

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

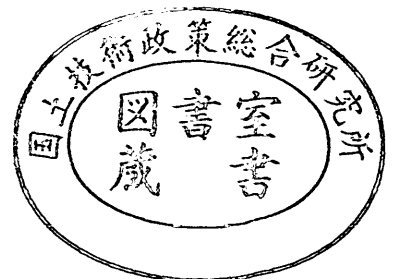
---

VOL. 20

NO. 3

SEPT. 1981

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第20巻第3号 (Vol. 20, No. 3), 1981年9月 (Sept. 1981)

## 目 次 (CONTENTS)

1. Analysis of Edge Waves by Means of Empirical Eigenfunctions  
.....Kazumasa KATO ..... 3  
(経験的固有関数によるエッジ波の解析.....加藤一正)
2. 共分散法を用いた波向測定方式の数値的検討 .....合田良実.....53  
(Numerical Examination of the Measuring Technique of Wave Direction  
with the 'Covariance Method' .....Yoshimi GODA)
3. 流れの中の風波についての実験的研究 (第3報) 一波の推算法とその検証  
実験一 ..... 加藤 始, 鶴谷広一, 寺川博也.....93  
(Experimental Study of Wind Waves Generated on Water Currents (3rd  
Report) —Wave Forecasting Method and its Experimental Confirma-  
tion—.....Hajima KATO, Hiroichi TSURUYA, and Hiroya TERAOKA)
4. 土質定数のバラツキを考慮した不同沈下の推定 .....奥村樹郎, 土田 孝... 131  
(Prediction of Differential Settlement with Special Reference to Variability  
of Soil Parameters.....Tatsuro OKUMURA and Takeshi TSUCHIDA)
5. 組杭式プラットフォームの地震応答観測と応答計算  
..... 上田 茂, 白石 悟... 169  
(Observation and Analysis of Earthquake Response of a Coupled Pile  
Offshore Platform ..... Shigeru UEDA and Satoru SHIRAISHI)

### 3. 流れの中の風波についての実験的研究 (第3報)

#### 一波の推算方法とその検証実験—

加藤 始\*・鶴谷広一\*\*・寺川博也\*\*\*

#### 要 旨

本報告においては、第2報で示した等価吹送距離の考え方をを用いて流れの中での波の推算手法を提案する。この中で、特に工学上重要と考えられる逆流で流速がある程度大きい場合には、風域の風上端で初期波の群速度  $c_g$  が負にならないように、逆流では次の二つの仮定を使用している。

- (1) 風域の風上端では  $c_g = 0$  かつ  $c_g > 0$  となるような波長  $L_0$  をもつ波が生じる。
- (2) 風上端で生じた波長  $L_0$  の波のその後の発達は、流れがない場合に  $F = F_0$  において  $L = L_0$  の波が生じたときのその後の発達と同じとみなせる。

これらの仮定を検証するために、従来から使用している大型風洞水路の測定部風上端から12mの区間で水路幅を70cmに縮小して大きな逆流を発生させて実験を行った。波高の測定には抵抗線式の波高計を用いたが、波長と波速は写真から読み取る方法を採用した。この他に、水中流速や表面吹送流の測定も行ったが、これらのすべては、送風開始後の時間変化がわかるように、何回も行った実験のアンサンブル平均をとっている。

主要な結果を要約すると次のようになる。

- (1) 等価吹送距離の考え方に基づいた流れの中での波の推算方法を提案した。
- (2) 検証実験の結果、風上端では流速分布から計算される  $c_g = 0$  となる波長よりやや大きめの波長をもつ波が発生していることが確認された。
- (3) 今回提案した推算方法に従って、風洞水路の実験条件のもとでの発生波を計算してみると、吹送距離に対する波長の変化は実測値とかなりよく一致した。このことから、今回の推算方法で用いている第2の仮定の妥当性はほぼ確認された。

\* 海洋水理部長  
\*\* 海洋水理部 主任研究官  
\*\*\* 海洋水理部 水理研究室

### 3. Experimental Study of Wind Waves Generated on Water Currents (3rd Report)

#### —Wave Forecasting Method and its Experimental Confirmation—

Hajime KATO\*

Hiroichi TSURUYA\*\*

Hiroya TERAOKA\*\*\*

#### Synopsis

In this report we propose a forecasting method of the waves generated on currents. This method is based on the concept of the equivalent fetch length which was already reported in the 2nd report. In this method two major hypotheses were used to get over the difficulties that the group velocities of the initial waves become negative at the windward end.

These hypotheses are as follows:

- (1) The wave of which group velocity is slightly greater than zero will occur at the windward end of fetch.
- (2) The wave-length of the generated waves grows in accordance with the non-dimensional fetch relation in the case of no current.

In order to examine these hypotheses, an experiment was conducted in a wind-wave channel with a water circulation pump system.

The wave heights were measured by using resistance-type wave gauges and wave-lengths and celerities were read from the photos taken with a motor-drive camera.

Current velocities and wind speeds were measured as functions of time.

The hypothesis (1) was confirmed from the observed wave-lengths and current profiles.

The hypothesis (2) was also found to be acceptable judging from the fact that the development of the calculated wave-length was in good agreement with the observed wave-lengths.

---

\* Director of the Marine Hydrodynamics Division

\*\* Senior Research Engineer, Marine Hydrodynamics Division

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

## 目 次

要 旨	93
1. ま え が き	97
2. 等価吹送距離による無次元表示	97
3. 流れのある海域での発生波の推算	99
4. 風洞水路における検証実験	102
4.1 実験装置	102
4.2 実験方法	103
4.3 実験結果	103
5. ま と め	126
参考文献	126
主要記号表	127
付 録 (付図)	127

1. まえがき

海洋に発生する風波の推算や予報は、工学的見地からきわめて重要な問題である。風波の推算法としては、従来から SMB 法その他の経験的な方法が用いられてきたが、最近では波の発達理論を基礎とした波浪スペクトルの数値計算法もかなり使われてきている<sup>1)</sup>。

ところで実際の海には潮流や海流などの流れが大きい海域があり、そこで風波の推算を行う場合には流れの影響が無視できないと考えられる<sup>2),3)</sup>。しかるに従来から使われている波の推算法においては、水中の流れの影響はまったく無視されており、近似的にせよ簡単に流れの効果を取入れることのできる方法は見当たらない。

著者らは、流れの場における波の推算方法に手がかりを得るため、これまで風洞水路を使って流れの中での風波の発生・発達に関する研究を行ってきた<sup>4)-7)</sup>。流れの中での風波の実験においては、波高計の記録から直接計算できるのはドップラシフトされた見かけの周波数についての見かけのスペクトルであるため、波の性質を調べるためにはそれを波数スペクトルに変換する必要がある。加藤・佐野<sup>4)</sup>は波数スペクトルに代るものとして真のスペクトルの概念を導入し、以後これを実験データの解析に使用した。加藤ほか<sup>5),6)</sup>では順・逆流についての詳しい実験結果をもとに、風波の発達に及ぼす流れの効果を表わすのに、新しく提案した等価吹送距離による無次元表示が有効なことを示した。さらに加藤・宮崎<sup>7)</sup>は等価吹送距離の概念を使い、簡単な例について流れの中での発生波の試算を行った。

実際の海で流れの影響が問題となるのは風と逆方向の流れがあるときであるが、この場合、等価吹送距離による発生波の計算にもいくつかの問題点が生ずる。加藤・宮崎<sup>7)</sup>においては二・三の大胆な仮定を用いており、簡単な実験によりその一部の妥当性は確認されたが、未確認の重要な仮定も残されていた。その後、これらの仮定ならびに計算結果を検証するための実験を行った結果、加藤・宮崎<sup>7)</sup>で試みた計算方法の妥当性がかなり確認されたので、本報告ではその計算方法を多少改良し、改めて流れの中での発生波の推算法として提案すると共に、その方法を検証するために行った新しい実験の結果についても述べる。

2. 等価吹送距離による無次元表示

ここでは第2報<sup>3)</sup>で導入した等価吹送距離の概念と、それを使った流れの中での波の推算式について簡単に述べる。

Phillips & Katz<sup>8)</sup>によると、流れがない場合の風波の各成分波の発達に関して

$$t_1 = F_1 c_0 \quad (1)$$

ここ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が、この  $t_1$  はその成分波のエネルギーが距離  $F_1$  を伝播するのに要する時間を表わしている。われわれは真のスペクトルのピーク周波数  $f_0$  に対応する成分波を卓越波と定義し、式(1)と同様の意味で、ある流れの条件の下での吹送距離  $F$  の点の波の全パワー  $\bar{\eta}^2$  (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(途中各点の卓越波で引継がれて)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。この場合、各点での卓越波は純物理的な意味での保存波ではないため物理的な厳密性に欠けるが、統計的な意味でその点の波群のエネルギーの主要部を持ち、かつ輸送しているのが卓越波であるから、以上のような仮定も近似的には成立つものと考えられる。波のエネルギー輸送速度  $c_E$  を波の群速度  $c_0$  で近似させると、 $\hat{t}$  は次式で計算される<sup>9)</sup>。

$$\hat{t} = \int_0^F \frac{1}{c_{0m}(x)} dx \quad (2)$$

ここに  $c_{0m}(x)$  は各点での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に関して、流れなしの場合の吹送距離  $F'$  に等価な吹送距離  $F'$  を

$$F' = F \cdot \frac{\hat{t}}{t_0} \quad (3)$$

の関係から求めることができる。この式の  $t_0$  は流れなしの場合について計算した  $\hat{t}$  の値である。

ところで光易<sup>10)</sup>によると、流れがない場合、風波の全パワー  $\bar{\eta}^2$  から計算した有義波高  $H_{1/3}$  とスペクトルのピーク周波数  $f_0$  は次のような無次元表示でうまく表わされている。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_*^3} = 0.0524 \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{0.504} \quad (4)$$

$$\frac{u_* f_0}{g} = 1.00 \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{-0.330} \quad (5)$$

ここで  $u_*$  は風の摩擦速度である。これらの式は実験室および現地データを使い、かなり広い範囲の吹送距離に対して求められたもので、その後の JONSWAP の観測結果<sup>11)</sup>ともよく合うことが確かめられている。なおその後、光易・石<sup>11)</sup>は風洞水路における風波のデータだけを対象にすると、次の2式

$$\frac{gH_{1/3}}{u_*^3} = 0.0268 \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{0.641} \quad (6)$$

$$\frac{u_* f_0}{g} = 1.19 \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{-0.357} \quad (7)$$

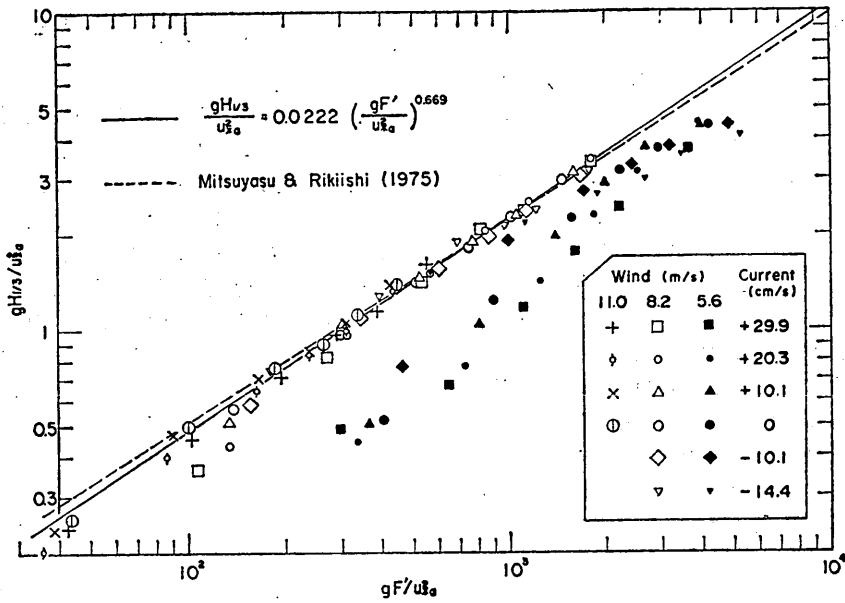


図-1  $H_{1/3}$  の無次元プロット

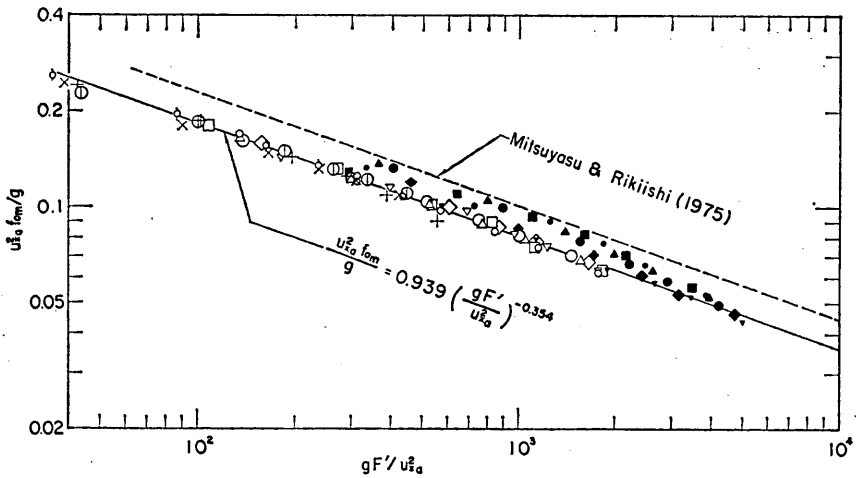


図-2  $f_{0m}$  の無次元プロット

の方がよくあてはまることを見出している。なおこれらの式は、摩擦速度  $u_{*a}$  を海上 10m での風速  $U_{10}$ ,  $f_m'$  を有義波周期  $T_{1/3}$  で置きかえると SMB 法の波の推算式と同じ形になることを光易<sup>9)</sup> は示しているが、これについては後で詳しく述べる。

加藤ほか<sup>5), 6)</sup> で示したように、流れの上に生じる風波についての  $H_{1/3}$  と  $f_{0m}$  の測定結果も、通常の吹送距離  $F$  の代りに式(3)による等価吹送距離  $F'$  を使うと、式(4)~(7)と同様の無次元表示でうまく表わせる。図-1, 2 はそれ

ぞれ実験でえられた  $H_{1/3}$  と  $f_{0m}$  の無次元プロットの結果<sup>6)</sup>である。これらの図で風速が 8.2 および 11.0 m/s と大きい場合には、いろいろな流れの下での測定結果が流れなしのケースの点とよく一致して直線上に並び、等価吹送距離を使った無次元表示が有効であることを示している。これらの風速の大きいときのデータを対象にして次のような実験式がえられている<sup>6)</sup>。

$$\frac{gH_{1/3}}{u_{*a}^3} = 0.0222 \left( \frac{gF'}{u_{*a}} \right)^{0.669} \quad (8)$$

$$\frac{u_{*0} f_{0n}}{g} = 0.939 \left( \frac{g F' u_{*0}}{u_{*0}^3} \right)^{-0.354} \quad (9)$$

### 3. 流れのある海域での発生波の推算

流れがない場合の波の推算式に関しては、実験室でのデータを延長(外挿)したものが現地の波にもかなりよくあてはまることが知られている(たとえば光易<sup>9)</sup>参照)。このことから考えて、前章で述べた等価吹送距離を使った波の推算式は、現地の流れのある海域での風波を推算するための有力な手段として使えるものと期待される。

ただし等価吹送距離の概念だけでは大きな逆流の中での発生波を計算することはできず、加藤・宮崎<sup>7)</sup>の試算例では未確認のものを含むいくつかの仮定を用いた。次章で述べる追加実験により、少なくとも実験室のスケールではこの推算方法の妥当性がほぼ検証できたので、ここに改めて流れのある海域での発生波の推算法として提案する。

等価吹送距離を使えば、現地の流れの中の発生波の推算に使用する波の推算式としては、流れがない場合の式を使えばよい。その意味では著者らによる式(8)、(9)よりも、現地の波までを対象としてえられた光易<sup>9)</sup>の式(4)、(5)の方が現地の波を計算するためには適しているといえる。

ところで、現地の波のデータはSMB法の推算式として従来蓄積されており、その場合のWilson IV型の式<sup>12)</sup>は次のとおりである。

$$\frac{g H_{1/3}}{U_{10}^3} = 0.30 \left[ 1 - \left\{ 1 + 0.004 \left( \frac{g F'}{U_{10}^2} \right)^{1/2} \right\}^{-2} \right] \quad (10)$$

$$\frac{g T_{1/3}}{2\pi U_{10}} = 1.37 \left[ 1 - \left\{ 1 + 0.008 \left( \frac{g F'}{U_{10}^2} \right)^{1/3} \right\}^{-5} \right] \quad (11)$$

これらの式は  $gF'/U_{10}^2$  が小さい範囲(たとえば10以下)では、それぞれ次の2式で近似できる。

$$g H_{1/3} / U_{10}^3 = 0.0024 (g F' / U_{10}^2)^{1/2} \quad (12)$$

$$g T_{1/3} / 2\pi U_{10} = 0.0548 (g F' / U_{10}^2)^{1/3} \quad (13)$$

ここで光易<sup>9)</sup>にならって

$$\left\{ U_{10} = 25 u_{*0} \right. \quad (14)$$

$$\left. \left\{ T_{1/3} = 1/1.05 f_{0n} \right. \right. \quad (15)$$

を仮定すると、式(12)、(13)はさらに次のように変形できる。

$$g H_{1/3} / u_{*0}^3 = 6.0 \times 10^{-2} (g F' / u_{*0}^2)^{1/2} \quad (16)$$

$$u_{*0} f_{0n} / g = 0.946 (g F' / u_{*0}^2)^{-1/3} \quad (17)$$

式(16)と(17)は、式(4)と(5)の係数を少し変えただけの式である。このように吹送距離が比較的小さい範囲では、SMB法の推算式と式(4)、(5)は非常に類似している。以上のことから、以下の計算において基本となる流れがないときの波の推算式としては、より広範囲のデータに基づいて

いる式(10)および(11)を用いることにする。

計算の基本手順は次のとおりである。まず吹送距離を適当な微小区間  $\Delta F$  で区切る。いま、 $F_n = n \Delta F$  における等価吹送距離  $F_n$  まで求まっている場合を考えると、まず次のステップの等価吹送距離  $F_{n+1}$  をある値に仮定する。次にその値を式(11)に代入して  $T_{1/3}$  を求め、式(10)の  $f_{0n}$  から波長と周波数の関係

$$f_{0n} = \frac{1}{L_m} \left\{ \left( \frac{g L_m}{2\pi} + \frac{2\pi T_{1/3}}{\rho L_m} \right) \tanh \frac{2\pi d}{L_m} \right\}^{1/2} \quad (18)$$

( $T_{1/3}$ : 表面張力係数,  $d$ : 水深) を使って卓越波の波長  $L_m$  を求め、さらにその場所の流速分布を考慮に入れて  $c_{0n}(F_{n+1})$  を求める。そうすれば式(2)と(3)から等価吹送距離  $F'$  が計算できるから、その計算された値と最初仮定した  $F_{n+1}$  が等しくなるまで、最初の仮定値を補正しながらこの計算を繰返す。こうして各点における等価吹送距離  $F'$  が求めれば、それを式(10)の  $F$  に代入することにより各点の  $H_{1/3}$  が計算できることになる。

流れの鉛直分布は一様な場合を考えるが、その一般流に相対的な波速を  $c'$  とすると、一般流に相対的な群速度  $c'_g$  は次式で計算できる。

$$c'_g = \frac{d}{dk} (c'k) = c' + k \frac{dc'}{dk} \quad (19)$$

波長が小さい範囲では  $c'$  の値に吹送流が影響するので、加藤・佐野<sup>5)</sup>と同様に吹送流の分布を図-3のような直線分布の表層流と仮定して  $c'$  を求める。この場合の波速  $c'$  は次の3次方程式を満足する。

$$\alpha_1 c'^3 + \alpha_2 c'^2 + \alpha_3 c' + \alpha_4 = 0 \quad (20)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= k^2 (H_1 + H_2) \\ \alpha_2 &= k \left[ \left( \frac{u_0}{d_1} \right) H_1 H_2 - 2k u_0 (H_1 + H_2) \right] \\ \alpha_3 &= \left[ \left( k^2 u_0^2 - \frac{u_0^2}{d_1^2} \right) H_1 + u_0 \left( \frac{u_0}{d_1} \right) k - k G_1 \right. \\ &\quad \left. + H_2 \left\{ k^2 u_0^2 - k G_1 H_1 - u_0 k \left( \frac{u_0}{d_1} \right) H_1 \right\} \right] \\ \alpha_4 &= \left( \frac{u_0}{d_1} \right) \left[ u_0 \left( \frac{u_0}{d_1} \right) H_1 + G_1 H_1 - k u_0^2 \right] \\ H_1 &= \tanh kd_1, \quad H_2 = \coth k(d-d_1) \\ G_1 &= g + (T_{1/3} k^2 / \rho) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

方程式(20)は3つの実根をもつが、この場合の波速はそのうちの1つで、3次方程式の根の公式を使うと次のように表わせる。

$$c' = 2(\rho_1)^{1/2} \cos(\theta/3) - (\alpha_2/3\alpha_1) \quad (22)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= (\alpha_1^3 - 3\alpha_1\alpha_2)/9\alpha_1^2 \\ \rho_2 &= (2\alpha_1^2 - 9\alpha_1\alpha_2\alpha_3 + 27\alpha_1^2\alpha_4)/27\alpha_1^3 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$



$$\left. \begin{aligned} q_1 < 0 \text{ のとき } \theta &= \tan^{-1} \{ \sqrt{(4p_1^2/q_1^2) - 1} \} \\ q_1 > 0 \text{ のとき } \theta &= \tan^{-1} \{ -\sqrt{4p_1^2 - q_1^2} / q_1 \} + \pi \\ q_1 = 0 \text{ のとき } \theta &= \pi/2 \end{aligned} \right\} (24)$$

なお、後に示す計算例では、 $u_0 = 0.03U_{10}$ 、 $d_1 = 8.0 \text{ cm}$ 、 $d = 500 \text{ m}$  として計算する。

一般流の大きさを  $U_1$  とすると、式(2)の  $i$  は次のように書ける。

$$i = \int_0^F \frac{1}{c'_{gm}(x) + U_1} dx \quad (25)$$

流れがないときや順流のケースでは、風上端の最小吹送距離の点でもっとも小さい波長の波が生じ、その波が伝播するとともに波長も増大していくが、式(25)による  $i_0$  や  $i$  の計算に問題は生じない。しかし逆流 ( $U_1 < 0$ ) のケースでは、 $|U_1|$  がある程度より大きいと、第1ステップの  $F_1 = 1 \cdot (\Delta F)$  のときの計算で

$$c'_g + U_1 < 0 \quad (26)$$

となってしまう、前に述べたような計算はできなくなる。

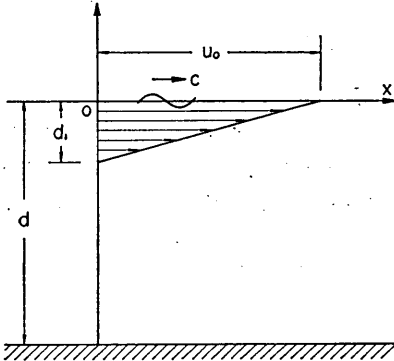


図-3 直線分布吹送流

一般に流れのないところから流速の大きさがしだいに増加していく逆流の中へ波が侵入する場合を考えると

$$c'_g + U_1 = 0 \quad (27)$$

の関係は波が存在しうる限界の条件を与え、式(27)で与えられる流速値の点をこえて波は侵入できない。その意味で式(27)の流速値は stopping velocity とも呼ばれる。実際には Yu<sup>(13)</sup> の実験結果などからもわかるように、もっと小さい流速の下で波は碎波するようであるが、Peregrine<sup>(14)</sup> は stopping velocity の点で波が反射することを示している。

いずれにせよ、最小の波長の波に対して式(26)が成立つような場合には、それは波が発達できないことを意味する。しかし、現実には逆流が大きくて風波がまったく生じないということは考えにくいので、風洞水路で  $|U_1|$

が 50cm/s 以上の大きな逆流を生じさせ、その上に風を吹かせて風波の発生の様子を調べてみた。その実験の内容と結果については次章で述べるが、結論として、小さな波長の波に対しては式(26)のようなになる場合でも、風上端で風波は発生し、時間と共に発達して最終的には式(27)の条件を満足する波長よりやや大きめの波長の波が風上端に生じることがわかった。

このような実験結果を考慮に入れて、逆流のケースで短い波長の波に対して式(26)のようなになる場合には、次の2つの仮定を用いて発生波の計算を行うことにする。

- ①  $F=0$  において式(27)を満足する波長より10~20cm 大きい波長 (これを  $L_0$  とする) の波が生ずる。
- ②  $F=0$  において生じた  $L=L_0$  の波は、等価吹送距離  $F'=F'_0$  に対応して生じたものと考え、さらにその後の波長の発達率は、 $c'_g + U_1 > 0$  の場合の発達過程で、 $F=F_0$  において  $F'=F'_0$  になり、 $L=L_0$  の波が生じている場合と同じであるとする。

実際の計算手順としては、まず仮定①により  $L_0$  を求め ( $L_0$  の多少の差は推算結果にほとんど影響しない)、式(25)と(21)から  $F'_0$  を求める。次に仮定②を計算に組入れるため

$$F'_0 = F_0 \cdot [i_a / i_{0a}] \quad (28)$$

の関係を満足する仮定の  $F_0$ 、 $i_a$ 、 $i_{0a}$  を求める。ここで  $i_{0a}$  は流れがない場合について式(2)を  $F=0$  から  $F=F_0$  まで積分した値であるから、 $F_0$  がある値に決まれば  $i_{0a}$  も定まり、式(28)から  $i_a$  が求められる。ここで  $F_0$  の決定が問題となるが、それは次のように考えて行く。式(3)で順次  $F'$  を求めて行くわけであるが、その場合  $i/i_0$  の値はほぼ連続的に変るはずである。このことを考慮して、計算では  $i_a/i_{0a}$  の値が第1ステップでの  $i/i_0$  の値にほぼ等しくなるように  $F'_0/F_0$  ( $\equiv i_a/i_{0a}$ ) の値を適当に選んだ。実際には、 $F'_0/F_0$  の値は  $U_1$  の大きさに応じて多少変えた方がよいようであるが、 $U_1 = -100 \text{ cm/s}$  では  $F'_0/F_0 = 15 \sim 40$ 、 $U_1 = -200 \text{ cm/s}$  では  $F'_0/F_0 = 50 \sim 150$  程度に  $F'_0/F_0$  の値をとれば  $L_m$  や  $H_{1/3}$  の計算結果にはほとんど差が出ない。表-1に  $U_1 = -200 \text{ cm/s}$  の場合に  $F'_0/F_0$  ( $\equiv \alpha$ ) の値を変えたときの  $L_m$  の計算結果の違いを示しているが、その差は 0.1% 以下である。

$F = n\Delta F$  における等価吹送距離  $F'$  は次の関係を使って順次計算する。

$$F' = (F_0 + n\Delta F) \cdot [i/i_0] \quad (29)$$

$$i = i_a + \int_0^{n\Delta F} \frac{1}{c'_{gm}(x) + U_1} dx \quad (30)$$

$$i_0 = \int_0^{F_0 + n\Delta F} \frac{1}{c'_{gm}(x)} dx \quad (31)$$

流れの中の風波についての実験的研究 (第3報)

表-1  $F_0/F_0(\equiv \alpha)$  の値を変えたときの  $L_m(m)$  の変化 ( $U_1 = -200 \text{ cm/s}$ ,  $DFD1 = 2,000$ )

$\alpha$	$i/\ell_0$	$F(\text{km})$							
		0.001	0.01	0.1	1.0	2.5	5.0	10.0	20.0
75.0	76.029	9.968	10.478	12.383	19.187	25.272	32.134	41.725	54.962
80.0	80.902	9.968	10.480	12.387	19.191	25.276	32.138	41.728	54.965
85.0	85.751	9.968	10.481	12.392	19.195	25.280	32.142	41.731	54.968
90.0	90.577	9.968	10.482	12.396	19.198	25.284	32.145	41.734	54.971
95.0	95.380	9.967	10.484	12.400	19.202	25.287	32.148	41.737	54.973
100.0	100.160	9.967	10.485	12.404	19.205	25.290	32.151	41.740	54.975
105.0	104.918	9.967	10.485	12.407	19.207	25.292	32.153	41.742	54.977
110.0	109.652	9.966	10.486	12.409	19.209	25.294	32.155	41.743	54.978
115.0	114.364	9.966	10.486	12.412	19.211	25.296	32.157	41.745	54.980
120.0	119.053	9.966	10.486	12.414	19.213	25.298	32.159	41.747	54.981
130.0	128.363	9.965	10.486	12.418	19.216	25.302	32.162	41.749	54.983
140.0	137.583	9.964	10.486	12.422	19.219	25.305	32.165	41.752	54.985
150.0	146.714	9.964	10.485	12.425	19.222	25.307	32.167	41.754	54.987
160.0	155.756	9.963	10.484	12.428	19.225	25.310	32.169	41.756	54.989
170.0	164.709	9.962	10.482	12.430	19.227	25.312	32.171	41.758	54.990
180.0	173.574	9.960	10.480	12.432	19.228	25.313	32.173	41.759	54.992

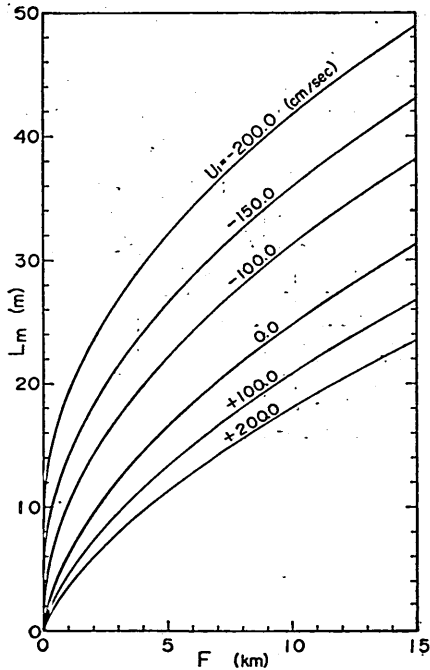


図-4  $L_m$  の計算値

上に述べた方法により、風速を  $U_{10} = 20 \text{ m/s}$  とし、水中流速を  $U_1 = +2.0 \sim -2.0 \text{ m/s}$  と変えたときの発生波の  $L_m$ ,  $T_m$ ,  $H_{1/3}$  の計算結果を、それぞれ図-4~6に示

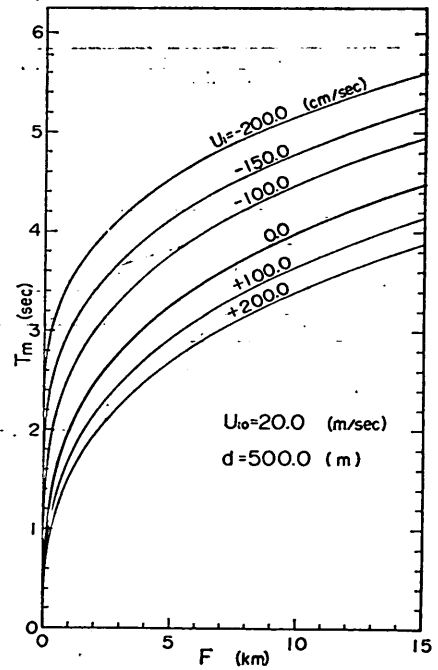


図-5  $T_m$  の計算値

す。この場合のステップ幅  $\Delta F$  は、 $F \leq 0.1 \text{ km}$  では  $\Delta F = 0.01 \text{ km}$ ,  $F \geq 0.1 \text{ km}$  では  $\Delta F = 0.1 \text{ km}$  にとっている。図-4~6からわかるように、逆流の効果はとくに吹送距

離の短い範囲で顕著に現われており、 $U_1 = -2.0 \text{ m/s}$  に対しては、 $F=0.5 \text{ km}$  で  $H_{1/3} \approx 1.0 \text{ m}$  (これは  $U_1=0$  では  $F=4.8 \text{ km}$  のときの波高) にもなっている。

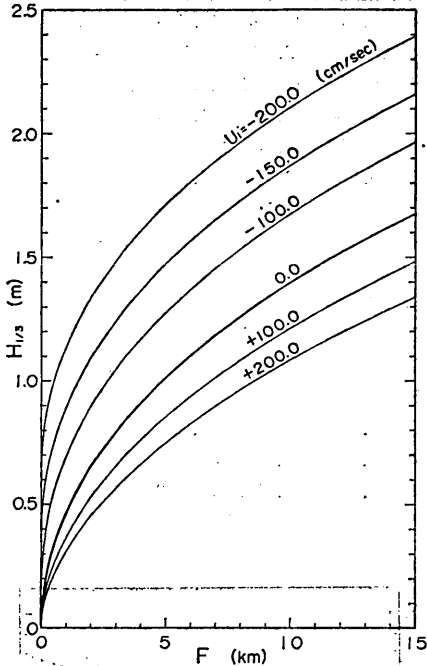


図-6  $H_{1/3}$  の計算値

#### 4. 風洞水路における検証実験

##### 4.1 実験装置

実験は当所の大型風洞水路を使って行った。この水路の平面略図を 図-7 に、測定部平面図を 図-8 に示す。今回の実験では、かなり大きな波長の波に対しても式(4)が成り立つような強い逆流を発生させる必要があるため、従来から使っている幅 1.5 m、高さ 1.3 m の測定部風上側約 15 m の区間を、表面が耐水ベニヤの隔壁を底から 75 cm の高さまで取付けて、幅 70 cm の水路に改造して使用した。測定部の風上側水路の上部には 50kW の超分巻モーターで駆動されるファンにより風を押し込む方式の送風機がある。ファンのすぐ後には、幅 164 cm、高さ 20 cm の 8 枚の羽根よりなるゲートが設置され、手動により開閉できるようになっている。風は整流板、細目の金網、ハニコム等で整流され、ほぼ様な速度分布をもって上下可動の導風板により測定部の水面上に水平に送り込まれる。今回の実験でも第 2 報<sup>9)</sup> の場合と同様に、水の流れを抵抗なく通すために、導風板先端の水平な部分は水面から約 4 cm 上に固定している。風速は送風機の回転数を変えて調整されるが、この回転数はパルス式タコメータとカウンターにより 0:1 rpm まで読み取れるようになっている。

水循環装置は 30kW の容量を持つポンプとバルブおよびパイプで構成され、各所についているバルブの開閉に

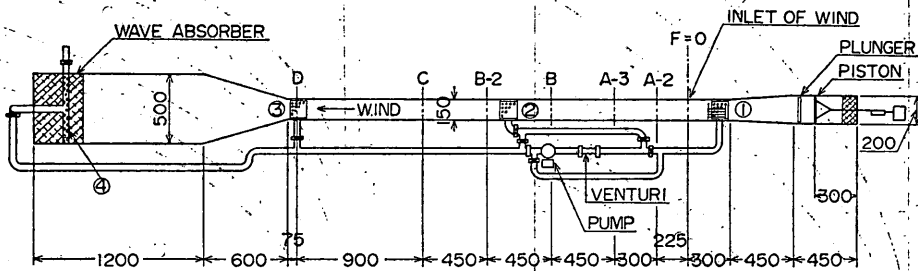


図-7 水路平面略図

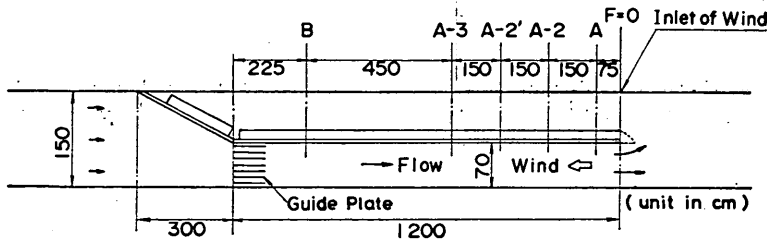


図-8 水路測定部平面図

より水路内にいろいろな流れを起こすことができるようになってきている。流量の調整はポンプのすぐ下流側につけたバタフライバルブの開閉で行い、特製のU字管でベンチュリー・メーターの差圧を1mmまで読取って所定の流量に合わせた。

実験に先立ち、流速分布の一様化のため、仕切壁の拡大部直前に図-8に示すように整流板を幅9.7cm間隔で高さ1mにわたって設置した。

#### 4.2 実験方法

水深は50cmの一定とし、実験ごとの流量の設定はベンチュリー・メーターからの差圧 $\Delta h$ を所定の値に $\pm 1$ mm程度まで合わせることににより行い、流れの再現性につとめた。

実験ケースは逆流で $\Delta h=30, 100$ cmの2ケースを主として行い、適宜他の流量のケースも追加した。 $\Delta h=30$ cmと100cmの断面平均流速はそれぞれ31.0cm/sと52.5cm/sである。これらのケースを以後逆流 $Q_{30}, Q_{100}$ のようにならわすことにする。

風は送風機の回転数がrpm 400のケースのみとした。この場合の断面平均風速は11.0m/sである。

今回は、逆流で流速のかなり速い条件のもとに行った実験であるため、風をかけ始めてからしばらく( $\Delta h=100$ cmの場合で1分~1分20秒)すると横(斜)波の発生が顕著になり、通常風波と異ってくる。これは第2報でも述べているように、逆流のケースで流速が大きくなると顕著に発生してくるもので、時間とともにだんだん大きくなりかなりの波高に達する。これについては後でも述べるが、今回の実験では横波が発生するまでのほぼ定常状態に達した発生波を解析の対象と考えた。

送風開始からの時間の経過を知るために、波高計や差圧計からの出力をデジタルデータレコーダ(岩崎通信機製)に記録する際に、送風開始と同時に信号を入れて後のデータ処理に利用した。

波の測定は第2報と同様に $\phi 100\mu$ の白金線2本を2mm間隔に張った抵抗線式波高計を用いた。それぞれの流量について、水路中央( $l=0$ とする)と、風下に向けて中央から右へ20cmの点( $l=+20$ cm)および左へ20cmの点( $l=-20$ cm)の3点で測定を行い、3点とも最低3回ずつ同じ条件で測定を行った。

波高の測定では、サンプリング速度は $\Delta t=1/51.2$ 秒とし、風を発生させてから約2分間( $N=6,826$ )の記録をとったが、一部では $N=17,066$ として横波の記録を長くとした。

流速の測定は電界型プロペラ流速計(プロペラの直径は15mm)を使い、その出力をパルスカウンターで読み

取った。風なしの場合の測定時間は、1点につき100秒とした。風をかけた場合には、吹送流と波の影響で送風開始から流速が時間とともに変化する。このため、風をかけた場合には1秒間ごとにパルスの数を読みとり、10秒間ごとの平均の流速分布を求めた。ただし精度を上げるために、3回の測定のアンサンブル平均を求めている。

水面での流速 $u_0$ の測定は、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径6mmの円形状フロートを流し、水路の一定区間を流下する時間をストップウォッチで測ることにより行った。 $u_0$ の値は風をかけ始めてから時間の経過とともに変化するため、ゲートを開けてからの時間も同時に計測し記録した。

水中の乱れの測定も一部行ったが、これにはホットフィルム流速計(DISA 55M10)とリニアライザー(55M25)およびFiber-filmプローブ(55R14)を使用した。

風速の測定はビトープ管( $\phi 6$ mm)からの差圧をMKS社製の高精度差圧計で電圧に変換し、データレコーダに記録した。差圧計の応答時間はノーマル0.4Hzに設定した。

波長と波速はモータードライブカメラで撮影し、写真から読み取る方法をとった。この場合、側面のガラスに書いてある5cm間隔の格子を利用して、1cm単位で波峰の位置を読み取り、隣り合う峰と峰との間隔を波長とした。撮影時には秒針のついた普通の時計と、1秒間に針が1回転する時計を同時に撮影しておき、コマとコマ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た。

#### 4.3 実験結果

##### (1) 風速分布

測定は、主として流れなしと逆流 $Q_{100}$ についてrpm 400で行った。流れなしのA-3点での水平分布と、フェッチごとの水路中央での鉛直分布をそれぞれ図-9, 10に示す。逆流 $Q_{100}$ の場合は、風の吹き始めからの非定常な風速分布を測った。この場合、差圧計が1台のためビトープ管( $\phi 6$ mm)をある高さに固定して、先端にしぶきがかからない範囲で測定を行い、波が静まってからビトープ管の高さを変えて同様の測定をくり返すという方法をとった。ゲートを開けた瞬間から定常な風速になるまでは、A-3点で約6.5秒かかるが、ホットワイヤーと差圧計出力を比較したところ、ゲートを開いた直後1秒程度以後は差圧計出力から得た風速の値は、ホットワイヤーによる測定値とほとんど一致することが確かめられた。

図-11~図-14に逆流 $Q_{100}$ の場合で風をかけ始めてか

ら5秒間ごとの平均風速を示す。図中の秒数は送風開始から解析対象時間の中央の時刻までの経過時間を示している。

風の摩擦速度  $u_{*a}$  を求めるために、得られた風速分布に通常良く使われる対数法則

$$U_a = \frac{u_{*a}}{\kappa} \ln \frac{y}{z_{0a}} \quad (32)$$

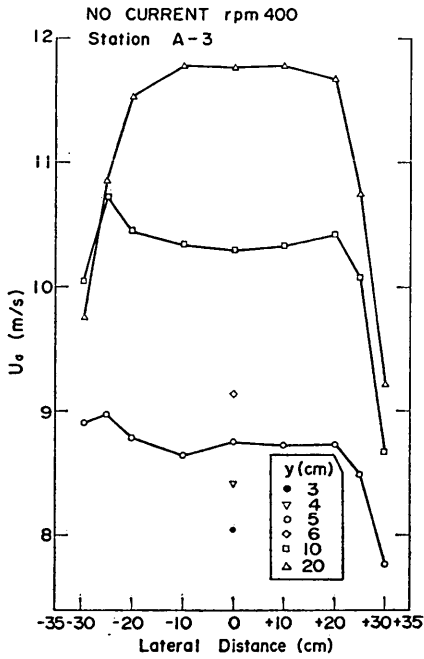


図-9 幅方向風速分布 (流れなし, rpm 400, A-3点)

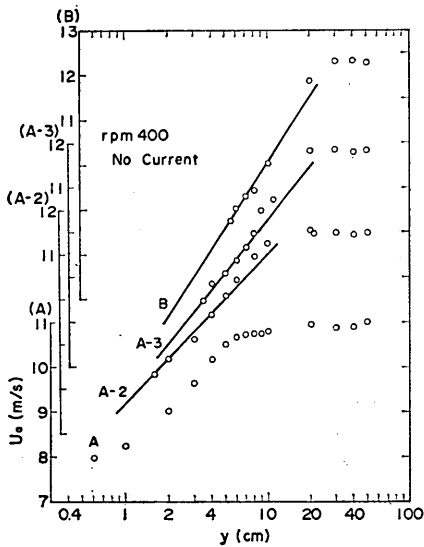


図-10 風速分布 (流れなし, rpm 400)

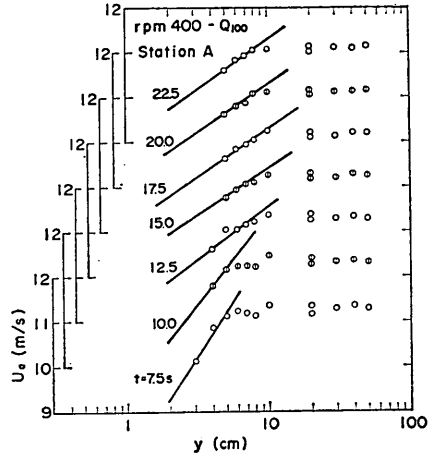


図-11 風速分布 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

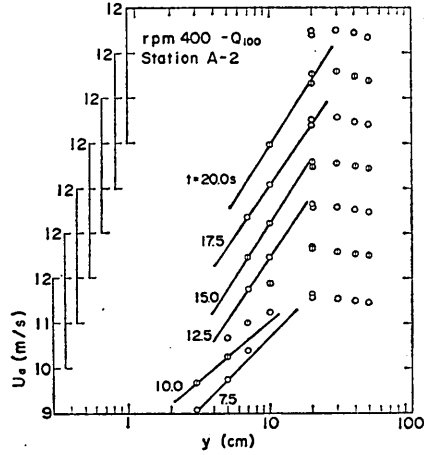


図-12 風速分布 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

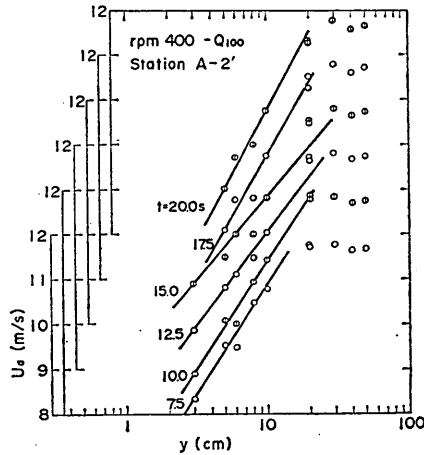


図-13 風速分布 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

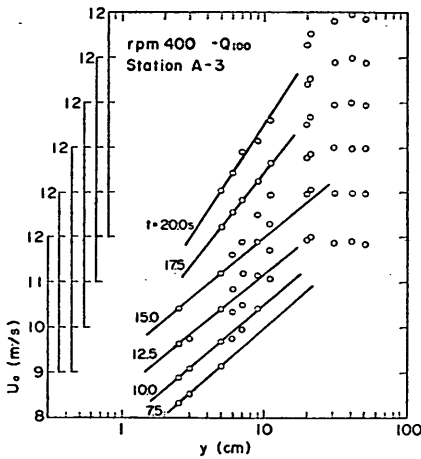


図-14 風速分布 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

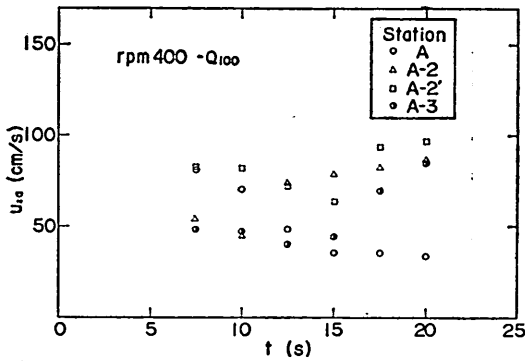


図-15  $u_{*0}$  の時間変化 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

( $u_{*0}$ : 風の摩擦速度,  $z_{00}$ : 水面の粗度高さ,  $\kappa$ : Kármán の定数=0.4) を適用する。この場合、水面近くの測定点が十分には得られていないので問題点はあるが、一応図中の直線のように式(2)をあてはめて求めた  $u_{*0}$  の時間変化を図-15に示す。

ピトー管を設置した高さごとに実験をくり返す方法をとったため、非定常な状態での測定であるためにデータにバラつきが多いが、送風開始から20秒程度経過するとA点を除いて  $u_{*0}$  はほぼ 90 cm/s 程度と考えられる。A点では風上端に近いため波の発達がかかり速く、 $u_{*0}$  が求められるほど十分にはデータが得られていないので、後の計算では一応A点を除いてA-2~A-3点での平均的な値である  $u_{*0}=90$  cm/s を用いている。

(2) 流速分布

流速の測定は、各ケース・各点ごとに通常水面から5, 10, 20, 30, 40 cm の深さで幅方向にも5~10 cm 間隔で行った。風をかけない場合の逆流  $Q_{100}$  のA点とA-3点

における幅方向の流速分布を図-16, 17に示す。A-3点では  $l=\pm 20$  cm の範囲ではほぼ一様な分布となっている。A点では側壁からの境界層が発達しているが、中心からほぼ対称な分布であり、風上端で水路幅が急に変わることによる影響は見られない。

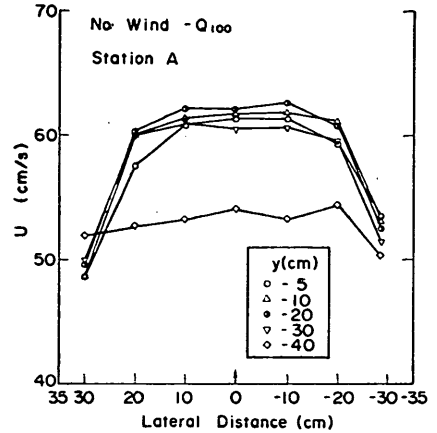


図-16 幅方向流速分布 (逆流  $Q_{100}$ , 風なし)

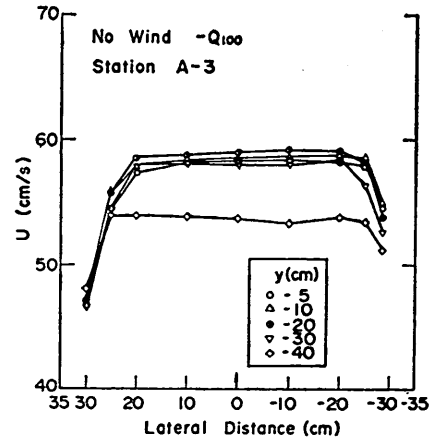


図-17 幅方向流速分布 (逆流  $Q_{100}$ , 風なし)

参考のために、付図-1, 2に同様の条件でのA-2点とB点の流速分布を示す。また、付図-3には風なしで逆流  $Q_{30}$  のA点での流速分布を示すが、水面近くの  $y=-5$  cm で幅方向にやや非対称である他は逆流  $Q_{100}$  と分布形に大きな差はない。

今回は風をかけた場合に波高の発達がかかり大きいので、プロペラによる流速の測定では波の影響がある程度避けられないと思われるが、風をかけ始めてからの流速の変化を知るためにプロペラで測定を行った。図-18, 19に、A点における流速分布の変化の一例を示す。

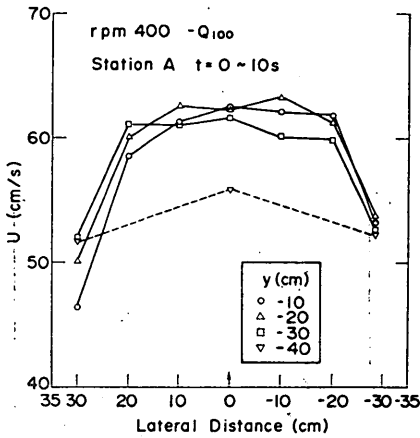


図-18 幅方向流速分布  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $t=0\sim 10$  s)

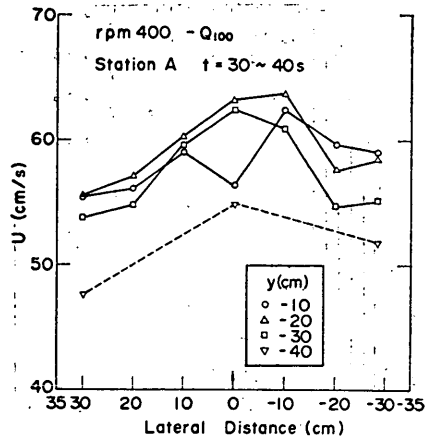


図-19 幅方向流速分布  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $t=30\sim 40$  s)

図-18は風をかけ始めてから0~10秒間の平均流速で、風をかけたことによる影響はまだ水面の近くに限定されるので、風なしの分布(図-16)と比べてそれほど大きな違いはない。図-19は送風開始後30~40秒間の平均流速で、風なしの場合よりも幅方向に一様化される傾向にある。

表面流速は、rpm 400で逆流  $Q_{100}$ と  $Q_{30}$ について測定した。それぞれの水路中央A点での表面流速  $u_0$  の送風開始からの時間による変化を図-20, 21に示す。フロートの通過時間を測るための間隔  $\Delta x$  は、水面がかなり乱れてフロートが沈むためにあまり長くはとれないので20 cmとし、通過時間はストップウォッチで1/100秒まで求めた。一方、フロートが基点を通過する時刻は別の観測者が送風開始から測定しておき、フロートが  $\Delta x$  を通過した時間と共に記録した。両図ともデータのバラツキが大きい、 $u_0$  の時間による平均的な変化の傾向を見るために、図中に実線を書き込んである。なお、流速の値は風と同じ向きを正としている。両図とも、送風開始後10秒位まで  $u_0$  の変化が大きく、その後もすぐには一定値とはならず、ゆるやかに変化しているようであるが、逆流  $Q_{100}$  で40秒、 $Q_{30}$  で50秒程度になると碎波によりフロートの追跡が不可能となったので測定を打ち切った。他の測点ではA点ほど碎波の影響は大きくないので、送風開始から数分の間に10回程度測定し、その平均値を表面流速とした。流れなしの場合の  $u_0$  は、 $\Delta x=40$  cmとして10~20回の測定値の平均を求めた。こうして得られた逆流  $Q_{100}$  の表面流速の測定結果を表-2にまとめて示す。表中では、逆流の場合の表面流速を  $(u_0' + U_0)$  とし、これと風なしでの表面流速  $U_{00}$  とから  $U_0 = U_{00}$  と仮定して<sup>15)</sup> 吹送流のみによる値  $u_0'$  を求め、 $u_0'$  と自由流風速  $U_0$  との

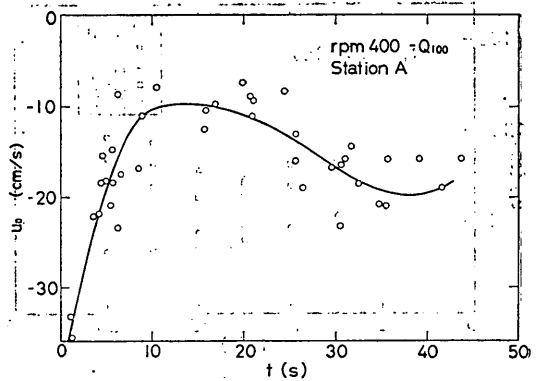


図-20  $u_0$  の時間変化 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

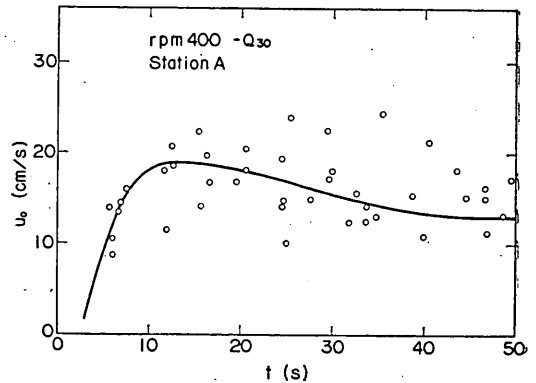


図-21  $u_0$  の時間変化 (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

比についても示してある。

この比はフェッチの増加と共に減少傾向にあり、流れなしのケースと比較すると、A-2点よりフェッチの大

表-2 表面流速測定値 (rpm 400, 単位 cm/s)

station	流れなし $u_0$	逆流 $Q_{100}$				
		フロート で測定 $u_0 + U_0$	風なし $U_{00}$	$u_0'$	$U_\infty$	$u_0'/U_\infty$
A	38.0	-19.4	-61.0	41.6	1,110	0.037
A-2	39.7	-19.2	-59.7	40.4	1,160	0.035
A-2'	38.8	-21.9	-59.5	37.6	1,170	0.032
A-3	37.7	-23.0	-57.8	34.8	1,200	0.029
B	37.4	-26.9	-57.1	30.2	1,250	0.024

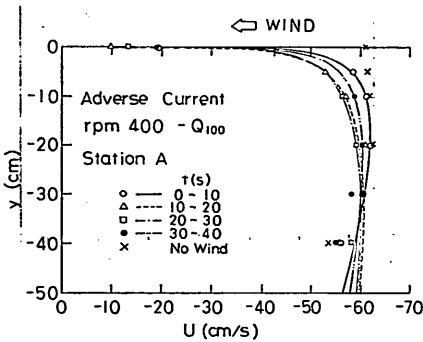


図-22 鉛直流速分布 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

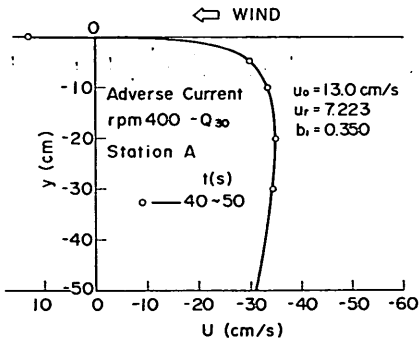


図-23 鉛直流速分布 (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

きいところでは逆流のケースの方が流れなしのケースより小さく、A-2点よりフェッチの短いところではこの比がほぼ同等か逆の傾向を示している。われわれがこれまでに得ている結果では、流れのある場合には流れなしの場合よりこの比が小さくなっており、Plate & Trawle<sup>10)</sup>も風洞実験で同様の傾向を見出し、これは流れによる水中の渦動粘性の増加が原因であるとしている。今回の実験では上で述べたようにA点付近で若干逆の傾向が出ており、この原因としては困難な条件による測定誤差も考えられるが、表-2の結果はそれでは説明しにくく、いろいろ検討したが真の原因についてはよくわからない。

流れの中で波の推算を行おうとする場合、特に今回のような検証のための実験では流速分布の与え方が重要となる。特に、実験室では吹送流の分布形や流速の横断方向の分布が波の発達に与える影響は小さくないと思われる。吹送流については式(3)の対数分布が実測と良く合うことがわかっている。また、図-16と図-19を比較すると、波の発生により流速分布は横断方向に平均化される傾向にあり、横波が発生するまでは波もほぼ二次元的に進行する。そこで、現象は二次元的と考へて、水深方向の流速分布は水路中央から±20 cmの範囲の平均流速で与えることにする。

図-22はrpm 400, 逆流  $Q_{100}$ での10秒間ずつのA点での平均流速を中央から±20 cmの範囲で平均して示してある。水面の流速  $u_0$ は、図-20の実線から求めた。また、図中の記号を結ぶ各線は次の式であらわされる対数分布<sup>9)</sup>をあてはめたものである。

$$U(y) = u_0 - U_r \ln\left(\frac{z_{00} - y}{z_{0w}}\right) - b_1 y \quad (3)$$

ここに、 $z_{0w}$ は第2報と同様に0.01 cmとしている。それぞれの時間帯における  $U_r$  と  $b_1$  の値を表-3に示す。

表-3 A点での流速の時間変化 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

t(s)	$u_0$ (cm/s)	$U_r$	$b_1$	$z_0$
0~10	-19.4	6.5914	0.3812	0.01
10~20	-9.8	7.1178	0.2097	0.01
20~30	-13.4	6.4832	0.1791	0.01
30~40	-19.4	6.0649	0.2601	0.01

表-4 各点での流速 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

station	$u_0$ (cm/s)	$U_r$	$b_1$	$z_0$
A	-19.4	6.0649	0.2601	0.01
A-2	-19.2	6.0694	0.2832	0.01
A-2'	-21.9	5.4798	0.2358	0.01
A-3	-23.0	5.1496	0.2077	0.01
B	-26.9	3.8916	0.1086	0.01

同様に、rpm 400, 逆流  $Q_{30}$ の場合の送風開始40~50秒の間の平均流速を、中央から±20 cmで平均したものを図-23に示す。

rpm 400, 逆流  $Q_{100}$ の場合に、後の計算で用いる流速分布は次のようにして決めた。A点での流速分布は波が定常となる送風開始後30~40秒の間の流速分布を用い、他の点ではA点のこの流速分布を参考にして  $y = -10$



cm では風なしの流速の値に 2cm/s を加え、 $y = -30$  cm では風なしの流速の値をそのまま用い、 $u_0$  はフロートによる実測値を与えて  $U_r, b_1$  を決定している。こうして得られたフェッチごとの流速分布のパラメータを表-4 に示す。

(3) 発生波の波高と波長

流れなしのケースの各測点ごとの有義波高の横断方向分布を示したのが 図-24 である。この場合、1 点での測定時間は 5 分 20 秒で、データ個数は  $N = 16,384$ 、サンプリングタイムは  $\Delta t = 1/51.2$  秒である。また、有義波高の計算はゼロアップクロス法によった。風の吹出口に近い A 点から A-2 点にかけては風速分布がやや非対称なため、水路中央より風の進行方向に向かって左側で波高がやや大きくなっているが、A-2 点から A-3 点ではほとんど一様になっている。B 点では側壁の近くで波高が大きくなっているが、これは波がある程度発達して側壁で反射した影響によるものと考えられる。

rpm 400、逆流  $Q_{100}$  の送風開始からの A 点水路中央での水位の変化の一例を 図-25 に示す。送風開始後 10 秒程度から、通常風波とは違ってかなり周期の一定した波が 70 秒過ぎまで続く。しかし、80 秒以後の波がそれ以前

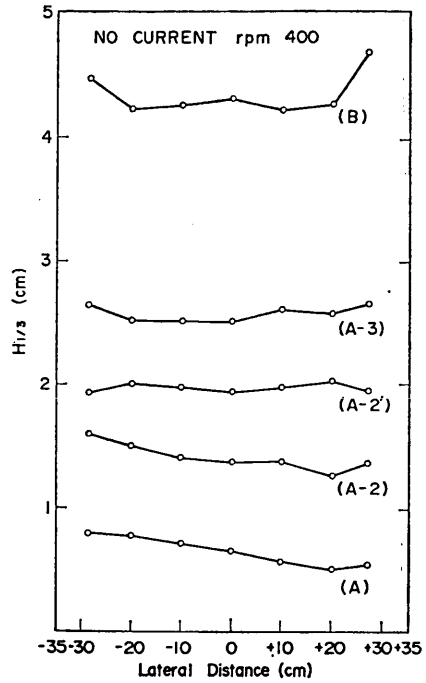


図-24 幅方向波高分布 (流れなし, rpm 400)

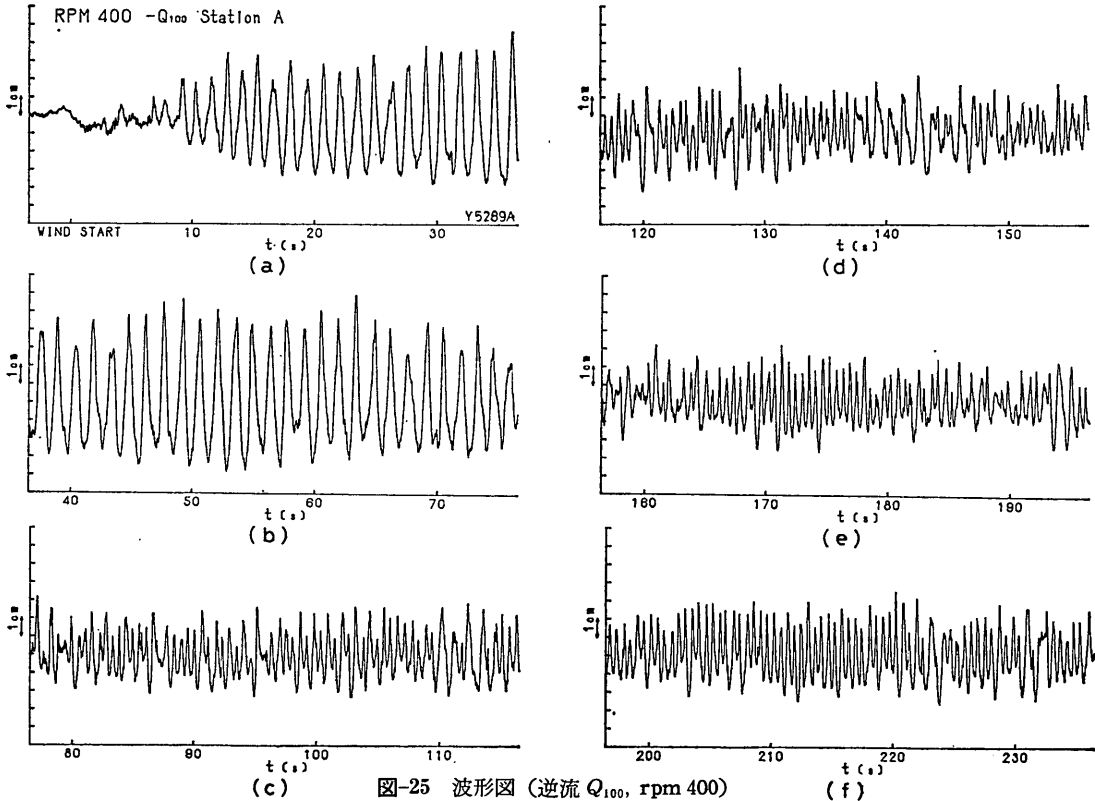


図-25 波形図 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

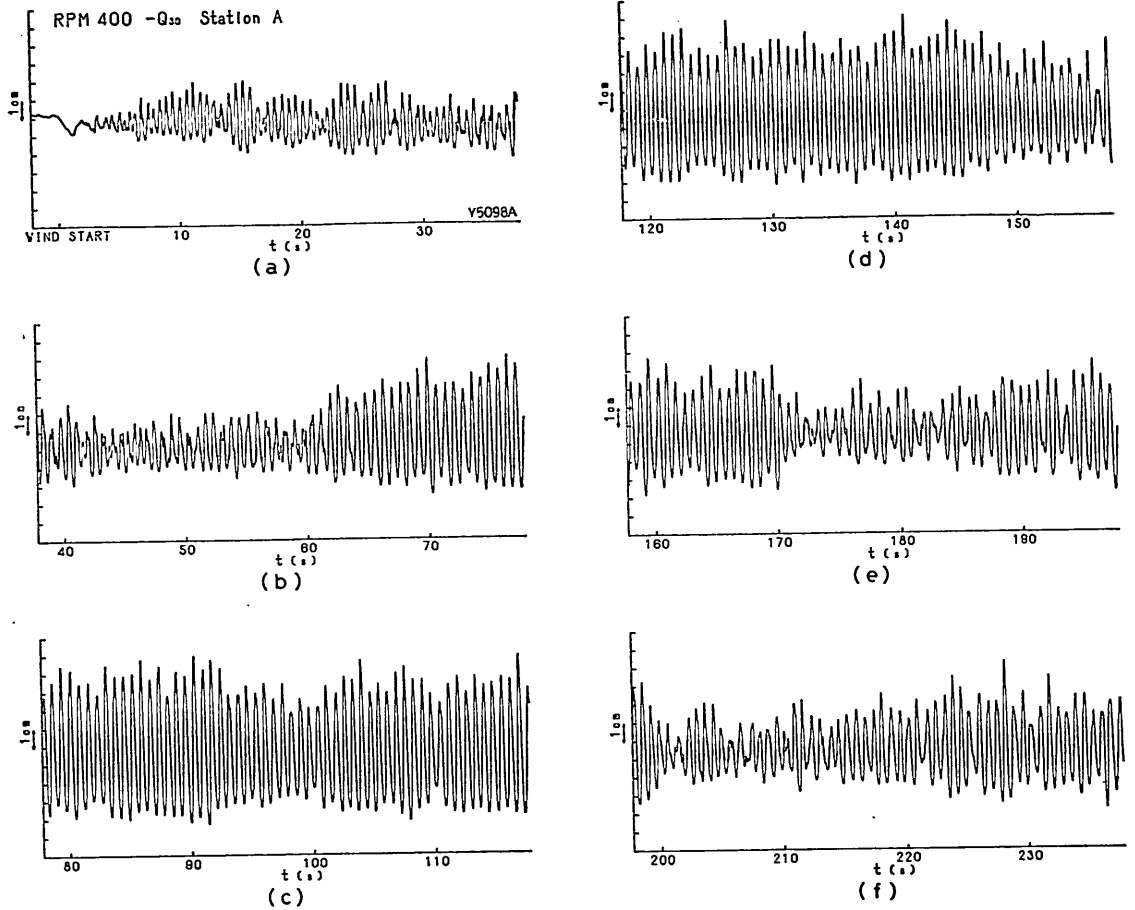


図-26 波形図 (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

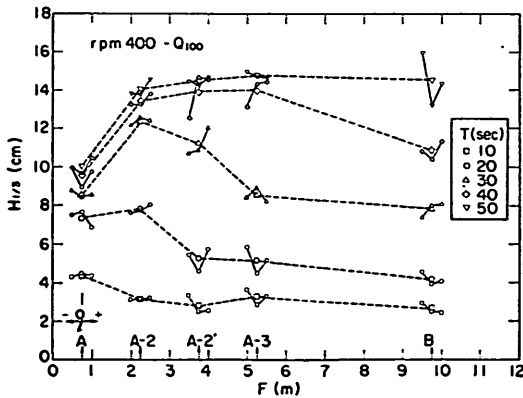


図-27  $H_{1.3}$  の幅方向3点の分布

の波とは波高も周期も著しく異っているのは横(斜)波が発生しているためで、波高が小さくなっているのは水

路中央部が横波の節の位置にあっているためである。

図-26には rpm400, 逆流  $Q_{30}$  の同じく A 点水路中央での水位の変化を示してある。この場合には逆流  $Q_{100}$  ほどの波高の発達は見られないが、送風開始後30秒あたりから横波が発生し、その影響が波形にもあらわれ始めている。さらに、送風開始後1分前後から横波の発達は急激になり、著しい波高の増大が見られる。これは  $Q_{100}$  の場合と異り、水路中央が横波の振動の腹にあっているためである。

図-27 に、rpm 400, 逆流  $Q_{100}$  のケースのスペクトルの全パワー  $\bar{P}^2$  から計算した  $H_{1.3}$  の時間ごとの発達を10秒間ずつ計算して各フェッチごとに示してある。この図は  $l=0, +20, -20$  cm とそれぞれ同一条件による3回の結果を平均したものが  $l=0$  の値を中心に実線でつないで示してあり、それらすべて9回の平均を同一時間ごとに点線で結んである。ただし、計算は風上で横波があ

まり発達していない50秒までとしている。この図からわかるように、大きな逆流の上では、初期の発生波の波高はフェッチごとに大きな差はなく、時間の経過と共に風上側から急激に発達し始める。また、幅方向の波高の違いは50秒程度まではそれほど大きくない。

A点の水路中央で測定した波のパワースペクトルの一例を図-28に示す。これはrpm 400, 逆流  $Q_{100}$  で送風開始20秒後から20秒間のデータについて、スペクトルの分解能を上げるためにフィルターを通さない一次スペクトルを計算したものである。ただし、自由度を上げるために、同じ実験を5回くり返してそのアンサンブル平均をとっているため自由度は10となる。また、このときのサンプリング速度は  $dt=1/51.2$  秒、データ個数は  $N=1,024$  である。図に示されているスペクトルは、流れのない場合と異なりかなり集中度が高く、これは後でも述べるように、写真-1~4に見られるようなかなり峰の揃った規則的な波が発生しているためである。図-29は、A点における見かけの周波数  $f_A$  と波長との関係を示している。図のように大きな逆流のもとでは波長の変化に対する見かけの周波数の変化はさほど大きくなく、 $c_0=0$  となる波長よりやや大きな波長の波の周波数が図-28のピーク周波数である0.7Hzにはほぼ対応している。

波長の発達を調べるために、第2報では真のスペクトルのピーク周波数に対応する波長を求めたが、大きな逆流のもとでは波高、周期ともほぼ規則的な波が発生するため、今回はモータードライブカメラで波を撮影し、写真から読み取る方法を採用している。

図-30は、rpm 400, 逆流  $Q_{100}$  のケースの波長の発達を示している。各フェッチとも同一の条件で3回の実験を行い、それらの結果は区別せずすべて時間ごとにまとめてプロットしてある。送風開始から20秒程度までは、まだ発達段階にある発生波なので、波高と同様に各フェッチでそれほど大きな違いはない。その後波は発達を続け、フェッチが増すほど波長も大きく発達してゆく。

A点付近での波長と波速の時間ごとの発達を見たのが図-31, 32である。図中の黒丸は図-22の各時間帯ごとの平均流速分布から求めた  $c_0=0$  となる波に対応する点で、それを実線で結んである。送風開始から約14秒をすぎると、 $c_0=0$  となる波長よりやや大き目の波長の波が発生し、40秒もするとほぼ一定な80~85 cm程度の波長の波となっている。この波長は加藤・宮崎<sup>7)</sup>におけるほぼ同一な条件での1分16秒後での値とほとんど一致している。

参考のために、 $F=2.5, 5, 8$  mにおける波長と波速の

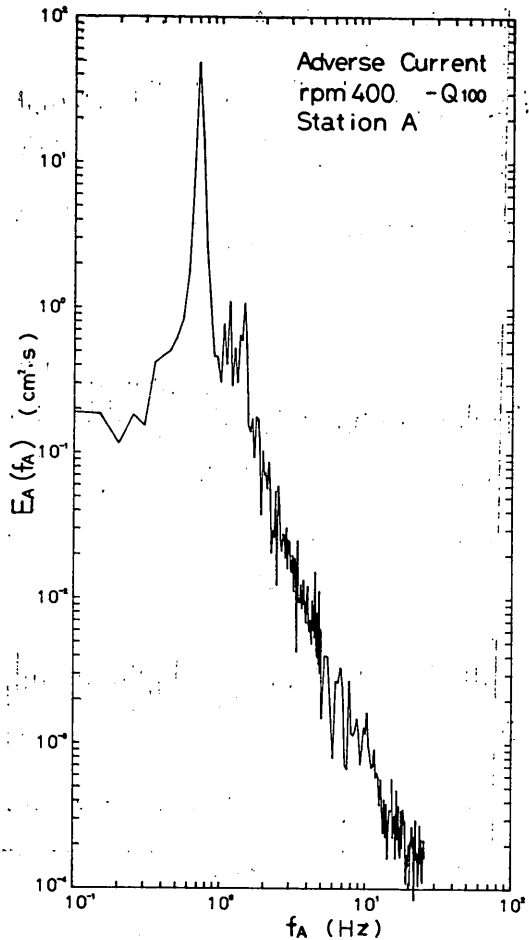
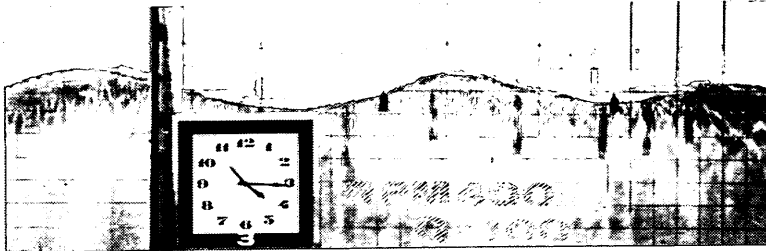


図-28 見かけのスペクトル (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

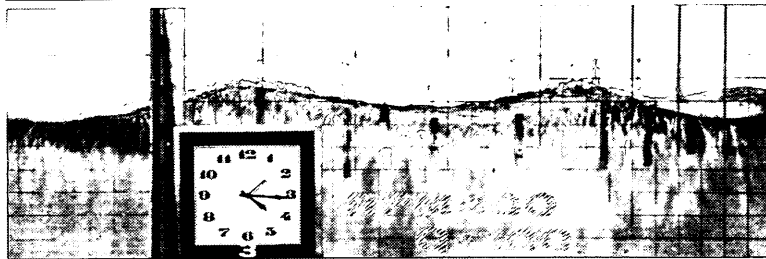
発達をそれぞれ付図-4~6に示す。これらの図は図-31, 32と同様に、図-30の波長の発達を各フェッチごとに時間を横軸にして見たもので、送風開始からの波の発達の様子がわかる。図中の黒丸は峰がやや砕波していることを示している。時間ごとの波長の発達を見ると、どのフェッチでも10~20秒ではほぼ20~40 cmの波長の初期波が現われ、その後に急激に大きな波長の波となって一定の値に落ち着くようである。各フェッチごとの、ほぼ発達しきった波の波長はフェッチの増加と共に大きくなるが、その波が出現する迄の時間もフェッチが大きくなるほど長くなり、 $F=8$  mの位置では波長が一定値となるまでに50秒程度かかっている。これは、大きな逆流に逆らって波が進行しなければならないため、このフェッチで流れのない場合に波が定常に達するまでの20秒程度とはかなりの開きがある。写真-1~4には、各フェッチ



(a) 14秒

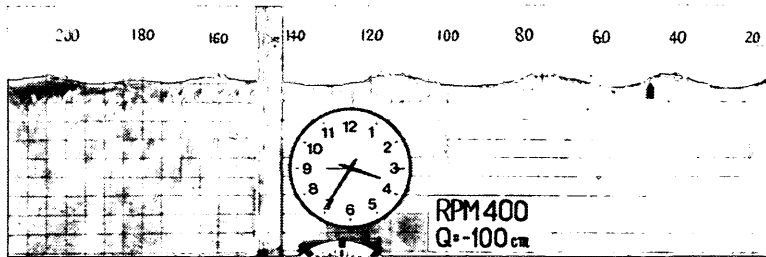


(b) 23秒

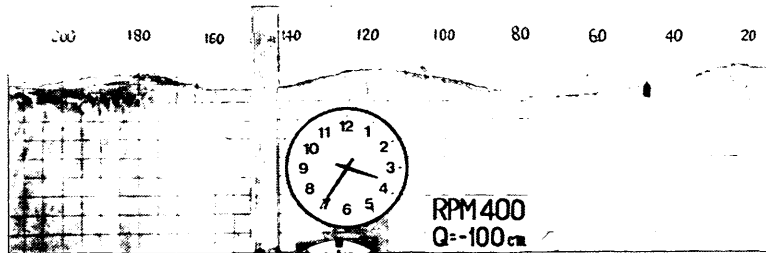


(c) 38秒

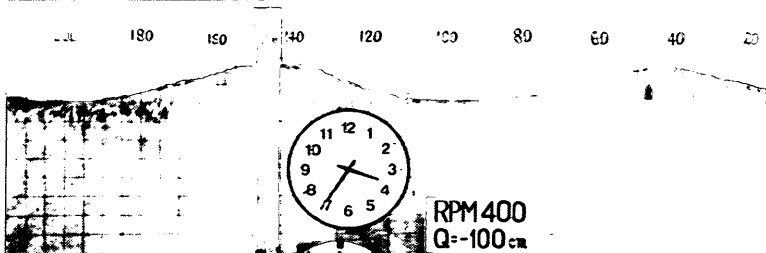
写真-1 -  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=1m$



(a) 15秒

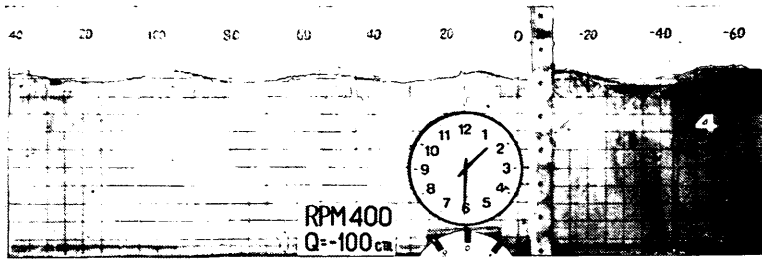


(b) 25秒

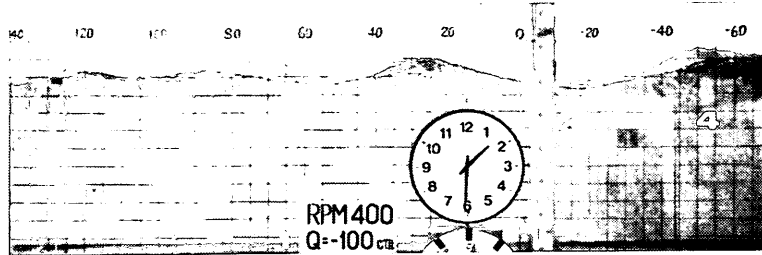


(c) 40秒

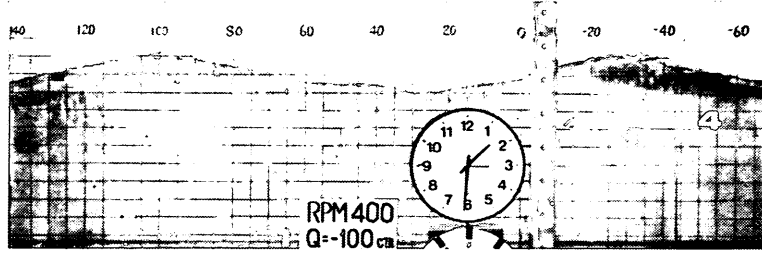
写真-2 -  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=2.5m$



(a) 19秒

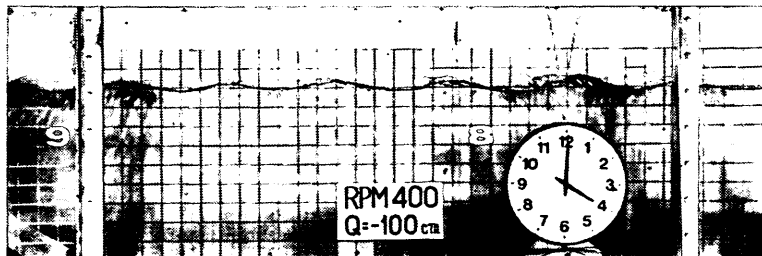


(b) 30秒

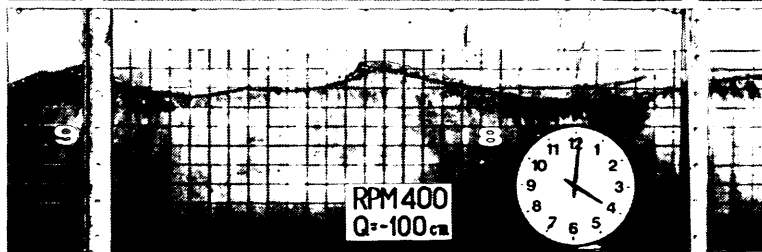


(c) 45秒

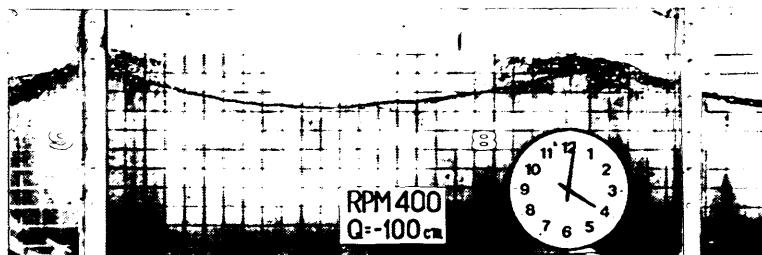
写真-3 -  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=5m$



(a) 16秒

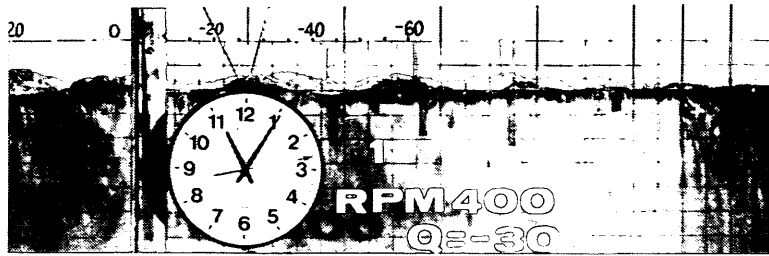


(b) 35秒

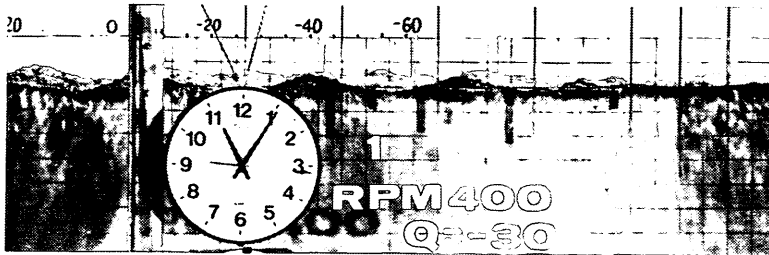


(c) 57秒

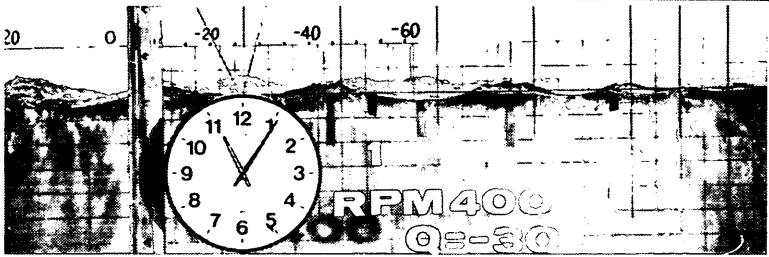
写真-4 -  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=8m$



(a) 13秒

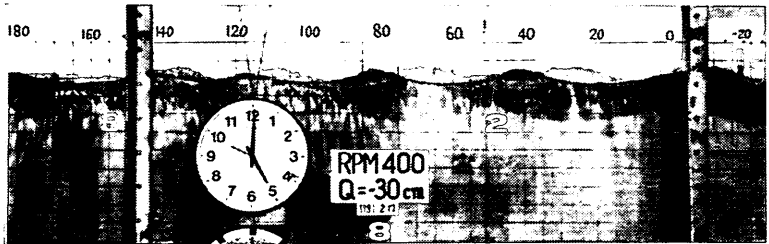


(b) 16秒

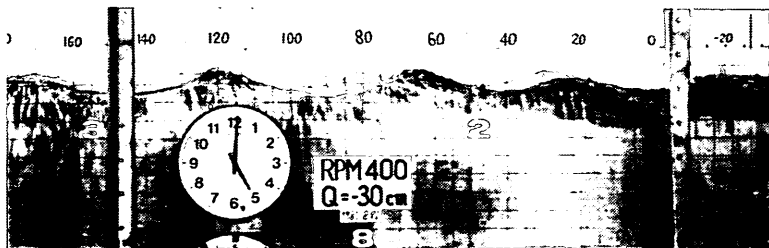


(c) 25秒

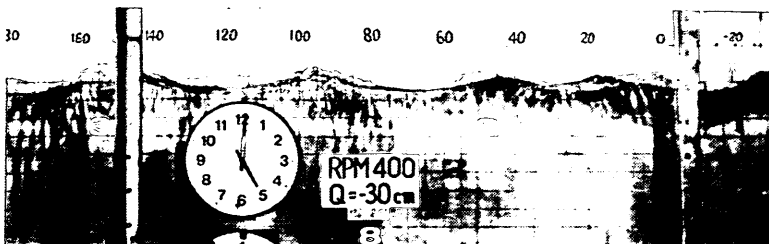
写真-5 -  $Q_{30}$ , rpm 400,  $F=1m$



(a) 19秒

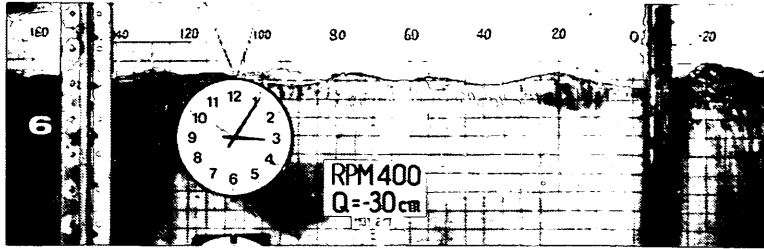


(b) 28秒

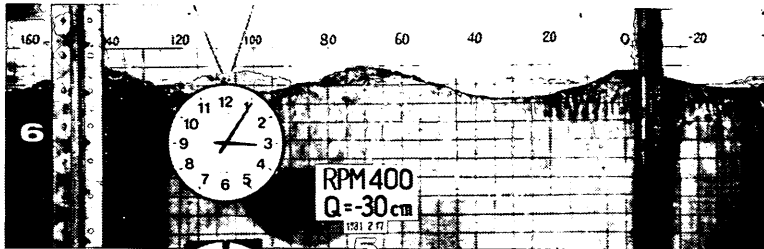


(c) 31秒

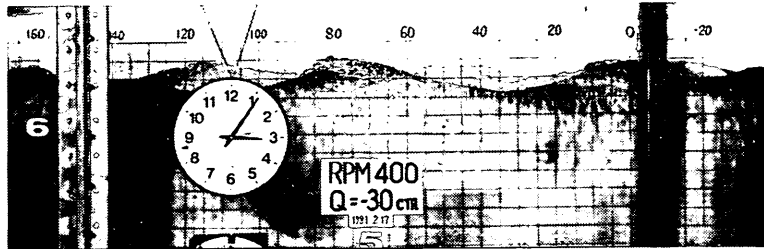
写真-6 -  $Q_{30}$ , rpm 400,  $F=2.5m$



(a) 20秒

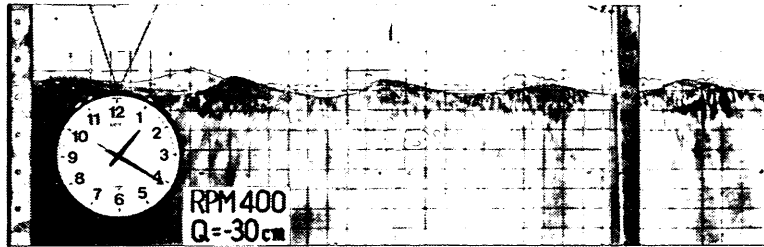


(b) 25秒

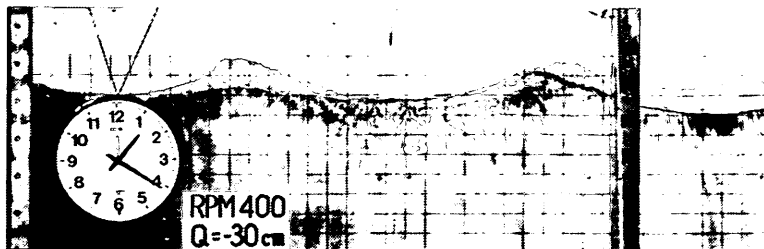


(c) 43秒

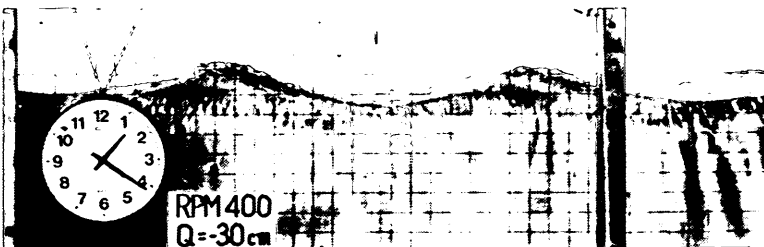
写真-7 -  $Q_{30}$ , rpm 400,  $F=5m$



(a) 21秒



(b) 30秒



(c) 52秒

写真-8 -  $Q_{30}$ , rpm 400,  $F=8m$

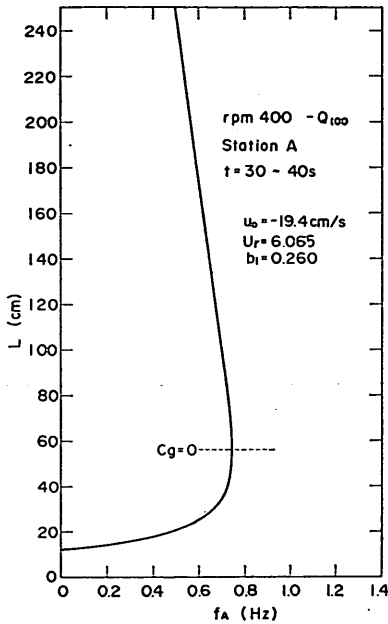


図-29 見かけの周波数と波長の関係 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

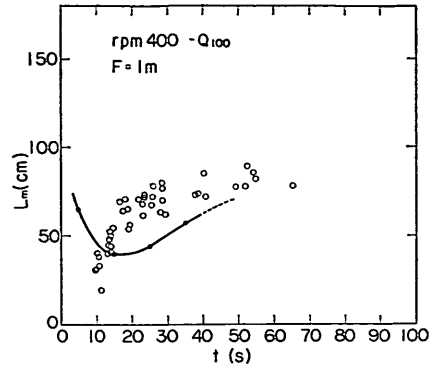


図-31 波長の時間ごとの発達 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

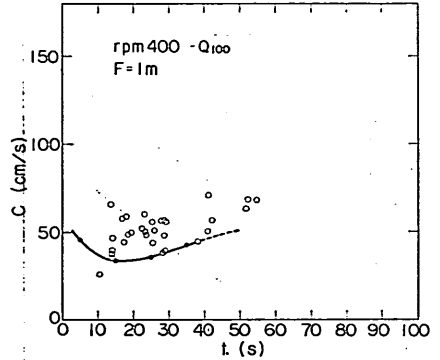


図-32 波速の時間ごとの発達 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

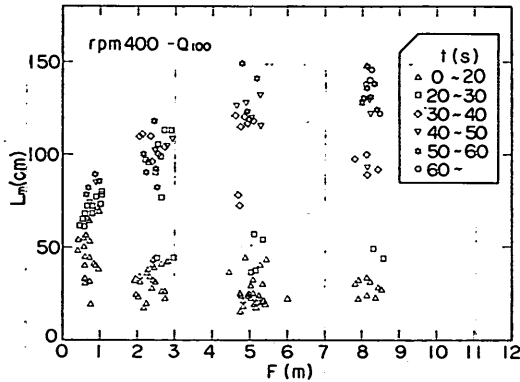


図-30 波長のフェッチに対する変化 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

における時間ごとの波の発達が示してある。前述した波長が急激に大きくなる現象は、例えば写真-3(b)に見られるように、初期の発生波を風上で発生した波長の大きな波が追い越してゆくために生じるものである。写真の中では風は右から左へ吹いており、反対に流れの方向は左から右となっている。

同様に、rpm 400、逆流  $Q_{30}$  の場合の各フェッチにおける波の発達を写真-5~8に示す。

#### (4) 実験室内での波の推算

3. において示した流れの中での波の推算法を実験室で検証するためには、流速分布を正確に求める必要がある。

流速については非定常な部分を10秒ごとに平均して流速分布を求めたが、ある程度波が発達してから横波が発生し始めるまでの間を定常とみなすことにして、逆流  $Q_{100}$  では一応送風開始後30~40秒の間の平均流速分布をこのケースの流速分布として使うことにした。これは、図-25 からわかるとおり、この時間帯ではほぼ波高が発達しきっているのと、40秒以後の  $u_0$  の測定では水面の乱れによりフロートの追跡が困難となり、信頼できるデータが得られていないことの二つの理由による。逆流  $Q_{30}$  では  $Q_{100}$  ほど  $u_0$  の測定は困難ではなかったので、 $u_0$  の変化の少くなる40~50秒の間の平均流速の分布を用いた。



逆流  $Q_{100}$  と  $Q_{30}$  の条件に対応する流れを進行する波の群速度  $c_g$  を計算したのが図-33である。逆流  $Q_{30}$  に対しては、すべての波長の波の  $c_g$  は正になるので、この流れは波の進行に関しては順流と同じと考えてもよいであろう。しかし、逆流  $Q_{100}$  のようにかなり流速が大きくなると、 $c_g$  が正となるのは表面張力波の領域と、波長がかなり大きな波（この場合  $L > 57\text{cm}$ ）だけであり、その間の波長の波はエネルギーを前方に輸送できず、進行波としては存在できないことを示している。しかし、観察によれば、波長が数 cm の波は卓越波に乗って風上側に移動するのが見られるが、これは風の作用により水面に生じた（おそらく  $K-H$  波に近い）波で、これらの小さな波のエネルギーは流れによって常に風上側へと運ばれ、風上端での横波の発生の一因となっているものと思われる。

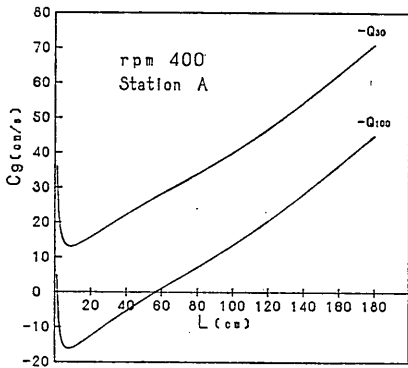


図-33  $c_g$  の値

送風開始から40秒以上経過したときの波長が80cm程度になることは既に述べた（図-31参照）が、この波長に対して波の群速度を求めると図-33から  $c_g \approx 7\text{cm/s}$  であることがわかる。このことから、風上端では  $c_g = 0$  となる波長よりやや大きい波長の波が発生しているという仮定は、ほぼ妥当なものであると考えられる。

さらに、このような大きな流れの中の波の発達についても等価吹送距離の考え方が成り立つかどうかを見るために、無次元フェッチに対する無次元波高と無次元周波数の関係について調べてみる。

まず、流れなしの同じ風速条件での波長の発達を調べたのが図-34である。波長の求め方は第2報と同様で、波の真のスペクトルのピーク周波数  $f_{0m}$  に対応する卓越波の波長を式(8)を使って求めている。こうして得られたフェッチと波長の関係から、rpm 400、逆流  $Q_{100}$  の条件で風上端に発生する波の波長に対応するフェッチを求め

る。前章と同様に、逆流の場合は流れのないときの吹送距離  $F = F_0$  において  $F' = F'_0$  になり、 $L = L_0$  の波が生じている場合と同じであるとする。

実測によれば、風上端での波長が  $L_m \approx 60\text{cm}$  となるので、対応する等価吹送距離  $F'_0$  は  $18.2\text{m}$  と求まる。

こうして得られた  $F'_0$  を  $F'$  に加えて、無次元フェッチを

$$g(F' + F'_0)/u_{*a}^2 \tag{34}$$

として無次元波高についてプロットしたのが図-35である。図中の破線で囲ったデータは、参考のために無次元

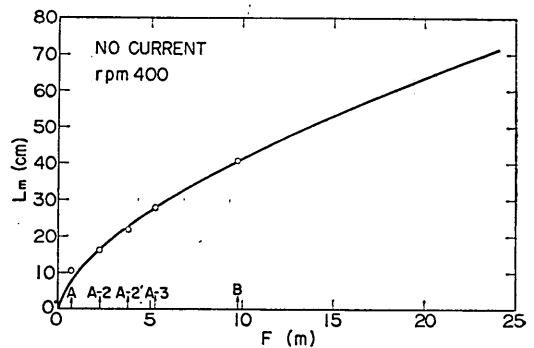


図-34  $L_m$  のフェッチに対する変化（流れなし，rpm 400）

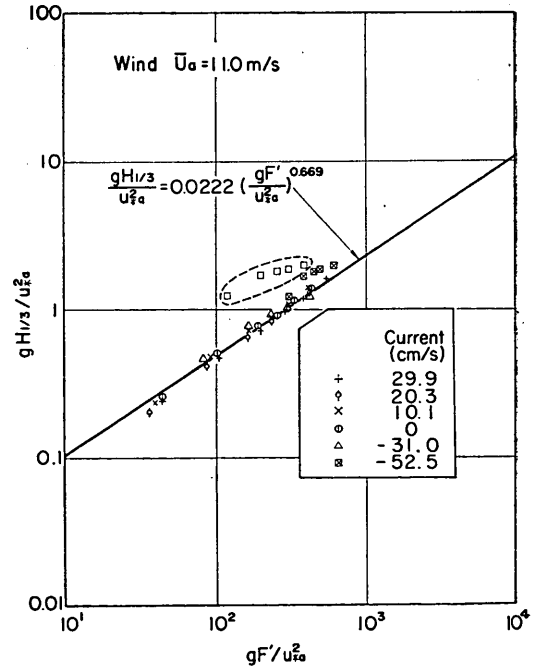


図-35  $H_{1/3}$  の無次元プロット

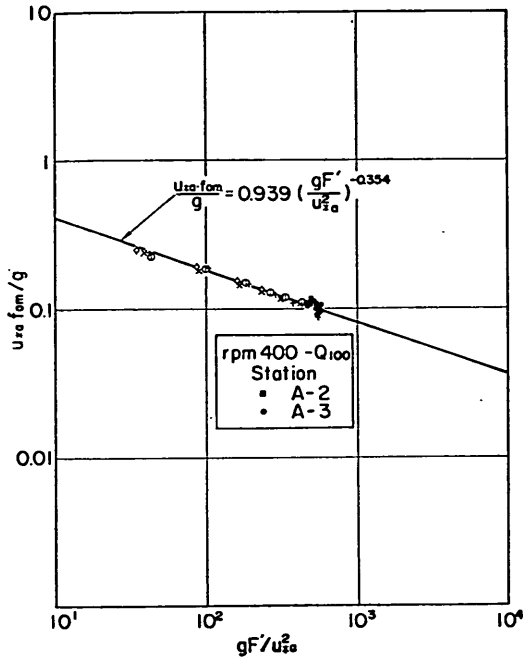


図-36  $f_{0n}$  の無次元プロット

表-5  $i_0$  の計算値 (流れなし, rpm 400)

$F(\text{cm})$	$u_0(\text{cm/s})$	$U_r$	$b_1$	$i_0(\text{s})$
0	37.98	5.5638	0.1542	—
75	37.98	5.5639	0.1542	1.685
225	39.66	5.8100	0.1610	5.071
375	38.76	5.6782	0.1574	8.257
525	37.73	5.5273	0.1530	11.330
975	37.42	5.4819	0.1519	19.985

表-6  $i$  の計算値 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

$F(\text{cm})$	$u_0(\text{cm/s})$	$U_r$	$b_1$	$i(\text{s})$	$i/i_0$
0	-19.4	6.0649	0.2601	—	—
75	-19.4	6.0649	0.2601	16.170	9.597
225	-19.2	6.0694	0.2832	30.663	6.047
375	-21.9	5.4798	0.2358	40.655	4.924
525	-23.0	5.1496	0.2077	48.542	4.284
975	-26.9	3.8916	0.1086	65.642	3.285

フェッチの計算式(34)の中で  $F'_0$  を加えなかった場合について示したものである。また、図-1,2の中と同じ風速条件で順流と流れなしのケースについても再び図-35, 36の中にまとめて示してある。等価吹送距離  $F'$  を計算するための  $i_0$  と  $i$  は実測値に基いたフェッチ  $F$  と波長  $L$  との関係は次式のように与えて計算した。

$$L = \alpha F^n + L_0 \quad (35)$$

ここに、 $\alpha, n, L_0$  は定数で、 $L, F$  は  $\text{cm}$  単位で与えられる。rpm 400, 流れなしの場合の各係数は  $\alpha = 0.58477, n = 0.6167, L_0 = 0$  で、図-34の実線であらわされている。rpm 400, 逆流  $Q_{100}$  では  $\alpha = 2.546, n = 0.5, L_0 = 60$  であった。こうして式(35)で与えられた  $L$  を用い、式(2)で求めた  $i_0$  と  $i$  の値を、各測点ごとに流速分布のパラメータと一緒に表-5, 6に示す。

rpm 400, 逆流  $Q_{30}$  の場合は、風上端で波の群速度が小さくなるため、流速分布の与え方によって  $i$  の計算値に与える影響が大きくなり等価吹送距離を決めにくい。したがって、このケースでは等価吹送距離  $F'$  を流速分布からではなく式(35)と図-34から直接求めている。なおこのケースにおける式(35)の中の各係数は、 $\alpha = 4.899, n = 0.394, L_0 = 0$  としている。

図-35で用いた  $H_{1/3}$  の値は、付図-7, 8に示すように横波の発達する前の波高を結んだ破線の値を用いている。両図とも図-27と同様で、 $l = 0, \pm 20\text{cm}$  でのそれぞれ3回ずつ計9回の測定値を10秒間ごとに区切って、波のパワー  $\bar{\eta}^2$  から  $H_{1/3}$  を求めて平均したものである。図中の時間は、10秒間ごとの計算時間の中央の時刻が、送風開始から経過した時間であることを示している。

付図-8の逆流  $Q_{30}$  では横波の発生する時間が早いので、写真から横波の発生する時間を読み取って破線を引く目安としている。

図-35によれば、逆流  $Q_{30}$  のケース ( $\bar{U} = -31.0\text{cm/s}$ ) はこれ迄の実験式と良く一致しているが、逆流  $Q_{100}$  のケース ( $\bar{U} = -52.5\text{cm/s}$ ) では今回の測定値はやや大き目となっている。しかし、後で図-37に示すように、ゼロ・アップ・クロス法で求めた  $H_{1/3}$  を使うと、その差は約1/2に減少する。

図-36は無次元周波数について、図-35と同様に無次元フェッチとの関係を示したものである。 $f_{0n}$  はA-2点とA-3点で撮影した写真から波長を読み取り、式(34)から求めている。図中の記号は図-35と同じであり、今回の実験結果だけ黒塗りの記号で示してある。周波数(波長)については、これ迄に得られた実験式とかなりよく一致しており、等価吹送距離の考え方が逆流の大きな場合でも実験室の範囲ではほぼ妥当であることが確認され

た。

次に、前章で述べた推算手法を今回の実験条件にあてはめて発生波の推算を行い、実測値との比較から仮定②の妥当性を調べてみる。推算プログラムを実験室での推算に使用するために、ここでは実験室で得られている式(8)、(9)を用いた。また、吹送流の分布形は対数分布とし、rpm 400、逆流  $Q_{100}$  では表-6に示す流速値を各点に与え、その間の流速は内挿で求めて推算を行った。波長は水深に比べて2~3倍程度にまで大きくなるので求めた周波数  $f_{0m}$  から水深の影響を考慮した式(18)を解いて波

秒後、B点は70秒後の前後5秒間、合計10秒間のデータを用いて、波のパワー $\overline{\eta^2}$ から計算した  $H_{1/3}$  の値を示しているが、これらは推算値よりやや大きくなっている。一方、同じデータをもとにゼロ・アップ・クロス法で  $H_{1/3}$  を求めると、図-37に実線で示したように  $\overline{\eta^2}$  から求めた  $H_{1/3}$  より小さくなり、推算値により近くなる。今回のように逆流の大きな場合を除き、一般にこの2つの方法で求めた  $H_{1/3}$  の値はよく一致するが、一例として、逆流で  $\Delta h$  を  $10 \text{ cm} (\bar{U} = -17.5 \text{ cm/s})$  から  $120 \text{ cm} (\bar{U} = -60.5 \text{ cm/s})$  まで変えた場合について両者の関係を示すと付図-9のようになり、逆流でも流速の小さい場合は両者がほぼ一致しているのがわかる。しかし、流速が大きくなるほど  $\overline{\eta^2}$  から求めた  $H_{1/3}$  の方が大きくなる。したがって、今回この両者の値がくい違った理由としては次のように考えられるであろう。いま、波高が  $H$  の正弦波を考えると、ゼロ・アップ・クロスによる  $H_{1/3}$  はもちろん  $H$  であるが、 $H_{1/3} = 4\sqrt{\overline{\eta^2}}$  の関係から  $H_{1/3}$  を求めると  $\sqrt{2}H$  と大きくなる。今回の実験での波は写真-1~4のように波形が規則波に近くっており、その分だけ上に述べた理由により  $\overline{\eta^2}$  から求めた  $H_{1/3}$  が大きくなっているものと考えられる。以上の理由により、 $H_{1/3}$  の測定値としては図-37の実線の値を重視して考えると推算値との差は10~30%となる。

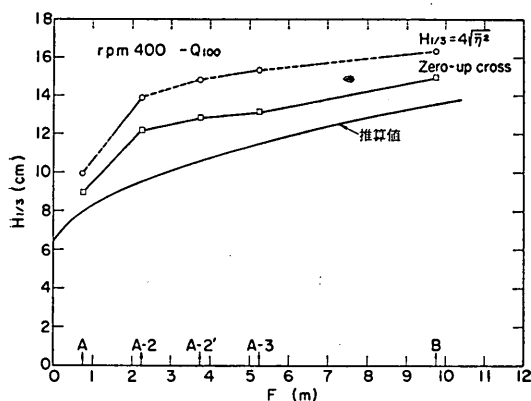


図-37  $H_{1/3}$  の推算値と測定値 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

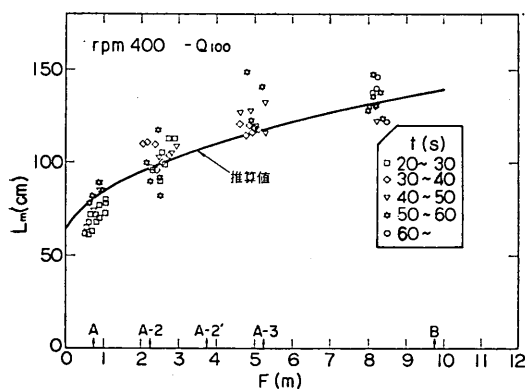


図-38  $L_m$  の推算値と測定値 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

長  $L_m$  を求めた。風速の条件は実験結果に合わせて  $u_{*a} = 90 \text{ cm/s}$  とした。ちなみに式(14)に従うと、これは  $U_{10} = 2,250 \text{ cm/s}$  の条件に対応している。

rpm 400、逆流  $Q_{100}$  の波高と波長の推算結果を図-37、38に示す。図-37の中の白丸を結んだ点線は、付図-7の点線と同じで、A点からA-3点までは送風開始から55

図-38には、波長の推算結果と共に、図-30の中ではほぼ発達しきった波のデータを取り出して一緒にプロットしてある。波長の場合は図-36から予想されるとおり、推算値と実測値はよく一致しており、このことから考えて式(28)を使ったような計算方法が、ある程度妥当なものと考えてもよいものと思われる。

参考のために、流速分布を各点ごとの実測値で与えずに、すべての点でA点と同じ流速分布を与えて推算を行ってみたが、 $F=10 \text{ m}$  の地点で波長については1.3%、波高については1.4%程度の差しか生じなかった。

また、 $u_{*a}$  を70, 80, 90, 100 cm/sと変えたときの波長の推算結果を図-39に示す。

さらに、rpm400、逆流  $Q_{30}$  の波長の推算結果について図-40に示す。計算に用いた流速分布は上で述べた理由から、すべての点で図-23に示される分布であるとし、 $u_{*a}$  は流れなしのA-2点からA-3点での平均的な値63 cm/sと逆流  $Q_{100}$  の値90 cm/sの平均値77 cm/sとして計算したものである。実測値は写真から読み取ったものなので、かなりバラツキがあるが、全体的な傾向は合っているとと言える。

(5) 横波および流れの乱れについて

逆流が強くなるほど横波の発達が目立つようになることは、

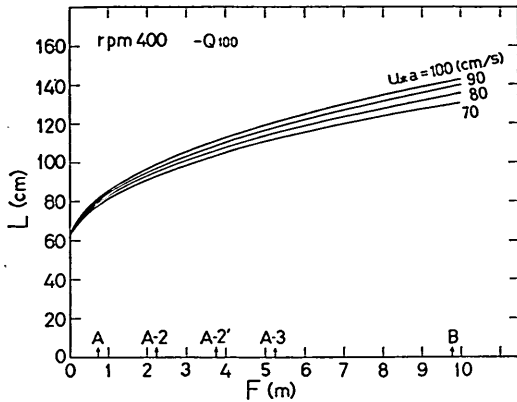


図-39  $L_m$  の計算例 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

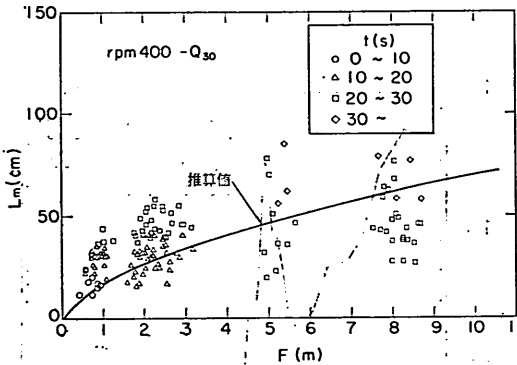


図-40  $L_m$  の推算値と測定値 (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

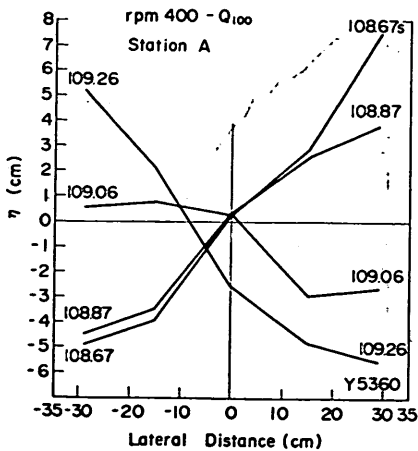


図-41 水位の幅方向分布 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

第2報でも既に述べてあるが、今回のように比較的大きな逆流の上では風をかけて1分も経つとかなり大きな横

波の発達が見られる。rpm 400, 逆流  $Q_{100}$  では、まず二次元的に揃った峰を持つ波が風下へ進行しながら発達するが、ほぼ発達したところで徐々に峰が一様に進まなくなり左右に振動を始める。さらに時間が進むと、風の進行方向にある角度を持って左右対称に進む波が交互に壁にぶつかり、反射しながら進行してゆく。水路の断面方向に見ると、波は水路の両壁に囲まれて共振しているよう

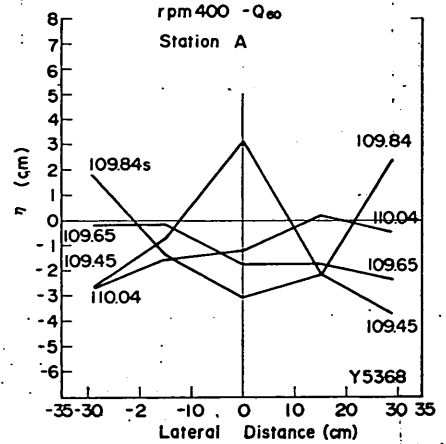


図-42 水位の幅方向分布 (逆流  $Q_{60}$ , rpm 400)

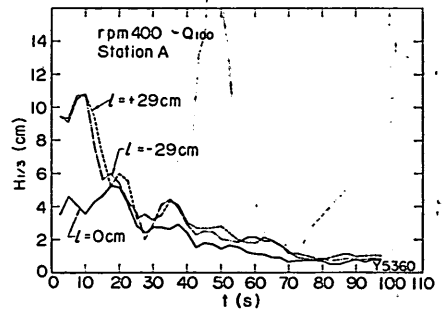


図-43 横波の減衰 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)

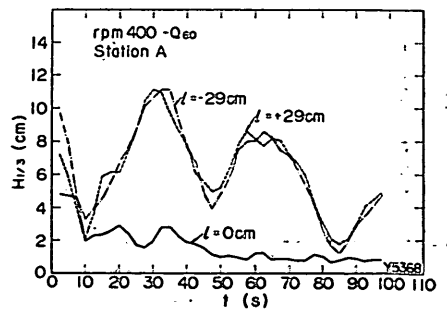


図-44 横波の減衰 (逆流  $Q_{60}$ , rpm 400)

で、その共振モードは逆流  $Q_{100}$  と逆流  $Q_{60}$  (平均流速  $\bar{U}=43.02 \text{ cm/s}$ ) では明らかに違い、実測したところによると、それぞれ図-41, 42 のようになっている。これは、風をかけてから約 100 秒後の横波が十分に発達してからその振動を A 点で中央と左右 2 点ずつの計 5 点で測

定したものである。逆流  $Q_{100}$  では水路中央が振動の節、逆流  $Q_{60}$  では腹にあたっていて逆流  $Q_{30}$  でも  $Q_{60}$  ほどではないがほぼ同様の振動をしている。このような横波が図-25, 26 の波形図にあらわれているのは既に述べたところである。ただ、逆流  $Q_{60}$  では 2 分以上風をかけていると逆流  $Q_{100}$  の振動と同じような状態に移行する。

図-43~45 は、逆流  $Q_{100}$ ,  $Q_{60}$ ,  $Q_{30}$  の流れに rpm 400 の風を 10 分間かけて急に風を止め、A 点でのその後の横波の減衰状況を見たものである。縦軸の  $H_{1/3}$  は、波のパワーから計算したもので、5 秒間のデータを 2.5 秒ずつ移動平均して計算している。逆流  $Q_{100}$  では、図-41 の振動モードの波が約 15 秒間続くが、その後の減衰は速い。逆流  $Q_{60}$  では、風を止めてから図-41 と同じような振動が 80 秒以上続き、なかなか横波はおさまらない。逆流  $Q_{30}$  では、風をかけている間は図-42 のような振動モードであるが、風を止めてすぐ図-41 の振動モードに移り、そ

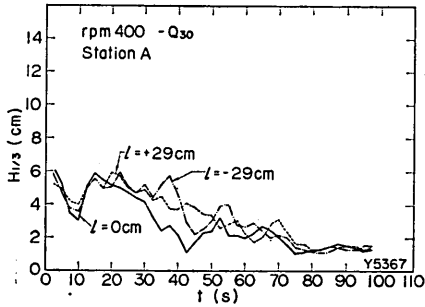


図-45 横波の減衰 (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

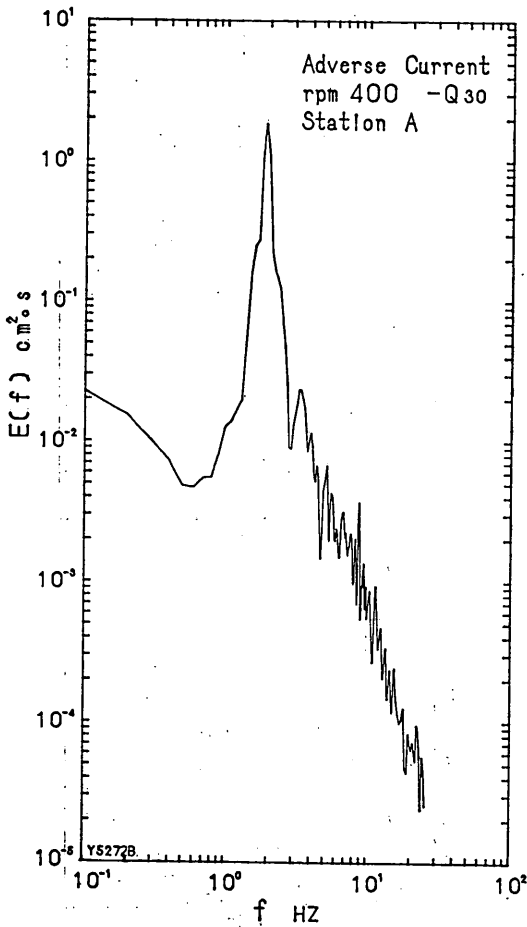


図-46 波のスペクトル (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

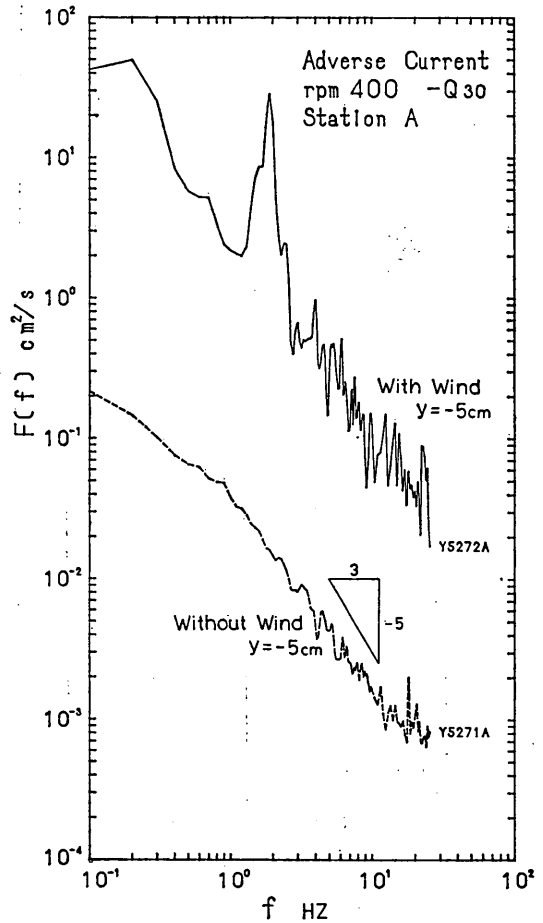


図-47 流れの乱れのスペクトル (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)

の後の減衰もそれほど速くはない。

$c_0 > 0$  の領域から十分大きな逆流の中へ波が進入して  $c_0 \approx 0$  となっている場合、波のエネルギーは止まるか流れと直角の方向に移動する<sup>14)</sup>。今回の実験もややこれと似て風上端に近いところで  $c_0 \approx 0$  となっており、流れに直角方向のエネルギーの移動があると考えられ、これが横波を発生させやすくし、さらに風をかけているために常に風下側から逆流によってエネルギーが風上側へ供給されていることも横波を大きくしている原因の一つと思われる。

流れの乱れは、I型のホットフィルム・プローブを使用したので、波による上下方向の運動の影響があまり出ないように、流量の少ない逆流  $Q_{30}$  と  $Q_{15}$  のケースで測定を行った。送風機の回転数はこれ迄と同様に rpm 400 に合わせた。逆流  $Q_{15}$  の場合の断面平均流速  $\bar{U}$  は 21.9 cm/s である。サンプリング速度はすべて  $\Delta t = 1/51.2$  秒

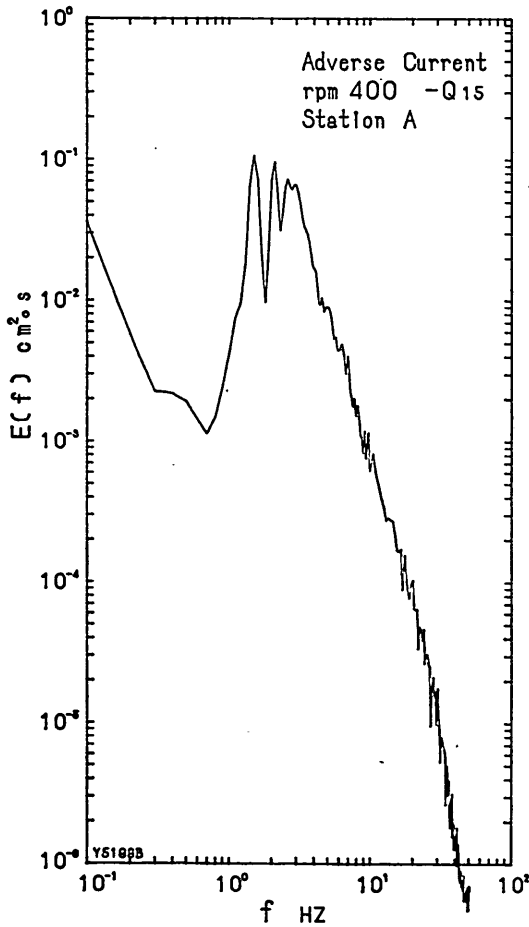


図-48 波のスペクトル (逆流  $Q_{15}$ , rpm 400)

であり、データ個数は逆流  $Q_{30}$  の風をかけた場合のみ  $N=1,024$  とし、その他はすべて  $N=8,192$  とした。

波高計はホットフィルムの後方約 1.5 cm に固定し、流れの乱れと波高は同時に記録した。

逆流  $Q_{30}$  について、波高のあまり大きくならない送風開始20秒後から20秒間で波のスペクトルと水中の乱れのスペクトルについて計算した結果をそれぞれ図-46, 47に示す。

図-47には風をかけない場合のスペクトルも示してあるが、この図は風をかけたことにより水中の乱れが流れだけの場合よりかなり増加することを示している。この場合、ホットフィルムは水面下 5 cm の位置に固定しており、波高は平均して 2 cm 程度であるが、波の影響を受けて乱れのスペクトルにも波のピーク周波数と同じ 1.9 Hz にピークが見られる。

図-48, 49は、さらに流れの小さい逆流  $Q_{15}$  の場合で、

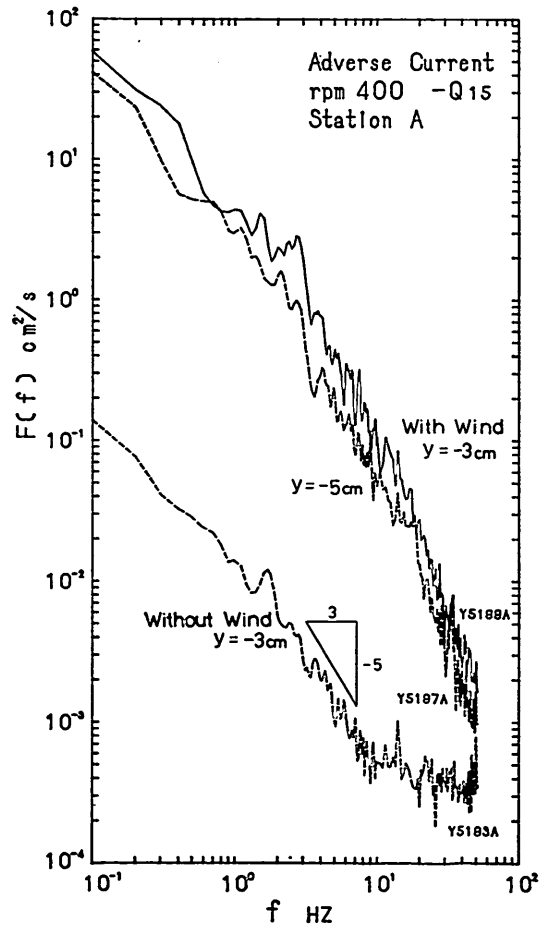


図-49 流れの乱れのスペクトル (逆流  $Q_{15}$ , rpm 400)

送風開始1分後から80秒間について計算したものである。この場合の波高は1 cm程度であった。このケースでも、風をかけたことによりかなりの乱れ強度の増加が見られる。Phillips<sup>17)</sup>は、逆流のもとでは風波の碎波がより活発になって乱れの強度が増加すると述べているが、これらの結果はその裏付けともなるものであろう。表-7に今回の測定結果をまとめて示すが、乱れ強度は逆流 $Q_{15}$ の場合 $y = -3$  cmで流れなしの場合より2けた程度大きくなっている。また、integral time scale  $T_E$ 、オイラー流の拡散係数  $K_E$  も風のない場合に比べると非常に大きくなっている。 $T_E$  と  $K_E$  は次式より求めている<sup>18)</sup>。

表-7 乱れの特性値

Case	Run No.	y (cm)	$\overline{u'^2}$ (cm <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	$T_E$ (s)	$K_E$ (cm <sup>2</sup> /s)
- $Q_{15}$	no wind	Y5193	-3 0.08864	0.6518	0.05778
	rpm 400	Y5199	-3 29.1073	1.6279	47.3843
		Y5197	-5 17.3842	0.8545	14.8548
- $Q_{30}$	no wind	Y5271	-5 0.17316	0.4520	0.07827
	rpm 400	Y5272	-5 31.1781	0.3880	12.0981

$$T_E = \int_0^{\infty} R_{u_E}(\tau) d\tau \quad (36)$$

$$K_E = \overline{u'^2} \int_0^{\infty} R_{u_E}(\tau) d\tau \quad (37)$$

ただし、 $R_{u_E}(\tau)$  は流速変動の自己相関係数であり、その積分値は  $R_{u_E} = 0$  となるまで求めている。

表-7の結果より、逆流に風が作用して風波が発生している場合には水中での物質の拡散がかなり促進されることになると思われる。

## 5. ま と め

本報告では、第2報<sup>3)</sup>で導入した等価吹送距離の概念を使って、流れの中での風波の推算法を提案した。この計算の基本手順は、吹送距離を微小区間  $\Delta F$  で区切り、各ステップでの卓越波の波長を、波の推算式と等価吹送距離の計算式の双方を満足するように、繰返し計算を行って決めて行くものである。しかし、逆流で流速が大きい場合、風域の風上端で初期波の群速度  $c_g$  がマイナスになって計算が行えなくなるので、実際の現象に合わせて逆流の計算では次の2つの仮定を使用している。

- ① 風上端では  $c_g = 0$  となる波長よりもやや大きい波長  $L_0$  をもつ波が生じる。
- ② 風上端で生じた波長  $L_0$  の波のその後の発達は、流れがない場合に  $F = F_0$  において  $L = L_0$  の波が生

じたときのその後の発達と同じとみなせる。

この計算法で風速が20 m/s、水中流速が+2.0~-2.0 m/sの場合の発生波の計算を行い、逆流の効果は吹送距離が短い点ほど顕著に現われることを示した。

一方、上記の2つの仮定を検証することを目的として行った比較的大きな逆流時の実験の結果からは、主として次のようなことが明らかにされた。

- (1) 風上端では確かに  $c_g = 0$  となる波長よりもやや大きい波長をもつ波が発生していることが確認された。
- (2) 波長に関しては、今回の大きな逆流の場合でも、従来からの等価吹送距離の考え方が有効であることが確認された。一方、波高に関しては第2報で求めた実験式よりもやや大きめ(10~30%程度)の値が測定された。
- (3) 今回提案した推算方法を実験室の条件に適用し、大きな逆流の下での発生波を計算してみると、吹送距離に対する波長の変化は実測値とかなりよく一致した。このことから、上記の仮定②の妥当性もほぼ確認された。
- (4) 大きな逆流のもとで発生する風波は、通常の風波よりもかなり集中度の高いスペクトルを持つことがわかった。
- (5) 水面に風が作用すると、流れのもつ乱れが著しく増大することが見出された。

今回提案した流れを考慮に入れた波の推算法は、現地条件でも発生波の近似値を求める手段として十分に使うものと期待されるが、現地のデータを使った直接の検証は行われてないので、波高の大きさに関しては多少の補正が必要になるかも知れない。上に述べた推算法とは別に、大きな逆流が存在する海域では、前記の仮定①で表わされるような大きな波の発生する可能性があるということは注目すべきことである。

今回提案した推算法の前案の作成に当っては、元水理研究室の宮崎豊氏に多大の協力をして頂いた。また今回の検証実験では水理研究室の方々、特に一戸秀久技官に御協力頂いた。ここに記して深謝の意を表わします。

(1981年6月30日受付)

## 参 考 文 献

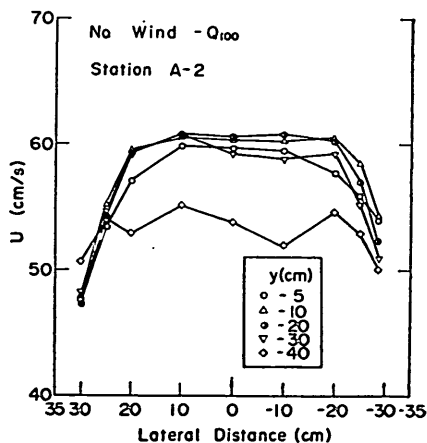
- 1) 光易 恒: 海洋波に関する研究の現況, 1980年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, pp. B-5-1-B-5-20, 1980.
- 2) Lord Rayleigh, O.M.: Hydrodynamical Notes, Phil. Mag., 21, pp. 177-195, 1911.
- 3) Francis, J.R.D. & C.R. Dudgeon: An experimental study of wind-generated waves on a water current, Q.J.R. Met. Soc., 93, pp. 247-

- 253, 1967.
- 4) 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, Vol. 9, No. 3, pp. 59-87.
  - 5) 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, Vol. 15, No. 4, pp. 3-48, 1976.
  - 6) 加藤 始・鶴谷広一: 流れの中の風波に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, No. 270, pp. 73-83, 1978.
  - 7) 加藤 始・宮崎 豊: 流れの中の風波の研究(3), 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 165-169, 1978.
  - 8) Phillips, O.M. & E.J. Katz: The low frequency components of the spectrum of wind-generated waves, J. Mar. Res., 19, pp. 57-69, 1961.
  - 9) 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.
  - 10) Hasselmann, K. et al.: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deut. Hydrogr. Z., Vol. 12, pp. 1-95, 1973.
  - 11) Mitsuyasu, H. and K. Rikiishi: On the growth of duration-limited wave spectra, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 23, No. 72, pp. 31-60, 1975.
  - 12) 水理公式集, 昭和46年改訂版, 土木学会
  - 13) Yu, Y.Y.: Breaking of waves by an opposing current, Trans. A.G.U., 33, pp. 39-41, 1952.
  - 14) Peregrine, D.H.: Interaction of water waves and currents, Adv. Appl. Mech., Vol. 16, pp. 9-117, 1976.
  - 15) 加藤 始・鶴谷広一: 風波の成分波の波速について, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 255-259, 1974.
  - 16) Plate, E. and M. Trawle: A note on the celerity of wind waves on a water current, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 18, 1970.
  - 17) Phillips, O.M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 1966.
  - 18) 加藤 始・木村久雄・寺川博也: 突堤後方の流れに関する実験—模型ひずみの影響の検討—, 港湾技術資料, No. 349, 1980.

主要記号表

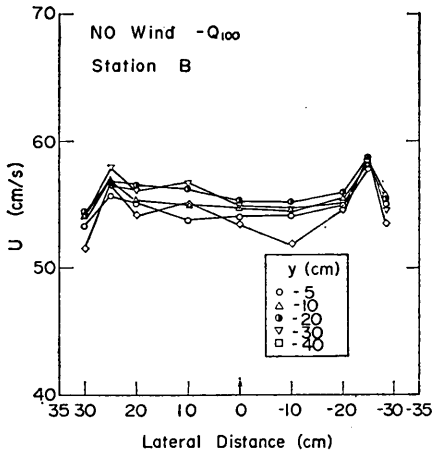
- $b_1$ : 流速分布関式の定数
- $c'$ : 一般流に相対的な波速
- $c_0$ : 波の群速度
- $c'_0$ : 一般流に相対的な波の群速度
- $c_{0m}$ : 卓越波の群速度
- $d$ : 水深
- $d_1$ : 吹送流が0となる深さ
- $F$ : 吹送距離
- $F'$ : 流れのない場合に等価な吹送距離
- $\Delta F$ : 推算における1ステップのフェッチの長さ
- $f_A$ : 見かけの周波数

- $f_m$ : スペクトルのピーク周波数
- $f_{0m}$ : 真のスペクトルのピーク周波数
- $H_{1/3}$ : 有義波高
- $\Delta h$ : ベンチュリー差圧をマンメーターで読んだ値
- $K_B$ : オイラー流の拡散係数
- $k$ : 波数 ( $=2\pi/L$ )
- $L$ : 波長
- $L_0$ :  $F=0$ における波長
- $L_m$ : 卓越波 ( $f_{0m}$ に対する波)の波長
- $l$ : 水路中央からの横断方向の距離
- $N$ : データの個数
- $n$ : 関式の中の定数
- $Q_{100}$ : ベンチュリー差圧がそれぞれ
- $Q_{30}$ : 100.0, 30.0 cmのケースを表す略記号
- $R_{ue}(\tau)$ : オイラー流自己相関係数
- $T_1$ : 表面張力係数
- $T_E$ : integral time scale
- $T_{1/3}$ : 有義波周期
- $\Delta t$ : サンプリングタイム
- $\hat{i}$ : 流れの中での卓越波のエネルギー到達時間
- $\hat{i}_a$ : 式(9)の中の仮想の  $\hat{i}$  の値
- $\hat{i}_0$ : 流れなしのケースについての  $\hat{i}$  の値
- $\hat{i}_{0a}$ : 式(9)の中の仮想の  $\hat{i}_0$  の値
- $U$ : 水中流速
- $U_a$ : 風速
- $U_1$ : 流れの一樣流速
- $U_{10}$ : 10mの高さでの風速
- $u_0$ : 水面での吹送流の値
- $U_c$ : 吹送流の分布関式の中の定数
- $w_{*a}$ : 空気流の摩擦速度
- $w'^2$ : 流れの乱れ強度
- $z_{0a}$ : 水面の粗度高さ
- $z_{0m}$ : 吹送流の分布関式の中の定数
- $\alpha$ : 式(9)の中の係数
- $\eta$ : 波の表面波形
- $\kappa$ : カルマンの定数 ( $=0.4$ )

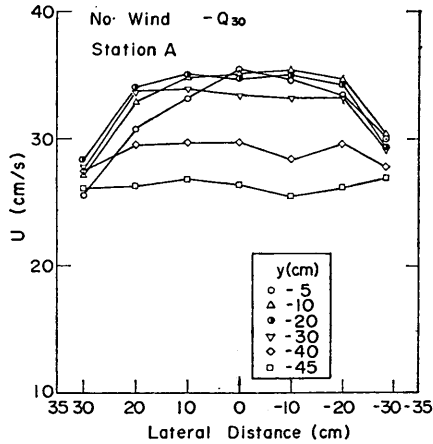


付図-1 横方向流速分布 (逆流  $Q_{100}$ , 風なし)

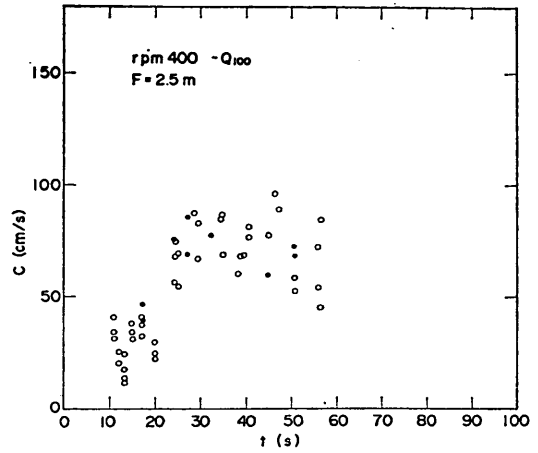




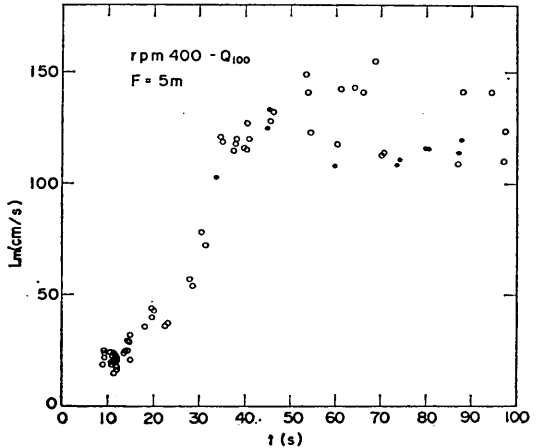
付図-2 幅方向流速分布 (逆流  $Q_{100}$ , 風なし)



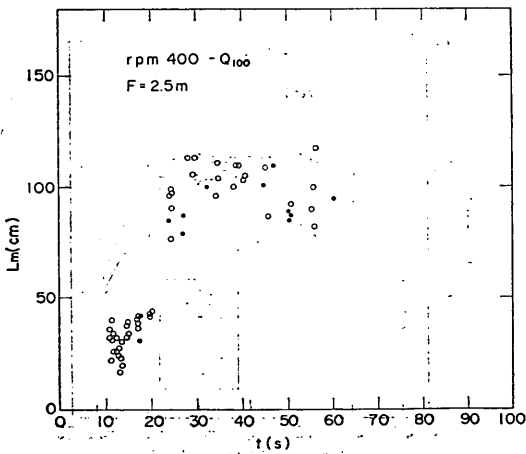
付図-3 幅方向流速分布 (逆流  $Q_{30}$ , 風なし)



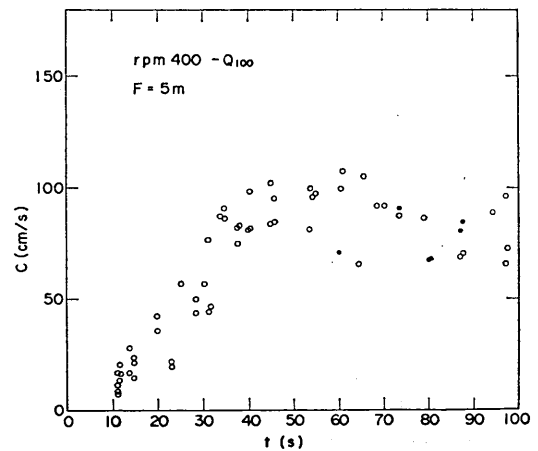
付図-4 (b) 波速の時間ごとの発達  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=2.5m$ )



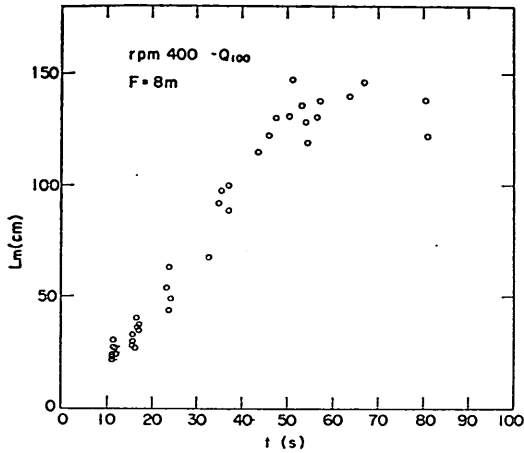
付図-5 (a) 波長の時間ごとの発達  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=5m$ )



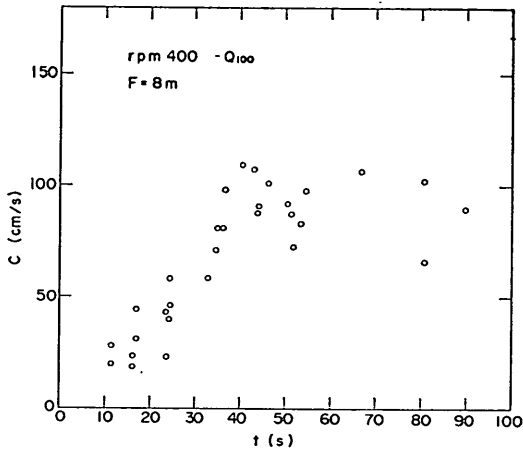
付図-4 (a) 波長の時間ごとの発達  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=2.5m$ )



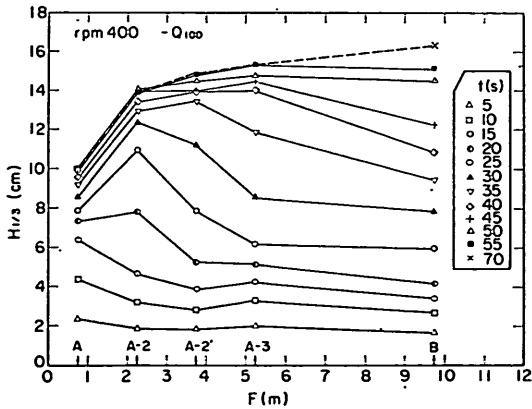
付図-5 (b) 波速の時間ごとの発達  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=5m$ )



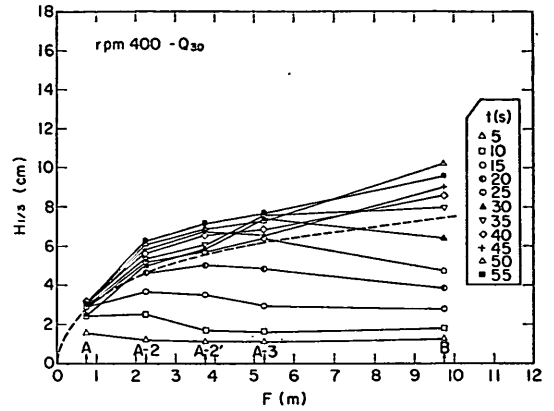
付図-6 (a) 波長の時間ごとの発達  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=8m$ )



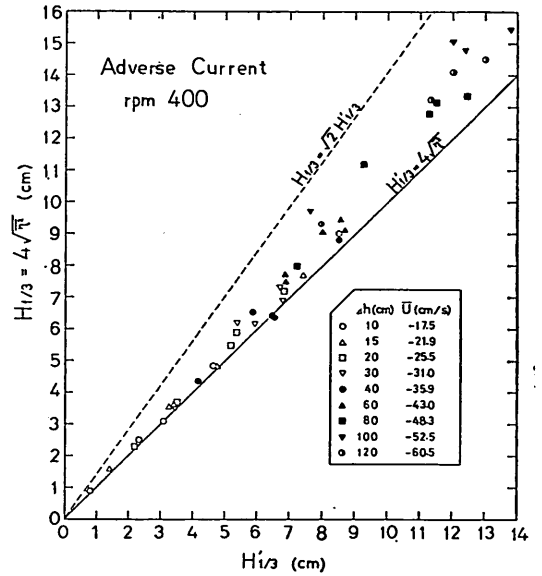
付図-6 (b) 波速の時間ごとの発達  
(逆流  $Q_{100}$ , rpm 400,  $F=8m$ )



付図-7  $H_{1/3}$  の時間ごとの発達 (逆流  $Q_{100}$ , rpm 400)



付図-8  $H_{1/3}$  の時間ごとの発達 (逆流  $Q_{30}$ , rpm 400)



付図-9 ゼロ・アップ・クロス法による  $H'_{1/3}$  と  $4\sqrt{F}$  との関係 (逆流, rpm 400) (点線は本文 p.122 で述べた規則波の場合の関係)