

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE

MINISTRY OF TRANSPORT

---

VOL. 26      NO. 4      DEC. 1987

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第26巻 第4号 (Vol. 26, No. 4), 1987年12月 (Dec. 1987)

## 目 次 (CONTENTS)

1. ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定  
一入・反射波共存場を対象として—……………橋本典明・小舟浩治…… 3  
(Estimation of Directional Spectra from a Bayesian Approach in  
Incident and Reflected Wave Field  
…………… Noriaki HASHIMOTO and Koji KOBUNE)
2. 逆流中での風波の発達特性……………鶴谷広一・中野 晋・柳嶋慎一・松延嘉國…… 35  
(Development of Wind Waves Generated on Adverse Current  
……………Hiroichi TSURUYA, Susumu NAKANO,  
Shin-ichi YANAGISHIMA and Yoshikuni MATSUNOBU)
3. 海域の物質循環過程のモデル化と浄化効果の予測手法について……………堀江 毅…… 57  
(Nutrient Cycle Model and Its Application to the Prediction of  
Seawater and Sediment Improvement …………… Takeshi HORIE)
4. 海底地盤の波浪による液状化および高密度化……………善 功企・山崎浩之・渡辺 篤… 125  
(Wave-induced Liquefaction and Densification in Seabed  
…………… Kouki ZEN, Hiroyuki YAMAZAKI and Atsushi WATANABE)

## 2. 逆流中での風波の発達特性

鶴谷広一\*・中野 晋\*\*・柳嶋慎一\*\*\*・松延嘉國\*\*\*\*

### 要 旨

逆流中で発達する風波の発達特性を風洞水路を使って実験的に検討した。通常の風波は、吹送距離が 0 (風上端) のところで波長も波高も 0 であり、吹送距離が大きくなるに従って風からエネルギーを受けながら波長と波高が大きくなるという発達特性を示す。ところが逆流の場合には流速が大きくなってくると、風上端でもある大きさを持った波が発生するようになる。本研究はこれまで十分検討されていなかった、逆流の流速が大きい場合の風波の発達について検討したものである。

波の発達に重要な役割を果たす群速度を計算するために、流速分布をレーザー・ドップラー流速計で測定した。その結果、波動運動のもとでも流れは対数分布で近似できることがわかった。

逆流中では風波は顕著な波群を形成し、これが長距離を伝播することが認められた。流速分布から計算される波の群速度と、この波群の伝播速度はほぼ等しく、流れの中でも風波は波の群速度で進行することがこれから確認され、従来から提案されている等価吹送距離の考え方が妥当であることがわかった。

波の発達と砕波には密接な関係があり、波高が大きくなってくると砕波率が大きくなり、砕波によって波高が減少すると砕波率も小さくなるということをくり返していることがわかった。その際、波形勾配が 0.08 程度で砕波率が最大となる。

逆流の流速が大きく、風上端で有限の大きさの波が発生するような場合の波高の発達の実験式を得た。これは、従来から提案されている順流も含めた流れの条件下で得られている波の発達の式よりも、波高を小さめに与える。

\* 海洋水理部 水理研究室長

\*\* 前海洋水理部 水理研究室 (現徳島大学工学部)

\*\*\* 前海洋水理部 水理研究室 (現水工部 漂砂研究室)

\*\*\*\* 海洋水理部 水理研究室

## 2. Development of Wind Waves Generated on Adverse Current

Hiroichi TSURUYA\*  
Susumu NAKANO\*\*  
Shin-ichi YANAGISHIMA\*\*\*  
Yoshikuni MATSUNOBU\*\*\*\*

### Synopsis

The effects of water current on the development of wind waves are investigated experimentally. When the direction of current is opposite to that of a wind (adverse current), wave length and height of wind waves become greater than that of wind waves without current if the fetch and wind velocity are the same for both cases. In the case of a favourable current, the situation is opposite. From the engineering point of view, therefore, the investigation of the development of wind waves in adverse current is more important than that in favourable current.

Experiments were performed in a wind-wave tank. The dimensions of the test section are 28.5 m long, 1.5 m wide and 1.3 m deep. Waves were measured with resistance-type waves gages at seven measuring stations. The velocity of the current was measured with a laser-Doppler anemometry.

The following conclusions are drawn from the present study.

- (1) The velocity distribution can be expressed by a log-linear distribution.
- (2) In a strong adverse current condition, generated wind waves are likely to form a wave group. It is confirmed that the propagation velocity of the wave group is equal to the group velocity. It implies that even in a strong adverse current, we can use the effective fetch which has been proposed by Kato et al. (1976).
- (3) A new formula for the development of significant wave height in adverse current is proposed.

---

\* Chief of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division.

\*\* Formerly, Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division.

\*\*\* Formerly, Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division.

\*\*\*\* Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division.

## 目 次

要 旨	35
1. ま え が き	39
2. 実験装置と実験方法	39
2.1 実験水路	39
2.2 実験ケース	39
2.3 実験方法	40
3. 実験結果および考察	41
3.1 逆流の有無による波の特性の比較	41
3.2 流速分布と波の群速度	44
3.3 波の発達特性	47
3.4 碎 波	52
3.5 逆流中での波の発達式	55
4. ま と め	56
5. あとがき	56
参考文献	56

1. まえがき

沿岸域や河口部では流れの強い領域があり、こうしたところに風が吹いた場合には通常の流れのない場合とは波の発達特性が異なることが知られている<sup>1),2),3)</sup>。特にその効果は吹送距離（フェッチ）の短いところで顕著に現れるために、このようなところでの波の発達を論じる場合に流れの効果は無視できないものとなる。

さらに、海洋において発生する風波の推算と予報は、海洋開発における工学的諸問題の検討のために、また船舶の航行の安全の確保のためにもきわめて重要である。しかし、時には予測されるよりもかなり大きな波が外洋で起こることがあり、昭和44年の「ばりばあ丸」、55年の「尾道丸」等の多数の大型船が本州東方海上のいわゆる野島崎沖で海難に遭遇している。また、南アフリカ東南海上でも大型船舶が海難に遭遇している<sup>4),5)</sup>。その原因を予測することはむずかしいが、このあたりは局所的に流れの強い海域でもあることから、長距離を伝播してきた波と流れの干渉<sup>6)</sup> および逆流の上に風が吹いたために通常より大きな波が生じた等の可能性が考えられる。特に、強い逆流のあるところに強風が吹けば、上で述べたように短いフェッチでもかなり大きな波が生ずる可能性があるため、逆流中で発達する波の研究をすることはきわめて重要である。

加藤他<sup>2),3)</sup>は、流れの効果を含んだ等価吹送距離の概念を導入し、これを用いることにより、順流も逆流も含めた流れの中での風波の発達が流れのない場合と同様の形式で表せることを示した。しかし、加藤他<sup>2)</sup>で得られた波の発達曲線は逆流の流速が余り大きくない実験条件（平均流速が 14 cm/s 程度）で得られたものである。逆流の流速がさらに大きくなってくると、風上端でもかなり大きな波が発生するという特異な現象が現れる。これについても加藤他<sup>3)</sup>が指摘し、検討を行っている。しかし、このときに用いた水路はフェッチが 10 m 程度の

間だけ隔壁を設けて水路幅を狭くし流速を速くしたものであり、しかも逆流の場合には上流の境界の影響が流れによって測定区域内に持ち込まれるために、有効なフェッチはかなり短くなってしまったものと考えられ、詳しいことについてはまだ不明な点が多い。

そこで、本研究では可能な限り長いフェッチで検討できるようにポンプを増強し、測定部分全体にかなり強い流れ（断面平均流速で 67cm/s 程度まで）のもとでの風波の伝播、砕波、発達特性について検討した。

2. 実験装置と実験方法

2.1 実験水路

実験に使用した風洞水路を 図-1 に示す。流れを起こすための回流装置は昭和60年1月に改造され、最大流量はそれまでの 250l/s から 580l/s に増強された。この結果、水深 50 cm、幅 150 cm の断面における最大流速は 33 cm/s から 77 cm/s となり、より広範囲な流速条件のもとでの実験が可能となった。

ポンプは  $\phi$  500 mm の斜流渦巻きポンプで、出力 45 kW の VS モーターで駆動される。このモーターは 0 ~ 1,350 rpm までリモート端末から制御可能で、モーターの回転数とバルブの開度の両方で流量調整が可能である。本実験の流量の調整は、すべてのバルブを全開にしておき VS モーターの回転数を変えることにより行ったが、正確な流量はベンチュリー・メーターの差圧を水・水銀共用のマノメーターで読み取り、所定の値に設定した。

波高計の設置位置は 図-1 に示されている A-2、A-3、B、B-2、C、C-2、D の合計 7 測点である。

2.2 実験ケース

回流装置の改造前の実験では、流速の条件が流れなしと断面平均流速  $\bar{U}_0$  が 14.5、20.3 および 26.3 cm/s の合計 4 ケースで、それぞれの流速に対して風速を断面平均 ( $\bar{U}_a$ ) で 8.3 と 11.0 m/s の 2 ケースとした。これ

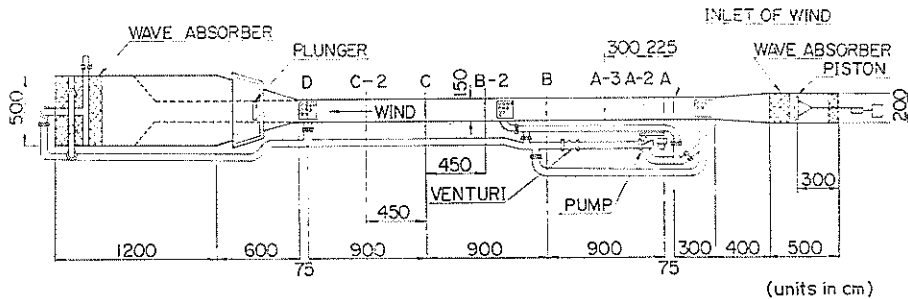


図-1 実験水路平面図

をケースAとする。

回流装置の改造後は断面平均流速が 47.4 と 67.2 cm/s の流れに対して中央断面の平均風速が 5.7, 7.2, 8.6, および 11.3 m/s の 5 ケースとした。これをケース B とする。

なお、水深は両ケースとも 50 cm である。

## 2.3 実験方法

### (1) 風速の測定

風速の測定には外径 6 mm, 内径 3 mm の JIS 型ピトー管を用いた。ピトー管からの差圧は MKS 社製の高精度差圧計により電圧値に変換された。

風速の測定時間は次のようにして決めた。この実験では波高がかなり大きくなるので、水面に近いところではこの波の影響を受けて風速もかなりの波動性を示す。そこで、差圧計からの出力を AD 変換すると同時にペンレコーダーにも記録し、目視によって波動に比べて十分長い時間記録できたと考えられるところで記録を打ち切るようにした。こうして決めた測定時間は水面に近いところ（水面から 7 cm 程度まで）で 273.1 秒（データ個数  $N=4,096$ ）から水面より 20 cm 以上では 68.3 秒（ $N=1,024$ ）まで測定ケースにより適宜変えた。

風速の測定時には高さ  $z$  (cm) の設定は静止水面を基準としたが、風速分布をプロットするときはあらかじめ求めておいた平均水位の変化量だけ補正を加えて高さの基準を決めている。こうして得られた風速を片対数紙上に  $z$  に対してプロットし、その勾配から風の摩擦速度  $u_{*a}$  を求めた。

この  $u_{*a}$  は吹送距離（フェッチ） $F$  や発達した波の有義波高  $H_{1/3}$  等を無次元化して整理するためのパラメータとして使われる。

### (2) 表面流速の測定

表面流速の測定にはパラフィンをしみ込ませた計算機カードを孔あけ器でパンチしたものをフロートとして流し、水路の一定区間を流下する時間を最小の読みが 0.01 秒のストップウォッチで測ることにより求めた。フロートの大きさは直径約 5.6 mm で厚さは約 0.15 mm 程度である。測定区間の距離は流れのないケースで 60 cm としたが、流れのあるケースでは波が大きくなり、フロートが水中に沈んだり、波の stagnation point に捕えられて波速と同じ速さで進んだりするものが多くなり測定がむずかしくなる。そこで、流れのあるケースでは 20~40 cm まで 10 cm ごとにつけた測定区間の中から適当なものを選んで測定している。

### (3) 流速の測定

流速の測定にはレーザー・ドップラー流速計 (LDA :

Laser-Doppler Anemometry) を用いた。従来からの流速計としてはプロベラ流速計、超音波流速計、Hot-film 流速計、電磁流速計等が良く使われているが、流れの場に波動運動があるような場ではプロベラ流速計ではプロベラの慣性が問題となり、超音波流速計では往復運動によるセンサーの後流が問題となる。また、電磁流速計は波に対する応答特性が十分ではなく、hot-film 流速計では出力信号を波動運動の水平成分と鉛直成分に精度良く分解することができないなどの問題があった。しかも流速が負になるような場合には測定は不可能である。しかし、LDA を用いればこれらの制約がなくなる上に、プローブの作り出す wake の影響やプローブの固有振動の影響といった問題を考える必要がなくなる。

ここで使用した LDA は DISA 社製の 1 カラー前方散乱システム（レーザー光線の出力は 25 mW）である。測定にあたっては、レーザー・ガンと光学系を一体として上下方向へ移動させるためのトラバース装置を使用した。このトラバース装置はマグネスケールによる位置検出機構が付属し、設定精度は 0.1 mm である。

### (4) 波高と平均水位の測定

波の測定には抵抗線式波高計を用いて行った。センサーとしては  $\phi 100 \mu$  の白金線 2 本を 2 mm 間隔に張ったものを用いた。波高の測定にはこの波高計を A-2 から D 点までの合計 7 点に設置し、同時に測定を行った。通常は各ケースごとに水路中央と風下へ向かって中央から右へ 50 cm の点および左へ 50 cm の点の 3 点で測定を行った。

ケース A での波長と波速の測定には前述の波高計を 44.5 cm の間に 4 本設置し、各ケース・各測点に応じた波長の波が検出できるようにした。このときの波高計の間隔は 1 番目と 2 番目の波高計間で 6.3 cm, 2 番目と 3 番目の間で 11.6 cm, 3 番目と 4 番目の間で 26.6 cm であった。この間隔は各実験ごとに測定し、チェックした。

ケース B では流速がかなり大きく、風速を大きくしていくと風上端に近いところから波の進行方向に直角に水面が振動するいわゆる横波が発生しやすくなる。そこで、この横波が発達するまでを中心に検討するため、風のかけ始めからの波を記録した。測定値は非定常性が強いので、原則として同一の条件で 3 回の測定をくり返した。なお、各測定断面の水路中央と、中央から左右 50 cm ずつの 3 点で測定しているため、各ケースにつき合計で 9 回の run を行ったことになる。

波高計の出力を始めとして、すべての計測機器からの出力信号は直接デジタルデータレコーダで AD 変換

## 逆流中での風波の発達特性

して磁気テープに記録し、大型電算機 (Acos-800 II, ACOS 1000/10) で後の処理を行った。波高測定の際のサンプリング間隔は流れのない場合で  $\Delta t=1/51.2$  s, データ個数は  $N=16,384$  あるいは  $8,192$  とした。また、流れのあるケースでは風のかげ始めから波の発達を長時間にわたって見るために、 $\Delta t=1/12.8$  s,  $N=4,096\sim 12,160$  として測定している。ケース A の風速分布のプロットを行う際の平均水面からのずれも、この長時間記録

から求めた。記録に際しては、波高計用として用いている動ひずみアンプに付属している 30Hz のローパスフィルターを通してている。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 逆流の有無による波の特性の比較

##### (1) 逆流のある場合とない場合の波形の比較

逆流のあるところに風が吹いた場合には、同じ風速、

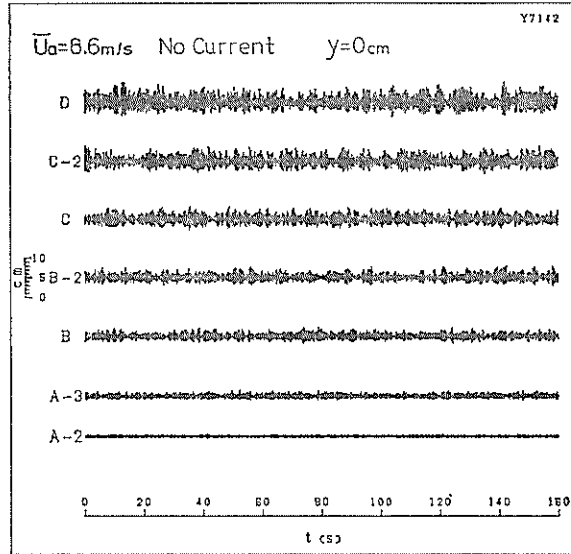


図-2 風波の時間波形 (流れなし,  $\bar{U}_a=8.6$  m/s)

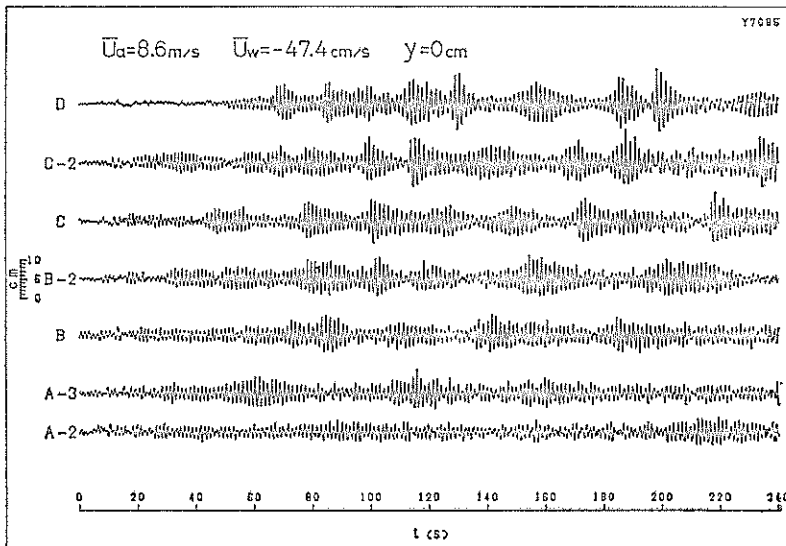


図-3 風波の時間波形 (逆流中,  $\bar{U}_a=8.6$  m/s,  $\bar{U}_w=-47.4$  cm/s)



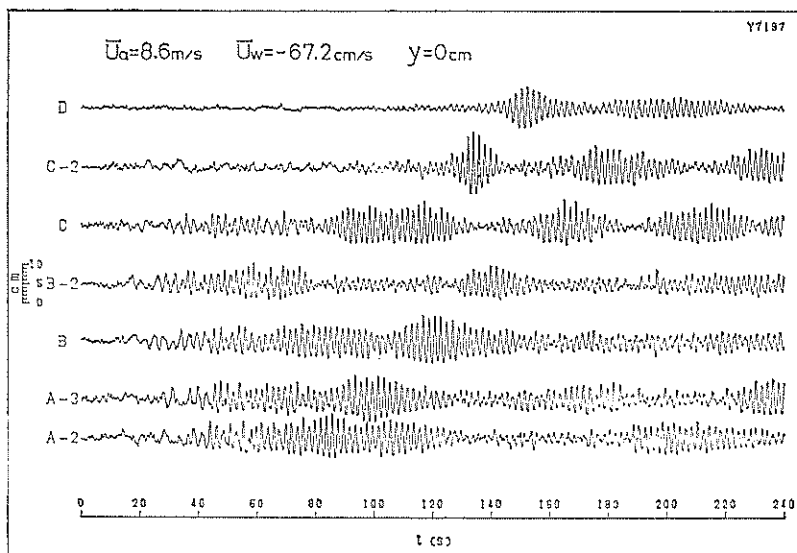


図-4 風波の時間波形 (逆流中,  $\bar{U}_a=8.6 \text{ m/s}$ ,  $\bar{U}_w=-67.2 \text{ cm/s}$ )

同じフェッチのところでも発生した波の波高と波長が大きくなる事がわかっている<sup>2)</sup>。順流の場合はその逆に波は小さくなる。このような波の特性の違いをまず波の時系列データで比較することにする。

ここで示すデータは、逆流の典型的な例としてはっきりした傾向の出るケースBのものである。

図-2 は流れのない場合の7測点の水路中央での風波の波形を示したものである。一番下のA-2点から一番上のD点まで順にフェッチが大きくなる。

時間をかなり縮めて書いてあるために波形を細かく見ることはできないが、この図から同じ風の条件でもフェッチが大きくなると波高が大きくなるのがわかる。ここには示していないが、風速が大きくなると同じフェッチのところでも波高は大きくなる。

図-3, 4 は逆流で  $\bar{U}_w=-47.4 \text{ cm/s}$  と  $-67.2 \text{ cm/s}$  (負の記号は風の吹き方向を正としているため) の場合で、図-2 と同じ風速の場合の各測点の水路中央での風波の波形を示している。この場合は風の吹き始め ( $t =$

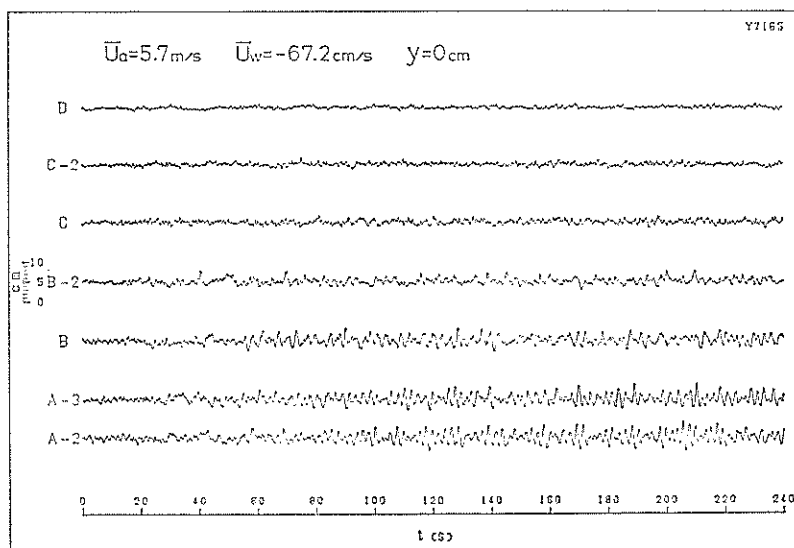


図-5 風波の時間波形 (逆流中,  $\bar{U}_a=5.7 \text{ m/s}$ ,  $\bar{U}_w=-67.2 \text{ cm/s}$ )

逆流中での風波の発達特性

0) からの波の発達のようすが示されている。図-2の流れないケースと比べると、同じ風速であるにもかかわらず波の周期が長くなり、同じ測点での波高は大きくなっている。しかも、逆流の流速が大きい方が波の周期も大きい。また、図-3と4で見られる波の特徴としてあげなければならないのは、発生した波が波群を形成しながら伝播していくのが明りょうに認められることである。もちろん流れない通常の場合でも波群の形成がないわけではないが、どちらかというとなら発生した波は数十cmも進むと消滅してしまい、また新しい波が発生するというを繰り返している。そのために図-3、4で示した逆流の場合のように、20m以上にもわたって波群が進行するというような現象は見られない。

逆流の場合でも、波群の形成が顕著になるのは流速が大きな場合である。このことから考えられるのは、逆流が存在することによって発生する波が限定されるということである。逆流があると、それに波が逆らって進むことになるので同じ波長の波でも波の群速度は流れない場合と比べて小さくなる。逆流の流速が大きくなると波

長の短い波の群速度は負になってしまう。そのような波は保存波として存在することはできないので消滅するが、そのエネルギーの一部はより波長の長い波へと引き継がれる。そして、最終的には流れに対して群速度が正になるような波長の波が発生し、このような波だけが流れを遡って風下へ伝播を始める。こうして発生した波は波長が十分に長く、しかも群速度は正であるから保存波として安定しているために十分長い距離を伝播することができる。この波の波長は  $\bar{U}_w = -67.2 \text{ cm/s}$  の場合で1.5m程度以上あり、流れなしの場合の数十cmの波長の波よりかなり規模が大きく、容易に消滅しない。そのため波群として長距離を伝播できるものと考えられる。

このように波群を形成する波はどのような場合でも生ずるとは限らない。風速が小さいと、風から波へのエネルギーの供給が十分ではなく、風波は発達することがで

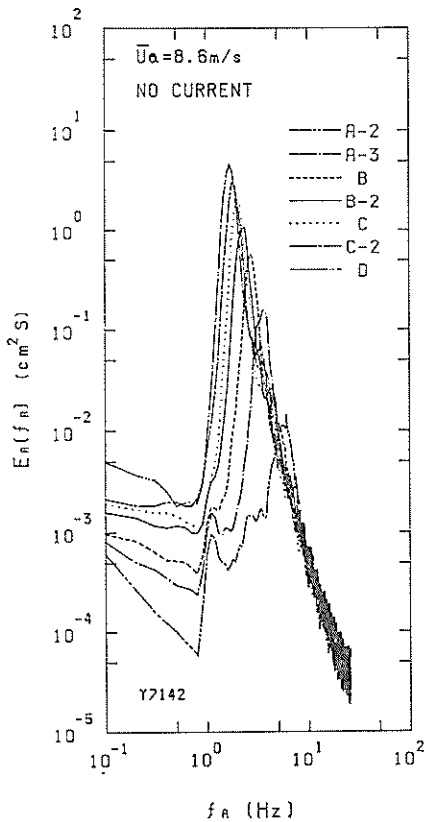


図-6 波のスペクトル (流れなし  $\bar{U}_a = 8.6 \text{ m/s}$ )

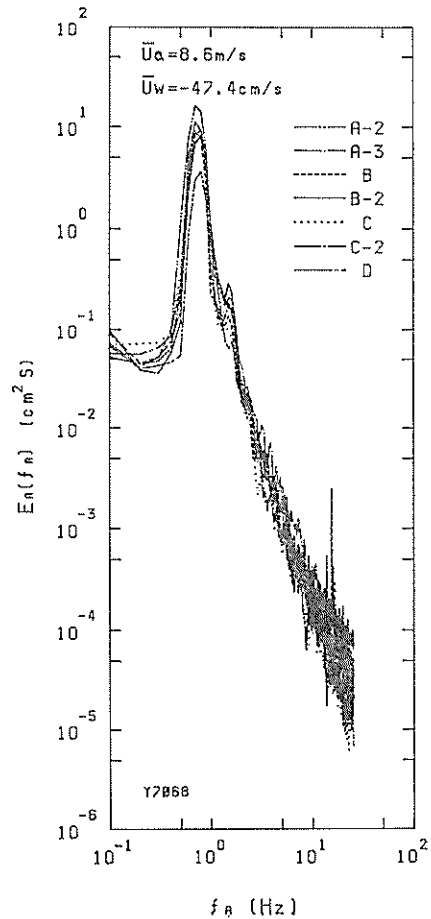


図-7 波のスペクトル(逆流中,  $\bar{U}_a = 8.6 \text{ m/s}$ ,  $\bar{U}_w = -67.2 \text{ cm/s}$ )

きない。図-5に風速の小さい( $\bar{U}_a=5.7\text{ m/s}$ )ケースの例を示す。この図では顕著な波の発達は見られず、フェッチの短いところでローカルな発生波が認められるにすぎない。この波は小さいために上流側(風下側)へ伝播しながら発達することができず、波速もかなり小さくて碎けやすい。このため、固定点で測定した波高計の記録では図-5に見られるように見かけ上周期の長い波となっているが、これは波長が長いことを表すものではない。風速をこれより徐々に大きくしていくと、発生する波もだんだんと大きくなり、図-8のように風と同じ方向に発達しながら進むようになる。

(2) 波のスペクトル

前項で逆流中の波の伝播特性について述べたが、波のスペクトルがフェッチによってどのように変化するかを流れなしの場合と比較する。

図-6にケースBにおける流れなしの各測点での周波数スペクトルの発達を示す。風速は $\bar{U}_a=8.6\text{ m/s}$ である。フェッチの短いA-3点あたりまで、1~1.1 Hz付近に風波のピークとは別の小さなピークが見られる。本実験では水深は50 cmなので、周波数を1.0 Hzとすると波長は $L=1.5\text{ m}$ となって水路の幅と一致する。したがって、このスペクトルのピークは波の進行方向と直角に水路幅と同じ長さの波長を持つ共振波である可能性が高い。実際、水路幅が60 cmの別の風洞水路で測定した結果でも、フェッチの短いところで1.6 Hz付近にピークが現れている。この場合の水深は20 cmであったので、波長は59 cmとなり、やはり水路幅とほぼ一致する。卓越波については、一般に言われているようにスペクトルのピークにオーバーシュート現象が見られ、フェッチが大きくなるに従ってピーク周波数は低周波数側へ移動すると共に、波が発達していくのがわかる。

図-7はケースBで、 $\bar{U}_w=-47.4\text{ cm/s}$ の逆流上での波のスペクトルの発達を示したものである。ここでは示していないのが、ケースAの流速の小さいケースと比較すると、流速が大きくなるにつれて卓越波の周波数が、どのフェッチでもほぼ同じ値になってくる傾向にある。この原因は前項の3.1(1)で示したように、逆流があると流れを遡って進むことのできる波長の波だけが進行波として存在可能なため、流れの条件で発生波の波長が規定されてしまうためである。つまり、流速に逆らって進むことのできる群速度を持つ波長の波だけが選択されて発生しているため、流速が大きく変わらない風洞水路の中では、風上側でも風下側とあまり周波数が変わらないことになる。このことは図-7で確かめることができる。この図では発生波のピーク周波数がほとんど揃っていて、フェッチが大きくなるにつれてパワーのみが大きくなっている。

3.2 流速分布と波の群速度

2.3(3)で述べたように、これまでは波動運動下での流速を正しく測定することができなかった。しかし、本研究ではLDAを用いて静水面近傍まで流速を精度良く測定することができた。流れの中での波の発達を記述する上で重要なパラメータである等価吹送距離を計算するためには、波の群速度が与えられなければならない。水面上に風が吹くと、水面近くには強いせん断流が形成される。このような流れの場を進行する波の群速度を求めするためには、流速分布を正確に求めておく必要がある。

図-8はC点の中央断面で測定したケースBの流速分布の一例である。測定に際して、波のトラフレベルより上では測定時間を320秒とし、それより下では160秒とした。図中の黒丸が流れのみの場合、白丸が $\bar{U}_a=8.6\text{ m/s}$ の風がかかった場合である。

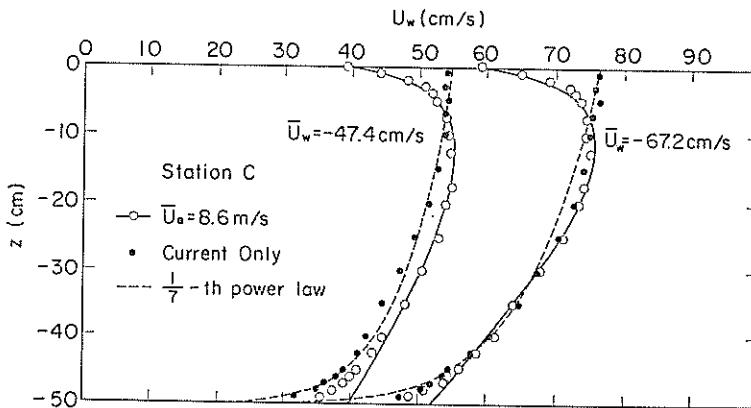


図-8 平均流速分布 (C点)

逆流中での風波の発達特性

表-1 流速分布のパラメータ

ケース	$U_a$ (m/s)	$U_w$ (cm/s)	$U_0$ (cm/s)	$U_r$ (cm/s)	$b$ (s <sup>-1</sup> )	$z_0$ (cm)	
A	8.3	0	24.43	3.579	0.099	0.01	
		-14.5	3.53	3.536	0.082		
		-20.3	-6.45	3.680	0.115		
		-26.3	-18.87	3.467	0.190		
	11.0	0	35.03	5.132	0.142	0.01	
		-14.5	18.93	5.217	0.211		
B	8.6	-47.4	-39.4	11.03	0.791	1.35	
		-67.2	-59.2	14.19	1.118	1.63	

流れのみの場合の流速分布は、ほぼ次の1/7乗則に従っている。

$$U_w(z) = U_0 \left( \frac{d+z}{d} \right)^{1/7} \dots\dots\dots(1)$$

ここに、 $U_0$  は表面流速、 $d$  は水深、 $z$  軸は静水面上を0とし、鉛直上向きを正としている。

風がかかった場合の流速分布は次の対数分布式をあてはめている。

$$U_w(z) = U_0 - U_r \ln \left( \frac{z_0 - z}{z_0} \right) - bz \dots\dots\dots(2)$$

ここに、 $z_0$  は水面での粗度高さで、 $U_r, b$  は実測から求まる定数である。これまでの測定例から、 $z_0$  は一定で0.01 cm程度ととられることが多い<sup>2)</sup>。しかし、ケースBでは特に波の発達が大きくなり、フロートで表面流速を測定するのがかなりむずかしくなって精度上の問題が出てくる。そこで、静水面における流速もレーザー・ドップラー流速計で測定し、全体の流速分布に合うように $z_0, U_r, b$  を決定した。図-8の白丸に対応する実線の曲線は、このようにして求めたパラメータを使って式(2)を実測値にあてはめたものである。

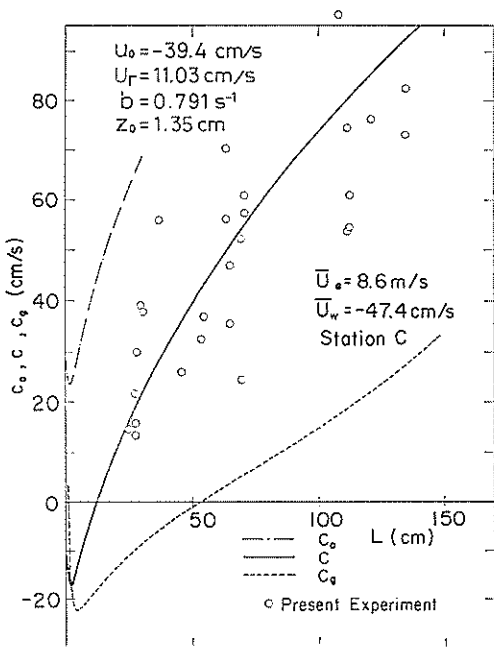


図-9 波速と群速度 ( $U_a=8.6$  m/s,  $U_w=-47.4$  cm/s)

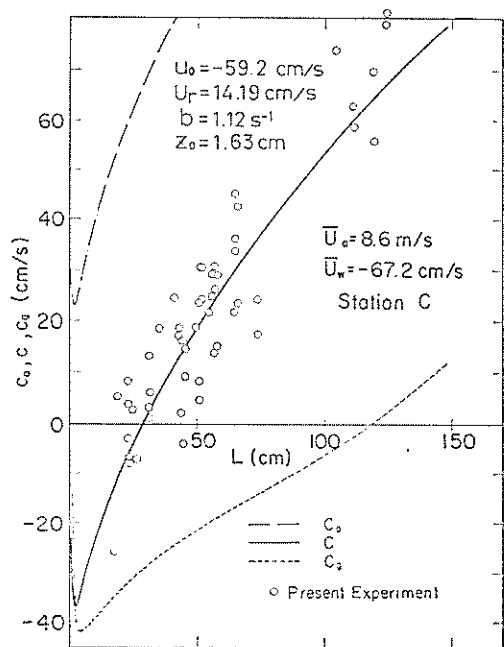


図-10 波速と群速度 ( $U_a=8.6$  m/s,  $U_w=-67.2$  cm/s)

表-1 に各ケースの流速のパラメータの値をまとめて示す。このようにして流速分布が決定されれば、Kato<sup>6)</sup>の方法により流れの中での波速  $C$  が計算できる。そうすれば、波の群速度  $C_g$  が通常用いられる次の定義式で求められる。

$$C_g = \frac{d\sigma}{dk} = \frac{d}{dk}(kC) \dots\dots\dots(3)$$

図-9 は図-8 の  $\bar{U}_w = -47.4 \text{ cm/s}$  のケースの流速分布に対する波速  $C$  と群速度  $C_g$  を波長の関数として示したものである。図中には参考のために流れのない場合の波速  $C_0$  が一点鎖線で示されている。流れのない場合の波速はどの波長に対しても正の値を持つが、逆流の流速が大きい場合にはこの図の実線のように、短い波長の波の波速は負になる。つまり、小さい波は流れを遡って進むことはできない。さらに、点線で示されている群速度は波長が約 50 cm 以上でなければ正の値とならない。すなわち、群速度が正の場合は保存波として存在することができるので、流れを遡って進行する波となる。波速が正で群速度が負の波はどうなるかという、しばらくの間は流れを遡って進行するが、エネルギーの補給が継続しないために早めに消滅してしまう。そのエネルギーの一部はより大きな波へと引き継がれ、群速度が正となるような大きな波が発生してくるものと考えられる。図中の白丸は風のかけ始めから発達する波をモータードライブカメラで約 1/3 秒ごとに写真に撮り、その写真から波長と波速を読み取ってプロットしたものである。画面の中には 1 秒間に 1 回転する特別の時計が同時に写し込ま

れていて、コマとコマとの間の撮影時間間隔を 1/100 秒単位で読み取って、波峰の移動距離から波速を求めている。実測値にはかなりのばらつきが見られるが、計算値はほぼ妥当な値を与えていると考えられる。

図-10 は  $\bar{U}_w = -67.2 \text{ cm/s}$  のケースであるが、図-9 の場合よりも流速が速くなっている（図-8 参照）、波長が 120 cm 程度以下では群速度は負である。さらに、発達初期の波は波長が小さいが、そのような波は波速が負であることが実測値からも確認することができる。すなわち、このような波はいったん発生はするが、流れに押し戻されて、風上方向に移動しながら消滅してしまう。そして少しずつ波長の長い波が発生してくる。ある瞬間は、波がほとんど静止してしまうことがあるが、これが図中で  $C=0$  の条件の波長の波に対応する。図-10 も理論値と実測値はよく合っている。

逆流上での波は図-3 と 4 に示したように、流速が速くなってくと波群として進行しながら発達する性格が強いので、波群の伝播特性について調べる。

波の wave group 特性を調べるために、波の連なり状態を表す Smoothed Instantaneous Wave Energy History (略して SIWEH) を求める<sup>7)</sup>。

SIWEH は次式によって定義される。

$$E(t) = \frac{1}{T_p} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(t+\tau) Q(\tau) d\tau \dots\dots\dots(4)$$

$$Q(\tau) = \begin{cases} 1 - |\tau|/T_p, & -T_p \leq \tau \leq T_p \\ 0 & \tau < -T_p, \tau > T_p \end{cases} \dots\dots\dots(5)$$

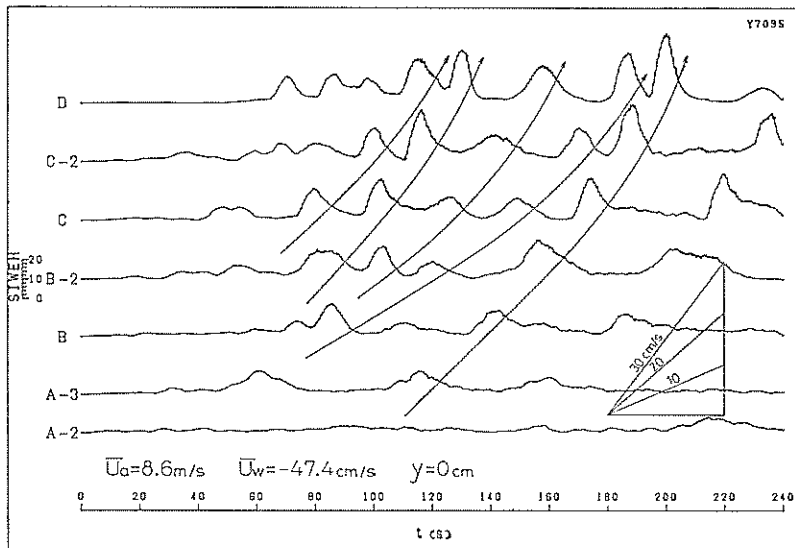


図-11 SIWEH の時間変化 ( $\bar{U}_a = 8.6 \text{ m/s}$ ,  $\bar{U}_w = -47.4 \text{ cm/s}$ )

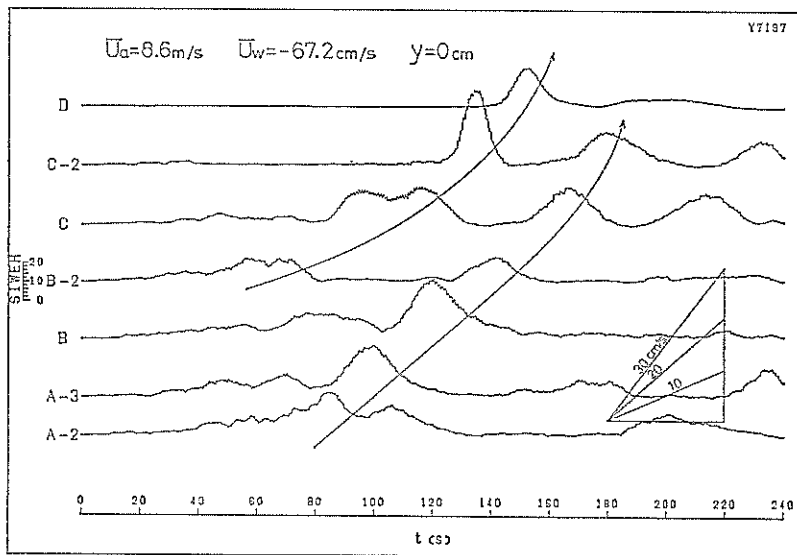


図-12 SIWEH の時間変化 ( $\bar{U}_a=8.6\text{m/s}$ ,  $\bar{U}_w=-67.2\text{cm/s}$ )

ここに、 $T_p$  はスペクトルのピーク周期、 $\tau$  はタイムラグ、 $Q(\tau)$  はデータウィンドウである。ここではSIWEHの細かな変動を少なくして見やすくする目的で、実測のパワースペクトルから得られた  $T_p$  の2倍をあらためて  $T_p$  として与え、式(4)、(5)を計算している。

図-11 は 図-3 に対応する SIWEH の変化図である。このケースのC点での波速と群速度は 図-9 に示されている。C点で十分発達した波の波長は 120~140 cm 程度なので、図-9 から  $C_g \approx 20 \sim 30 \text{ cm/s}$  と読み取ることができる。図-11 には波群の伝播を曲線で示してあるが、この傾きから求まる波群の速度もほぼ 20~30 cm/s の範囲にあり、これらの波群が群速度で進行しているのがわかる。

図-12 は流速の速い  $\bar{U}_w = -67.2 \text{ cm/s}$  のケースであるが、2つ目の SIWEH は B-2 点でいったん小さくなり、C点で再び大きくなっている。これは後で詳しく述べるが、B点あたりで波がかなり発達して大きくなり、B-2 点付近で砕波して波高が小さくなっているためである。

### 3.3 波の発達特性

風波の特性を記述するのに、普通は有義波高とスペクトルのピーク周波数が用いられる。波高分布がレーリー分布の場合には有義波高と波のパワー  $\bar{\eta}^2$  との間には

$$H_{1/3} = 4.004 \sqrt{\bar{\eta}^2} \dots\dots\dots (6)$$

の関係がある。逆流の流速が小さいうちは波高分布はレーリー分布に近いが、流速が速くなってくると 3.1 で示

したように波は波群としての性格が強まり、波群が通過したあとはしばらく水面が静かになるため、全測定時間の平均をとると波を小さ目に見積る可能性がある。そこで、流速の比較的小さいケースAと、流速の大きいケースBとでデータの整理方法を変えることにする。

ケースAはケースBより流速が小さいので、風上端で有限の波が発生するまでには至らないため、順流や流れのない場合の延長として考えてもそれほど大きな誤差は生じない。加藤他<sup>2)</sup>の場合は逆流の流速がそれほど大きくない範囲で順流、流れなし、逆流にかかわりなく等価吹送距離を使えばデータが一つの表現式で表せることを示している。ここではもう少し流速を大きくしたケースについて、等価吹送距離の妥当性を検討する。

ケースBでは非定常性が強いために、風のかげ始めから20秒間ずつ区切り、その間の水位変動の記録に式(6)を用いて  $H_{1/3}$  を求める。こうして求めた波高を 2.3 (4) で述べたように各測点で9ケースずつアンサンブル平均した。

まず、ケースAでは従来通り全測定時間の平均から波のパワー  $\bar{\eta}^2$  を出し、式(6)を用いて有義波高を出す。また、波のスペクトルも全測定時間のデータを使って計算する。そして、流れのある場での波の発達を記述するための、加藤他<sup>2)</sup> が提案した等価吹送距離で有義波高  $H_{1/3}$  とスペクトルのピーク周波数(卓越波の周波数)を整理する。

等価吹送距離の概略を以下に述べる。

流れがない場合の風波の各成分波の発達に関して

$$t_1 = \frac{F_1}{C_g} \dots\dots\dots(7)$$

で関係づけられる吹送距離  $F_1$  と吹送時間  $t_1$  とは力学的に等価である。ここに、 $C_g$  は波の群速度である。この考え方をもとにして、ある流れの条件の下での吹送距離  $F$  の点の波のパワー  $\bar{\eta}^2$  (または  $H_{1/3}$ ) を支配する吹送時間は、卓越波のエネルギーがその点まで到達するのに要する時間  $\hat{t}$  に比例するものと仮定する。そうすると、 $\hat{t}$  は次式のように表すことができる。

$$\hat{t} = \int_0^F \frac{dx}{C_{gm}(x)} \dots\dots\dots(8)$$

ここに、 $C_{gm}(x)$  は距離  $x$  における流れも考慮した卓越波の群速度である。この  $\hat{t}$  を使うことにより、流れのある場合の各点ごとの風波の発達は、流れのない場合の吹送距離  $F$  に等価な吹送距離

$$F' = F \cdot \frac{\hat{t}}{t_0} \dots\dots\dots(9)$$

を使って流れのない場合と同様に記述することが可能である。この式の  $t_0$  は流れのない場合について計算した  $\hat{t}$  の値である。

この  $F'$  を用いることにより、順流、逆流、流れなしにかかわらず成り立つ次のような実験式が得られている<sup>3)</sup>。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_{*a}^2} = 0.0222 \left( \frac{gF'}{u_{*a}^2} \right)^{0.669} \dots\dots\dots(10)$$

$$\frac{u_{*a} f_{0m}}{u_{*a}^2} = 0.939 \left( \frac{gF'}{u_{*a}^2} \right)^{-0.354} \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $f_{0m}$  はスペクトルのピーク周波数に対応する真の周波数、 $g$  は重力の加速度である。真の周波数とは、波長  $L_m$  の波の静水中での周波数で、次式で表される。

$$f_{0m} = \frac{1}{L_m} \left\{ \left( \frac{gL_m}{2\pi} + \frac{2\pi T_1}{\rho L_m} \right) \tanh \frac{2\pi d}{L_m} \right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots(12)$$

ここに、 $T_1$  は水の表面張力、 $\rho$  は水の密度、 $d$  は水深である。

通常空間に固定した波高計で流れのあるときの波の測定を行うと、この波の記録から得られるスペクトルは波高計に記録される見かけ上の波の周波数  $f_A$  について求められたものである。この周波数  $f_A$  は流れの影響を含んでいるために、同一の波長の波であっても流れの条件によって値が変わることになるので不偏的な量でなく、不便である。そこで、物理的に意味のある波数スペクトルに対応させる目的で、波長  $L$  の波が流れのもとで観測されたときの周波数を見かけの周波数  $f_A$  とし、この波長  $L$  の波が流れのないところで観測されるとき周波数を真の周波数  $f_0$  とし、間接的に波数スペクトルを扱うように考えたのが真の周波数  $f_0$  の意味である。

図-13 は等価吹送距離に対する波高の無次元プロットで、図-14 はスペクトルのピークの真の周波数  $f_{0m}$  の無次元プロットである。波高については流れなしと  $\bar{U}_a = 8.3 \text{ m/s}$  のケースは式(10)ではほぼ表せることを示している。ただし、逆流の流速が大きくなってくると、フェッチの短いところで横波の影響によって波高が大きめになっているために式(10)からかなりはずれているが、風波のスペクトルのピーク周波数と横波の周波数がかなり近

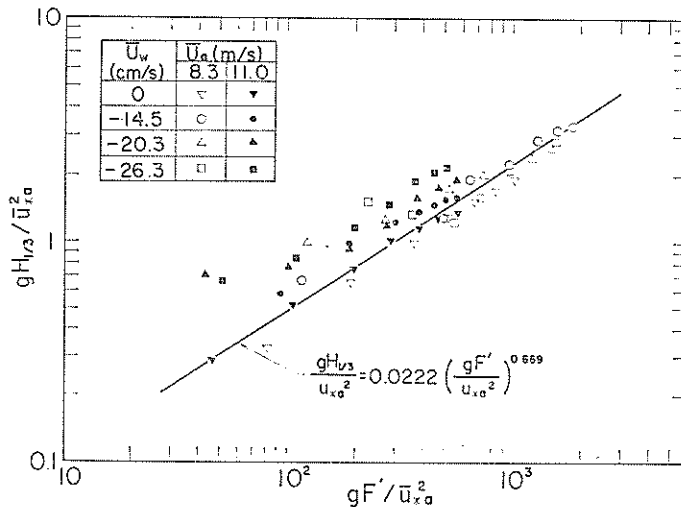


図-13  $H_{1/3}$  の無次元プロット

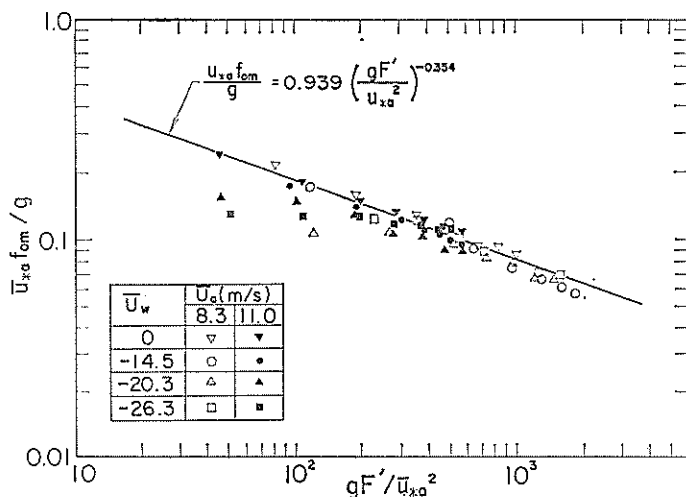


図-14  $f_{0m}$  の無次元プロット

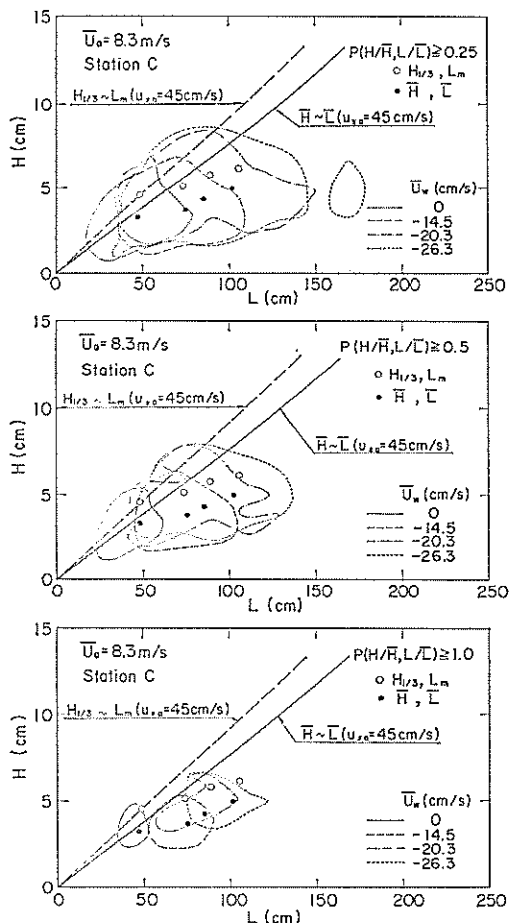


図-15 波高と波長の結合確率密度 ( $\bar{U}_a=8.3$  m/s, C点)

く横波だけを分離するような補正ができないために、そのままプロットしてある。

$\bar{U}_a=11.0$  m/s のケースについても、横波の発生によりフェッチの小さいところで式(10)から大きくはずれてくるが、フェッチの増加と共に式(10)に近づく傾向にある。流速が  $-20.3$  cm/s より大きいケースのデータは、全般的に式(10)より大きめであるが、これは加藤他<sup>9)</sup>で指摘されているように、逆流の流速が大きくなると風上端でも有限の波高・波長を持った波が発生してくることによるものと考えられる。加藤他は風上端で発生している波の分だけ吹送距離を補正してデータを整理し、そうすることによって実測値は式(10)により近い値となることを示した。ここでは特に補正を行っていないが、流速の大きいデータもこのような補正でより式(10)に近づくものと考えられる。

図-14 の  $f_{0m}$  についても、流れなしと  $\bar{U}_a=8.3$  m/s のケースで流速が  $-20.3$  cm/s 以下については式(11)ではば表されるのは図-13の  $H_{1/3}$  の場合と同様である。また、 $\bar{U}_a=11.0$  m/s のケースでフェッチの短いところで  $f_{0m}$  が式(11) よりかなり小さいのは、やはり横波の存在により波の周波数が見かけ上小さくなることによるものである。また、無次元フェッチの大きなところでも、周波数が小さくなり実験曲線からはずれている。

図-15 は波高と波長の結合確率密度  $P(H/\bar{H}, L/\bar{L})$  が流れとともにどのように変わるかを調べたものである。使ったデータはケース A で、 $\bar{U}_a=8.3$  m/s である。図の上から順に結合確率密度が 0.25 以上、0.5 以上、1.0 以上について流速ごとの分布の変化が示されて



いる。逆流の流速が大きくなるとともに分布はやや右上へ向かって大きく広がるようになる。図中の破線は式(10), (11)から  $F'$  を消去して  $H_{1/3}$  と  $L_m$  の関係を示したもので、次式で与えられる。

$$H_{1/3} = 0.0197 \frac{u_* a^3}{g} \left( \frac{u_* a f_{0m}}{g} \right)^{-1.89} \dots\dots(13)$$

ここに、 $f_{0m}$  は式(12)によって  $L_m$  と関係づけられる。式(13)の  $H_{1/3}$  は式(6)で定義される。図-15 はゼロアップクロス法による整理であり、スペクトルのピーク周波数に対応する波長では比較しにくいので平均波高と平均波長の関係を導くことにする。

Mitsuyasu<sup>8)</sup>によれば有義波周期  $T_{1/3}$  とスペクトルのピーク周波数  $f_m$  には次の関係が成立する。

$$T_{1/3} = \frac{1}{1.05 f_m} \dots\dots(14)$$

また、平均波高  $\bar{H}$ 、平均周期  $\bar{T}$  と有義波とはブレットシュナイダースペクトルの次の関係が成り立つものとする。

$$\bar{H} = 0.625 H_{1/3}, \quad \bar{T} = 0.9 T_{1/3} \dots\dots(15)$$

さらに、平均周期  $\bar{T}$  に対応する周波数を  $\bar{f}$  とすると、次の関係が成り立つ。

$$\bar{T} = \frac{1}{\bar{f}} \dots\dots(16)$$

式(14), (15), (16) から  $f_m$  は次のように表すことができる。

$$f_m = \frac{\bar{f}}{1.17} \dots\dots(17)$$

平均周波数  $\bar{f}$  と対応する平均波長  $L$  との関係は式(12)の  $f_{0m}$  と  $L_m$  の関係と同じであるから、式(12), (13), (15), (17)を用いると、 $\bar{H}$  と  $L$  の関係が次のように求まる。

$$\bar{H} = 0.0165 \frac{u_*^2 a}{g} \left( \frac{u_* a \bar{f}}{g} \right)^{-1.89} \dots\dots(18)$$

$$\bar{f} = \frac{1}{L} \left\{ \left( \frac{gL}{2\pi} + \frac{2\pi T_1}{\rho L} \right) \tanh \frac{2\pi d}{L} \right\}^{0.5} \dots\dots(19)$$

$d/L \geq 1/2$  とし、 $T_1 = 0$  とすると式(18), (19)は

$$\bar{H} = 0.0937 H_*^{0.055} L^{0.945} \dots\dots(20)$$

となる。ここに、 $H_* = u_*^2 a / g$  である。

図-15 中の実線は式(18), (19)の関係を示している。なお、図中の白丸はクロススペクトル法による実測の  $H_{1/3}(=4.004\sqrt{\bar{q}^3})$  と  $L_m$  の関係を表し、黒丸はゼロアップクロス法による  $\bar{H}$  と  $L$  の実測値を表している。図には4個ずつ白丸と黒丸があるが、そのうちの一番左側の白丸と黒丸が流れなしのケースのものであり、右へいくにしたがって、逆流の流速が  $-14.5, -20.3, -26.3 \text{ cm/s}$  と大きくなったケースに対応している。流れなしのケースでは実測値は式(12), (13)の上であり、流れが大きくなるとこの曲線からずれ始める。これは、波長の増加に比べて波高の増加の割合が式(12), (13)で表される関係よりも小さくなっていることを示している。したがって、逆流の流速が大きくなってくると、波形勾配 ( $H/L$ ) が式(10), (11) で得られるものより小さくなるということがわかる。

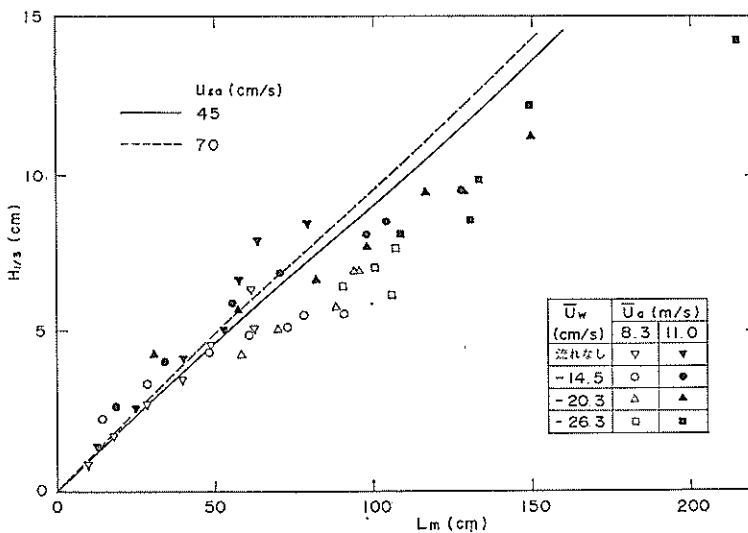


図-16  $L_m$  と  $H_{1/3}$  の関係

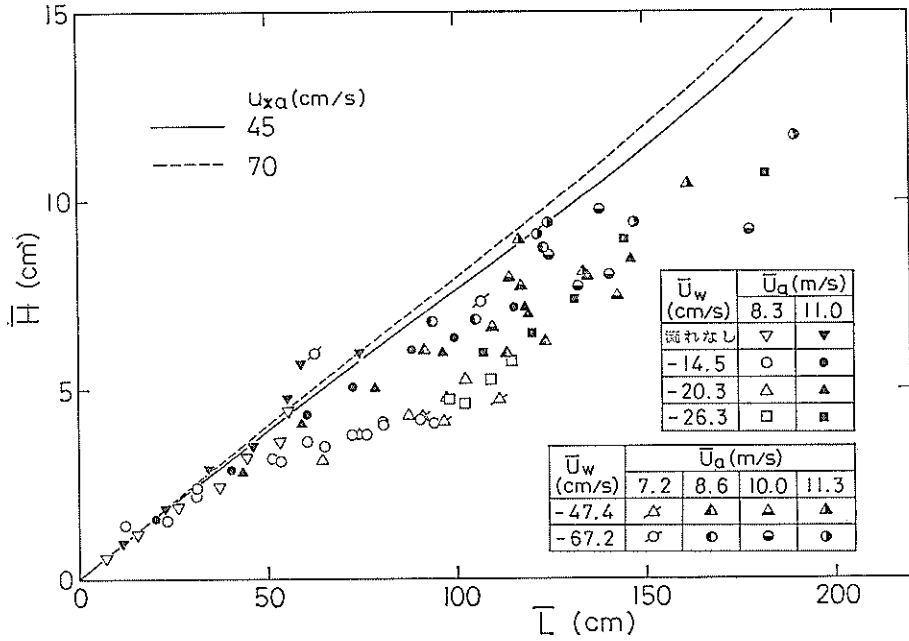


図-17  $L$  と  $\bar{H}$  との関係

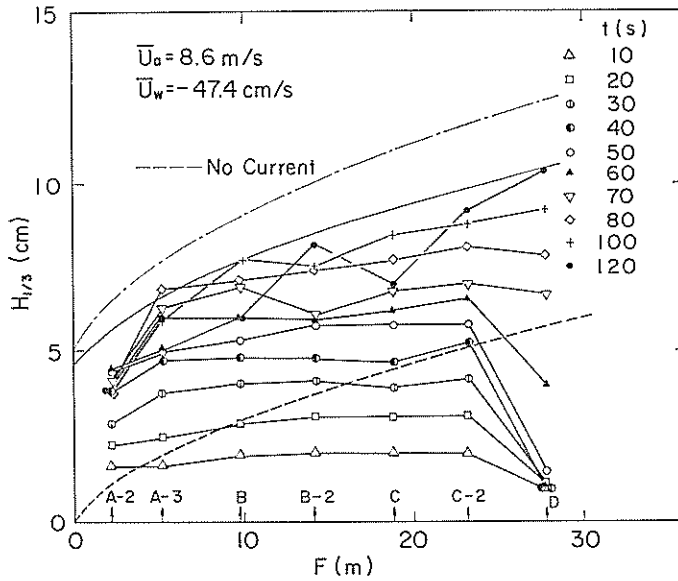


図-18  $H_{1/3}$  のフェッチに対する発達 ( $\bar{U}_a=8.6$  m/s,  $\bar{U}_w=-47.4$  cm/s)

もう少し別な見方をして、各フェッチごとのケースAのデータ全てについて調べる。図-16はいろいろなケースでのクロススペクトル法による  $H_{1/3}$  と  $L_m$  との関係を示したもので、 $u_{xa}=45$  cm/s ( $\bar{U}_a=8.3$  m/s に対応) と  $70$  cm/s ( $\bar{U}_a=11.0$  m/s に対応) の場合について式 (10)、

(11) の関係が実線と破線で示されている。  $L_m$  の小さいところでは式 (10)、(11) の関係が成り立っているが、  $L_m$  が大きくなると図-15でも見られたように、式(10)、(11)からはずれて  $H_{1/3}$  は小さめになっている。

図-17は図-16と同じデータのゼロアップクロス法に

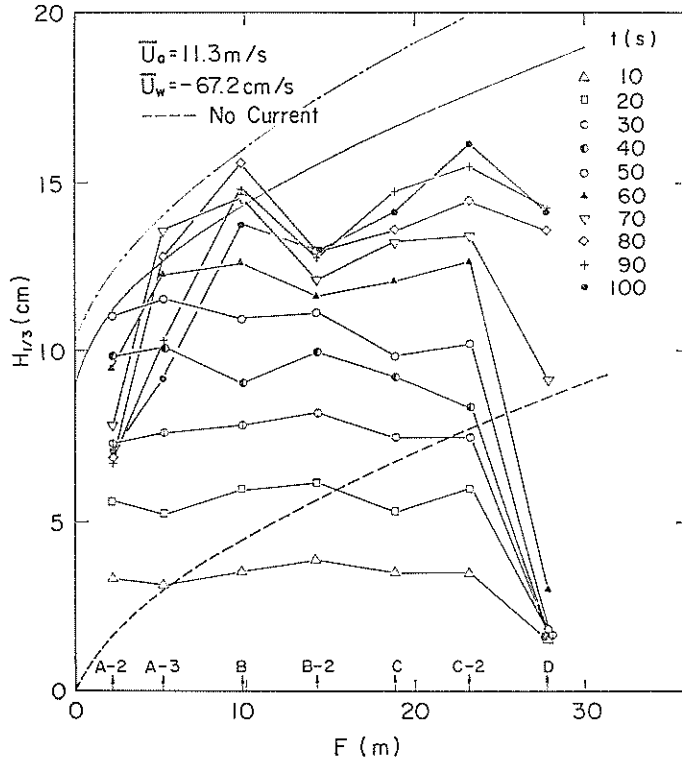


図-19  $H_{1/3}$  のフェッチに対する発達 ( $\bar{U}_a=11.3$  m/s,  $\bar{U}_w=-67.2$  cm/s)

よる  $H$  と  $L$  の関係を示している。図中の曲線は式(18), (19)の関係を表しているが、図-16と同様に  $L$  の小さいところではこの関係がよくあてはまるが、 $L$  が大きくなると  $H$  はあまり増加しなくなり、さらに  $L$  が大きくなると  $H$  が再び増加を始める傾向が見られる。このことを別な言い方で説明すると、波がある程度発達すると、砕波等によって波の発達が押さえられて波高が増大できなくなることを表している。しかし、さらに流速を増していくと、波高よりもまず波長が増加し始め、ある程度波長が大きくなると、また波高の発達が始まる。流れの中での風波は、このようなステップをくり返しながら大きくなるものと考えられる。

ケースBで  $\bar{U}_w=-47.4$  cm/s,  $\bar{U}_a=8.6$  m/s の場合の  $H_{1/3}$  の発達をフェッチに対して示したのが図-18である。風のかけ始めから20秒間ずつ区切り、その間の水位変動の記録に式(6)を用いて  $H_{1/3}$  を求めている。こうして求めた波高の変化を各測点で9ケースずつアンサンブル平均をとっている。さらに、 $\bar{U}_w=-67.2$  cm/s,  $\bar{U}_a=11.3$  m/s のケースを図-19に示す。図-18の  $t=70$  s 程度までおよび図-19ではD点での波の発達が非常

に遅い。これは、D点が風下端にかなり近いためであると考えられる。すなわち、逆流の場合の波の発達は流れの上流側(風下側)の波の履歴の影響を強く受けているので、風下側にはほとんど風のない状態となっているD点だけ他の測点とは違って風下側(流れの上流側)からのエネルギーの供給が少なく、波の発達が他の測点よりも小さかったものと推察される。図中の破線は流れのない場合の波高の発達曲線であるが、流れがある場合に波高はD点で倍程度までは大きくなる。また、風上側では流れのない場合と比べて波高の増大が著しい。

図-19のように波がかなり大きくなってくると、B-2点付近で波高の減衰が生じている。これは、波が砕波しているために起こったもので、目視の結果とも一致する。

図-18, 19の実線と一点鎖線については後の3.5で述べる。

### 3.4 砕波

#### (1) 測定と解析方法

3.3で述べたように波が発達してくると砕波するが、砕波する時の波の特性を映像を利用して調べることにす

る。

波の碎破の状況をモニターするために、波高計による波の測定と同時にビデオシステムによる波の撮影を行った。撮影には高速度ビデオシャッターカメラ（露光時間1/1000秒）を2台用いた。1台は波高と波速および碎波の状況の記録のために望遠レンズで撮影し、もう1台は波長の記録のために広角レンズを用いて撮影した。これら2台のカメラからの出力は映像特殊効果装置（日本ビクター(株)、TF-1310）で画面合成し、ビデオテープレコーダーに記録した。記録する際に、ビデオタイム・データジェネレータ（VT-1000 G）により1/100秒単位の時刻を画面に表示させ、後の解析に利用した。

撮影したビデオの解析にはビデオ・ポジションアナライザー（VPA-1000）とタイム・データリーダー（VT-1000 R）を用いて波高と波長を読み取り、また波の峰の移動速度を求めてこれを波速とした。これらのデータは、一波ごとに波が碎波か非碎波かという情報も含めてパソコン（TEAC, PS-9000 Model 216）のマイクロフロッピーディスクに記録した。

(2) 波長と波速の関係

ビデオから1波ごとの波長と波速を読み取り、その関係をプロットしたのが図-20である。図中の記号で“サイハナン”は碎波せずに進行する波、“ヨワイサイハ”は波頂から前方へ崩れるいわゆる崩れ波、“サイハ”は波頂が大きく巻き込むように崩れる巻き波で、時に空気を巻き込むような碎波を表している。また、“サイハゴ”は解析する画面（望遠レンズの方のカメラの撮影範囲としては約80cmの領域）に入る前から既に碎波している波を表している。図にはフェッチと風速の異なるデータを区別せずにプロットしてある。図中の実線による曲線は、吹送流を考慮した流れの中での波長に対する波速の理論計算<sup>6)</sup>による関係を示したものである。対応する実験ケースは  $\bar{U}_a=10.0$  m/s,  $\bar{U}_w=-67.2$  cm/sのものである。計算に用いた流速分布は式(2)で表される。図-20の曲線の場合は実測の流速分布から  $U_0=-41.8$  cm/s,  $z_0=0.348$  cm,  $U_r=12.81$  cm/s,  $b=1.009$  s<sup>-1</sup> を与えている。

図-20によると一波一波の波速はかなりばらつきが見られるので、各フェッチ、風速ごとに平均した平均波長  $\bar{L}$  と平均波速  $\bar{C}$  の関係を示したのが図-21である。碎波していない波は比較的理論的に近い値をとるが、碎波した波は波速がやや小さくなっている。

ビデオの画面の中央に設置してある2本の波高計（間隔は10.25cm）からゼロアップクロス法により波を検出し、それぞれの波高計を通過する波のゼロアップクロ

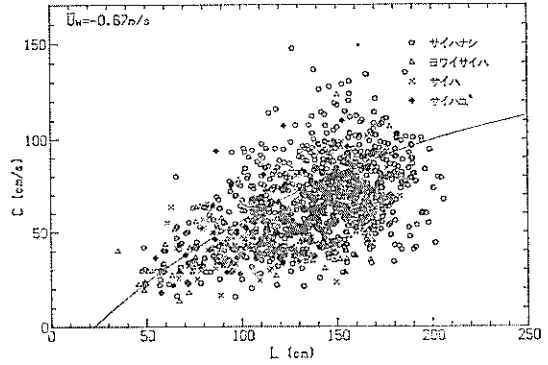


図-20 波長と波速の関係（ビデオによる解析）

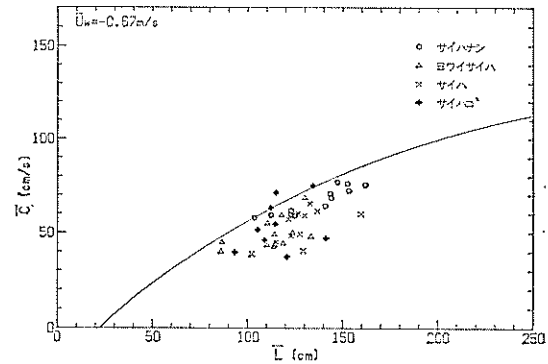


図-21 平均波長と平均波速の関係（ビデオによる解析）

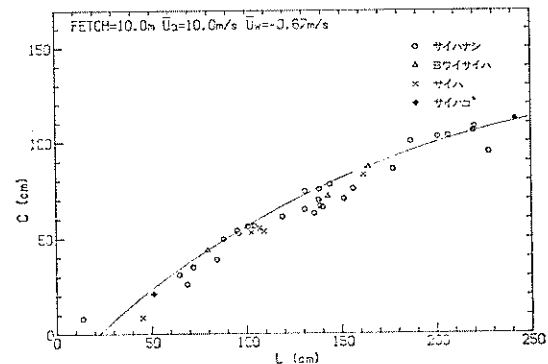


図-22 波長と波速の関係（波高計による解析）

ス点の時間間隔から波速と波長を求めたのが図-22である。この場合は求めた波速  $C$  から

$$L = CT \dots\dots\dots(21)$$

の関係を用いて波長を求めた。ここに、 $T$ は2本の波高計でそれぞれ得られた周期を平均したものである。ビデオ

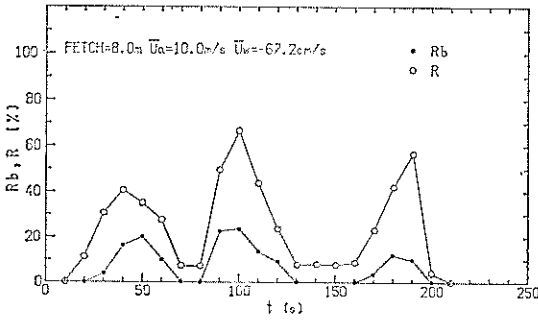


図-23 砕波率の時間変化

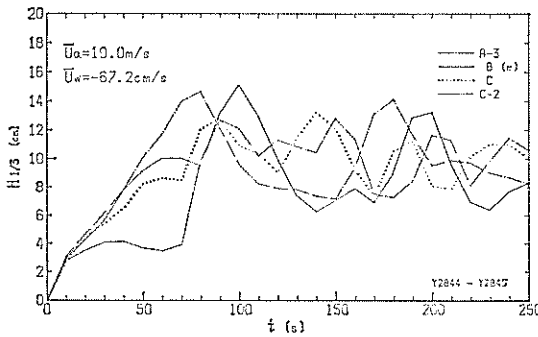


図-24 有義波高の時間変化

オの結果と対比させ、対応のつくものだけを取り出し、砕波の状態に対して前の2つの図と同様の記号を用いてあるが、砕波・非砕波を問わず理論値ときわめてよく一致している。これは、波高計のデータがビデオと対応のつくものだけを取り出し、ビデオはすべてのデータの平均をとっているために生じたものであると考えられる。

(3) 砕波率

風のかけ始めから20秒間ずつ区切り、その間に通過した波の総数を  $N$  とする。この中で、完全に砕波している波の数を  $n_b$ 、弱い砕波の数を  $n_w$  とすると、完全に砕波している波の砕波率  $R_b$  は次式で表される。

$$R_b = \frac{n_b}{N} \dots \dots \dots (22)$$

また、弱い砕波まで含めた砕波したすべての波の砕波率は

$$R = \frac{n_b + n_w}{N} \dots \dots \dots (23)$$

となる。

図-23 は、風のかけ始めから砕波率の変化の一例である。風をかけ始めてから40~50秒、100秒、190秒後あたりで砕波率が大きくなっている。特に、100秒と190秒後では砕波率は50%を越えている。図-24は図-23に對

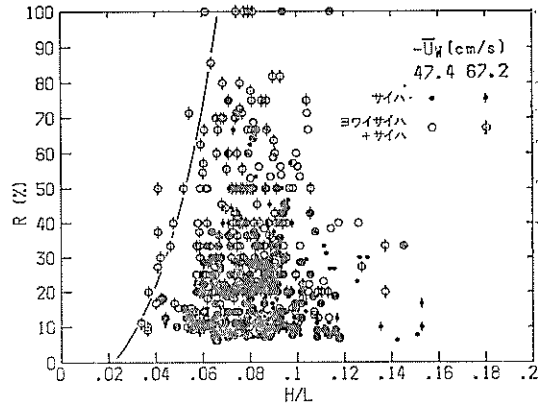


図-25 砕波率と波形勾配の関係

応する波高の時間変化を示したものである。波高としては有義波高  $H_{1/3}$  をとっているが、これは20秒間ごとの波の平均パワー  $\bar{\eta}^2$  から式(6)によって求めたものである。図中の実線が  $F=8m$  に対応しているが、波高は時間と共に大きく発達したり減衰したりをくり返している。しかも、波高が大きくなった部分は時間と共にA-3点からC-2点へとゆっくりと移動しているのが図から読み取れる。この特徴は図-4でも示したように波群の伝播と一致している。砕波との関係を見るために図-23と比較すると、砕波率の大きくなる時刻と波高の大きくなる時刻がほぼ一致しているのがわかる。すなわち、波高が急激に大きくなるとそれともなって砕波する波が増加し、その結果波高は減衰する。波高がある程度小さくなると砕波も少なくなり、それに応じて再び波が発達し始めるようになる。

図-25は  $\bar{U}_w = -47.4 \text{ cm/s}$  と  $-67.2 \text{ cm/s}$  の全ケースについて波形勾配と砕波率の関係をプロットしたものである。波形勾配は20秒間に通過する波の平均値を用いている。また、砕波率も同じ20秒間ずつ区切って求め、次には前の10秒間をオーバーラップさせて次々に計算をくり返している。逆流の流速が大きい  $\bar{U}_w = -67.2 \text{ cm/s}$  のケースの方が全般的に砕波率が大きい、ケースによらず波形勾配がほぼ0.08付近で砕波率が大きくなる傾向にある。波形勾配が0.14~0.15と非常に大きな波があるが、これは風速の一番大きな11.3 m/sのケースが多い。例えばフェッチが7mの位置で流速が  $-67.2 \text{ cm/s}$  の場合、送風開始から約4分53秒後に波長が112.2cmで波高が17.2cmの波が通過時に砕波している。この波の波形勾配は0.15である。このように、波形勾配の非常に大きな波が時々出現することがあるが、これは図-3, 4に見られるようにかなり大きな波が発達したとき

逆流中での風波の発達特性

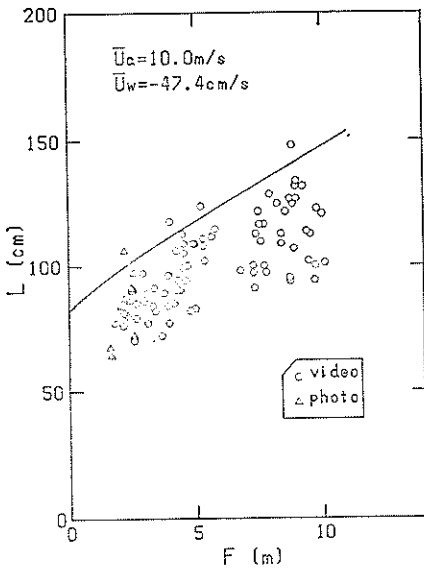


図-26 フェッチに対する波長の発達

に対応している。

3.5 逆流中での波の発達式

逆流の流速が大きくなると、波長の小さい波に対しては群速度が負になることを3.2で示した。このような場合には群速度が負の波は風上へ押し戻されてやがて消えてしまい、新たに波長の長い波が発生し、最終的には風上端でも群速度が正の波しか発達しない。群速度が正といっても、どの程度の値の波が風上端で発生するのかわかっているが、波長の発達の一例を示したのが図-26である。図中の丸印はビデオによる解析から得られたもので、三角印はモーター・ドライブカメラで撮影した写真から読み取ったものである。読み取りは送風開始の約1分後程度から行っている。図中の実線は波が十分発達し終わったと思われるところを次の指数関数

で近似したものである。すなわち、

$$L = L_0 + \alpha F^m \dots \dots \dots (24)$$

である。ここに、 $L$ はフェッチ $F$ での波長、 $L_0$ は風上端での波長、 $\alpha, m$ は定数である。

波の位置は波の山と山の間と定義したために、風上端に近いところにデータはないが、 $L_0$ は80cm程度であると考えられる。図-9の図は風速の条件がやや異なるが、この図から群速度を読み取ると10cm/s程度の値となっている。以後のデータの整理に際して等価吹送距離すなわち、流れのない場合と等価な吹送距離 $F'$ は次のようにして求めた。実際の吹送距離 $F$ での波長 $L$ は式(24)で与えられる。この波長 $L$ と同じ値となる流れのない場合の吹送距離 $F'$ が等価吹送距離である。流れのない場合の波長の発達曲線は別途実験から求めておく。

図-27は無次元化された等価吹送距離と有義波高の関係を示したものである。ここで採用したデータは、風の吹出口から波が砕波し始めるB点付近までのフェッチの短いところのものだけである。それでも波の発達は複雑で、いろいろなケースは1つの関係にまとまりにくい。しかし、風の吹出口にごく近いところは無視して考えると次の関係が得られる。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_{3\sigma}^2} = 0.0234 \left( \frac{gF'}{u_{3\sigma}^2} \right)^{0.645} \dots \dots \dots (25)$$

式(25)の関係は図-27に実線で示した。順流まで含めた式(10)の関係は図中に破線で示したが、今回得られた式(25)のほうが従来から得られている式(10)よりも14%程度小さめである。式(25)を使って波の推算を行った結果を図-18, 19に実線で示す。また、一点鎖線は式(10)を使って推算した結果である。ここに、波長は式(11)の関係を利用している。図-18, 19から今回提案した波高の発達の式(25)はほぼ妥当な値を与えられられる。ただし、十分発達し、さらに砕波するような場合は式

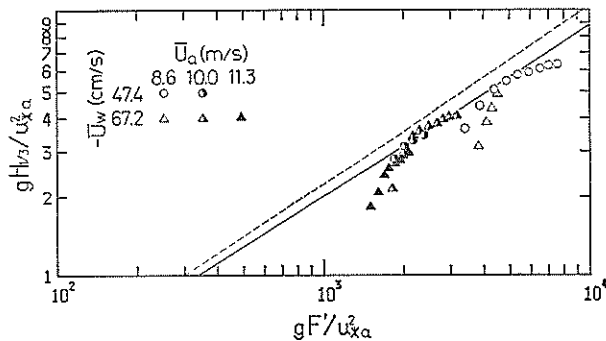


図-27 無次元等価吹送距離と無次元有義波高の関係

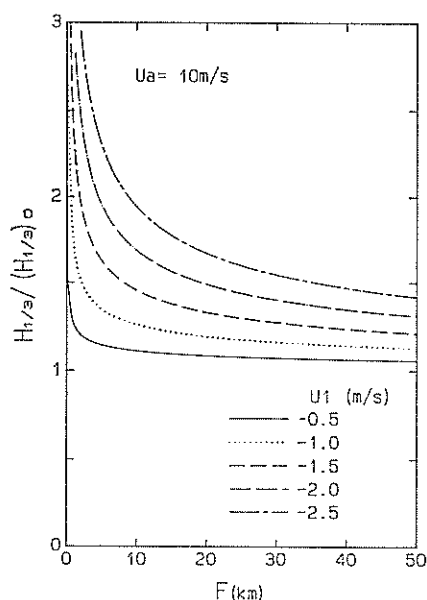


図-28 流れありとなしの有義波高の比  
( $U_a=10$  m/s)

(25)で表される波高よりも小さくなることを考慮しなければならない。どの程度小さくなるかについてはここでは定量的に示すことができなかったが、この点については今後更に検討の余地がある。

逆流の流速が波の発達にどの程度の影響を与えるかを流れなしと比較したのが図-28である。縦軸は逆流のある場合の有義波高  $H_{1/3}$  と通常の流れのない場合の有義波高  $(H_{1/3})_0$  の比で、横軸はフェッチである。流速は 10 m/s で、流速は  $-0.5$  m/s から  $-2.5$  m/s まで 0.5 m/s ごとに変えた。なお、流速  $U_1$  は一様分布としている。逆流の影響は特にフェッチの小さいところで著しく、フェッチが長くなるほど流れなしの場合との差が相対的に小さくなるのがわかる。ただし、実際の海域ではフェッチが 0 の位置がはっきりしているわけではないので、図-28 のように波高の比が極端に大きくなることはないものと思われる。

ここで述べた提案式は、最終的には現地観測により確認することが望ましいが、海域において広範囲な流速の測定がむずかしく、まだ実現するには至っていない。これについては今後残された課題としたい。

#### 4. まとめ

流れがない場合より波の発達が大きくなる逆流のあるところでの風波の発達特性を風洞水路を用いて検討した。

本研究で得られた成果は次のとおりである。

- (1) 逆流中で発達する風波の存在する場でも、流速分布は対数則で表されることが確認された。
- (2) 強い逆流中で発達する風波は波群となって伝播する傾向が強くなり、その波群の伝播速度は群速度にほぼ等しいことがわかった。
- (3) 波が十分発達すると碎波が激しくなり、波形勾配が 0.08 程度で碎波率は最大となる。
- (4) 逆流中での有義波高の発達式を得た。これは順流も含めたこれまでの発達式よりも実験範囲内で約 14 %程度小さい。

#### 5. あとがき

本研究は昭和57年度より61年度までの5年間にわたって行われた「異常海難防止システムの総合研究開発」の一部として実施されたものである。研究立案の段階から御尽力頂き、また引き続き委員会の委員として貴重な御意見を賜った茨城大学の加藤 始教授に深謝致します。また、寺川博也技官(現第三港湾建設局境港工事事務所)には実験の実施とデータの解析に多大の協力をして頂いた。ここに記して感謝致します。

(1987年9月30日受付)

#### 参考文献

- 1) 加藤 始・佐野喜久雄：流れの中の風波についての実験的研究(1)，港湾技術研究所報告，第9巻，第3号，pp.59~87，1970。
- 2) 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎豊：流れの中の風波についての実験的研究(第2報)，港湾技術研究所報告，第15巻，第4号，pp.3~48，1976。
- 3) 加藤 始・鶴谷広一・寺川博也：流れの中の風波についての実験的研究(第3報)，港湾技術研究所報告，第20巻，第3号，pp.93~129，1981。
- 4) Smith, R.: Giant waves, J. Fluid Mech., Vol. 77, part 3, pp.417~431, 1976。
- 5) Mallory, J.K.: Abnormal waves on the south east coast of South Africa, Int. Hydrog. Rev., Vol. 51, pp.99~129, 1974。
- 6) Kato, H.: Calculation of the wave speed for a logarithmic drift current, 港湾技術研究所報告，第13巻，第4号，pp.3~32, 1974。
- 7) 岩垣雄一・間瀬 肇・北口直紀：Wave group を考慮した不規則波のシミュレーションとその特性，第29回海岸工学講演会論文集，pp.55~59, 1982。
- 8) Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 16, No. 55, pp.459~482, 1968。