

風波のスペクトルの発達(3)

——有限な吹送距離における風波のスペクトルの標準形*——

光 易 恒**

1. 緒 言

筆者等は、外洋波を精密に測定するため、1971年にクローバー型波浪計を開発して波浪計測を続けている。得られた代表的波浪データを解析して、最近、海洋波の方向スペクトルに関する一つの標準形を提案した²⁾。しかしながら、それは方向分布関数の形のみに限られ、周波数スペクトルの形に関しては、特に新しい提案は為されなかった。この研究は、前回の研究をおこなうもので、とくに海洋波の周波数スペクトルに関し詳しい検討を行ない、有限吹送距離の風波のスペクトルに対する一つの標準形を提案したものである。

海洋波の周波数スペクトルに関しては、古くから多くのスペクトルの形が提案されている。例えば、外洋で十分発達して吹送距離に無関係となった風波の周波数スペクトルとしては、有名な Pierson & Moskowitz スペクトル³⁾があり、多くの実測結果はほぼそのスペクトル形を支持すると報告されている。

一方、有限吹送距離における風波のスペクトル形としては、Bretschneider スペクトル⁴⁾を筆者が若干変形したもの⁵⁾、筆者のスペクトル²⁾並びに最近 Hasselmann 等⁶⁾が提案した JONSWAP スペクトル等がある。これらは、大局的には、それぞれ実測結果と一致するが、スペクトル形の細部に関しては、必ずしも実測結果をよく表現しているとは言えない。例えば、Bretschneider スペクトルや、著者のスペクトル(Ⅱ型)は、規格化すれば、Pierson & Moskowitz スペクトルと同形で、有限吹送距離の風波にしばしば見られる集中度の大きい周波数スペクトルを表現することが出来ない。これに対して、JONSWAP スペクトルは、北海の沿岸海域で測定された集中度の大きいスペクトルをもとにして導かれたもので、次のような形を有している。

$$\psi(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right] \times \gamma \exp \left[-\frac{(f/f_m - 1)^2}{2\sigma^2} \right] \dots\dots\dots (1)$$

* この論文は、最近 Journal of Physical Oceanography に発表されたもの¹⁾を若干書き直したものである。

** 正会員 理博 九州大学教授 応用力学研究所

ただし、

$$\alpha = 7.6 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.22} \dots\dots\dots (2)$$

$$U f_m / g = 3.5 \bar{F}^{-0.33} \dots\dots\dots (3)$$

$$\gamma = 3.3, \quad \sigma = \begin{cases} 0.07, & f \leq f_m \\ 0.09, & f > f_m \end{cases} \dots\dots\dots (4)$$

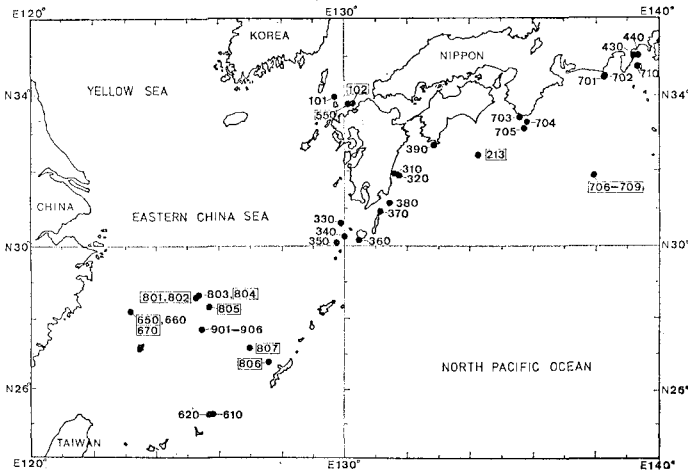
$\bar{F} = gF/U^2$, F : 吹送距離, $U (=U_{10})$: 海面上 10 m の風速。

これは、式(1)の下線部の Pierson & Moskowitz 型スペクトルのピーク附近を集中度パラメータ γ を含む関数で持ちあげたもので、Pierson & Moskowitz スペクトルに比較すると、当然のこと大きな集中度を有している。Hasselmann 等は γ の実測データが大きく散乱した値を示したため平均値として上記の値 $\gamma = 3.3$ を採用しているが、筆者等の観測結果によるとスペクトルの集中度は、無次元吹送距離に依存する傾向がみられた²⁾。従って集中度係数 γ は、無次元吹送距離、すなわち波の発達段階に依存して変化することが予想される。この集中度係数 γ と無次元吹送距離 $\bar{F}$ との関係を明らかにすることが本研究の一つの中心を為すものである。

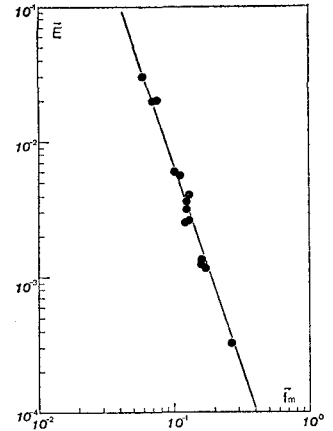
2. 波浪データ

本研究で使用する波浪データは、1971年から1976年にかけて日本周辺の海域において、クローバー型波浪計を用いて得られたものである。全部で 67 組の波浪データ(それぞれ約 1 時間)のうち、発生域の風波に関する代表的データ 14 組を選びだして解析を行なった。データの選定基準は次の通りである。① できるだけ様な風が長時間吹き続けている発生域の風波であること、② 顕著なうねりが存在していないこと、従って、③ スペクトル形が明瞭な一つのピークを有すること。このようにして選定した波浪データについて、最少吹送時間を推定したところ、いづれのデータも最少吹送時間をこえていることがわかった。したがって、時間的にはほぼ定常状態に達し、吹送距離によって、制限された風波のデータが選ばれているものと考えられる。図—1 は波および風の観測点を示し、観測条件は表—1 にまとめて示してある。

なお、風のデータとしては、最初は観測船上にとりつ



図一 観測点。□内のデータを今回使用



図二 無次元スペクトルエネルギー $\tilde{E}$ と無次元ピーク周波数 $\tilde{f}_m$ との関係、直線は式(11)

表一 各種データ。時刻：観測開始時刻，風向・風速(U)：船上観測値， U_e ： f_m および E から推定風速， $\tilde{F}$ ：無次元吹送距離

Data No.	年月日	時刻	風向および風速			$\tilde{F}$
			風向	U m/s	U_e m/s	
213	'71-12-29	14:05	NE	7.0	6.5	2.94
550	'73- 2-19	11:00	NNE	6.5	8.2	2.93
651	'73- 5-24	14:18	NE	9.0	8.1	1.64
672	'76- 6- 3	15:50	E	9.0	7.8	0.74
707	'74- 2-13	09:41	WNW	10.0	13.2	0.46
708	"	10:08	WNW	10.0	11.1	0.85
709	"	13:15	WNW	9.5	11.8	0.85
801	'75- 2-16	17:43	N	11.0	8.1	3.14
802	"	18:02	N	11.0	8.8	2.27
804	'75- 2-19	09:06	N	14.0	11.1	1.20
805	"	15:21	N	14.0	10.3	1.51
806*)	'75- 2-23	11:10	NW	7.0	6.9	6.97
807*)	"	16:17	NNW	5.5	5.3	12.70
102	'76-10-20	08:05	SSW	12.0	10.7	0.18

けられた風速計で測定したものを使用した。波浪スペクトルの計算は、普通のFFT法で行なわれ、分解能 3.66×10^{-2} Hz, Nyquist 周波数 1.25 Hz, 自由度約 180 の周波数スペクトルを求め、これをもとにして各種の検討を行なった。

3. 波浪スペクトルのスケールパラメータ

有限吹送距離の風波の周波数スペクトルのスケールをきめる重要なパラメータであるスペクトルの全エネルギー E 、および、スペクトルのピーク周波数 f_m は、風速 U および吹送距離 F との間に次のような比較的単純な

関係を有している。

$$\tilde{E}^{1/2} = 5.24 \times 10^{-4} \tilde{F}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\tilde{f}_m = 2.92 \tilde{F}^{-1/3} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし

$$\tilde{E} = g^2 E / U^4, \quad \tilde{f}_m = U f_m / g \quad \dots\dots\dots (7)$$

上式は、筆者等が以前に導いた式⁷⁾において、風の摩擦速度 u_* を $U = 25u_*$ の近似的関係を用いて海面上 10 m の風速 U に換算し、 $\tilde{F}$ の指数を $0.504 \rightarrow 1/2$, $0.33 \rightarrow 1/3$ と原式に比べ単純化して求めたものである。Liu⁸⁾ や Hasselmann 等⁹⁾ が求めた式も上式に極めて類似したものである。式(5)および式(6)から無次元吹送距離 $\tilde{F}$ を消去すると次式が得られる。

$$\tilde{E} \tilde{f}_m^3 = 6.84 \times 10^{-6} \quad \dots\dots\dots (8)$$

これは、最初、鳥羽^{9),10)}により導かれた発達過程にある風波に関する“2/3乗則”と呼ばれる関係式である。この関係式の特徴は、無次元吹送距離に無関係に成立する点で、実際、無次元吹送距離の非常に大きい場合まで成立すると言われている Wilson の式(IV型)をもとにしても上式に類似の関係を導くことができる。図-2は、我々が今回使用した波浪スペクトルについて無次元スケール・パラメータ $\tilde{E}$ と $\tilde{f}_m$ との関係を調べたもので、これより外洋の非常に大きな吹送距離で発生した風波のスペクトルについても式(8)がよく成立することがわかる。

式(8)は、普通の次元を有する形で書くと次のようになる。

$$E f_m^3 = 6.84 \times 10^{-6} g U \quad \dots\dots\dots (9)$$

この関係が普遍的なものとすると、発生域内で測定した波浪スペクトルの全エネルギー E およびピーク周波数 f_m から逆に発生域の風速 U を推定する事ができる。このようにして求めた一種の代表風速は U_e として表一

1 に示されている。図-2 から予想されたことであるが、 U_e と観測船上で計測した風速 U との一致は良好である。ただし、なかには 30% 程度のくい違いを示す場合もある。このくい違いは、観測船上で計測された風が必ずしも発生域内の平均的な風を代表しているとは云えないことを意味するものと思われる。以後、波浪スペクトルの解析では、 U のかわりに U_e をサフィックスなくして発生域の代表風速として使用する。直接測定した U を使用しても結論は変わらないが、 U_e を使用する事によりデータの散乱を非常に減少させることが出来た。

4. 標準スペクトルの誘導

(1) パラメータ α および γ の決定

予備的な検討の結果、式 (1) で表現される JONSWAP 型スペクトルにおいて、パラメータ α および γ を適切に選べば、実測されたスペクトルとかなり良い一致が得られることがわかった。そこで今回選出した 14 例の風波のスペクトルについて、 α および γ の値を求めその特性を調べた。 α および γ の決定法は、Hasselmann 等¹²⁾ と同様で、まず α を次式で決定する。

$$\alpha = (0.65 f_m)^{-1} \int_{1.35 f_m}^{2 f_m} (2\pi)^4 f^5 g^{-2} \times \exp \left[\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right] \phi(f) df \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 $\phi(f)$ は実測された周波数スペクトルである。積分の下限が $1.35 f_m$ にしてあるのは、 γ の効果が及ばない範囲とするためである。次にスペクトルのピークにおける値 $\phi(f_m)$ をもとにして、 γ の値を次式で決定する。

$$\gamma = (2\pi)^4 (\alpha g^2)^{-1} \phi(f_m) f_m^5 \exp(5/4) \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 α の値としては式 (10) で求めた値を使用する。

図-3 は、上記の方法で決定した α および γ の値を

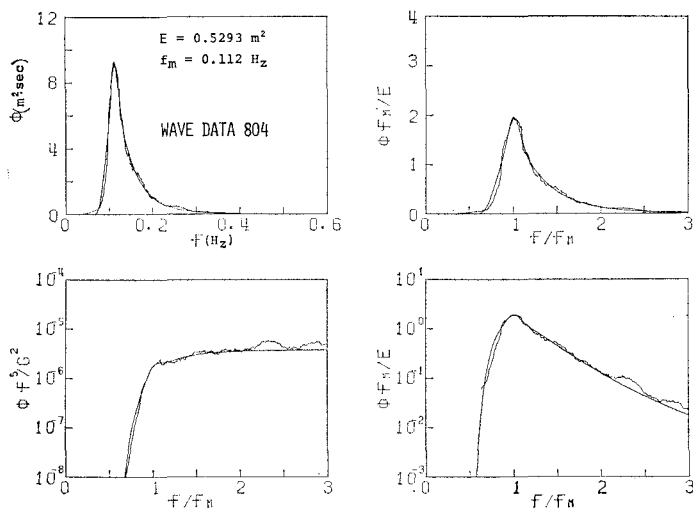


図-3 周波数スペクトルおよびその無次元表示。滑らかな曲線は α および γ の最適値を用いた式 (1) のスペクトル形

式 (1) に代入して求めたスペクトル形と実測のスペクトル形とを比較したものの一例である。この図に示されるように両者の一致は極めて良好である。ただし、 σ の値としては、Hasselmann 等⁶⁾ が求めた値をそのまま使用し、特に新しい検討は行なわなかった。

(2) パラメータ α および γ と $\tilde{f}_m$ との関係

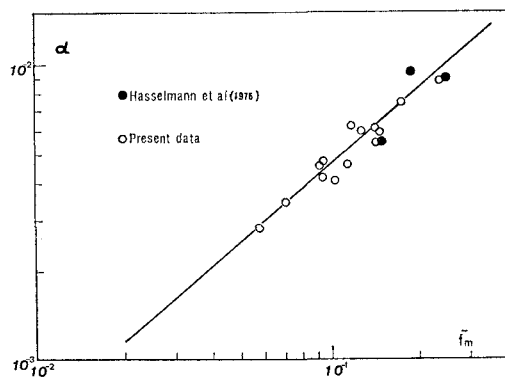


図-4 スケールパラメータ α と無次元ピーク周波数 $\tilde{f}_m$ との関係、直線は式 (12)

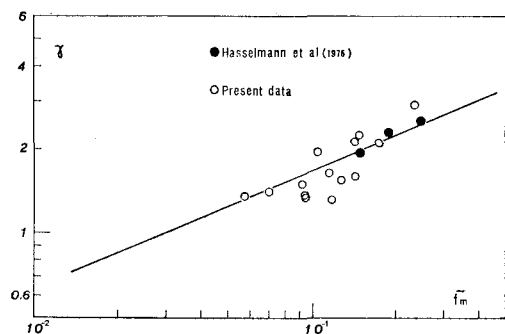


図-5 形状パラメータ γ と無次元ピーク周波数 $\tilde{f}_m$ との関係、直線は式 (13)

14 例の代表的スペクトルについて求めたパラメータ α および γ の値と無次元ピーク周波数 $\tilde{f}_m$ ($\equiv U f_m / g$) との関係を示したものが図-4 および図-5 である。これより、無次元ピーク周波数 $\tilde{f}_m$ とこれらのパラメータの間には次のような関係があることがわかる。

$$\alpha = 3.26 \times 10^{-2} \tilde{f}_m^{6/7} \dots\dots\dots (12)$$

$$\gamma = 4.42 \tilde{f}_m^{3/7} \dots\dots\dots (13)$$

Hasselmann 等¹²⁾ は、彼等のデータをもとにして、式 (12) に対応する式として、

$$\alpha = 3.3 \times 10^{-2} \tilde{f}_m^{2/3} \dots\dots\dots (14)$$

を求めているが、式 (12) は、彼等のデータに対してもかなり良い一致を示す。

(3) パラメータ α および γ と $\bar{F}$ との関係

外洋においても一つの風域の拡がりには有限であるが、吹送距離を具体的に決定することは極めて困難である。その理由は、まず風域の境界がはっきりしないこと、たとえばまかに風域をきめたとしても、その中で必ずしも風の場合が一様ではないことなどの為である。従って、ここでは、天気図や船上で観測した風のデータ等から無次元吹送距離を決めることをしないで、次のような方法で、一種の有効無次元吹送距離を求めることにした。

湾や湖あるいは陸岸から沖向に風が吹く場合等のように、吹送距離のはっきりした水域で発生した風波のスペクトルに関しては、式(5)および式(6)のような非常に信頼度の高い関係式が得られている。とくに無次元ピーク周波数 $\bar{f}_m$ と無次元吹送距離 $\bar{F}$ との関係は、かなり精度の高いものである。そこで、今回外洋で測定した波浪スペクトルの無次元ピーク周波数 $\bar{f}_m$ の値をもとにして、式(6)から $\bar{f}_m$ に対応する無次元吹送距離 $\bar{F}$ を推定することにした。このようにして求めた無次元吹送距離 $\bar{F}$ と、パラメータ α および γ との関係を示したものが図-6および図-7である。ただ、式(5)および式(6)は吹送距離が非常に大きい場合には適用できないのではないかと言う心配がある。そこで、非常に大きい吹送距離まで適用できると言われている Wilson の式(IV型)⁽¹¹⁾

を使用して、 $\bar{f}_m$ から $\bar{F}$ を推定してみたがデータの散乱が非常に大きくなって図-6および図-7のような規則的な関係が得られなかった。Wilson の式が導かれたもとのデータを見ると、 $\bar{F} \leq 10^5$ までは近似的に式(6)を適用することも可能であることがわかったので、式(6)をもとにして求めた $\bar{F}$ を最終的に使用した。図-6にみられるように今回の $\bar{F}$ の値は大部分 10^5 以下であるのでこの取扱いはほぼ妥当のものと思われる。

一方、パラメータ α および γ と $\bar{f}_m$ との関係を示す式(12)および式(13)に、 $\bar{f}_m$ と $\bar{F}$ との関係式(6)を代入すると次式が得られる。

$$\alpha = 8.17 \times 10^{-2} \bar{F}^{-2/7} \quad \dots\dots\dots(15)$$

$$\gamma = 7.0 \bar{F}^{-1/7} \quad \dots\dots\dots(16)$$

これらの式も図-6および図-7に示されているが、当然予想されるように実測結果との一致は良好である。なお α に関しては、次のような各種の関係式が既に提出されているので、比較のため図-6に一緒に示した。

$$\alpha = 8.1 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.308} \quad (\text{Mitsuyasu 1973}^{(13)}) \quad \dots\dots\dots(17)$$

$$\alpha = 8 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.25} \quad (\text{Liu 1971}^{(8)}) \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$\alpha = 7.6 \times 10^{-2} \bar{F}^{-0.22} \quad (\text{Hasselmann et al. 1973}^{(9)}) \quad \dots\dots\dots(19)$$

また、従来報告されているデータ^{(12),(14),(15),(16)}の一部も比較のため記入されている。 α に関する上記の実験式は、いずれもあまり大きな差はないが、図-6に示されたデータに関する限り今回提案した式(15)が最もよい一致を示すことがわかる。

5. 結果および討論

以上の結果をとりまとめると、次のようになる。発達過程にある有限吹送距離の風波の周波数スペクトル $\phi(f)$ の主要部 ($0.7 < f/\bar{f}_m \leq 2$) は、近似的に次式で表現される。

$$\phi(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{\bar{f}_m} \right)^{-4} \right] \times \gamma \exp \left[-(f/\bar{f}_m - 1)^2 / 2\sigma^2 \right]$$

ただし、

$$\alpha = 3.26 \times 10^{-2} \bar{f}_m^{6/7} \quad \text{あるいは} \quad \alpha = 8.17 \times 10^{-2} \bar{F}^{-2/7}$$

$$\bar{f}_m (\equiv (U f_m / g)) = 2.92 \bar{F}^{-1/3},$$

$$\gamma = 4.42 \bar{f}_m^{3/7} \quad \text{あるいは} \quad \gamma = 7.0 \bar{F}^{-1/7}$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & f \leq \bar{f}_m \\ 0.09 & f > \bar{f}_m \end{cases}$$

これが今回提案する有限吹送距離の風波に対する周波数スペクトルの標準形である。

ただ、少し注意しておかなければならない事は、上記のスペクトル形は、外洋で計測された波浪データのみを使用して導かれた事である。このため無次元吹送距離 $\bar{F}$ の範囲は、 $10^3 \sim 10^5$ と比較的大きい所にある。湾内や沿

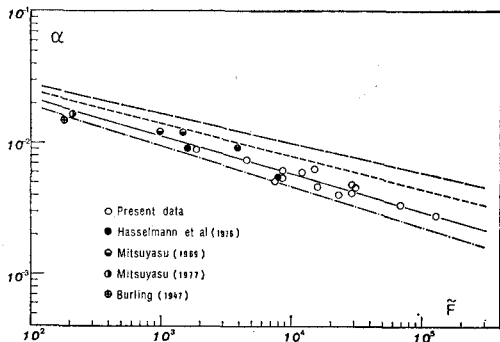


図-6 スケールパラメータ α と無次元吹送距離 $\bar{F}$ との関係。直線は式(15)、長い破線は式(19)、短かい破線は式(18)、一点鎖線は式(17)

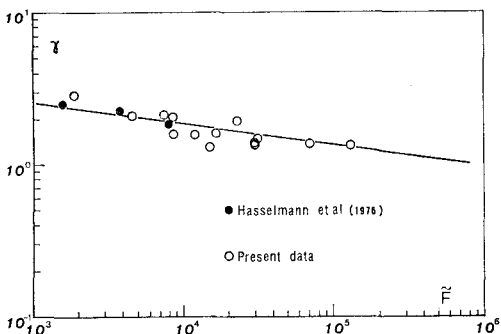


図-7 形状パラメータ γ と無次元吹送距離 $\bar{F}$ との関係。直線は式(16)

岸海域等で発生した無次元吹送距離の小さい ($\bar{F} < 10^3$) 風波のスペクトルに対しても、このスペクトル形が適用できるかどうかは今後検討の余地がある。Hasselmann 等⁶⁾が最初報告したデータ ($10^2 < \bar{F} < 10^4$) や、Ewing¹⁷⁾が最近報告したデータ ($0.2 < \bar{f}_m < 0.4$) では γ の値は非常に散乱しているが平均的にかなり大きな値を示し、今回提案した式と必ずしもよく合わない。その原因としては、波の測定法、スペクトルの計算法および精度、できるだけ理想的な条件で得られた波浪データの選別法、等色々考えられるが、現在の所はっきりしない。ただ、実験室の風波のスペクトルならびに筆者等が、沿岸海域で測定したスペクトルのデータと比較すると彼等の報告している γ の値は、少し大きすぎるように思われる。

謝辞： 今回使用した波浪データは、応用力学研究所が 1971 年から 1973 年にかけて実施した大型共同研究「海洋波の計測法の開発研究」で得られたものの一部ならびに国際共同研究 AMTEX (気団変質観測) に参加して得られたものの一部である。これらの共同研究において援助を受けた非常に多くの方々に対し心から感謝の意を表わします。なお、この研究のとりまとめは、文部省科定研究費「自然災害特別研究」によって行なわれたものであることを附記し謝意を表わします。

参 考 文 献

1) Mitsuyasu, H. et al.: J. Phys. Oceanogr., Vol. 10,

- pp. 286~296, 1980.
- 2) Mitsuyasu, H. et al.: J. Phys. Oceanogr., Vol. 5, pp. 750~760, 1975.
 - 3) Pierson, W. J. and L. Moskowitz: J. Geophys. Res., Vol. 69, pp. 5181~5190, 1964.
 - 4) Bretschneider, C. L.: Fundamental in Ocean Engineering, Part 7, Ocean Industry, Feb., pp. 40~46, 1968.
 - 5) 光易 恒: 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 1~7, 1970.
 - 6) Hasselmann, K. et al.: Dtsch. Hydrogr. Zeit. A (8), 95 p., 1973.
 - 7) Mitsuyasu, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 16, pp. 459~482, 1968.
 - 8) Liu, P. C.: J. Phys. Oceanogr., Vol. 1, pp. 249~257, 1971.
 - 9) Toba, Y.: J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 28, pp. 109~120, 1972.
 - 10) Toba, Y.: J. Phys. Oceanogr., Vol. 8, pp. 494~507, 1978.
 - 11) Wilson, B. W.: Dtsch. Hydrogr. Zeit., Vol. 18, pp. 114~130, 1965.
 - 12) Hasselmann, K. et al.: J. Phys. Oceanogr., Vol. 6, pp. 200~208, 1976.
 - 13) Mitsuyasu, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 20, pp. 37~53, 1973.
 - 14) Mitsuyasu, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 17, pp. 235~248, 1969.
 - 15) Mitsuyasu, H.: J. Phys. Oceanogr., Vol. 7, pp. 882~891, 1977.
 - 16) Burling, R. W.: Dtsch. Hydrogr. Zeit., Vol. 12, pp. 45~64, 1959.
 - 17) Ewing, J. A.: Estuarine and Coastal Marine Science (Unpublished).