

# 風浪の方向スペクトルの測定

藤 縄 幸 雄

国立防災科学技術センター平塚支所

## Observation of Directional Spectrum of Wind Waves

By

Yukio Fujinawa

*Institute of Coastal Oceanology, National Research Center for  
Disaster Prevention, Science and Technology Agency  
9-2, Nijigahama, Hiratsuka-shi, Kanagawa-ken 254*

### Abstract

Time variation of the directional spectrum of wind waves has been observed at the Marine Observation Tower. Calculation is based on the method which was stated in a previous report of the present author (Fujinawa, 1973a), and it assures its high resolving power. Under an approximately constant condition of wind, the process of wave development is studied through the directional spectrum. Attention is laid on the mean direction of the waves, directional spreading, directional dependence of wave growth rate, and the role of the non-linear interaction in the wave development. The results show that the mean direction does not coincide with that of wind, that the directional spreading is much narrower than hitherto reported, that the growth rate of the wave component is proportional to the square of the cosine function of the angle measured from the wind direction, and that the resonant-type non-linear interaction plays only a minor role (less than about 20%) in the process of development for the most rapidly developing component.

## 1. 導 入

フィールドにおける波の発達率の測定値は、Miles (1957) の理論によって予想される値よりも、1けたないし数倍大きいことが、最近わかってきた。Miles の理論は、波によって大気流中に誘起される気流の乱れが、波の傾きに同位相な圧力変動を生ずるという、一種の不安定機巧を骨子としている。波浪の発達に関する研究は、大かれ少なかれ、この理論をもとにして進められてきた。今日、この理論で説明される現象と、そうでない現象が、しだいはっきり分類されてきている。後者の現象のうちで、波の発達率における不一致が、最も注

目を引く。

波は、大気の運動の結果生ずる海面の振動であるので、波の発達・発生の機巧の解明には、大気及び海水の力学的振舞が、明らかにされなければならない。大気の力学的状態という面からは、風速の鉛直分布、波によって誘起される気流変動、乱流レイノルズ応力等が、研究の対象となり、他方、海水の力学的過程という面からは、波の諸特性、波に伴う流れ等が、研究される。

波の諸特性に関する研究は、最も直接的であって、今までも、この方面からの研究が、大気と海洋の相互作用の過程の解明に、大きな寄与をしてきたし、今後も、それは十分期待される。水波は二次元平面上での波動現象であるから、議論を線形の範囲に限定するにしても、単に周波数スペクトルのみでは、得られる情報は限られ、是非とも、方向を加味した測定がなされなければならない。方向スペクトルの測定は、周波数スペクトルの測定に比べて、格段に繁雑であることも手伝って、数多くはなされていない。しかしながら、波の発生・発達の機巧の解明に大きな寄与をしてきたことは事実である。たとえば、Longuet-Higgins *et al.* (1963) はブイを用いて、Gilchrist (1966) は波高計群を用いて、方向スペクトルを測定し、Miles (1957), Phillips (1957) の波の発達理論について議論を行なった。更に、Barnett (1971) は、序報においてではあるが、波の発達過程に占める非線形相互作用の役割を見積もった。

しかしながら、今まで採用されてきた方向スペクトルの測定法（ないしは推算法）の分解能が、小さかったので、非線形相互作用のような微妙な問題を議論することは困難であった。著者は、これに先行する論文 (Fujinawa, 1974 a, 以後 I として引用する) において、高い分解能を有する方向スペクトルの推算法を提示した。ここでは、その方法を使って算出したスペクトルをもとにして、波の発達の過程を解明しようとするものである。

## 2. 方向スペクトル算出の方法と観測

### (i) 算出の方法

海面の3点以上での水位の時系列から、方向スペクトルを推定する方法は、Barber (1961) によって考案された。I では、これを拡張して、分解能を著しく向上させる方法が述べられている。ここでは、ごく簡単に、概略を説明しよう。

基本的な仮定は、次のとおりである。

- 1) 波の場の準定常性: 波は時間とともに大きくなるが、ある限られた時間の範囲内では、水位変動を定常確率過程として扱えるものとする。
- 2) エルゴード性: 相関関数を求めるときに、確率平均を時・空間平均で置き換え、更に、それを時間平均で代替させることができると仮定する。
- 3) 線形の分散関係の成立: 波の波数  $k$  と角周波数  $\sigma$  の間に、線形理論から得られる

関係

$$\sigma^2 = gk \tag{1}$$

が成り立つとする。波高が大きく（したがって波の傾きも大きく）なると、この関係は成立しなくなり、これをそのまま仮定して求めた方向スペクトルには、誤差が混入するのである。しかし、Garrett (1963) の結果が示すように、関係 (1) は、風波の場合でもかなり良い精度で満たされている。

さて、用いる波高計の数を  $n$  とし、それぞれの空間的位置を

$$X_1, X_2, \dots, X_n$$

とすると、相互スペクトルは、点

$$r_i = X_k - X_l, \quad 1 \leq k, l \leq n, \quad 1 \leq i \leq \frac{1}{2}n(n-1)+1$$

で決定される。

Barber (1961) の方法によって求まる推定方向スペクトル  $E'(\theta)$  は、

$$E'(\theta) = \sum_{i=1}^N R(r_i) e^{-ik \cdot r_i} \tag{2}$$

と書ける。ここに、 $R(r_i)$  は、点  $r_i$  における相互スペクトルの値、 $k$  は、波の波数ベクトルであって、その大きさ  $k$  は、ある決まった周波数の波を考えた場合に、式 (1) から求まる。また、 $N$  は、用いる相互スペクトルの総数である。真の方向スペクトルを  $E(\theta)$  とすれば、これは、見掛け上のスペクトル  $E'(\theta)$  との間に次のよう

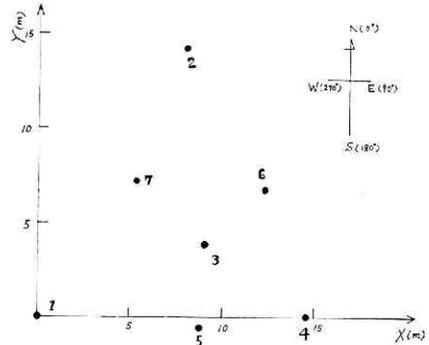


図 1 7本の波高計の配置図

表 1 相互スペクトルの求まる点

No.	Pair	x (cm)	y (cm)	No.	Pair	x (cm)	y (cm)
1	1-2	770	1410	12	1-6	1200	670
2	3-4	560	-360	13	1-7	490	710
3	5-6	400	700	14	2-4	650	-1410
4	2-3	90	-1050	15	2-5	30	-1440
5	4-5	-620	-30	16	2-6	430	-740
6	6-7	-170	40	17	2-7	-280	-700
7	1-3	860	360	18	3-5	-60	-390
8	4-6	-220	670	19	3-6	340	130
9	1-4	1420	0	20	3-7	-370	350
10	5-7	-310	740	21	4-7	-930	710
11	1-5	800	-30	22	1-1	0	0

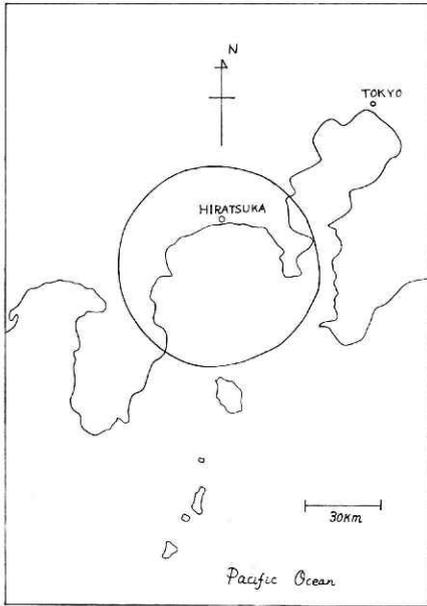


図 2.1 波浪観測塔周辺の地形図

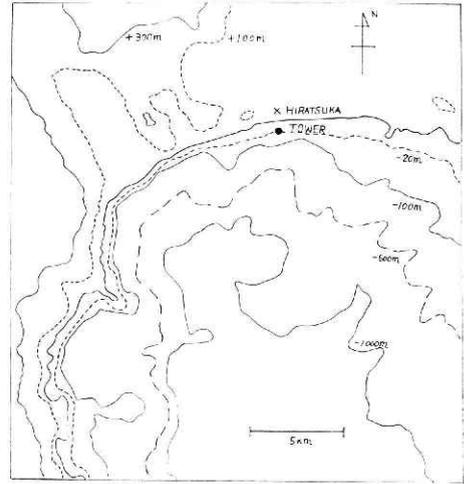


図 2.2 波浪観測塔周辺の地形図

な関係に結ばれる。

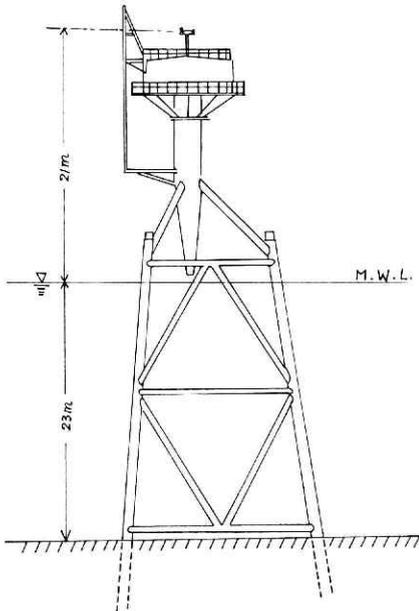


図 3 波浪観測塔の概観図

$$\left. \begin{aligned} E'(\theta) &= \int_{-\pi}^{\pi} H(\theta, \theta') E(\theta') d\theta', \\ H(\theta, \theta') &= k \sum_{i=1}^N e^{i(k-k') \cdot r_i}, \\ \mathbf{k} &= (k \cos \theta, k \sin \theta), \\ \mathbf{k}' &= (k \cos \theta', k \sin \theta'). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Iでは、この第一種のフレドホルム形積分方程式を解いて真の方向スペクトル  $E(\theta)$  を復元する方法が述べられている。

図1に、用いた7本の波高計の配置図を示し、表1には、このような波高計の配置の場合に、相互スペクトルの決定できる点を示す。

(ii) 観測

観測は、相模湾の平塚沖に設立されている国立防災科学技術センター所属の波浪観測塔にて行なった。この塔は、海岸から約1.0 km、水深約20 mの地点にある。相模湾は、図2に見る

ごとく、太平洋に面していて、直径約50 kmの半円形をなしている。湾口には、かなり大きな島である大島がひかえている。相模湾の水深は、最大約1,500 mであって、塔の近くでの海底こう配は、緩やかである(約2:100)。

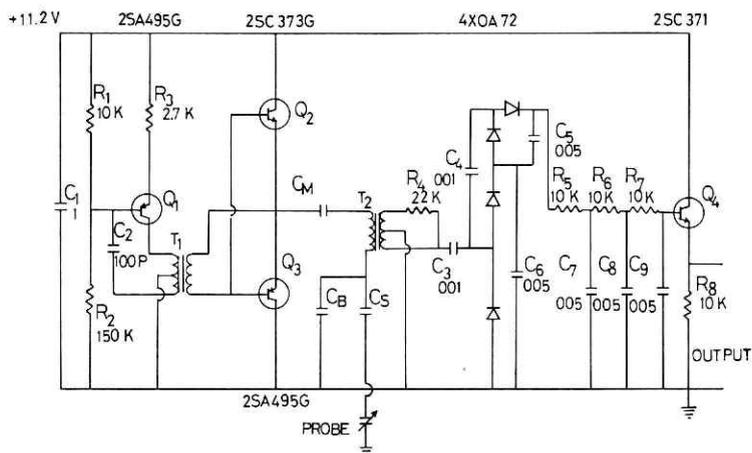


図 4 波高計の回路図

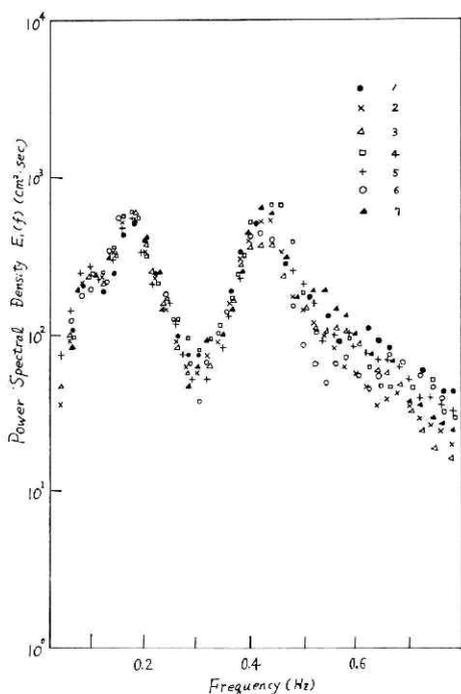


図 5 7本の波高計によるパワースペクトル

(iii) 測定器とデータ処理

用いた波高計の方式は、容量式であって、可変容量の検出には、McGoldrick (1965) の考案したものを少し改善して使った (図 4)。パルス回路のエミッター側に、適当なコンデンサーをそう入して、インピーダンス整合を行なった。また、センサーをトランスに並列に付けて、非常に高い容量 (20,000 pF) まで、検定曲線を容量変化に対して直線にすることがで

塔から陸をながめると、左側には低い山々が連なっており、右側は相当に開けている。塔は、主に直径 80 cm の鋼管 3 本で支えられている (図 3 参照)。空中部分の高さは約 23 m であり、最上部には測定室がある。同心円状のこの部屋には、種々の測定器、AD 変換器、空調設備等がある。AD 変換器は、陸上の計算機 (SDS-92) に結ばれている。観測塔の電力は、6,000 V の 3 相交流を用いて、海底ケーブルを通して陸上から送られる。

塔の近くでの流れは、平均的な東西流が主であり、潮汐流は、平均流に比べて小さい。流向は一定せず、不定期に東向きになったり、西向きになったりする。流速は、通常 10 cm/s 程度であるが、時には 30 cm/s に達することもある。

きた。波高計に供給される直流は、昭和電子(株)の安定化電源(TSA-505)を用いて作った。この電源の安定度は、0.001%以下である。径2mmのビニール被覆銅線をセンサーに用いた。検出器の応答は、少なくとも10Hzまでは十分に良いので、波高計の応答特性を決めるのは、実質上、用いるセンサーの時定数である。水位が上昇するときには問題はないが、水位が急に下降するときに、センサーの表面に水が粘着して、実際よりも遅れて波高計の出力が水位変動を検知することになる。しかしながら、今回対象とした波の周波数は、2秒以上であるので、我々の用いたセンサーでも応答は十分である。波高計の検定は、ルーチン用に使っている波高計の出力との比較によって行なった。方向スペクトルを求めるには、検定定数の絶対値は本質的には必要でなく、ただ水位と出力電圧との関係が線形でさえあれば良い(もっとも、水位と出力電圧との関係がわかっておれば、これも必要ではない)。図5からわかるように、7本の波高計で測定した波のパワースペクトルは、お互いに十分良い精度で一致しており、波高計の性能は、満足すべきものであったことがわかる。

センサーは、本来固定した方がよいのであるが、主に技術上の理由から、下の端は自由にした。長さ5mのセンサーの下に、約2mのロープをつなぎ、その端に重さ約10kgのおもりを結んで、ある程度の動きは止めた。しかし、完全には固定されていないので、流れや、波によって振動したり、ある方向に流されたりする可能性は残った。

平均海面から約23mの所に設置してあるエーロベン形風向風速計を用いて、風の測定を行なった。風向計の検定は、風向計を東西南北に向け、そのときの出力を計って行なった。

AD変換器のサンプリング周波数が800Hzなので、違うチャンネルにつながれた波高の時系列には、若干の時刻の進み遅れが生ずる。この時間のずれは、相互スペクトルの位相のずれとして補正された。Blackman and Tukey (1958)の方法によってスペクトルの計算を行ない、スペクトルウェイトとしてhamming (0.23, 0.54, 0.23)型を用いた。データのサンプリング時間を0.5秒にし、1,000個で一つのシリーズとした。紙テープのパンチに約300秒かかるので、約100秒間休んで、15分ごとに1回の測定が行なわれるようにした。通常は、1,000個のデータを用いて解析をしたが、波の発達が、極端に急なときには、半分に分けて行なうこともあった。定常性の破れは、周波数スペクトルよりも方向スペクトルに鋭敏に反映した。

#### (iv) 観 測

1971年10月中旬にすべての準備が終わっていたが、気象条件は悪く、ほぼ一か月が無為に過ぎた。この期間中に、測器の故障があったり、センサーが釣り舟に切られたり、海草がセンサーに付着して元の太さの3~4倍になったりした。波の発達過程の研究にとって理想に近い風が吹いたのは、実に、11月27日になってからであった。図6に示したのが、その日の風の状態である。前の日から、気象予報や経験によって風が吹くのが予想されていたので、朝から準備をしておいた。また、この日の2日前に塔に行って、波高計の状態を完全に

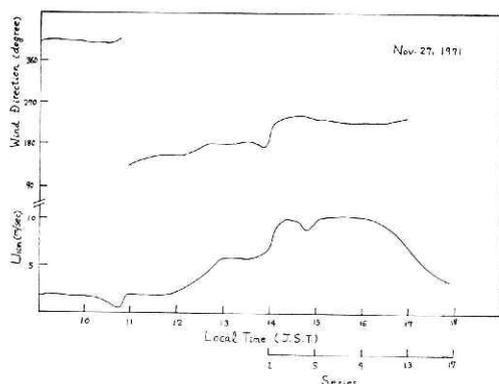


図 6 測定時における風の状況

あらしがあったので、このときの波高計の惨たんたる状態からは、11月27日中の様子を推定することは無理であった。しかしながら、いくつかの根拠から観測中測定系が良好な状態にあったことが推定される。というのは、第1に、期間中7本の波高計のパワースペクトルは、お互いにほぼ一致しており、第2に、観測中ほぼ一定の大きさを保っていたうねりの方向スペクトルは、ほとんど同一であったからである。もし、センサーが元の位置にないのに、それを無視して方向スペクトルを計算した場合には、同じような波に対しても、方向スペクトルは、変わるはずである。2番目に挙げた理由によってセンサーの位置が動かなかったと断言できないのは、波高計のスパンに比べて波長の長い波の方向スペクトルは、Iの方法をもってしても求まらず、Barber (1961)の方法によって得られた非常に平たんな形の方向スペクトルによってしか判定できなかったからである。しかし、後でも述べるように、センサーは期間中所期の位置にあったとしてよい。

風は、11時に陸よりから海よりに変わり、13時には  $U_{10m}$  で 6.1 m/s になった。ここに、 $U_{10m}$  は平均水面からの高さ 10 m の地点における平均風速である。13時から14時までの1時間、風の状態は、ほとんど一様であった。14時になって風が急に変わり、風向は西南西に、風速は約 10 m/s になった。以後約2時間にわたって、再びほぼ一様な風が吹き、18時ごろにその風はやんだ。期間中の風向・風速は必ずしも一定とはいえないが、野外での状況としては、望みうる最良に近いものとしてよい。

後で使う海面での摩擦速度  $u_*$  は、風速分布の対数法則と、Charnock (1955) の関係

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{u_*}{\kappa} \ln z/z_0, \\ z_0 &= 1.1 \times 10^{-3} u_*^2/g \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

を用いて求めた。ここに、 $g$  は重力加速度である。

天候は1日中晴、水はかなり澄んでおり、風が強いため塔の近辺には船影はなかった。気温・水温はそれぞれ 17.0°C、18.1°C でほぼ一定であり、大気の安定度は、中立と見なそう

る。データを，初期条件を決めるために，9時にまず一度集録し，13時から前述の方法にしたがって，連続的に18時まで取り続けた。

### 3. 結 果

#### (i) パワースペクトル

水位変動のパワースペクトルの時間変化を示したのが，図7である。大部分は，1,000個のデータを用いての解析結果であるが，シリーズ7, 8の場合のみ，急激な波の発達にかんがみ，500個ずつに分けて解析を行なった。スペクトルの変化には，次のような特徴がある。

1) 低周波域に観測期間中，ほぼスペクトル密度一定のうねりが存在し続ける。

2) 初期にはうねりが卓越しているが，しだいに風浪が優勢になり，ついにはうねりのエネルギーは，全体の波のエネルギーのごく一部分になってしまう。

3) スペクトルの変化にはところどころふぞろいがあり，極端に増大する時期もあれば，ほとんど前のシリーズと変わらないときもある。しかし，全体的には，時間とともにかなり系統的な変化をしている。以上である。

平衡域のスペクトル密度の値は，式

$$E_1(\sigma) = 1.17 \times 10^{-3} g^2 \sigma^{-5} \quad (5)$$

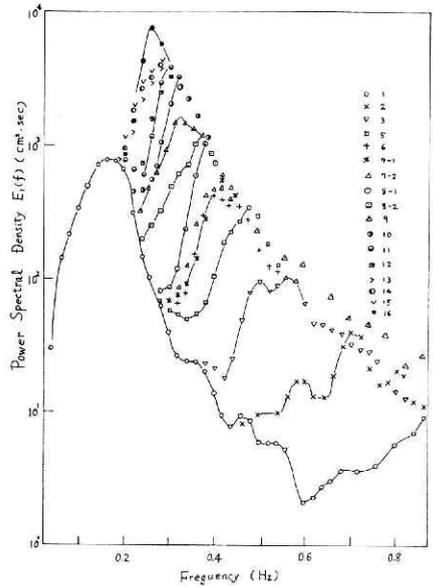


図7 パワースペクトルの時間変化図

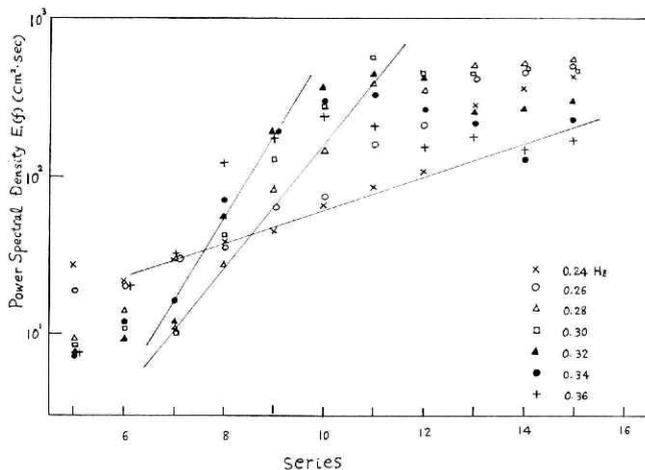


図8 各周波数成分の変化図

表 2 波の増幅率の測定値と理論値

$f$ (Hz)	$c/u_*$	$\mu_0 (\times 10^{-4})$	$\mu_{MP} (\times 10^{-4})$	$\mu_0/\mu_{MP}$
0.24	13.0	1.8	1.1	1.6
0.26	12.0	2.6	1.5	1.7
0.28	11.1	5.0	1.9	2.6
0.30	10.3	6.0	2.3	2.5
0.32	9.7	8.8	2.4	2.8
0.34	9.2	5.6	2.7	2.1

(Phillips, 1966) から求められる値とよく一致する。

### (ii) 周波数別成分波の発達

図 8 に、周波数別成分波のスペクトル密度の時間変化を示す。ここでは、シリーズ 7, 8 も 1,000 個のデータを使って解析してある。周波数の高い成分は、早い時期に平衡状態に達し、周波数の低い成分は、期間中ずっと発達し続ける。スペクトルの前面部分に入ってから、幾分ばらつきはあるものの、発達の仕方は、時間に対して指数関数的である。また、成分によっては、行過ぎ (overshoot) の現象が明らかに見受けられる。前面域に入るまでの増加の仕方は、緩やかである。

表 2 に、測定された発達率と、Miles-Phillips (Phillips, 1966) の理論による予想値とを載せる。測定値の方が、理論値に比べて 2~3 倍大きいことがわかる。両者の関係は、今まで発表されているものにだいたい等しいが、今回の測定値が少し小さ目である。長い波の場合に両者の差は、若干縮小しているが、これは後で示すように、長い波の平均の方向は、風向の方向からかなりずれており、しかも、発達率が進行する方向に依存するからである。したがって、実際には理論値と測定値の比は、表に示されている値よりも大きいはずである。

### (iii) 方向スペクトル

図 9 a に、Barber (1961) の方法によって算出した方向スペクトルと、I で述べた方法によって求めた方向スペクトルを示す。後者の方が、前者のものに比較して分布が鋭く、分解能が確かに高くなったことがわかる。更に、不自然な負のエネルギーの値も、小さくなっていることが注目される。

しかしながら、I で述べられているようには成功しておらず、負の値や虚極値がやはり存在する。このようなことが起こった理由として、次の四つのことが考えられる。

- 1) 非線形効果のゆえに線形分散関係 (1) が成立しない。
- 2) 波高計のセンサーが、所定の位置からずれたため。
- 3) スペクトルの方向幅が狭すぎて、真の方向スペクトルの再生が不可能になった。
- 4) 測定された相互スペクトルに誤差が入っている。

図 9 b は、波の大きさの三つの段階に対応する再生スペクトルである ( $f=0.32$  Hz)。スペクトル密度の大きいものの方向分散は、小さくなっているが、このことについては、後で議論

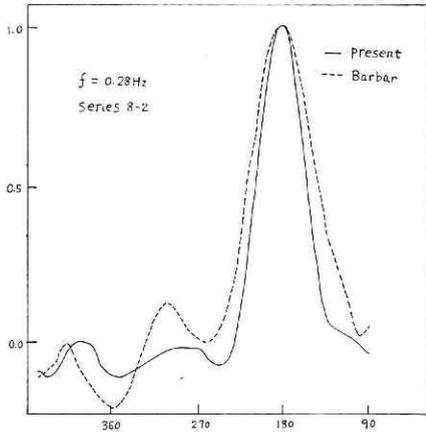


図 9 a Barber (1961) の方法によって求めた方向スペクトルと今回用いた Fujinawa (1973 a) の方法によって求めた方向スペクトルとの比較

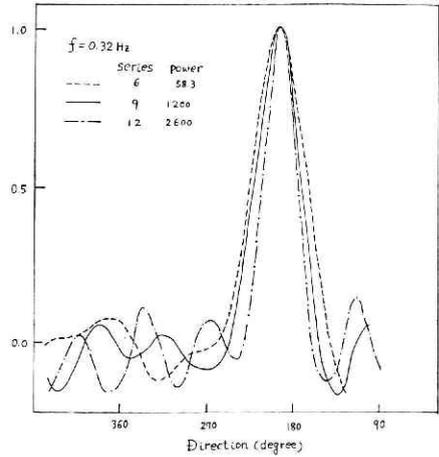


図 9 b 波が大きさの三つの段階における方向スペクトル計算に付随する誤差の比較

しよう。この図を参照して、上に挙げた四つの理由をそれぞれ吟味してみよう。

まず、非線形効果のためとするならば、波が大きくなるとともに、上に述べた現象に系統的な変化が、現われるはずである。しかるに、図からわかるように、パワースペクトル密度が、40 倍になっても、不自然な現象の様子には、明確な違いがない。更に、Garrett (1963) の測定によると、風浪の場合において、スペクトル密度の最大を取る周波数の波でさえ、ほとんど線形の分散関係を満足している。かくて、非線形効果のせいとは考えられない。また、計算された方向スペクトルにおける不自然な様相の非系統性から考えて、波高計の配置のずれが、原因とも考えられない。スペクトルの幅についていえば、I が示されているように少なくとも  $S=6$  (採用した波高計の数、配置に対して) までは、完全に真のスペクトルの再生が可能であり、他方、図 9 b に見るように、不自然な様相は、 $S=4.4$  の場合とあまり変わらない。したがって、方向分散の小さいことが原因とも考えられない。このほかに、塔による波の場の乱れということも考えられるが、塔の構造からすると周期 2 秒以上の波に対しては、たいして大きな影響を与えないと考えられる。かくて、虚ピークの位置の不規則性ならびにその値の小さいことから判断すると、測定された相互スペクトルに混入している誤差が原因と考えられる。ということで、真のピークから減少していった負の値に変わる方位からは、スペクトル値が零とみなすことにする。

(iv) 方向スペクトルの時間変化

一定の周波数をもった波の方向スペクトルの時間変化を示したのが、図 10 である。分布の形の変化を強調するために、スペクトル密度の最大値が 1 になるように規格化してある。また、スペクトル密度の分布が、一般に非常に鋭いので、縦軸は対数目盛にしてある。

風浪の方向スペクトルの測定—藤縄

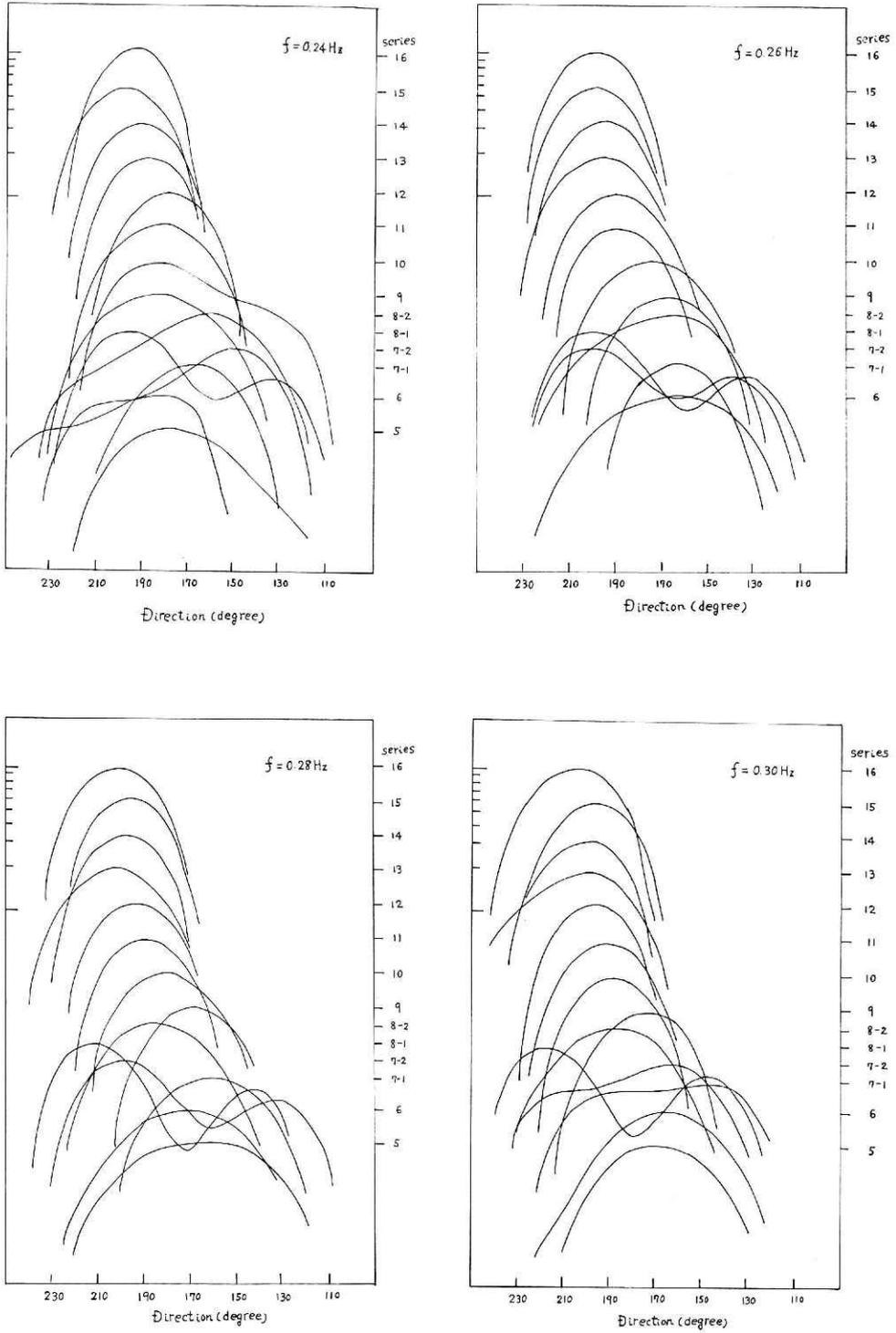


図 10.1 各周波数成分ごとの方向スペクトルの時間変化

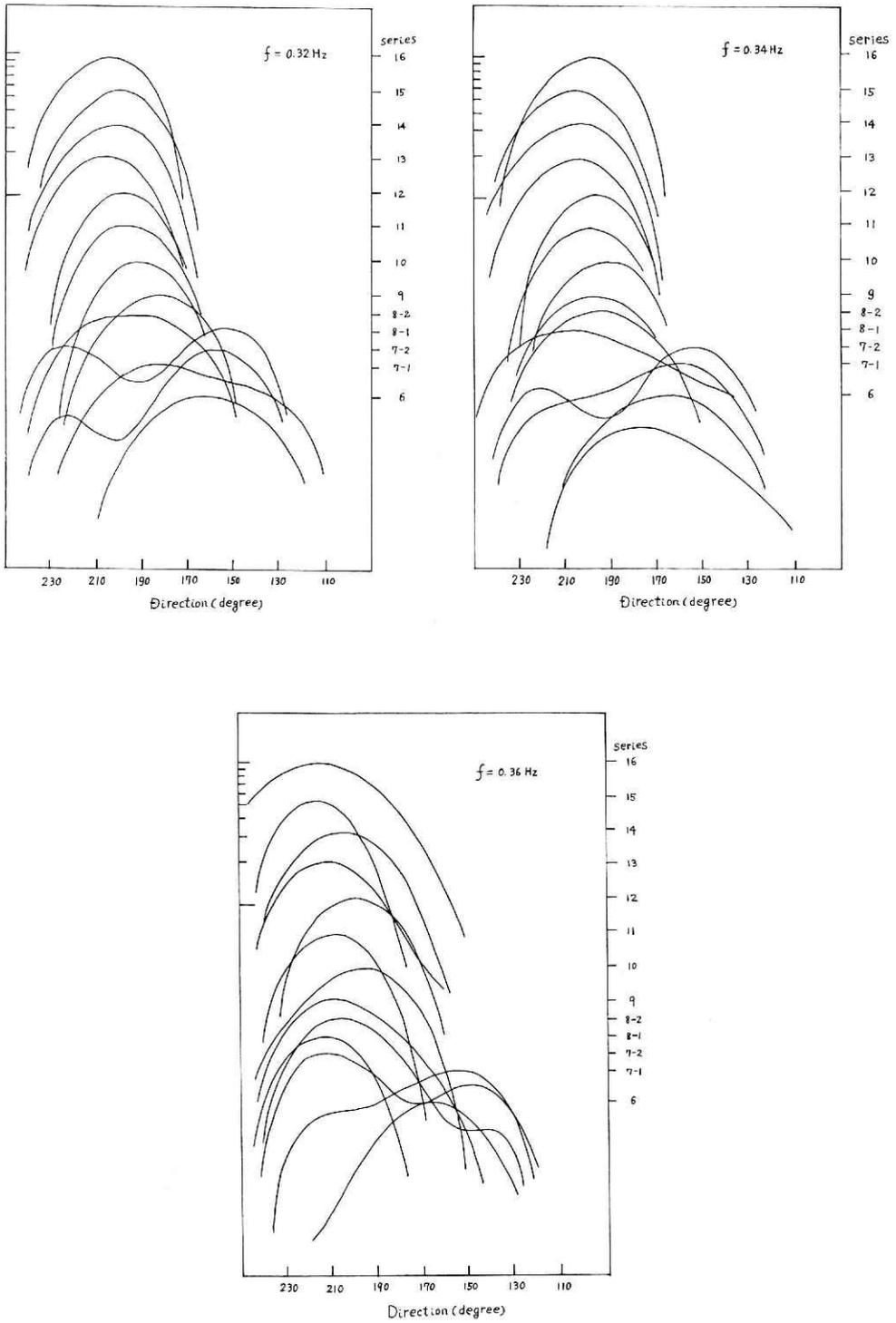


図 10.2 各周波数成分ごとの方向スペクトルの時間変化

一般的な傾向として、風向が途中から変わったことに対応し、方向スペクトルの分布も、順次第2段階の風向方向に偏ってゆく。そして、偏位の仕方は、短い波ほど速く、長い波ほど緩やかである。これは、波の風の状態の変化に対する応答の仕方が、短い波ほど速いためである。初期においてスペクトルの幅が随分広いのは、力学的な性質からよりも、風の移り変わりから説明される。

図 10 からわかるように、ある時期方向スペクトルには、二つのピークがある。時間の経過とともに、第1段階の風向近辺のピークが、第2段階の風向近辺のピークに比べて、漸次、優勢・競合・劣勢と推移する様子が、よく現われている。しかし、方向スペクトルに二つの極値がある場合に限って、一つ不自然な現象が現われる。すなわち、図からもわかるように、第2段階の風向近辺のピークの位置が、最終値に比べて最大 30 度もずれてしまうことである。これは、波の場の非定常性が原因で起きたものと考えられる。データ処理がなされた期間に波が急に発達し、前の時期と後の時期とでは波の場の性質がかなり違うので、定常とは十分良い近似で見なせないのである。シリーズ 7, 8 を 2 分してスペクトルを計算したのは、このことを考慮したためである。分割しないで計算した結果の不自然さは、もっとはなはだしかった。しかし、図 10 の結果を見ると、1,000 個のデータを半分に分けても、まだ期間中定常とみなすには不十分であったことがわかる。ここでは、あまりに繁雑になるので、これ以上細分して計算はせず、結果の解釈の際にこの事実に留意するにとどめる。

(v) 方向分布の特性値

方向スペクトル分布  $D(\theta)$  に関する最も簡単な特性値は、平均方向・方向分散・分布の非対称度等である。これらの量は、それぞれ分布  $D(\theta)$  の第1次、第2次、第3次のモーメントに関連づけられる。

平均方向  $\bar{\theta}$  は、

$$\bar{\theta} = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} \theta D(\theta) d\theta}{\int_{-\pi}^{\pi} D(\theta) d\theta} \quad (6)$$

で定義される。高次のモーメントになるにつれて、平均方向  $\bar{\theta}$  から離れた点でのスペクトル値の寄与が、大きくなる。他方、前述したように、分布の端の場所での計算値の信頼度は高くない。したがって、高次のモーメントを使って分布の広がり具合や対称度を表わすよりも、半値幅を使った方がよいと思われる。方向分布  $D(\theta)$  において、方向  $\theta_m$  で最大値  $D_m$  が取られるとすると、

$$D_m = D(\theta_m).$$

半値幅  $\phi$  は、

$$\begin{aligned} \phi &= \theta_r - \theta_l, & \theta_r > \theta_l, \\ D(\theta_r)/D_m &= 0.5, \\ D(\theta_l)/D_m &= 0.5 \end{aligned}$$

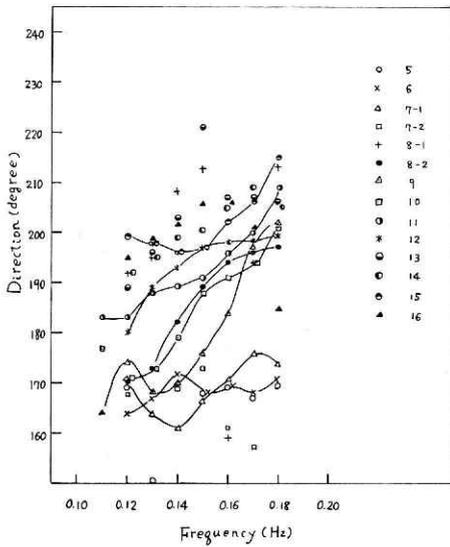


図 11 平均方向の変化の仕方

で定められる。分布の形を決めれば、半値幅  $\phi$  と 2 次のモーメント、あるいは対称度と 3 次のモーメントとの間には、一意的な関係が成立して、一方から他方への翻訳は、可能となる。

対称度は、ふつう分布の第 3 次のモーメントを使い、ひずみ (skewness) で表わされる。しかし、ここでは半値の方向  $\theta_r, \theta_l$  を用いて、

$$K = \{(\theta_r - \bar{\theta}) - (\bar{\theta} - \theta_l)\} / \phi$$

$$\doteq \{(\theta_r - \theta_m) - (\theta_m - \theta_l)\} / \phi$$

で定められる量  $K$  をもって非対称度の目安とする。

### (vi-1) 波の平均方向

図 11 に、各種の波の平均方向の時間変化を示す。平均方向は、極値の数が一つで分布が鋭

い場合には最大値の方向  $\theta_m$  に近い。平均方向  $\bar{\theta}$  は、時間の経過とともに第 1 段階の風向近くから、第 2 段階の風向近くに偏ってゆき、その移行の仕方は、短い波ほど速い。 $\bar{\theta}$  の変化を見ると、いかにもスペクトルの分布が全体として移行するようであるが、実際には、二つのピークの相対的な大きさが変わることによって平均の方向が変化するのである。

波が成長し切って、スペクトル密度が平衡値を取る時期においても、波の平均方向は、風向に一致せず、吹走距離の長い方向に約 30 度もずれている。この値は、風向計の誤差 (5 度以下) をはるかに越える大きさである。このことについては、後ほど議論しよう。

### (vi-2) 方向分散

波が発達するにつれて、方向分散がどのように変化するかという問題は、発達の際巧を論ずる場合ばかりでなく、波浪予報等の実用的見地からしても重要である。図 12 は、周波数スペクトル密度と半値幅  $\phi$  との関係を示したものである。方向分散の程度は、波が大きくなると、小さくなるのがわかる。しかしながら、発達の初期における変化は、主に風向の変化に起因しているのである。とはいえ、図に示した矢印以降においては、第 2 段階の風による波の方が、第 1 段階の風によるものに比べて、圧倒的に大きく、少なくとも半値幅に関する限りは、初期条件が跡を留めていないと思われるにもかかわらず、方向分散度は小さくなる。この周波数の場合、スペクトル密度が平衡値の 1/20~1/10 ぐらいまで、方向幅の減少傾向が続き、以後の減少の程度は小さい。なお、エネルギーの周波数スペクトル密度が最大の波の方向分散幅が最も小さいことは、Iwata *et al.* (1971) によっても気づかれている。

スペクトル幅  $\phi$  の値は、周波数スペクトル密度が飽和値に近づくと、ほぼ一定となる。図 13 は、方向分散度 (余弦関数のべき乗の指数  $S$  で表わして) と周波数の関係である。

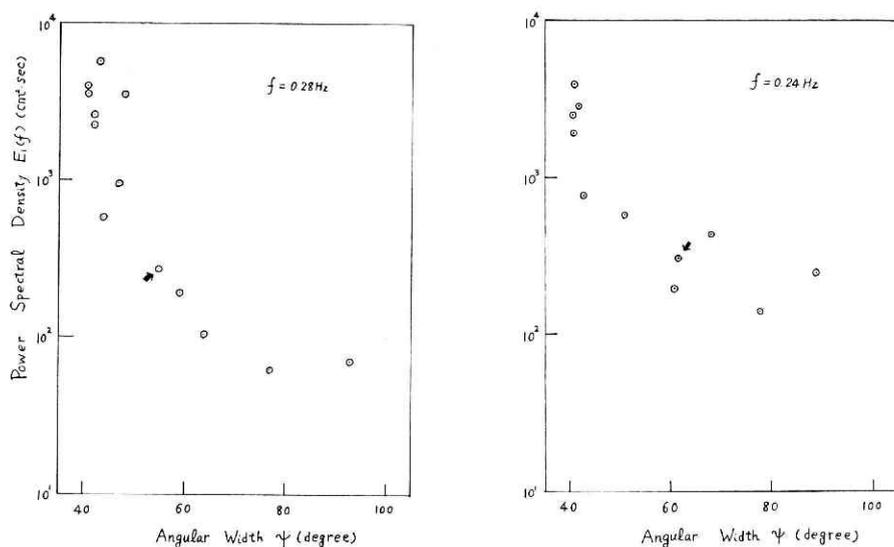


図 12 方向分散幅と波のパワースペクトル密度との関係

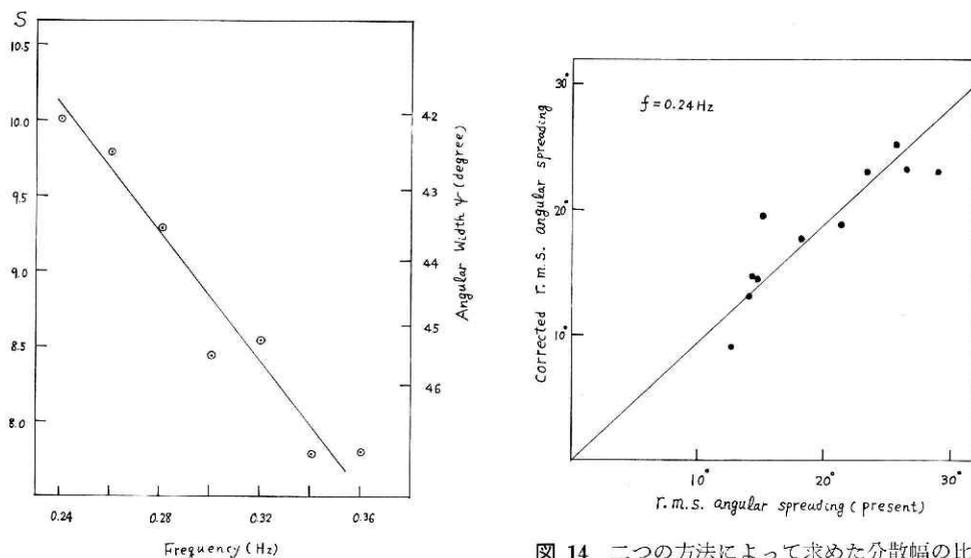


図 13 ほぼ平衡時における方向分散幅

図 14 二つの方法によって求めた分散幅の比較

観測期間中には、スペクトル密度が、飽和値に達しなかった長い波に対しては、スペクトル幅は、補外法によって求めた。方向分散は、従来言われていたよりも、かなり狭いことが注目される。これは一つには、スペクトル計算が、分解能の高い方法によって行なわれたこと、今一つには、上に述べたように、波が発達するにつれて、方向幅が狭くなることに起因している。余弦べき乗関数の指数  $S$  で  $8 \sim 10$  という大きい値であるが、 $S$  は半値幅  $\psi$  と比例しないので、従来の報告と見掛けほどの大きな違いがあるわけではない。しかし、この

測定された半値幅の小さいことは、図 9a に示したような負のエネルギー値の存在等の誤差によってもたらされたおそれがあるので、次のようなチェックを行なってみた。すなわち、ある真の方向スペクトル  $E(\theta)$  を与えると、Barber の方法による推定スペクトル  $E'(\theta)$  が求まる。スペクトルの幅を種々に変えることによって、Barber の方法による方向幅  $\phi'$  と、真の方向幅  $\phi$  との関係のグラフを作ることができる。この較正曲線を用いて、Barber の方法によって得られた方向スペクトルから真の方向幅を推定できる。図 14 に、このようにして推定スペクトル  $E'(\theta)$  を使って得られた方向幅と、I で述べた方法によって計算されたスペクトルを使って得た方向幅との関係を示す。この図からわかるように、両者の対応関係は、満足すべきものであって、方向幅が従来言われていた値より小さいのは、真のスペクトルを推定する際に混入する誤差のせいではないことがはっきりわかる。

第2番目に注目される事実は、方向分散が短い波の場合ほど大きいということである。もっとも、これは今までいわれていたことの再確認にすぎない。半値幅でいうと、周波数が 0.36 Hz から 0.24 Hz の波の方向分散は、47 度と 41 度の範囲となる。図中の直線は、式

$$S = 15.25 - 21.42f \quad (7)$$

で表わせる。Gilchrist (1966) の論文で報告されている波の分散幅の値も、(周波数スペクトルの最大値の波の場合) この直線の延長上に載る。

方向分散の周波数に対する関係を、大気の乱流の方向分布から推定した、興味深い論文 (Iwata, 1971) があることを述べておく。

### (vi-3) 方向別成分波の発達率

波の発達につれて、方向スペクトルの幅が小さくなるということは、波の各方向別成分が一樣に大きくなるのではなく、発達の仕方に方向性があるということを暗示している。発達率の方向依存の解明も、波の発達の機巧の研究に欠くことができなれないと思われる。図 15 に、周波数・方向別成分のエネルギー密度の推移を示す。各成分とも増大の仕方は、時間に対して指数関数的であるとみなすことができる。これは、周波数スペクトル密度が、時間に対して指数関数的に増大すること、ならびに、エネルギーの方向分布がかなり狭いことを考慮すれば納得できる。

図 16 は、発達率の方向依存度を、三つの周波数成分について描いたものである。それらの波の無次元波速 ( $c/u_*$ ) は、それぞれ 8.7, 11, 14 である。この図からわかるように、風向近辺の方向に進行する波が、最も速く発達し、発達率の方向分布は、近似的に、

$$\mu(\theta) \sim \cos^2(\theta - \theta_w) \quad (8)$$

で表わすことができる。ここに、風向を  $\theta_w$  で表わした。細かく見ると、風向近辺では  $\cos^2(\theta - \theta_w)$  より緩やかに、はるかに風向から離れた所では、 $\cos^2(\theta - \theta_w)$  よりは急激な変化をする。図には、Miles-Phillips の理論から予想される増大率の方向分布  $\mu_{MP}(\theta)$  も、描かれている。

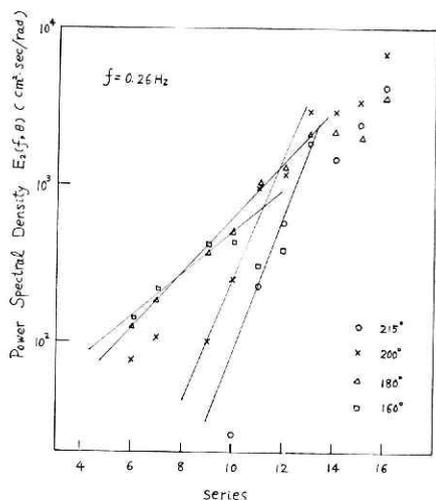


図 15 方向別成分のパワースペクトル密度の変化図

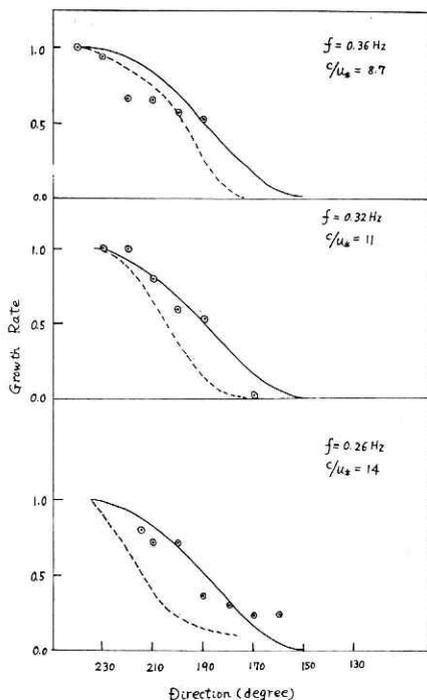


図 16 三つの波の成分に対する増幅率の方向依存性

$$\left. \begin{aligned}
 \mu_{MP}(\theta) &= \cos^2(\theta - \theta_w) \{ A_m P^2 \beta(kz_m) + A \gamma(kz_m) \}, \\
 \beta(kz_m) &= (kz_m)^3 \left\{ \int_1^\infty \log^2 u \cdot \exp(-kz_m u) du \right\}^2, \\
 \gamma(kz_m) &= (kz_m)^{-1} \int_{u_0}^\infty P^2 u^{-2} |\log u| \exp(-2kz_m u) du.
 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここに、 $A, A_m, P$  は定数であり、 $z_m$  は臨界層 (critical layer) の高さで

$$U \cos(\theta - \theta_w) = c$$

によって決まる。 $\beta(kz_m), \gamma(kz_m)$  も、方向によって若干異なるので、この理論による発達率の方向依存は、 $\cos^2(\theta - \theta_w)$  とは違うのである (Phillips, 1966)。前に示したように、発達率の大きさが、Miles-Phillips の理論で予想されるものと、実際に測定されるものとで大きく異なるので、方向分布の両者の比較は、単に参考程度に止めておいた方がよいかもしれない。

風向近辺の成分波が、最もよく発達するとして、では、なぜ波の平均の方向と風向が一致しないのであろうか。これについては、後ほど詳しく議論されよう。

#### (vi-4) 波の非線形相互作用

波が大きくなるにつれて、波と波との相互作用が無視できなくなる。波の発達率が、Miles

の理論によって予想されるよりも、かなり大きい理由の一つとして、その理論においては波の非線形効果が、考慮されていないということが考えられる。また、大気から波に入るエネルギーの方向分布が測定され、これによって予想される波の増大率と実際に測定される増大率の方向分布の間に矛盾があることがわかれば、その相違の原因は、波と波との相互作用の効果にあるであろう。非線形効果の見積りは、非常に面倒であって、現在のところ、厳密な定量的な予測がなされているのは、共鳴機巧による相互作用についてのもののみである。ランダムな波の場における共鳴機巧による非線形エネルギー移送量については、Hasselmann (1962, 1963) が詳しく吟味した。

Snodgrass *et al.* (1966) は、うねりのエネルギースペクトルの変化を測定し、Mitsuyasu (1968) は、風洞水槽において、波のエネルギーの周波数スペクトル密度の場所的变化を測定して、エネルギー移送量を求めた。その結果が、Hasselmann の理論の予想と定量的にもよく一致している。さて、共鳴機巧が確かにエネルギー移送に寄与しているとして、その量が実際のエネルギー増大量のどれくらいにあたるのであろうか。もちろん、非線形効果は共鳴機巧のみで記述し尽くされるものではないが、現今のこの方面の研究の現状を考慮して、共鳴機巧についてのみ考えることにする。

二次元スペクトル  $E_2(f, \theta)$  が知られば、共鳴形の非線形効果による単位時間当りのエネルギー移送量  $\partial E_2 / \partial t$  は、単に積分を実行することによって求められる (Hasselmann, 1963)。この積分は、三重積分であって、数値計算を行なうにも計算時間が随分かかる。Barnett (1968) は、その計算を簡易化すべく、助変数化した式を導き、計算時間を格段に減少せしめた。しかしながら、その式では、スペクトルの方向幅が固定されており、かつ、全周波数にわたる波の平均方向などが使用されている。Barnett (1971) がいうように、エネルギー移送率  $\partial E_2 / \partial t$  は、かなり微妙にスペクトルの形に依存するようである。というわけで、ここでは余計なあいまいさが入らぬよう、計算に時間がかかるが Hasselmann の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{k}_4) = & \int_0^\infty \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi \left\{ \sum_{j=1}^2 \omega_4 T \left[ \frac{\omega_4 k_4}{k_3} f(\mathbf{k}_1) f(\mathbf{k}_2^{(j)}) f(\mathbf{k}_3^{(j)}) \right. \right. \\ & + \omega_3 f(\mathbf{k}_1) f(\mathbf{k}_2^{(j)}) f(\mathbf{k}_4) - \omega_2 (k_2/k_3) f(\mathbf{k}_3^{(j)}) f(\mathbf{k}_4) f(\mathbf{k}_1) \\ & \left. \left. - \omega_1 (k_1/k_3) f(\mathbf{k}_3^{(j)}) f(\mathbf{k}_4) f(\mathbf{k}_2^{(j)}) \right] \right\} d\alpha_1 dk_1 dk_2 \end{aligned} \quad (10)$$

を用いて、エネルギー移送量を求めることにする。ここに

$$f(\mathbf{k}) = (\rho g f / 2k) E_2(f, \alpha),$$

$$E_2(f, \alpha) = E_1(f) D(\alpha),$$

$$\int_{-\pi}^\pi D(\alpha) d\alpha = 1$$

である (特に断わってない量については、Hasselmann, 1963 を参照のこと)。

可能な限り測定された情報を使って、計算を進めることにする。しかし、我々の場合方向

スペクトルの測定は、ある限られた周波数の波に対してしか ( $f=0.22\text{ Hz}\sim f=0.36\text{ Hz}$ ) 可能でないで、他の波に対しては、平均方向、方向分散幅を推定せざるを得ない。もっとも、波のエネルギーの大部分が、方向スペクトルの測定可能な領域にあるときには、推定の際に含まれるであろう誤差は、エネルギー移送量の計算値にはあまり影響しない。

方向分布  $D(\theta)$  としては、簡単な形

$$D(\theta) = \frac{1}{N_0} \cos^S(\theta - \bar{\theta})$$

を採用した。実際の分布に最もよく合う  $S$  の値は、一般に整数ではないが、ここでは簡単のため、測定値に一番近い整数を使った。高周波域の方向幅は、波が平衡域にあるものとして、式 (7) を使って (補外法で) 求める。しかし、非常に周波数が高い波に対しては、方向幅が不自然と思われるくらいに広がってしまうので、 $S$  の最小値を 4 とした。この 4 という数字にあまり根拠はないが、(7) 式を使った場合、 $S$  が 4 となる周波数は、0.53 Hz となって、影響する周波数域に含まれるエネルギーは、全体のエネルギーに比べて、ごく初期を除いて無視できるので、計算の全体にはあまり関係しないと考えられる。低域側において考えている周波数  $f$  の波が、スペクトルの前面域にまだ入っていないときには、方向幅の変化を若干考慮して、 $S=4$  とした。風浪のエネルギーが、うねりのエネルギーに比べて少ない波の発達初期には、低周波域における方向幅の推定値に起因する誤差は、かなり大きいと考えられる。しかし、Hasselmann (1963) の計算結果から判断すると、スペクトルの前面域におけるエネルギー移送量の大きさに対しては、方向幅は、あまり大きい変化を及ぼしていない。前面域に入った場合には、 $f=0.22\text{ Hz}$  の周波数の波の方向幅の値と、まだ立ち上がらない波の方向幅の値 ( $S=4$ ) との補間によって求める。

平均方向の極低周波域は、第 1 段階の風向に一致させ、前面域に入った場合には、方向幅の時と同じようなやり方で求めた。一方、高周波域の平均方向  $\bar{\theta}$  は、 $f=0.36\text{ Hz}$  の平均方向に一致させた。

一次元エネルギー周波数スペクトル密度  $E_1(f)$  としては、測定された値をそのまま使った。

シリーズごとの測定結果を用いて、エネルギー移送量を数値積分して求めた。単位時間の輸送量にシリーズからシリーズまでの時間を乗じて、スペクトル密度の変化量が求まる。しかしながら、時刻  $t_1$  から  $t_2$  に至るまでの間に起きるエネルギー輸送量を見積もるとき、スペクトル密度が  $t_1$  と  $t_2$  においてかなり異なる場合には、初期時刻  $t_1$  における分布を用いるよりも、中間の時刻  $(t_1+t_2)/2$  における分布に基づいて計算した方がより良いと考えられる。我々は、そうする代わりに、 $t_1$  における分布から求めた値と  $t_2$  における分布より求めた値との平均値をもって、 $t_1$  から  $t_2$  に至る間のエネルギー輸送量とする。我々の場合には、波が段々大きくなるので、エネルギー輸送量は、 $t_2$  における分布に基づくものの方が、いつ

表 3 パワースペクトル密度の増大量,  $\Delta E_{2ob}$  は測定値を

$f$ (Hz)	Series	150°		160°	
		( $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}/\text{rad}$ ) $\Delta E_{2ob}$	$\Delta E_{2H}$	$\Delta E_{2ob}$	$\Delta E_{2H}$
0.24	8-2~ 9	21	18	59	15
	9~10	21	21	8	35
	10~11	- 36	47	92	99
	11~12	- 2	67	160	161
	12~13				
	13~14				
	9~12				
0.28	12~14				
	8-1~8-2	92	41	180	82
	8-2~ 9	310	80	440	160
	9~10	- 90	170	47	300
	10~11	-330	250	27	550
0.36	8-2~11	-110	540	500	(150%) 750
	7-1~7-2				
	7-2~8-1				
	8-1~8-2				
	7-1~8-2				

も  $n_1$  における分布から求められたものよりも大きく (前面域において), 平均操作によって得られる値は,  $n_1$  における分布をもとにして得られるものよりも大きい。

表 3 に, スペクトル密度の増分量の測定値と, Hasselmann の非線形理論による推定値を示す。予想されるように, 推定値は, 時間の経過とともに (波が大きくなるにしたがって), 急激に大きくなる。測定値と推定値を比較すると, 推定値は, 測定値の数 % から数倍にわたり, 場合によっては, 両者の符号が異なることもある。もっとも, 符号が異なるのは, 方向スペクトルのピークからずっと離れた方向であるので, 測定方向スペクトルの誤差が, その原因と考えられる。今一つ気が付くことは, Hasselmann の理論から導かれるエネルギー移送量の方向分布が, 測定された移送量の分布よりも幅が広いことである。測定移送量の分布の狭さは, 波の発達につれて, 方向スペクトルの幅が狭くなることに対応している。第 3 番目に注目されることは, 波の発達の初期においては, 理論値は測定値の 10% 以下であるということである。第 4 番目に気づくことは, 測定増分量が, 風向の方向に大きい (これは分布がしだいに風向方向に偏ってゆくのに対応している) のに, 推定値はそれに比べてかなり第 1 段階の風の方向に大きいことである。この事実をもってしても, この種の非線形相互作用

風浪の方向スペクトルの測定—藤縄

示し  $\Delta E_{2H}$  は Hasselmann (1962) の理論による推定値.

170°		180°		190°		200°	
$\Delta E_{2ob}$	$\Delta E_{2H}$						
95	5.5	120	1.3	110	2.6	74	5.1
42	21	91	7.2	120	6.7	110	9.7
190	110	240	64	230	29	190	36
280	210	290	140	180	59	8	69
750	300	1,500	300	1,900	160	1,700	120
-100	410	280	510	630	310	800	190
520	(65%) 330	620	(28%) 170	530	(18%) 94	310	(37%) 114
640	(110%) 710	1,800	(45%) 810	2,500	(18%) 470	2,500	(12%) 310
270	90	310	50	290	22	220	20
420	180	270	120	50	59	-110	42
290	290	530	180	630	120	540	100
960	700	1,900	520	2,400	380	200	360
1,700	(70%) 1,200	2,700	(30%) 810	3,100	(18%) 560	2,500	(20%) 500
- 7	30	6	32	61	23	11	15
- 81	40	4	60	170	65	340	55
320	33	460	66	510	90	470	85
230	(45%) 100	470	(34%) 160	740	(24%) 180	920	(17%) 160

用が波の発達の主因たり得ないことが推測される。

測定増分量は一種の微分量であるので、ばらつきが大きい。そこで、方向スペクトルの分布  $D(\theta)$  が、ほぼ一定の期間を選んで、平均的に見てみよう。すなわち、表 3 においていくつかのシリーズにわたる移送量の和を考えるのである。こうして得られた測定値は、考えている時間での全増分量となり、理論値はその時間をいくつかに分けて、各時刻ごとの移送量を求めて得られたものになる。その結果が、表 3 の各周波数に割り当てられた欄の一番下に載せてある。 $f=0.26$  Hz の波を除いて、最も発達する成分の場合、理論値は実測値の 20% 以下であり、それからずれると、その比は大きくなって、10 度ずれた成分の場合には、約 30% となる。

いずれにしても、共鳴形の非線形相互作用は波の発達の主因ではないことがわかる。主因ではないことは、波の平均の方向が風向の方向に変化してゆく（共鳴形相互作用の場合、スペクトルの前面域においてはエネルギー移送量は普通エネルギーの大きい方向に大きいのに対比して）こと、発達率の方向分布が、風向方向に大きい形になっていることなどからも当然予想されることである。

Barnett (1971) は、方向スペクトルの時間・空間変化を測定し、波と波の間の相互作用によるエネルギー移送量を求めた。彼は、波の実際の発達率の 30~90% が共鳴形の相互作用によって説明できるとしている。しかし、我々の結果からすると、この比率は大きすぎるようである。Barnett (1971) の論文からは（序報であるので）詳細はわからないので、何故我々のものと違っている点があるのかは、今のところ不明である。

#### 4. 議 論

##### (i) 波向と風向とのずれについて

我々の結果において示された波向と風向との不一致を、どう説明したらよいのであろうか。発達の初期にはともかくとして、エネルギーの周波数スペクトル密度が平衡値を採った後も、ずっと波の平均方向は、風向からずれている。本質的な理由によるものなのか、あるいは単になんらかの誤差のせいなのであろうか。非本質的な理由として考えられることは、

- (1) 水深が波長に比べて小さいゆえに生ずる波の屈折、
- (2) 流れのシヤー (shear) によって起きる波の屈折、
- (3) 塔の近くの地形の影響を受けて風が乱れ、塔で測った風向が、遠方の風の向きと違うこと、
- (4) 波高計の配置のずれ、

などである。これ以外に、塔による波の変形、スペクトル計算に伴う誤差、ということも考えられるが、前者は波長と塔の構築材の大きさの比から考えて、後者は偏位の系統性から判定して、それぞれ真の理由とはなりえない。上に挙げた四つの項につき、予想される偏位の大きさを見積もってみよう。

##### (1) 海底による屈折

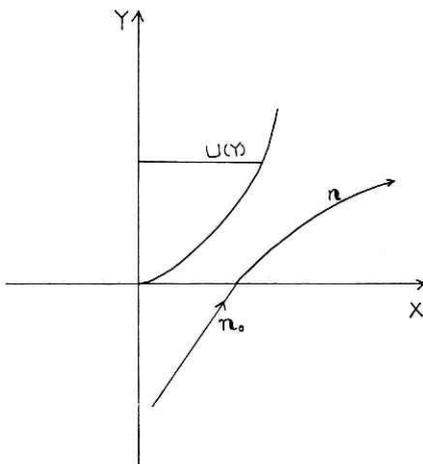


図 17 波の屈折計算に用いたモデル

図 2 からわかるように、120 度から 240 度までの方位から来る波に対しては、水深は、全て 20 m 以上である。したがって、波長 40 m 以下の波は、海底の影響を受けないとしてよい。我々の測定結果においては、波長が 12 m ( $f=0.36$  Hz) の波の方向が、20 度強風向からずれている。よって、海底の影響のせいにするのは無理である。

##### (2) 流れによる屈折

媒質が流れており、しかも、その流れにシヤーがある場合には、その媒質を伝搬する波動は屈折する。計算を簡単にするために、図 17 に示し

たような流れがあったときに、波がどの程度その進路を変えるか見積もってみよう。この流れのモデルにおいては、流れのベクトル  $\mathbf{u}$  は、 $X$  成分しか持たず、しかも、その強さは鉛直方向 ( $Z$  軸の方向) に一定とする、すなわち、

$$\mathbf{u}=(U(Y), 0, 0)$$

とする。

流れの変化が、波長程度の長さの間ではほとんど無視できるときには、波の伝搬は、幾何光学近似を使って算出することが許される。もし、

$$|U(Y)| \ll c_{g0}$$

のときには、 $\mathbf{n}$  を射線 (ray) の単位ベクトルとして、任意の点における  $X$  軸方向の  $\mathbf{n}$  の成分  $n_x$  は、

$$n_x = n_{x0} + U(Y)/c_{g0} \quad (11)$$

となる。ここに、 $c_{g0}$  は静止系における群速度、 $n_{x0}$  は  $U(Y)=0$  の場所における  $n_x$  値である (Landau and Lifshitz, 1959)。したがって、流れの全シャーが  $\Delta U$  のときには、波の進行方向のまがりの角度  $\Delta\theta$  は、

$$\Delta\theta = \Delta U/c_{g0} \quad (12)$$

となる。波の測定時には、流速の測定がなされなかったので、正確な値はわからないが、約 3 か年間の測流の経験から、流速は普通 10 cm/s 以下であることが知られている。そこで、今  $\Delta U$  を 10 cm/s とすると、 $T=2.5$  s のとき  $\Delta\theta=2.5$  度、 $T=5$  s のとき  $\Delta\theta=1.2$  度となる。偏りの角度がシャーに比例するので、 $\Delta U=20$  cm/s の場合には、 $\Delta\theta$  は上に挙げた値の 2 倍となる。屈折量は、式 (12) からわかるように、波長に強く依存し、短い波ほど偏りの角度は大きい。ところが、図 11 に見るように、実際の偏りの角度は、波長にはそれほど強くよらず、更に、その大きさは、実測値の方がずっと大きい。かくて、流れによる屈折とも考えられない。

### (3) 風の場のひずみ

障害物の全くない広大な地形の所に風が吹いている場合は別として、普通には山や丘陵があるので、風は大なり小なり進路を曲げられる。観測塔の周辺の地形を見ると、図 2 からわかるように、塔から北の方を向いて、左側に小さな山 (湘南平, 約 180 m) があり、更に広く見れば、最高 200~300 m の山々が連なっている。一方、右側は相当に広く開けている。このような地形の所に風が吹いているとき、遠方の風向と塔の近くでの風向にどれくらいの差違があるものであろうか。

問題をごく簡単にするために、近くの山 (周囲約 1 km, 塔からの距離約 2 km) を障害物と考え、しかも複雑な形状を無視して、山の底面の形を断面とする柱状の障害物とする。Kondo and Naito (1972) によれば、円柱を自然風の中に置いたとき、そのまわりの流れは、大体ポテンシャル流に似ているが、若干の相違があり、円柱の前面では、ポテンシャル流とし

た場合よりは、実際の風の受ける変形が大きく、側面では、ポテンシャル流と違って、流れの様子は前後に対称ではなく、後方に引っぱられる形になっている。ここでは、このような細かい議論をしないで、簡単に流れをポテンシャル流として扱う。単位円のまわりの複素速度ポテンシャルは、たいていの教科書に出ているので、それをそのまま使う。点  $(r, \varphi)$  における流線と無限遠における流線とのなす角度  $\theta$  は、

$$\tan \theta = -\sin^2 \varphi / (r^2 - \cos^2 \varphi)$$

から求まる。今の場合、湘南平を障害物とするので、塔の位置は、南西の風の場合に  $(2, 60^\circ)$  となり、上式より風向のまがりの角度を求めると、約 10 度となる。実際には、山の高さが 180 m しかないので、この値は過大評価ということになり、更に広い範囲の障害物を考えると、この値は過小評価ということになる。あまり詳しいことは議論できないので、風のまがりの角度が、大体 10 度程度にはなるということで満足しておこう。偏位の向きは、測定された偏位のものに合っている。

#### (4) 波高計のセンサーの位置のずれ

前にも述べたように、センサーの下端が固定してないので、センサーの位置がずれ、スペクトルの計算を元々の位置を使って行なうと、見掛け上波の方向がずれる。センサーの上端から海面までの長さが他のものよりかなり大きい波高計 (1, 2, 4) に、そのおそれが強い。残りの波高計は、一つには海面からセンサーの上端までの距離が大きいこと、今一つには塔の横材があるために、あまり極端にずれることがないということから、ずれの大きさは小さいと考えられる。前にも、非常に長い波の方向スペクトルや、方向スペクトルにおける負のエネルギー値の性状などを用いて、センサーのずれがあまりなかったと推定したが、ここでは、上にのべたずれの（もしあったとして）波高計による違いを使って、ずれの程度を推算してみよう。

Iで述べたように、真の方向スペクトルは、原理的には4本の波高計を用いて測定することができる。7本の波高計から作ることでできるほぼ独立な2組の波高計の組合せ(1, 2, 3, 4), (3, 5, 6, 7)を用いて求めた2個の方向スペクトルを比較してみる。後者の組に入る波高計のセンサーのずれは、前者の組に入るセンサーのずれよりは小さい。

2組の波高計を用いて計算された方向スペクトルから求めた平均方向は、お互い必ずしも一致せず、0度から7度までの差があって、平均すると4度ほどの差であった。この値は実際のずれに比べて小さい。この事実は、あまり積極的な証拠ではないが波高計のずれの程度の一応の目安を与えるものと考えられる。

以上をまとめると、種々の非本質的な原因によって10数度程度の偏りが期待される。しかし、各要因ごとに偏りの角度と波の波長との関係は異なり、風のまがりは、どの周波数成分に対してもほぼ一様に影響するだろうし、流れによる屈折と波高計の配置のずれは、短い波に対してより大きい影響を及ぼす。しかるに、図 11 に見るように、測定される偏りの角

度は、長い波ほど大きい。これらの事柄を考慮すると、実際に測定された波の向きと風の向きとの違いは、上に挙げたいくつかの要因で完全には説明ができないと結論される。

さて、方向スペクトルの測定から得られる平均方向は、従来報告においても、風向と一致していない。Cartwright and Smith (1964) の外洋における測定結果を見ると、パワースペクトルのピーク近辺の波の方向と、平衡域にある波の方向との間には、30 度程度の相違がある。Mobarek (1965) は、実験室における測定においても、風向と波向は一致しないという結果を出している。もっとも、彼はこれを送風器の作動変動には帰してはいる。Gilechrist (1966) の実験は、我々のものに非常によく似ている。すなわち、吹走距離が有限の海で測定がなされ、風向が波向に比べてより吹走距離の短い方向にあり、両者の方位角の違いも、大体我々のものに等しい。パワースペクトル密度のピーク近辺の成分で 35 度程度、より高周波域で 20 度程度のずれが存在している。彼は、詳細に風向と波向との相違について議論した。パワースペクトルのピークの周波数より低い周波数の波は、Phillips (1957) の考えた機巧によって発達しているとされた。その理論によると波速が  $c$  の波は、風向に対して角度  $\theta = \pm \cos^{-1}(c/U)$  の方向にエネルギー密度を最大にする。

一方、パワースペクトルのピークの周波数より高い周波数の波は、Miles (1957) の考えた機巧によって発達しているとされ、測定された方向偏位は、吹走距離の方位による相違に帰された。しかし、Miles の考えた不安定機巧が、実際の波の発達に大きな寄与をしていない以上、この理論をもとにして方向偏位を論ずることは妥当ではないと考えられる。更に、吹走距離の長短による説明には、事実に関係点がある。

もし、吹走距離の方位角による不ぞろいが原因とするならば、より短い吹走距離に対応する方向の成分のエネルギーは、より長い吹走距離の方向の成分のエネルギーよりも小さく、方向スペクトルは、非対称となり、しかも、その非対称度の性質は、吹走距離関から予想される。もっとも、すべての方向にわたるエネルギー（エネルギー周波数スペクトル密度）が飽和値に比べて小さいときには、対称性を持つことがあるかもしれないが、それはむしろ偶然であろう。

表 4 に、 $f=0.32$  Hz の成分の対称度を示す。この成分は、測定期間中に飽和値をとり、以後そのエネルギーは、ほぼ一定のままにとどまる。我々の場合には、角度の小さい方向が、短い吹走距離に対応しているので、吹走距離が不ぞろいでエネルギーの方向分布が偏っ

表 4 方向スペクトルの左右非対称度

Series	9	10	11	12	13	14	15	Mean
$\Delta\theta_l$	29°	23	18	21	22	27	25	
$\Delta\theta_r$	23°	21	18	21	25	21	22	
$\Delta\theta_l - \Delta\theta_r$	6°	2	0	0	-3	6	3	
$K$	0.115	0.045	0	0	-0.064	0.125	0.064	0.041

ているとするならば、対称性は、

$$\Delta\theta_i = \theta_m - \theta_i < \Delta\theta_r = \theta_r - \theta_m$$

でなければならない。しかるに、実際には表4が示すように、

$$\Delta\theta_i > \Delta\theta_r \quad (13)$$

である。これが吹走距離説の不備な一つの点である。

さて、風向と波向との相違は、発達率の方向分布と、波のエネルギーの初期方向分布から次のようにして、少なくとも定性的には説明される。

我々は、今のところ、測定された発達率およびその方向分布を説明できる理論を持っていない。そこで発達率の方向分布を測定された形に前提することにする。第2段階の風が吹き始めるときの波の方向分布は、おおむね第1段階の風向の方向にピークを持つ（平均方向の図参照）。しかも、方向分散は小さいので、第2段階の風向近辺に分配される波のエネルギーは、無視できるほど小さい。しかし、風向から、たとえば、20度第1段階の風向に寄った波のエネルギーは、有限の大きさを持っている。このような状態から第2段階の風が吹く。発達率は、風向から20度ずれても、風向方向の発達率とあまり変わらないので、この風向から20度ずれた成分は、指数関数的に大きくなる。一方、風向方向の成分は、あまりに波高が小さく、気流に十分なる変化を及ぼし得ず、結果的にそのエネルギーが、無限小のままにとどまる。この段階では波の平均の方向は、風向から20度以上ずれたままになっている。更に時間が経過すると、風向方向の成分も時間の指数関数に比例して大きくなるようになり、この成分の発達率が最大であるので、他の方向の成分とのエネルギーの差を縮める。しかし、この方向の成分が、他の成分よりずっと大きくなる前に、全方向にわたるエネルギーの和である周波数スペクトル密度が、飽和値に達して、それ以上のエネルギーの流入は、砕波あるいは非線形効果によって散逸されてしまう。というわけで、このときにおいても波の平均の方向は、風向と一致せず、有限の差を残したままになる。偏位の大きさが、長い波ほど大きい事実も、上のように考えれば、説明がつく。表4の結果が示すように、エネルギーの方向分布の対称性は、ピークの方向に関して風向の方向の側が、若干大き目になるような分布になっている。これも、上記の説明の妥当性の一つの証拠となっている。

今一つ、共鳴形非線形効果も、方向偏位を生むように働く。というのは、前にも示したように、この機巧によるエネルギー移送量の分布は、風向の方向によりも、エネルギーの大きい方向に最大があるようになっているからである。

かくて、波の平均方向が、風向からずれる理由が理解できたが、これが正しいとすれば、方向スペクトルは周波数スペクトルに比べてずっと後まで初期の条件を記憶するということになる。

## (ii) 大気から波への運動量輸送の過程

波は、直接大気から運動量、エネルギーを供給されて大きくなるほかに、他の波からエネ

ルギーを得るという間接的な方法によっても発達する。この両者の量的関係がどうなっているかということは、興味深い問題である。

Hasselmann (1962), Longuet-Higgins (1969) は、波と波との相互作用によるエネルギー輸送量を見積もっている。しかし、前に述べたように、Hasselmann の考えた共鳴形の非線形効果は、最も発達する成分に対してその発達にはたいして寄与していない。非線形効果は、共鳴機巧で完全に記述し尽くされるものでなく、他の機巧が、実際には大きな影響を及ぼしているかもしれない。ここでは、Longuet-Higgins の考えたメーザー (maser) 機巧について若干の議論を行なう。

彼の理論によると、短い波が長い波の峰の前面で砕けて、そのエネルギーを長い波に供給するという。この理論が、正しく実際の波の発達を記述しているとするならば、波の成長は、時間の指数関数によるのではなく、時間の二乗に比例して大きくなる。Taira (1972) は、実測した波の成長の仕方が、時間の二乗則に良く合うことを示している。

Longuet-Higgins (1969) によると、長い波が単位時間に受取るエネルギーは、

$$\frac{dE^{(2)}}{dt} = \gamma(E^{(1)}/c_1)c_2|u_2|/L_2 \quad (14)$$

である。ここに、 $E^{(1)}$ 、 $E^{(2)}$  はそれぞれ短い波、長い波の単位面積当りのエネルギー、 $c_1$ 、 $c_2$  は波速、 $U_2$  は長い波の峰近くでの水粒子の速さ、 $\gamma$  は 1 の程度の数、 $L_2$  は波長である。よって

$$\frac{dE^{(2)}}{dt} \sim E^{(1)}a_2 \quad (15)$$

となる。確かに、この機巧は、目視観測から判定するともっともらしい。短い波のある所へ長い波が進行してくると、長い波の前面で短い波が非常に鋭くなり、あるときには白波が現われて、実際に砕波が起こったことさえわかる。そして、通過後の峰の後面では、波面はかなり滑らかになっており、短い波のエネルギーが放出されたように見える。さて、ではこの機巧が、波の発達の主な原因なのであろうか。

上のエネルギー移送の式は、二つの波が同一方向に進行する場合のものである。今、二つの波の進行方向が、角度  $\phi$  だけずれているとすると、(15) 式は (14) 式を参照して、

$$\frac{dE^{(2)}}{dt} \sim E^{(1)}a_2 \cos \phi \quad (16)$$

とするのが妥当と考えられる。我々の測定結果に合わせて、長い波と短い波の方向分布を、

$$E^{(1)} \sim \cos^8(\theta - \bar{\theta}_s), \quad E^{(2)} \sim \cos^4(\theta - \bar{\theta}_l)$$

とすると、

$$\frac{dE^{(2)}}{dt} \sim \cos^3(\theta - \bar{\theta}_l) \cos^3(\theta - \bar{\theta}_s) \quad (17)$$

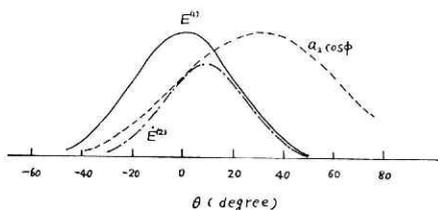


図 18 メーザー (maser) 機巧によるエネルギー輸送の方向分布

となる。図 18 にこれを描いてみるとわかるように、短い波の方向分布の狭さのゆえに、エネルギー移送量の分布は、短い波の方向分布に非常に近い。すなわち、メーザー機巧によって主に波が発達しているならば、発達しつつある波の方向は、より高周波の波の向きに非常に近いはずである。これは事実と相違する。すなわち、

メーザー機巧が実際の波の発達に大きく寄与しているとは、考えられない。

増幅率の方向分布から判断すると、波は、主として直接的な大気と波との相互作用によって発達しているように思える。非線形効果のように複雑な作用の結果として、測定されたような単純な発達率の方向分布が生ずるとは思えない。

Miles の理論は、本質的には層流理論であって、大気の乱流性は、単に風速分布が対数法則に従うという形で間接的に取入れられているにすぎない。大気乱流と波によって生ずる気流中の乱れの間には干渉が存在して、結果として波にエネルギーが供給される可能性が考えられる。現に、最近の実験室における測定によると、この種の干渉が存在し、乱流レイノルズ応力の中に波に関係する成分があることがはっきりした。

もっとも、波浪発達についての先駆的理論である Jeffreys (1925) のしゃへいモデル (sheltering model) は、流れの波の峰の近くでのはく離現象を骨子として組立てられている。Jeffreys の理論は、はく離といういわば強い干渉に基づいているのであるが、Fujinawa (1974 b) は、波誘起流のシャーによる乱流うずの変形が、波面近くで波の傾斜に同位相となる圧力変動を持つような性質を有するという弱い干渉によっても大気の運動量、エネルギーが波に供給されることを示した。このほかにも、Yefimov (1970)、Townsend (1972)、Davies (1972) 等も、波と乱れとの相互作用を取り扱っている。いずれにしても、波の上の乱流についての知識が十分でないので、まだ上に挙げた研究の成否については断定できない。今後この方面の研究が、ますます盛んになるであろう。

## 5. 結 論

方向スペクトルの時間変化の測定を行なって、波の発達の過程を研究した。その結果、次の諸点が明らかになった。

- (1) 波の平均方向は、波のエネルギーの周波数スペクトル密度が平衡値に達していても、風向に一致しない。
- (2) 方向スペクトルには、初期条件の影響がかなり後まで残る。
- (3) 普通には、波の方向分散は、波が成長するにつれて小さくなり、平衡方向分散は、従来報告されているよりも、相当に小さく、余弦べき乗分布で表わして、8~10 である。

- (4) 発達率の方向分布は、風向からの角度の余弦の二乗に比例する。
- (5) 最も発達する波において、実際の増分量に対する共鳴形非線形相互作用によるエネルギー輸送量の大きさは、18% 程度にしかならず、この機巧が、波の発達の主因たりえない。
- (6) メーザー (maser) 機巧による波の発達理論には、測定結果に合致しない点がある。

## 6. 謝 辞

測器の作製、観測、データ処理において多大の貢献をした研究生として来所していた元東海大学海洋学部の後藤正雄、宮村茂雄の両氏に厚く敬意を表します。波高計の回路に関する情報を提供された東京大学海洋研究所の平啓介氏に深く感謝申し上げます。データの採集、処理に多くの助力をいただいた当センターの渡部勲氏、原稿について貴重なコメントをされた内藤玄一氏に厚く御礼申します。また終始御指導をいただいた岩田憲幸博士、原稿に懇切な校閲をいただいた菅原正巳前所長に深く感謝致します。

## 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) Barnett, T. P. (1968): On the generation, dissipation, and prediction of ocean wind waves. *J. geophys. Res.*, **73**, 513—529.
- 3) Barnett, T. P. (1971): An international attempt to understand wind generated ocean waves. Final report. *Contract No. 0014-68-C-0366, Office of Naval Research, Washington, D. C.*
- 4) Blackman, R. B. and J. W. Tukey (1958): *The Measurement of Power Spectra*. Dover Publ.
- 5) Cartwright, D. E. and N. D. Smith (1964): *Buoy Techniques for Obtaining Directional Wave Spectra*. Mar. Technol. Soc., 112—121.
- 6) Charnock, H. (1955): Wind-stress on a water surface. *Q. J. R. meteorol. Soc.*, **81**, 639—640.
- 7) Davies, R. E. (1972): On prediction of the turbulent flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, **52**, 287—306.
- 8) Fujinawa, Y. (1973 a): Measurement of directional spectrum of wind waves using an array of wave detectors. Part 1. A new technique of evaluation. To be published in *J. Oceanogr. Soc. Jap.*
- 9) Fujinawa, Y. (1973 b): A model on the process of turbulent-momentum transfer to the water waves. To be published in *J. Oceanogr. Soc. Jap.*
- 10) Garrett, J. F. (1963): Field observation of frequency domain statistics and nonlinear effects in wind-generated waves. *Ph. D. Thesis, University of British Columbia*.
- 11) Gilchrist, A. W. R. (1966): The directional spectrum of ocean waves; an experimental investigation of certain prediction of the Miles-Phillips theory of wave generation. *J. Fluid Mech.*, **25**, 795—816.
- 12) Hasselmann, K. (1962): On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 1. *J. Fluid Mech.*, **12**, 481—500.
- 13) Hasselmann, K. (1963): On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 3. *J. Fluid Mech.*, **15**, 385—398.
- 14) Iwata, N. and W. Inada (1971): Estimation of directional properties of wind waves. *La Mer*, **9**, 1—12.
- 15) Iwata, N. (1971): Directional energy distribution of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **27**, 102—108.

- 16) Jeffreys, H. (1925): On the formation of water waves by wind. *Proc. R. Soc. A*, **107**, 189—206.
- 17) Kondo, J. and G. Naito (1972): Disturbed wind fields around the obstacles in sheared flow near the ground surface. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **50**, 346—354.
- 18) Landau, L. D. and E. M. Lifshitz (1959): *Fluid Mechanics*. Pergamon Press.
- 19) Longuet-Higgins, M. S., D. E. Cartwright and N. D. Smith (1963): Observation of the directional spectrum of sea waves using the motion of a floating buoy. *Ocean Wave Spectra*, Englewood Cliffs, N. J., Prentice Hall, Inc., 113—136.
- 20) Longuet-Higgins, M. S. (1969): A nonlinear mechanism for the generation of sea waves. *Proc. R. Soc. A*, **311**, 371—389.
- 21) McGoldrick, L. F. (1965): Wave measurement systems. *The John Hopkins Gravitohydrodynamics Laboratory Rep.* No. 1.
- 22) Miles, J. W. (1957): On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, **3**, 185—207.
- 23) Mitsuyasu, H. (1968): A note on the nonlinear energy transfer in the spectrum of wind-generated waves. *Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, **16**, 251—264.
- 24) Mobarek, I. E. S. (1965): Directional spectra of laboratory wind waves. *Proc. A. S. C. E.*, WW **3**, 91—116.
- 25) Phillips, O. M. (1957): On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, **2**, 417—445.
- 26) Phillips, O. M. (1966): *Dynamics of the Upper Ocean*. Camb. Univ. Press.
- 27) Snodgrass, F. E., G. W. Groves, K. F. Hasselmann, G. R. Miller, W. H. Munk and W. H. Powers (1966): Propagation of ocean swell across the Pacific. *Philos. Trans.*, **259**, 431—497.
- 28) Taira, K. (1972): A field study of the development of wind-wave. Part 1. The experiment. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **28**, 7—21.
- 29) Townsend, A. A. (1972): Flow in a deep turbulent boundary layer over a surface distorted by water waves. *J. Fluid Mech.*, **55**, 719—735.
- 30) Yefimov, V. V. (1970): On the structure of the wind velocity field in the atmospheric near-water layer and the transfer of wind energy to sea waves. *Izv. atmos. oceanic Phys.*, **6**, 1043—1058.

(1974年3月19日原稿受理)