

海洋波のスペクトル構造

光 易 恒

1. 結 言

海洋波は、海面に風によって発生した風波が風よりエネルギーの供給を受けて巨大なスケールにまで成長したものである。よく知られているように、海洋波は一見規則的な性質をそなえているが、詳しく見ると時間空間的に不規則に変動し、いわゆる不規則波としての性質を有している。このような海洋波は、第一近似として、波高、周期、ならびに伝播方向を異にする無限に多くの独立した成分波が、比較的狭い周波数範囲において、全くランダムな位相で重畳されて実現したものと考えられ、各成分波への波のエネルギーの分配を示す2次元スペクトルによってその運動を大局的に記述することができる。*)

*)発生域内における実際の海洋波は、吹送流を含む複雑な構造の流れ、碎波によって発生した大規模な乱れ等と共存しており、しかも波動運動自体にもかなり強い非線型性を含んでいる。このような状況をふまえて、海洋波に関する新しいモデルの研究がいろいろと試みられているが(たとえば、Toba 1974, 1975, Plate 1974), 今回はこれらの問題には立入らない。

海洋波のスペクトル構造は、物理的に極めて興味ある研究対象であるのみならず、工学的応用の面でもその解明は極めて重要であるので、Neumann (1952)やPierson (1952)等により先駆的な研究が行われて以来、この20数年間におびただしい数の研究が行われその成果が報告されている。とくに、最近の10年間に行われた研究の結果により海洋波のスペクトル構造に関する我々の知識は飛躍的に増大した。

本講では、このような最近の研究成果をもとにして海洋波のスペクトル構造について述べる。もちろん、海洋波のスペクトルの発達機構、あるいは海洋波のスペクトルを維持している物理機構等は、風波の発生および発達理論と表裏一体をなすものであるが、これらに関しては別講で論じられているのでここでは立入らない。ここでは、主として海洋波あるいは、一般に風波のスペクトル構造に関し主として現象論的な立場から記述を行う。

2. 海洋波の一次元スペクトル

海洋波を構成する各成分波(伝播方位角 θ 、周波数 f に対する波のエネルギーの分配を示す2次元スペクトル $\phi(f, \theta)$)を角度 θ について全方向に積分したものの、すなわち、

$$\int_0^{2\pi} \phi(f, \theta) d\theta = \phi_1(f) \quad (1)$$

が1次元スペクトル、いわゆるパワースペクトルである。これをさらに周波数全域にわたって積分したものは、波のエネルギー $E = \overline{\eta^2}$ である。*)

$$\int_0^\infty \phi_1(f) df = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \phi(f, \theta) d\theta df = E = \overline{\eta^2} \quad (2)$$

*) 波のエネルギーは $\rho g \bar{\eta}^2$ (ρ : 水の密度, g : 重力加速度) であるが, 慣例により ρg は除いて使用する。また, 以下すべて波のスペクトルを周波数正の領域で定義したいわゆる one-sided-spectrum を使用する。

2次元スペクトルを便宜的に

$$\phi(f, \theta) = \phi_1(f) G(\theta, f) \quad (3)$$

のように表現すると, $G(\theta, f)$ は, 波の進行方向別のエネルギー配分を示す分布関数で, これは方向分布関数と呼ばれる。(1)より, f に無関係に次式が成立する。

$$\int_0^{2\pi} G(\theta, f) d\theta = 1 \quad (4)$$

海洋波の1次元スペクトルは, 一点において測定した波による水位変動 $\eta(t)$ をスペクトル解析することによって比較的容易に求められるので, これに関し非常に多くの研究結果が報告されている。また, 実際の海洋波と風洞水槽で発生した風波との間には, かなりの程度まで相似性が成り立っているので, 実験水槽において様々のはっきりした条件のもとに発生した風波に関する研究結果は海洋波の基本的性質を理解する上で極めて有用である。最近の風洞水槽における風波に関する研究結果ならびに海洋波に関する研究結果を総合して, まず最初に海洋波の1次元スペクトルに関し, 現在まで明らかにされた点について述べる。

2.1 波浪スペクトルの発達

水面上に一定風速の風が吹き始めると, 小さなさざ波が発生し, 時間とともに発達してそのスケールを増大する。水域が無限に広い場合には, 波は場所には無関係に時間とともに増大を続け, 一つの時間的定常状態にと漸近してゆくものと考えられる。水域が有限の場合には, 風上側の境界より波は飽和して吹送距離が小さいほど時間的にはやく定常状態に近づいてゆく。このようにして, 波は順次風下側に向って時間的定常状態に近づいてゆくが, その場合の波のスケールは風上で小さく, 風下に向って, すなわち吹送距離の増大とともに増加している。図-1は, このような風波の時間的発達に関する測定

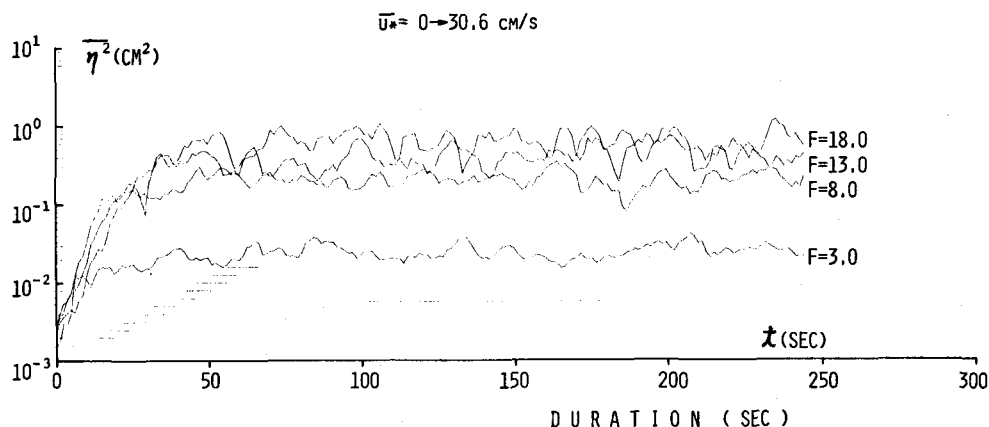


図-1 風波の時間的発達(実測例)

結果の一例で、風洞水槽において一定風速の風が急に吹きはじめた場合（吹送距離 F : 3, 8, 13, 18 m）の各点で測定された波のエネルギー $\overline{\eta^2}$ の時間的变化を示したものである（Mitsuyasu-Rikiishi 1975）。一方、風速が増大すると波の時間的発達率は増大し最終的に到達する波のスケールも大きくなるが、発達状況は上述の場合と同様である。すなわち、風波の発達は風速、吹送時間、吹送距離に依存し、その関係を模式的に示すと図-2あるいは図-3のようになる。このような風波の発達過程において、風波の1次元スペクトルがどのような特性を示すかを最初に調べてみる。

図-4は、一定風速の風が急に吹きはじめた場合（図-1に対応）の吹送距離 $F=13\text{ m}$ における風波のスペクトルの時間的発達を示したものである（時間ステップ 5.12 sec ）。図-5は、一定の風速で時間的に定常状態に達した風波のスペクトルを異なった吹送距離で測定したものの一例を示し、図-6は、測定点すなわち吹送距離は一定にしておいて、風速を順次変化させた場合各風速でそれぞれ定常状態に達した風波のスペクトルを示したものである（Mitsuyasu 1968）。これらの図より、風波のスペクトルの発達に関する極めて特徴的な性質を見出すことができる。すなわち、

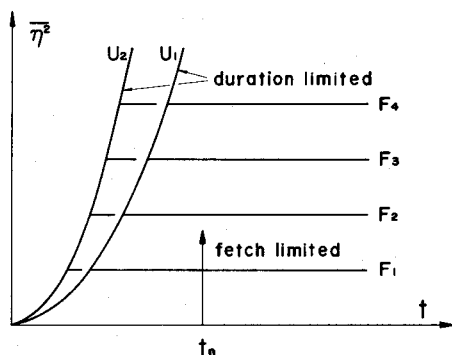


図-2 風波の時間的発達（説明図）

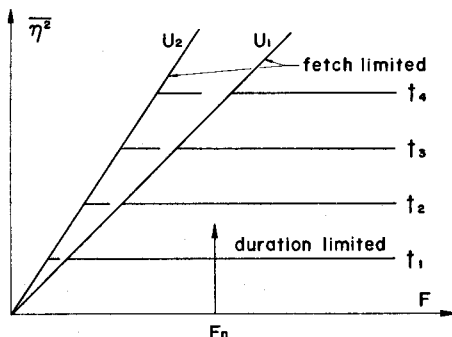


図-3 風波の空間的発達（説明図）

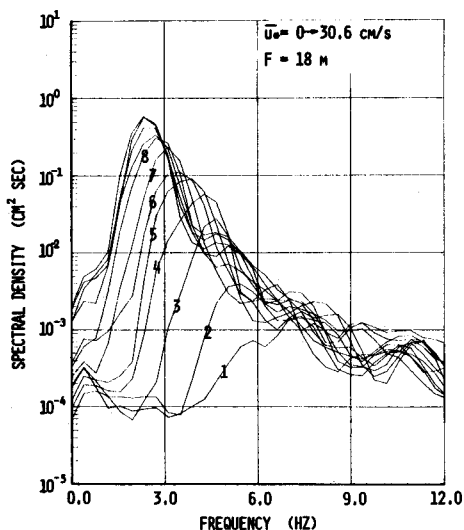


図-4 風波のスペクトルの時間的発達（時間ステップ 5.12 sec ）

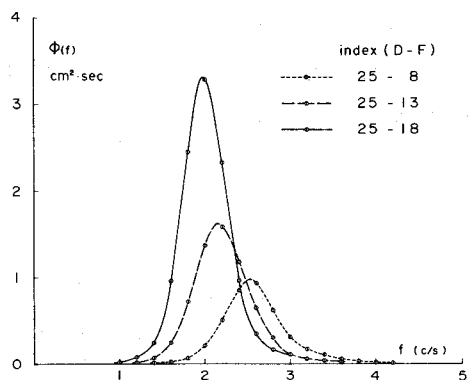


図-5 風波のスペクトルの空間的発達 ($u_* = 80\text{ cm/sec}$ F : 8, 13, 18 m)

1) 各発達段階における風波のスペクトルの形は極めて類似している。

2) 風波のスペクトルの発達は主としてスペクトルのピークより低周波側に向って生じ、スペクトルのピークの低周波側への移行と全スペクトルエネルギー（面積）の増大とが生じる。

3) スペクトルの高周波側の形はほぼ一定しているが、発達の各段階においてスペクトルのピークより少し高周波側にかけて、若干減衰が生じる。

このような性質を定量的に表現するために、スペクトルのピークの周波数 f_m 、およびスペクトルの全エネルギー $E (= \int_0^{\infty} \phi(f) df)$ と風の摩擦速度 u_* および吹送距離 F との関係を調べてみると次のような比較的単純な関係が存在する (Mitsuyasu 1968)。*)

$$\frac{g \sqrt{E}}{u_*^2} = 1.31 \times 10^{-2} \left(\frac{g F}{u_*^2} \right)^{0.504} \quad (5)$$

$$\frac{u_* f_m}{g} = 1.00 \left(\frac{g F}{u_*^2} \right)^{-0.380} \quad (6)$$

この関係式は、風洞水槽および湾内で測定した風波のデータをもとにして求めたもので、無次元吹送距離 gF/u_*^2 の範囲は $10^2 \sim 10^6$ である。最近、北海で行われた JONSWAP と呼ばれる大規模な波浪観測の結果 (gF/u_*^2 の範囲 $6 \times 10^4 \sim 6 \times 10^6$) も上式と極めて類似した関係を示している (Hasselmann et al. 1973)。

) 風の摩擦速度を、よく使用される海面上10mの風速 U_{10} に換算するには $U_{10} = 25 u_$ とすればよい。

風波の一次元スペクトルに対する一種の推算式である(5)式および(6)式において右辺の無次元吹送距離 gF/u_*^2 にかかる指数をそれぞれ $1/2$ および $-1/3$ で近似すると、スペクトルの全エネルギー E 、ピーク周波数 f_m ならびに風速 u_* 相互間に次の簡単な関係が得られる。

$$E f_m^3 = 1.72 \times 10^{-4} u_* g \quad (7)$$

また、有義波高 $H_{1/3}$ および周期 $T_{1/3}$ に対する関係式*)

$$H_{1/3} = 4.00 \sqrt{E}, \quad T_{1/3} = 1/1.05 f_m \quad (8)$$

を使用し、さらに、

$$H_* = g H_{1/3} / u_*^2, \quad T_* = g T_{1/3} / u_* \quad (9)$$

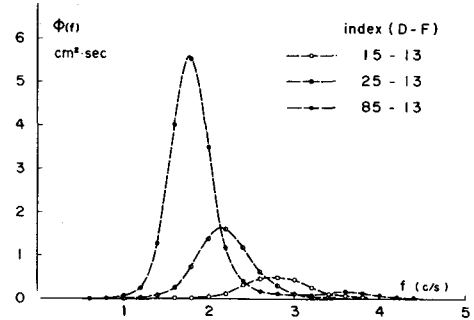


図-6 風波のスペクトルの風速による発達 ($F = 13m$, $u_*: 44, 77, 109 cm/sec$)

*)最初の式は、波の統計理論より得られるもの、2番目の式は、風洞水槽ならびに博多湾で計測された風波のデータをもとにして実験的に決定したものである(光易 1970)。

なる無次元量を定義すると、(7)式は次のように変形される。

$$H_* = 5.64 \times 10^{-2} T_*^{3/2} \quad (10)$$

これは鳥羽により提出されたいわゆる、発生域における風波の“ $\frac{3}{2}$ 乗則”にほかならない(Toba 1972, 1973)。

2.2 波浪スペクトルの相似性

2.1において波浪スペクトルを規定する代表的量が発生域の風波の場合には、極めて広範囲の発達段階において比較的単純な法則性を示すことがわかった。したがって、若しスペクトルが相似形を有しているならば、その表現式を求めることによって各発達段階におけるスペクトル形を決定することができる。事実、風速および吹送距離を広範囲に変化して、風洞水槽(水深: 3 m, 巾: 1.5 m, 長さ: 20 m, 天井高: 56 cm)で測定した風波のスペクトルを

$$\frac{\phi_1(f) f m}{E} = \phi\left(\frac{f}{f_m}\right) \quad (11)$$

の形に規格化してみると図-7に示されるようにほとんど一致した形を示す(光易外, 1973)。風波のスペクトルに対する水槽の境界条件の効果をみるために、船舶試験用の大型水槽(水深3 m, 巾8 m, 長さ70 m)の中央部に開放型の送風機(吹出口, 巾4 m×高さ0.4 m)で風を吹かせて発生した風波のスペクトルを調べた。この場合、風をさえぎる側壁および天井がないので風はジェット状に広がり、風下に向かって風速は急速に低下する。このような開放的で不均一な風場のもとに、水槽内に発生した風波のスペクトルを各点で測定し、(11)式の形に規格化して検討した結果風洞水槽の場合(図-7)と同様にほとんど一致して極めて正確に相似性が成り立っていることがわかった。そこで、最初の風洞水槽における風波のスペクトル(規格化されたもの)の平均値(A)を、後者すなわち、開放型の送風機で発生させた風波のスペクトル(規格化されたもの)の平均値(B)と比較したものが図-8である。ただし、この図には、博多湾で計測された風波のスペクトルを同様に規格化したものの平均値(C)ならびに外洋波のスペクトルの代表として、Pierson-Moskowitz (1964)のスペクトルを規格化したもの(後述)が

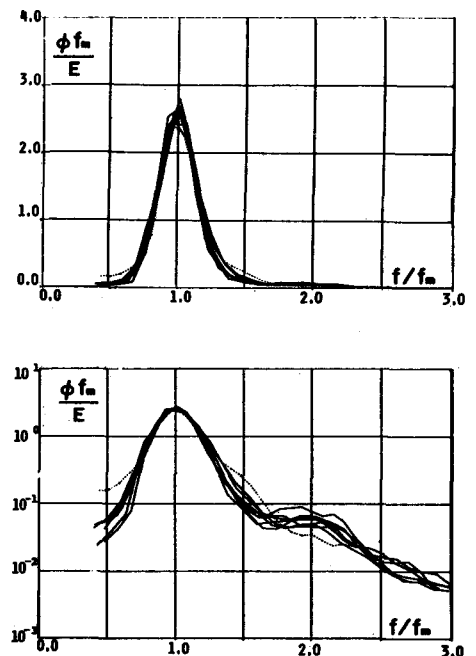


図-7 風波の一次元スペクトルの相似性

比較のため示されている。この図に示された結果より、(A)、(B)間にはほとんど差がないこと、すなわち、水槽巾や天井のあるなし、あるいは、風速分布の不均一性等はスペクトル形にほとんど影響しないこと、(C)はスペクトルの集中度が(A)および(B)に比較して低下していること、さらに、Pierson-Moskowitzスペクトルは最も集中度が小さいことなどがわかる。無次元吹送距離 $\hat{F}$ ($\equiv \frac{gF}{u_*^2}$) が風胴水槽の波では $F: 10^2 \sim 10^3$ 、博多湾の波では $\hat{F} \approx 10^5$ 、Pierson-Moskowitzのデータでは $\hat{F} \approx 10^7$ であることを考慮すると、図に示された結果は(1)の形に規格化された海洋波のスペクトルが、無次元吹送距離 $\hat{F}$ によって若干その形を変化すること、すなわち、 $\hat{F}$ の増大とともに集中度が低下することを示しているように思われる。しかしながら、この点については現在のところまだあまりはっきりしていない。

クローバー型波浪計を使用して、太平洋、玄界灘、東支那海および相模湾等において様々な条件のもとに観測された外洋波のスペクトルを規格化して相互に比較してみると、次のような性質がみられる。うねりが存在している海面に急に風が吹きはじめて風波が発生した場合のように、明らかに双峯性を示すものを別にすれば、海洋波のスペクトルは比較的類似した形を示す。しかしながら、風胴水槽の風波のように正確な相似性は保たれていないで、その形は若干散乱する。ただし、その散乱の範囲は、ほぼ風胴水槽の風波のスペクトル形と、Pierson-Moskowitzのスペクトル形(いずれも規格化されたもの)との間にあって、この範囲よりはずれるものは極めて少ない。図-9~11は、このようなクローバー型波浪計を用いて外洋で計測した風域内における波浪の1次元スペクトルを規格化したもののうち、代表例を示したものであるが、これよりあるものは風胴水槽の風波のスペクトルに、あるものはPierson-Moskowitzスペクトルに、またあるものは、両者の中間にある湾内発生風波のスペクトルに、それぞれよく類似していることがわかる(Mitsuyasu et al 1975)。

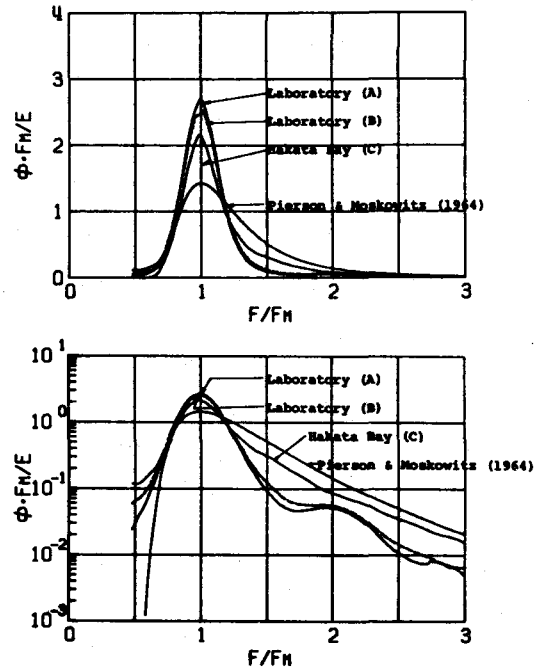


図-8 風波の一次元スペクトルの相似性

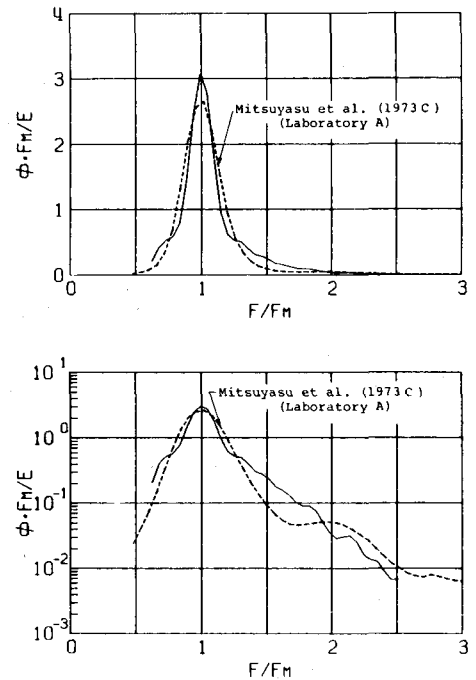


図-9 海洋波のスペクトル(相模湾における計測例)

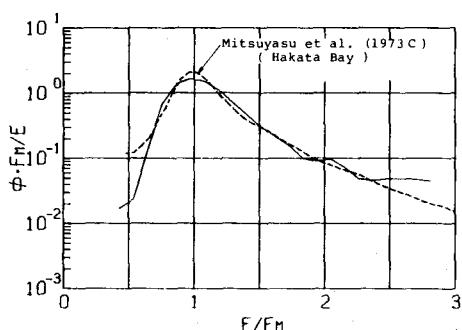
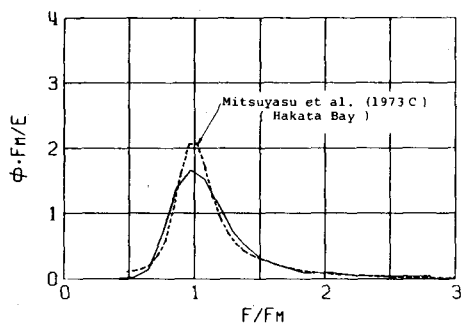


図-10 海洋波のスペクトル(玄界灘における計測例)

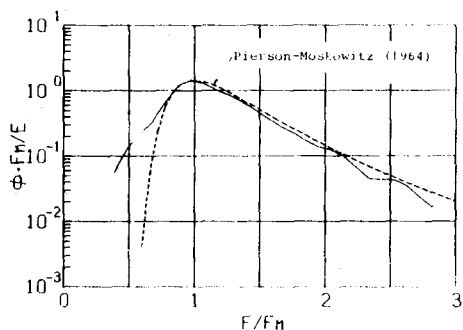
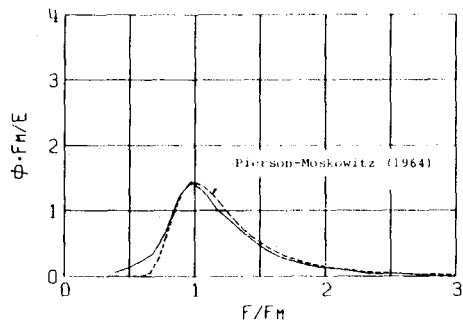


図-11 海洋波のスペクトル(太平洋-室戸岬沖-における計測例)

2.3 波浪スペクトルの表現式

2.2 で述べたような風洞水槽の風波ならびに海洋波の一次元スペクトルを表現する式を次に検討してみる。

海洋波の一次元スペクトルの式として、非常によく使用されるものは Pierson-Moskowitz (1964) のスペクトルである。このスペクトル形は、北太平洋で計測された波浪データのうち、充分発達して吹送距離にはほとんど無関係となった波浪データをもとにして得られたスペクトルの平均的な形として決定されたものである。その表現式は、

$$\phi_1(f) = k_1 f^{-5} \exp \{-k_2 f^{-4}\} \quad (12)$$

$$k_1 = 8.10 \times 10^{-3} (2\pi)^{-4} g^2, \quad k_2 = 0.74 (g/2\pi U)^4, \quad (13)$$

の形をしているが、これを(11)式の形に規格化すると次のようになる。*)

$$\frac{\phi_1(f) f_m}{E} = 5 \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right] \quad (14)$$

*) $E = \int_0^\infty \phi_1(f) df$ に(1)式の $\phi_1(f)$ の関数形を代入して E を計算し、一方、 $\partial \phi_1(f) / \partial f = 0$ となる周波数として f_m を計算すると、 E および f_m と k_1 および k_2 との関係が得られる。これらの

関係式を(12)式に代入して変形すると、(14)式となる。

この標準形に対して、全スペクトルエネルギー E およびスペクトルのピーク周波数 f_m と無次元吹送距離との関係を示す(5)式および(6)式を代入して整理すると、次のような有限吹送距離における風波 fetch - limited wind wave のスペクトルを含む形に拡張した表現式 (Mitsuyasu 1973)

$$\phi_1(f) = [8.58 \times 10^{-4} \hat{F}^{-0.912}] g^2 f^{-5} \exp[-1.25 \hat{F}^{-1.92} \hat{f}^{-4}] \quad (15)$$

$$\hat{F} = gF/u_*^2, \quad \hat{f} = u_* f/g \quad (16)$$

を導くことができる。あるいはまた、(8)式を(14)式に代入すると、有義波の波高 $H_{1/3}$ および周期 $T_{1/3}$ をパラメータとして含むスペクトル、すなわち、合田 (1975) により Bretschneider - 光易型 スペクトルと名づけられたもの、

$$\phi_1(f) = 0.258 \left(\frac{H_{1/3}}{gT_{1/3}^2} \right)^2 \cdot g^2 f^{-5} \exp[-1.03 (T_{1/3} f)^{-4}] \quad (17)$$

となる (光易 1970)。

2.2 で見たように、海洋で計測された波浪スペクトルの一部のものは、この Pierson-Moskowitz 型スペクトルに極めてよく一致するが、そうでないものもかなり存在し、とくに極めて安定した相似性を示す風胴水槽の風波のスペクトルはこれとはかなり異なっている。風胴水槽で計測された風波のスペクトルをもとにして実験的に求めたスペクトルの表現式としては、次のものがある (Mitsuyasu 1973)。

$$\phi_1(f) = 5.86 \times 10^{-18} g^2 f^{-5} \exp[22.1 \hat{F}^{0.912} \hat{f}], \quad 0.3 f_m < f \leq f_m, \quad (18)$$

$$\phi_1(f) = [3.79 \times 10^{-4} \hat{F}^{-0.908}] g^2 f^{-5}, \quad f_m \leq f \leq f_v, \quad (19)$$

ただし、 f_v ($\approx 13.4 H_z$) は表面張力の効果が重力加速度の效果に等しくなる周波数である。波浪スペクトルのピークより低周波側を表現する式(18)に関しては、最近 Ramamonjisoa (1973) がこれとほとんど一致した結果を報告している。このスペクトル形(18)式および(19)式は、スペクトルのピークより低周波側およびスペクトルの集中度に関してはかなりよく表現するが、いわゆる “overshoot - undershoot” を表現しえないという点では改良の余地がある。ここに “overshoot - undershoot” というのは、図-12にみられるようにスペクトルのピーク周波数およびその2倍、3倍……の周波数付近に f^{-5} の平均レベルよりも過剰のエネルギー集中がみられる現象で、波浪スペクトルのピーク付近の周波数成分の非線形効果に原因するものである (Mitsuyasu 1969)。この言葉の本来の起りは、特定のスペクトル成分の発達を風下に向って追跡した場合、図-13に模式的に示されたように、発達しすぎの状態 overshoot と若干の減衰の状態 undershoot とが空間的に交互に出現する現象に対して Barnatt-Sutherland (1968) が名づけたものである。しかしながら図-5に示された波浪スペクトルの空間的発達特性と図-12に示された波浪スペクトルの構造とを対比して考えると、両者が同じものであることがわかる。すなわち、波浪スペクトルが図-12のような構造を有していれば、図-5に示されたような発達過程の風波のスペクトルを特定の周波数のところで切って吹送距離の関数とし

て表現すると、図-13のようなパターンが得られる。

波浪スペクトルの高周波側を表現する(19)式は、このようなスペクトルの微細構造を無視して、スペクトルの高周波側を f^{-5} で近似し平均をとることによって求めたものである。ただ、この式において、いわゆる Phillips (1958) の平衡領域の常数が普遍常数ではなく、無次元吹送距離に依存することを示している点は注目しなければならない。

この波浪スペクトルの高周波側を表現する式としては、最近鳥羽により提出された次の式がある (Toba 1973)。

$$\phi_1(f) = \alpha_g (2\pi)^{-3} g_* u_* f^{-4}, \quad (20)$$

$$g_* = g + \gamma k^2, \quad \alpha_g = 0.02 \text{ (普遍常数)} \quad (21)$$

ただし、 $\gamma = \tau / \rho_w$ で、 τ は水の表面張力、 ρ_w は水の密度である。この式は、有効重力加速度 g_* の形で表面張力の効果まで含んでいるので、表面張力波領域まで拡張して使用できる式で風波のスペクトルの高周波側を大局的に表現する基本式としては非常にすぐれたものと考えられる。しかしながら、前述の “overshoot-undershoot” を表現できない点、表面張力波領域のスペクトルを精密に計測してみると α_g が普遍常数ではなく風速 u_* に依存する傾向がみられる (Mitsuyasu-Honda 1974) 点など、若干改良の余地があるように思われる。

最近 Hasselmann (1973) 等は、北海で観測された有限吹送距離において発達過程にある数多くの海洋波のスペクトルを調べて、それらが非常に安定した相似性を示し、しかも Pierson-Moskowitz のスペクトルに比較して非常に大きい集中度を示すことを見出した。そして、これらのデータをもとにして次のようなスペクトル形 (JONSWAP スペクトル) を決定した。

$$\phi_1(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp \left\{ -\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} \cdot \left\{ \gamma \cdot \exp \left(-\frac{(f-f_m)^2}{2\sigma^2 \cdot f_m^2} \right) \right\}, \quad (22)$$

ここに、

$$\alpha = 0.076 \tilde{F}^{-0.22} \quad (23)$$

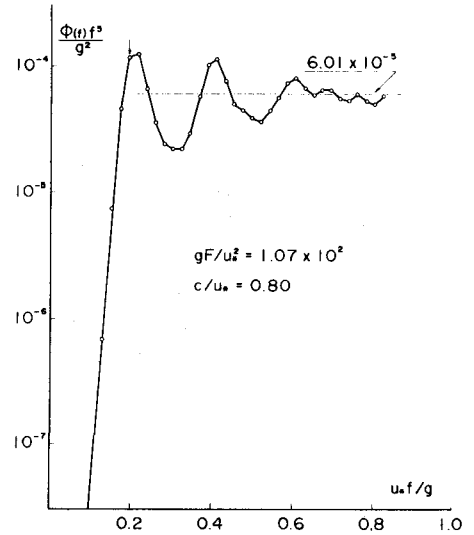


図-12 風波の一次元スペクトルの微細構造

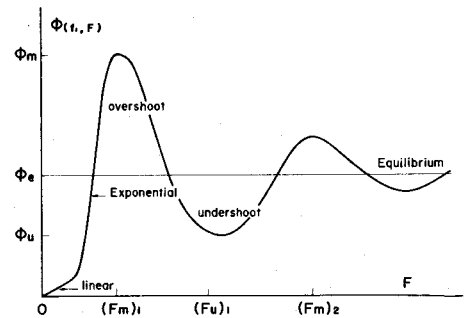


図-13 風波の発達過程における overshoot-undershoot 効果 (説明図)

$$\tilde{f}_m = 3.5 \tilde{F}^{-0.33} \quad (24)$$

$$r = 3.3, \sigma = \begin{cases} \sigma_a = 0.07 & f \leq f_m \\ \sigma_b = 0.09 & f > f_m \end{cases} \quad (25)$$

$$\tilde{f}_m = f_m U_{10}/g, \tilde{F} = gF/U_{10}^2 \quad (26)$$

この式は Pierson-Moskowitz のスペクトルのピーク付近のスペクトル密度を、最後の $\{ \gamma \exp \frac{(f-f_m)^2}{2\sigma^2 f_m^2} \}$ を乗じることによりもちあげた形である。 $\{ \}$ 内の関数形は、 $f = f_m$ で 3.3 の値をとり f_m をはずれると高周波側ならびに低周波側に向ってそれぞれ急速に小さくなり 1 に漸近する性質を有している。

Pierson-Moskowitz スペクトルでは α が、 $\alpha = 8.10 \times 10^{-8}$ と常数であるが、この JONSWAP スペクトルでは (23) のように α が無次元吹送距離 $\tilde{F}$ の関数で $\tilde{F}$ の増大とともに小さくなることを示している。この α は、一次元スペクトルの全体のエネルギーレベルあるいはスペクトルの高周波側 (f^{-5} に比例する、いわゆる Phillips 1958 の平衡領域) のエネルギーレベルに関係する常数である。(23) の関係は Phillips の平衡領域のスペクトル形が普遍的ではなく、無次元吹送距離に依存するという Longuet-Higgins (1969) や著者等の研究結果 (Mitsuyasu 1969, 1973) を支持するもので、定性的には (19) 式の $[\quad]$ の部分と類似している。この JONSWAP のスペクトルを ⁽¹¹⁾ の形に規格化して Pierson-Moskowitz スペクトルならびに風洞水槽の風波のスペクトルのデータより求めたスペクトル (18 および 19) と比較したものが 図-14 である。これより JONSWAP スペクトルは風洞水槽の風波のスペクトルと非常によく類似しているが、Pierson-Moskowitz スペクトルはこれらに比してはるかにスペクトル密度の集中度が小さいことがわかる。極めて最近行われた著者等の観測結果によると、外洋波の場合には $r = 3.3$ は大きすぎる傾向がみられ若干改良の余地がある。しかしながら、このスペクトル形は r, σ 等を変化させることによって広範囲のスペクトルの表現が可能であるので、若しもこれらのパラメータをきめる法則性が見出されるならば (まだはっきりしていないが) 便利な式といえる。

このほか、ミシガン湖における波の精密な観測データをもとにして、比較的最近 Liu (1971) が求めた有限吹送距離における風波のスペクトル形があるが、これは、規格化した形においては Pierson-Moskowitz スペクトルと同形である。また、彼のデータもスペクトルのピークの周波数 f_m の変化に関しては (6) 式とほとんど同様な関係を示しており、スペクトルの高周波側の普遍平衡領域の常数 α が、無次元吹送距離ととも

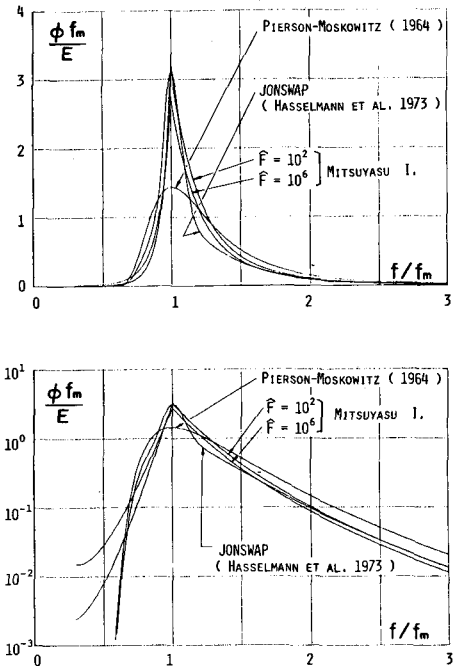


図-14 各種のスペクトル形の比較、
JONSWAP 型, Mitsuyasu I
型および Pierson-Moskowitz
型

に減少するという関係も支持している。

最後に、風洞水槽で発生した定常状態における風波ならびに海洋においても風上の境界がはっきりした発生域で時間的に定常状態に達した風波の場合（JONSWAP の例）について、それぞれスペクトル形にかなり安定した相似性がみられるのに対して外洋のあまり境界のはっきりしないような発生域で起った風波のスペクトル形ではかなり散乱した形を示す

原因を考えてみると、吹送時間の影響があげられる。

筆者等の最近の研究（Mitsuyasu-Rikiishi

1975）によると、風洞水槽で発生した風波についても、時間的に発達過程にある波 duration-limited wind wave についてはスペクトル形の相似性が保たれていない。発達初期のものはかなり小さな集中度を示し、時間的に発達して定常状態に漸近していくに従って集中度を増し一つの安定した形にと漸近してゆく傾向がみられる（図-15）。外洋においては、多くの場合吹送距離が非常に大きいので、風波が時間的に定常状態に達するまでの時間（最小吹送時間）も、非常に大きく、したがって風波は時間的に発達過程にあってまだ充分定常状態に達していないことが多いものと思われる。このことは、波の発生域内の風場の時間空間的にかなり不規則であることとあいまって、集中度の小さなスペクトルを生じる原因となっているものと考えられる。また外洋において風が弱まって減衰過程にある風波のスペクトルは集中度が低下して、次第に Pierson-Moskowitz 型のスペクトルに漸近してゆく傾向が見られる場合が多い。筆者等がこれまでにを行った観測の結果では Pierson-Moskowitz のスペクトルは海洋に存在する波浪スペクトルのうち最も集中度の小さなスペクトル形であった。

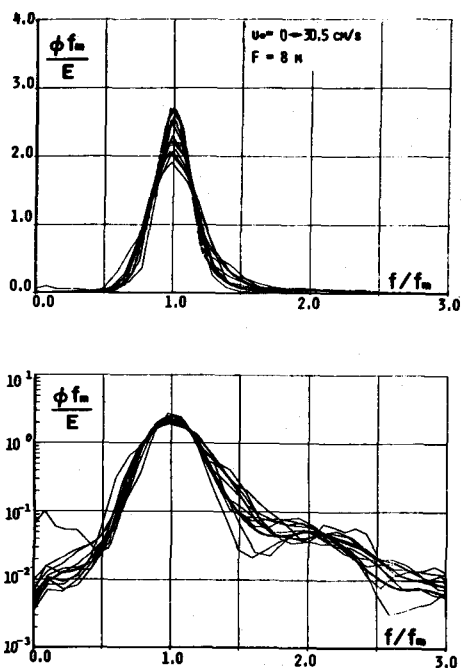


図-15 時間的発達過程にある風波のスペクトルの相似性（破線は定常状態に達したスペクトル）

3. 海洋波の二次元スペクトル

海洋波の一次元スペクトルに関しては、おびただしい数の観測結果ならびに研究の結果が報告され、問題の完全な解決は得られないにせよ、2で述べたようにかなりの程度まで現象が明らかにされている。これに対して、海洋波の二次元スペクトル（方向スペクトル）に関しては観測結果、研究結果、いずれについても数が少ない。SWOP と略称されている海洋波の二次元スペクトルの大規模な観測が New York 大学を中心とした米国のグループ（Chase et al 1957）によって行われたのはすでに20年近く前のことであるから、これは一見奇妙に思われるが、その最大の原因は二次元スペクトルの精密な観測が技術的に極めて困難である点にあるものと思われる。すなわち、海洋波の方向スペクトルを測定する代表的方法としては、(1)複数個の波浪計を適切な配列で空間的に配置し、多数点で同時に水位変動を測定する方法、(2)航空機等を利用して、海面の実体写真を撮影し、海面の三次元的凹凸を測定する方法、あるいは、(3)波面の上下変位 $\eta(x, y, t)$ と同時に、波面の勾配、曲率あるいは波による水粒子の速度など

方向特性を有する量を測定する方法などがあげられる。しかしながら、いずれの方法を採用したとしても、大規模な装置、費用ならびに労力を必要として、しかもそれらのデータ解析に非常に労力を要するわりに測定精度の向上が困難である。

このため、方向スペクトルの具体的測定法あるいはその精度等に関連した研究はかなり多く発表されているが、海洋波の方向スペクトルそのものを組織的に大規模に観測した結果の報告は非常に限られている。これまでに報告された代表的なデータをあげてみると、前記Chase et al. (1957) によるSWOPのデータ、Longuet-Higgins et al. (1963)やEwing (1969)によるピッチロールブイによるデータ、Gilchrist (1966)やFujinawa (1974, 1975)による複数個の波浪計を使用して求めたデータ、Tyler et al. (1974)による海面からの電磁波の散乱より求めたデータ、それに筆者等が1971年以来クローバー型波浪計を使用して求めたデータ(光易, 外, 1973a, 1973b, 1974, Mitsuyasu et al. 1975)などがあげられる。以下、筆者等が求めたデータを中心にして、他の研究者のデータを参考にしながら海洋波の方向スペクトル、特に(3)式における方向分布関数 $G(\theta, f)$ の特性について検討する。

3.1 海洋波の方向分布

(1) 発生域内において、海洋波が伝播する主方向は常識的に考えられるようにほぼ平均風向に一致し、しかも周波数成分による主方向の変化は少ない(光易 外 1973a 1974)。すなわち、各周波数成分とも平均的には平均風向に進んでいる。しかしながら、いくつかのデータでは周波数成分の主方向が周波数に依存して、わずかではあるが、平均風向より系統的にずれてゆく傾向を示した例もある

(Gilchrist 1966, Fujinawa 1975)。この原因はあまりはっきりしないが、観測点より風上の境界までの距離(吹送距離)が観測点よりの方向によって著しく変化している場合に生じるのではないかと考えられている。

(2) 比較的単純な発生域内における海洋波の方向分布関数 $G(\theta, f)$ は、方向スペクトルの計測法に固有の分解能の範囲内では図-16 のように単峰性の比較的滑らかな分布形を示す。図-16は横軸に波の伝播方向をとり周波数別に方向分布関数を示したものである。ただし、この図に表示された方向分布関数は、面積が π となるように規格化されている。図中点線は

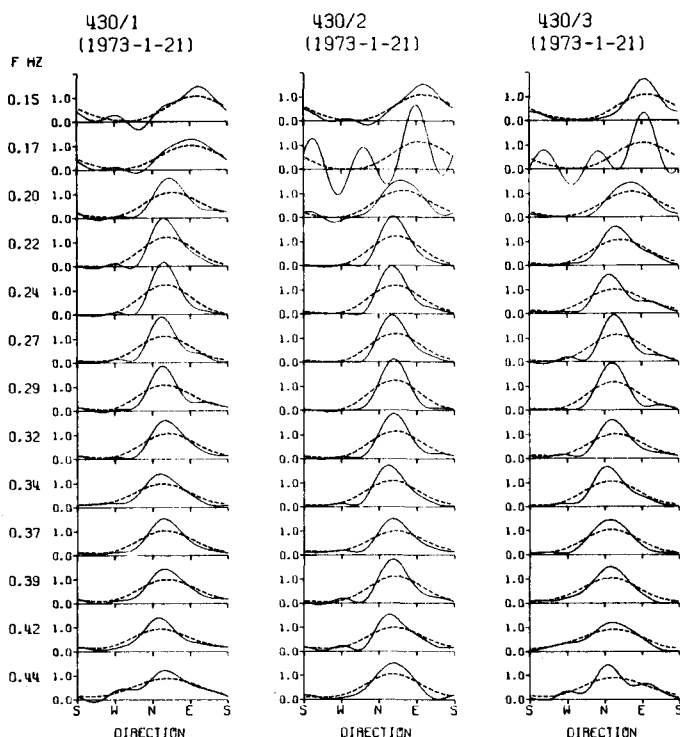


図-16 海洋波の方向スペクトル(方向分布関数の一例)

波面の上下加速度 η_t および勾配 η_x, η_y より決定した方向分布関数, 実線はこれらに加えて波面の曲率 $\eta_{xx}, \eta_{xy}, \eta_{yy}$ の信号をもとにして決定した方向分布関数である。方向分解能が2倍程度異なっているため, 点線と実線では形に差を生じているが基本的性質には大差がない。*)

(3) 方向分布関数の形は, Longuet-Higgins 等によって最初提出された次式によって近似して, ほぼ妥当な結果が得られる (Longuet-Higgins et al 1963, Ewing 1969 光易, 外, 1973b, 1974, Tyler et al. 1974, Mitsuyasu et al 1975)。

*) 実線のデータには半値角度巾約 33.5° のフィルターがかかっており, 点線のデータには半値角度巾約 65.5° のフィルターがかかっている。このフィルター巾が方向分解能を規定する。

$$G(\theta, f) = G(S) [\cos(\theta - \bar{\theta})/2]^{2S} \quad (27)$$

ここに, $G(S)$ は, $\int_0^{2\pi} G(\theta, f) d\theta = 1$ とするための規格化関数である。とくに, 非常に高い分解能で計測された Tyler et al. (1974) の測定結果が(27)式の表現と極めてよい一致を示している点より考えて, この式は極めて精度の高いものと考えられる。また, S は方向分布関数の集中度をさめるパラメータで, S の変化により方向分布関数は図-17 のように変化する。ただし, 図-17 において, $h(\theta) = \pi G(\theta)$ 。

(4) 方向分布関数の集中度を示すパラメータ S は図-18 に示されるように, 海洋波の一次元スペクトルのピークに対応する周波数付近で非常に大きな値をとり, それより高周波側においても低周波側においても急速に小さくなる (光易, 外, 1974, Mitsuyasu et al 1975)。図-18 は, 最上段に波の一次元スペクトル, 次に成分波の周波数による平均伝播方向の変化, 3 番目および最下段に前記パラメータ S の値を示した

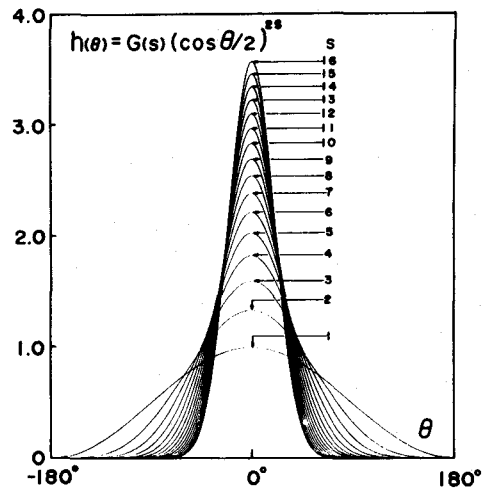


図-17 方向分布関数のモデル

ものである。一次元スペクトルのピークに対応する周波数 f_m 付近で S が非常に大きな値をとり, 高周波成分ではその値が小さいことは, 海洋波の主成分 (エネルギーを非常に多く含む成分波) は方向分散が小さく平均風向に進行しているが, それより高周波成分ならびに低周波成分は, エネルギー密度が小さくなるとともに方向分散が大きくなることを意味する。 S に関するスペクトルの高周波側における同様な傾向は, Longuet-Higgins et al. (1963) および Tyler et al. (1974) 等の結果にもあらわれている。

3.2 方向スペクトルの標準形

海洋波の方向スペクトルを(3)式のように一次元スペクトル $\phi_1(f)$ と方向分布関数 $G(\theta, f)$ とに分離して取り扱うと、一次元スペクトルに関しては、2.で述べたように様々な標準形が導かれているので方向分布関数 $G(\theta, f)$ の形が決定されたならば海洋波の方向スペクトルの標準形が求められることになる。

筆者等は、新しく開発したクローバー型波浪計を使用して湾内、太平洋、玄海灘等で計測した海洋波の方向スペクトルのデータをもとにして、方向分布関数 $G(\theta, f)$ の標準形を以下のように導いた (Mitsuyasu et al. 1975)。まず、方向分布関数の基本形としては、Longuet-Higgins et al (1963)により提案された式すなわち、次式を採用する。

$$G_1(\theta, f) = G_1(S) [\cos(\theta - \bar{\theta})/2]^{S/2}, \quad (28)$$

ただし

$$G_1(S) = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{\Gamma(2S+1)} \quad (29)$$

この形の方向分布関数の集中度を支配するパラメータ S が、3.1の図-18で示したように非常に特徴的なふるまいをすることに着目して、 S とそれを支配する無次元パラメータとの関係が調べられた。その結果、比較的単純な発生域内の海洋波の場合については、パラメータ S と無次元周波数 $f (= 2\pi \tilde{f} U / g = U/C)$ との間に近似的に図-19に示されたような比較的簡単な関係があることが見出された。すなわち、パラメータ S は次のように表現される。

$$S = \begin{cases} 11.5 \tilde{f}^{-2.5} & , \quad \tilde{f} \geq \tilde{f}_m \\ 11.5 \tilde{f}_m^{-7.5} \tilde{f}^5 & , \quad \tilde{f} \leq \tilde{f}_m \end{cases} \quad (30)$$

$$\tilde{f}_m = 18.8 \tilde{F}^{-0.330} \quad (31)$$

ここに、 $\tilde{F}$ は(28)で定義された無次元吹送距離、 $\tilde{f}_m$ は

$$\tilde{f}_m = 2\pi f_m U / g \quad (32)$$

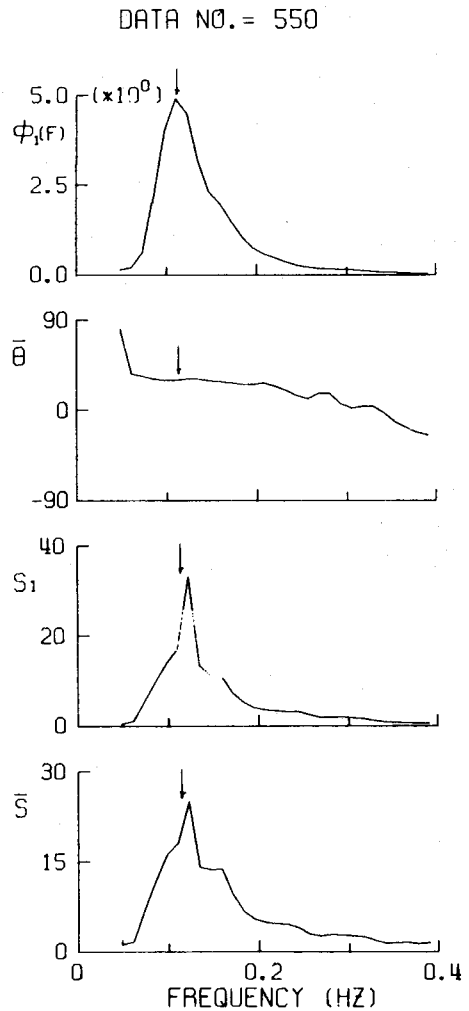


図-18 海洋波の一次元スペクトル $\phi(f)$ 、平均波向 $\bar{\theta}$ 、および集中度パラメータ S_1 および $\bar{S}$

すなわち、一次元スペクトルのピークに対応する無次元周波数である。無次元吹送距離が与えられている場合には、(30)式より一次元スペクトルのピークに対応する無次元周波数 $\tilde{f}_m$ が推定され $\tilde{f}_m$ がわかれば(30)式よりパラメータ S が、さらに(28)式より方向分布関数 $G(\theta, f)$ が決定される。あるいは実測により一次元スペクトルがわかっている場合には、 $\tilde{f}_m$ に関する実測値より S さらに $G_1(\theta, \tilde{f})$ を推定することもできる。ただ、この式は様な風があまり風向を変えないで吹き続いた場合発生した風波に関するものであるもので、2つの発生域で発生した風波が共存し、一次元スペクトルならびに方向分布関数があきらかに双峰性を示しているような場合には適用できないことはいうまでもない。

(30)式および(31)式より、一次元スペクトルのピークの周波数 $\tilde{f}_m$ における集中度パラメータ S の値 S_m として次式が得られる。

$$S_m = 11.5 \tilde{f}_m^{-2.5} = 7.5 \times 10^{-8} \tilde{F}^{0.825} \quad (33)$$

この式は、無次元吹送距離 F が増大して波が発達するとともに波の方向分散は小さくなることを意味する。ただし、この式を導くに際しては、風胴水槽の風波の

データは含まれてないので、 $\tilde{F}$ の大きい実際の海洋波の場合についてのみ使用した方が安全である。

また、(33)を使用すると、(30)は次のように表現することもできる。

$$S/S_m = \begin{cases} (f/f_m)^{-2.5} & f/f_m \geq 1 \\ (f/f_m)^5 & f/f_m \leq 1 \end{cases} \quad (34)$$

合田(1975)は最近、この方向スペクトルを実際を使用する場合、使い易い計算法を発表した。その要点は、Wilson(1965)が提案した波の推算式を参考にして波形勾配 $H_{1/8}/L_{1/8}$ と無次元吹送距離 $\tilde{F}$ との関係を求めその関係式を(33)式と組み合わせることにより有義波の波形勾配より S_m を決定し、(34)より集中度パラメータ S を決定するという方法である。

このほか、従来よく使用されている方向分布関数としては次のものがある。

$$G_0(\theta) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta & |\theta| < \frac{\pi}{2} \\ 0 & |\theta| > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (35)$$

これは波の予報法の一つである、いわゆる *P.N.J.* 法 (Pierson-Neumann-James 1955) などでも使用されている。大局的にみると、海洋波の方向分布関数がこれに類似した分布形をしているこ

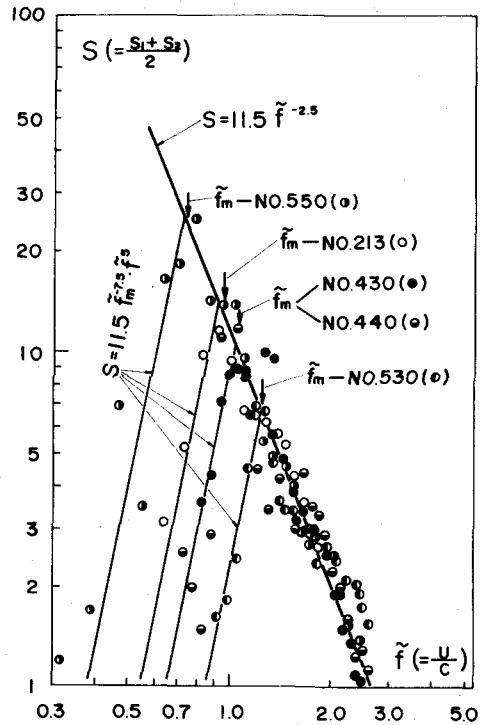


図-19 集中度パラメータ $\bar{S}$ の無次元周波数 f による変化

と、精密な観測データの数が少ないので、これに積極的に反対する確固たる根拠もなかったことなどにより、実用的な目的でよく使用されているが、この式の導入の根拠はあまりはっきりしていない。

また、従来発表されていた実測データにもとづく方向分布関数としては有名な SWOP のスペクトルのそれがある (Chase et al. 1957)。これは次のような形に表現される。

$$G_3(\theta, \tilde{f}) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} [1 + a \cos 2\theta + b \cos 4\theta], & |\theta| \leq \pi/2 \\ 0, & |\theta| > \pi/2 \end{cases} \tag{36}$$

ただし、

$$a = 0.50 + 0.82 \exp \left[-\frac{1}{2} \tilde{f}^4 \right]$$

$$b = 0.32 \exp \left[-\frac{1}{2} \tilde{f}^4 \right] \tag{37}$$

これは、1954 年に北大西洋で 2 台の航空機を使用して撮影した海面のステレオ航空写真をもとにして求めた方向スペクトルのデータより導いたものである。ステレオ航空写真は波面の平均的分布を測定できるので、方向スペクトルを求めるには、原理的には非常にすぐれた方法であるが、データ解析に非常に労力を要する上、読取精度をあげることが困難であるほか、波の進行方向に 180° のあいまいさがある。したがって、上記の式は、波向は主方向 (風向) に対して ± π/2 の範囲にあるものと仮定して導かれたものである。

最後に、(28)、(29)および(30)で与えられる方向分布関数の標準形 $G_1(\theta, f)$ を $G_0(\theta)$ 、(35)式および SWOP のスペクトル $G_3(\theta, \tilde{f})$ 、(36)および(37)式と比較すると図-20および図-21のようになる。

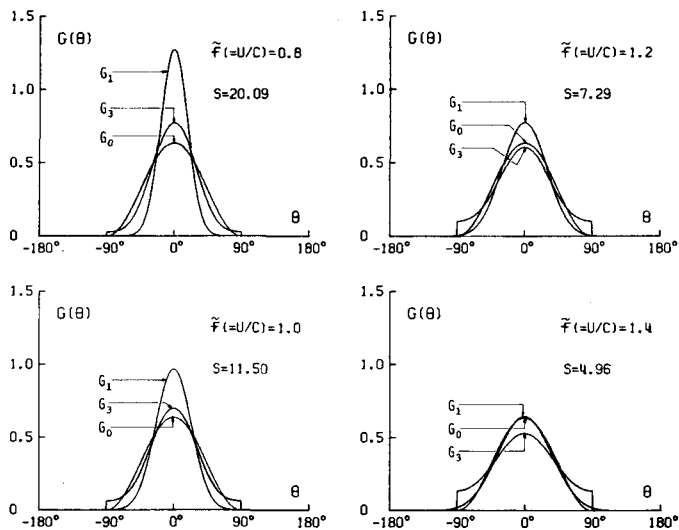


図-20 各種方向分布関数の比較

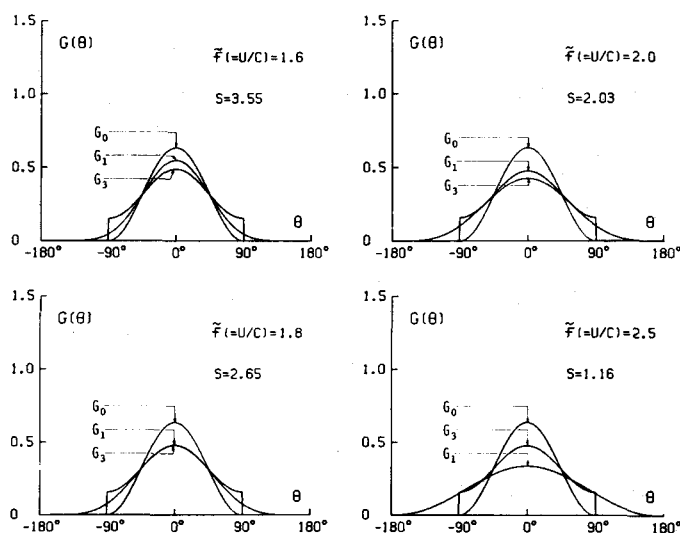


図-21 各種方向分布関数の比較 (続)

4. 海洋波のスペクトル構造を支配する物理機構

以上、主として海洋波のスペクトル構造に関する現象論的な記述を行い、次に実用的な結果について述べた。最後に海洋波のスペクトル構造を維持している物理機構について簡単にふれておく。海洋波のスペクトル構造に対する物理的モデルとして従来考えられていたものは次のようなものである。スペクトルの高周波側は一種の飽和状態に達しており、これに対してはPhillips (1958) が主として次元考察により導いた普遍平衡領域のスペクトル形が維持されている。一方、スペクトルのピークより低周波側の成分波はPhillips (1957) の共鳴機構や、Miles (1957) の不安定機構により風よりエネルギーを吸収し発達を続け、我々が観測するようなスペクトル構造が生じる。

しかしながら、その後の研究 (Snyder-Cox 1966, Barnett-Wilkerson 1967) は海洋波のスペクトル成分の発達率がMiles (1957) 機構で計算されるものよりはるかに大きいことを示しており、しかも最近のHasselmann et al. (1973) の研究によると、スペクトルのピークより低周波側におけるスペクトル密度の顕著な増大は大部分成分波間の非線型相互作用によってスペクトルのピーク付近より伝達されたエネルギーによることを示している。Hasselmann 等 (1973) は、さらに風よりのエネルギー伝達は大部分スペクトルのピーク近くの周波数成分に対してなされること、スペクトルの高周波側の平衡領域は非線型相互作用で伝達されるエネルギーと砕波および粘性損失等で失われるエネルギーとがバランスして形成されることなどを推論している。しかしながら、風より波へのエネルギー伝達に関する信頼できるデータが非常に不足しており、その物理機構に関しても不明の点が多く、一方、波の場よりのエネルギーの消失機構に関してもはっきりした解釈が得られていない現在、海洋波のスペクトル構造を維持している機構について、さらに定量的な全体像が与えられるようになるのはもう少し将来のことではないかと考えられる。

参 考 文 献

- Barnett, T. P. and J. C. Wilkerson (1967): J. Mar. Res. 25, 292-328.
- Barnett, T. P. and A. J. Sutherland (1968): J. Geophys. Res. Vol. 73, No. 22, 6879-6885.
- Chase, J., et al. (1957): New York U., Coll. Eng. Report, July.
- Ewing, J. A. (1969): J. Marine Res., Vol. 27, No. 2, 163-171.
- Fujinawa, Y. (1974): J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 30, No. 1.
- Fujinawa, Y. (1975): J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, No. 1.
- Gilchrist, A. W. R. (1966): J. Fluid Mech., Vol. 25, Part 4, 795-816.
- 合田良実, 鈴木康正 (1975): 港湾技研資料 No. 230, 45 pp.
- Hasselman, K. et al. (1973): Dtsch. Hydrogr. Z. A8, 12.
- Liu, P. C. (1971): J. Phys. Oceanography, Vol. 1, No. 4, 249-257.
- Longuet-Higgins, M. S. et al. (1963): Ocean Wave Spectra, New Jersey, Prentice Hall Inc., 111-136.
- Longuet-Higgins, M. S. (1969): Proc. Roy. Soc. A 310, 151-159.
- Miles, J. W. (1957): J. Fluid Mech., 3, 185-204.
- Mitsuyasu, H. (1968): Rep. Res. Inst. for Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. XVI, No. 55, 459-482.
- Mitsuyasu, H. (1969): Rep. Res. Inst. for Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. XVII, No. 59, 235-248.
- Mitsuyasu, H. (1973): Report of Res. Inst. for Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. XX, No. 66, 37-53.
- Mitsuyasu, H. and T. Honda (1974): J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 30, 185-198.
- Mitsuyasu, H. and K. Rikiishi (1975): Rep. Res. Inst. Appl. Mech. Vol. XXIII No. 72, 31-60.
- Mitsuyasu, et al. (1975): J. Phys. Oceanogr., Vol. 5, No. 4, 750-760.
- 光易恒. (1970): 第17回海岸工学講演会論文集, 1-7.
- 光易恒 外. (1973): 九州大学応用力学研究所所報, 第39号, 183-210.
- 光易恒 外. (1973a): 九州大学応用力学研究所所報, 第39号, 105-181.
- 光易恒 外. (1973b): 九州大学応用力学研究所所報, 第40号, 295-329.
- 光易恒 外. (1974): 第21回海岸工学講演会論文集, 261-265.
- Neumann, G. (1952): N. Y. U., Coll. of Eng., Res. Div., Dept. of Meteorology and Oceanography, Prepared for the Office of Naval Res.
- Phillips, O. M. (1957): J. Fluid Mech., 2, 417-445.
- Phillips, O. M. (1958): J. Fluid Mech., 4, 426-434.
- Pierson, W. J., Jr. (1952): N. Y. U., Coll. of Eng. Res. Div., Dept. of Meteorology and Oceanography Prepared for the Beach Erosion Board, Dept. of the Army, and Office of Naval Res., Dept. of the Navy, pp. 461.
- Pierson, W. J., G. Neumann, and R. W. James (1955): H. O. Pub. 603, U. S. Navy

Hydrographic Office.

- Pierson, W. J. and Moskowitz, L. (1964) : J. Geophys. Res., Vol. 69, No. 24, 5181-5190.
- Plate, E. J. (1974) : Proc. 9th sympo. Naval Hydrodynamics, Vol. 2, 1371-1395.
- Ramamonjiarisoa, A. (1973) : Memoires Societe Royale des Sciences des Sciences de Liège 6e série, tom VI, 47-66.
- Snyder, R. L. and C. S. Cox (1966) : J. Mar. Res. 24, 141-178.
- Toba, Y. (1972) : J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 28, 109-120.
- Toba, Y. (1973) : J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 29, 209-220.
- Toba, Y. (1974) : J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 30, 241-242.
- Toba, Y. (1975) : J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, 192-198.
- Tyler, G. L. et al. (1974) : Deep-Sea Res. Vol. 21, No. 12, 987-1016.
- Wilson, B. W. (1965) : Dtsch. Hydrogr. Z. 18, 3, 114-130.