

# 三本の波高計センサーによる波浪の方向特性の算出法—I\*

## 実験室の風波の方向特性

徳田正幸\*\*

国立防災科学技術センター平塚支所

### A New Method for Measuring the Directional Wave Spectrum of Wind Wave Using an Array of Three Wave Detectors—I

By

Masayuki Tokuda

*Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention*

*No. 9-2, Nijigahama, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254*

#### Abstract

The component wave method and the individual wave method are proposed to estimate the directional spectrum of wind waves by the use of three wave detectors. The former was investigated on the basis of method indicated by Mobarek (1965), while the latter by Tokuda and Toba (1981).

These new analyses were applied to the laboratory wind waves from three wave detectors. The following facts were indicated:

- (1) The individual wave method is the most successful of the methods for the estimation of the two-dimensional characteristics of wind waves from a three-detector array.
- (2) The waves generated by wind in the laboratory have a rather narrow directional spectrum.

#### 1. はじめに

本論文の議論はステレオ写真や波浪計ブイによる計測の場合でなく、空間に固定された波高計センサー群による計測の場合に限定する。方向特性を調べるためには空間的に相異なる三点以上の水面変位の情報が不可欠となる。これらの三点の水面変位の情報は波の場の方向

\* この研究は海洋開発調査研究促進費による「海洋遠隔探査技術の開発研究—波浪・長周期波等に関する研究—」の一環として行なわれたものである。

\*\* 沿岸防災第2研究室。

特性を調べるための最小の情報となる。野外とくに海上での多数の波高計センサーの設置、保守そしてデータの収集は、実験室の水槽の場合に比べて非常に困難となることが多い。このようなことから最小数の波高計センサーによる解析法を研究することはとくに実用的に重要なことである。この論文の目的は三本の波高計センサーによる風波の方向特性に関する算出法を成分波法と個々波法から検討することにある。

個々波法は Tokuda and Toba (1981, 1982) によって確立された方法である。従来広く使われて来た成分波法は瞬間瞬間の水面の実際の起伏をお互に独立に伝播する成分波の線形の重ね合せと仮定しているのに対して、この方法は風波の実体が水面の起伏そのものにあると考えて、起伏を特徴づける波高、周期そして重心の位置で風波の場をパラメータ化するものである。この方法は仮想的な成分波でなく実体波にもとづいているため、得られる物理的に意味のある方向特性に関する分布は方向スペクトルばかりでなく、位相速度分布や波形勾配分布となる。この方法は安定した風向の風が吹く時に発達する比較的単純な波の場に有効であるが、岸による反射波が存在するような二方向以上の方向から同時に伝播してくる複雑な波の場に対してあまり効果的でないと言える。彼らは小型風洞水槽実験を行ない、そこで発生・発達した風波について一次元的な特性をもつと仮定し、二本の波高計センサーによる波高測定を行なった。パワースペクトル分布と一次元位相速度分布に関して、成分波法による結果の詳しい比較を示した。それによると、エネルギーが集中している主要周波数領域において、両者は非常によく一致することが示された。両者のもっとも大きな相違点はスペクトルピーク波の高調波にあった。この波は周期に関してピーク波の半分の値であるが、位相と位相速度に関してピーク波とほとんど同じ値をもつのである。成分波法はこの高調波をピーク波と独立な波として評価するが、個々波法は実体に即して高調波とピーク波を一つの波として評価することである。その結果パワースペクトルにおいて、前者では高周波の周波数のところに第二ピークが存在する分布になるのに対して、後者ではそれが存在しないものになった。また一次元位相速度分布においては上記のことを裏付ける分布が示された。すなわち成分波法の分布では高調波の位相速度の値がほとんどピーク波付近の値と一致し、その結果高周波領域の分布が一様に近いものとなった。一方個々波法の分布は単調に減少するものであった。以上概要したように、波らの研究は方向特性に関して二本の波高計センサーによるため一次元的なものとなった。これは厳密な意味において明らかに完全なものでない。よってこの論文において、個々波に関して次のようなことを明らかにする。第一に Tokuda and Toba の方法を拡張し、三本の波高計センサーによる風波の方向特性に関する算出法を示すこと。第二に彼らの用いた小型風洞水槽を使用して三本の波高計センサーによる実験を行ない、得られたデータにこの方法を適用し、実験室での風波の二次元的な特性を明らかにする。第三に方向スペクトル分布に関して個々波法と後述する成分波法の比較を行ない、両者の特性を明らかにすることである。

成分波法はすでに述べたように水の波の特性をもつ成分波を仮定するもので、Pierson (1952)等によって風波の場のエネルギースペクトル解析として導入されたものである。それ以来風波の研究はほとんどのものがこの成分波にもとづいて行なわれて来た。風波の方向特性の解析にも、この方法が導入された。この方法は個々波法と異なって仮想的な成分波にもとづくために、一般に方向スペクトル分布だけに主眼を置いているように思われる。代表的な方法は Barber (1963) と Mobarek (1965) によって研究された。これらをそれぞれ Barber 法と Mobarek 法と呼ぶことにし、第二章で詳しく議論することにする。最近これらの方法をもとに、方向分解能を高めるための研究がなされた。主なものとして Fujinawa (1974) と Rikiishi (1978) の研究がある。

Fujinawa は Barber 法による分布を見かけの方向スペクトル分布  $\phi_1(\theta, \omega)$  と見なし、下式の各項をフーリエ級数で展開し線形代数方程式を解くことによって真の方向スペクトル  $\phi(\theta, \omega)$  を求めた。

$$\phi_1(\theta, \omega) = \int_{-\pi}^{\pi} H(\theta, \theta') \phi(\theta', \omega) d\theta' \quad (1)$$

ここで、

$$H(\theta, \theta') = 1 + 2 \sum_{j=1}^a \cos k_j (\cos \theta - \cos \theta') X_n + (\sin \theta - \sin \theta') Y_n \quad (2)$$

$\theta, \omega$  そして  $k$  はそれぞれ方位角、角周波数そして波数を示す。 $X_n$  と  $Y_n$  は波高計センサーの間隔で、 $a$  は波高計センサーの総数を表す。関数  $H(\theta, \theta')$  は後で詳しく述べるようにフィルター関数と呼ばれるもので、波高計のセンサーの間隔ベクトル ( $X_n, Y_n$ ) で決められるものである。この方法はセンサーの数が三本では働かず、四本以上にならないと有効にならない。これはたぶん三本のセンサーの場合は極端にクロス・スペクトルの数が少なくなるためと思われる。この方法はセンサー間の最大の間隔の長さできまるある波長の範囲の波に対して、確かに Barber 法に比べて非常に高い分解能を有する分布を示すが、式(1)を解く代数方程式の根の性質等にまだ研究しなければならない点がある。

Rikiishi は方向スペクトル分布をより一般的に、すなわち cross covariance の関係と ergodicity の仮定を用いないで求める方法を考えた。すなわち水面の変位  $\eta_i$  を次式で表し、FFT法を直接的に用いて方向スペクトル分布を得るものである。

$$\eta_i(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M a_{nm} \cos(k_n \cos \theta_{nm} x + k_n \sin \theta_{nm} y + \omega_n t + \xi_{nm}) \quad (3)$$

$$i = 1, 2, \dots, a$$

ここで  $n$  と  $m$  はそれぞれ周波数と方位に関してのバンドの番号を示す。 $\xi_{nm}$  は位相を、 $a_{nm}$  は成分波の振幅を表す。観測点の位置  $(x_i, y_i)$ 、 $i=1, 2, \dots, a$  とすると、 $M \leq a$  とおく。スペクトル密度値は次のように表わされる。

$$\phi_{nm} = \frac{1}{2} a_{nm}^2 / (\Delta f \Delta \theta) \quad (4)$$

ここで  $\Delta f$  と  $\Delta \theta$  はそれぞれ周波数と方位に関してのバンド幅を示す。式(4)から  $\phi_{nm}$  は  $a_{nm}$  から決まることになる。この  $a_{nm}$  の値は観測点での水面変位の情報から求めることができる。各々の観測点での記録は次式で表わされ、振幅  $A_{in}$  と  $B_{in}$  はFFT法で得られる。

$$\eta_i(t) = \sum_n A_{in} \cos \omega_n t + \sum_n B_{in} \sin \omega_n t \quad (5)$$

式(3)と(5)から、 $a_{nm}$  は  $A_{in}$  と  $B_{in}$  で表わされることが分る。よって得られた  $a_{nm}$  の値を代入すれば方向スペクトル分布を得ることができる。さらに Rikiishi は Yefimov ら(1972), Ramamonjiarisoa (1974) そして Kato and Tsuruya (1974) による最近の実験結果すなわち風波の位相速度は水の波のものと一致しないことに注目し、位相速度分と方向スペクトル分布の関係を調べた。その結果位相速度の特性が方向スペクトル分布に重大な影響を及ぼすことを見出した。このようなことから、方向スペクトル分布に虚像(期待しない方向に波のエネルギーピークが存在すること, imaginary peak)が現われるのは仮定した位相速度分布が現実の値に一致しないことによると考え、次のように深海の水の波の位相速度の関係式を変形した。

$$\omega^2 = \alpha g k \quad (6)$$

ここで  $g$  は重力加速度を表わす。 $\alpha = 1$  は正確に深海波の位相速度の関係式となる。方向スペクトル分布にできるだけ虚像が現われないように(6)の  $\alpha$  の値を決めた。この方法はあらかじめ離散化した方向スペクトル密度を設定し、これらの値を最小二乗法で求める点において Mobarek 法と類似していると言える。上記のことにより、この方法はより一般的な算出法を目標とし、センサー数が十分に多く設置できることを前提として、より正常な位相速度分布と方向スペクトル分布を同時に求めることに主眼を置いたものとして意味があると言える。以上がこの研究の概略であるが、次の点に注意をする必要がある。第一に、方向スペクトル分布に表われる虚像を生み出す原因は位相速度の相違ばかりでなく、一般にセンサーの数や配置による可能性があること。第二に、風波の位相速度は吹送流等によって影響されるが、これらの効果を式(6)の形で十分に表わされるか。第三に、この方法は ergodicity の仮定を用いないより一般的な方法であるが、このことは風波の場に対してあまり意味をもたないことと思われる。その理由は次のようなことである。実際の観測においては時間に関して比較的に十分とれるが、空間的にはあまり十分な情報が得られない場合が多い。よって、このような時間と空間に関しての情報量の差を補うためには ergodicity の仮定を導入しなければならないからである。

以上述べたように、成分波法においてとくに三本の波高計センサーの測定に対して、有効

的な方法は現在のところあまりないと思われる。このようなことから、三本の波高計センサーによる方向スペクトルの算出法は、Barber法とMobarek法から検討することにする。実用的に必要なことはエネルギーの高い波の主要進行方位角（方向スペクトル分布のピークの方位角）と方向分散角すなわち主要方位角に対しての標準偏差値（方向スペクトル分布の半値幅）であろう。風波のこれらの特性を含めた方向特性を解析するために、成分波法および個々波法においてどのような方法が有効的であるかを、本論文で明らかにする。

## 2. 成分波法

第一章で述べたように、成分波法は水面の変位を自由に独立に伝播する成分波の重ね合せであると言う仮定に基づいている。その場合成分波の位相速度は必ずしも水の波の位相速度と一致する必要はない。そして風洞水槽の風波の位相速度は水の波のものと一致しないと言う実験事実がある。また方向スペクトル分布はすでに述べたように位相速度の関係に強く依存する性質を有していることである。このようなことから、より合理的な方法は成分波の位相速度に関して仮定を用いず、あらかじめ観測点間の水面変位のクロス・スペクトル分布から位相速度と主要進行方位角を求め、これらの特性に基づいて方向スペクトル分布を解析するものとなる。このような考えで、第2,3節においてMobarek法の解析法を検討した。これを述べる前に、三本の波高計センサーの測定に対してのBarber法とMobarek法の特性について議論する。

これらの方法は cross-covariance の関係とエルゴードの仮定に基づくものである。つまり風波の場合はエルゴード性を有する定常的な random 過程で構成されると仮定する。この仮定によって、covariance 関数  $R$  は時空間全域にわたって平均する必要はなくなる。このことは時間に関して観測を十分に長く行えば、非常に広い水面をカバーするための数多くの波高計センサーを用いる必要性はなくなることを意味する。

二つの波高計センサーの設置点の水面変位  $\eta(x, y, t)$  と  $\eta(x+X, y+Y, t+T)$  間の covariance 関数  $R(X, Y, T)$  を次のように定義する。

$$R(X, Y, T) = \frac{1}{WZS} \int_0^W \int_0^Z \int_0^S \eta(x, y, t) \eta(x+X, y+Y, t+T) dx dy dt \quad (7)$$

ここで  $W, Z$ , そして  $S$  はそれぞれ  $x$  軸方向,  $y$  軸方向として時間軸方向に関しての観測領域を示す。  $X$  と  $Y$  はそれぞれ  $x$  軸方向と  $y$  軸方向に関してのセンサー間の間隔を表わす。 covariance 関数  $R$  と方向スペクトル密度  $E(l, m, f)$  の関係は次のように書ける。

$$R(X, T) = \iiint E(\mathbf{k}, f) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - 2\pi f T)} dl dm df \quad (8)$$

$$\mathbf{k} = (2\pi l, 2\pi m), \quad \mathbf{x} = (X, Y)$$

ここで  $f$  と  $\mathbf{k}$  はそれぞれ周波数と波数ベクトルである。  $l$  と  $m$  はそれぞれ  $x$  軸と  $y$  軸に関しての空間周波数となる。 また  $\mathbf{x}$  はセンサーの間隔を表わすベクトルである。 式(8)から分るように、  $R(\mathbf{x}, T)$  が観測から求まれば  $E(\mathbf{k}, f)$  が示されることになる。  $R(\mathbf{x}, T)$  はエルゴード性の仮定により容易に時間に関する平均によって表わされる。 このことは下式が示すように、 covariance 関数  $R$  から co-spectrum  $Co(\mathbf{x}, f)$  と quadrature spectrum  $Qu(\mathbf{x}, f)$  を求めることによって行なうことができる。

$$Co(\mathbf{x}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\mathbf{x}, T) \cos 2\pi f T dT \quad (9)$$

$$Qu(\mathbf{x}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\mathbf{x}, T) \sin 2\pi f T dT$$

式(8)と(9)から

$$Co(\mathbf{x}, f) + i Qu(\mathbf{x}, f) = \iint_{\infty} E(\mathbf{k}, f) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} dldm \quad (10)$$

式(10)を逆変換し

$$E(\mathbf{k}, f) = \iint \{ Co(\mathbf{x}, f) + i Qu(\mathbf{x}, f) \} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} dXdY \quad (11)$$

式(10)と(11)がエルゴード性と covariance の関係にもとづく方向スペクトル分布を求める基本式と言える。 Barber 法と Mobarek 法はこれらの基本式にもとづくものである。 これらの方法の基本的な特性を、 図1で示す三本の波高計センサーのデータで調べる。

解析する波の場は、 第一に既知の single wave の場で、 第二に Tokuda and Toba (1981) の小型風洞水槽実験の風波の場と同じ場とした。 第二の結果は第3章で個々波法の結果とともに示す。

三本の波高計センサーの配置図を図1に示す。 三本のセンサーの設置点をそれぞれ  $G_1, G_2, G_3$  とおく。 これらの間隔を表わすベクトル  $\overrightarrow{G_1G_2}, \overrightarrow{G_2G_3}, \overrightarrow{G_1G_3}$  に関して、 それぞれ  $X_1(X_1, Y_1), X_2(X_2, Y_2)$  そして  $X_3(X_3, Y_3)$  とする。 さらに  $MG_1 = l_1, MG_2 = l_2, MG_3 = l_3$  と置く。 間隔ベクトルの角度と大きさをそれぞれ  $\alpha_i$  と  $D_i (i=1, 2, 3)$  とすると、 次式の関係を得る。

$$\left. \begin{aligned} X_i &= D_i \sin \alpha_i, & Y_i &= D_i \cos \alpha_i, & i &= 1, 2, 3 \\ D_1 &= (l_1^2 + l_2^2)^{1/2}, & D_2 &= (l_2^2 + l_3^2)^{1/2}, & D_3 &= l_1 + l_3 \\ \alpha_1 &= \tan^{-1}(l_2/l_1), & \alpha_2 &= -\tan^{-1}(l_2/l_3), & \alpha_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

使用したセンサーの配置は表1で示したように三種類のものであった。 式(12)から分るように、 波高計センサーの配置は  $l_i (i=1, 2, 3)$  の値を与えればすべて決まることになる。 図1

で示した single wave は, 下式の long crest 波で表わされる.

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \sqrt{2} \cos(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x} - 2\pi ft) \\ \mathbf{k}_0 &= (k_0 \sin \theta_0, k_0 \cos \theta_0), \quad k_0 = |\mathbf{k}_0| \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

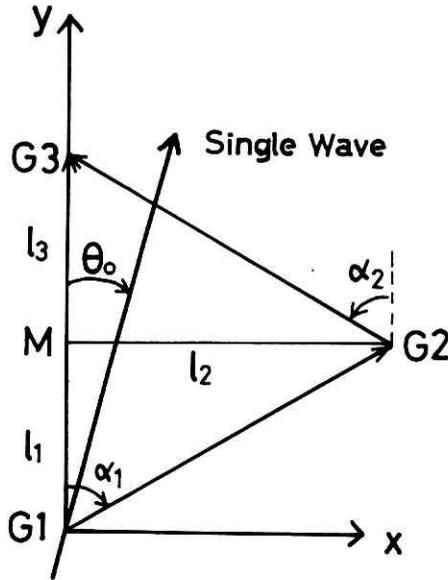


図1 三本の波高計センサーの配置. G1, G2, G3 は三本の波高計センサーの設置点を,  $\theta_0$  は single wave の進行方位角を示す.

Fig. 1 Arrangement of three wave detectors for single wave train. The symbols G1, G2 and G3 are the positions of these detectors. The symbol  $\theta_0$  is the direction of a single wave train.

表1 波高計センサーの配置

Table 1 Arrangement of three wave detectors for a single wave train.

配置の種類	$l_1$	$l_2$	$l_3$
正三角形型 (Type A)	2.00 <sup>cm</sup>	3.46 <sup>cm</sup>	2.00 <sup>cm</sup>
二等辺三角形型 (Type B)	2.01	4.39	2.00
直線型 (Type C)	2.00	0.00	2.00

## 2.1 Barber 法の特徴

この方法は式(11)を基本式としている. この式の右辺における Co-spectrum,  $Co$  と quadrature spectrum,  $Qu$  の値は, センサーの間隔が存在するところだけしか分らない. よっ

てこの方法はそれ以外のところでの  $Co$  と  $Qu$  の値をすべてゼロと仮定した。この仮定によって、得られる方向スペクトル分布は真の  $Co$  と  $Qu$  の値にデルタ関数  $h(\mathbf{x})$  をかけた値の和となる。この関数はセンサーの間隔が存在するところで1となり、それ以外のところすべてゼロとなる。それ故に得られる方向スペクトル密度は、真の方向スペクトル密度に  $h(\mathbf{x})$  のフーリエ変換した関数  $H(\mathbf{k})$  の convolution となる。この関数をフィルター関数と呼ぶことにする。フィルター関数  $H(\mathbf{k})$  は後で証明するように使用した波高計セットの方向特性を表わしている。よって設置した波高計の方向特性は、あらかじめフィルター関数  $H(\mathbf{k})$  の分布を調べることによって知ることができる。上述した仮定から、式(11)は下式に変形できる。

$$E(\mathbf{k}, f) = \sum_{n=-a}^a \{ Co(\mathbf{x}_n, f) \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n + Qu(\mathbf{x}_n, f) \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n \} \quad (14)$$

さらに  $(X_{-n}, Y_{-n}) = (-X_n, -Y_n)$  として  $Co(X_{-n}, Y_{-n}, f) = Co(X_n, Y_n)$  と  $Qu(X_{-n}, Y_{-n}) = -Qu(X_n, Y_n, f)$  により式(14)は

$$E(\mathbf{k}, f) = Co(0, f) + 2 \sum_{n=1}^3 \{ Co(\mathbf{x}_n, f) \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n + Qu(\mathbf{x}_n, f) \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n \} \quad (15)$$

ここで波高計センサーの数  $a$  を3とした。また  $Co(0, f)$  はセンサーG1のパワースペクトルとなる。同様にフィルター関数  $H(\mathbf{k})$  は

$$H(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} dXdY = 1 + 2 \sum_{n=1}^3 \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n \quad (16)$$

式(16)はセンサーの間隔の値だけで求められる。他方式(15)はそれらの値とともにクロス・スペクトル  $Co(\mathbf{x}_n, f)$  と  $Qu(\mathbf{x}_n, f)$  の値が必要となる。以上のことにより、Barber 法の方向スペクトル分布の算出式が示された。よって式(13)で与えられた single wave の場について式(15)と(16)を実際に計算し、この方法の特性を明らかにする。

観測点 G1, G2, G3 での single wave の水面変位をそれぞれ  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  とおく。さらに観測点 G1 での single wave の位相を便宜的にゼロと仮定すると、各々の観測点の水面変位は下式となる。

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \sqrt{2} \cos 2\pi ft \\ \eta_2 &= \sqrt{2} \cos(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_1 - 2\pi ft) \\ &= (\sqrt{2} \cos \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_1) \cos 2\pi ft + (\sqrt{2} \sin \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_1) \sin 2\pi ft \\ \eta_3 &= \sqrt{2} \cos(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_3 - 2\pi ft) \\ &= (\sqrt{2} \cos \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_3) \cos 2\pi ft + (\sqrt{2} \sin \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_3) \sin 2\pi ft \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

周波数バンド幅を  $\Delta f$  とすると、この single wave のエネルギー密度値は後述する式(35)より  $1/\Delta f$  となる。よって式(15)に便宜的に  $\Delta f$  をかけておく。その結果  $Co(0, f)=1$  となり、クロス・スペクトル  $Co$  と  $Qu$  は式(37)から下式で示される。

$$\left. \begin{aligned} Co(x_1, f) &= \cos k_0 \cdot x_1, & Qu(x_1, f) &= \sin k_0 \cdot x_1 \\ Co(x_2, f) &= \cos k_0 \cdot x_2, & Qu(x_2, f) &= \sin k_0 \cdot x_2 \\ Co(x_3, f) &= \cos k_0 \cdot x_3, & Qu(x_3, f) &= \sin k_0 \cdot x_3 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式(18)は図1に示した間隔ベクトル  $x_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) の正の方向に沿って求めたものである。式(18)を式(15)に代入すると次式を得る。

$$E(k, f) = 1 + 2 \sum \cos \{ x_i \cdot (k - k_0) \} \quad (19)$$

フィルター関数式(16)と方向スペクトル分布式(19)を比較すると、後者は前者の原点を  $k_0$  だけ移動させた分布であることが分る。このように波数ベクトル  $k_0$  の single wave に対して、Barber法で得られる方向スペクトル分布はフィルター関数  $H(k - k_0)$  と一致した。Barberはこのことを図2で図式的に示した。この図は彼の論文の図3.2.3に対応するものである。図中の点線の分布は  $H(k)$  の分布で、円形の実線上の分布は  $H(k - k_0)$  又は  $E(k, f)$  の分布となる。以上のことにより、Barberの方法の特性は式(16)又は式(19)を調べることによって明らかにされることが示された。具体的に表1にある三種類の配置について計算することにする。これを実行するまえに、式(16)と(19)を計算しやすい形に変形しておく。

$$H(l, m) = 1 + 2 \{ \cos 2\pi (lX_1 + mY_1) + \cos 2\pi (lX_2 + mY_2) + \cos 2\pi (lX_3 + mY_3) \} \quad (20)$$

$$E(\chi, \theta) = 1 + 2 \{ \cos [P_1 (\cos(\theta - \alpha_1) - \cos(\theta_0 - \alpha_1))] + \cos [P_2 (\cos(\theta - \alpha_2) - \cos(\theta_0 - \alpha_2))] + \cos [P_3 (\cos(\theta - \alpha_3) - \cos(\theta_0 - \alpha_3))] \} \quad (21)$$

$$P_i = kD_i = 2\pi (D_i/D_3) \chi, \quad \chi = D_3/\lambda, \quad i=1, 2, 3 \quad (22)$$

ここで  $k = 2\pi/\lambda$  で、 $\lambda$  は波長を示す。図3は  $l, m > 0$  の領域でのフィルター関数を表わしたものである。これは式(20)に三種類の波高計センサーの間隔値を代入して得られたものである。この図によると、正三角形 (Type A) は Barber が図2で示したように、波長が大きい—空間周波数が小さい領域ではほぼ円形をなす分布となる。他方、二等辺三角形 (Type B) は楕円形の分布となった。その長軸方向はセンサー間隔がもっとも短い  $y$  軸方向に対応する  $m$  軸方向となっている。直線型 (Type B) は  $y$  軸方向にしか波高計間隔ベクトルが

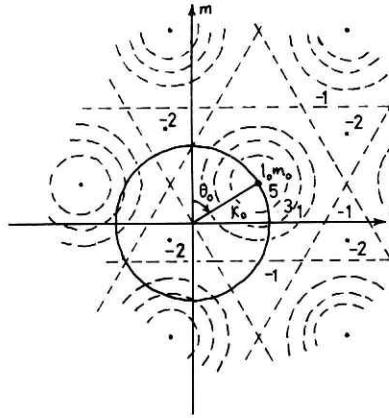


図2 波数ベクトル  $k_0$  とフィルター関数 (Barber (1963) より)

Fig. 2 Relation between the filter function  $H$  and the wave number vector  $k_0$  for a single wave train using Type A array. This figures was indicated by Barber (1963).

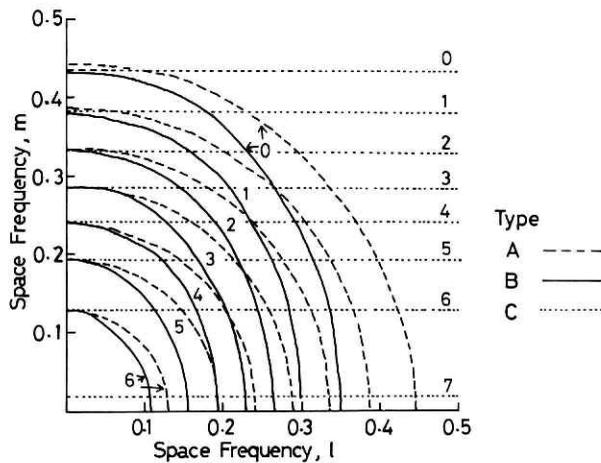


図3 Barber 法のフィルター関数

Fig. 3 Calculations of the filter function  $H$  for a single wave train using Type A, Type B, and Type C arrays.

存在しないので、 $l$  軸に平行な分布となった。このようにフィルター関数の特性が明らかになったので、これをもとにして single wave に対しての方向スペクトル分布を求めることができる。これは式(21)に波高計の間隔ベクトルの値を代入すれば得られる。ここで single wave の進行方位角  $\theta_0$  を 0 とおく。このような波に対しての方向スペクトル分布は式(21)から分るように  $\theta$  に関して対称なものとなる。図4はセンサー配置正三角形 (Type A) と二等辺三角形型 (Type B) による single wave の方向スペクトルを示している。この分布はピーク値で規格されている。この図から、次のことが分る。第一に両方の配置による結果はお

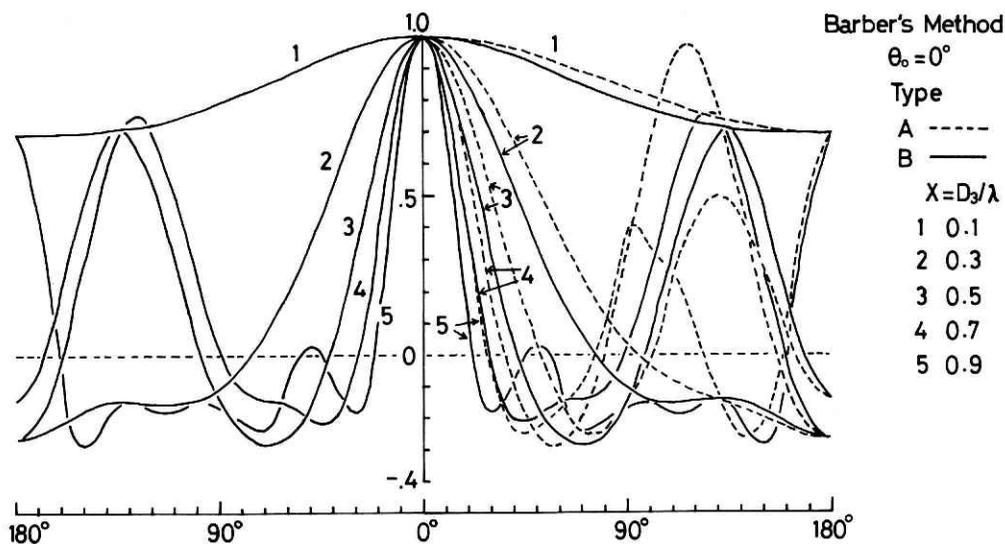


図4 波高計センサーの配置 Type A (正三角形型) と Type B (二等辺三角形型) に対しての single wave ( $\theta_0 = 0$ ) の方向スペクトル分布

Fig. 4 Results of calculation for Type A and Type B arrays for a single wave train with  $\theta_0 = 0$ .

互にほぼ類似的な分布となった。すなわち、single wave の波長が代表的なセンサー間隔  $D_3$  に近づくほど小さくなると、進行方向付近における分布の形は鋭く尖るが、90度から180度そして-90度から-180度の範囲に虚像ができることである。第二に、二等辺三角形は正三角形に比べて、 $\theta_0 = 0$  に関して進行方向付近においてより高い方向分解能となるが、 $\theta_0 = 90^\circ$

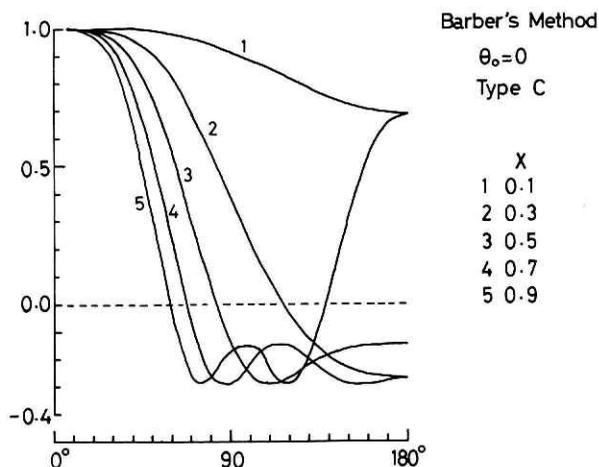


図5 波高計センサーの配置 Type C (直線型) に対しての single wave ( $\theta_0 = 0$ ) の方向スペクトル分布。

Fig. 5 Calculation for Type C array for a single wave train with  $\theta_0 = 0$ .

では逆に低い分解能となる。他方、直線型 (Type C) の結果は図5に示した。この図から分るように、直線型も上記のタイプと類似した分布をもつが、次のような相違をもつ。このタイプは  $\theta_0=0$  の場合において  $\chi \leq 0.7$  の範囲においてあまり虚像を有しないが、その反面進行方位角付近の方向分解能に関して鋭くない。最大の欠点は  $\theta_0 \neq 0$  の場合つまり波高計のセンサーの方向と single wave の進行方向とが一致しない場合、 $\pm \theta_0$  の方向にピークをもつ対称的な分布となり、波の進行方位角が決定できないことである。このことは実際に図6 ( $\theta_0=60$ 度) の結果から示される。以上のことにより、Barber 法の特性は次のようにまとめることができる。

- (1) 測定したい波の波長に対して代表的な波高計センサーの間隔を 0.1 から 0.5 までの範囲の値にとれば、正常な主要進行方位角と比較的に虚像の少ない方向スペクトル分布を得ることができる。
- (2) 波長によって方向分解能が異なる。すなわち波長が代表的な波高計センサーの間隔に近くなるほど小さくなるにつれて、進行方位角付近の方向分解能は高くなるが、その反面それ以外のところで虚像が現われる。
- (3) 波高計センサーの配置 正三角形型、二等辺三角形型そして直線型において、正三角形型と二等辺三角形型のはほとんど同じ方向スペクトル分布を有するが、直線型の場合  $\theta=0$  の軸に対して常に左右対称の分布となるので、波の主要進行方位角を決定することはできない。

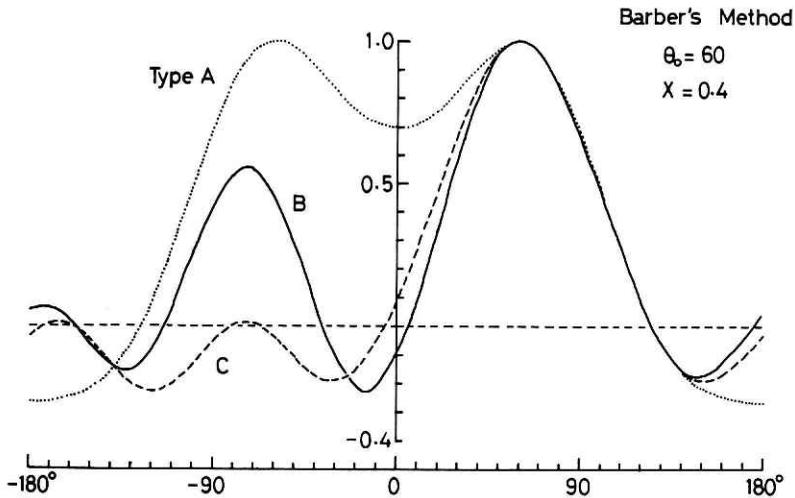


図6 進行方位角  $\theta_0 = 60$  度に対しての single wave ( $\chi = D/\lambda = 0.4$ ) の方向スペクトル分布。ここで  $\chi$  と  $D$  をそれぞれ無次元波数、代表的なセンサー間隔の長さそして波長を表す。

Fig. 6 Calculation for a single wave train with  $\theta_0 = 60^\circ$  and  $\chi = 0.4$ . Nondimensional wave number  $\chi$  is defined as  $D_3/\lambda$ , where  $\lambda$  is the wave length and  $D_3$  the typical span between the wave gauges.

ここで注意すべきことは、single wave の真の方向スペクトル分布は波長に依存せず、 $\theta_0$  の方位角でのみ値が存在するきわめて幅の狭い分布であることである。このことから考えると、三点の観測点の情報にもとづく Barber 法は波の主要進行方位角に関して信頼できる値を与えるが、その主要方位角に対しての方向分散（方向スペクトル分布の半値幅）に関してはあまり良くない。この方法による single wave の半値幅は  $0.1 \leq \chi \leq 0.5$  に対して約80度となった。

## 2.2 Mobarek 法の特徴

この方法は式(10)を基本式としている。この式の左辺の値は波高計の水面変位記録間のクロス・スペクトルから求められる。これらの値により、右辺の方向スペクトル密度  $E(\mathbf{k}, f)$  を求めればよい。この方法はいくつかのある特定の方向にしか波のエネルギーが存在しないと仮定し、次のように式(10)を変形した。

$$Co_i(f) + iQu_i(f) = \sum_{j=1}^d E_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{x}_i} \quad , \quad i=1, 2, \dots, a \quad (23)$$

ここで  $a$  と  $d$  はそれぞれセンサー間隔の個数と未知数  $E_j$  の個数を表わす。上式は  $E_j$  での線形連立一次方程式となる。解が確定するためには  $d$  に関して次の条件を必要とする。

$$d \leq 2a+1 \quad (24)$$

安定した方向スペクトル分布を得るために、式(23)を最小2乗法で解く。すなわち式(23)を次式で表わすと、

$$\sum_{j=1}^d A_{ij} E_j = B_i \quad , \quad i = 1, 2, \dots, 2a+1 \quad (25)$$

最小2乗法によって、式(25)は次のような連立一次方程式となる。

$$\sum_{j=1}^d C_{sj} E_j = D_s \quad s=1, \dots, d \quad (26)$$

$$C_{sj} = \sum_{i=1}^{2a+1} A_{is} A_{ij} \quad , \quad D_s = \sum_{i=1}^{2a+1} B_i A_{is} \quad (27)$$

式(26)が Mobarek 法による方向スペクトル分布の算出式である。Barber 法と同様に single wave の解析を上式を使って行なう。Barber 法で得られた結果から、ここではセンサーの配置として正三角形型と二等辺三角形型だけを考えることにする。またこれら両者はあまり本質的な相違がないと推測されるので、とくに正三角形型について詳しく調べることにする。この方法のもっとも大きな特性は、観測点の配置と無関係に評価する離散的なエネルギーの方位角を設定できることである。それらの方位角の点の数は式(24)よりセンサーの個数で制限される。一般的にはあらかじめ波がどの方位から伝播して来るのか分からないので、センサーを方位に関して均等に設置し、それらの設置点にもとづいて方向スペクトル分布を求める

ものである。しかし本論文ではセンサーの数が最小数であるために、評価する離散的エネルギーの方位角を均等にとることは、明らかに高い方向分解能を期待することはできない。このようなことから安定したかつ分解能が高い分布を得るために、 $d=4$  そして波の主要進行方位角  $\theta_0$  があらかじめ分っていると仮定して、次のような主要進行方位角付近に集中した離散的なエネルギーの方位角  $\theta_j$  を設定した。

$$\theta_j = \theta_0 + (2.5 - j)\Delta\theta, \quad j=1, 2, 3, 4 \quad (28)$$

ここで  $\Delta\theta$  は方向分解能を表わすパラメータである。上式の離散的なエネルギー配列によって得られる方向スペクトル分布は、波の主要進行方位角  $\theta_0$  を中心に左右対称の二点の方位で表わされるものとなる。よって式(27)は次のように書ける。

$$[A_{ij}] = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \cos(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_1) & \cos(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_2) & \cos(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_3) & \cos(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_4) \\ \cos(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_1) & \cos(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_2) & \cos(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_3) & \cos(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_4) \\ \cos(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_1) & \cos(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_2) & \cos(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_3) & \cos(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_4) \\ \sin(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_1) & \sin(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_2) & \sin(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_3) & \sin(\mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{k}_4) \\ \sin(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_1) & \sin(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_2) & \sin(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_3) & \sin(\mathbf{x}_2 \cdot \mathbf{k}_4) \\ \sin(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_1) & \sin(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_2) & \sin(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_3) & \sin(\mathbf{x}_3 \cdot \mathbf{k}_4) \end{pmatrix} \quad (29)$$

$$[B_i] = [Co(0, f), Co(\mathbf{x}_1, f), Co(\mathbf{x}_2, f), Co(\mathbf{x}_3, f), \\ Qu(\mathbf{x}_1, f), Qu(\mathbf{x}_2, f), Qu(\mathbf{x}_3, f)] \quad (30)$$

$$\mathbf{x}_i \cdot \mathbf{k}_j = P_i \cos(\theta_j - \alpha_i) \quad (31)$$

$P_i$  は式(22)と同じものである。よって式(26)はセンサーの間隔  $\mathbf{x}_i$  (又は  $D_i$  と  $\alpha_i$ ) ( $i=1, 2, 3$ ), 方向分解幅  $\Delta\theta$  そして無次元波数  $\lambda$  を与えると解くことができる。

図7は正三角形型と二等辺三角形型に対しての結果である。single waveの進行方位角  $\theta_0$  は0とし、方向分解幅のパラメータ  $\Delta\theta=20$ 度である。また図8は図7において  $\theta_0=60$ 度、 $\lambda=0.4$ とした時の結果である。これらの図から次のことが明らかにされる。 $\Delta\theta$ を一定にすれば、Barber法の結果と異なって、Mobarek法のは波の波長にほとんど依存しない方向スペクトル分布を示すことができる。そして評価する方向の範囲  $2\Delta\theta$  を波が伝播して来る方向の範囲に一致するよにとれば、ほとんど虚像が生じない高い方向分解能をもつ分布を得ることができる。他方、この方法はあらかじめ主要進行方位角  $\theta_0$  と方向分解能  $\Delta\theta$  を与えなければならない欠点をもつ。前者については後述するようにあらかじめ求める方法があるが、後者については今のところ妥当な値を求める方法がない。よって  $\Delta\theta$  についていろいろな値を代入して、得られた分布から妥当な  $\Delta\theta$  の値を評価しなければならない。これに

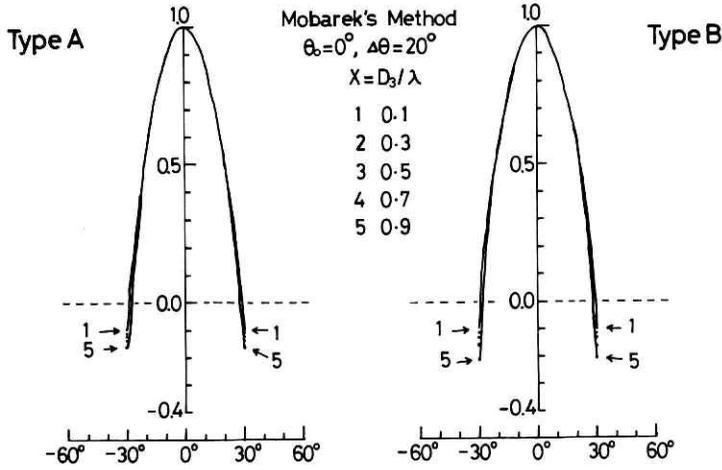


図7 波高計センサーの配置 Type A (正三角形型) と Type B (二等辺三角形型) に対しての single wave ( $\theta_0 = 0$ ) の方向スペクトル分布.

Fig. 7 Results of calculation for Type A and Type B arrays for a single wave train with  $\theta_0 = 0$ .

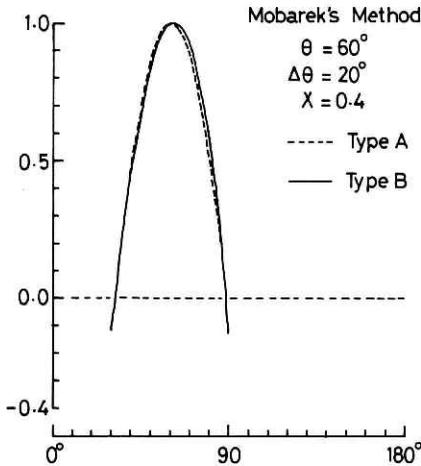


図8 進行方位角  $\theta_0 = 60$  度に対しての single wave ( $X = 0.4$ ) の方向スペクトル分布.

Fig. 8 Calculation for a single wave train with  $\theta_0 = 60^\circ$  and  $X = 0.4$ .

ついて、正三角形の場合で考察する。得られた方向スペクトル分布と  $\Delta\theta$  の関係は図9に示された。この図においては、(a)  $X = 0.1$  と (b)  $X = 0.9$  について調べた。(a) の場合は波の波長はセンサーの間隔  $D_3$  の10倍の長さに対応するものである。このような波の分布は  $\Delta\theta$  が14度以下になると不安定なものとなる。すなわち  $\Delta\theta$  が14度付近まで小さくなると、分布は  $\theta_0$  に関して非対称な分布になり、さらに  $\Delta\theta$  が小さくなると虚像を形成するものとなる。(b) の場合は波の波長はセンサー間隔  $D_3$  に近い長さに対応する。このような波は逆に  $\Delta\theta$  が50度以上になると、不安定な分布となる。よって Mobarek の方法は波長が短いほど方向分解幅  $\Delta\theta$  を小さくすることができ、方向分解能を高められるのである。このような傾向は

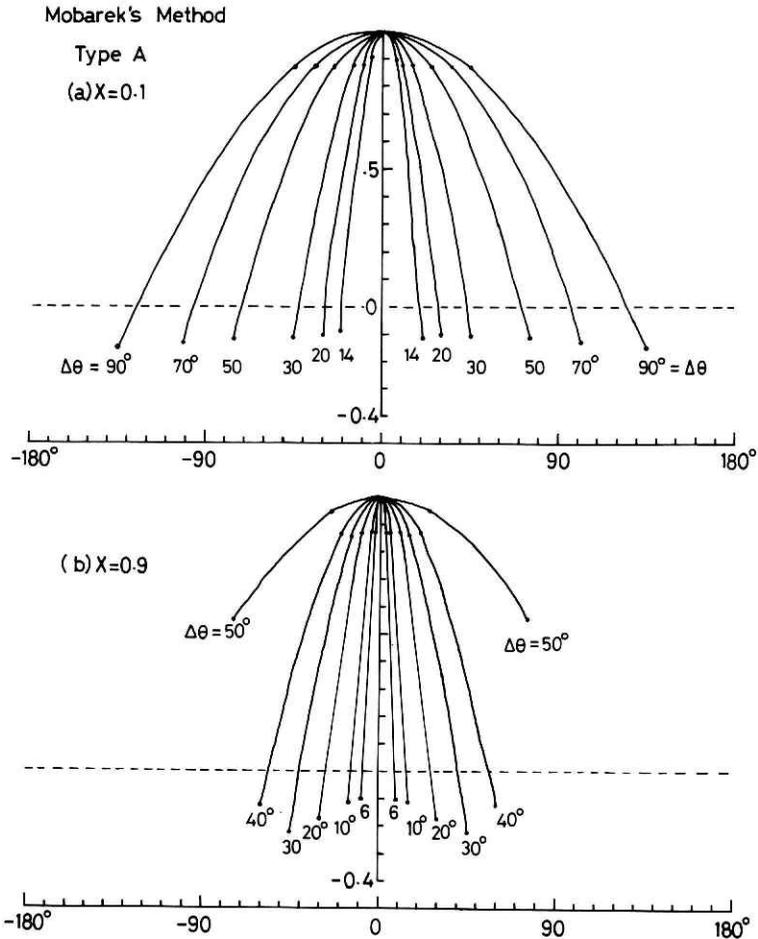


図9 方向スペクトル分布と方向分解幅  $\Delta\theta$  の関係。

Fig. 9 Dependence of value of  $\Delta\theta$  on the spectral spreading. The symbol  $\Delta\theta$  indicates the width of directional resolution.

Barber 法の結果(図4)と非常に類似している。実際の風波は single waveのようなコヒーレンスの値が常に1となる波ではないので、波の波長がセンサー間隔  $D_3$  の長さに近づくとつれて、センサー間のコヒーレンスが落ち、信頼のあるクロス・スペクトル分布が得られないことである。このようなことから、風波の場合  $\chi$  をあまり大きくすることはできないと言える。以上のことから Mobarek 法の特性をまとめると次のようになる。

- (1) あらかじめ波の主要進行方位角  $\theta_0$  と適切な方向分解幅  $\Delta\theta$  が与えられるならば、得られる方向スペクトル分布は波長にほとんど依存しない正常な分布となり、方向分解能に関して Barber の分布より高いものである。
- (2) 方向スペクトル分布は方向分解幅  $\Delta\theta$  に強く依存する。波の波長が代表的なセンサー

間隔  $D_3$  に近いほど小さくすればするほど、狭い方向スペクトル分布が得られる。

図9の結果から single wave の場合  $0.1 \leq \lambda \leq 0.9$  の範囲に対して、適切な  $\Delta\theta$  の値は約 20度であると考えられる。前述したように、single wave の真の方向スペクトル分布は  $\theta = \theta_0$  の方位角のところしかエネルギーが存在しないものである。上述した幅のある分布となる主要な原因はセンサーの数が少ないことにある。よってセンサーの数が少ない場合の方向スペクトル分布は主要な進行方位角に関して正確な値を示すが、分布の広がりに関しては信頼性があるものを示さないことである。ここで注意すべきことは、三本のセンサーの場合においても、single wave の進行方位角と離散エネルギーが存在する方位角が正確に一致する時は、真の方向スペクトル分布を得ることができる。

以上述べたように、Barber 法と Mobarek 法について計算法及び特性を明らかにした。結論されたことは、解析したい波の場において成分波の主要方位角があらかじめ分かっている場合には、Mobarek 法は次のことにより Barber 法より優れていることである。前者は成分波の主要進行方位角付近に密にエネルギーを評価する方位角をとることができるために、後者に比べて方向分解能を高めることができ、かつ虚像の少ない方向スペクトル分布をもつからである。このようなことから、三本の波高計センサーによる方向スペクトル分布の解析法として、この章の初めで述べた Mobarek 法に基づく解析法を開発することにした。この方法を集中化された離散エネルギー法 (Modified Mobarek Method) と呼ぶことにする。成分波の主要進行方位角  $\theta_0$  と位相速度分布は、後の節で詳しく述べるが、方向スペクトル分布を求める前にクロス・スペクトル分布から得ることができる。位相速度の関係すなわち波の周波数と波長の関係は single wave の場合では必要でなかったが、風波の場合は必要となる。

### 2.3 集中化された離散エネルギー法 (Modified Mobarek 法)

この方法は前節で述べたように Mobarek 法にもとづくもので、成分波の方向スペクトル分布を評価する前に成分波の主要進行方位角をあらかじめ求めねばならない。また成分波の分散関係を仮定しない場合、この関係もあらかじめ求めておくことが必要となる。これらのことは、すでに述べたように、波高計センサー間の水面変位のクロス・スペクトルから同時に得ることができる。FFT法からクロス・スペクトルを求める方法は Taira (1971) によって示されている。それを使って具体的に示すことにする。

ある観測点から得られた長さ  $\tau$  時間の水面変位  $\eta$  を  $\Delta t$  時間ごとに読み取ることにする。データ個数は  $n$  個とする。  $j$  番目の水面変位  $\eta_j$  を次のようにおく。

$$\eta_j = \eta(j\Delta t) = Z(i\Delta t) \quad , \quad j=1, \dots, N \quad (32)$$

ここで  $N = \tau / \Delta t$

$$Z(j\Delta t) = \sum_{i=0}^{N/2} \left\{ A_i(Z) \cos \frac{2\pi}{N} ij + B_i(Z) \sin \frac{2\pi}{N} ij \right\} \quad (33)$$

$$\frac{2\pi}{N} ij = 2\pi f_i t_j, \quad f_i = \frac{i}{T}, \quad t_j = j \Delta t \quad (34)$$

$A_i$ と $B_i$ はそれぞれ正弦波と余弦波の振幅を表わす。FFT法によれば、式(32)の $A_i$ と $B_i$  ( $i=0, 1, \dots, N/2$ )が直接的に求められる。よって自由度2に対して周波数 $f_i$ の成分波のエネルギー密度は

$$\phi_i = \phi(f_i) = \frac{1}{2\Delta f} (A_i^2 + B_i^2) = \frac{\tau}{4} (A_i^2 + B_i^2) \quad (35)$$

$$\Delta f = 2/\tau, \quad i = 0, 1, \dots, N/2$$

これは一次スペクトルと呼ばれる。信頼のあるスペクトルすなわち二次スペクトルを得るためには、この分布にフィルターをかけて平滑化すればよい。

別の観測点での水面変位も、次のように同様に表わされる。

$$W(j\Delta t) = \sum_{i=0}^{N/2} \{A_i(W) \cos \frac{2\pi}{N} ij + B_i(W) \sin \frac{2\pi}{N} ij\} \quad (36)$$

これら二点間のクロス・スペクトルすなわち co-spectrum  $Co(f_i)$ と quadrature spectrum  $Qu(f_i)$ は次のように示される。

$$Co(f_i) = \frac{\tau}{4} \{A_i(Z) A_i(W) + B_i(Z) B_i(W)\} \quad (37)$$

$$Qu(f_i) = \frac{\tau}{4} \{A_i(Z) B_i(W) - A_i(W) B_i(Z)\}$$

これらの分布にフィルターをかけて平滑化すれば、信頼のある分布を得ることができる。平滑化された分布から、次のようなコヒーレンス  $R(f)$ と位相差  $\nu(f)$ が求められる。

$$R(f) = \sqrt{\frac{Co^2(f) + Qu^2(f)}{\phi_z(f) \phi_w(f)}} \quad (38)$$

$$\nu(f) = \tan^{-1} (Qu(f)/Co(f)) \quad (39)$$

ここで $\phi_z$ と $\phi_w$ はそれぞれの測定点でのエネルギー密度を表わす。周波数 $f$ の成分波に対して二組の位相差が与えられれば、その主要進行方位角と位相速度 $C$ が求められる。センサーG1とG3の記録から得られる位相差を $\nu_{13}$ とし、センサーG1とG2の記録に対して $\nu_{12}$ とすると、それぞれの位相差に対する時間 $t$ は次のようになる。

$$t_{13} = \nu_{13} / (2\pi f), \quad t_{12} = \nu_{12} / (2\pi f) \quad (40)$$

これらの時間から、成分波の $\theta_0$ と $C$ が次のように示される。

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left\{ \left( \frac{l_1}{l_2} \right) - \left( \frac{l_1 + l_3}{l_2} \right) t \right\}, \quad t = t_{12} / t_{13} \quad (41)$$

$$C = C_{13} \cos \theta_0, \quad C_{13} = (l_1 + l_3) / t_{13} \quad (42)$$

$$k = 2\pi f / C \quad (43)$$

波高計センサー間の記録からクロス・スペクトルを計算することによって、主要進行方位角と位相速度分布を求める式が得られた。上式を使って式(17)で与えられた single wave の場合を調べることとする。式(18)を(38)に代入すると、コヒーレンスは1となる。同様に(39)を用いると、 $\nu(f) = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) となり、式(40)より  $t_{13} = (l_1 + l_3) / (f\lambda)$ ,  $t_{12} = l_1 / (f\lambda)$  として  $t = t_{12}$ ,  $t_{13} = l_1 / (l_1 + l_3)$  となる。よって式(44)より  $\theta_0 = 0$ , 式(42)より  $C = C_{13} = f\lambda$  となる。これらの結果は予想されるものと完全に一致した。

集中化された離散エネルギー法は、上記の値すなわち主要進行方位角  $\theta_0$  と位相速度  $C$  をもとに方向スペクトル分布を式(26)を使って効果的に算出するものである。この式の行列  $B_i$  はクロス・スペクトル分布から求められる。この場合クロス・スペクトルはセンサーの間隔ベクトルの方向に従って計算される。すなわち間隔ベクトル  $\mathbf{x}_1$  に対するものは  $Z$  としてセンサー G1 の記録、 $W$  としてセンサー G2 の記録で見積られる。同様に  $\mathbf{x}_2$  に対しては  $Z \rightarrow$  センサー G1,  $W \rightarrow$  G3,  $\mathbf{x}_3$  に対しては  $Z \rightarrow$  G2,  $W \rightarrow$  G3 となる。そしてクロス・スペクトルの quadrature spectrum にマイナスをかけておけば、波の進行方位角は風向と同様に伝播して来る方位角に定義される。また行列  $A_{ij}$  は間隔ベクトル  $\mathbf{x}_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) と波長  $\lambda$  として方位分割点  $\alpha_j$  ( $j=1, 2, \dots, 4$ ) によって決まる。方位分割点と波長はそれぞれ式(28)と(43)によって求められる。ただし式(28)の方向分解幅を示すパラメータ  $\Delta\theta$  は、試行錯誤的にあらかじめ与えておく必要がある。以上述べたように、集中化された離散エネルギー法はあらかじめ成分波の位相速度と主要進行方位角を求め、これらの値をもとに方向分解幅  $\Delta\theta$  をパラメータとして方向スペクトル分布を計算するものと言える。

### 3. 個々波解析法

個々波法の概要は第一章で述べた。ここでは、Tokuda and Toba (1980) によって得られた、二本の波高計センサーによる実験室の風波の実験結果について概略的に述べ、次にこの方法を拡張し、三本の波高計センサーの解析法を示すこととする。

これを行なう前に、個々波のパワースペクトルに関する定義式を概略的に列挙しておく。個々波はすべて Zero-Crossing Trough-To-Trough 法で定義する。パワースペクトル密度  $\phi$  は全エネルギー密度  $E$  とスペクトルピーク波の周波数  $f_p$  で無次元化すると、

$$\phi_N = f_p \phi / E, \quad E = \sum_{l=1}^{M+1} \phi \Delta f \quad (44)$$

ここで添字  $\phi$  と  $N$  はそれぞれスペクトルピーク波と無次元量（又は規格化された量）を表

わす.  $\Delta f = 1 / (2M\Delta t)$ .  $M$  はラグ数で,  $\Delta t$  は読み取り間隔時間を示す.

$$\phi_N = R_{mN} H_N^2, \quad H_N = H / H_p \quad (45)$$

$$R_{mN} = \left(\frac{H_p}{H}\right)^2 m_u f_N^{-1}, \quad f_N = f / f_p, \quad \bar{H} = \sqrt{8E} \quad (46)$$

$$m_u = m / (\tau \Delta f), \quad \tau = \sum_{j=1}^{M+1} m_j T_j \quad (47)$$

ここで  $m$ ,  $H$  として  $T$  はそれぞれ周波数帯ごとの, 個々波の個数, 平均波高そして平均周期である.  $m_u$  は unit time, unit 周波数帯当りの個数となる. 彼らの小型風洞水槽実験で得られた風波の特性は次のように示された. これらの無次元量の分布はすべて風速と吹送距離に依存しないものとなった.

$$\phi_N = \begin{cases} 4.44 f_N^{-9} & f_N \geq 1 \\ 4.44 f_N^9 & f_N < 1 \end{cases} \quad (48)$$

$$H_N = \begin{cases} f_N^{3/2} & f_N \geq 1 \\ f_N & f_N < 1 \end{cases} \quad (49)$$

$$m_u = \begin{cases} 3.52 f_N^{-5} & f_N \geq 1 \\ 3.52 f_N^8 & f_N < 1 \end{cases} \quad (50)$$

$$C_N = f_N^{-1/2} = k_N^{-1/3} \quad f_N, k_N \geq 1 \quad (51)$$

$$\delta_N = 1 \quad f_N, k_N \geq 1 \quad (52)$$

ここで  $C$  と  $\delta$  はそれぞれ位相速度と波形勾配 ( $H/\lambda$ ) を示す. 波高, 波形勾配そして位相速度は, 次式から分るようにお互に独立でない.

$$C = \lambda f = Hf / \delta \quad (53)$$

これら四つの風波特性の測定された分布は, ピーク周波数より高周波領域において式(53)を満足した. 以上述べた結果が二本のセンサーの測定にもとづくものであった. 次にこの方法を拡張し, 三本の波高計センサーの実験データの解析を行なう. そのための算出法を具体的に示す.

はじめに個々波法における方向スペクトル  $E(f, \theta)$  の定義式を示すことにする.

$$E(f, \theta) = \phi(f) \cdot G(f, \theta), \quad \int_0^{2\pi} G(f, \theta) d\theta = 1 \quad (54)$$

ここで  $\phi(f)$  は一次元スペクトル (パワースペクトル) で,  $G(f, \theta)$  は方向分布関数である. 上式を個々波で表わすと,

$$E_{ij} = \phi_i \cdot G_{ij}, \quad i=1, 2, \dots, M+1; j=1, 2, \dots, 9 \quad (55)$$

$$\phi_i = \frac{1}{8} H_i^2 \frac{m_i T_i}{\sum_{j=1}^{M+1} m_j T_j} \cdot \frac{1}{\Delta f} \quad (56)$$

$$G_{ij} = P_{ij} / \sum_{j=1}^9 P_{ij}, \quad P_{ij} = \frac{1}{8} H_{ij}^2 (m_{ij} \cdot T_{ij}) \quad (57)(58)$$

ここで  $H_i = \sum_{j=1}^9 H_{ij} / m_i$ ,  $T_i = \sum_{j=1}^9 T_{ij} / m_i$ ,  $m_i = \sum_{j=1}^9 m_{ij}$ . 式(44)と同様な無次元化を行なうと、次のようになる。

$$E_N = \frac{f_p}{E} E_{ij} = \phi_{Ni} G_{ij} \quad (59)$$

添字  $i$  と  $j$  はそれぞれ  $i$  番目の周波数帯と  $j$  番目の方位角帯を示す。波の方位角はすべての波が進行波と仮定して  $-101.25$  度から  $+101.25$  度の範囲を 9 等分し、16 方位の分割と一致させた。

小型風水槽に設置した三本の波高計センサーの例 (図 1) を用いて、具体的な方向特性の算出法を示すことにする。センサー G1 と G3 を結ぶ線分は風洞水槽の中央線上にあり、その線分の方法は風向と一致する。各々のセンサーから得られる水面変位記録から、個々波の

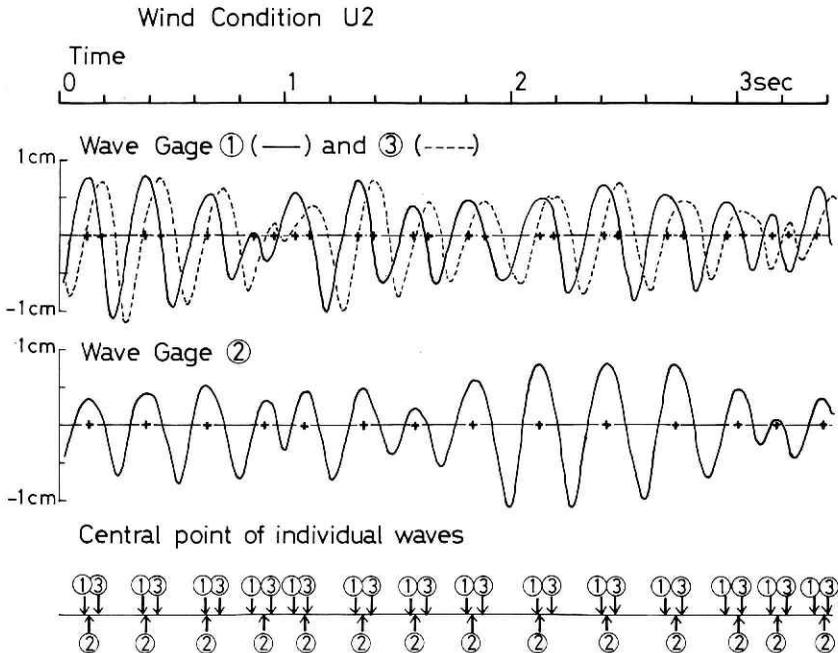


図10 三本の波高計センサーの水面変位記録と対応する個々波の中心の位置。

Fig. 10 Central point of the corresponding individual waves from the three wave records.

特性すなわち波高，周期そして個々波の中心の位置（時刻）を読み取る．そしてセンサー G1 で得られた個々波を中心に，対応する個々波の中心の位置のずれ，対応する個々波の平均波高と平均周期を求める．これ以後，平均波高と平均周期を単にそれぞれ波高と周期と呼ぶことにする．対応しない個々波は捨てる．図10は三本のセンサーからの水面変位記録と個々波間の対応関係を示す．センサー G1 はもっとも風上に位置しているので，得られる個々波はもっとも早く記録上に現れている．センサー G1 と G3 そしてセンサー G1 と G2 の中心の位相のずれをそれぞれ  $t_3$  と  $t_1$  とおく．よって主要進行方位角  $\theta_0$ ，二次元位相速度  $C$  そして波数  $k$  は，それぞれ式(41)，(42)そして(43)与えられることになる．小型風洞水槽の場合，風波はほぼ一様にセンサー G1 と G2 の結ぶ線の方向に伝播すると近似されるので， $C_{13}$  は一次元位相速度と見なされる．周期と波高が得られれば，式(42)の位相速度から波長が求められ，よって波形勾配が算出される．以上のことにより，個々波の基本特性すなわち周期，波長，波高，方位角，位相速度そして波形勾配が求められたことになる．これらの特性をもつ個々波を，個々波の周期と方位角の値によって  $\Delta\theta$   $\Delta f$  区間 ( $f - \Delta f/2 < f \leq f - \Delta f/2$   $\theta - \Delta\theta/2 < \theta \leq \theta + \Delta\theta/2$ ) ごとに分類し，式(55)から(59)を用いて統計処理すれば，個々波の位相速度分布，波形勾配分布そして方向分布関数が求められることになる．以上が個々波法による方向特性に関する算出法である．これから分るように，この方法は成分波法に比べて，初歩的な数学しか使わず，しかも計算量においてもきわめて少ないことである．欠点としては，図10に示されているように，記録間の個々波の対応を波形の特徴から行なわねばならない点である．今後この作業を計算機で機械的に処理できるように工夫する必要がある．

#### 4. 小型風洞水槽実験の解析結果

今までの章で，三本の波高計センサーによる風波の方向特性に関する算出法を成分波法と個々波法から明らかにした．この章の目的は，これらの方法を小型風洞水槽実験データに適用し，それらの有用性を調べることにある．風波のデータを得た水槽は，長さ 8.10 m × 幅 0.15 m × 高さ 0.7 m（水深 0.5 m）であった．この水槽の特性は Tokuda and Toba (1981) に示されているので，ここでは省略することにする．波高計は図1と同様に三本のセンサーから構成され，それらは吹送距離 3.10 m のところに設置された．使用した風速の強さは表2で示されているようにマッツ速度で表わされ，風速の弱い方から順に U1, U2, U3 とした．三本のセンサー間の間隔のうち，代表的な間隔——センサー G1 と G2 の間の長さ ( $l_1 + l_3$ ) は，表2に示すように風速によって異なった．その理由は，代表的な間隔を，調べる風波の場のスペクトルピーク波の波長の半分以下に常に置くためである．これ以後に示される図は断わらない限り，上述した三つの風速に対して得られた結果をすべて含むものとする．データの読み取り間隔時間  $\Delta t$  は 0.02 秒である．すべての結果は連続した五つの Run の平均値

表2 小型風洞水槽で使した波高計センサーの間隔距離と風速

Table 2 Arrangement of three wave detectors for the laboratory wind waves.

	マサツ速度	$l_1$	$l_2$	$l_3$
U1	46.4 <sup>cm/s</sup>	2.01 <sup>cm</sup>	4.39 <sup>cm</sup>	2.00 <sup>cm</sup>
U2	67.8	"	"	2.00
U3	102.0	"	"	4.02

とした。各々の Run のデータ個数は2048個 (40.96秒)であった。よって解析されたデータの合計の長さは、各々の風速に対して  $40.96 \times 5 = 204.8$  秒となった。

#### 4.1 パワースペクトル分布に関する結果

風波の方向特性の結果を議論する前に、パワースペクトル分布に関する結果を調べることにする。これは次のことから必要なことである。第一に近接する三本の波高計センサーの測定によって得られた平均的なパワースペクトル分布に関する結果は、Tokuda and Tobaの結果を支持するか。第二に風波の方向特性間の矛盾のない関係を得るために、波高分布を明ら

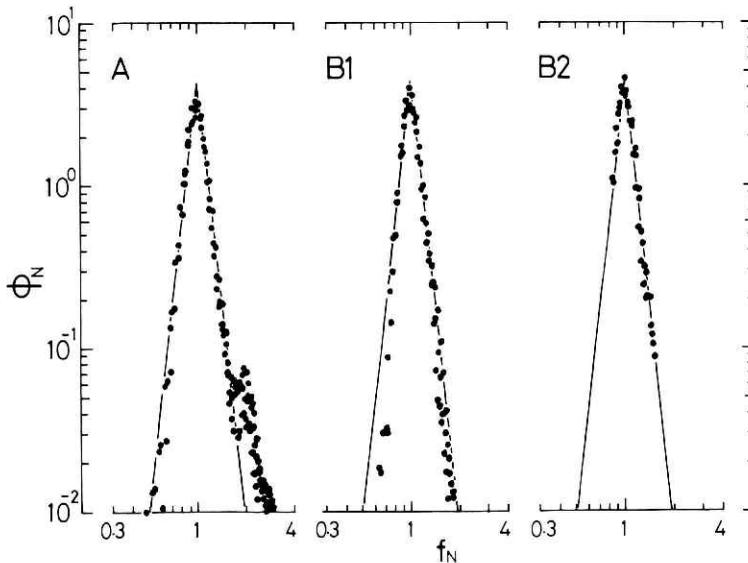


図11 無次元化されたパワースペクトル分布。実線は式(48)を示す。Aは成分波法で、B1とB2は個々波法による結果である。B1の分布は波高計センサーG1から、B2の分布は三本の波高計センサーにおける対応する個々波の特性から計算されたもの。

Fig. 11 Comparison of normalized energy spectra between the component waves and individual waves for three wind conditions. A: traditional energy spectra for the component waves. B1, B2: energy spectra for individual waves. B1-spectra are estimated on the basis of G1 wave record, B2-spectra indicate the mean spectra of the corresponding individual waves from three wave records.

かにする必要があることである。

(1) 無次元パワースペクトル, 図 11

成分波法(A)と個々波法(B1)の比較により, 第一章で述べたように, 主要周波数領域 ( $0.7 < f_N < 1.5$ ) で, 両者は非常によく一致することが示された。これらのスペクトル分布は波高計センサー G1 の記録から得られたもので, 式(48) — 実線でよく近似される。一方 B2 の個々波のスペクトル分布は, 三本の波高計センサーの記録間で対応づけられた個々波の平均的な特性から計算されたものである。このスペクトル値はほぼ主要周波数領域に存在し, その分布は上述したものと非常によく一致したものとなった。

(2) 規格化された波高分布, 図 12

B1 の分布と B2 の分布は, とともに高周波領域で3/2乗法則と一致している。B2 の分布は全体的にデータのバラつきが少なく, スペクトルピーク周波数より低周波領域においても3/2乗法則が成立する。

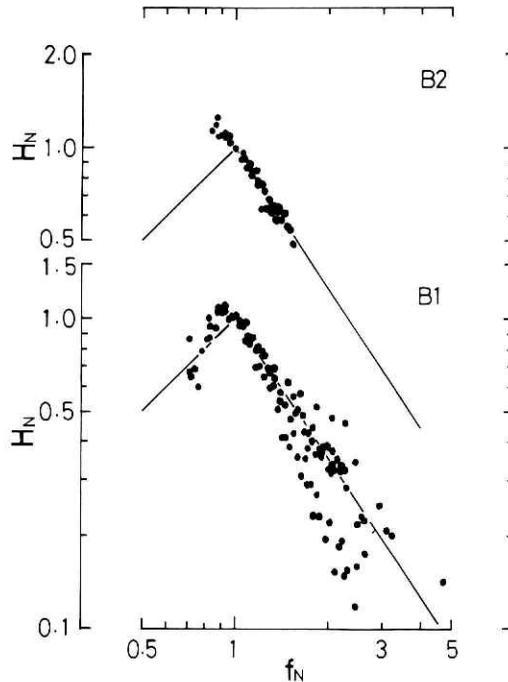


図12 規格化された波高計分布. 実線は式(49)を示す. B1 と B2 は図11と同じ意味をもつ.

Fig. 12 The normalized wave height for three wind conditions. The heavy lines indicate Eq.(49). B1 and B2 are the same as Fig. 11.

(3) 単位時間・単位周波数帯当りの個々波の個数分布, 図 13

この分布は波高計センサー G1 から得られたものである。測定値は式(50)とよく一致している。

以上のことにより, 対応する個々波の特性から得られたパワースペクトル分布に関する結果は, ほぼ Tokuda and Toba の結果と一致した。また波高分布は一つの観測点が得られたものに比べて, より広い周波数領域で 3/2乗法則をより支持するものとなった。

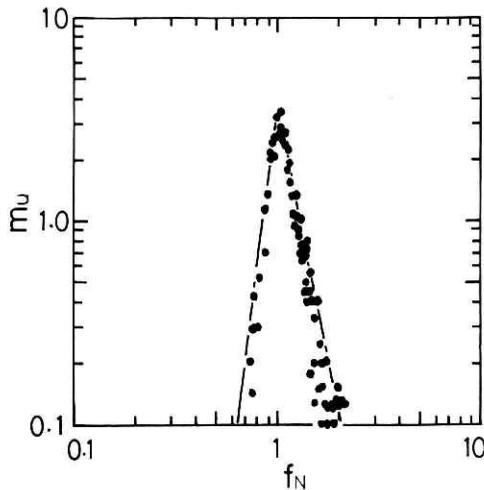


図13 単位時間・単位周波数帯当りの個々波の個数分布. 実線は式(50)を示す.

Fig. 13 Number distribution of individual waves. The heavy lines represent Eq.(50).

4.2 方向特性の結果

この節では, 成分波法と個々波法の結果の比較を, 位相速度分布, 主要進行方位角分布そして方向分布関数について行なう。とくに方向分布関数に関して, 成分波法として第二章で議論した Barber 法と Modified Mobarek 法を用いることにする。また個々波法で得られた高周波領域における波高, 位相速度そして波形勾配の特性間の関係を調べることにする。

(1) 位相速度分布と主要進行方位角に関する結果

図14は位相速度分布と進行方位角分布に関して, 成分波法と個々波法の結果を示した。この図から, 次のことが明らかにされた。第一に, 個々波解析が統計的に意味をもつ領域は, スペクトルピーク波の周波数を中心とする, エネルギーが集中している主要周波数領域である。この領域は図15のもっとも高いコヒーレンス値を有する領域と一致している。

主要周波数領域で両者を比較すると,

第二に, 進行方位角分布は両者とも 0 度付近 (北向) の値となった。この方向は風向と一致しており, また目視観測からも支持された。第三に, 位相速度分布においては個々波法の

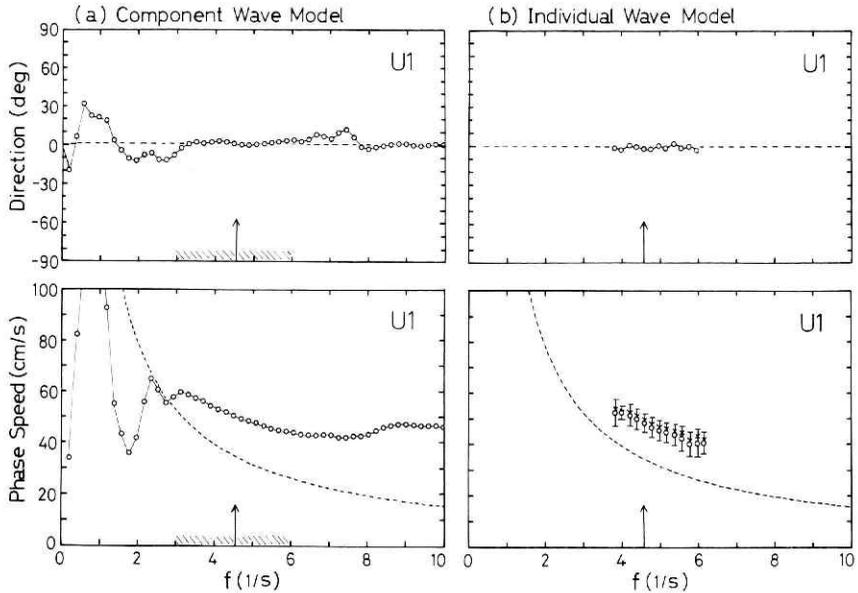


図14 位相速度分布と主要進行方位角分布に関して個々波法と成分波法による結果の比較。矢印はスペクトルピーク周波数の値を示す。斜線の部分は主要周波数領域である。位相速度分布において、点線は深海波の線形理論曲線である。

Fig. 14 An example of the comparison of phase speeds and main wave directions between the component waves determined from cross-spectra and the individual waves for the case of U1. Peak frequencies are indicated by arrows. The range of oblique lines is the main frequency rang which corresponds to the higher energy density. The phase speed of linear deep water waves is shown by the full lines.

方がやや低めの値を示している。しかし両者の差は個々波の標準偏差値を越えていない。第四に、二次元位相速度  $C$  は一次元位相速度  $C_0$  より少し小さい値となった。この差 ( $C_0 - C$ ) は成分波法よりも個々波法において少し大きくなった。個々波法における差の大きさは高々約3%で、ほとんど無視されるものである。成分波法よりも個々波法の方が大きな差を示すことは次のことによる。前者では平均的な位相分布から平均的な方位角と二次元位相速度分布を求めているのに対して、後者では一つ一つの対応する個々波における位相差から個々波の方位角と二次元位相速度を計算し、これらの値でもって各周波数帯の平均的な方位角と二次元位相速度の分布を評価しているためである。

規格化された位相速度分布は、成分波法に対しては図15の上図に、個々波法に対しては図16の下図に示された。両者とも式(51)でよく近似され、Tokuda and Toba (1981)の結果と一致した。

成分波法によるコヒーレンス分布は図15の下図に示された。この図によると、コヒーレンス分布はほぼ風速に依存しない分布となり、主要周波数領域でもっとも高い値となった。センサーG1とG3の間の相関は、センサーG1とG2のものに比べて高い値となった。

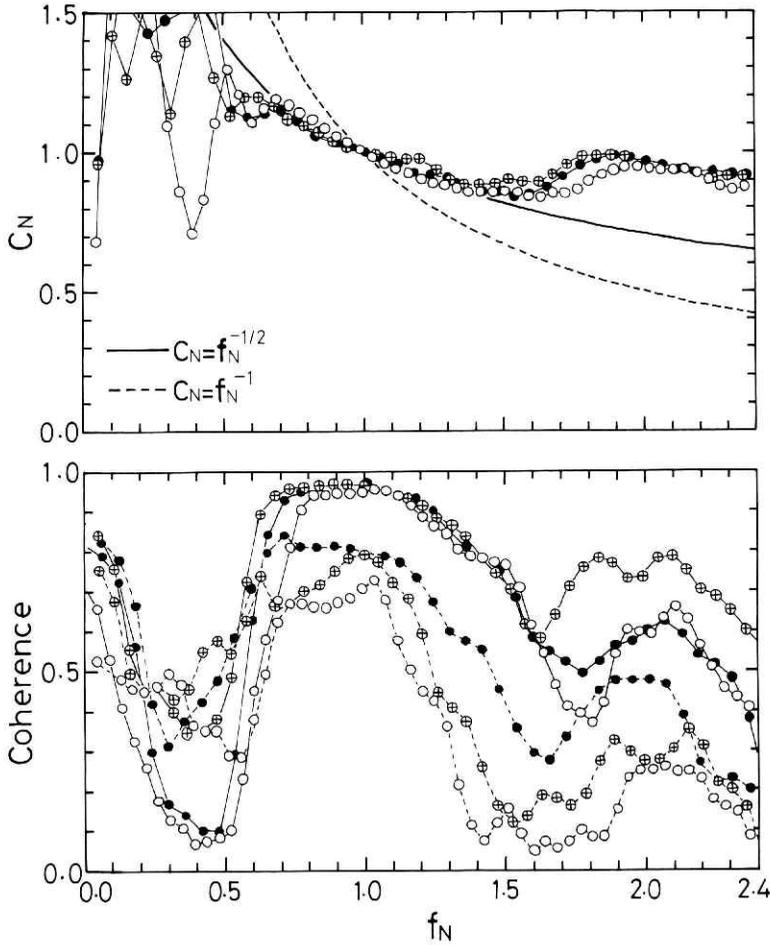


図15 成分波法による規格化された位相速度とコヒーレンスの分布. ( $\circ$ )が風速 U1, ( $\oplus$ )が風速 U2, ( $\odot$ )が風速 U3 の場合となる. コヒーレンス分布において, 実線と点線はそれぞれ波高計センサー G1・G3 の間と G2・G3 の間の結果を表す.

Fig. 15 Normalized phase speed and coherence of component waves. Symbols ( $\circ$ ), ( $\oplus$ ) and ( $\odot$ ) correspond to wind conditions U1, U2 and U3, respectively. In the lower part, the heavy line and the dotted line show the coherence of the cross-spectra of pairs of detectors G1 · G3 and G2 · G3, respectively.

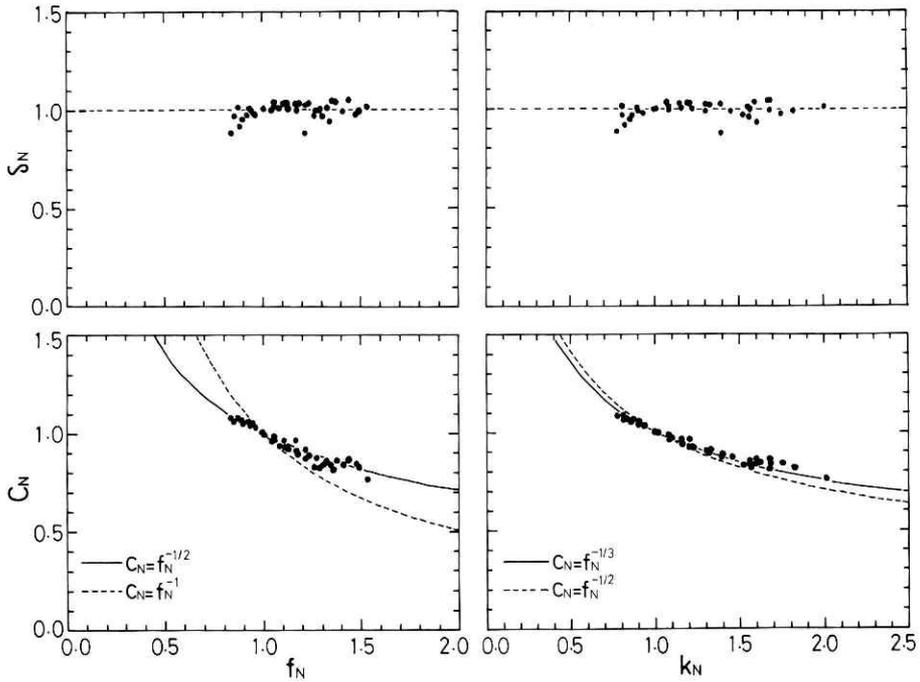


図16 規格化された個々波の位相速度分布と波形勾配分布。

Fig. 16 Distribution of normalized phase speed and wave steepness of individual waves for three wind conditions.

これはたぶん水槽の壁の影響によるものと思われる。

規格化された個々波の波形勾配分布は、図16の上図に示されている。得られた分布は周波数（又は波数）に依存せず一定の分布となった。これは Tokuda and Toba の一次元的な分布に比べて、値のばらつきが少なくより一定の分布（式(52)）となった。

(2) 個々波の特性間の自己矛盾のない相似性

Tokuda and Toba (1982) は、実験で得られた波高分布、位相速度分布そして波形勾配分布をもとに、これらの特性間に自己矛盾のない相似的特性を式(53)から考察した。彼らは、海の波浪の位相速度が、水の波の線形理論値によって近似されることそして吹送流の大きさに比べて非常に大きいことに注目し、実験室で得た特性を海の波浪のものにまで拡張するために、次のような位相速度の分布式を導入した。

$$C = C_l + U_0 \quad , \quad C_l = \sqrt{g/k} \tag{60}$$

ここで  $g$  は重力加速度を、添字  $l$  は線形理論を示す。位相速度  $C$  は実験室の測定により、

$$C = C_p (k/k_p)^{-1/3} \tag{61}$$

彼らは、吹送流  $U_0$  が風速のマッツ速度  $u_*$  だけに依存すると仮定した結果、式(62)で示さ

される波形勾配分布を示した。これによると、波形勾配分布は波数に弱く依存するものとなる。

$$\delta = (2\pi)^{1/2} B (k^{*-1/6} + U_0^* k^{*1/3})^{-3/2} \quad (62)$$

ここで  $B$  は  $3/2$  乗法則の定数で、 $k^* = u_*^2 k/g$  そして  $U_0^* = U_0/u_*$  となる。位相速度が式(60)で表わされるとすると、個々波の特性間に矛盾しない関係式を得るためには二つの仮定が考えられる。一つは上述した仮定である。もう一つ考えられる仮定は、波形勾配  $\delta$  が波数に依存せず、風速だけに依存するものである。この仮定は図16の上図から示されるように実験結果から強く支持されることである。この仮定と式(60)と(61)により、吹送流  $U_0$  は次式となる。

$$U_0 = C_p (k/k_p)^{-1/3} - \sqrt{g} k^{-1/2} \quad (63)$$

吹送流が波の波長に依存することは、不自然なことのように思われる。しかしこのことは物理的に次のように解釈される。吹送流は風の応力で誘引されるので、一般に水面に近いほど流速が大きい分布となる。よって吹送流は速度勾配をもつと見なされる。この流れに、波の波長に比較しうるスケールの深さにわたって有意義に速度勾配が存在する場合、波の運ばれる速さは明らかに波の波長に依存することになる。よってこの速さの効果を  $U_0$  で表わすと、 $U_0$  は波の波長に依存することになる。図17は式(63)と測定値の比較を示したものである。両者はほぼよく一致した。以上二つの仮定について述べたが、どちらが正しいのかは、もっと広範囲な風速に対しての実験データや海のデータを解析して判断しなければ分らないと言える。

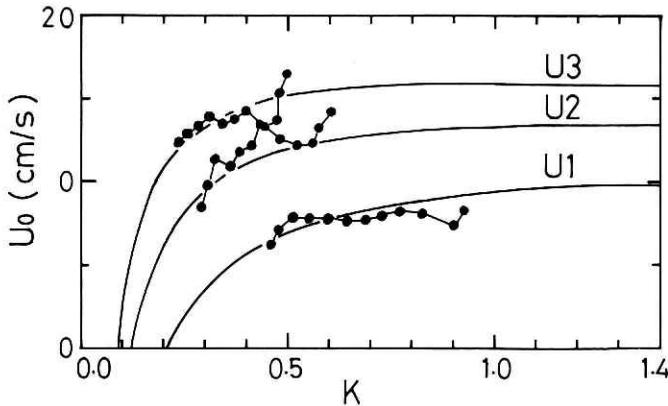


図17 位相速度に対しての流れの効果。実線は式(63)を示す。

Fig. 17 Effective wind drift. The heavy lines indicate Eq.(63).

(3) 方向分布関数

得られる方向分布関数は成分波法の結果においては負の値をもつ可能性があるのですが、分布は各々の周波数帯のピーク値で規格化された。また同時にそのピーク値を、スペクトルピーク波のエネルギー密度値に対しての各々の周波数帯の密度値の比で表わす分布をも計算した。その結果、成分波法に関して図18を得た。この図は周波数帯の結果を一つおきに示したもので、実線と点線が一致した周波数帯がピーク波のものとなる。用いた方法は Barber 法と

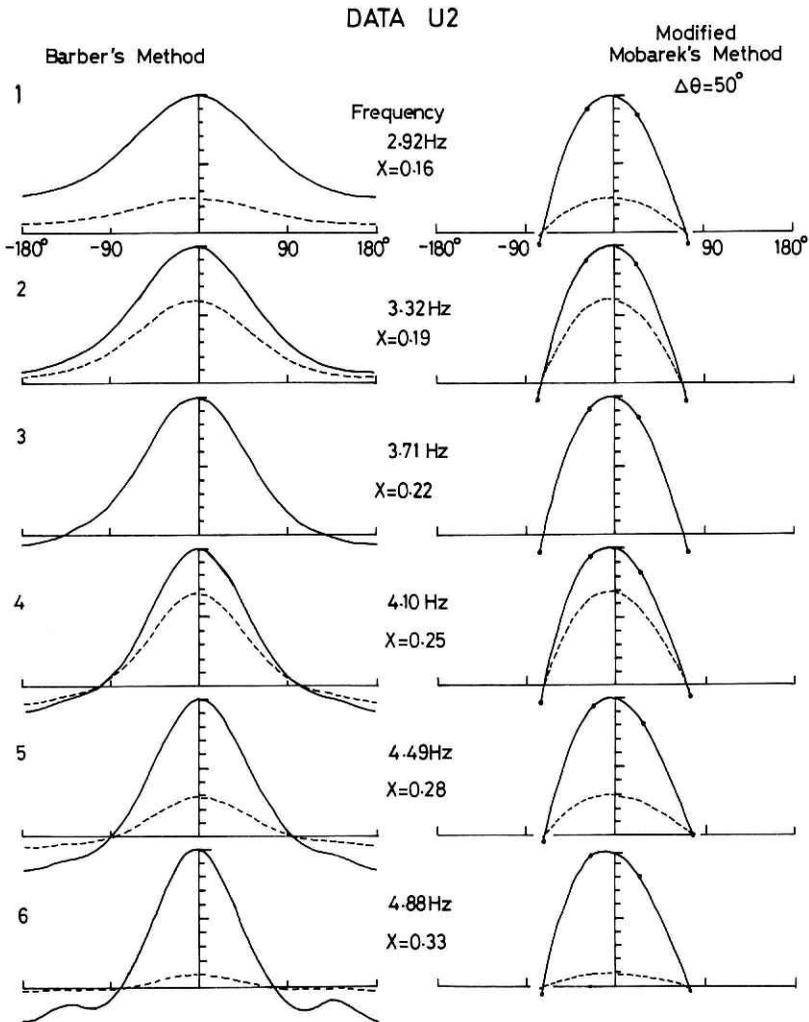


図18 Barber 法と Modified Mobarek 法による方向分布関数。実線の分布は分布のピーク値を1となるように規格化したもの、点線の分布はピーク値を、スペクトルピーク波に対しての各周波数の波のエネルギー密度値の比で表したものである。

Fig. 18 Comparison between normalized directional spectra estimated by the Barber method and by the Modified Mobarek method. Profiles indicated by the heavy lines and the dotted lines are normalized as the value of peak equals 1.0 and the ratio of energy density, respectively.

Modified Mobarek 法であるがこの図から示されるように分布の特徴は第二章でのものと非常によく一致したが、とくに Modified Mobarek法において細部で異なる点が見られる。Barber 法においては、波の周期（波長）が短くなるにつれて分布は鋭くなり、その反面あまり高くないが、imaginary peak が出る。このような分布の特徴は、図4で示された  $0.1 \leq \chi \leq 0.3$  の single wave の場合のものと非常によく一致している。よって実験室の風波は single wave と類似して非常に狭い方向分布関数をもっていると推測される。他方 Modified Mobarek 法においては、分布は方向分解幅のパラメータ  $\Delta\theta = 50$  度で、波の周期に依存しない安定したものとなった。single wave の場合は図7に示したように、 $\Delta\theta = 20$ 度まで安定した分布が得られた。方向分布関数と  $\Delta\theta$  の依存性は、 $\chi = 0.16, 0.22$  そして  $0.33$  に対して図19に示された。この図から、 $\Delta\theta = 30$  度になると、低周波成分 ( $\chi = 0.16$ ) と高周波成分 ( $\chi = 0.33$ ) で不安定な分布が得られることが分る。この中で高周波成分による不安定性は single wave で見られなかった特徴と言える。このことから、風波は少なくとも single wave より広い方向分布関数をもつことが推量され、とくに高周波領域で、それがより期待される。以上が成分波法によって得られた結果である。これらのことをまとめると、次のようになる。小型風洞水槽で発達した風波は single wave に類似した狭い方向分布関数をもつ。その方向分布関数の幅は single のものより少し広めのものが期待されることである。結論として、三本の波高計センサーの測定にもとづく成分波の解析は、成分波の主要進行方位角に関して信頼性の高い結果を示すが、方向分布関数（方向スペクトル分布）の半値幅については定量的に期待する結果を示さないとと言える。

個々波法による結果は図20に示した。この図の 1, 3, 5, 7, 9 の周波数帯は、それぞれ図17の成分波法の 2 から 6 の周波数帯に正確に対応するものである。しかし両者の対応する周波数帯の周波数の値は一致していない。これは両者の周波数の定義のちがいによる。すなわ

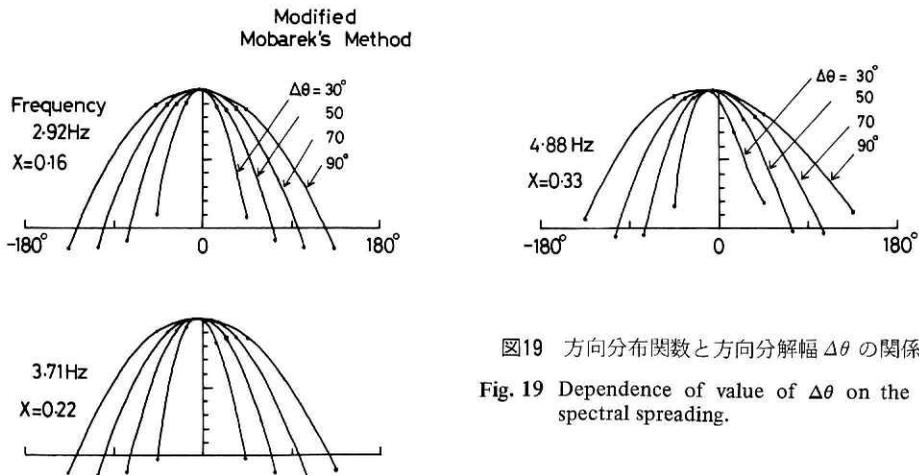


図19 方向分布関数と方向分解幅  $\Delta\theta$  の関係。

Fig. 19 Dependence of value of  $\Delta\theta$  on the spectral spreading.

ち個々波法では成分波法と異なって、周波数帯に属する個々波の周波数の平均値としているからである。両者の周波数の差は明らかに周波数帯の幅より小さくなっている。図20から示されるように、成分波法で推測されたことが個々波法の結果から裏付けされた。すなわち、観測された風波は高々40度の半値幅をもつ狭い方向分布関数をもつことである。今までの研究において、風波の方向分布関数に関する精度の高い測定は容易でないために、信頼のあるデータは少ない。よって方向分布関数の周波数に対する依存性はまだ十分に明らかにされていないと思われる。光易ら（1973）はクローバリーフ型ブイの観測から次のことを示した。

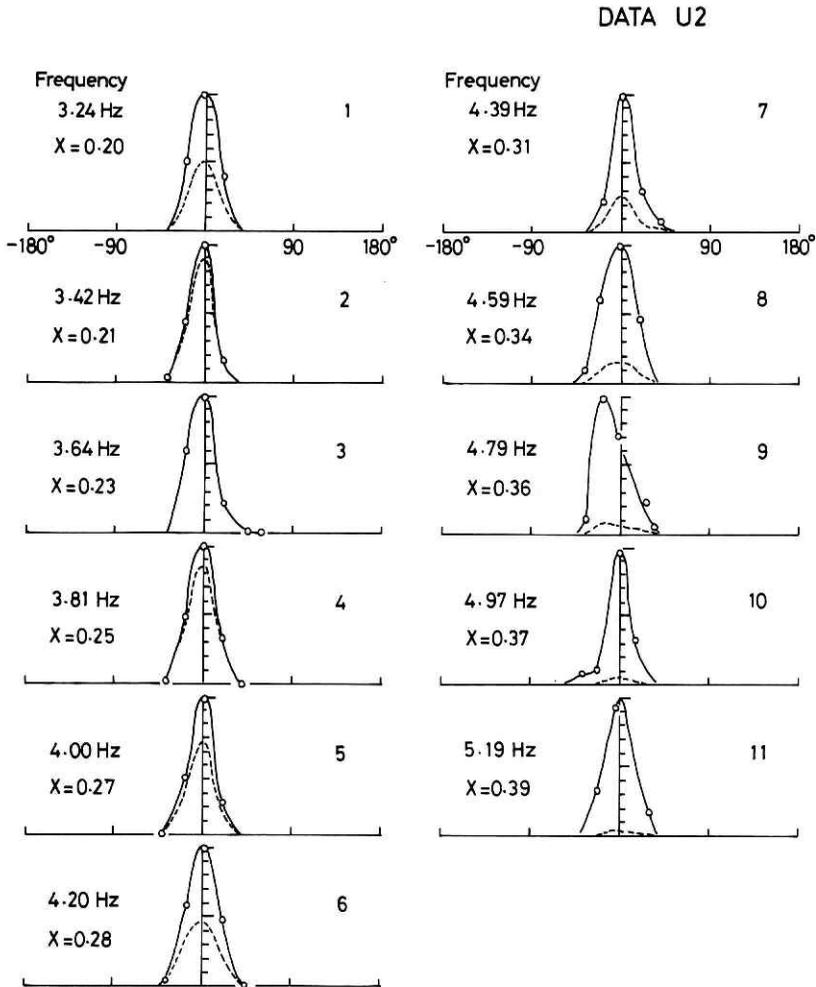


図20 個々波法による方向分布関数。実線と点線は図18と同じ意味をもつ。

Fig. 20 Normalized directional spectra estimated by the individual wave method. Profiles of the heavy lines and the dotted lines are normalized by the same way as Fig. 18.

風波の主要成分は風向に近似的に一致した方向に伝播し、その伝播の広がり（方向分散）はかなり小さいが、スペクトルピーク付近より離れた高周波成分および低周波成分では方向の分散角が大きいことである。このような方向分布関数の特性を数少ない波高計センサーからの記録から調べるためには、個々波法は効果的な解析法と言える。しかし次の点に注意すべきである。第三章の最後のところで述べたように、記録間の個々波の対応づけの手間のかかる作業の問題と、多くの個々波から安定した特性分布を得るために、成分波法に比べてより長い記録が必要となることである。

最後に、個々波の方向分布関数の形と位相速度の方位角分布を調べることにする。図21は式(57)で定義された方向分布関数である。この方向分布関数は分布の全面積が常に1になるように規格化されている。図中の実線の分布  $G_2$  と点線の分布  $G_1$  は次式でそれぞれ与えられる。

$$G_1(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta, \quad -90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \quad (64)$$

$$G_2(\theta) = 1.97 \cos^{24} \theta, \quad -90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \quad (65)$$

この図からも明らかなように、小型風洞水槽で発達する風波は風向方向にきわめて尖った分布（式(65)）をもつことである。

図22はすべての周波数帯における、方位角に対しての規格化された位相速度分布を示す。各々の周波数の規格化は各々の周波数帯の平均位相速度の値で行なった。上図は実測した個

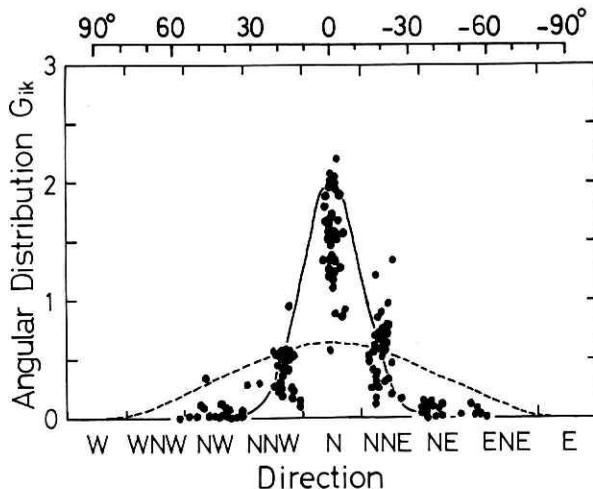


図21 個々波の規格化された方向分布関数。点線と実線はそれぞれ式(64)と(65)を示す。

Fig. 21 Normalized directional spectra estimated by the individual waves method. The broken lines and the heavy lines indicated Eqs.(64) and (65), respectively.

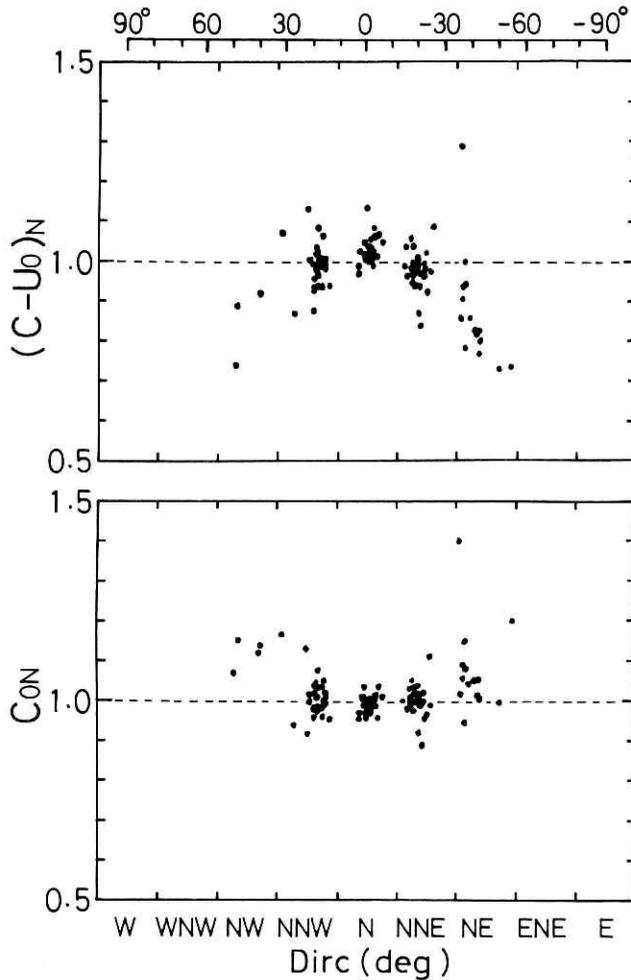


図22 方位角に対しての個々波の規格化された位相速度.

Fig. 22 Normalized phase speed estimated by the individual wave method.

々波の移動速度から、式(60)に従って流れの成分を取りのぞいた位相速度を規格化したものである。この場合流れは風向と直角になす方向に一樣と仮定した。下図は規格化された一次元位相速度分布である。流れの大きさは位相速度に比べて小さいので、方位角に対しての位相速度分布にあまり影響を与えない。よって上図と下図の分布の相違は主として一次元位相速度と二次元位相速度の相違によるものである。前者は主方向からずれるに従って—壁の方へ向うに従って、より大きな位相速度になる傾向であるのに対して、後者は全く逆の傾向になっている。後者すなわち二次元位相速度分布の方がより実体に近い分布と言える。なぜなら目視観測から、水槽の壁の方向へ進行する波は水路方向（風向方向）に進む波に比べてより遅く進むことが認められるからである。またこの図より、一次元位相速度と二次元位相

速度の差がほとんど無視できるほど小さいこと（第4.2節）が説明される。それは大部分の個々波が主方向に集中するためである。

## 5. 結 論

もっとも少ない三本の波高計センサーによる風波の方向特性に関する算出法を、成分波法と個々波法から研究した。成分波法として、Barber法とMobarek法を検討した。さらにMobarek法に関して、あらかじめクロス・スペクトル分布から成分波の主要進行方位角と分散関係（位相速度分布）を求め、それらをもとに効果的に風波の方向分布関数を解析する方法——Modified Mobarek法を考えた。この方法は方向分解能に関してBarber法より優れているが、方向分布関数の幅をきめるパラメータ $\Delta\theta$ をあらかじめ設定しなければならない欠点を有している。これらの成分波法によって、次のことが定性的に示された。小型風洞水槽で発達した風波は、single waveに類似した狭い方向分布関数をもつことであった。成分波法についての結論として、三本の波高計センサーの測定にもとづく解析は成分波の主要進行方位角に関して信頼性の高い結果を示すが、方向分布関数については定量的に期待できる結果を示さないことである。このようなことから、今後成分波法に関してより効果的な方法を研究する必要があると言える。

個々波法による風波の方向特性の算出法は、Tokuda and Toba (1981)の方法を拡張して開発された。この方法は実際の水面の起伏の動きにもとづくために、成分波法で見られるimaginary peakを示さない。成分波法と同じ実験データを解析した結果、上述した成分波法で定性的に示されたことがこの解析で定量的に示された。このようなことから、風波の方向分布関数の特性を最小の波高計センサーで調べるための解析法において、個々波法はもっとも有効的な解析法の一つであると結論される。この方法の欠点としては、成分波法に比べて対応する個々波を見い出す作業とより長い記録を必要とすることにある。

参 考 文 献

- 1) Barber, N. F. (1961) : The directional resolving power of an array of wave detectors. *Ocean Wave Spectra*. Englewood Cliffs, N. J., Prentice Hall, Inc., 137-150.
- 2) Fujinawa, Y. (1974) : Measurement of directional spectrum of wind waves using an array of wave detectors. Part I. A new technique of evaluation. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **30** 10-22.
- 3) 加藤 始・鶴谷広一 (1974) : 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, 255-259.
- 4) 光易恒ら (1973) : 海洋波の計測法の開発研究(2). 九州大学応用力学研究所所報, 第40号, 295-329.
- 5) Mobarek, I. E. S. (1965) : Directional spectra of laboratory wind waves. *Proc. A. S. C. E. WW3*, 91-116.
- 6) Pierson, W. J., Jr. (1952) : A unified mathematical theory for the analysis, propagation and refraction of storm generated ocean surface waves, Parts I. and II. Dept. Meteorol. Oceanogr., NYU, prepared for the Beach Erosion Board, Dept. of the Army, and office of Naval Res., Dept. of the Navy, 461 pp.
- 7) Ramamonjiarisoa, A. (1974) : Contribution à l'étude de la structure statistique et des mécanismes de génération des vagues de vent. Thèse à l'Université de Provence (Inst. Méch. Stat. de la Turbulence, No. A. O. 10023), 160 pp.
- 8) Pikiishi, K. (1978) : A new method for method for measuring the directional wave spectrum. Part II. Measurement of the directional spectrum and phase velocity of laboratory wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 519-529.
- 9) Taira, k. (1971) : Wave particle velocities measured with a doppler current meter. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **27**, 218-232.
- 10) Tokuda, M. and Y. Toba (1981) : Statistical characteristics of individual waves in laboratory wind waves. I. Individual wave spectra and similarity structure. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **37**, 243-258.
- 11) Tokuda, M. and Y. Toba (1982) : Statistical characteristics of individual waves in laboratory wind waves. II Self-consistent similarity regime. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **38**, 8-14.
- 12) Yefimov, V. V., Yu. P. Solov'yev and G. N. Khristoforov (1972) : Observational determination of the phase velocities of spectral components of wind waves. *Izv., Atmos. Ocean. Phys.*, **8**, 246-251.

(1982年6月2日 原稿受理)