



土 木 研 究 所 資 料

第 1 0 0 5 号

波浪・海浜流に関する現地観測調査(その2)

昭 和 5 0 年 3 月

建 設 省 土 木 研 究 所

1 ま え が き

日本は諸外国に比較して海岸線が長く、沿岸の利用が盛んであり、将来もさらに発展する可能性を持っている。海岸の開発に際して必要となるのは、まず自然条件についての資料であるが、これは短期間で得られるものではない。沿岸における自然条件の一つとして、波浪と海浜流を取りあげ、これらについての基礎的な調査を協和コンサルタントとI N A新土木研究所に委託して研究を行なってきた。

波浪については、外洋における観測手法が十分に確立しておらず、したがって波浪データが不足している。本研究は観測手法の確立を目的としており、昭和49年度においては基本的な観測手法とそれに関連した波浪観測ブイについての検討を行なった。外洋での波浪観測の目的に応じてどのような観測手法を用いるかについての検討が行なわれており、波浪観測のための観測ステーションの概要が明らかになったと考えられる。

海浜流については、48年度に引き続いて観測手法の開発と海浜流の発生機構についての研究が行なわれている。本年度は海浜流場の観測と離岸流についての考察が行なわれ、流れの予測のための基本的資料が得られたと考えられる。

ここではそれぞれの委託研究の成果をまとめ、これらの問題に関心のある各位の参考に供したいと考える。

河川部長 土 屋 昭 彦

総 目 次

ま え が き

波浪観測ステーション調査 1

阿字ヶ浦海岸海浜流調査 49

波浪観測ステーション調査

C

C

目 次

序 文	堀川 清司	1
第1章 波浪観測ステーションの構成と問題点	首藤 伸夫	3
1-1 波浪観測ステーションの形状		3
1-2 送信方法と動力源		5
1-3 代表的観測方法		5
第2章 沈設アンカーの動的引抜抵抗力	服部昌太郎	7
2-1 まえがき		7
2-2 実験装置と実験方法		7
2-3 実験結果		8
2-4 あとがき		10
第3章 浮遊式波高桿の安定性	渡辺 晃	12
3-1 はじめに		12
3-2 浮遊式波高桿の模型		12
3-3 浮遊式波高桿の動揺実験		14
3-4 予備的考察		15
3-5 実験結果とその考察		18
3-6 おわりに		28
第4章 プレテンション・アンカーされた海中ブイの運動		
	本間 仁 荻原 国宏	30
4-1 はじめに		30
4-2 モアレ縞の原理を利用した3次元座標の取得		30
4-3 3点アンカーブイの拘束条件		37
4-4 3点アンカーの場合の復元力		41
4-5 球の表面につけられたマーカーの座標より球の中心の移動 及び回転を求めること		43

4-6	模型実験	43
4-7	おわりに	47

第5章	あとがき	服部昌太郎	48
-----	------	-------	----

調査研究グループ

本間 仁(東洋大学) 首藤 伸夫(中央大学)

堀川 清司(東京大学) 荻原 国宏(東洋大学)

服部昌太郎(中央大学) 渡辺 晃(東京大学)

日野 幹雄(東京工業大学)

株式会社 協和コンサルタンツ

高柳 義隆

宇都木基宏

序 文

われわれが、波浪観測ステーションを共同研究のテーマとして調査・研究を開始して早くも2年を経過した。昭和49年度においては、水深50m地点において波浪を観測するという前提にたつて、いかなる波浪観測ステーションが妥当と考えられるかということから討議を行なった。その間の検討の内容は第1章波浪観測ステーションの構成と問題点に要約されているが、要は波浪観測の目的、観測データに要求する質により自ら観測システムが異なり、従って観測ステーションに要求する性能も異なってくると考えられる。

対象海域の水深が50mとなれば、固定式のステーションを採用することは一般には考えられず、どうしても浮遊式のものとならざるをえない。その場合に採用する観測システムによって、観測ステーションは波や流れによってある程度移動しても差し支えないのか、それともなるべく動かないのが望ましいのかに分かれることになる。前者の場合には浮体自体としてあまり大きな問題とはならないであろうが、後者の場合には波浪に伴う観測ステーションの挙動は重大な関心事となる。このような観点から、水中に没した浮体、表面に頭部を突き出した浮体に対して、なるべく安定した形状、形式を求めるための実験的な検討がなされた。これらの結果はそれぞれ第4章浮遊式波高桿の安定性、第3章プレテンション・アンカーされた海中ブイの運動に述べられている。これらの場合には何れも海底よりプレテンション・ケーブルにより係留された浮体を対象としている。今後はこれらの実験結果を参考にして討議を重ね望ましい波浪観測ステーションの形式を選定したいと考えている。これまでふれなかった項目に、アンカー・ケーブルに作用する張力をいかに評価するかという問題と、これを受けるアンカーの把駐力の問題がある。このうち後者のアンカーの把駐力に関しては実験が行なわれ、有効な把駐力を発揮しうるアンカーの形体についての検討が行なわれた。これは第2章沈設アンカーの動的引抜き抵抗力に述べられている。

以上限られた条件のもとでの研究成果ではあるが、共同研究者が同一の目標のもとに、それぞれ分担を定め、研究の途中には数次にわたっての研究連絡会を開き、討議を重ねてきた結果である。これらの成果が次年度以降の研究の足がかりを与えらるであろうと考えている。ここに関係者の御協力に対して深甚の謝意を表する次第である。

昭和50年3月

第 1 章 波浪観測ステーションの構成と問題点

1-1 波浪観測ステーションの形状

深海における波浪観測ステーションは、浅海域とことなっており、固定塔方式をとることが困難であるので、その目的を明確にし、それにかなった方式を採用しないと不経済でもあり、また有用な資料をうることができなくなる。

ここで、観測の目的は次の四種類であるとする。

1. 年最大の有義波の測定
2. 年間の有義波々高の発生頻度分布の測定
3. 年間の波向分布の測定
4. 波浪のスペクトル分布の測定

これらの目的をたつた一種類の波高計によって測得することは困難である。

第2の目的のためには、可成り小さな波高まで精度良く測定しなければならないので、直接海面の上昇をとらえる階段抵抗式の波高計を、棒状の構造物に設置するのが望ましい。ただし、水深50～200 mの海を考えているので、海底に固定された柱状構造物を考えるのは不経済であろう。もし、これが可能であるとしても、最大波の波力に耐えるものとしては、余りにも巨大なものになる恐れがある。したがって、棒状構造物の下端に錐りをつけ、上部の浮力によって棒を直立せしめる方法が良いと思われる。この方式によれば、小さい波に対して十分な精度で測定可能である。

波が大きくなってくると、波運動は水中錐部にまでおよび、さらに棒状部もこれに働く浮力によって動きはじめるので、正確な波高をうるとはできない。もつとも、棒状部は波力をうけたとしても、破壊されることのない構造と強度を有したものでなければならない。したがって、この部分については、

- 1) 波による運動特性
- 2) 固定方法
- 3) 測定部およびチェーンに働く力

を調査する必要がある。

第1の目的および第2のうちでも大波高部分の測得のためには、揺れうごく表面近くの棒状構造物では不可であるので、水中部に固定点を設けて波高計を設置する必要がある。容易にえられ

る固定点は海底上である。ここに水圧式波高計または超音波式波高計を設置する。ただし、水深が非常に大きいので、水圧フィルターによる減衰、あるいは音波ビーム角がそれ程小さくないため設置位置が深く水表面までの距離が長くなると表面での反射面の大きさが大きくなるための誤差などにより、波高値の精度が悪くなることが考えられる。

このような場合には、水中部に浮力をきかして緊張係留した固定点をつくり、そこに波高計を設置するのが良いであろう。球形または円板状の水中部を、一本または数本の張力のきいたワイヤーで海底の錨に固定する。通常、合成繊維製のロープを所要水深より約7%程度短くしたものをとりつけ、水中部の浮力と海底部の錘りのためにロープが引伸ばされて、バランスした状態でもロープ内に張力が働き、水中部の運動を極力抑制するように設置する。

こうした緊張係留の場合、上記の棒状構造物に対する調査項目1)、2)、3)に加えて

4) 合成繊維ロープの耐久性

5) 設置施工法

について調査しなければならない。特に一本係留でなく、数本(たとえば三本)係留にすれば、水中部の安定は良くなるけれども、合成繊維ロープによる緊張係留の確実性は減少し、施工が難しくなるであろう。

以上の二種類は、想定される波高、波長に対応して選定すれば、目的1、2、および4に対しては、十分な精度をもって測定することが可能であろう。

所が、第三の目的である波向分布は、これらと全く異った方法でとらねばならない。現在までに、いくらかなりとも実用化された波向測定の方法で、この場合に使用できるものは四種類ある。

1. 海表面の変化によく追従する表面ブイによる測定。
2. 水粒子の波による運動の方向性を、球に及ぼす合力の方向から推定するもの。
3. 水中におかれた二方向の流速計によるもの。
4. 波高計群による波向測定

である。これらのうち2、3、に対しては余り良い精度を望むことができない。波高が小さくなると水粒子の流速が小さくなり、特に水中部においては、潮流等による流速にくらべて小さくなるためである。

表面ブイは、これまでに実用になったものが数種類あり、傾斜計とコンパスにより波の方向をきめうるとともに、加速度をも設置して、表面波高を測定することも可能である。ただし、従来の使用例は、ごく短期間の測定のために、母船の近くで動作せしめたものであり、長期しかも無人で放置した例はない。したがって、

5) 海上の一点に固定した場合、潮流などで流されて係留ケーブルが伸びきった状態となったとき、果して水表面の運動に追隨した動きをしめすか。

6) さらに大波高のときの波力にどう耐えるか。

という問題がある。

2の型のものは、水中部固定点に設置すれば、大きな波に対しては測定可能であろう。

3の型のものは、現在実用としては使用されていない。

4の波高計群によるものは、長期使用するためには精度も良いが、波高計を少くとも四本使った方が分解能が良く、また、間隔を少くとも $\frac{1}{2}$ 波長程度にとらねばならないので、経費のかさむ恐れがある。

1-2 送信方法と動力源

観測は、通常2時間毎に20分間(内湾の場合2時間毎10分間)おこない、これを地上局へ送信することが望ましい。

もしくは、最低でも一日に2回観測するものとする。

送信距離は10 Km程度とする。

400メガサイクル程度の搬送波を用いFM送信する。このとき、送信アンテナは高さ2 m位のものとなるであろう。

電源としては、

鉛蓄電池、アルカリ電池、太陽電池、燃焼電池、ガソリンエンジンによる発電などが考えられる。

鉛蓄電池は塩に弱い。燃焼電池は空気のと入れに不安定が残る。太陽電池は表面劣化による発電能力減少を見込んで当初から大型のものを計画しておかなくてはならない。

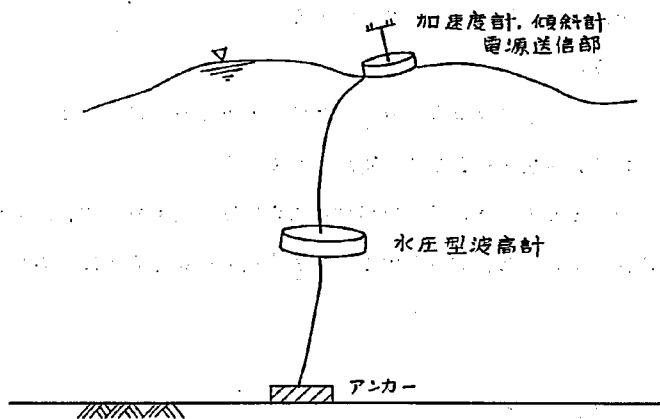
したがって、小型のガソリンエンジンによる発電を行ない、これをアルカリ電池に充電する方法が良いと思われる。60~80日毎の点検日に、数リットルのガソリンを補給し、エンジンを始動しておけば80日分の発充電が可能である。ガソリンエンジンに必要な空間は30 cm×30 cm、蓄電池の大きさは20リットル程度である。

送信器および電源は、海表面のブイ、または別個に設置する小型船内に設置するものとする。

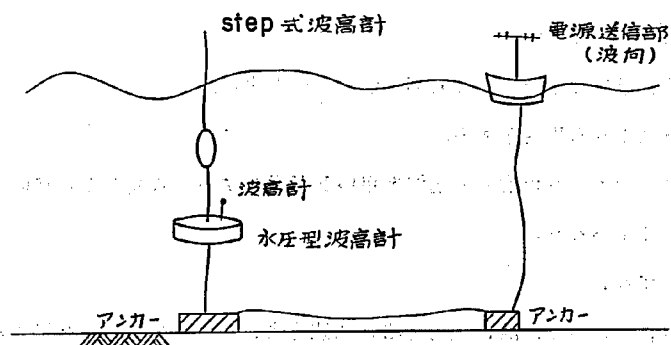
1-3 代表的観測方式

以上を総合すると、考えられる方式としては図-1にしめすとき三種類となる。

type A



type B



type C

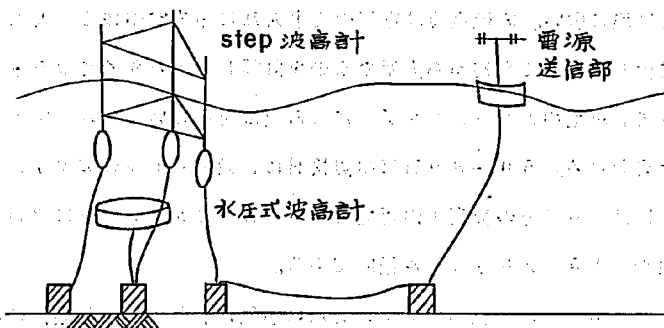


図 - 1.1 代表的観測方式

第2章 沈設アンカーの動的引抜き抵抗力

2-1 まえがき

波浪観測用ステーションは、波浪などによる動揺をできるだけ小さくするため、プレテンション・アンカー方式による海中浮体の係留を行なうことが望ましい。このような場合、ステーション係留用の沈設アンカーには、常に動的な引抜き力が他の係留方式に較べてより鋭敏に作用する。

しかし、動的引抜き力は勿論のこと、静的引抜き力に対して沈設アンカーがどの程度の抵抗力を発揮しうるかは、まだ十分な解明が行なわれていない。

昭和48年度までに行なった沈設アンカーの引抜き抵抗力に関する実験より、以下の事柄が認められた。¹⁾すなわち、

1. アンカーの引抜き抵抗力は、荷重速度の増大と共に大きくなる。
2. アンカーの最大引抜き抵抗力は、アンカーの沈設深さに比例して増大する。
3. アンカーの形状としては、直方体または正方板状のものが望ましい。
4. 球体アンカーの最大引抜き抵抗力は、直方体・正方板のそれより30%程度小さくなる。
5. 繰返し引抜き荷重を受けるアンカーで、球体アンカーの残留変位量は、直方体の場合に比べて大きい。
6. 動的引抜き荷重を受けるアンカーは、アンカー周辺の底質の流動化現象による効果が、その変位挙動に認められる。

そこで、本年度では動的引抜き荷重が作用する場合、アンカー下面に発生する suction force の効果、アンカーの引抜き抵抗力と動的荷重特性との相関など、動的荷重に対するアンカーの引抜き抵抗力の発生機構の解明に必要とする基礎的データーを得ることを目的に実験を行なった。

2-2 実験装置と実験方法

実験装置と実験方法は、前年度²⁾のものと同一である。実験は、断面1m×1m、高さ2mの水槽を用い、使用した模型底質は豊浦標準砂である。

本実験に使用した模型アンカーは、前年度までの実験結果を考慮して、10.7cm×10.7cm×0.8cmの正方板アンカーとした。この模型アンカーの空中重量は0.70Kgで、板の中心には suction force 測定用の微圧計(200gr/cm²:共和電業製)を取付ける。

図-2・1は、動的引抜き実験に使用した実験装置の様式図である。動的引抜き荷重は、

1/4 HP. の可変速モーター (M) を動力源とする回転板 (直径 25 cm) と模型アンカー (A) とを結合する引張り索の途中に挿入されたコイルバネ (S) によって発生させる。そしてその荷重変動は力計 (L) によって検出し、電磁オシログラフによって記録する。また、模型アンカーの変位はポテンシオメータ (P) によって検出する。

この実験装置によって発生する動的引抜き荷重 F は、

$$F = F_0 + \Delta F \sin \omega t$$

で、本実験では初期引抜き力 $F_0 = 1.45 \text{ Kg}$, 最大変動引抜き力 $\Delta F = 1.25 \text{ Kg}$ として実験を行なった。なお、最大引抜き荷重 F_{max} は 2.70 Kg で、これは静的引抜き時 (沈設深さ $D = 10 \text{ cm}$) のアンカーの最大引抜き抵抗力と一致する。

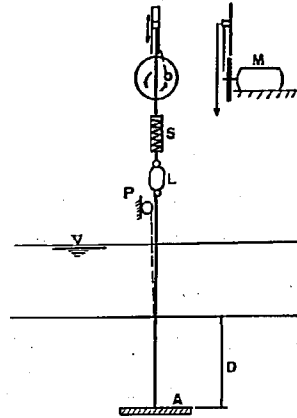


図 - 2 - 1

2-3 実験結果

図-2・2および2・3に、アンカー引抜き時の挙動を比較するため、静的および動的引抜き荷重を作用させた場合の実験結果を示す。これらの図中には、引抜き荷重変化 (F) , アンカーの変位 (δ) , およびアンカー板中心での suction force (P_s) の変化を示してある。

これらの実験結果より、アンカー下面に発生する suction force は、静的引抜き時にはほとんど発生していないが、動的引抜き時には、作用荷重の変動に対応して発生していることが認められる。このような suction force の発生は、荷重変動周期が短く、アンカーの変位も殆んど認められない場合にも認められている。

アンカーの変位挙動に注目すると、アンカー周辺の底質の流動化に起因すると考えられる変位記録が、静的・動的引抜き時に認められる。図-2・4は、アンカーの変位挙動と引抜き荷重変動周期との関係を示したものである。図-2・2~2・4より、引抜き荷重変動周期が長い場合 ($T = 2.4 \text{ sec}$) のアンカー変位挙動は、静的引抜き時のものとほぼ類似な傾向を示している。しかし、挙動周期が短くなると、アンカーの変位は段階的なものとなり、大変位を生ずる付近では、アンカー周辺の底質の流動化に起因すると考えられる、アンカーの上下動が認められている。

図-2・5は、動的引抜き時のアンカー中心における suction force と、アンカー引抜きまでに要する荷重載荷回数とが、引抜き荷重変動周期によって、どのように変化するかを示した図である。荷重変動周期が短くなると、アンカー引抜きまでの載荷回数は、 $T = 2 \text{ sec}$ を境に急

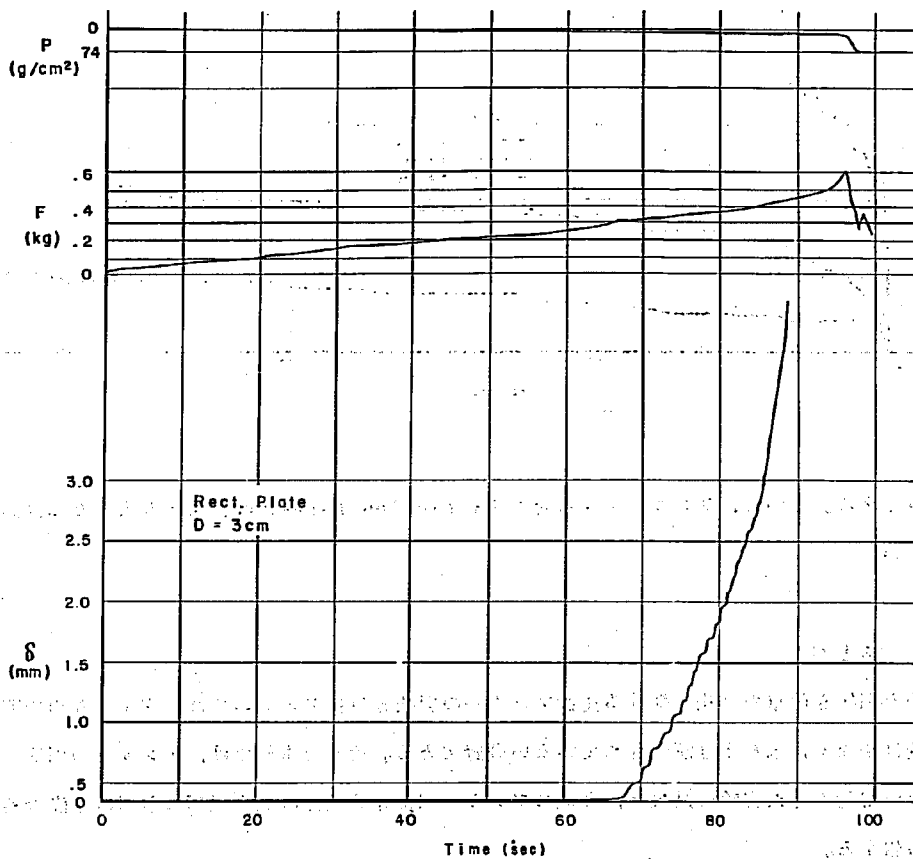


Fig-2-2

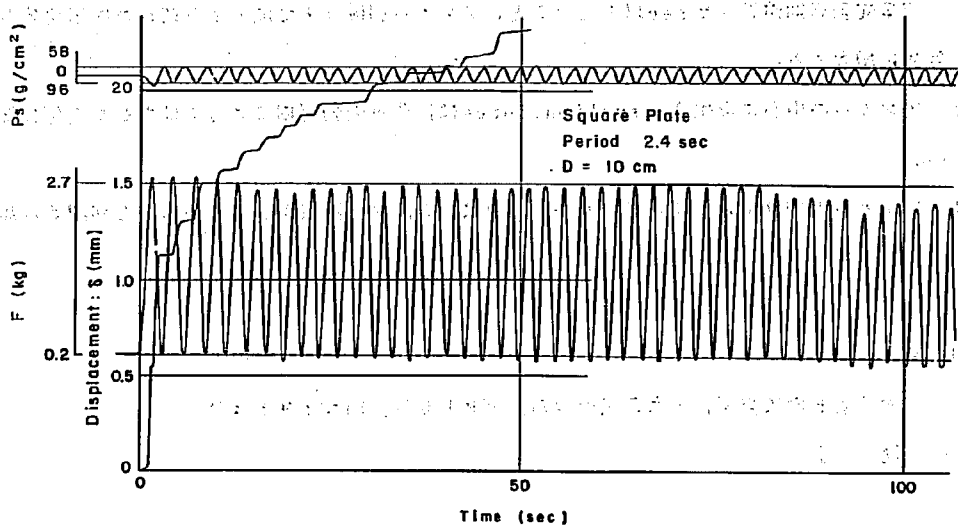


Fig-2-3

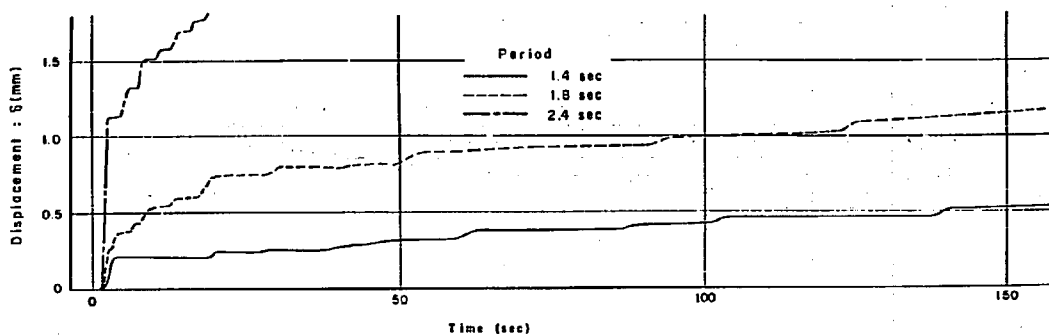


図-2.4

敵に多くなる。しかし、アンカー下面に発生する suction force には、あまり大きな差は認められない。

2-4 あとがき

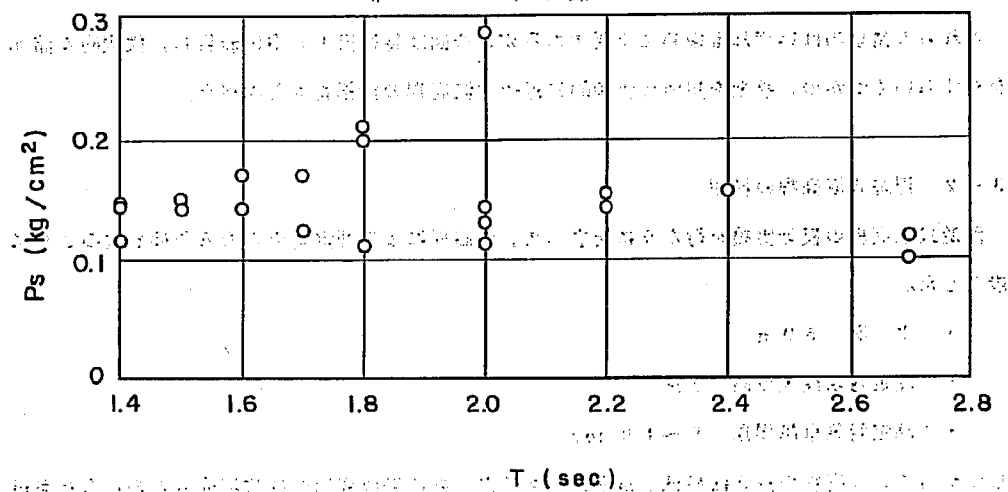
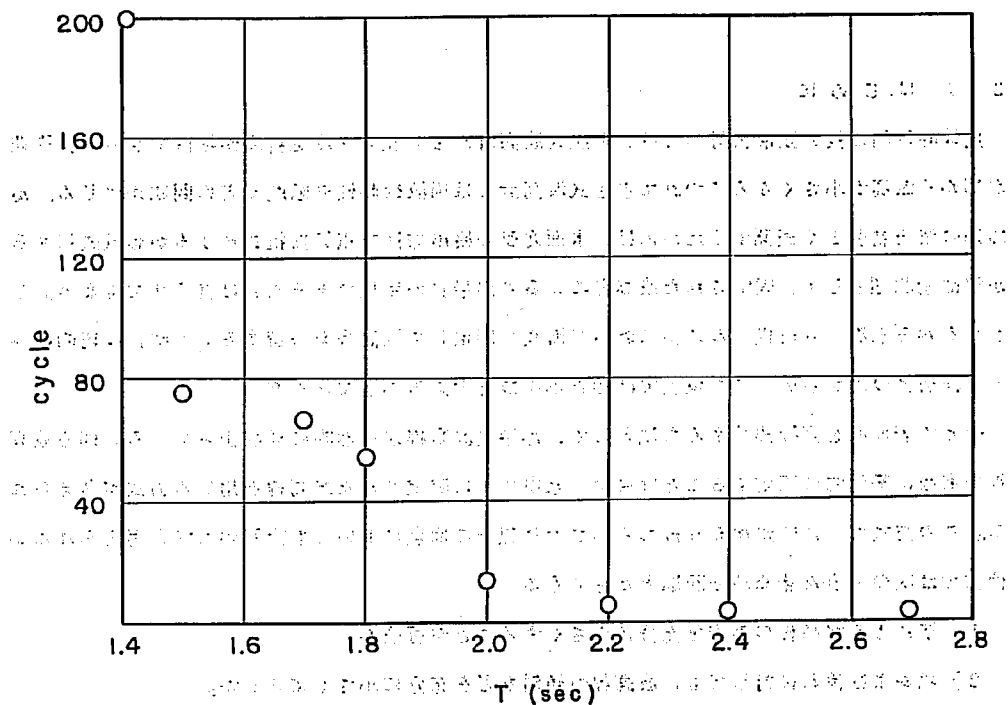
動的な引抜き荷重の作用を受ける沈設アンカーの引抜き抵抗力については、従来よりの研究、実測例は少なく、未だ十分解明されていない分野である。そこで本報では、アンカーの引抜き挙動について行なった実験の結果を、今後のアンカー引抜き抵抗力の発生機構の解明の基礎資料として報告する。

動的引抜き力を受けるアンカーの引抜き抵抗力には、数多くの要因が関係するが、本実験の範囲内では、

1. 荷重変動周期が $T = 2 \text{ sec}$ 以下となると、アンカー引抜きまでに要する荷重の作用回数が急激に増大する。
2. アンカーの中心に発生する suction force は、荷重変動周期によってはあまり変化しない。
3. アンカーの変位挙動より、アンカー周辺の底質の流動化現象が生じていることが認められる。

引用文献

- 1) 建設省土木研究所, 土木研究所資料, 第916号, 昭和49年3月
- 2) 同 上



第 3 章 浮遊式波高桿の安定性

3-1 はじめに

比較的周期の長い波浪に対しては、水圧式波高計により充分な測定精度が期待できるが、周期が短かく波高が小さくなるにつれて水圧式波高計では周波数特性や感度などに問題が生じる。短周期の波を精度よく観測するためには、水面変動の検出方法を電気抵抗式にするか容量式にするか等は別問題として、固定された波高桿によるのが最良の手段であることは言うまでもない。しかしながら水深 50 m 以上の外海において海底に固定して波高桿を設置することは、技術的にも経済性の面からいっても現状では殆ど不可能と考えるべきであろう。

そこで表面波を直接観測する方法として、浮遊式波高桿が必然的に浮び上ってくる。即ち波高桿を海底に剛体的に固定することはせず、水中ブイに固定された波高桿を用いる方式が考えられる。この方式によれば水深 50 m あるいはそれ以上の地点においても設置が可能と考えられるが他方では次のような諸事項が問題となってくる。

- 1) 波による波高桿の動揺を十分に小さくすることが可能か。
- 2) 風および流れに対しても、波高桿の傾斜などを十分に小さくできるか。
- 3) 波高桿、ブイおよび緊留索が強度的に耐えうるか。またそのための経済性はどうか。
- 4) 波高桿、ブイによる周囲水面への擾乱が無視できるか。

これらの諸事項はいずれも極めて重要であるが、今回は特に第 1) 項に着目し、代表的な諸元を有するいくつかの、模型を用いて実験的に浮遊式波高桿の動揺特性を調べた。

3-2 浮遊式波高桿の模型

浮遊式波高桿の模型実験を行なうに先立って、波高桿による測定対象となる条件を次のように設定した。

- ・ 水深 50 m
- ・ 測定対象最大波高 5 m
- ・ 測定対象卓越周期 5 ~ 10 sec

したがって、波高桿の長さは最低 5 m 必要であるが、更に潮位変動や長周期成分との重合を考慮して一応 10 m とした。ただし参考のために桿長 5 m に対しても実験を行なうことにする。

波高桿の断面寸法については、水面変動の検出方法や桿自身の材質・強度等とも密接に関連す

るので簡単には定められない。作用波力の軽減等から判断して、基本断面形状は円形で径は20～40 cm前後となるものと予想される。また、ブイの製作上のコストやブイへの作用波力の観点からして、波高桿の重量は可能な限り小さくする必要がある。そのためには、波高桿は中空円筒とし密度の小さい材質で製作することが要求される。(例えば、ジュラルミン等の軽合金や合成樹脂が考えられる。耐蝕性等をも考慮すればスチールに比して必ずしも経済的に不利であるとはいえないであろう。)

さて、浮遊式波高桿の基本型式としては、図-3.1に示すようなものが考えられる。いずれも波高桿をブイに剛結したものであるが、(a)はそれを海底に緊張係留する型式、(b)はブイの下に更に重錘をつけて全部を鉛直に保つ型式、(c)と(d)はタイプ(a)に抵抗をつけて水平あるいは鉛直方向の動揺をおさえようとするものである。(b)は(a)に比して係留索張力を軽減できるが、重錘自身への作用波力を考慮する必要がある、緩係留するためには重量の調整を精度よく行なわねばならない。タイプ(d)は他の方法で浮体の鉛直運動を充分に抑制できない場合には有効となるが、最初の段階では実験の対象から除外してよいと思われる。

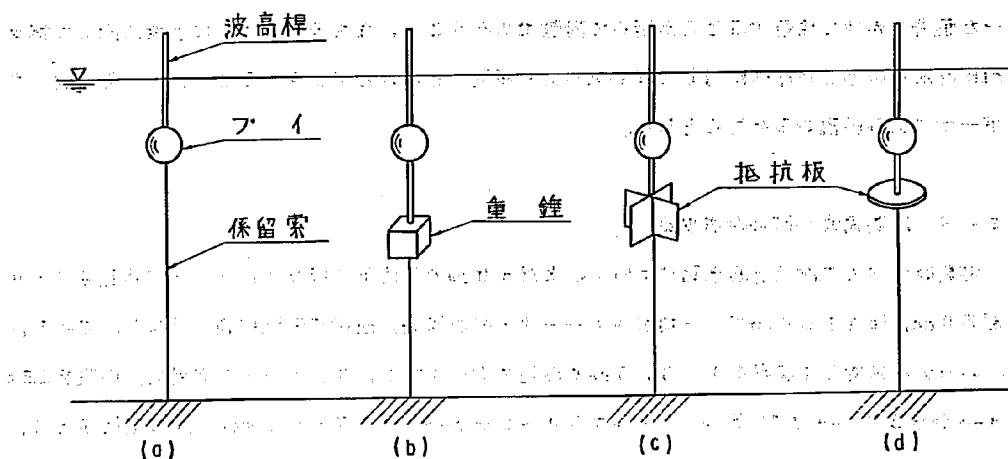


図-3.1

以上のことから、図-2に示す9種類の模型を製作し実験に供した。ただし後述のように実験は水深50 cmの条件下で行なっているので、これらの模型は実物の1/100の縮尺モデルである。波高桿としては径2.2 mm（内径1.7 mm）のアルミニウム管（比重2.7，単位長重量0.043 g/cm）を用いた。一方、ブイ模型としてはプラスチック製の中空球形浮子を利用した。モデル①～⑧の浮子は径2.08 mm，重量1.5 g，正味浮力（浮力-自重）3.2 gである。これは実物で径約2 mに相当し、これだけ大きい球とするためには、強度上からいってかなり肉厚を厚く（即ち自重を大きく）する必要がある。そこでより現実的なものとして、モデル⑨のように径1.34 mmの球形浮子を4個並べて、径2.08 mmの浮子と等しい正味浮力としたものについても比較実験した。なお、係留索としては径0.1 mm程度のダクロン釣糸を用いた。この糸は実験条件下で完全に収縮が無視できる。

モデル⑥～⑧は波高桿長5 mに、それ以外は1.0 mに相当する。モデル①～③、⑥～⑧はそれぞれ係留位置の影響をみるためのものであり、④および⑤は浮子の下に十字型抵抗板を剛結したものである。なお①～⑧の模型では全て、前述のアルミニウム管を球形浮子を貫いて浮力下部に延長し、その最下端で係留している。

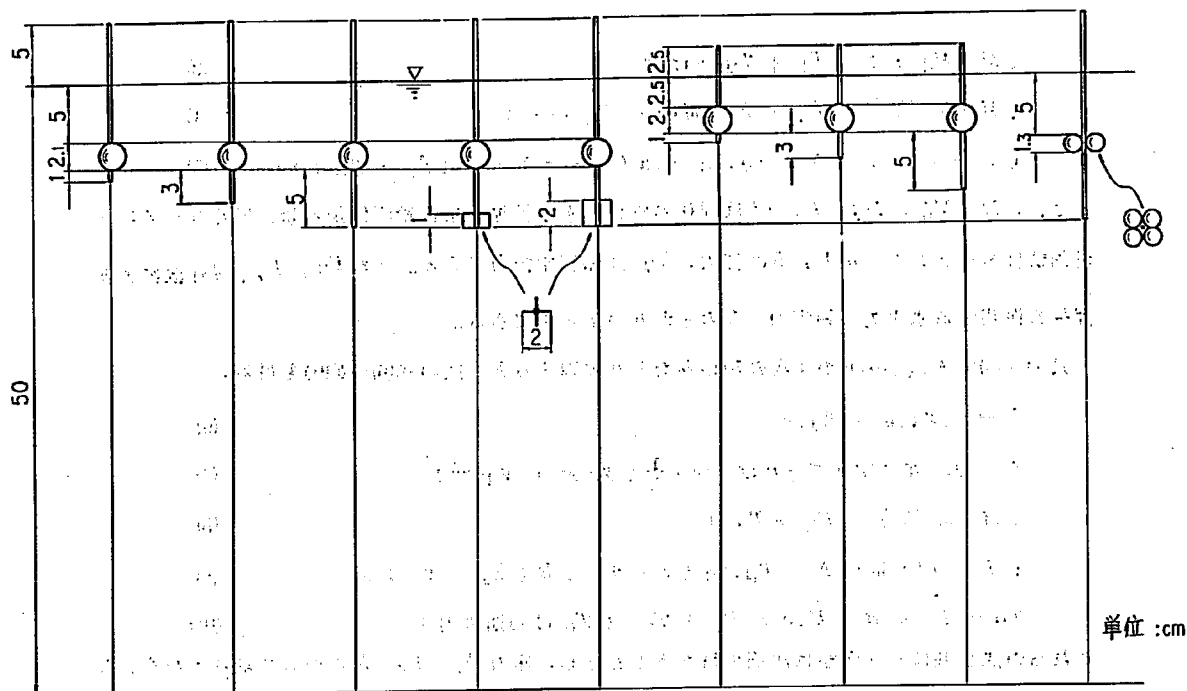
係留索を複数本にし多点係留することによって、浮体の動揺をよりよく抑制できることが一般的には認められている。しかしながら、水深50 m以上という条件のもとでは、複数本の索に均一な張力をかけて係留することが極めて困難であろうこと、また今後のように水深に比して相対的に吃水深の小さい浮体に対しては効果が余り期待できないと予想されること、などを考慮して単一索による係留のみを対象とした。

3-3 浮遊式波高桿の動揺実験

実験はすべて二次元造波水路において、水深50 cmの条件下で行なわれた。水路は長さ25 m幅80 cm，深さ100 cmで、一端にユニバーサル型造波機，他端に消波装置が設けられている。

各モデルに対して波高を1，3，5 cm（現地スケールで1，3，5 m）の3種類，周期を0.54 secから2.0 secまで（現地スケールで5.4～20 sec）0.05～0.1 sec刻みに変化させて，模型浮体の動揺特性を調べた。周期2.0 secまでの実験を行なったのは，前述の対象周期以上の長周期成分の影響を調べるためである。モデル⑥～⑧については波高3 cmのケースのみ実験した。

用いた浮遊式波高桿モデルは剛体とみなすことができ，上の実験条件のもとで係留索は常に緊張しており直線形を保っていたので，波高桿頂部および係留点の水平変位の振幅のみを直接測定し，解析に必要な諸量はそれらの振幅値から計算で求めた。したがって，浮体の動揺と水面変動



(1) (2) (3) (4) (5) (6) (7) (8) (9)

図-3.2

の位相関係は求められていない。

3-4 予備的考察

実験結果を説明するに先立って、波による浮遊式波高桿の動揺について簡単な予備的考察を加える。

波高桿とブイ全体の重心 G の水平変位を ξ , 鉛直変位を ζ , G のまわりの回転を ω , 係留索が鉛直となす角を θ とする。また係留点 (浮体下端) から G までの距離を l_G , 浮心までの距離を l_0 , 係留索長を l_M とする。

係留索は常に緊張状態にあるので、幾何学的条件として次式が成立する。

$$\xi = -l_G \sin \omega - l_M \sin \theta \quad (1)$$

$$\zeta = -l_G (1 - \cos \omega) - l_M (1 - \cos \theta) \quad (2)$$

一方、水平・鉛直・回転運動の方程式は次式で表わされる。

$$(M+M_H') \ddot{\xi} = F_H + T_M \sin \theta \quad (3)$$

$$(M+M_V') \ddot{\zeta} = F_V + B - M \cdot g - T_M \cos \theta \quad (4)$$

$$(I+I') \ddot{\omega} = N - T_M \cdot \ell_G \sin(\omega - \theta) + B(\ell_G - \ell_C) \sin \omega \quad (5)$$

ここに、 M , M_H' , M_V' , I , I' は浮体の質量、水平付加質量、鉛直付加質量、慣性モーメント付加慣性モーメントであり、 B は浮力、 T_M は係留索張力である。また F_H , F_V , N は波により浮体に作用する水平力、鉛直力、 G のまわりのトルクである。

式(1)~(5)で ξ , ζ , ω , θ の 1 次 の 項のみをとり整理すると、次の式(6)~(10)を得る。

$$\xi = -\ell_G \cdot \omega - \ell_M \cdot \theta \quad (6)$$

$$\zeta = 0, \text{ 第 2 次までとれば } \tau = -\frac{1}{2}(\ell_G \omega^2 + \ell_M \theta^2) \quad (7)$$

$$(M+M_H') \ddot{\xi} = F_H + T_M \cdot \theta \quad (8)$$

$$(I+I') \ddot{\omega} = N - T_M \cdot \ell_G (\omega - \theta) + B(\ell_G - \ell_C) \omega \quad (9)$$

$$T_M = F_V + B - M \cdot g = F_V + T_0 \quad (T_0 \text{ は初期張力}) \quad (10)$$

これらの式を基にした考察は次節で行なうこととし、外力 F_H , F_V , N について触れておく。これらの力の中には抗力成分と慣性力成分が含まれており、水粒子と浮体との相対運動を考慮する必要がある。仮に浮体の運動を微小と考えて、固定された状態における波力を Morison 式により評価する。ただし、ブイの抗力係数 C_D を 0.5、質量係数 C_M を 1.5、波高桿に対して C_D を 1.0、 C_M を 2.0 とし、モデル①および⑥について考えることにする。

表-1 に計算結果を示す。 F_M および F_D はそれぞれ慣性力と抗力であり、添字 0 と 1 はそれぞれブイと波高桿を、添字 H と V は水平成分、鉛直成分を意味する。表-1 はブイに作用する水平慣性力 (F_{M0}) H の大きさと、(F_{M0}) H の他の成分に対する比を示したものであり、この表から次のことが言える。

- 1) モデル①、⑥共に、ブイに作用する慣性力が卓越している。波高 1 cm 程度なら他の力は全て 1/10 以下である。
- 2) ブイに作用する水平慣性力の大きさは、周期が短くなるにつれてほぼ逆比例的に増加するが、モデル①では周期 0.6 秒程度で増加率が鈍るのに対し、吃水深の小さいモデル⑥では更に増加する。
- 3) 波高桿に作用する慣性力 (F_{M1}) H は一般に無視しうる。
- 4) 波高桿に作用する抗力 (F_{D1}) H は、モデル①で波高 5 cm でも (F_{M0}) H の 1/3 以下であり、モデル⑥では更に小さい。
- 5) ブイに作用する水平抗力 (F_{D0}) H は波高 1 cm では (F_{M0}) H の 1/10 以下、波高 5 cm で

表-1 浮遊式波高桿に作用する波力成分の比較 (モデル①および⑥)

T (sec)	$(F_{MO})_H / (F_{DO})_H^*$		$(F_{MO})_H / (F_{M1})_H$		$(F_{MO})_H / (F_{D1})_H^*$		$(F_{MO})_H / (F_{MO})_V$		$(F_{MO})_H / (F_{DO})_V^*$		$(F_{MO})_H (10^{-2} g)^{**}$	
	①	⑥	①	⑥	①	⑥	①	⑥	①	⑥	①	⑥
2.0	11.5	11.2	18.0	36.2	16.5	33.1	1.69	1.62	32.7	29.4	5.2	5.3
1.8	12.6	12.3	17.8	36.1	17.9	35.9	1.54	1.48	30.0	27.0	5.8	6.0
1.6	14.1	13.5	17.6	36.0	19.5	39.1	1.36	1.35	27.4	24.8	6.6	6.8
1.4	15.8	15.0	17.3	35.5	21.2	42.4	1.26	1.23	25.2	22.7	7.7	8.1
1.2	17.9	16.7	16.9	34.9	22.7	45.5	1.14	1.12	23.4	21.1	9.2	9.8
1.0	20.5	18.6	16.1	33.9	23.8	47.8	1.05	1.04	22.8	20.2	11.6	12.8
0.9	22.1	19.6	15.6	33.2	23.9	48.0	1.02	1.02	23.2	20.3	13.2	14.9
0.8	24.2	20.7	14.8	32.1	23.6	47.8	1.01	1.01	24.6	20.9	15.3	17.9
0.7	27.3	22.2	13.8	30.7	22.9	46.8	1.00	1.00	27.4	22.3	17.7	21.7
0.6	32.7	24.7	12.3	28.7	21.7	45.2	1.00	1.00	32.7	24.7	20.1	26.6
0.5	44.0	29.4	10.2	25.5	19.6	42.3	1.00	1.00	44.0	29.2	21.5	32.2

* : 波高 1 cm の波に対する値であり、一般にはこれらの値を波高 (cm 単位) で除す必要がある。

** : 同様に波高 (cm 単位) を乗ずる必要がある。

も最大で1/2 程度である。

6) ブイに作用する鉛直抗力 (F_{D0})_y は波高 5 cm 程度の条件でもほぼ無視しうる。

3-5 実験結果とその考察

通常、浮体の動揺特性を示す量としては重心の水平・鉛直変位および回転の振幅がとられる。しかしここでは浮遊式波高桿のモデル実験であることから、次の諸量について検討を加える。

- 1) 波高桿の静水時吃水点の水平変位の振幅 (X)
- 2) " 鉛直変位の振幅 (Z)
- 3) 波高桿の鉛直からの最大傾斜角 (θ) の正割 ($R = \sec \theta$)

X は設定観測点からの移動誤差および観測対象の波に対する位相誤差に関係する。 Z は波高桿自身の鉛直移動であるから観測値に対する絶対誤差として直接精度に影響する。 R はその定義からして、波高桿傾斜時の波高桿に沿う水面変動値の真値に対する比率を意味し相対誤差として観測精度に影響する。

第3節で述べたように測定された波高桿頂部および浮体最下端の水平変位から X , Z , R を計算した結果を、各モデルに対して波高を媒介変数として入射波周期との関連で示したのが図-3~5である。これらの図で●印は波高 1 cm, ○印は 3 cm, ×印は 5 cm に対するものである。ただしモデル⑥~⑧に対しては前述のように波高 3 cm のみの実験を行なった。

(1) 波高桿の水平変位 (図-3)

各ケースとも波高とはほぼ同程度の水平振幅を示している。水平振幅 X の大きさは波高と共に増大しているが、波高 H との比 X/H は波高が大きくなる程やや減少する。これは抗力の影響と思われる。

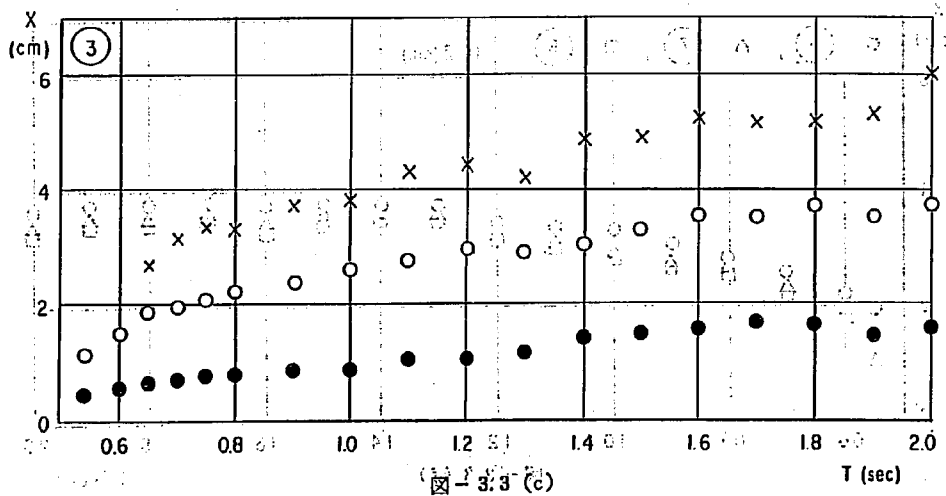
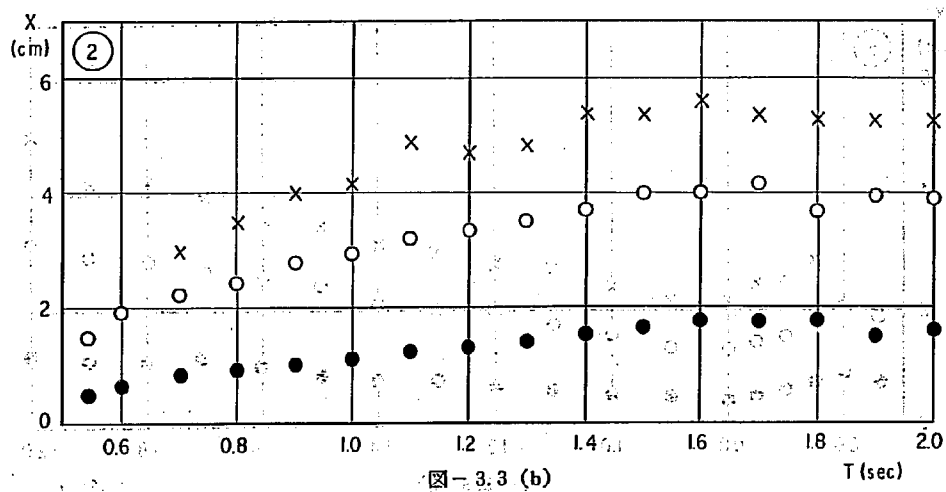
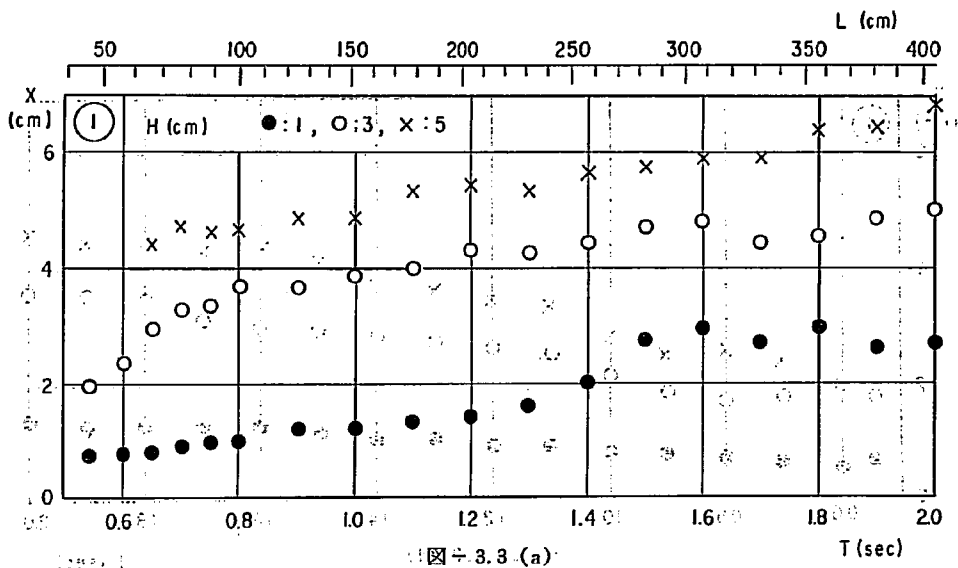
次に周期との関連でみると、モデル①~③および⑥~⑧では、周期 1.6 sec 程度までは周期が短くなるにつれて、 X がやや増大する傾向がみられるが、全体的な傾向としては周期の減少とともに、水平変位も低減する。ただし抵抗板をつけたモデル④, ⑤, 特に後者においては周期 0.8 sec 以下で逆に X が顕著に増大している。

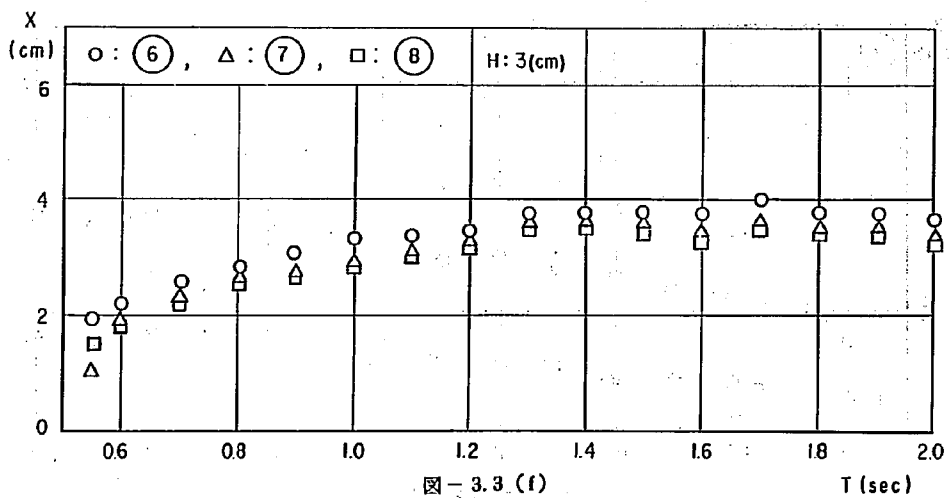
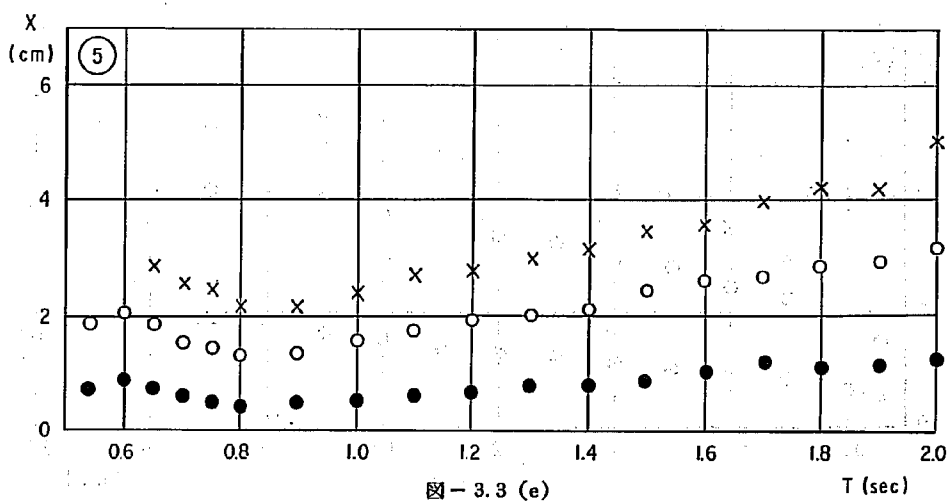
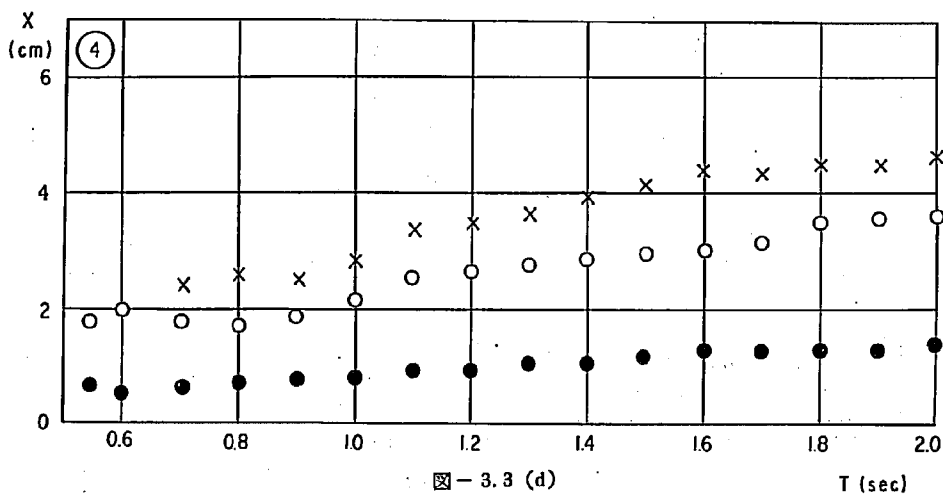
測定結果によれば係留索の傾斜角 θ は、波高桿の傾斜角 ϕ に比して小さいがほぼ同程度であり、他方重心一係留点距離 ℓ_G は索長 ℓ_M の約 1/10 であるので、式(6)を

$$\xi = -\ell_M \cdot \theta \quad (11)$$

と簡単化して式(8)に代入し、式(10)を考慮すると次式を得る。

$$(M + M_H') \ddot{\xi} = F_H - (F_V + T_0) \xi / \ell_M \quad (12)$$





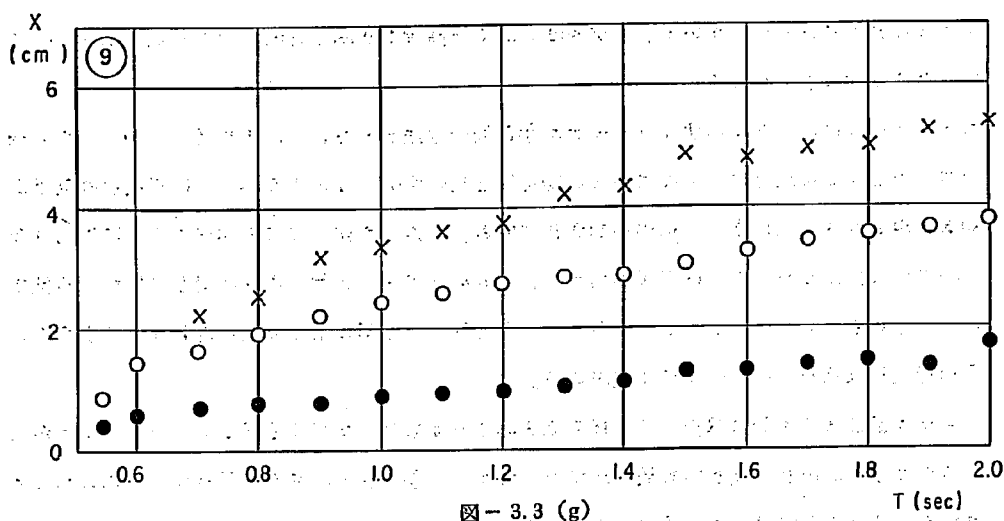


図-3.3 (g)

F_H としては先に述べたように、一般にはブイに作用する慣性力 $(F_{MO})_H$ が卓越するので、 ξ を入射波の周期 T で正法的に変動するものとしてその振幅を X_G とおくと、

$$X_G = \frac{F_H \cdot \ell_M}{(F_V + T_0) - \sigma^2 \cdot \ell_M (M + M_H')}, \quad \sigma = \frac{2\pi}{T} \quad (13)$$

初期張力 T_0 は各モデルで若干異なるが、2.8 ~ 3.0 g 程度であり、表-1 から式 (13) 中の F_V は T_0 に比してほぼ省略しうる。従って浮体の水平変位の共振周期 T_n は近似的に次式で与えられる。

$$T_n = 2\pi \sqrt{\ell_M (M + M_H') / T_0} \quad (14)$$

モデル④、⑤、⑨については付加質量の評価が困難であるが、①~③、⑥~⑧に対してそれぞれ $T_n \approx 1.65$ および $T_n \approx 1.60$ となり、図-3 の傾向と合致する。

また式 (13) によれば、慣性力が卓越している場合は $X \sim X_G$ は波高に比例して増大し、共振周期 T_n より短周期側では周期とともに低減することになり上に述べた結果とあり。

次に実験結果を各モデルに対して比較検討する。まずモデル①~③についてみると、波高 1 cm に対しては 3 者とも余り差異がない。これは式 (13) 中の諸量が 3 者で余り変化しないことから考えて当然である。波高が大きい場合の短周期側 ($T \approx 0.7 \sim 1.0$ sec) でモデル①の水平変位が②、③に比して顕著に大きいのが、これは必ずしも X_G が大きいことを意味するのではなく、後に示す図-7 からわかるように波高桿の回転運動が著しいことに起因する。

モデル⑥～⑧についてもこれは成立し、この場合には波高桿の傾斜運動が小さいために、3者で X の値がほぼ一致している。モデル②、③（波高桿10cm）と⑥～⑧（桿長5cm）の間には顕著な相違は認められない。

モデル④、⑤は図-2に示すようにモデル③と同一寸法をもち、それぞれ長さ1cm、長さ2cmの抵抗板を下端に取付けたものである。⑤を③と比較すると、 $T \geq 1.0 \text{ sec}$ では抵抗板の効果が顕著に現われ約2/3に水平変化が抑制されている。しかしながら先にも述べたように $T \leq 0.8 \text{ sec}$ では周期が短くなるほど X が増大し、0.6sec前後の入射波周期に対してはむしろ抵抗板が逆効果となっていることがわかる。このとき浮体下端部の水平変位は③に比して小さく、 X の増大は波高桿の回転運動に主因がある。

モデル⑨はモデル③の球形ブイ（径2.08mm）を4個の小型ブイ（径1.34mm）でおきかえたものである。波高の大きい短周期波に対してモデル③よりも小さな水平変位しが現われていないが、全体としては大きな差異はないようである。

さて、水平変位量は波高と同程度で数cm（現地スケールで数m）に過ぎないから観測地点の移動という観点からは無視できよう。しかしながら水平変位は同時に X/L （ L は水面波の波長）の形で間接的に、波高や水面変動波形記録に影響を及ぼす。水深50cmとして計算された波長 L が、図-3(a)の上に示されている。この X/L に関係する波高や波形の誤差については水面変動と波高桿変位の位相差をも考慮して今後更に詳細に検討する必要がある。

(2) 波高桿の鉛直変位（図-4）

当然のことながら波高の増大と共に波高桿の静水時吃水点の鉛直変位 Z も増大する。ただし図-4からわかるように、波高に対する比 Z/H は X/H とは異なり波高が増すにつれて大きくなる傾向がみられる。

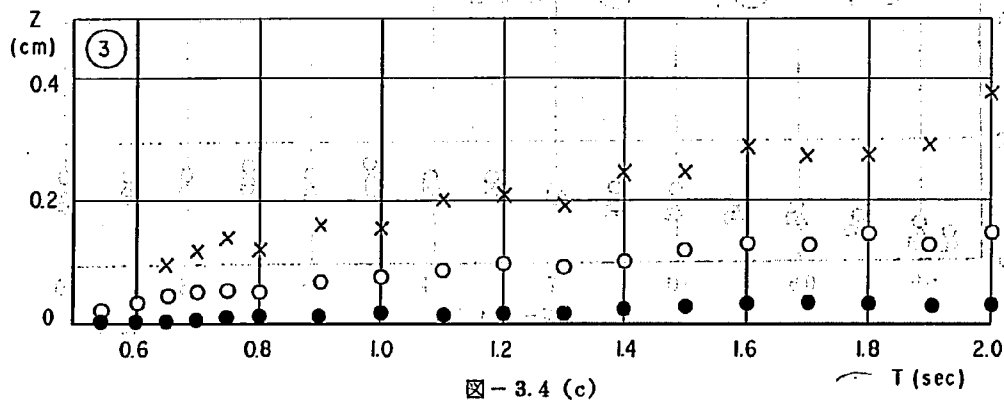
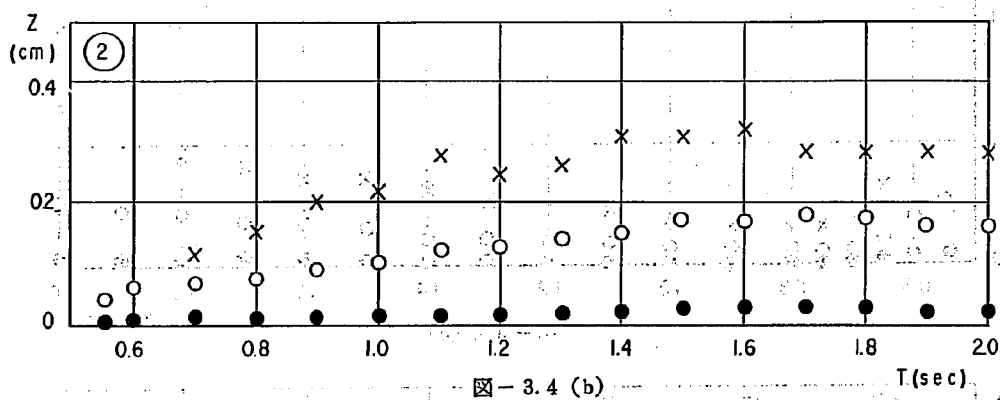
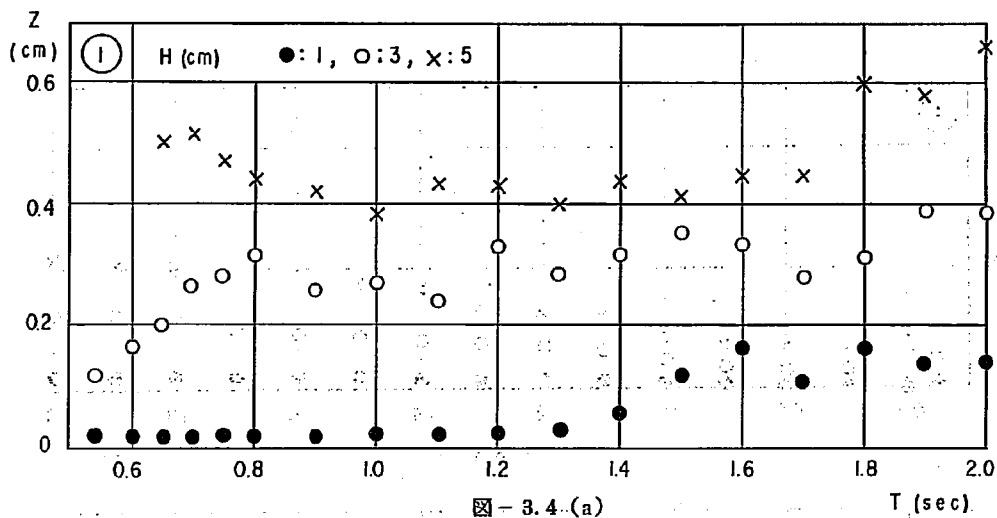
式(7)の第2式に式(11)を代入すると、重心の変位に対して、

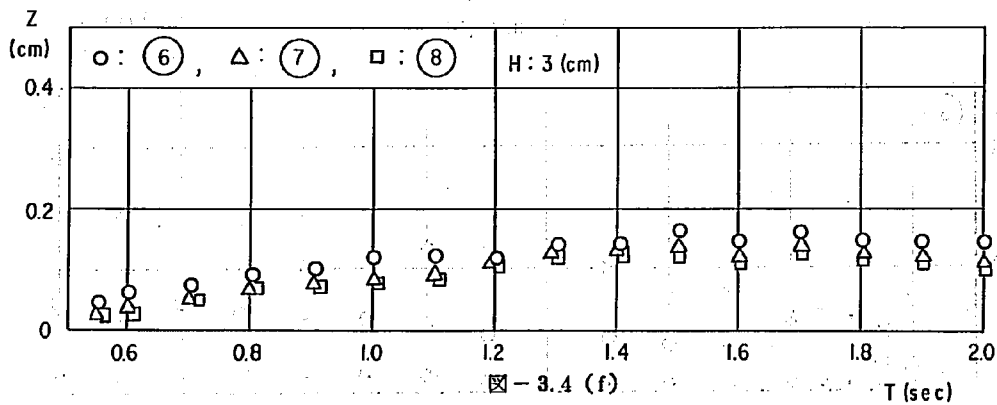
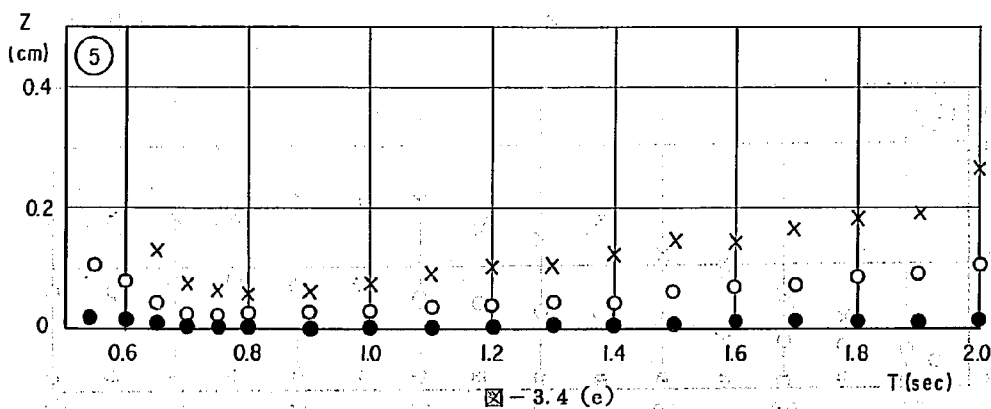
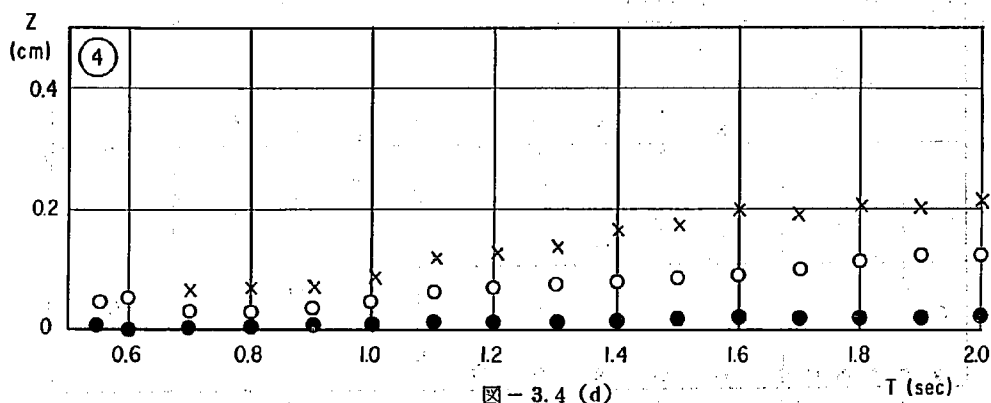
$$\zeta = -\frac{1}{2} \left(\ell_G \omega^2 + \frac{\xi^2}{\ell_M} \right) \quad (15)$$

を得るが、今着目しているのが波高桿静水時吃水点であることを考慮すれば、

$$Z = -\frac{1}{2} \left(\ell_d \cdot \omega^2 + \frac{1}{\ell_M} X^2 \right) \quad (16)$$

となる。 Z は常に負の値をとるが図-4では絶対値で示してある。このように水平変位 X や回転角 θ の2乗に関連した量として Z が与えられることが、 H 増加時の Z/H の増加に対応するものと思われる。





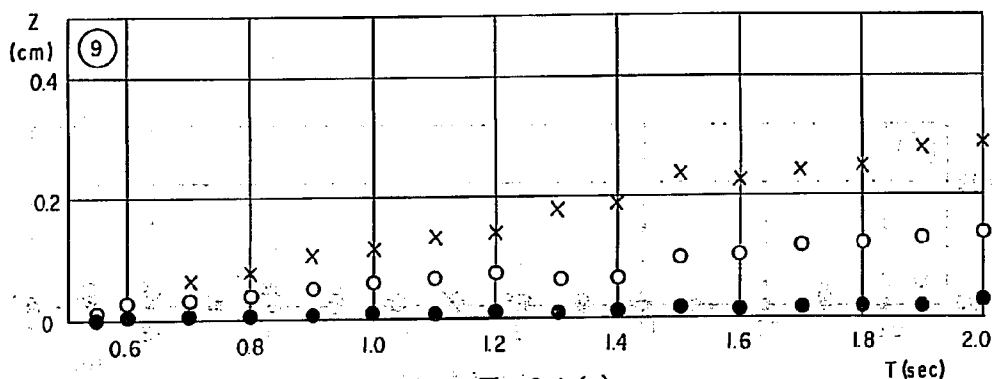


図-3.4 (g)

モデル①～③の図の比較によれば、係留点位置が下るにつれて鉛直変位は低減する。これは式(16)および図-3, 5から判断して、主に回転運動が抑制されることに起因していることがわかる。

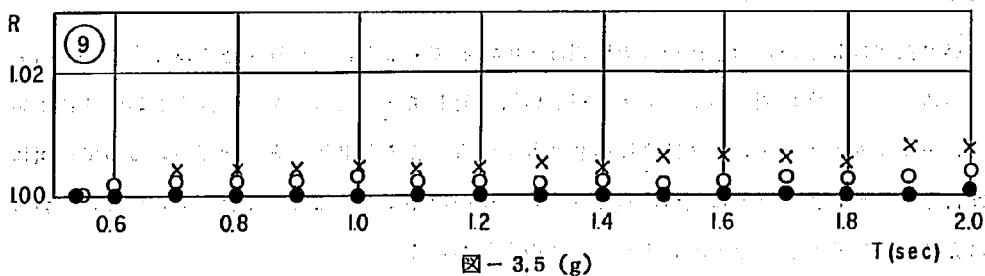
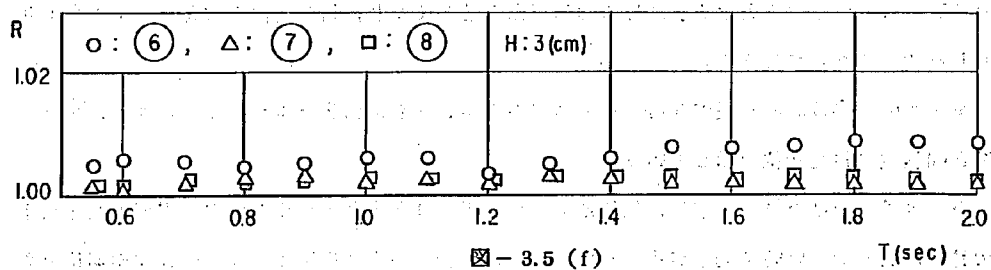
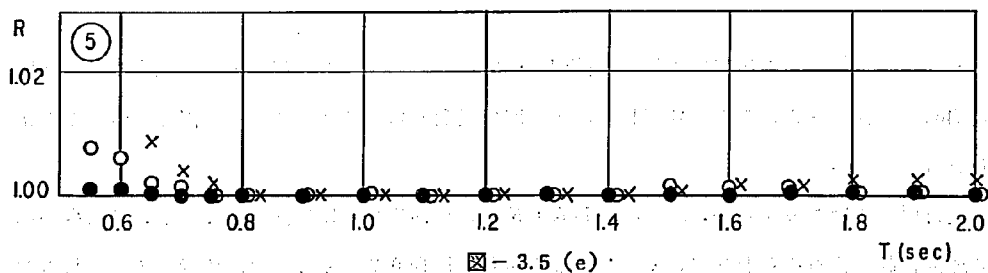
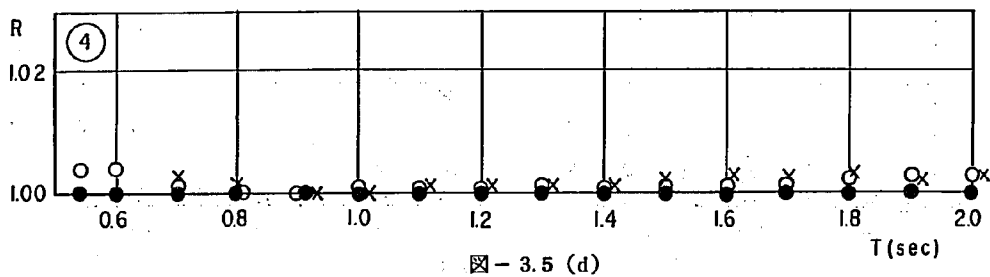
抵抗板をつけたモデル④, ⑤では、鉛直変位は長周期側で更に軽減されており、抵抗板の回転運動抑制効果があらわれている。しかしながら、周期 0.7 sec 以下の波に対しては、抵抗板の位置をほぼ回転中心とする波高桿の回転運動が著しくなり、鉛直変位も増大しモデル③よりむしろ大きくなってしまふ。

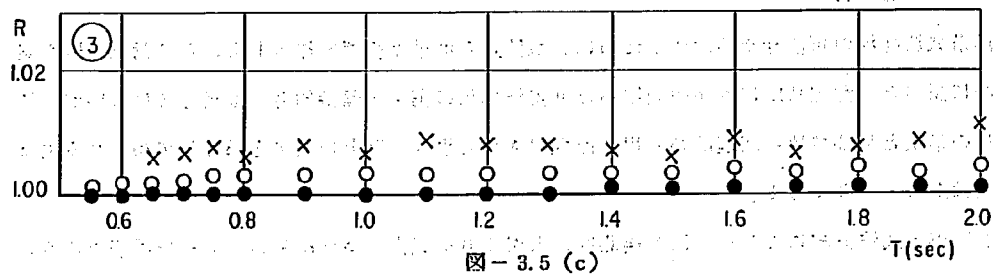
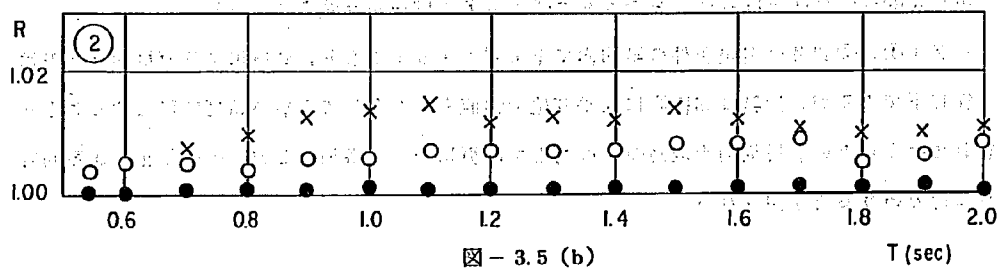
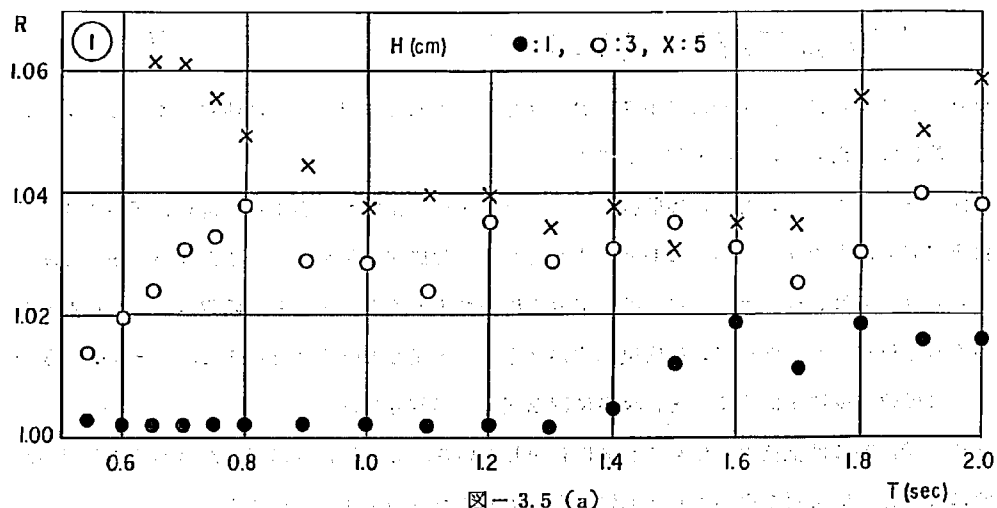
モデル⑥～⑧は波高桿長が 5 cm のケースであるが、3者に顕著な差異は認められず、モデル②と同程度の鉛直変位を示している。

小型浮子をつけたモデル⑨は、長周期側ではモデル③と余り差異がないが、周期 1 sec 以下で特に波高が大きい時に動揺が小さくなっている。浮子の小型化により波力の軽減が期待できそうである。

第2節で仮に定めた対象波の最大周期は 10 sec であるが、これは模型に換算すると 1 sec である。モデル③は周期が 1 sec より短い波に対しては、波高の $1/30$ 以下の鉛直変位であり、モデル⑨および④, ⑤では更に軽減されている。許容測定誤差との関連があるので一概には言えないが、上に与えた数値は水面変動と変位の位相関係を無視した値であるので、実験には更に誤差は小さくなりほぼ許容し得るものと思われる。

波高 5 cm 以上(現地スケールで 5 m 以上)の長周期成分により鉛直変位は更に増大するが、これは水圧式波高計の記録より補正が可能であろう。





(3) 波高桿の傾斜 (図-5)

図-5は波高桿の傾斜角 θ の正割 $R = \sec \theta$ を示したものである。したがって波高桿に沿う水面変動として得られか波高は、 R の比率で過大評価されたものとみなされる。

式(9)において、 θ を ω に対して無視し更に $T_M \simeq T_0$ と近似すると次式を得る。

$$\theta = \frac{N}{B \cdot l_G - W \cdot l_G - \sigma^2 (I + I')} \quad (17)$$

ただし、 θ は ω に比して一般に小さいが、 θ を ω に対して無視するのは便宜的なものであり、定量的に扱う場合にはこの近似は適当でない。

図-5の各モデルに対する実験結果をみると、モデル①では波高1 cmの場合に周期1.5 sec以上で R (即ち θ)が急増しており、水平運動との連成が予想される。また波高3 cm, 5 cmの場合に対しては、他のケースに比較して R が極めて大きくなっている。係留点が浮心に近くしかも重心位置が高いために、静的復元力がそもそも不足していることによる。モデル②、③のように係留点位置を低くすると、次第に回転運動は抑制される。

モデル④、⑤では抵抗板が極めて有効に作用している。しかし、特に周期が短くなり深海波性になると、抵抗板を中心とした回転運動が大きくなるので注意を要する。

モデル⑥～⑧は③と同程度、モデル⑨は③より若干回転が軽減されている。

モデル①、②以外は実験条件の範囲内で全て $R < 1.01$ であり、傾斜による直接的な誤差は1%以下であるが、傾斜は間接的に水平変位や鉛直変位を介しても最終精度に影響することを忘れてはならない。長周期大波高の波に対しては更に傾斜が増加するが、その補正は比較的容易に行ないうると予想される。

3-6 おわりに

浮遊式波高桿の可能性を検討するために、数種類の簡単な模型を作製しそれらの動揺特性を実験的に調べた。測定精度にも多少問題があり実験結果に対する理論的考察も充分ではないが、波高桿の形状と動揺特性の関連はある程度把握できたと思う。以上の結果を総合して得られる主な結論は次のとおりである。

1) 浮遊式波高桿による表面波の観測は、水深50 m以上の地点においても充分可能である。

しかし、その形状や重量、大きさは測定精度に直接影響するので、設計に際しては更に模型実験を継続しより綿密な検討を行なう必要がある。

2) 波高桿の長さは、経済性の点からも安定性の点からも余り長くしない方がよいことは当然

であるが、安定性のみに着目すれば係留点の位置をある程度低くすること等により、10mの波高桿長でも充分に動揺を抑制できる。また波高桿長を小さくすることは、ブイの水面への接近をも意味し、ブイに作用する波力や周囲水面への擾乱の点で問題がある。

ただし波高桿長を小さくすることにより、ブイ自身も小型化できるので詳細は更に検討の必要がある。

3) 係留点位置は経済性および構造物の強度上許し得る限り低くすることが望ましい。

4) ブイは球形が基本となろうが、大型ブイ1個よりも小型ブイを複数個の方が若干動揺を小さくでき、ブイ自身の強度の点からも適当であると思われる。

5) 抵抗板は浮体の動揺特に回転運動の抑制に大きな効果が期待できるが、短周期の波に対してむしろ回転運動等を増大させる場合もある。したがって抵抗板を設ける場合には、その大きさや取付け位置に細心の注意が要求される。複数の抵抗板を異なった深さに設置することにより良好な結果を得ることが予想されるので更に検討をする予定である。

これらの結論は極めて簡単化された条件に対する実験結果を基にしており、今後更に精度の高い実験や詳細な理論的考察が必要である。また、複数係留索による効果や、風・流れの影響、波の不規則性の影響、周囲水面への擾乱等も今後明らかにしていくべき問題である。

第 4 章 プレテンション・アンカーされた海中ブイの運動

教 授 本 間 仁

助教授 荻 原 国 宏

土木研究所「波浪観測ステーション」

4-1 はじめに

プレテンション・アンカーの方法に 1 点、2 点、3 点と云うように、ブイの大きさにより、又ブイの安定の点より、その数は増加させていかねばならない。1 点及び 2 点については、昨年までの研究によって解析ができています。

ブイの運動も主として波の進行方向に運動するものが支配的であって、それと直角方向の運動は無視しても良かった。しかしながら 3 点アンカーをした場合には波の進行方向のみでなく、アンカーロープの方向に力が加わったために、回転運動が生じて来る。

したがって 1 点、2 点アンカーの場合には 2 次元的な取り扱いでよかったものが、3 点アンカーでは 3 次元的な取り扱いをしなければならなくなる。前者の場合には 8 mm フィルム上に撮映された映像より 2 次元の情報を得ていれば良かったわけであるが、後者の場合には 3 次元の情報を得なければならぬ。一般には平面写真よりはそれは無理であって、2 台のカメラ又は立体カメラを使用しなければならぬ。その場合に 2 台のカメラをシンクロナイズさせる事と、撮映された 8 mm フィルムより情報を処理する作業が、非常に大きな負担となって来る。

そこで我々は、1 つの画面より 3 次元情報を得る方法をモアレ縞の原理を利用することによって、それを可能にする事を開発して、本年の研究に利用している。

この論文はその手法の解説と、3 点アンカーの場合の運動を支配する条件についてまとめたものであって、波力関係、運動方程式の関係は紙面の関係で省略した。

4-2 モアレ縞の原理を利用した 3 次元座標の取得

モアレ縞は同一のスリットを通した影とカメラを通して印画紙上に写るスリットの干渉を利用したものであるが、この影を生じさせるスリットと、カメラに写るスリットを別個のものを利用して干渉縞を生ずる事は同じである。しかし、その場合に 3 次元座標のカメラ軸（光軸）方向

の座標が簡単に決定できなくなる。それを解決する方法は、前もってスリット、影の作る空間座標系を決定する方法をみいだせば良いわけである。そのために較正板を利用する事にした。以下に順を追って説明を加えていく。

1) スリット、スリットの影の作る空間座標

スリット、又は網を鉛直の直線によって構成することにすれば、その直線によって空間に作られる影又は透視線は平面を構成する事は自明である。

以下最も簡単な場合として、このスリット、又は網目が鉛直におかれたものとする。この平面図は図-1のようになる。影の生ずる平面上に原点をおき、影を生じさせる点光源の座標を $(-B_2, L_2)$ 、カメラの位置を $(0, L_1)$ とし、カメラは影の生ずる平面に垂直に向いているとする。

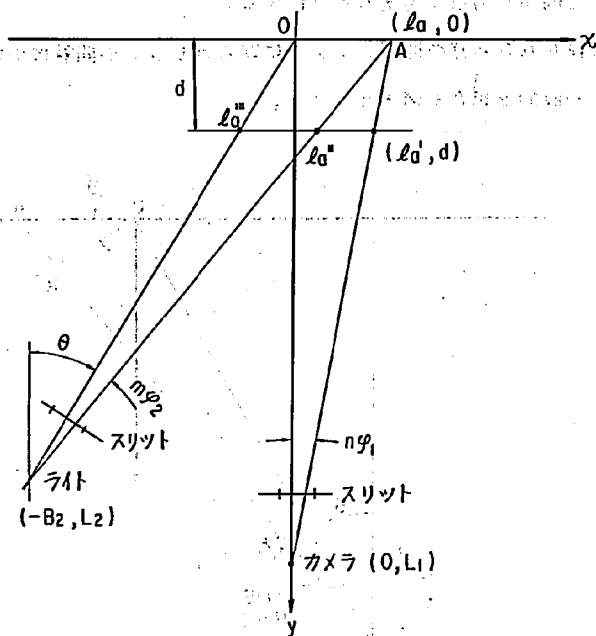


図-4.1

点光源は、このカメラの軸と θ の角度でおかれており、又影を生じさせるスリットの間隔のなす角度を φ_2 、カメラの前におかれるスリットの間隔のなす角度を φ_1 とする。

$O'A, O''A$ の作る面の方程式は、

$$\left.
 \begin{aligned}
 LOBO'' &= \pi/2 - \varphi_m \\
 LOAO'' &= LOBO'' - \theta = \pi/2 - \varphi_m - \theta \\
 \overline{O''O} &= L_2 / \cos \theta \\
 \overline{OB} &= \overline{OO''} \tan \varphi_m \\
 \tan \varphi_m &= m \left(\frac{\varepsilon}{\ell_0} \right) \\
 \overline{OA} \sin LOAO'' &= \overline{OB} \sin LOBO''
 \end{aligned}
 \right\} \quad (3)$$

のような関係があることが判る。 ε はスリット間隔で ℓ_0 は光源とそれまでの距離である。

$$\left.
 \begin{aligned}
 \sin LOAO'' &= \sin \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_m - \theta \right) = \cos (\varphi_m + \theta) \\
 \sin LOBO'' &= \sin (\pi/2 - \varphi_m) = \cos \varphi_m
 \end{aligned}
 \right\} \quad (4)$$

したがって

$$\begin{aligned}
 \overline{OA} &= \overline{OB} \frac{\cos \varphi_m}{\cos (\varphi_m + \theta)} = \overline{OO''} \tan \varphi_m \frac{\cos \varphi_m}{\cos (\varphi_m + \theta)} \\
 &= \frac{L_2}{\cos \theta} \tan \varphi_m \frac{\cos \varphi_m}{\cos (\varphi_m + \theta)} \quad (5)
 \end{aligned}$$

又 $\tan \varphi_m = m (\varepsilon / \ell_0)$ である事を考えると

$$\overline{OA} = m \left(\frac{\varepsilon}{\ell_0} \right) \cdot \frac{L_2}{\cos \theta} \cdot \frac{\cos \varphi_m}{\cos (\varphi_m + \theta)} \quad (6)$$

を得る。次に個々の場合について検討しよう。

(i) $\theta = 0$ の場合 (カメラの前のスリットの場合)

$$\overline{OA} = m (\varepsilon / \ell_0) \cdot L_2 \quad (7)$$

となり等間隔になっていることが判る。

(ii) $\theta \gg \varphi_m$ の場合 (Light の場合)

ブイの大きさを考えると、ブイ上に生ずるしまの大きさはかなり小さく、次の近似ができる。

$$\begin{aligned}
 \cos (\varphi_m + \theta) &= \cos \theta, \quad \cos \varphi_m \approx 1.0 \\
 \overline{OA} &= m (\varepsilon^2 / \ell_0) \cdot \frac{L_2}{\cos^2 \theta} \quad (8)
 \end{aligned}$$

この場合も等間隔になっている。

(i) φ_m が大きい場合

$$\tan \varphi_m = m (\varepsilon^0 / \ell) \text{ を考えると } \quad (9)$$

$$\cos \varphi_m = \frac{1}{\sqrt{1 + m^2 (\varepsilon_0 / \ell)^2}} \quad (9)$$

として(6)式によって計算すれば良いが、通常の場合には(8)式で十分と考えられる。

したがって、(7)(8)の両式を考えると、それぞれ次のような関係式になっていることが判る。

$$\overline{OA} = m \cdot C, \text{ 又は } C = \frac{\overline{OA}}{m} \quad (10)$$

このCは、平板上に生じている。スリットの間隔である。

III) スリットの影の本数 m 、カメラの前のスリットの本数 n 番目の空間にしめる平面

前記のごとく、スリット間は等間隔になっているので、1つのスリット間隔のなす角より、空間の平面を決める方程式に(1)式をなおした方が都合が良い。

(i) カメラ側

(1)式の $O'A$ の式で、 $\tan(n\varphi_1) = \tan \varphi_n$ であり、 $\tan \varphi_n = n(\varepsilon/\ell_0)_1$ である
又(2)式より、 $\tan(n\varphi_1) = (\ell_a - \ell_{a'})/d$ であることを考えると、

$$\tan(n\varphi_1) = (\ell_a - \ell_{a'})/d = n(\varepsilon/\ell_0)_1 = n a_{01}$$

したがって

$$(\varepsilon/\ell_0)_1 = a_{01} = \frac{1}{n} \frac{(\ell_a - \ell_{a'})}{d} \quad (11)$$

又(7)式より

$$\overline{OA} = \ell_a = n \left(\frac{\varepsilon}{\ell_a} \right)_1 \cdot L_1 = n a_{01} L_1 = n a_{02} \cdot a_{02} = \frac{\ell_a}{n} \quad (12)$$

となる。したがって(1)式の OA' の式は

$$x + y \cdot n a_{01} - n a_{02} = 0 \quad (13)$$

となる。 n は中心よりのスリットの本数であり、 a_{01} 、 a_{02} は(11)、(12)式を使って求める事ができる。

(ii) ライト側

$\theta < 45^\circ$, $m\varphi_2 < \theta$ の場合を考えると

$$\tan(m\varphi_2 + \theta) = \frac{\tan \theta + \tan m\varphi_2}{1 - \tan \theta \tan m\varphi_2} = \tan \theta + \tan m\varphi_2 \quad (14)$$

であり、(2)式、(3)式の関係を使うと

$$\tan(m\varphi_2) = \frac{(\ell_a - \ell_a'' + \ell_a''')}{d} = m \left(\frac{\varepsilon}{\ell_0}\right)_2 \quad (15)$$

よって

$$\left(\frac{\varepsilon}{\ell_0}\right)_2 = \frac{1}{m} \frac{\ell_a - \ell_a'' + \ell_a'''}{d} = a_{11} \quad (16)$$

となる。又(8)式より

$$\ell_a = m \left(\frac{\varepsilon}{\ell_0}\right)_2 \cdot \frac{L_2}{\cos^2 \theta} = m a_{11} \frac{L_2}{\cos^2 \theta} = m a_{12} \quad (17)$$

を得る。したがって(1)式の $O''A$ の式は

$$x + (\tan \theta + m a_{11}) y - m a_{12} = 0 \quad (18)$$

となる。

(13)、(18)両式の各係数が求まれば、影及びカメラの前のスリットの空間にしめる平面が決まる。

(c) $a_{011}, a_{02}, a_{11}, a_{12}, \tan \theta$ を決定すること。

図-3のような傾斜板を用意して、その上に映っている。影より $\ell_a, \ell_a''', \ell_a'', \ell_a'$ をよみとる。これは写真にとった上でよみとれば良い。そのときのスリットは任意に決定した中心線より、任意の数だけづれた、 m, n 本目のものをよめば良い。

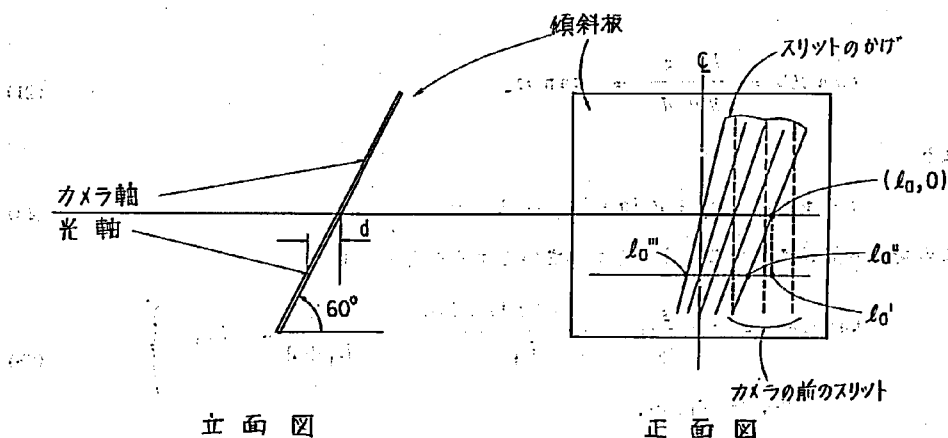


図-4.3

$$\left. \begin{aligned} \tan \theta &= -\ell_a'''/d \\ a_{01} &= \frac{1}{n} \frac{\ell_a - \ell_a'}{d} & a_{01} &= \frac{\ell_a}{n} \\ a_{11} &= \frac{1}{m} \frac{\ell_a - \ell_a'' + \ell_a'''}{d} & a_{12} &= \frac{\ell_a}{m} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

で求めることができる。

このとき L_1, L_2, B_2 の値は

$$L_1 = a_{02}/a_{01}, \quad L_2 = a_{12}/a_{11} \cdot \cos^2 \theta, \quad B_2 = L_2 \tan \theta \quad (20)$$

として求めることができる。

IV) 鉛直方向の座標を求める式

図-4のような状態を考えると

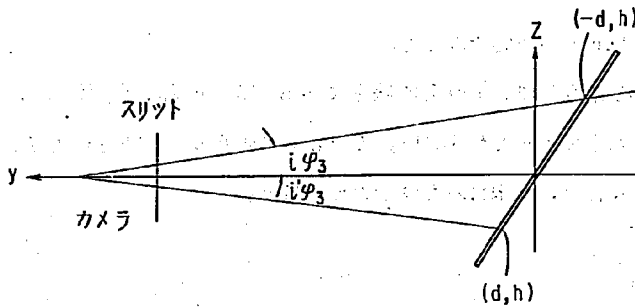


図-4.4

$$\tan i\varphi_3 = \frac{h-z}{y+d} = \tan \varphi_m \quad (21)$$

より

$$z + y \tan i\varphi_3 + d \tan i\varphi_3 - h = 0 \quad (22)$$

この場合も先にやったごとく $i\varphi_3$ が小さいとすることによって

$$\left. \begin{aligned} \tan i\varphi_3 &= i \left(\frac{\varepsilon}{\ell_0} \right)_3 = \frac{h-d \tan i\varphi_3}{L_1} = \frac{h}{L_1+d} = i a_{13} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$a_{23} = a_{13} \cdot L_1$$

とおくと(22)式は

$$z + i a_{13} y - i a_{23} = 0 \quad (24)$$

を得る。この場合 a_{13} を求めるのに L_1 の値が必要になるが、これは (20) 式の計算値を使う。

V) キャリブレーションの式を使ってパイ上につけられたマーカーの空間座標を決定すること
マーカーの位置が、スリットの本数をかぞえて (n, m, i) にあったとする。この n, m, i の値は必ずしも整数でなくてもよく、実数値でよめばそれの方がより精度を上げられる。すでに (13), (18), (24) 式のごとく平面は決定できているので、これを連立にとけば良い。したがって

$$\left. \begin{aligned} x + y n a_{10} - n a_{20} &= 0 \\ x + y (\tan \theta + m a_{11}) - m a_{21} &= 0 \\ z + y i a_{13} - i a_{23} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

これより

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{n a_{20} - m a_{21}}{n a_{10} - \tan \theta - m a_{11}} \\ x &= n a_{20} - n a_{10} y \\ z &= i a_{23} - i y a_{13} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

のごとく空間座標が決定できる。

4-3 3点アンカーパイの拘束条決

図-5 のような 3 次元空間でのアンカーロープのなす座標関係をベクトと表示すると

$$\left. \begin{aligned} OA, \Gamma_1 &= (a_1, b_1, c_1) & AD, \ell_1 &= (d_1, e_1, f_1) \\ OB, \Gamma_2 &= (a_2, b_2, c_2) & BE, \ell_2 &= (d_2, e_2, f_2) \\ OC, \Gamma_3 &= (a_3, b_3, c_3) & CF, \ell_3 &= (d_3, e_3, f_3) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

このとき

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_1 \cdot \Gamma_1 &= \Gamma_2 \cdot \Gamma_2 = \Gamma_3 \cdot \Gamma_3 = r^2 \\ \ell_1 \cdot \ell_1 &= \ell_2 \cdot \ell_2 = \ell_3 \cdot \ell_3 = r^2 \end{aligned} \right\} \quad (26')$$

である。但しパイは球として考えている。一般的な場合は r の条件が異ってくる。

今、球の中心が O より O' に移動し、 A, B, C の各点も A', B', C' に移動したとし、このとき球が、 x, y, z の各軸のまわりに $\theta x, \theta y, \theta z$ の回転をしたとする。それぞれを次のようなベクトと表示をする。

$$\left. \begin{aligned} OO' \quad X &= (x, y, z) & AA' \quad X_1 &= (x_1, y_1, z_1) \\ BB' \quad X_2 &= (x_2, y_2, z_2) & CC' \quad X_3 &= (x_3, y_3, z_3) \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$O'A' // l_1'$, $O'B' // l_2'$, $O'C' // l_3'$

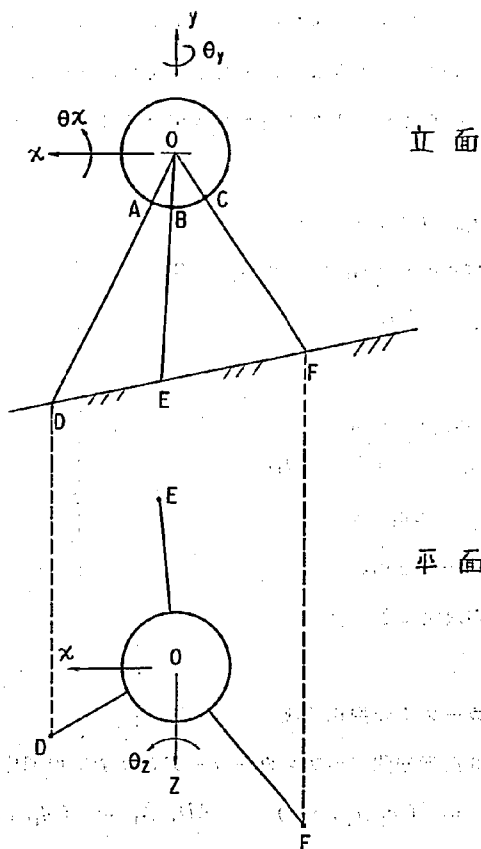


図-4.5

次に最初 $r = (a, b, c)$ の位置にあったベクトルが、それぞれの軸のまわりに反時計方向に $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ だけ回転したときのベクトルは

$$l_i' = \begin{pmatrix} 1 & -\theta_z & \theta_y \\ \theta_z & 1 & -\theta_x \\ -\theta_y & \theta_x & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \end{pmatrix}, \quad l_i' = \theta \cdot l_i \quad (28)$$

$i = 1, 2, 3,$

この式の最初のマトリックスを θ で示そう。但しこの式は、それぞれの回転が微小としている。

又移動後のベクトルの関係は

$$\left. \begin{aligned} X + l_i' &= l_i + x_i \\ l_i &= x_i + l_i' \end{aligned} \right\} \quad i = 1, 2, 3 \quad (29)$$

となっている。したがって各アンカー支点の移動は

$$X_i = X + \Gamma_i - \Gamma_i = X + \theta \cdot \Gamma_i - \Gamma_i = X + (\theta - 1) \Gamma_i \quad (30)$$

で示せる。

この移動後の点はアンカーロープの伸びのはんいで拘束条件が加わってくる。今ロープの伸びを Δl_i で表わすと

$$\Delta l_i' = |l_i'| - |l_i|, \quad l_i l_i' - l_i l_i = (l_i + \Delta l_i)^2 - (l_i)^2 \quad (31)$$

である。 l_i' は (29) 式より

$$l_i' = l_i - X_i = l_i - X - (\theta - 1) \Gamma_i = l_i - X + \theta \cdot \Gamma_i \quad (32)$$

但し $\bar{\theta} = \theta - 1$ である。したがって

$$\begin{aligned} l_i \cdot l_i' &= (l_i - X + \theta \Gamma_i)(l_i - X + \theta \Gamma_i) \\ &= l_i \cdot l_i - 2l_i \cdot X + X \cdot X - 2(l_i - X) \cdot \bar{\theta} \Gamma_i + \bar{\theta} \Gamma_i \cdot \bar{\theta} \Gamma_i \quad (33) \end{aligned}$$

又球の半径は不変であるので

$$|l_i| = |l_i'| = r^2, \text{ 又は } l_i \cdot l_i = l_i' \cdot l_i'$$

である。これは (28) 式を考えると

$$l_i' \cdot l_i' = \theta l_i \cdot \theta l_i = l_i \cdot l_i \quad (34)$$

となる。この計算をマトリックス表示して計算すると次の条件式を得る。

$$(\bar{\theta} \cdot l_i) \cdot (\bar{\theta} \cdot l_i) = 0$$

したがって (31) 式はこれらの関係を使う事によって次の式に帰着される。

$$2 l_i \Delta l_i = -2 l_i X + X X - 2(l_i - X) \bar{\theta} \cdot l_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (35)$$

ここでさら $l_i \bar{\theta} \cdot l_i$ の積を考えてみる。これをマトリックス表示すれば

$$(d_i, e_i, f_i) \begin{pmatrix} 0 & \theta_z & -\theta_y \\ -\theta_z & 0 & \theta_x \\ \theta_y & -\theta_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \end{pmatrix} = (c_i e_i - b_i f_i) \theta_x + (a_i f_i - c_i d_i) \theta_y + (b_i d_i - a_i e_i) \theta_z \quad (36)$$

となる。ここで l_i と l_i のベクトル積を考えると

$$l_i \times l_i = \begin{vmatrix} i & j & k \\ a_i & b_i & c_i \\ d_i & e_i & f_i \end{vmatrix} = i(b_i f_i - c_i e_i) + j(c_i d_i - a_i f_i) + k(a_i e_i - b_i d_i) \quad (37)$$

となる。(36) の $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ の各係数は (37) の各係数に一致している。アンカーの状態を考えると

ℓ_i のベクトルと ℓ_i のベクトルは同一方向を向いているはずである。したがってベクトル積は $\ell_i \times \ell_i = |\ell_i| \cdot |\ell_i| \cdot \sin \theta$ と表わせるので、 $\theta = 0$ を考えると (37), (35) の各係数は 0 となっているはずである。

したがって $\ell_i \hat{\theta} \ell_i = 0$ となる。

(35)式は

$$2 \ell_i \Delta = -2 \ell_i x + x x + 2 x \hat{\theta} \ell_i$$

この式でさらに $x \ell_i \ell_i$ を考えると

$$\ell_i \Delta \ell_i = -x \ell_i + x \hat{\theta} \ell_i \quad (38)$$

を得る。この展開式を書くと

$$\ell_i \Delta \ell_i = -(x d_i + y \ell_i + z f_i) - [(c_i y - b_i z) \theta_x + (a_i z - c_i x) \theta_y + (b_i x - a_i y) \theta_z] \quad i=1, 2, 3 \quad (39)$$

となる。この3つの式が中心の移動に伴う拘束条件を与えている。この式を使用して球の中心が (x, y, z) 移動したときの、球の回転 $(\theta_x, \theta_y, \theta_z)$ は (39) 式を連立にとけば良い。

すなわち

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \begin{bmatrix} b_1 x - c_1 y, & c_1 x - a_1 z, & a_1 y - b_1 x \\ b_2 x - c_2 y, & c_2 x - a_2 z, & a_2 y - b_2 x \\ b_3 x - c_3 y, & c_3 x - a_3 z, & a_3 y - b_3 x \end{bmatrix} \\ \mathbf{N} &= \begin{bmatrix} \ell_1 \Delta \ell_1 + x d_1 + y \ell_1 + z f_1 \\ \ell_2 \Delta \ell_2 + x d_2 + y \ell_2 + z f_2 \\ \ell_3 \Delta \ell_3 + x d_3 + y \ell_3 + z f_3 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (40)$$

とおけば

$$\begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \\ \theta_z \end{pmatrix} = \frac{1}{|\mathbf{M}|} \begin{bmatrix} |\mathbf{M}_1| \\ |\mathbf{M}_2| \\ |\mathbf{M}_3| \end{bmatrix} \quad (41)$$

となる。但し、 $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \mathbf{M}_3$ はそれぞれ $\mathbf{M}$ のマトリックスの 1, 2, 3 の各列を $\mathbf{N}$ のマトリックスでおきかえたものである。

4-4 3点アンカーの場合の復元力

アンカーロープのバネ定数を k_i とするとき、波力 (F_x, F_y, F_z) が作用したときのロープの伸びを求める式を出そう。

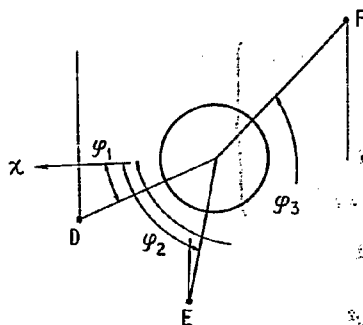
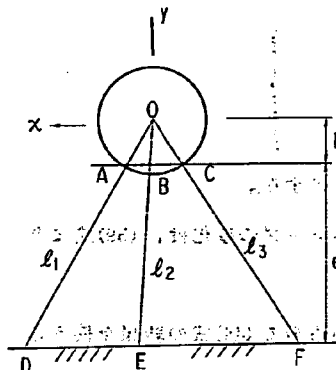


図-4.6

ロープに働く張力の増減力 ΔT_i は

$$\Delta T_i = k_i \cdot \Delta l_i$$

である。

図-6 のようなアジカー方法を考えると

$$r_i = (a_i, b, c_i)$$

$$l_i = (d_i, e, f_i) \quad i = 1, 2, 3$$

(43)

で与えられ、さらに

$$\left. \begin{aligned} a_i &= r \cos \varphi \cdot \cos \varphi_i, \quad b = r \sin \varphi, \quad c_i = r \cos \varphi \cdot \sin \varphi_i \\ d_i &= l \cos \varphi \cdot \cos \varphi_i, \quad e = l \sin \varphi, \quad f_i = 0 \cos \varphi \cdot \sin \varphi_i \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

で与えられる。

いま、球の中心に (F_x, F_y, F_z) の波力が作用していると考え、力のつり合いより

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -(\Sigma T_i \cos \varphi_i) \cos \varphi \\ F_y &= -(\Sigma T_i) \cos \varphi \\ F_z &= -(\Sigma T_i \sin \varphi_i) \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

T_i が ΔT_i になると F_x のように示すことにする。

球の中心が x 方向のみに移動したときの各ロープの変化は、(39)式より

$$l_i \Delta l_i = -x d_i$$

となる。今ロープ長は等しい場合を考えているので (44) 式の結果を使うと

$$\Delta l_i = -x \cos \varphi \cdot \cos \varphi_i \quad (46)$$

したがって ΔT_i は (42) 式より

$$\Delta T_i = -k_i x \cos \varphi \cos \varphi_i$$

を得る。これを (45) 式に代入する

$$\left. \begin{aligned} \Delta F_x &= (\Sigma \Delta T_i \cos \varphi_i) \cos \varphi \\ &= x \cos^2 \varphi \cdot \Sigma k_i \cos^2 \varphi_i \\ \Delta F_y &= x \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot \Sigma k_i \cos \varphi_i \\ \Delta F_z &= x \cos^2 \varphi \cdot \Sigma k_i \cos \varphi_i \sin \varphi_i \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

を得る。したがって水平方向のバネ定数 k_x は

$$k_x = \frac{\Delta F_x}{x} = \cos^2 \varphi \cdot \Sigma k_i \cos^2 \varphi_i^2 \quad (48)$$

を得る。ここで注目すべきは $\Delta F_y, \Delta F_z$ も生じてくることである。以下同様な扱いにより $k_y,$

k_z は

$$\left. \begin{aligned} k_y &= 3h \sin^2 \varphi \\ k_z &= k \cos^2 \varphi \cdot \Sigma \sin^2 \varphi \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

を得る。これらの関係式を使う事によって球の移動より、波力を推定する事ができる。

4-5 球の表面につけられたマーカーの座標より球の中心の移動及び回転を求めること

この関係は丁度アンカーロープの支点の移動と球の中心の移動、回転に同じである。したがって(30)式と同様な式で与えられる。

今マーカーをとりつけたときのベクトル $\Gamma_i = (a_i, b_i, c_i)$ が判っており、さらに、図-1での A', B', C' 点の O に関するベクトル OB', OC', OA' がモアベ結の原理より求まることになる。このベクトルを $\tilde{\Gamma}_i = (\tilde{a}_i, \tilde{b}_i, \tilde{c}_i)$ としよう。

図-1より、これらには

$$OB' = OB + BB' \text{ であるから } \tilde{\Gamma}_i = \Gamma_i + X \text{ (51)}$$

又は(29)式より

$$\begin{aligned} X_i &= X + r_i' - r_i & \text{故に} \\ \tilde{r}_i &= X + r_i' \end{aligned} \quad (52)$$

となる。 $\Gamma_i = \theta X_i$ を考えて、これをマトリックス表示すれば

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_i \\ \tilde{b}_i \\ \tilde{c}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & -\theta_z & \theta_y \\ \theta_z & 1 & -\theta_x \\ -\theta_y & \theta_x & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \end{pmatrix} \quad (53)$$

この式の中で $a_i, b_i, c_i, \tilde{a}_i, \tilde{b}_i, \tilde{c}_i$ は既知であり、 $x, y, z, \theta_x, \theta_y, \theta_z$ が未知である。したがって(53)式の連立方程式をとけば良いことになる。

(53)式を書きなおすと

$$\left. \begin{aligned} x \quad \theta_y c_i - \theta_z b_i &= \tilde{a}_i - a_i \\ y \quad -\theta_x c_i \quad \theta_z a_i &= \tilde{b}_i - b_i \\ z \quad \theta_x b_i - \theta_y a_i &= \tilde{c}_i - c_i \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

未知数が6個であるので、 i は2点あれば(54)式を使うことによって求める事ができる。なお実験では3点のマーカーをつけて最小自乗法によって求める事を考えている。

4-6 模型実験

現在模型実験を行なって、その結果について整理することを行なっている。まだ結果が完全にできていないので、ここに、現在までに整理できた張力関係のものの一部をここにまとめておこう。

(i) 実験条件

(i) 模型の寸法

模型は球、円柱、円錐を用意した。それらの諸元は次のとおりになっている。

球 ; 直径 3.75 cm, 重量 2.6 g

円柱 ; 直径 2.40 cm, 高さ 7.15 cm, 重量 7.5 g

円錐 ; 直径 4.02 cm, 高さ 4.08 cm, 重量 2.8 g

(2) 模型のセット状況、波の条件

直径の模型について 3 点のプレテンションアンカーするために、図-7 のごとく支点間 20.8 cm の間隔で固定した。このときの水深は 35.0 cm であった。

波の条件は波高 4.5 cm ~ 11.0 cm の間で波長 76.0 cm ~ 289.0 cm のものを 6 case 考慮した。

模型の位置

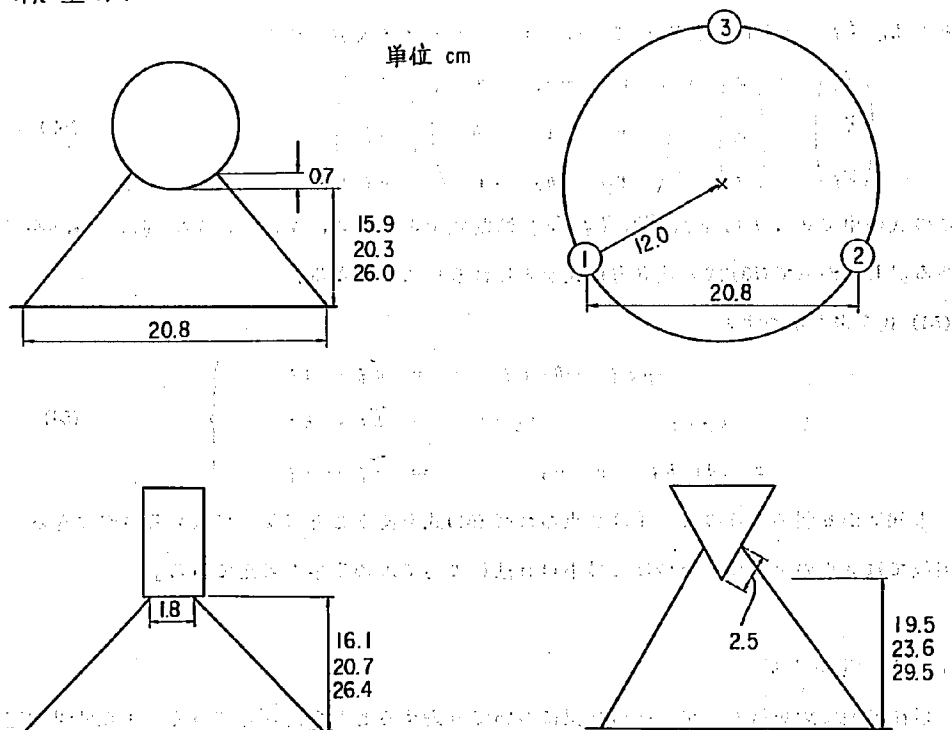


図-4.7

(イ) 張力の測定

張力の測定は、この実験のために考慮した。図-8のような板バネの装置を利用した。この板バネにストレインゲージをはりつけて、この変位より張力の測定をすることにした。図-8のようにとりつけ方をすれば、主として張力のみを測定できるものである。

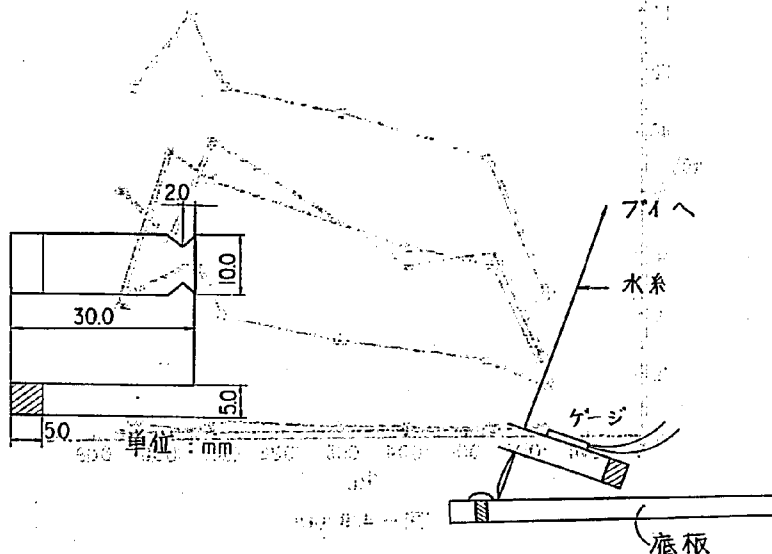


図-4.8

II) 実験結果

実験は上記の条件のもとにアンカーロープの張力の測定及び、モアレ縞の原理を利用した、水中ブイの運動の測定を行なったわけである。しかし現在のところ、それらのとりまとめを行なっている状況であって、完全なデーターの解析結果を得ていない。ここではその内のごく一部である張力の測定結果を示しておこう。

なお張力のキャリブレーションは球の浮力を利用して行なった。

結果の一部を図-9に示してある。このグラフは波形勾配と張力の関係で示してある。I, IIはグラフ中に示してあるとどく波の進入方向に対するアンカーの向きを示している。データーにかなりの散りがあるが波形勾配の増加にしたがって増す傾向を示している。球の2.5 cm水深の

場合の 6.3 の点の出力が不完全であったために円錐、円柱の場合と異なった傾向を示しているが
この点については、近々補足実験を予定している。

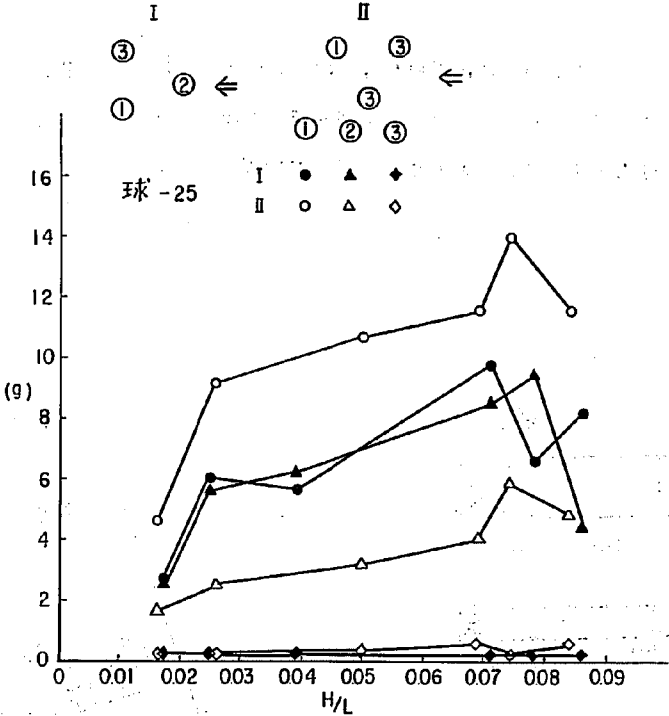


図 - 4.9 (1)

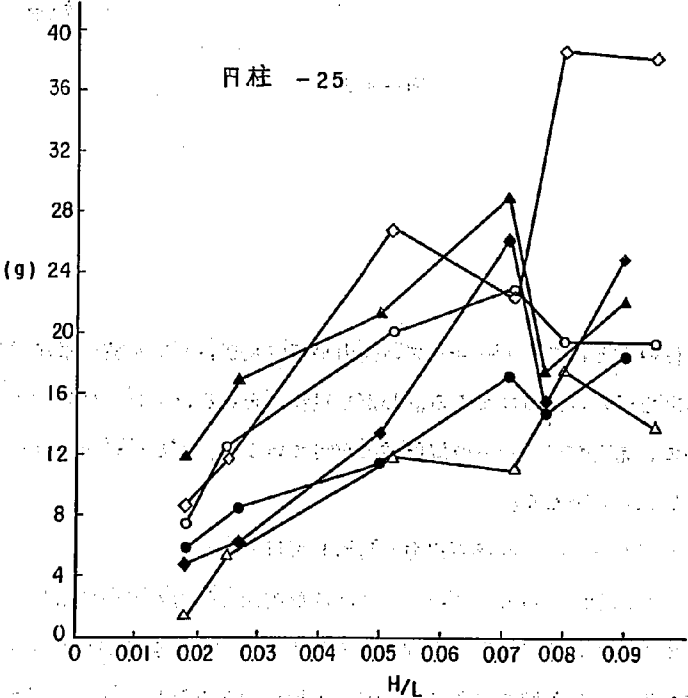


図 - 4.9 (2)

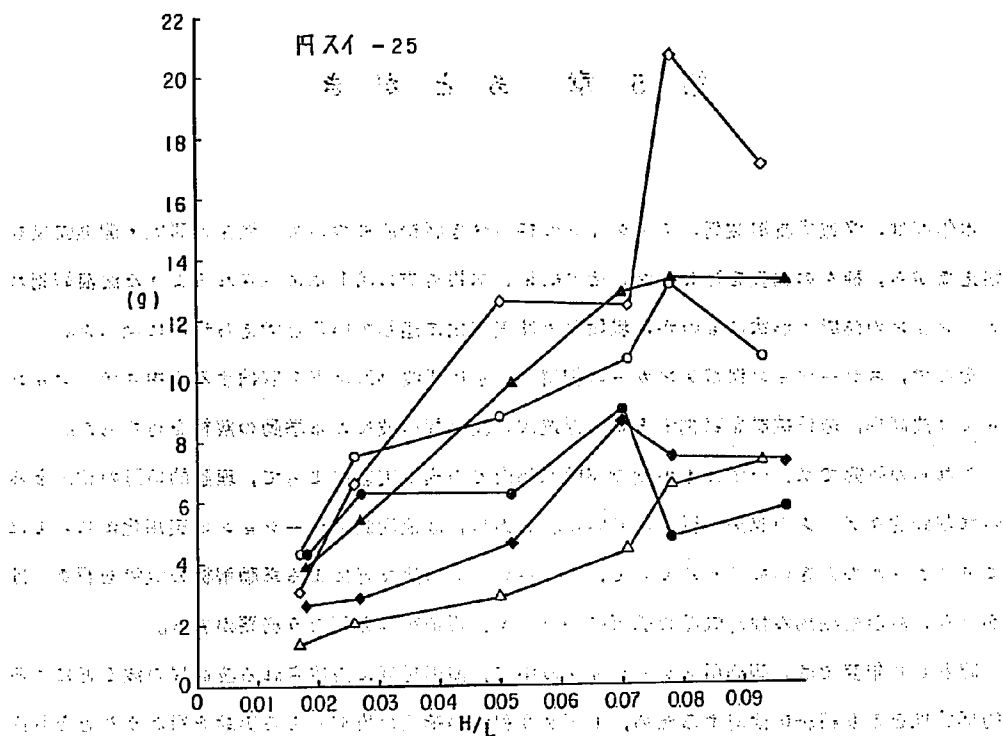


図-4.9 (3)

4-7 おわりに

まだ実験結果の整理中であるので、今後のデーター整理が進んだ段階でレポートにとりまとめる予定にしている。

特にモアレ縞を利用した運動の測定方法についてのデーター整理は、資料が非常に多く、コンピュータ処理をするにしても、なお相当日数がかかりそうである。

また実験についても補足実験をするとともに、次年度の研究と合わせて完全なものとしたい。

参 考 文 献

- 1) 「プレテンション、アンカーされた海洋構造物の運動について」荻原国宏、江森担也、東洋大学工学部研究報告(昭和50年3月)
- 2) 「モアレ写真による水面波形の解析」堀川清司、渡辺晃、朝介堅五、土木学会第27回年次学術講演会講演概要集(昭和47年)
- 3) 「モアレ写真による海底砂れんの観察」松本栄次、東京教育大学地理研究報告XV(昭和46年)

第 5 章 あ と が き

本年度は、浮遊式波浪観測ステーションの持つべき諸機能について、従来の研究・開発成果を踏まえながら、種々の調査を行なった。その結果、本報告書の第1章に示されるような波浪観測ステーションの構成・形状のものが、現段階では実用化に適していると考えられるに至った。

そこで、ステーション保留アンカーの把留力、水圧式波高計などを収納する水中ステーションおよび波高桿、送信機器を収納する海面浮遊式の波高桿の波による挙動の解析を行なった。

これらの研究では、いずれも小型の実験水槽内での模型実験によって、理論的検討の検証あるいは基礎的なデータの収集を行なっている。しかし、波浪観測ステーションの実用化に当ってはよりスケールの大きいモデルによって、ステーションの波などによる挙動解析の実験を行なうばかりか、波浪観測用の測定機器の適否についても、現地試験を行なう必要がある。

昭和50年度では、観測用ステーションの中で、海面付近に設置される波高桿の波などによる動揺特性をより精細に検討するため、1/20程度の縮尺の模型による実験を行なうことを計画している。そして、本年度の研究成果の妥当性を検証すると共に、この種の問題に対する縮尺効果についてのデータを収集する。同様な研究は、ステーション海中部についても実証することが望ましい。

波浪観測の中で最も困難を伴うものとして、波高測定があげられる。波高測定の方法については第1章で検討されているが、信頼度が高く、しかも安定性の良い方法を決めるまでには至っていない。そこで、小規模な実地試験を行なって、波高測定の方法を決定する必要がある。

以上は、本年度行なった研究の結果より認められた波浪観測ステーションの実施設計に当り、早急に検討することを要する事柄である。

阿字が浦海岸海浜流調査

目 次

は し が き	53
第1章 概 要	55
第2章 現地調査概要	56
2-1 調査日程と調査区域	56
2-2 調査日の気象・海象	58
第3章 平均水位観測の試み	60
3-1 観測装置と観測方法	60
3-2 観 測 結 果	60
第4章 BACSによる流速場の観測	62
4-1 観測ケースと観測日の気象・海象	62
4-2 CASE-4 (BACS-740221-2)	64
4-3 CASE-5 (BACS-741015-1)	64
第5章 Infragravity Wave の観測	71
5-1 Infragravity Wave について	71
5-2 沖合方向に計器を設置したケース (INFR-741014-O2)	73
5-3 沿岸方向に計器を設置したケース (INFR-741202-L3)	76
第6章 海岸流系の規模	78
6-1 Surf similarity parameter (ξ)	78
6-2 離岸流の発生間隔	79
第7章 結論および今後の課題	84
参 考 文 献	86
付 録 BACS写真の標定	88

は し が き

当報告は建設省土木研究所の委託により、併 I.N.A. 新土木研究所が実施した茨城県阿字が浦海岸における海浜流の現地観測成果の概要である。

本調査は本年度で3年目を迎えるが、昭和47年度においては2回の海浜流の規模に関する予備調査を行ない、昭和48年度においては気球・カメラ・システム(BACS)による桧橋付近の流速場の観測、および長周期波計の試作と若干の観測を試みた。

当、昭和49年度においてはBACSの観測を1回と2回の長周期波の観測を実施すると共に内外のデータを分析し、海浜流系の規模に関して、統一的に説明するパラメーターを見出し、緩勾配の海岸における予測式を提案した。

調査の実施にあたっては、終始、東京大学工学部土木工学科工博堀川清司教授より御指導をいただくと共に、現地調査に際しては、建設省土木研究所海岸研究室橋本室長他、海岸研究の諸氏、東京都立大学工学部土木工学科工修堀田新太郎助手、東京大学工学部土木工学科港湾研究室工博砂村継夫助手、同研究生林銘崇氏、同大学院学生近藤浩右君、同丸山康樹君らの諸氏より御協力いただいた。ここに記して深甚の謝意を表する次第である。

昭和50年3月

併 I.N.A. 新土木研究所

代表取締役	高	居	富	—
	佐々木	民	雄	
	桜本		弘	
	五十嵐		元	
	久保田		進	

第1章 概 説

茨城県阿字が浦海岸の棧橋の存在とBACSによって、昨年度は世界で初めて海浜流の詳細な流速場の観測に成功した。

本年度は昨年度にひきつづきBACSによる観測を実施すると共に、離岸流の発生間隔に係りの深い砕波帯内の長周期波(infragravity waves*)の観測を2回実施した。

BACSによる観測は昭和49年10月に実施したが、従来の常識とは異なり、離岸流頭が砕波帯内に封じ込められている現象を観測することができた。

長周期波の観測においては有意な振幅の長周期波が観測され、海岸流の規模、即ち、離岸流の発生間隔に関して、海底勾配の緩い海岸($\tan \beta < 1/40 \sim 1/50$)における「INFRAGRA-VITY 領域」の仮説が生み出された。

日本、アメリカ(カリフォルニア、フロリダ)、メキシコ、および南アフリカの30数組のデータを分析した結果、海底勾配が $1/7 \sim 1/85$ 、波高が $0.2 \sim 4.1 m$ の範囲にわたる領域の海浜流の発生機構を説明し、既存の2つの理論(勾配が中位の海岸と急勾配の海岸)の適用範囲を定めると共に、勾配の緩い海岸における離岸流の発生間隔に関する予測式を提案した。

今後の課題としては次の5項目を挙げることができる。

- ① 砕波帯付近の長周期波の観測
- ② 砕波帯付近の平均水位の観測
- ③ 急勾配の海岸における海浜流の観測
- ④ 海浜流型移流拡散の研究
- ⑤ 漂砂と海浜流との相互作用(海底地形)に関する研究

* 周期30 sec より10minの波, Suhayda (1974)

第 2 章 現 地 調 査 概 要

2-1 調査日程と調査区域

本年度の現地調査対象区域は図-2・1に示す 延長約 1.5 Km の海岸の碎波帯である。現地調査は 1 回の予備調査と 2 回の本調査を実施した。第 1 回現地観測は昭和 49 年 10 月 14 日より 16 日の 3 日間、第 2 回現地観測は昭和 49 年 12 月 1 日より 3 日の 3 日間にそれぞれ行なった各調査の日程概要を表-2・1 に示した。

離岸流発生間隔調査は、離岸流 (rip current) の発生間隔をフロート投入して観測する調査である。

気球観測 (BACS) は気球を利用した写真撮影により、海浜流の流速場を知る調査である。また、edge wave とは、長周期波計により、碎波帯付近の長周期波を観測するものである。平均水位とは、透明なアクリル・パイプの底に小さな穴を開けた水位計 (一種の hydraulic filter) を用いて、碎波帯内の平均水位を観測しようとする試みである。平均水位観測と同時に若干の地形測量を行なった。

表-2・1 調 査 日 程 表

項 目		第 1 回 調 査 昭和 49 年 10 月			第 2 回 調 査 昭和 49 年 12 月		
		日 付			日 付		
		14日	15日	16日	1日	2日	3日
離岸流発生間隔	RIPS	○	○	○	○	○	
気 球 観 測	BACS		○				
edge wave	INFR	○	○	○	○	○	
平 均 水 位	LEVL			○	○		○

2-2 調査日の気象・海象

第1回現地観測(昭和49年10月)と第2回現地観測(昭和49年12月)の気象と海象を表-2・2に示した。

気球観測(BACS)を行なった10月15日は、前日の強風が治まり、風速 1 m/sec 程度の微風のため、気球を揚げる事ができた。翌16日も 6 m/sec 程度の強い風が吹いたことを考えると、本調査に対する天候の恵みは感謝される。15日の波は前後の日に比べて波高が大きく、周期が長く、高波高時の離岸流の流速場を観測するには絶好の日であった。また、桟橋の近くに離岸流があったことも、風が陸風であったことも幸運であった。

第2回の12月は12月3日をのぞけば波も風も穏やかであった。

表-2・2 調査日の気象と海象

観測地点：阿字ヶ浦棧橋付近

月日	日付	項目 時刻	天候	風向	風速 (m/sec)	気温 ($^{\circ}C$)	水温 ($^{\circ}C$)	砕波タイプ	砕波波高 (m)	周期 (sec)	砕波帯幅 (m)	波向 (棧橋に対し)
昭和 49年 10月	14日	10時	晴	N E	10.0	18.0	18.6	P*	1.6	12.5	120	S 10° 20'
		13時	曇	NNE	7.5	22.0	18.4	P	1.7	13.7	140	S 11° 20'
		17時	晴	N E	6.5	21.0	16.3	P	1.8	11.5	210	S 14° 10'
	15日	8時	晴	W	1.5	15.0	16.6	P ~ S*	1.8	14.0	140	S 12°
		13時	晴	S W	1.0	21.0	18.6	P	2.1	12.0	150	S 11°
	16日	7時30分	曇	N	6.0	17.0	18.6	S	1.8	12.3	180	
		13時	晴	N E	5.5	20.0	19.5	S	2.0	12.0	100	
昭和 49年 12月	1日	10時	晴	W	0.5	6.5	13.0	P	1.0	7.7	100	N 6°
	2日	11時	雨	N W	2.5	7.0	12.0		1.2	8.6		N 3° 30'
	3日	10時	晴	N E	5.5	10.5			1.7		150	S 5°

* P : 巻き波, S : 崩れ波

第3章 平均水位観測の試み

3-1 観測装置と観測方法

通常の波浪による海表面の乱れを除去し、碎波帯内の平均水面を測定する目的で、一種の hydraulic filter を用いた観測を試みた。この装置は長さ、約 2.5 m、内径 6 cm の透明なアクリル・パイプである。円筒の底部には、波浪などの短周期成分を除去する目的で、2～3 mm 程度の径の穴を 3～4 個開けた。この水位計を碎波帯内に設置し、筒内の水位を側壁の目盛りによって読み取ると共に、スタッフにより水深のレベリングを行なった。求めた水位は 1 分半の平均値である。

3-2 観測結果

図-3・1 に 12 月 1 日と 12 月 3 日に行なった 2 回の観測結果を示した。図中に示してある矢印は、水位観測とほぼ同時に行なった離岸流発生間隔調査の結果である。

平均水位は取得したデータの平均値をゼロとして示した。12 月 1 日に行なった LEVEL-741201 (図-3・1, 上) においては観測に 50 分間 (12:00～12:50) 要した。また 12 月 3 日の LEVEL-741203 では 80 分間 (15:00～16:20) 要した。

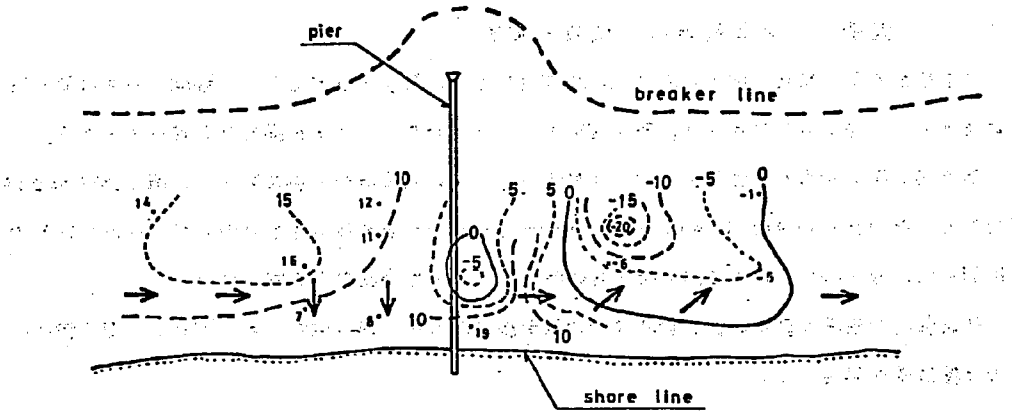
本来は碎波帯外側まで行なうのが理想的であるが、背の立たない場所では水位計を支持できないので結果は碎波帯の岸側約半分しか得られていない。

しかしながら、測定領域内の水位差は 2 つのケース共、最高約 40 cm あり、流れはほぼ高い所から低い所に流れていることが観察される。離岸流発生間隔調査と平均水位の測定との間に時間のずれがあるので、最も水位の低いところと離岸流の位置は一致しないとは、必ずしも云えない。

今回の測定は初めての試みとしては一応の成功をおさめたといえるが、一台の filter で逐次観測していることによる同時性の問題、平均水位の定義等、いくつかの検討すべき点は残されている。

碎波帯外側まで (少なくとも碎波帯全域まで) 平均水位を同時に観測する最もよい方法として、現在考えられる方法は、2 台の気球カメラ、飛行船、2 機のヘリコプター等による立体写真測量であろう。これを流速場の観測と同時に実施すれば、水位と流れの機構解明の有力なデータが得られるに違いない。

LEVL-741201



LEVL-741203

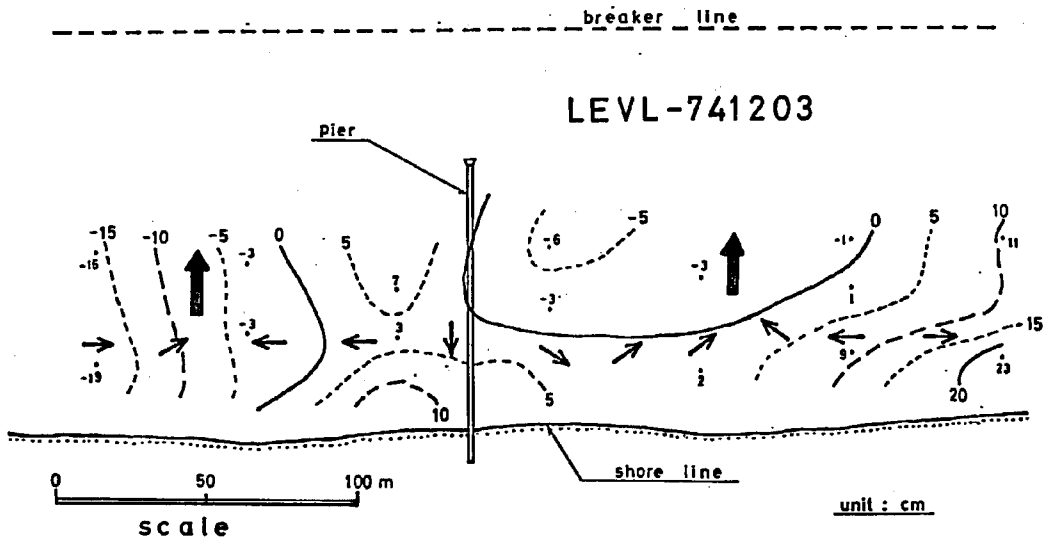


図-3.1 平均水位の分布

第 4 章 B A C S による流速場の観測

4 - 1 観測ケースと観測日の気象・海象

B A C S による観測は昨年度に 2 回、本年度に 1 回、都合 3 回実施され、観測ケースは第 1 回に 2 ケース、第 2 回に 2 ケース、第 3 回に 3 ケース、計 7 ケースを観測した(表-4・1)。

第 2 回、第 3 回共に、碎波々高は 2 m に近かったが、海底地形の相異により、第 2 回は bar が存在し、そのため outer breaker と inner breaker とにはっきり碎波帯がわかれていたのに対して、第 3 回では、第 2 回のような bar はなく、単一の碎波帯を形成していた。

桟橋付近の流況も異り、第 2 回は 2 つの離岸流の間のセル状循環の一部を観測し、第 3 回は巨大な離岸流を観測した。

表-4・1 BACS観測ケースと気象・海象

CASE BACS-ID	1 731214-1	2 731214-2	3 740221-1	4 740221-2	5 741015-1	6 741015-2	7 741015-3
観測日	第1回 1973. 12. 14		第2回 1974. 2. 21		第3回 1974. 10. 15		
天候 風向 風速 (m/sec)	快晴 NW NNW 1.1 ~ 3.3	快晴 SSW~WSW 2.5 ~ 2.6	快晴 ENE~E 3.3	快晴 SE~SSE 2.9	晴 W 1.5	晴	晴 SW 3.0
波向 波の状態 周期 (sec) 波高 (m) 砕波 波長 (m) 砕波帯幅 (m)	8.5° N* うねり 12.7 1.2 ~ 1.3 5.0 6.0	8.5° S うねり 8.0 1.2 ~ 1.3 3.2 6.0	うねり 9.2 1.7 ~ 1.9 3.5 17.5	うねり 10.1 1.4 ~ 1.6 5.0 13.0	12.0° S うねり 14.0 1.8 5.0 13.0	11.0° S うねり 13.7 1.7 5.0 15.0	14.5° S うねり 12.0 2.1 5.0 15.0
砕波帯の地形	rip channel あり		平坦 channel なし		rip channel 2つあり		
潮位	中潮		大潮		中潮		
	ほぼ満潮	平均潮位	昼の干潮	満潮	昼の干潮	平均潮位	満潮

* 棧橋の法線に対して北からの波をN, 南からの波をSとした。

4-2 CASE-4 (BACS-740221-2)

昭和49年2月21日に実施したCASE-4の写真をみると、沖合のber上でouter breaker が形成されていることがわかる(写真-4・1)。棧橋はinner breaker中に没しそのためフロートはinner breaker中に封じ込められた。

以下に述べる流況は、従って、inner breaker中の流況である。inner breaker中の碎波は崩れ波であって、抵抗板をつけたフロートも波乗りを完全に防止し得ない。

図-4・1はフロートの流速ベクトルであるが波乗りをしているフロートがかなり見受けられる。

深浅図と、その日の観察によれば、棧橋の南240mのところに巨大な離岸流があった。また2日前の2月19日に行なった離岸流の発生間隔調査では上述の南側と、北側に同じく240mのところにやはり巨大な離岸流があり、約500m離れた2つの巨大な離岸流の間のセル状循環の1部をとらえたことになる。沿岸流の最大な60cm/secをこえている。棧橋より北へ約100mの地点を境にして、フロートの流向は逆になっているのが観察される。

フロートは沿岸流速の強いところでは波乗りをほとんどしていない様である。フロート流速の沿岸方向成分を用いて計算した輸送流れ関数(Arthur, 1962) Ψ (図-4・2)を見ると、セル状循環の1部をとらえていることが鮮明になる。フロートの波乗りが著しいと感じられる区域には岸向きの流れがあることが図-4・2よりわかる。

4-3 CASE-5 (BACS-741015-1)

昭和49年10月15日に行なったCASE-5, 6, 7のうち、フロートの散開がうまくいき、流れの場がよくとらえられたCASE-5について以下に述べる。

写真-4・2に見る様に、棧橋先端はほぼ碎波帯の中央に位置し、黒々としたrip channel が観察される。写真にみえる2つのrip channelのうち、向って右側(南側)のrip channelが離岸流の主流であった。

図-4・3はCASE-5のフロート流速ベクトルである。離岸流の最大流速は1m/secに近い。更に流速の等値線図(図-4・4)を作成すると離岸流の形状が鮮明に浮き出てくる。

離岸流頭は、従来碎波帯の外側に存在すると信じられてきたが、この場合、離岸流の全体が碎波帯中に没している点が従来の認識と異なる点である。

質量の保存則を考えると、沖合より波の質量輸送によって運び込まれた水が、もしも離岸流頭が碎波帯中にあるとすれば、碎波帯外へ出る方策がなくなり、碎波帯中の水位は上昇しつづける

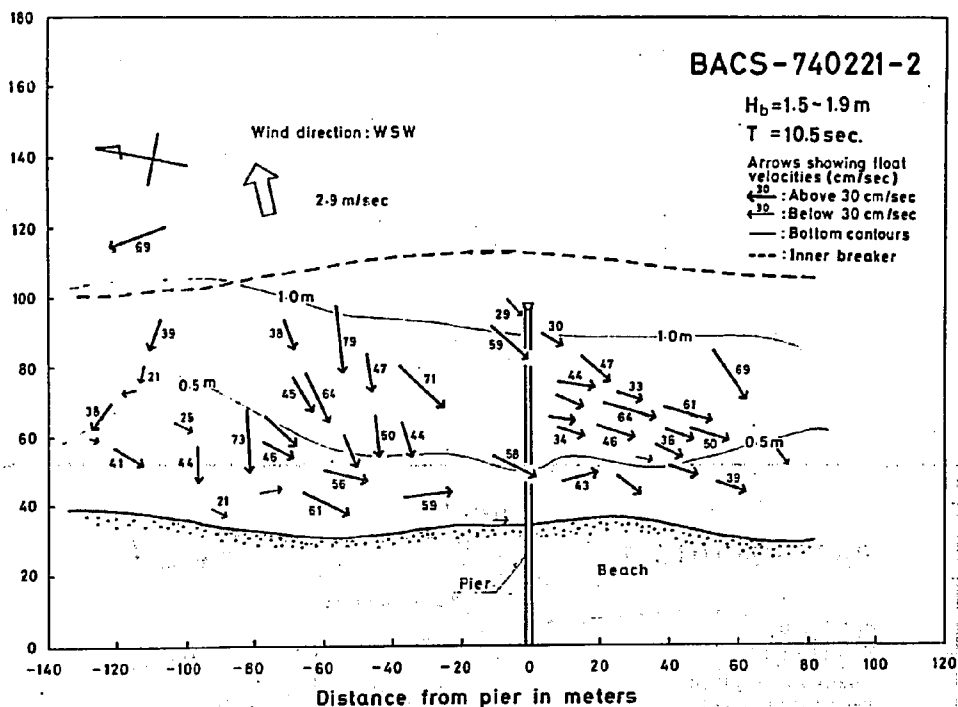


図-4.1 流速ベクトル (CASE-4)

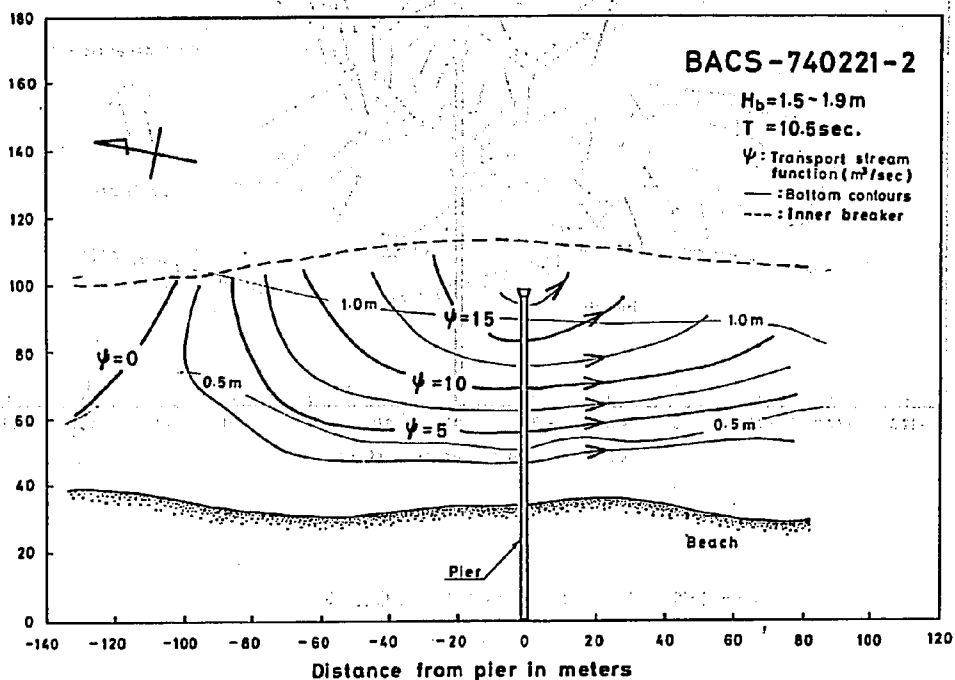


図-4.2 4 (CASE-4)

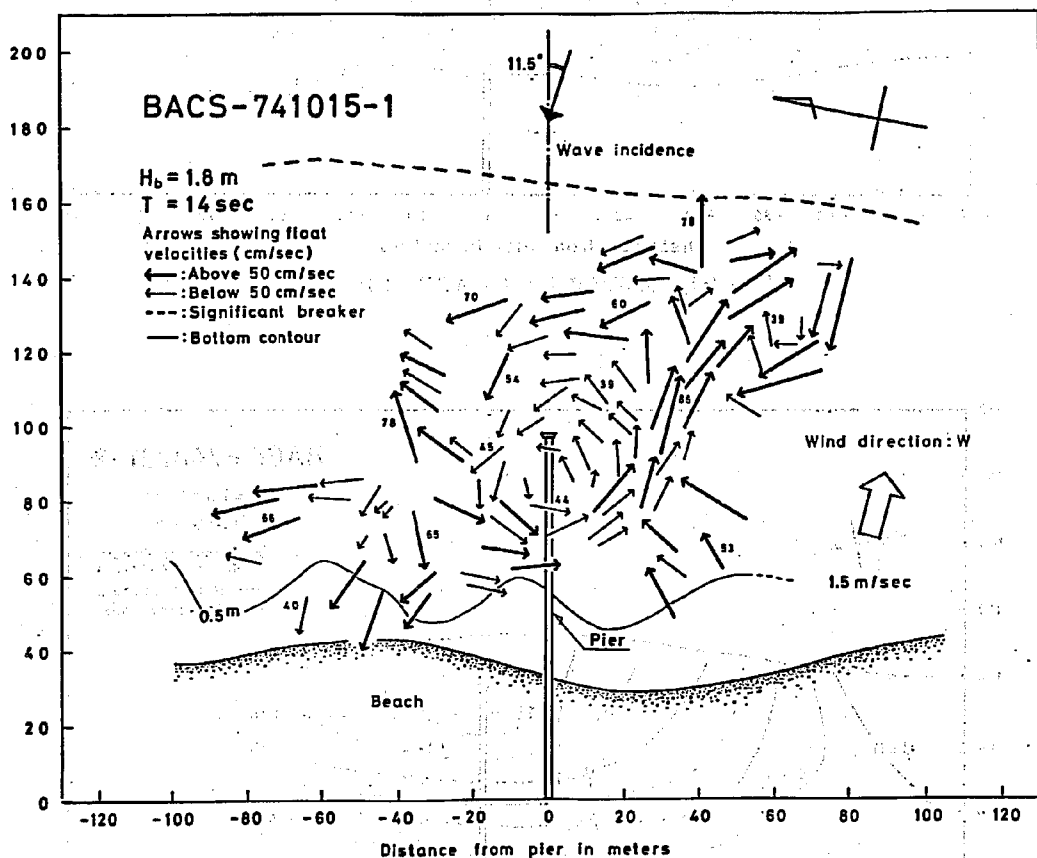


図-4.8 フロート流速ベクトル (CASE-5)

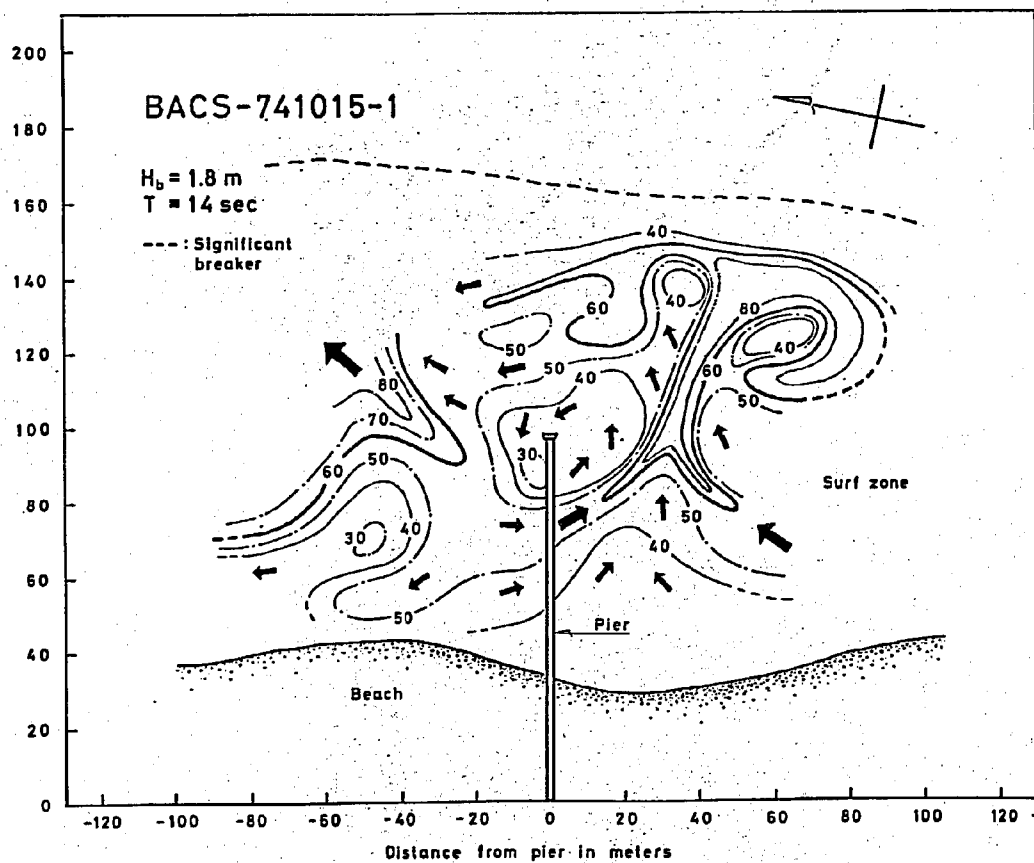


図-4.4 フロート流速分布 (CASE-5)

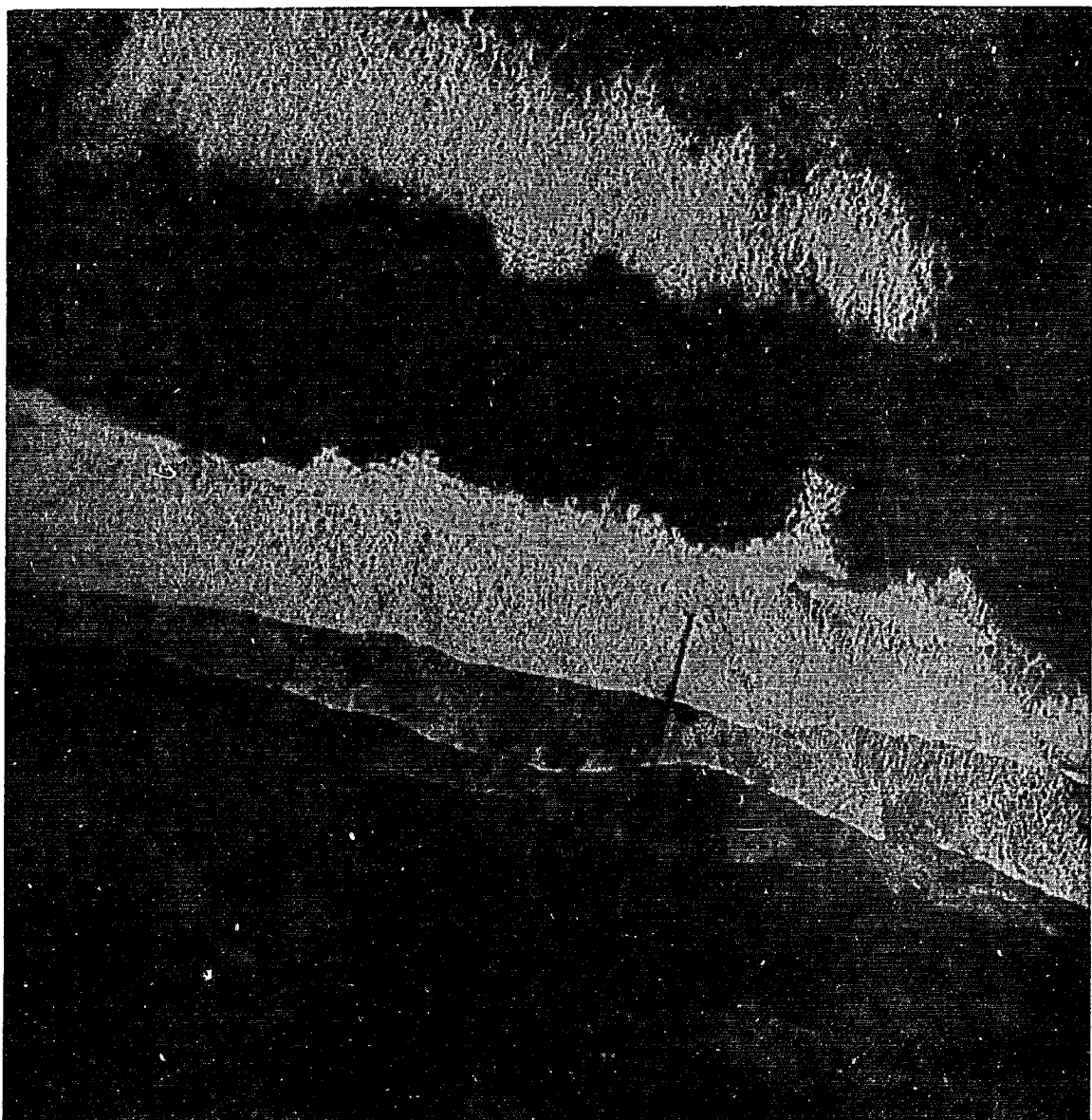


写真-4.1

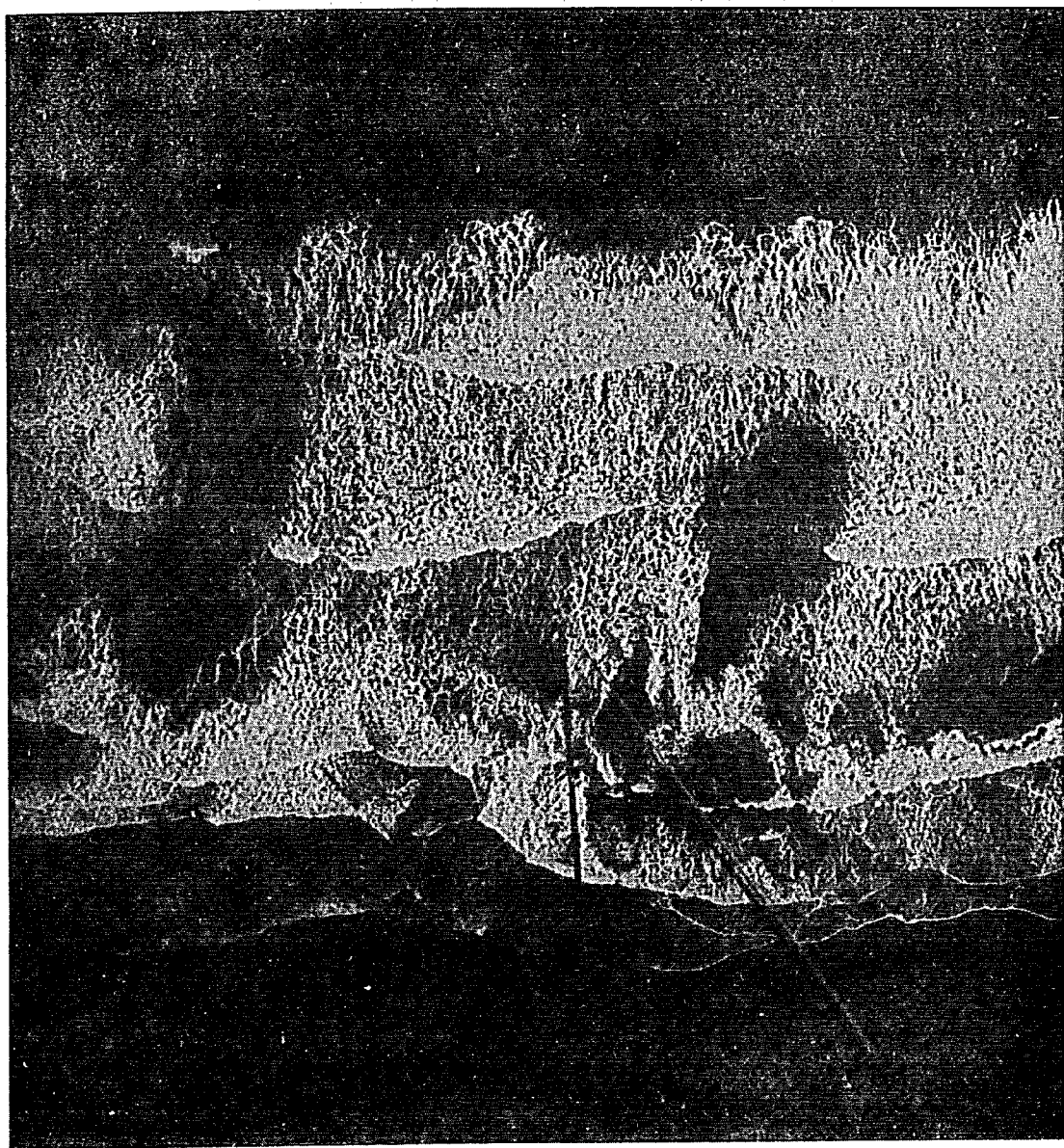


写真-4.2

という矛盾におちいる。

この点に関しては、2、3の推論が可能である。1つはフロートの抵抗板が水深60 cm以下の流れの場に及ばないから、底曳流によって沖へ戻っていたのではないかという解釈である。

もう1つの推論は観測区域外に砕波帯から出る離岸流が存在していたのではないかという解釈である。恐らく、後者の方が妥当ではないかと思われる。

第 5 章 Infragravity Wave の観測

5-1 Infragravity Wave について

「Infragravity Wave」*は Suhayda (1974) の提案した概念であって、周期 30 sec ~ 10min の波と定義される。

砕波帯付近の edge wave と surf beat は infragravity wave に対応する。infragravity wave は波形勾配が小さいために、beach による反射率が比較的大きく、standing wave になり易い。

standing wave には leaky mode (浸み出しモード) と trapped mode (捕われモード) とがある (宮田, 1974)。

急勾配の海岸に trap される infragravity wave は edge wave と考えられる。edge wave は現地 (Huntley, Bowen, 1973) においても、実験室 (玉井, 1974, 黒田, 1975) においても海底勾配が $1/10$ より急な海岸で、その存在が確かめられている。これは浜田 (1974) の理論的検討からも裏づけられる。

Suhayda (1974) は surf beat を「high amplitude surf beat」と「low amplitude surf beat」とに分けた。アラスカの Pingcock Island における現地観測から、high amplitude surf beat は入射波の波高がほぼ 1 m 以上の場合に生じ、振幅が大きいいため、反射率が低く progressive の surf beat が生じる。これに対して、low amplitude surf beat は波高 1 m 以下の時に生じ、反射率が高いため standing wave を形成し、これが leaky mode であることは数少ない例ではあるが、現地観測結果が示している。

leaky mode と trapped mode の相違は波の周波数と沿岸方向の波長との関係にある。leaky mode の沿岸方向の波長は、沖合方向の波長に比べて長く、ある周波数に対しては、沿岸方向の波長のスペクトルは連続である。

trapped mode の沿岸方向の波長は沖合方向の波長と同じオーダーであって、ある周波数と海底勾配に対して、沿岸方向の波長のスペクトルは離散的である。

ある周波数に対して、leaky mode の沿岸方向の波長は、trapped mode より、常に大きい。

即ち、海底勾配の急な海岸では trapped mode が生じ易く、緩やかな海岸では leaky mode が生じ易い。

trapped mode でも leaky mode でも沿岸方向に波高の振動が生ずるので、その振幅が有意

「外重力波」：佐々木 (1974)

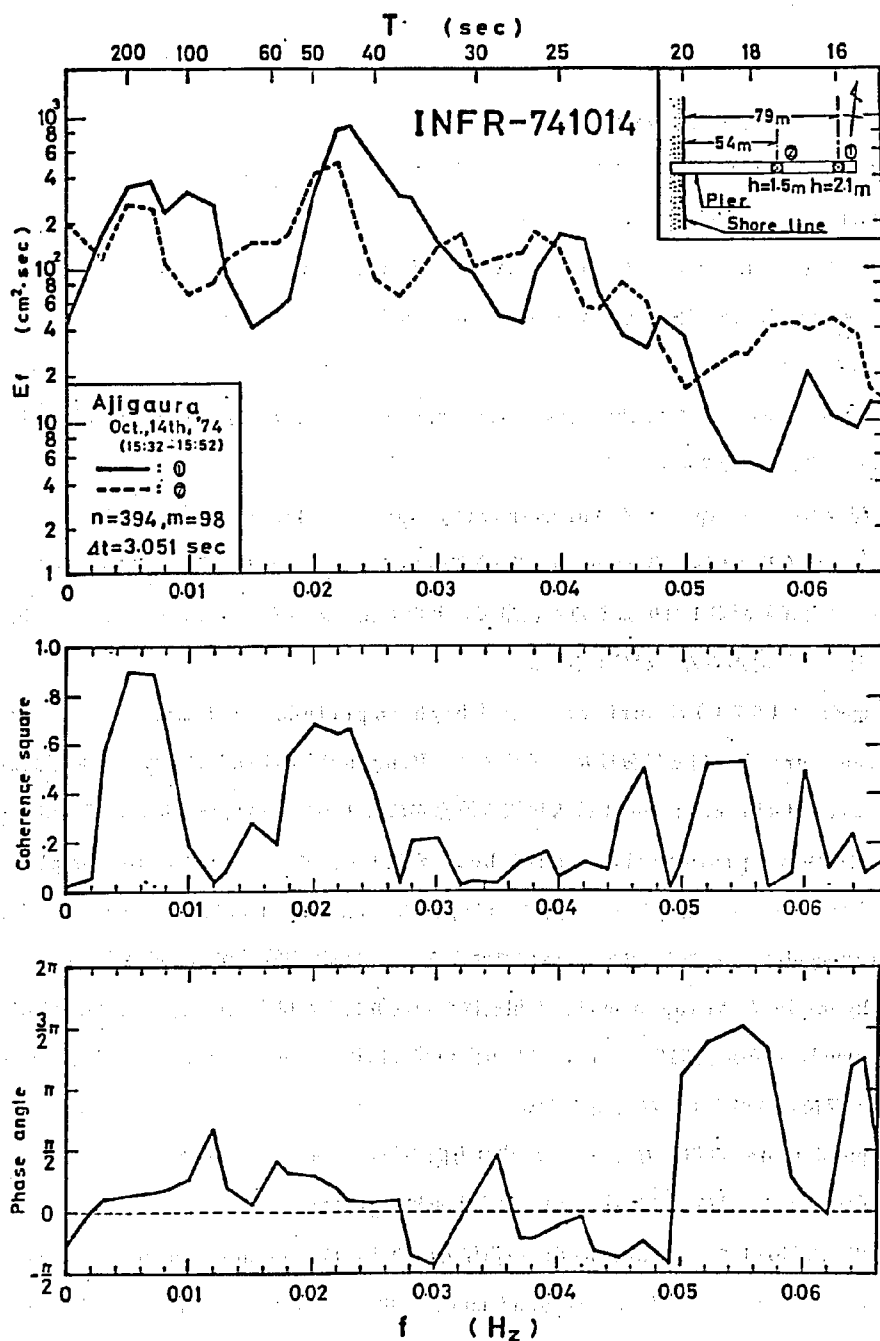


図-5.1 沖合方向に計器を設置したケース (INFR-741014-02)

であれば nearshore circulation の原因となり得る。

昨年度からのいくつかの観測結果は、常に、砕波帯付近の長周期波は infragravity wave であることを示している。

阿字が浦海岸で行なった2回の現地観測の第1回は昭和49年10月14日に、第2回は昭和49年12月2日に夫々実施した。

5-2 沖合方向に計器を設置したケース (INFR-741014-02)

第1回の10月14日は棧橋上に、2台の計器を設置して観測した(図-5・1右上挿入図)これらの2台とも砕波帯中である。砕波波高は1.8m、周期は10sec、風速6.5m/secであり波は風波であった。又、砕波帯の幅は210mであった。

2台の計器のパワー・スペクトル、コヒーレンスおよび位相を図-5・1に示した。クロス・スペクトル解析には、IBMのBMD02T(Autocovariance and Power Spectral Analysis)を用いた。これはカリフォルニア大学(UCLA)で開発されたプログラムである。

いずれも2つのパワーおよびコヒーレンスの高いピークが0.006Hz(167sec)および0.022Hz(45sec)付近に見られる。位相は夫々同位相である。

波高は0.022Hz付近、0.006Hz付近、夫々30cm、20cmのオーダーである。

計器の台数が少ないために、波の挙動の全体を把握できないが、ここではedge waveをとらえているものとして若干の解析を試みる。

まず、2台の計器のピーク・エネルギーの比から考えると、 $n=0$ のedge wave*は沖方向への減衰が激しいので、 $n=0$ ではない。 $n=1$ 、又は2とすると位相とピーク・エネルギーの比は0.022Hz付近ではオーダーが合うが、0.006Hz付近では合わない。

0.006Hz付近は、従って、trapped mode ではないと思われる。0.022Hz付近をedge wave と考えると、 $n=1$ のとき波長は250mのオーダーとなり、 $n=2$ では480m程度になる。

砕波帯の幅が200mのオーダーであることを考えると、 $n=1$ とすればBowen and Inman(1969)の理論では離岸流の発生間隔 Y_r と砕波帯の幅 X_b との比は

$$Y_r \approx 2.1 X_b \quad (5.1)$$

である。そこで、 $n=2$ のedge waveをとらえたものとして検討する。

* 昭和48年度報告書、164頁、図-6・3・1参照

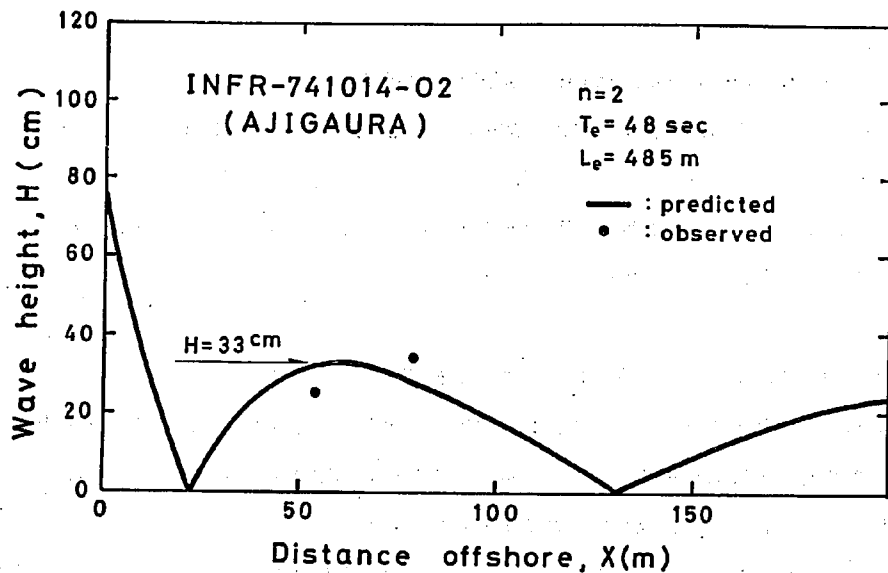


図-5.2 $n=2$ の edge wave の沖方向波高分布

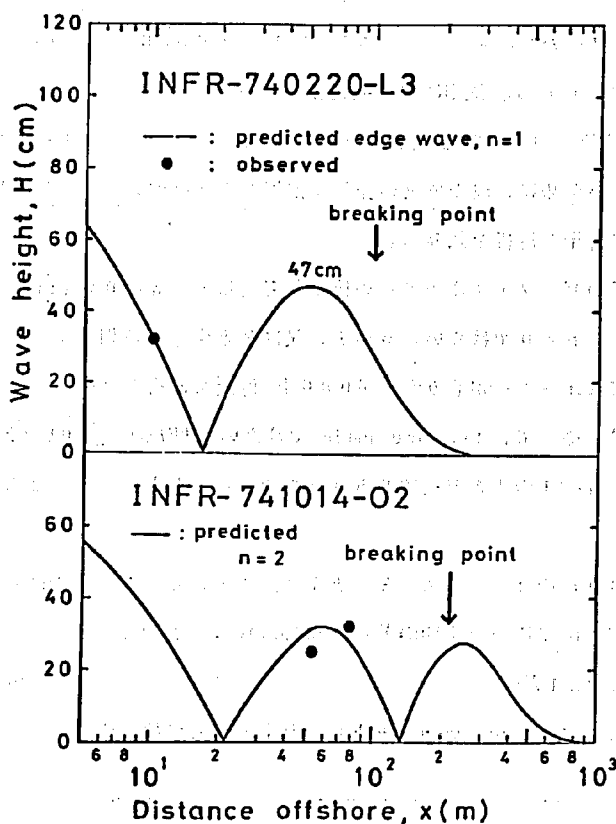


図-5.3 沖合方向の edge wave の波高分布

図-5・2は $n=2$ の standing edge wave (Eckart, 1951)とした場合の観測値から推定される波高の沖合方向分布である。沿岸方向に計器は波の腹に近かったか、節に近かったかは不明のため波高はこの値より大きい可能性がある。

沖合方向の距離を対数でとると図-5・3の下のように沖合500m付近までエネルギーが分布している。尚、図-5・3の上は2月20日の沿岸方向に3台設置した場合で、 $n=1$ の波形が描かれている。

Suhayde (1972) は浅水長波の方程式を解いて、一樣斜面ではLamb (1932) の線形方程式が定常反射波の節の位置をよく表わすことを示した。 x を沖方向の汀線からの距離、 $\omega = 2\pi/T$ 、 g を重力加速度として、次の無次元数 X を定義すると、

$$X = \frac{2\omega x^{1/2}}{(g \tan \beta)^{1/2}} \quad (5.2)$$

定数波の節の位置は0次のBessel関数、 J_0 が0になる位置になる。即ち、

$$\left. \begin{aligned} X &= 2.4 \\ X &= 5.5 \\ X &= 8.6 \\ X &= 11.8 \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

となる。図-5・4は観測された2点のスペクトルを、波高 H と X についてプロットしたものであり、 $X=2.4, 5.5$ ではっきりと波高が低下していることがわかる。

尚、2点のスペクトルの変化の様子は、 X で見るとかなり相似な形状を示している。

$X=2.4$ と 5.5 の節の位置は $n=2$ のedge waveの節(Laguerre多項式が0になる位置)によく対応することから考えると $n=2$ のedge waveと考えるのはかなり妥当ではないかと思われる。

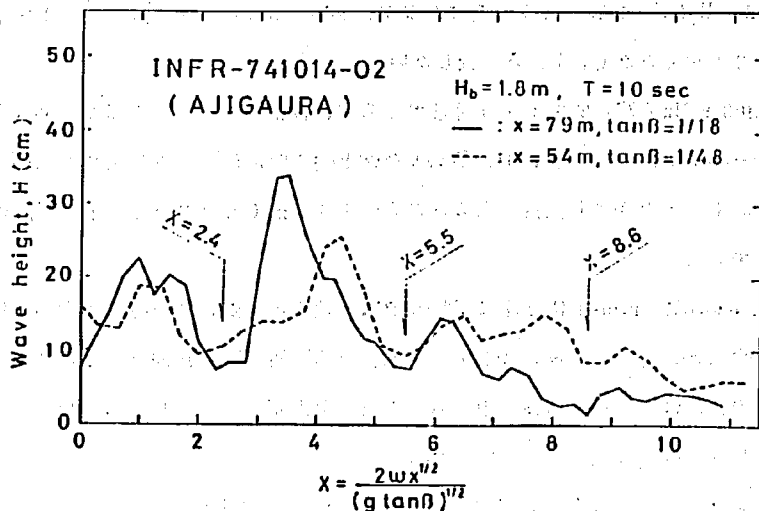


図5・4 反射定常波の節の位置

5-3 沿岸方向に計器を設置したケース (INFR-741202-L3)

第1回は計器を沖合方向に配置したが、12月2日の第2回においては、棧橋を中心に、相互に50m離し、沿岸方向に3台配置して観測を行なった(図-5・5右上挿入図)。設置水深は0.7~0.8mである。

設置直前に離岸流の位置を調べ、2つの離岸流の間に3台を設置した。

波形データは20秒以下の周期を持つ波浪成分を平滑化せずに読みとってBMD02Tに入力した。読み取り間隔 $\Delta t = 1.978 \text{ sec}$, データ数 $n = 911$, 最大lag数 $m = 90$ にとったパワーの高いピークは0.034 Hz ($T = 29 \text{ sec}$) と0.022 Hz ($T = 45 \text{ sec}$) に見られるが、両者共、コヒーレンスの絶対値はあまり高くない。

コヒーレンスの高い(線形応答性のよい)周波数領域は0.01 Hz 以下に見られる。また、これらはほとんど同位相である。0.008, 0.022, および0.034 Hz について Eckart (1951) の edge wave (5・1)

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} (2n+1) \tan B \quad (5 \cdot 1)$$

の offshore modal number $n=0$ の波長を $\tan B = 1/45$ として求めると、夫々、540 m, 72m および 30m となる。

まず、0.008 Hz (125 sec) 付近を考えると、観測された離岸流の発生間隔 $Y_T = 150 \text{ m}$ に比べて大きく、又、3台の計器で観測された位相が同位相のため、この離岸流の発生には直接関与していないと思われる。

次に、0.022 Hz ($T = 45 \text{ sec}$) 付近であるが、edge wave と考えると $n=0$ で $L=72 \text{ m}$ $n=1$ で $L=216 \text{ m}$ となり、 Y_T と一致しない。

最後に、0.034 Hz ($T = 29 \text{ sec}$) 付近であるが、位相をみると、計器①-②, ②-③がほぼ逆位相、①-③が同位相であり、①と②および②と③の間に沿岸方向に直角な節線があるものと推定される。(5・1)より波長を求めると $L=146 \text{ m}$ ($n=2$) となり、 Y_T の観測値とよい一致を示す。

offshore modal number には岸に平行な節線の数を示すが、この沖合方向の節線の岸からの距離を計算すると、夫々、7m, 37m となり、計器の設置位置が沖合30mであったことを考えると、この位置は2番目の節線に近かったことが分かる。コヒーレンスのレベルの低い原因はここに求められるのではないかと推定される。

以上より、観測された離岸流に最も寄与しているのは0.034 Hz ($T = 29 \text{ sec}$) 付近の $n=$

2 の edge wave ではないかと推定される。

しかしながら、現地観測の多数の経験から、離岸流の強さ（大きさ）には、個々に差異があるので、 Y_r をもっと広範囲に調べれば、0.022 Hz, 0.008 Hz 付近も、より大きな Y_r に寄与していることが推定される。

今後の課題としては、計器の台数を増やすこと、測定精度を上げること。leaky mode の研究を行なう事等を挙げることができよう。

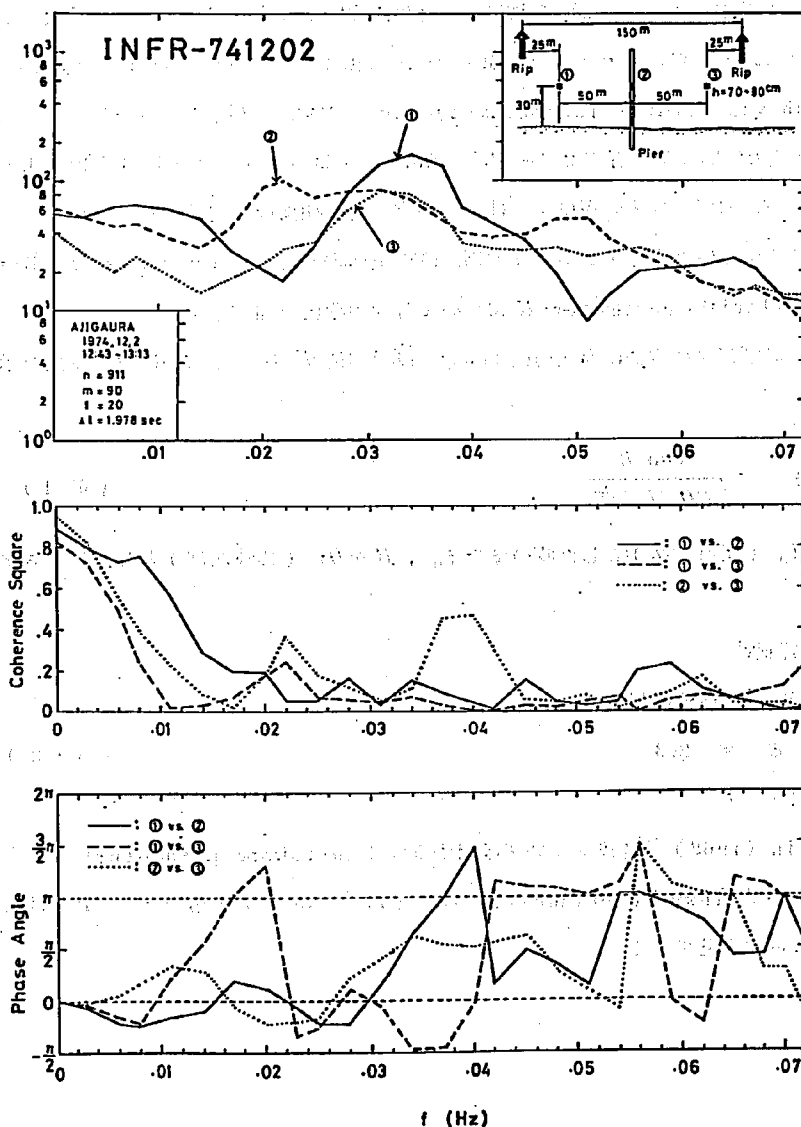


図-5.5 沿岸方向に計器を設置したケース (INFR-741202-L3)

第6章 海浜流系の規模

6-1 Surf similarity parameter (ξ)

波の質量輸送によって碎波帯内に運び込まれた水が、沖へ戻る機構としての離岸流は沿岸方向に規則的に配列することはかなり以前より知られていた。

1969年以降、相隣れる2つの離岸流の発生間隔 Y_r は海浜流研究の上で最大の課題の1つである。最近、発表されたオランダのBattjes (1974)の surf similarity parameter ξ と、Suhayda (1974)の infragravity wave に関する研究にヒントを得て、佐々木 (1974)は海浜流に関する既存の2つの理論 (Bowen and Inman, 1969; 日野, 1973)の適用範囲を定め、勾配のゆるい海岸における離岸流の発生間隔の予測式を提案した。

ここではまず、佐々木 (1974)が海浜流の全体像を説明するために用いた。Battjesの surf similarity parameter ξ について若干の説明を加える。

ξ は次式で定義される様に海底勾配 $\tan \beta$ の波形勾配 H/L の平方根に対する比を示す量である。

$$\xi = \frac{\tan \beta}{(H/L_0)^{\frac{1}{2}}} \quad (6 \cdot 1)$$

また H を H_0 (深海波高)とした時の ξ を ξ_0 、 H を H_b (碎波波高)とした時の ξ を ξ_b と定義する。

a) 碎波限界

ξ を用いると碎波限界は

$$\xi = 2.3 \quad (6 \cdot 2)$$

b) 碎波タイプ

Galvin (1968)は碎波タイプを区別するのに「offshore parameter」 $H_0 / (L_0 \tan^2 \beta)$ 、および「inshore parameter」 $H_b / (gT^2 \tan \beta)$ を用いた。これらは夫々 ξ_0 、 ξ_b によって表現できる。

表-6・1 ξ による碎波タイプの分類

碎波タイプ	ξ の 範 囲	
surging / collapsing	$\xi_0 > 3.3$	$\xi_b > 2.0$
plunging	$3.3 > \xi_0 > 0.5$	$2.0 > \xi_b > 0.4$
spilling	$0.5 > \xi_0$	$0.4 > \xi_b$

c) 碎波帯中の波の数

碎波帯中の波の数はほぼ $X_b / (\frac{1}{2} T \sqrt{g h_b})$ であらわされる。これは $H_b \sim h_b$ (碎波水深) とすればほぼ

$$0.8 \xi_b^{-1} \quad (6.3)$$

に等しい。 $\tan \beta = 1/3 \sim 1/25$ の浜で Battjes が観察した結果 ($\xi = 0.15 \sim 1.9$) では (6.3) は約 20% 大きすぎた。

d) 反射率

反射率 r は ξ によって

$$r = 0.1 \xi^2 \quad (6.4)$$

と表わされる。この式を Moraes (1970) の実験値と比較すれば、ほぼ $\xi < 2.5$ で (6.4) が成立することを確かめることができる。

6-2 離岸流の発生間隔

佐々木 (1974) は内外の 30 数組のデータを整理した結果、 ξ の範囲によって離岸流の発生機構が異なることを見出した。

用いたデータの範囲は表-6・2 に示した様に非常に広く、海底勾配では $1/7 \sim 1/85$ 、波高は $0.2 \sim 4.1 m$ に及び、全て現地データである。

表-6・2 Y_T のデータの範囲, 佐々木 (1974)

項 目	最 小 値	最 大 値
海底勾配 $\tan \beta$	1/85 (九十九里)	1/7 (El Moreno)
碎波波高 $H_b (m)$	0.2 (El Moreno)	4.1 (Scripps)
周 期 $T (sec)$	2.8 (El Moreno)	14.2 (Silver Strand)
碎波帯幅 $X_b (m)$	2.4 (El Moreno)	300 (Scripps)
離岸流の発生間隔 $Y_T (m)$	6.4 (El Moreno)	800 (Scripps)

最小値のほとんどはメキシコのカリフォルニア湾にある El Moreno であり、最大値の欄の Scripps と Silver Strand はカリフォルニアの San Diego に近い太平洋の海岸である。

Y_r が X_b と関係があることは以前から指適されていた (図-6・2)。無次元離岸流発生間隔 Y_r^* を次のように定義する。

$$Y_r^* = \frac{Y_r}{X_b} \quad (6 \cdot 5)$$

Y_r と ξ_0 とを両対数にプロットしたのが図-6・3である。図の上には理論の適用範囲を、図の下には砕波タイプを示した。

データの分布をみると表-6・3の様に ξ_0 によって3つの領域に分けることができる。即ち、

① 「INFRAGRAVITY 領域」 $\xi_0 \leq 0.23$

② 「不安定領域」 $1 \geq \xi_0 \geq 0.23$

③ 「EDGE WAVE 領域」 $\xi_0 \geq 1$

である。

「INFRAGRAVITY 領域」は海底勾配の緩い浜に波形勾配の比較的大きい波が来襲する場合に対応し、砕波は全て spilling である。 $\tan \beta$ が小さいために、入射波の beach による反射は小さいけれども、それに伴う infragravity wave の波形勾配が小さいために、infragravity wave が nearshore circulation を支配する領域である。

「不安定領域」は日野 (1973) の理論の適用範囲である。この領域は砕波タイプが spilling と plunging の中間であり、surf zone もあつたり、なかつたりと不安定の根拠が存在する。 $\tan \beta$ でみると、ほぼ $1/20 \sim 1/40$ の範囲であり、波形勾配の平方根と $\tan \beta$ が同じオーダーである。

最後に「EDGE WAVE 領域」は Bowen and Inman (1969) の理論の適用範囲である。この領域では波形勾配に比べて $\tan \beta$ が非常に大きく、 $\tan \beta$ でみるとほぼ $1/10$ より急な海岸に相当する。そのため、入射波の反射率が他の領域に比べて非常に大きく、standing edge wave が生じ、これが Y_r^* を決定することになる。

即ち、「INFRAGRAVITY 領域」では図-6・3に示した様に

$$Y_r^* = 1.57 \xi_0^2 \quad (0.22 > \xi_0 > 0.08) \quad (6 \cdot 6)$$

「不安定領域」では日野 (1973) により

$$Y_r^* = 4 \quad (6 \cdot 7)$$

「EDGE WAVE 領域」では Inman and Bowen (1969) により

$$\left. \begin{aligned} Y_r^* &= 2\pi & (n=0) \\ Y_r^* &= \pi & (n=1) \\ Y_r^* &= 2\pi/3 & (n=2) \end{aligned} \right\} \quad (6 \cdot 8)$$

ここで n は edge wave (Eckart, 1951) の offshore modal number で岸に平行な節線 (nodal line) の本数を示す (昭和48年度報告書, 164頁, 図-6・3・1, 図-6・3・2 参照)。

阿字が浦海岸は図-6・2, 図-6・3 中の日丸のデータであるが, $\tan \beta = 1/40 \sim 1/60$ なので, 波の条件によって「INFRAGRAVITY 領域」になる場合と, 「不安定領域」になる場合とがある。

今後の課題としては急勾配 ($\tan \beta < 1/20$) のデータが少ないため, 急勾配の海岸における海浜流の研究が必要と思われる。

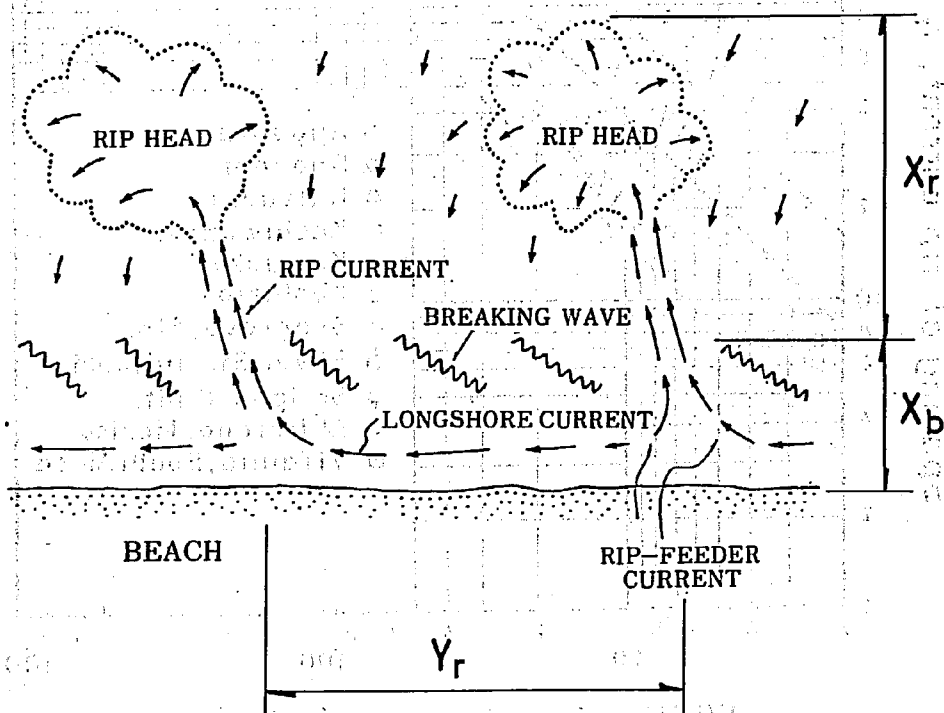


図-6.1 海浜流の規模 (定義図)

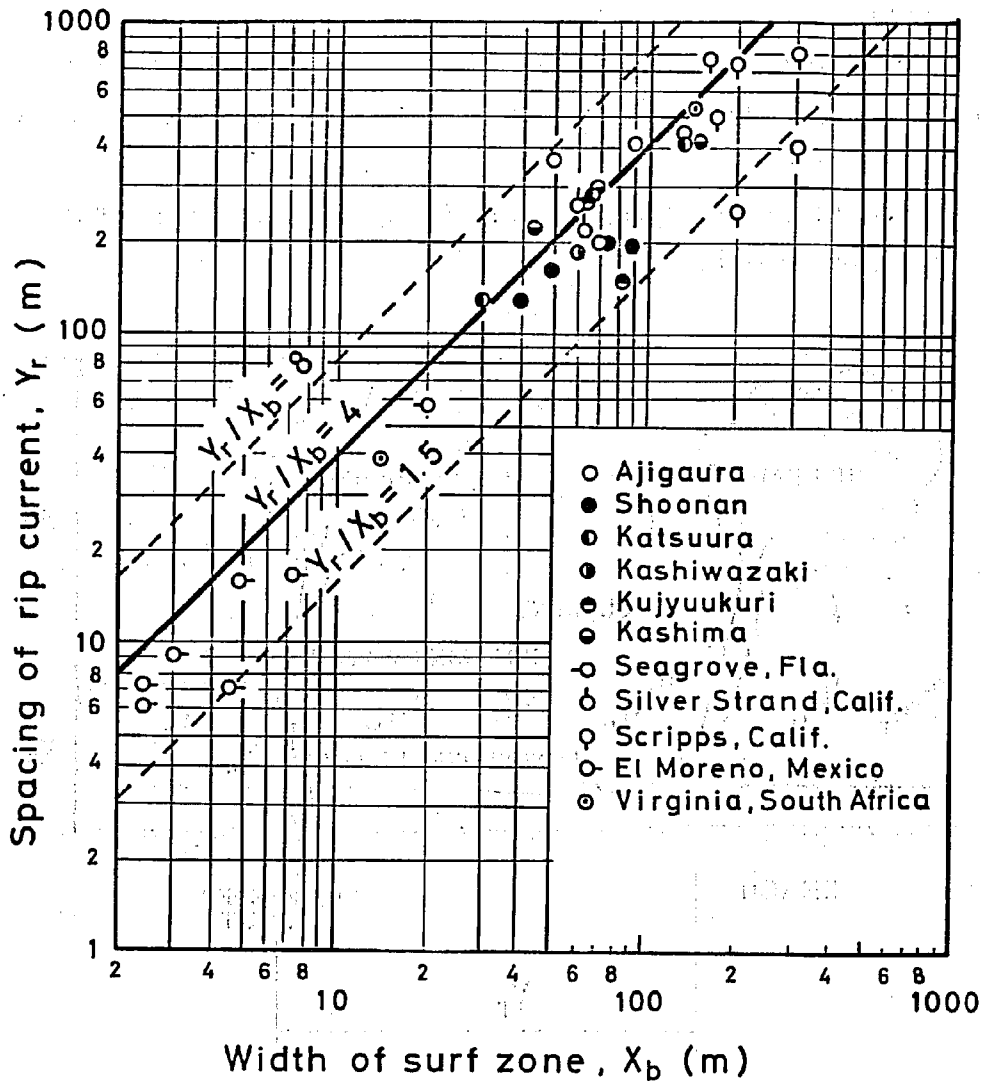


図-6.2 Y_r と X_b の相関 堀川・佐々木ら(1974)

表-6.3 海浜流系発生の3つの理論とその適用範囲

佐々木(1974)

理論 (機構)	INFRAGRAVITY	不安定 (SWELL)	EDGE WAVE
提 案 者	佐々木民雄(1974)	日 野(1973)	Bowen・Inman (1969)
適 用 範 囲 (ξ_0)	$0.23 \geq \xi_0$	$1 \geq \xi_0 \geq 0.23$	$\xi_0 \geq 1$
特 徴	砕波タイプ	spilling ~ plunging	plunging
	surf	常 に あ る	あ り 又 は な し
	砕波帯中の波の数	3 波 以 上	1 ~ 3 波
	入射波の反射率(r)	$r < 10^{-2}$	$r \sim 10^{-2}$
	入 射 波 の 特 性	風波とうねり	う ね り
説 明		$\tan \beta$ が小さい浜に波 形勾配の大きい波がく るときに生ずる。	$\tan \beta$ が1/20~1/40 の浜にうねりがきた時 に生ずる。 $\tan \beta$ が大きい波に波 形勾配の小さい波がく る時に生ずる。純粹の 海浜流は生じにくい。

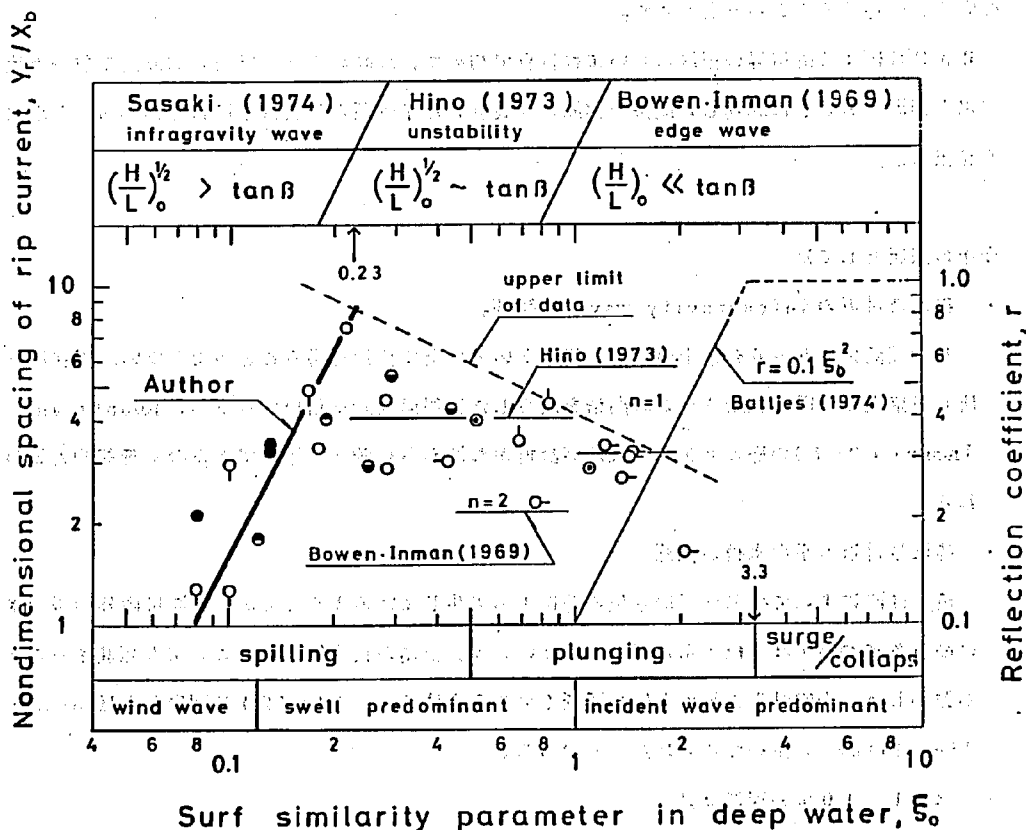


図-6.3 Y_r/X_b と ξ_0 , 佐々木(1974)

第 7 章 結論および今後の課題

海浜流系の研究は、従来、「群盲象をなでる」観があり、統一的に海浜流系の全体像を説明する理論が見当らなかった。

佐々木(1974)は Suhayda (1974) と Battjes (1974) の研究にヒントを得て、海浜流系の全体像を説明するパラメーターとして、Surf similarity parameter ξ を選び、離岸流の発生間隔 T_r に関する従来の2つの理論 [Bowen and Inman, (1969), 日野(1973, 1974)] の適用範囲を定めると共に、新たに勾配のゆるい ($\tan \beta \leq 1/50$) 海岸における「INFRAGRAVITY 領域」の仮説を提案した。

周期 30 sec ~ 10 min の波として定義される infragravity wave については、本年度2回の現地観測を実施し、有意な振幅の波を観測することができ、「INFRAGRAVITY 領域」の仮説を発想する手がかりとなった。

BACS による流速場の観測においては世界で初めて、波高の大きい場合の海波流の詳細な流速場を観測することに成功し、従来の常識とは異り、離岸流頭が碎波帯中に封じ込められる現象を見出した。

今後の課題としては

- ・ 碎波帯付近の infragravity wave の観測。

この観測には5~6台以上の計器を用いないと完全な波形を得ることができない。現在は震研(東京大学地震研究所)型の検潮儀を改良した長周期波計を用いているが、Koontz and Inman (1967) の様なステップ式波高計群が風波から潮汐まで観測できるので理想的と思われる。

- ・ 碎波帯付近の平均水位の観測

流れは波によって生じた平均水位の差によって生じているようである。碎波帯内外の平均水位の分布については、ほとんどデータがない。又、上述の長周期波計によっても観測することが難しい。今回試みた平均水位の観測(第3章)は Sonu (1972) の開発した Hydraulic Filter を用いて得られたものである。

- ・ 水深 1 ~ 10 m の深浅測量

当、阿字が浦海岸においては 6 m 以深の測量が運輸省(1972)によって実施され 1 m 以

浅については数回の測量が建設省土木研究所によって実施されている。しかしながら、1~6 mの海底地形（特にbar等）が不明のため、波の屈折が不明であるので、深浅測量が実施されることが望まれる。

・ 急勾配の海岸における海浜流の観測

急勾配（ $\tan \beta \geq 1/20$ ）の海岸における海浜流のデータは非常に不足しており、緩勾配と急勾配とは海浜流の発生機構が異なるため、漂砂の移動機構も異なる。

従って、当 阿字が浦海岸において得られた成果を高知海岸や富士海岸の様な急勾配の海岸に適用することはできない。よって、急勾配の海岸における海浜流の研究（まず、第1に現地観測）が切望される。

・ 海浜流による移流拡散の研究

内湾における汚濁物質の移流機構は主として潮流によるが、外洋に面した海岸では、それが海浜流である。海浜流による移流拡散の研究は世界的にも乏しく、我が国においてはほとんど皆無である。

海浜流型移流拡散モデルを開発すると共に、波と拡散係数との関係を知るために砕波帯付近における拡散実験を実施することが望ましい。

参 考 文 献

和 文 (アイウエオ順)

運輸省第二港湾建設局・横浜調査設計事務所

(1972.3): 首都圏流通港湾自然条件調査報告書(深浅測量他)。

黒田正文(1975): 離岸流に関する実験的研究。

東京大学工学部土木工学科卒業論文。

建設省土木研究所(1973.3): 阿字が浦海岸海浜流調査報告書。

建設省土木研究所(1974.3): 阿字が浦海岸海浜流調査, 土木研究所資料(第916号)

佐々木民雄・五十嵐元(1973.12): 沿岸海域の水質と底質に及ぼす波と風の影響に関する野外研究, 第1回環境問題シンポジウム講演集。

佐々木民雄(1974): 海浜流の構造に関する野外的研究, 東京大学大学院工学系研究科学学位請求論文。

玉井佐一(1974.11): カスプの形成に関する研究, 第21回海講*

橋本宏・宇多高明(1974.11): 海浜流の数値計算法とその応用, 第21回海講。

浜田徳一(1974.11): 海岸にトラップされる波の2, 3の性質, 第21回海講。

日野幹雄(1973): 海岸流系の発生理論(3)——単純化された理論——, 第21回海講

日野幹雄(1974.5): 海浜流系の発生理論, 土木学会論文報告集, 46225。

堀川清司・佐々木民雄・堀田新太郎・桜本弘(1974.11): 海浜流に関する研究(第2報)

海浜流の現地観測, 第21回海講。

* 海 講 : 土木学会海岸工学講演会論文集。

- Arthur, R.S.(1962) : A note on the dynamics of rip currents, J.G.R.**,
Vol. 67, №7
- Battjes, J.A.(1974) : Surf similarity, Summary, 14th ICCE***
- Bowen, A.J. and D.L. Inman (1969) : Rip currents, 2., Laboratory and
field observations, J.G.R., Vol. 74, № 23.
- Eckart, C.(1951) : Surface waves in water of variable depth, Scripps
Inst. Oceanogr., Wave Rep. 100, SIO, Ref. 51 - 12.
- Huntley, D.A. and A.J. Bowen (1973) : Field observations of edge waves
Nature, Vol. 243.
- Koontz, W.A. and D.L. Inman (1967) : A multipurpose data acquisition
system for instrumentation in the nearshore environment, TM-21,
CERC, Corps of Engineers.
- Moraes, C.C.(1970) : Experiments of wave reflexion on impermiable slo-
pes, Proc. 12th, ICCE.
- Sonu, C.J.(1972) : Field ofservation of nearshore circulation and mea-
ndering currents, J.G.R., Vol. 77, № 18.
- Suhayda, J.N.(1974) : Determining nearshore infragravity wave spectra,
in press.
- Yoshida, K.(1950) : On the ocean wave spectrum with special reference
to the beat phenomena and the "1 ~ 3 minute waves", Jour. Soc.
Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 6, №2

** J.G.R. : Journal of Geophysical Reserch

*** ICCE : International Conference on Coastal Engineering

付 録 B A C S 写真の標定

本報告書、および昨年度に用いた B A C S の写真は、そのままプロジェクターにかけて、フロントを読みとり、流速場を求めた。

本年度の B A C S - 741015 の写真の標定結果を佐々木 (1974) より引用し、ここに再掲した。標定作業は東京大学工学部土木研究科丸安教授の御厚意により、同測量研究室田中総太郎助手に御依頼した。

標定した写真はランダムに抽出した 5 モデルである。結果は、ほぼ 4° 以下であり、偏歪修正の必要のないことが明らかにされた。

作業手順は次の通りである。

- ① フィルムの選定：ランダムに抽出 (計 5 枚)
- ② ステコメーターによる観測 (生研)*
- ③ 写真座標値への変換 (大型センター)**
- ④ 基準点データーの設定 (阿字が浦レベル観測帳)
- ⑤ 撮影姿勢を知る計算 (大型センター)

計算結果を下表に示す。

B A C S 写真標定結果

写真番号	カメラの位置			カメラの回転		
	X_0 (m)	Y_0 (m)	Z_0 (m)	K (rad)	φ (rad)	W (rad)
1	-6.5	112.0	206.0	0.206	-0.065	0.032
2	-2.7	105.8	204.7	0.532	-0.007	0.122
3	2.8	130.5	194.4	-0.527	0.076	-0.077
4	-	-	-	-	-	-
5	16.4	114.5	208.7	0.655	0.017	-0.031

カメラの位置 (X_0 , Y_0 , Z_0) の原点は、本文中の写真-8・2 中の棧橋先端 (沖測端) の欄干

* 生 研 : 東京大学生産技術研究所

** 大型センター : 東京大学大型計算機センター

上)であり、 Z_0 が欄干上の高さである。欄干は干潮面より約 6 m である。よって、カメラの高さは水面上、200 ~ 210 m 程度である。

カメラの回転 (K, φ, ω) のうち、問題とするのは、水平軸、 X, Y に関する回転角の φ と ω であり、夫々の絶対値はほぼ 4° 以下であって、ほとんどカメラの光軸は鉛直に保たれている (1, 3, 5 の写真)。但し、2 と 4 の写真は基準点の一部がカメラに映っていないので結果は信頼できない。

尚、本文の責任は全て筆者にあることを付記すると共に、丸安隆和教授と、御多忙中をさいてプログラムの修正および標定をしていただいた田中総太郎助手に深甚の謝意を表する次第である。

参 考 資 料

田中総太郎 (1974.12) : 気球に吊ったカメラの傾きの算出報告書, 東京大学工学部土木工学科測量研究室。

部内限り取扱注意
土研資料第1005号
昭和50.3.(1975)

波浪・海浜流に関する現地観測調査
(その2)

著者名

キーワード

要 旨

郵便はがき

115-□□

十円切手を
はって下さ
い

建設省土木研究所
海岸研究室 御中

東京都北区志茂五一四一一七

No. _____

No. _____

配布先氏名

配布先住所

土木研究所資料第1005号

部

上記のとおり受領しました。

所 属(住所)

氏 名

印