=m_{62}+m_{65}$$
$$\bar{m}_{43}=m_{63}$$
$$\bar{m}_{44}=m_{66}+i\mu_L'$$
$$\bar{m}_{45}=-m_{64}(c_R'-nc_L')+l'm_{65}-i\mu_L'n$$
$$\bar{n}_4=n_6$$

$$\bar{m}_{51}=(c_R'-nc_L')(m_{11}+m_{14})-l'(m_{21}+m_{24})-m_R'(c_R'-nc_L')$$
$$\bar{m}_{52}=(c_R'-nc_L')(m_{12}+m_{15})-l'(m_{22}+m_{25})+m_R'l'$$
$$\bar{m}_{53}=(c_R'-nc_L')m_{13}-l'm_{23}-i\mu_R'$$
$$\bar{m}_{54}=(c_R'-nc_L')m_{16}-l'm_{26}-i\mu_L'n^3$$
$$\bar{m}_{55}=(c_R'-nc_L')(-m_{14}(c_R'-nc_L')+l'm_{15})$$
$$-l'(-m_{24}(c_R'-nc_L')+l'm_{25})-I'+i\mu_R'+i\mu_L'n^4$$
$$\bar{n}_5=n_1(c_R'-nc_L')-l'n_2 \qquad \text{(B.16)}$$