

流れの中の風波についての研究 (1)

加 藤 始*・佐 野 喜久雄**

1. ま え が き

風と逆方向の潮流があると海が非常に荒れることが、古来船乗り等の人達の間でよく知られていたようである³⁾。一方、風波の推算のために従来用いられて来たSMB法等においても、最近の風波の発生、発達理論(たとえば参考文献⁶⁾参照)でも、水中の流れの効果は考慮されておらず、流れのあるときの風波の研究はこれまでほとんどなされていない。最近 Francis & Dudgeon (1967) は水循環装置のついた幅 12.7cm の小型風洞水路で、流れのある場合の風波の実験を行なったが、測定したのは水路側面からとった写真による平均の波高と波長、および平均波速等で、逆流が波の発達に大きな影響をもつことを示してはいるが、それはごく初歩的な実験であった。

われわれは、流れのあるときの風波の性質や波の発達率が、流れのない場合とどう違うかを調べるため、水循環装置のついた大型風洞水路を使って、風と逆方向の流れがあるときの風波の実験を行なった。波の測定は固定した波高計によって行なったので、直接えられたのは見かけの波のパワースペクトルで、これを真のスペクトルに変換するため、流れの中の波の波速を計算し、流速分布を正確に測定することが必要であった。多少単純化した仮定の下に真のスペクトルを求めてみたが、以下それらのうち、流れの中の波速の表現とスペクトル変換に主眼をおいて、実験の概要を報告する。

2. 理論的關係式

(1) 流れの中の波の波速 (基本式)

流れのないときの微小振幅波の波速 c_0 は

$$c_0 = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{Tk}{\rho}\right) \tanh kd} \quad \text{.....(1)}$$

で表わされる。ここに、 g は重力の加速度、 k は波数 ($=2\pi/L$, L : 波長)、 T は表面張力、 ρ は水の密度、 d は水深である。流れがあっても流速が鉛直方向に一定で V_1 ならば、波速 c は簡単に

$$c = c_0 + V_1 \quad \text{.....(2)}$$

として与えられるが、流速が深さ方向に変化していると

きの表面波の波速を求めるには、全体の運動を定常流からの小さなせつ動の1つとした境界値問題を解かねばならない。この問題は以下のような式で表わされる。 y を静水面から上向きにとり、流速分布を $U(y)$ 、波の粒子速度を u, v とし、乱流成分はこれらにくらべて無視しうるものとする、線型の運動方程式と連続の式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{.....(3)}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g \quad \text{.....(4)}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{.....(5)}$$

線型化された表面条件と底面での条件は次の通り。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = v, \quad (y=0 \text{ にて}) \quad \text{.....(6)}$$

$$p + T \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0, \quad (y=0 \text{ にて}) \quad \text{.....(7)}$$

$$v = 0, \quad (y=-d \text{ にて}) \quad \text{.....(8)}$$

表面波形が正弦波で、

$$\eta = ae^{ik(x-ct)} \quad \text{.....(9)}$$

とすると、 u, v は流関数 ψ で次のように表わせる。

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \text{.....(10)}$$

$$\psi = \phi(y)e^{ik(x-ct)} \quad \text{.....(11)}$$

式 (10)、(11) を使うと式 (3)、(4) から次の2式が導かれる。

$$(U-c)(\phi'' - k^2\phi) - U''\phi = 0, \quad \text{.....(12)}$$

$$p = \rho[(U-c)\phi' - \phi U']e^{ik(x-ct)} - \rho g y, \quad \text{.....(13)}$$

ただし (') は y についての微分を表わす。これらの式を使うと表面条件と底面条件は次のようになる。

$$(U-c)[(U-c)\phi' - \phi U'] = \left(g + \frac{Tk^2}{\rho}\right)\phi, \quad (y=0) \quad \text{.....(14)}$$

$$\phi = 0, \quad (y=-d) \quad \text{.....(15)}$$

通常の場合、式 (12)、(14)、(15) から波速 c が求まる。

(2) ベキ乗分布にたいする波速

われわれの実験における逆流の流速分布は、後で示すように表面近くを除いて次のようなベキ乗分布に近い形をしている (図-9 参照)。

$$U(y) = U_1 \left(\frac{y+d}{d}\right)^{1/7} \quad \text{.....(16)}$$

* 正会員 運輸省港湾技術研究所水工部
** 運輸省港湾技術研究所水工部

この場合の波速 ($\epsilon \equiv U_1/\sqrt{gd}$ についての1次近似) の式は Hunt (1955)⁴⁾ によって求められており、式(14)によって表面張力も考慮すると逆流の場合次のようになる。

$$c = c_0 - U_1[1 - B(kd)] \quad (17)$$

ここに、

$$B(kd) = \frac{1}{7kd \sinh 2kd} \left(\sinh^2 kd + 6 \int_0^1 t^{-7} \sinh^2 kdt^7 dt \right) \quad (18)$$

で、 c_0 は式(1)で与えられる静水中の波速である。式(17)を使う場合、式(18)の $B(kd)$ が少し求めにくい、数値積分していろいろの kd の値にたいする B を求めると表-1 のようになる。これから、波長の小さい波にたいしては式(17)の $B(kd)$ は実用上無視して、

$$c = c_0 - U_1 \quad (19)$$

の近似式が使えること、すなわち図-1 のベキ乗分布①の代りに②の一樣分布で近似してよいことがわかる。

表-1 $B(kd)$ の値

$(d=50 \text{ cm})$		
L	kd	$B(kd)$
5cm	62.8	0.00117
10	31.4	0.00234
20	15.7	0.00472
40	7.85	0.00971
60	5.24	0.01510
80	3.93	0.02103
100	3.14	0.02755
150	2.09	0.04519
200	1.57	0.06167

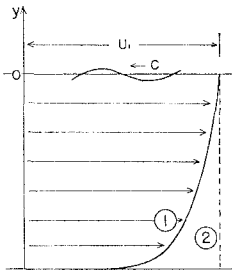


図-1 ベキ乗流速分布

(3) 表層吹送流にたいする波速

今回の実験では、風と波による吹送流が存在するため、水面近くで逆流の大きさは相当小さくなっている。この水面近くでの流速の変化は、波長の短い波の波速には大きな影響をもつので、今回は吹送流の分布を直線分布で近似し(図-2 参照)、まず次のような表面付近にだけ直線分布の正の流速がある場合の波速を求める。

$$\left. \begin{aligned} U(y) &= \frac{u_0}{d_1} (y + d_1), \quad (y \geq -d_1) \\ U(y) &= 0, \quad (-d \leq y < -d_1) \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

この場合 $U''=0$ であるから、式(12)は簡単に

$$\phi'' - k^2 \phi = 0 \quad (21)$$

となる。したがって $y \geq -d_1$ と $-d \leq y < -d_1$ のそれぞれの範囲での解を ϕ_1, ϕ_2 とすると次のようになる。

$$\phi_1 = A_1 \sinh ky + B_1 \cosh ky, \quad (y \geq -d_1) \quad (22)$$

$$\phi_2 = A_2 \sinh k(y + d), \quad (-d \leq y < -d_1) \quad (23)$$

ここに A_1, B_1, A_2 は定数で、式(23)では底面条件(15)を考慮してある。これらの解については $y = -d_1$ において v と圧力 p が等しくなければならない(同様の問題は Thompson (1949)⁸⁾ も取扱っている)。すなわち、

$$\phi_1 = \phi_2, \quad (y = -d_1) \quad (24)$$

$$c\phi_1' + \phi_1 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) = c\phi_2' + \phi_2 \left(\frac{u_0}{d_1} \right), \quad (y = -d_1) \quad (25)$$

また ϕ_1 は式(14)を満足しなくてはならないから、

$$\begin{aligned} (u_0 - c) \left[(u_0 - c)\phi_1' + \phi_1 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \right] \\ = \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) \phi_1, \quad (y = 0) \end{aligned} \quad (26)$$

式(24), (25), (26)に式(22), (23)を代入して A_1, B_1, A_2 を消去すると、求めるべき波速 c についての次のような3次方程式がえられる。

$$\alpha_1 c^3 + \alpha_2 c^2 + \alpha_3 c + \alpha_4 = 0 \quad (27)$$

ここに

$$\alpha_1 = k^2 (H_2 + H_1) \quad (28)$$

$$\alpha_2 = k \left[\left(\frac{u_0}{d_1} \right) H_1 H_2 - 2ku_0 (H_2 + H_1) \right] \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \alpha_3 = \left[\left(k^2 u_0^2 - \frac{u_0^2}{d_1^2} \right) H_1 + u_0 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) k - k \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) \right. \\ \left. + H_2 \left\{ k^2 u_0^2 - k \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) H_1 - u_0 k \left(\frac{u_0}{d_1} \right) H_1 \right\} \right] \end{aligned} \quad (30)$$

$$\alpha_4 = \left(\frac{u_0}{d_1} \right) \left[u_0 \left(\frac{u_0}{d_1} \right) H_1 + \left(g + \frac{Tk^2}{\rho} \right) H_1 - ku_0^2 \right] \quad (31)$$

ただし、

$$H_1 = \tanh kd_1, \quad H_2 = \coth k(d - d_1) \quad (32)$$

方程式(27)は1つの負根と2つの正根(そのうち1つは0に近い)をもち、大きい方の正根が求めるべき波速 $c (= c_3)$ とする)を与える。以下 c_3 は近似解法によりすべて有効数字6桁以上正確に求めた。一樣流速分布との比較のために、

$$c_3 = c_0 + Gu_0 \quad (33)$$

と表わしたときの G を求めてみると表-2 のようになり、 G はほとんど u_0 には依存しない量であることがわかる。図-3 として、 $u_0 = 12 \text{ cm/sec}$, $T = 70 \text{ dyne/cm}$ で $d_1 = 3, 5, 10 \text{ cm}$ のおのおの場合についての波長と G との関係を示す。

(4) スペクトル変換のための関係式

われわれは固定した波高計で流れのあるときの波の測定を行なったので、直接計算されるのは見かけの波の周波数 f_A についての、見かけのパワースペクトル $E(f_A)$ である。波の性質や成分ごとの波の発達率を調べるため

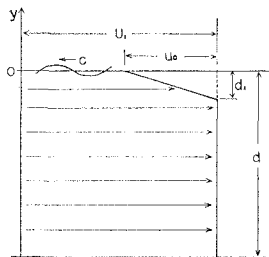


図-2 スペクトル変換のための流速分布

表-2 $G(u_0, L)$ の値 ($T=70$ dyne/cm, $d=5$ cm)

L (cm)	u_0 cm/sec			
	8	12	16	20
1	0.98413	0.98415	0.98417	0.98419
5	0.92128	0.92171	0.92214	0.92257
10	0.84362	0.84486	0.84611	0.84735
20	0.70083	0.70360	0.70642	0.70929
40	0.50228	0.50580	0.50949	0.51333
60	0.38586	0.38896	0.39224	0.39569
100	0.26145	0.26360	0.26589	0.26831
150	0.18590	0.18742	0.18902	0.19071

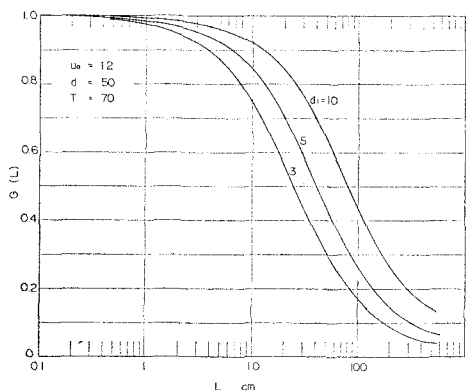


図-3 波長 L と G の関係

には、 $E(f_A)$ を真の周波数 f_0 についてのスペクトルに変換せねばならない。ここで真の周波数 f_0 とは、波長 L の波の静水の中での周波数で、次のように表わされる。

$$f_0 = \frac{c_0}{L} = \frac{k}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{Tk}{\rho}\right) \tanh kd} \dots (34)$$

このスペクトル変換に関しては、Cartright (1963)²⁾ と Barnett & Wilkerson (1967)¹⁾ により、船にとりつけた波高計や飛行機につけたレーダーをある一定速度で移動させて波を測定する場合について、数式的な取扱いとその使用例が詳しく示されている。今回の実験においても事情はこの両者の場合とほぼ同じであるが、流速分布が鉛直方向に一樣でないためより複雑である。

実際の風波は方向性 (directional spreading) をもつので、一般には流れの方向と θ の角度をなして進む波について f_A と f_0 の関係を求め、見かけのスペクトルから真の周波数についての2次元スペクトルを求めるわけであるが、今回のわれわれの場合には、近似的に波は水路軸方向にのみ進行しているものと見なして以下の変換の仕事をこなす。

流速分布を 図-2 の分布で近似すると、波速 c は

$$c = c_0 - U_1 \dots (35)$$

で与えられる (c_0 は式 (27) の根)。したがって f_A は

$$f_A = \frac{1}{L} [c_0 - U_1] \dots (36)$$

または式 (33) の表現を用いると、

$$f_A = f_0 - \frac{1}{L} [U_1 - u_0 G(L)] \dots (37)$$

と表わされる。 f_0 は式 (34) で与えられるので、 k または L を媒介変数として f_A は f_0 と関係づけられている。

いま比較のために吹送流がなく $u_0=0$ としたとき、

$$f_A = f_0 - (U_1/L) \dots (38)$$

において、 U_1 のいろいろの値にたいする f_0 と f_A の関係を $T=70$ dyne/cm として計算すると 図-4 のようになる。波高計では負の f_A も正の f_A と同じに記録するので、 U_1 が大きくなると $f_0 \leq 15$ c/s 程度の範囲で考えても、ある f_A にたいして2つまたは3つの f_0 が対応するようになることがわかる。次に今回のように吹送流が存在して f_A が式 (36) で表わされるとき f_A と f_0 の関係を $U_1=30$ cm/sec, $d_1=5.0$ cm, $T=70$ dyne/cm で U_0 をいろいろな値にとって計算すると 図-5 のようになる。これを 図-4 の $U_1=30$ のカーブとくらべると、

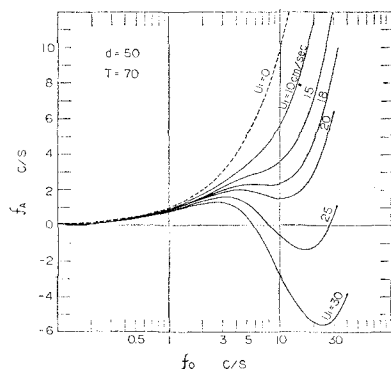


図-4 一樣な逆流に対する f_A と f_0 の関係

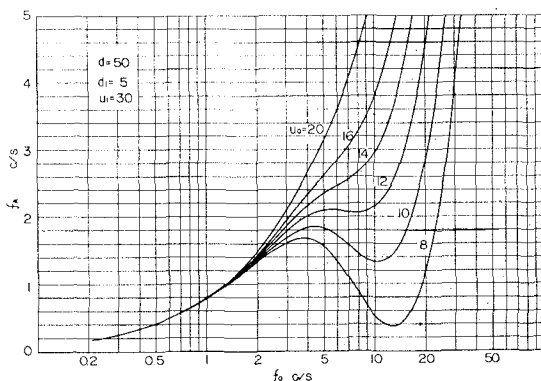


図-5 式 (36), (34) による f_A と f_0 の関係

吹送流が存在することにより f_A がいかに大きく変わることがわかる。また u_0 の値が大きくなると、 f_A から f_0 を求めるときが多価性が消えて、すべての周波数について1対1の対応がつくようになることがわかる。さらに 図-5 で注目すべきことは、 u_0 が 12 cm/sec 前後であると、 $f_A=2.0$ c/s 近くの f_A と f_0 の対応関係に u_0 の値のわずかの差が、非常に大きく影響していることである。このことは、スペクトル変換（とくに高周波数部分を）精度よく行なうためには、吹送流、とくに表面流

速の値を正確に測定する必要のあることを示すとともに、今回の報告では無視してある表面流速の変動の影響もかなり関係するかも知れないことを示唆している。

波の方向分散を無視した今回の場合には、見かけのスペクトル $E(f_A)$ と真のスペクトル $F(f_0)$ の関係は

$$E(f_A) = \sum_s F(f_0) \left| \frac{\partial f_0}{\partial f_A} \right| \dots\dots\dots (39)$$

で表わされる。ここに s は式 (34), (36) によって関係づけられる f_0 と f_A の、すべての対応する値について和をとることを意味する。今回の実験では、ほとんどの場合 f_0 と f_A が 1 対 1 に対応するので、式 (39) を

$$E(f_A) \cdot 4f_A = F(f_0) \cdot 4f_0 \dots\dots\dots (40)$$

とし、この関係から真のスペクトル $F(f_0)$ を求めた。

3. 実験概要

実験は港湾技術研究所の大型風洞水路を使って行なった。この水路の平面略図は図-6のとおりで、測定部は幅 150cm、高さ 130cm の矩形一様断面で、長さ(有効フエッチ)は 28.5 m である。測定部の風上側の上部に

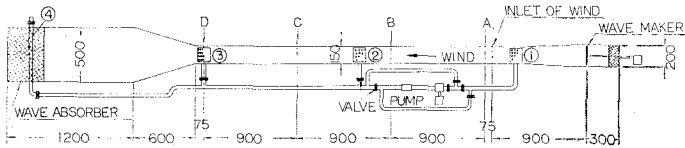


図-6 風洞水路平面略図(単位: cm)

送風機 (50kW) があり、整流金網, honeycomb 等で整流された風は、一様な速度分布で水面上に水平に送り込まれる。風速は送風機モーターの回転数を 0.1rpm の位まで合せて制御する。図-6 の ①, ②, ③ の 3 点では水路床板が多く丸い孔をあけたステンレス板になり、その下に長さ 1.0 m、幅 1.3 m、深さ 1.25 m の水循環用ボックスがついている。④の部分の砂利とステンレスくずによる斜面状の消波装置の下に、多くの丸い孔をあけた径 300mm のパイプが固定されている。①~④の各点は 300 mm のパイプによってポンプ (30kW) と図-6 のように連結され、水路内にいろいろな流れを起こせるようになっており、流量はバルブの開閉で調整する。

今回の実験では、水は④から水路に入り①から出るように循環させ、静水時の水深 50cm で水路内に風と逆方向の流れを生じさせ、その上に風を吹かせて波を起こし、波、水中流速、風等の測定を行なった。実験条件は、流れ(逆流)については Case I として C 点での断面平均流速が $\bar{U}_c \div 28.5$ cm/sec の場合、および Case II として $\bar{U}_c \div 14.0$ cm/sec の場合の 2 つとし、風については送風機の回転数を rpm 200 (A 点での断面平均風速

は $\bar{V}_A \div 5.6$ m/sec) および rpm 300 ($\bar{V}_A \div 8.2$ m/sec) とした 2 つの場合をそれぞれ Case I, II と組合せて、計 4 ケースについて実験を行なった。また比較のために水を流さない場合の波の測定もあわせて行なった。

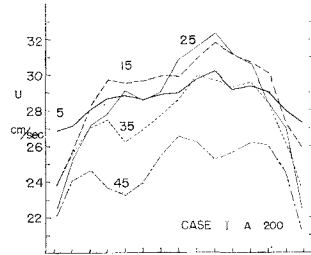


図-7 A 点水平流速分布

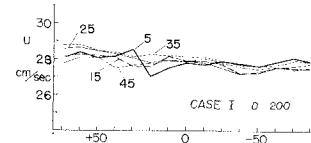


図-8 D 点水平流速分布

はおそれがある。流速の測定例として Case I, rpm 200 の A 点および D 点の水平方向流速分布を図-7, 図-8 に示す。本実験に先立って、D 点より風下の拡大部には整流板や金網を入れて、図-8 からわかるように D 点の流速分布はほぼ一様にしてあるが、下流(風上)側の A 点近くでは水路側面にそっての境界層と吸込口①の影響で、流速分布の一様性が悪くなっている(図-7 参照)。これはいろいろ試みたが直すことができず、このまま実験を行なった。ただ、無風時にはかなり水平方向の一様性が悪い B 点などでも、風があると水面近くの

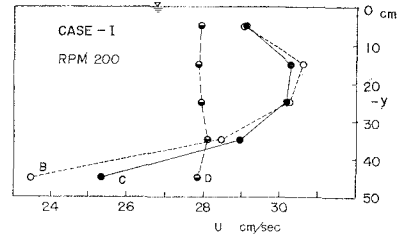


図-9 鉛直流速分布の例

流速の水平分布は一様化される傾向があり、とくに、rpm 300 の水面から 5 cm の分布はほぼ一様になっていた。次に、水平分布をもとに各水深での水路中央 ($l=0$)、風下に向かって左へ 50 cm ($l=-50$) および右へ 50 cm ($l=+50$) の 3 点での流速を平均して求めた各点の鉛直方向流速分布の例として、Case I, rpm 200 のものを図-9 に示す。

前にも述べたように、今回の実験では吹送流のために表面近くの逆流はかなり減少しており、スペクトル変換のためにはそれを正確に測定する必要があった。とくに表面流速の測定にはいろいろの方法を試みたが、最終的にはパラフィン厚さ1 mm以下で径5~7 mmの円盤形に成形して着色したものを水面に流し、それが水路両側面の印をつけた区間を流れる時間をストップウォッチで何回も測定して平均値を求め、それから図-2の分布の u_0 を決めた。また4塩化炭素とトルエンで作った比重 ≈ 1.0 のタマも流して、同一水深内で進むものだけについて時間を測って各水深での大体の流速を求め、これをもとに図-2の d_1 はすべてのケースで5 cmにとった。

波の測定は図-6のB, C, Dの各測定点で、それぞれ $l=0$ (中央)と $l=-50$, $l=+50$ の3点につき、容量型波高計を使って行なった。波高計の出力電圧はデジタルデータレコーダー (DA-TAC-2000) で磁気テープに記録し、計算機による

通常の方法でパワースペクトルを求めた (自由度は約105)。なお、実験における水の表面張力の測定には、du Nouy 表面張力計を用いた。

4. 実験結果の考察

各測点でえられた見かけのスペクトルの幅方向の均一性を調べると、ピーク周波数のずれはほとんどないが、パワーにかなり差があることが多いので (参考文献5) 参照), 幅方向に3つのスペクトルを平均して各測点での見かけのスペクトル $E(f_A)$ とした。この平均スペクトルのうち Case I のものを図-10, 11に示す。流れのない場合とくらべて、フェッチごとにピークの位置があまり変わらないことと、図-10のrpm 200ではピーク付近に、パワーの集中が著しいのが目立つ。これらの $E(f_A)$ から、前に述べたように式(40)の関係で求めた真のスペクトルを図-12, 13に示す。この場合 $T=71$ dyne/cm, $d_1=5$ cmで、 U_1, u_0 は表-3の値を使っている。比較のために流れのない場合のrpm 200での波の

表-3 Case I の U_1, u_0

rpm	測点	U_1 (cm/sec)	u_0 (cm/sec)
200	B	30.5	12.8
	C	30.0	14.0
	D	28.0	14.9
300	B	30.3	19.8
	C	30.3	20.8
	D	29.0	23.0

スペクトル (3点平均で吹送流の補正済み)を図-14に示す。Case IIの場合には U_1 と u_0 とがほぼ同じ程度の値であるため、えられる真のスペクトルは E

(f_A)とあまり大して変わらず、Case Iの結果と流れなしのときとのほぼ中間的性質を示す。図-12のrpm 200, B点のスペクトルの5~8 c/sあたりにないのは、

図-10 見かけのスペクトル (Case I, rpm 200)

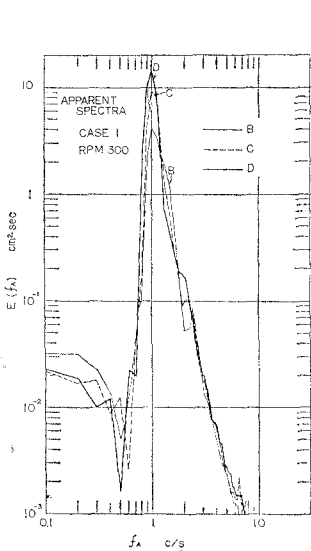
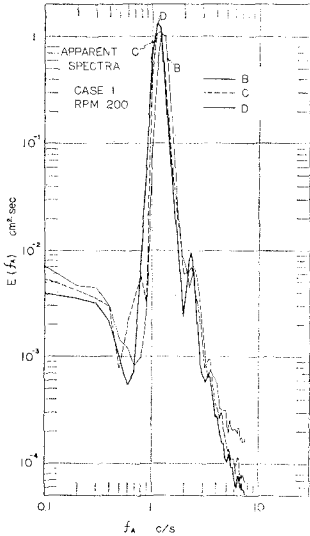


図-11 見かけのスペクトル (Case I, rpm 300)

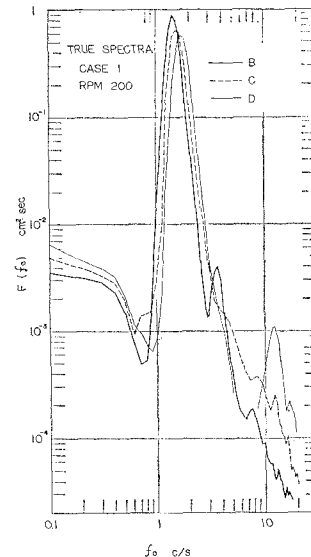


図-12 真のスペクトル (Case I, rpm 200)

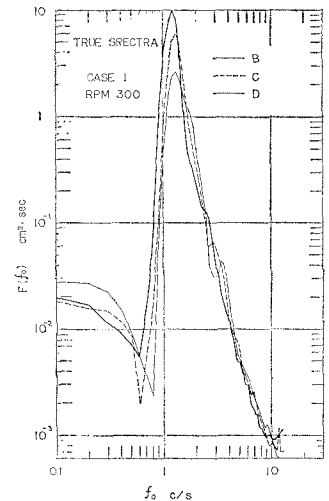
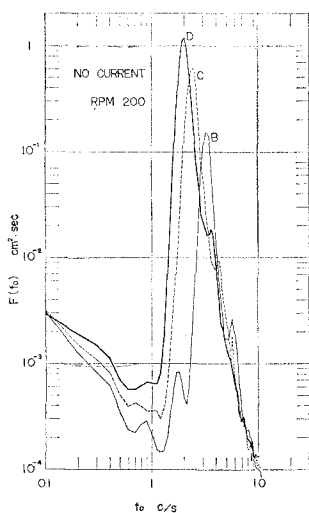


図-13 真のスペクトル (Case I, rpm 300)

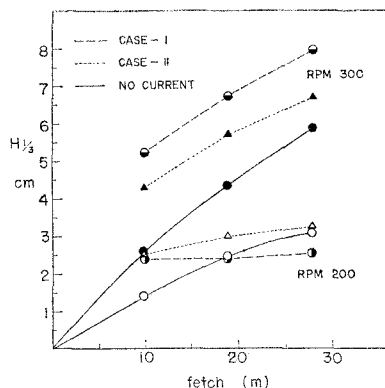


図—14 波のスペクトル
(流れなし rpm 200)

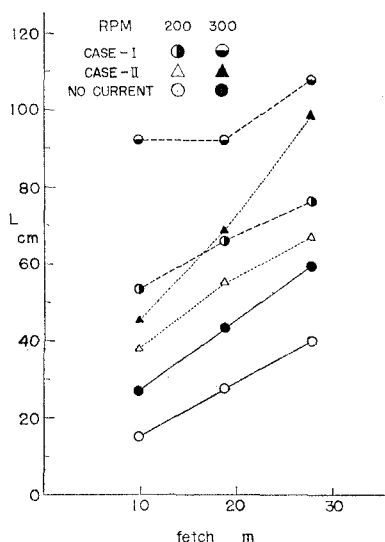
そこでは f_A と f_0 が1対1に対応しないため $F(f_0)$ が簡単には求まらないためである。それはさておき、それより高周波数側でパワーが著しく増加し、12 c/s あたりに目立ったピークが現われているのは、少しおかしい結果かも知れない。このピークは、そもそも図—10の $E(f_A)$ における $f_A = 2.5$ c/s あたりの第2ピークが対応しているもので、前に図—5に関連して述べたような、 U_1 , u_0 等の測定値のわずかの誤差と速度変動の影響、それとあるいは今回は無視している波の方向分散の効果などが重なって、このような少しおかしいことになったのかも知れない。これにくらべ図—13の rpm 300 の場合には、 u_0 が 20~23 cm/sec と大きいので、図—5からわかるように、 $u_0 \approx 12$ cm/sec 近くのと看のような変換のきわどさが少なく、えられた真のスペクトルの高周波数部分もかなり信頼できるものと思われる。

これらの真のスペクトルで特徴的なことは、各風速、各測点とも、流れのない場合よりピークが著しく低周波数側へ寄っており、しかもフェッチの増加にたいするピークのずれがかなり少ないことで、これは後で述べる波長変化の特徴と対応している。一方、図—14にもみられるような、フェッチの増加とともにピーク付近とその高周波数側でパワーが減衰し、低周波数側でパワーが増加するという流れがないときの波のスペクトルの特徴は、図—12, 13のスペクトルにも現われている。また図—12のB点の $f_0 \approx 12$ c/s 近くに現われたかなりのパワーも、いずれその近くの高周波数領域に配分されるべきものであると考え、図—12のCase I, rpm 200では、スペクトルの高周波数成分が流れなしの場合(図—14)とくらべて非常に大きいことがわかる。

次に、フェッチごとの波の大きさを比較するため、ス



図—15 スペクトルより求めた $H_{1/3}$



図—16 卓越波の波長の変化

ペクトルの全パワー $\bar{\eta}^2 = \int_0^\infty E df_A$ から、1つのパラメーターとして Longuet-Higgins⁷⁾ による $H_{1/3}$ を求めてプロットしてみたのが図—15である。また各点の卓越波の波長の変化をみるため、真のスペクトルのピーク周波数に対応した波長を求めると図—16のようになる。両図からわかるように、フェッチの小さい点(B点)では、逆流が大きいときほど波長も波高も大きい、その後のフェッチにたいする増加の割合は逆流の大きいケースの方が大きいとは限らず、とくに波高の増加率は流れなしのときが一番大きい。Case I のB点で波高も波長も大きいのは、実はこの場合、水路風上端ですでにかなりの波が生じているため、これが逆流のある場合の非常に特異な点である。ただしA点における波は、他の測点におけるものとは相当異なり、水路の軸と大きな角度をもってむしろ幅方向に進むようなものも多く、かなりの長周期成分を含むまったく不規則な水面変動である。この特異な波はB点に行くまでにはあまり目立たなくな

るが、A～B間の波の発達には無関係ではないかも知れない。それはともかく、図—15, 16 の結果からみると、Francis & Dudgeon³⁾ がふれたように、逆流がある場合の波の発達に wave age のような要素が支配的であるとはできないようで、また風上端での波の発生は、逆流の存在による波のエネルギー輸送と密接な関係があると思われる。

5. あとがき

以上、逆流のあるときの風波の実験に関連して、直線分布の吹送流にたいする波速を計算し、波の方向分散を無視した場合につき、見かけの周波数と真の周波数の関係を求め、各ケース、各フェッチでの真のスペクトルを求めた。それにより逆流のあるときの風波について二、三の性質がわかったが、同時にスペクトルの高周波数部分の定量的比較のためには、まだ改善する余地のあることも明らかになった。今後スペクトル変換の方法に改良を加えるとともに、流れが波の発達におよぼす影響を系統的に調べてみたい。

最後に、この研究に関連してたびたび有益な助言を頂いた港研の浜田徳一博士に深く感謝します。なお、データ処理と計算には、港研の電子計算機 TOSBAC-3400

を使用した。

参 考 文 献

- 1) Barnett, T. P. & Wilkerson, J. C. (1967): On the generation of wind waves as inferred from airborne radar measurement of fetch limited spectra. J. Mar. Res., Vol. 25, 292-328.
- 2) Cartwright, D. E. (1963): The use of directional spectra in studying the output of a wave recorder on a moving ship. Ocean Wave Spectra, Prentice-Hall, 203-218.
- 3) Francis, J. R. D. & Dudgeon, C. R. (1967): An experimental study of wind-generated waves on a water current. Q. J. Roy. Met. Soc., Vol. 93, 247-253.
- 4) Hunt, N. J. (1955): Gravity waves in flowing water. Proc. Roy. Soc. A, Vol. 231, 496-504.
- 5) 加藤 始・佐野喜久雄 (1970): 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3号 (印刷中)
- 6) Kinsman, B. (1965): Wind Waves, Prentice-Hall.
- 7) Longuet-Higgins, M. S. (1952): On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. Mar. Res., Vol. 11, 245-266.
- 8) Thompson, P. D. (1949): The propagation of small surface disturbances through rotational flow. Ann. N. Y. Acad. Sci., Vol. 51, 463-474.