

## 一地点を対象とした浅海波浪推算モデルとその適用性

A SHALLOW WATER WAVE PREDICTION MODEL AT A SINGLE LOCATION  
AND ITS APPLICABILITY

山口正隆\*・畑田佳男\*\*・宇都宮好博\*\*\*

By Masataka YAMAGUCHI, Yoshio HATADA and Yoshihiro UTSUNOMIYA

A model for predicting shallow water waves at a single location is developed on the basis of the radiative transfer equation in which the source function consists of five energy transfer processes of wind input, wave breaking, frictional dissipation, the effect of opposing wind and bottom friction. Directional spectrum at a single location is estimated through the iterative computation of growth, decay and propagation of each wave component along a wave ray reaching the location. The computed results of deep water waves for the test cases given in SWAMP and of shallow water waves on a sloping beach show physically sound behaviour within the framework of a DP model. The hind-casted results of shallow water waves in the Japan Sea are in reasonable agreement with the observed ones.

*Keywords*: wave prediction model, shallow water waves, SWAMP test, wave hindcasting

## 1. 緒 言

海岸に来襲する波浪を的確に推定することは海岸・港湾構造物の計画・築造や、波浪災害の防止軽減のために不可欠な課題であり、世界各国で多くの波浪推算法が開発されてきた。これらはスペクトル法とハイブリッドパラメーター法に大別される。前者は波浪エネルギーの入出力に関する物理的な機構を source function として表現したエネルギー平衡方程式に基づいて、周波数・方向別に方向スペクトルの時空間変化を計算する方法である。そしてこれは風波の発達段階に支配的役割を果たすとされる成分波間の非線形干渉項をどのように考慮するかによって decoupled propagation model (DP モデル) および coupled discrete model (CD モデル) の2つに分類される<sup>1)</sup>。これらのうち、DP モデルは波浪の成分波全体に関係する非線形干渉項を含まないので、風波の発達に対する現在の物理像からみれば若干合理性を欠いている。しかし、DP モデルは非線形干渉項などの影響を含む観測資料の解析から推定した風波の発達式を使用

するので、比較的精度よく観測結果を再現するといわれているし、各周波数および方向をもつ成分波ごとに独立に計算が進められるという大きな数値計算上の利点をもつ。

一般に、スペクトル法に基づく波浪推算モデルの具体的な数値計算法として、格子点法と1点法のいずれかが用いられる。前者は対象海域を格子網で覆い、全格子点で方向スペクトルの時空間変化を計算する方法である。一方、後者は特定の1地点に到達する各成分波の経路上での計算から特定地点における方向スペクトルの時間変化を算出する方法であるが、これは各成分波を全く独立に扱う DP モデルにおいてのみ使用可能である。

また、エネルギー平衡方程式に基づくスペクトル法では、格子点法による場合、時間、 $x$ - $y$  平面、周波数および方向よりなる5次元空間で計算を進めるのに対し、1点法による場合には時間、成分波の経路、周波数および方向よりなる4次元空間で計算が行われる。したがって、1点法による場合、1地点当たりの計算時間は格子点法による場合よりかなり増大することになる。しかし、1点法では格子点法のように、当面の目的に対して不必要な対象地点以外の格子点での計算を行わないので、特定の数地点での波浪を対象とする場合には、計算機の占有時間を大幅に短縮することができ、きわめて経済的

\* 正会員 工博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科  
(〒790 松山市文京町3番)

\*\* 正会員 工修 愛媛大学助手 工学部海洋工学科 (同上)

\*\*\* 学生会員 愛媛大学大学院工学研究科 (同上)

ある。また、1点法によれば、計算機の記憶容量を大幅に節約できるので、同一記憶容量を使用する場合、対象海域を非常に格子間隔の小さい計算格子網に分割可能である。したがって、1点法に基づく波浪推算モデルでは詳細な陸上地形や海底地形の影響を考慮することができる。

さて、1点法によれば逆屈折計算を通して成分波の屈折および shoaling を容易に考慮できることから、1点法に基づく DP モデルはもっぱら浅海波浪推算モデルとして開発されており、これまで Collins<sup>2)</sup>、Cavaleri<sup>3)</sup> および Darras ら<sup>4)</sup> の研究がある。これらのうち、Collins の研究では、単純な風の場合に対するモデルの基本的挙動に関する考察が十分でないし、Darras らの研究では現地への適用性の検討結果が報告されていない。一方、Cavaleri らは後述する SWAMP<sup>1)</sup> (Sea Wave Modeling Project) で与えられた課題に対するモデルの挙動を詳細に検討するとともに、アドリア海やチレニア海での波浪追算結果と観測結果との比較からモデルの適用性を明らかにしている。しかし彼らのモデルは、たとえば SWAMP の Case V における全エネルギーの平面分布図<sup>5)</sup> にみられるように必ずしも合理的な挙動を示さない。また、これらのモデルはすべて砕波に伴うエネルギー減衰項の表示に深海での平衡方向スペクトルを使用しているので、浅海での砕波減衰が適切に表現されているとはいいがたい。

そこで、本研究では、前述の研究現状やわが国では、計算機の占有時間を節約でき、しかも詳細な地形および海底地形特性を考慮できるという特徴をもつ1点法に基づく波浪推算モデルが皆無であることを考慮して、砕波減衰項を浅海平衡スペクトルによりモデル化した1点法に基づく浅海波浪推算モデルを新たに開発する。そして単純な風および海底地形が与えられた場合のモデルテストや実際海域での波浪追算に基づき、波浪推算モデルの基本的特性や現地への適用性を検討する。このため、まず、SWAMP で与えられた6つの課題に対する数値計算結果の考察から波浪推算モデルの深海での基本的な挙動を調べたのち、一様勾配地形での数値計算から波浪の発達特性に及ぼす水深の影響を検討する。ついで、1970年1月～2月季節風時における浅海波浪追算を格子間隔5 km の日本海全域で実施し、日本海沿岸における波浪観測結果や別個に行う深海波浪追算結果との比較から、波浪推算モデルの実用性や計算結果に及ぼす海底地形の影響を究明する。

## 2. 波浪推算モデル

### (1) 基礎方程式

一般に、海底地形変化を考慮した場合のエネルギー平

衡方程式は次式で表わされる<sup>2)</sup>。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial CC_g E(f, \theta)}{\partial t} + C_g \cos \theta \frac{\partial CC_g E(f, \theta)}{\partial x} \\ & + C_g \sin \theta \frac{\partial CC_g E(f, \theta)}{\partial y} + \\ & \frac{C_g}{C} \left\{ \sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right\} \frac{\partial CC_g E(f, \theta)}{\partial \theta} = CC_g G \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここに、 $f$ ：周波数、 $\theta$ ：方向、 $E(f, \theta)$ ：方向スペクトル、 $C$ ：波速、 $C_g$ ：群速度および  $G$ ：source function、である。

### (2) source function

さて、式(1)の source function は風からのエネルギー流入項、非線形干渉に伴う成分波間のエネルギー伝達項およびエネルギー減衰項により構成される。しかし、DP モデルである本モデルでは非線形干渉項が無視されるので、source function は風からのエネルギー流入項  $G_{in}$  およびエネルギー減衰項  $G_{dis}$  の和によって表現される。

(i) エネルギー流入項： $G_{in}$  は Phillips による風波の発生項および Miles による風波の発達項から構成されると仮定すれば、

$$G_{in} = \alpha + \beta E(f, \theta) \dots\dots\dots(2)$$

により表示される。そして、まず  $\alpha$  項として Inoue により提案され、Cardone により修正された表示式<sup>6)</sup>を用いる。

$$\begin{aligned} \alpha = & \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{9.8 \times 10^{-15} U_{19.5}^{1.75} \sigma^{5.25}}{\{(\sigma/U_{19.5})^2/4 + (k \sin \phi)^2\}} \\ & \times \frac{1}{\{(\sigma/U_{19.5})^{2.5}/9 + (k \cos \phi - \sigma/U_{19.5})^2\}} d\phi \cdot \cos^5 \phi \\ & ; |\phi| \leq \pi/2 \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

ここに、 $\sigma$ ：角振動数、 $\phi = \theta - \theta_w$ 、 $\theta_w$ ：風向および  $U_{19.5}$ ：19.5 m 高度における風速、である。式(3)の  $\cos^5 \phi$  は平衡状態において、低周波側での方向スペクトル形状が  $\cos^4 \phi$  の形を取るようになるため、新たに付加された項である。一方、前述のように DP モデルでは非線形干渉項をモデルに直接組み込むことができないので、 $\beta$  項に対しては非線形干渉項の影響を含む観測結果から導かれた郭<sup>7)</sup>の経験式に対する修正式を採用する。

$$\begin{aligned} \beta = & 0.3 \left( \frac{u_*}{C} \right)^{1.35} f \exp \left\{ -2.63 \times 10^{-4} \left( \frac{C}{u_*} \right)^2 \right\} \\ & \times \exp \left\{ -0.5 \left( \frac{u_*}{C} \right) \right\} \cos \phi ; |\phi| \leq \pi/2 \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

式(4)は Mitsuyasu ら<sup>8)</sup>により提案された摩擦速度  $u_*$  と 10 m 高度での風速  $U_{10}$  との関係式(海面での抵抗係数)、

$$(u_* / U_{10})^2 = \begin{cases} (0.581 + 0.063 U_{10}) \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 8 \text{ m/s} \dots\dots\dots (5) \\ 1.085 \times 10^{-3} & ; U_{10} < 8 \text{ m/s} \end{cases}$$

に基づき、Barnettの発達式<sup>9)</sup>を摩擦速度による表示式に変換したのち、これと郭<sup>7)</sup>により提案された $\beta$ の経験式とをできるだけ一致させるように補正した発達式である。ただし、Mitsuyasuら<sup>8)</sup>の観測結果は約8m/sの風速以下ではばらつきを示すので、 $U_{10} < 8 \text{ m/s}$ では両者の比を一定としている。本モデルで全周波数に対し正值をとる式(4)を採用したのは、観測結果に見出される非線形干渉に伴う低周波成分の発達をDPモデルによって近似的に再現するという実用上の目的のためである。たとえば、低周波側で発達率が0となるcut-off周波数をもつBarnettの発達式<sup>9)</sup>を用いると、cut-off周波数より低周波側ではPhillips機構のみが作用し、十分な風波の発達が得られない。また、式(4)を固定高度での風速のかわりに摩擦速度で表示したのは、風波の発達特性が摩擦速度でより適切に表現されるという最近の研究結果<sup>10)</sup>を考慮したためである。この結果、観測結果との適合性が改善された。なお、式(4)によれば、同一周波数に対して浅海域ほど発達率が大きい。その結果、発達の初期段階では、砕波や底面摩擦などによるエネルギー減衰が有効に作用しないので、浅海域ほど早く波浪が発達することになる。しかし、現時点ではこうした波浪の発達特性を裏づける観測および実験結果も見当たらないことから、若干合理性を欠くけれども実用性を重視してここでは式(4)における波速として深海波速を用いることにした。

(ii) エネルギー減衰項：本モデルではエネルギー減衰機構として発達段階における砕波、うねりに対する擬似粘性、逆風および底面摩擦の4つの要因を考慮する。

まず、砕波によるエネルギー減衰項に対して、発達過程にある個々の成分波は浅海域での平衡方向スペクトル $E_{\infty}(f, \theta; h)$ より大きいエネルギーを獲得できないと仮定して評価する。ここに、 $h$ は水深である。そして、平衡方向スペクトルはPierson-Moskowitz (P-M) スペクトル $E_{PM}(f)$ とThornton<sup>11)</sup>の浅海平衡スペクトル $E_{TH}(f; h)$ を組み合わせた周波数スペクトル $E_{\infty}(f; h)$ と $\cos^2 \theta$ 型方向分布関数の積で与えられるものとする。

$$E_{\infty}(f, \theta; h) = E_{\infty}(f; h) \cdot (8/3\pi) \cos^2 \phi \quad ; |\phi| \leq \pi/2 \dots\dots\dots (6)$$

ここに、

$$\begin{aligned} E_{\infty}(f; h) &= \min[E_{PM}(f), E_{TH}(f; h)] \\ E_{PM}(f) &= 0.0081 g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp[-5(f/f_{PM})^4 / 4] \\ E_{TH}(f; h) &= 0.0081 g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \cdot \Phi(kh) \\ f_{PM} &= 0.13g / U_{10}, \quad \Phi(kh) = \tanh^2 kh \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

であり、 $f_{PM}$ はP-Mスペクトルのピーク周波数を、ま

た $g$ は重力加速度を表わす。 $E_{\infty}(f; h)$ は深海域の場合、全周波数に対しP-Mスペクトル $E_{PM}(f)$ に帰着する。

ついで、順風および逆風状態のうねりがエネルギーを失って減衰する機構をモデル化するため、それらをそれぞれ次式で表わす。

$$G_{dis}^{\omega} = -D_d E(f, \theta) - E_{\infty}(f, \theta; h) \quad ; D_d = 0.25(u_* / C)^2 f \dots\dots\dots (8)$$

$$G_{dis}^{\beta} = -\beta E(f, \theta) \dots\dots\dots (9)$$

この場合、順風状態のうねりに対するエネルギー減衰項は平衡方向スペクトルを越える方向スペクトル値に作用し、その減衰率は非線形干渉の影響が除去された成分波の発達率程度の値を取ることや、逆風による減衰項は、Isozakiら<sup>12)</sup>にならないMiles機構が逆向きに作用することが仮定されている。したがって、これらの表示式は必ずしも合理的であるとはいえないけれども、現実問題としてモデルの適合性を向上させるために必要である。

さらに、底面摩擦によるエネルギー減衰項は、Janssenら<sup>13)</sup>によれば、次式で与えられる。

$$G_{dis}^{\sigma} = -D_r E(f, \theta), \quad D_r = C_r \sigma^2 / (g^2 \sinh^2 kh) \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 $C_r$ はエネルギー減衰係数であり、Janssenらの研究を参照して $0.02 \text{ m}^2/\text{s}^3$ を与えた。一般に、DPモデルでは、底面摩擦項に対しスペクトル全体に関する量を含む通常の表示式を使用できないので、式(10)で表わされる底面摩擦に伴うエネルギー減衰項の線形近似式を採用した。

結局、以上の各項を総合すれば、本モデルのsource functionは順風状態( $|\phi| \leq \pi/2$ )の風波(a)およびうねり(b)と逆風状態( $|\phi| > \pi/2$ )でのうねり(c)に対してそれぞれ次式のように表わされる。

$$G = \begin{cases} \text{(a)} & \alpha + (\beta - D_r) E(f, \theta) \\ & ; E(f, \theta) \leq E_{\infty}(f, \theta; h) \text{ and } |\phi| \leq \pi/2 \\ \text{(b)} & -(D_d + D_r) E(f, \theta) + D_d E_{\infty}(f, \theta; h) \\ & ; E(f, \theta) > E_{\infty}(f, \theta; h) \text{ and } |\phi| \leq \pi/2 \\ \text{(c)} & -(\beta + D_r) E(f, \theta); |\phi| > \pi/2 \end{cases} \dots\dots\dots (11)$$

### (3) 数値計算法

source function, 式(11)をもつ式(1)は各成分波について独立であるので、各波向線上で式(1)を数値積分することにより、波浪推算点に到達する個々の成分波に対する方向スペクトルの時間変化を計算することができる。しかし、式(1)を直接数値積分するためには多くの記憶容量と複雑なプログラムが必要となる。そこで、従来の多くの波浪推算モデルと同様に、時間分割法により式(1)の右辺を0とした移流伝播方程式と移流伝播項を0とした発達・減衰方程式の2つに式(1)を

分割し、1ステップ内でそれぞれを交互に解く近似的解法を本研究の1点法においても採用する。

まず、式(1)の右辺を0とした移流伝播方程式によれば、

$$\left. \begin{aligned} dx/dt &= C_g \cos \theta, \quad dy/dt = C_g \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dt} &= \frac{C_g}{C} \left\{ \sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

から得られる波向線上で、 $CC_g E(f, \theta) = \text{const.}$  が成立する。この場合、特定の波向線上の各位置における波向は屈折によりそれぞれ異なることに注意する必要がある。波浪推算点に到達する成分波の伝播経路を意味するこの波向線は式(12)において波浪推算点を初期位置として Runge-Kutta 法に基づく逆屈折計算を行うことにより求められる。そして、波向線の各位置が定まれば、移流伝播計算は各波向線位置での  $CC_g E(f, \theta)$  を波浪推算点方向に1格子移動させることにより完了する。

次に、発達・減衰計算は、各波向線位置における移流伝播計算後の方向スペクトル  $E_a(f, \theta)$  を初期値とした発達・減衰方程式の解析解から、1タイムステップ  $\Delta t$  後の方向スペクトルを算出することにより行われる。この場合、特に風波の発達段階の計算では方向スペクトルの計算結果  $E(f, \theta)$  が式(6)で規定される平衡方向スペクトル  $E_\infty(f, \theta; h)$  を越える場合には、 $E(f, \theta) = E_\infty(f, \theta; h)$  として碎波の影響を考慮する。結局、以上の計算を全対象期間、全周波数および全方向について繰り返せば、波浪推算点での方向スペクトルの時間変化が算出される。また、波浪推算点での周波数スペクトルや平均波の諸特性は次式により計算される。

$$\begin{aligned} E(f) &= \int_{-\pi}^{\pi} E(f, \theta) d\theta, \quad \varepsilon = \int_0^{\infty} E(f) df \\ H_{1/3} &= 4\sqrt{\varepsilon}, \quad T_{1/3} = 1.22\sqrt{\varepsilon / \int_0^{\infty} f^3 E(f) df} \\ \bar{\theta} &= \tan^{-1} \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} E(f, \theta) \sin \theta d\theta df}{\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} E(f, \theta) \cos \theta d\theta df} \right\} \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

ここに、 $\varepsilon$ ：全エネルギー、 $H_{1/3}$ ：有義波高、 $T_{1/3}$ ：有義波周期、 $\bar{\theta}$ ：平均波向、である。

### 3. 波浪推算モデルのモデルテスト

#### (1) 深海波の場合

まず、単純な海岸線地形をもつ海域にモデル風を吹送させた場合の数値計算に基づき、深海域を対象とした波浪推算モデルの基本的挙動を調べる。計算ケースは、Hasselmann により提唱された波浪推算モデルの相互比較研究 (SWAMP)<sup>11</sup> で与えられた7つの課題のうち、Case II ~ Case VII の6つの課題である。ただし、自由伝播特性を調べる Case I は、移流伝播計算を特性曲線

法で行っている本モデルでは移流伝播に伴う数値分散を生じないので省略される。計算に用いる周波数は  $f = 0.04 \sim 0.5 \text{ Hz}$  の27個、方向分割間隔は  $\Delta\theta = 7.5^\circ$  (Case VI では  $\Delta\theta = 10^\circ$ )、方向分割数は25あるいは37個である。また Case VI および Case VII を除き、陸地境界で方向スペクトルが0という境界条件と波向線上の全格子点で方向スペクトルが0という初期条件を課した。さらに、Mitsuyasu ら<sup>8)</sup> の関係式により  $U_{10}$  から  $u_*$  を推定した Case VI を除き、風速として SWAMP で指定された  $U_{10} = 20 \text{ m/s}$  ( $u_* = 0.855 \text{ m/s}$ ) を用いた。

(i) Case II に対する計算結果：Case II は海岸線に対して直角沖方向に  $U_{10} = 20 \text{ m/s}$  の一様風が矩形海域 (1000 km × 1000 km) 上を吹送する場合の海域中心線上における波浪の時空間発達、すなわち理想発達条件下の波浪の発達特性を検討する課題である。

Fig. 1 は無次元吹送時間 ( $\hat{t} = tg/u_*$ ) をパラメータとして無次元全エネルギー ( $\hat{\varepsilon} = \varepsilon g^2/u_*^3$ ) と無次元吹送距離 ( $\hat{F} = gF/u_*^2$ ) の関係を示したものである。この図より波浪が時間の経過とともに、duration-limited な状態から fetch-limited な状態に移行する様子が見出される。そして計算結果は、 $\hat{F} < 3 \times 10^6$  の fetch-limited な状態では  $\hat{\varepsilon}$  は  $\hat{F}$  に比例するといういわゆる fetch law をほぼ満足しており、しかも Mitsuyasu ら<sup>14)</sup> により得られた観測結果とも比較的よく対応している。ここに、 $F$  は吹送距離である。Fig. 2 は  $\hat{F}$  をパラメータとして  $\hat{\varepsilon}$  と  $\hat{t}$  の関係を示したものである。計算結果は  $\hat{t} < 2.5 \times 10^5$  の duration-limited 状態では JONSWAP スペクトルと周波数に独立な方向分布関数を仮定して導かれる  $\hat{\varepsilon}$  の  $\hat{t}^{1.5}$  という similarity law を近似的に満足する。しかし、その絶対値は similarity law から得られる結果に比べて大きい。この結果は、Hasselmann<sup>11)</sup> によって指摘されたように、個々の成分波の発達を計算する DP モデルの特徴である。

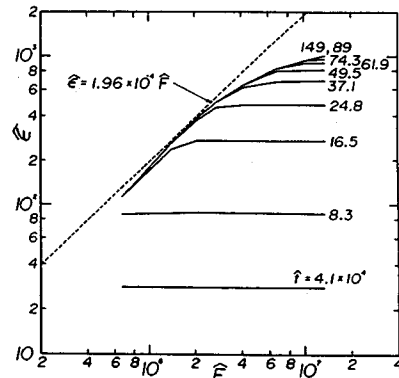


Fig. 1 Nondimensional fetch-limited growth curves for the total energy (Case II).

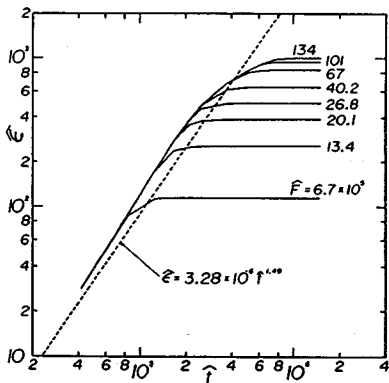


Fig. 2 Nondimensional duration-limited growth curves for the total energy (Case II).

(ii) Case III に対する計算結果：Case III は矩形海域 (1 000 km×1 000 km) の対角線方向に風向 SW をもつ  $U_{10}=20$  m/s の一様風を吹送させて得られる定常状態での計算結果から、方向に関する対岸距離の非対称性が波浪場に与える影響を調べる課題である。

Fig. 3 は  $U_{10}=20$  m/s に対する P-M スペクトルの全エネルギー  $\epsilon_{PM}$  ( $6.06 \text{ m}^2$ ) で無次元化された全エネルギー  $\epsilon/\epsilon_{PM}$  の等値線分布と、 $\epsilon/\epsilon_{PM}$  と平均波向  $\bar{\theta}$  で作られる波浪分布図 (カスター図) を示したものであり、図中の横軸および縦軸はそれぞれ  $\hat{X}=gX/u_{10}^2$ 、 $\hat{Y}=gY/u_{10}^2$  である。この図によれば、波浪は風向に対する対岸距離の増大につれて NE 方向ほど発達するとともに、対象海域の対角線に関する対称性から等値線分布や波浪ベクトル図も対角線に関して対称になる。しかし、同一吹送距離を有する地点においては対角線から離れた地点ほど方向に関する成分波の伝播距離の非対称性が增大するので、全エネルギーが若干増加する。また、対角線上で風向と一致する波向も対角線から離れる方向に変化する。

(iii) Case IV に対する計算結果：Case IV の目的は、

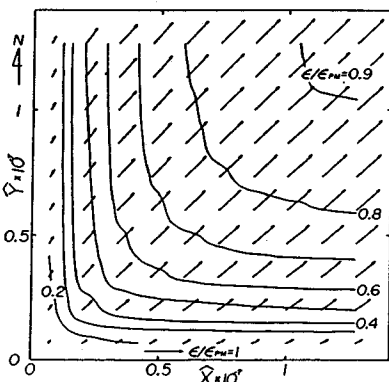


Fig. 3 Isolines and Custer diagram of  $\epsilon/\epsilon_{PM}$  (Case III).

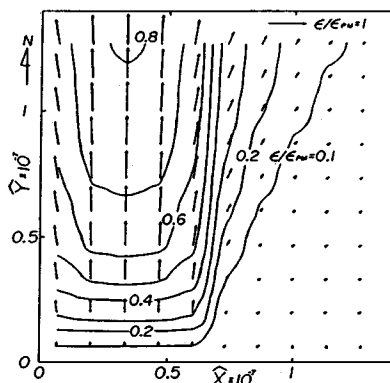


Fig. 4 Isolines and Custer diagram of  $\epsilon/\epsilon_{PM}$  (Case IV).

矩形海域中央より西側において風向 N をもつ  $U_{10}=20$  m/s の一様風が吹送する一方、東側では風速が 0 である場合の計算結果に基づいて、有風域から無風域へのうねりの伝播や有風域での波浪に及ぼす前線の影響を検討することである。

Fig. 4 は  $\epsilon/\epsilon_{PM}$  の等値線分布およびカスター図を示したものである。対岸距離の大きい地点ほど西側境界および無風域の影響を強く受けるので、有風域では対岸距離の増大とともに、エネルギー分布は東西方向に様な分布から有風域中央で最大値を取るような分布に変化する。そして、この変化に伴い、波向も西側境界付近では反時計方向に、一方、前線近くの有風域では時計方向に傾く。また、風速が急変する前線に沿って等値線間隔が密になっている。無風域では有風域からの波浪がしだいにエネルギーを減少させながらうねりとなって NE 方向に伝播しており、その空間変化は滑らかである。

(iv) Case V に対する計算結果：Case V は矩形海域の対角線上にある前線を境界として、これより南東および北西側でそれぞれ風向 S および E をもつ  $U_{10}=20$  m/s の一様風が吹送した場合の計算結果から、風向急変場における波浪の応答特性を検討する課題である。

Fig. 5 は  $\epsilon/\epsilon_{PM}$  の等値線分布およびカスター図を示したものである。この図によると、前線より南東側の海域では風向 S の風に対応して、吹送距離の増加 (N 方向) とともに、全エネルギーは増加する。一方、前線を越えた北西側の海域では、うねりとなって南東側の海域から伝播してきた波浪成分は逆風の影響を受ける。しかも、風向 E の風に対する風波の発達小さいので、全エネルギーは一度減少する。しかし、前線から離れるにつれて、風向 E の風に対応して風波が発達するので、西側境界に近づく (W 方向) ほど高エネルギー域になる。

また、波向は風向の変化に対応して前線の北西側海域で S 方向から E 方向に漸変し、西側境界に近い地点ほど局所風向 (E) と一致するように反時計方向に変化する

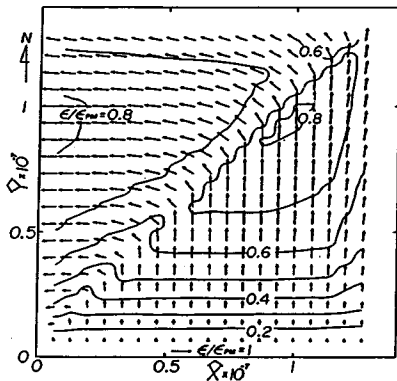


Fig. 5 Isolines and Custer diagram of  $\epsilon/\epsilon_{PM}$  (Case V).

る。そして、前線付近の波向変化は南西端ほど大きいことから、南東側海域より伝播する波浪エネルギーが小さい地点ほど、新しい局所風向に強く応答する。なお、東側および北側境界の影響のため、これらの境界付近では等値線が曲がるとともに、波向はより境界方向に向く。

(V) Case VI に対する計算結果：Case VI はモデル化された風分布をもつハリケーンがその中心位置 (650 km, 1400 km) を保止したまま 24 時間風を吹送させる場合(静止ハリケーン)およびハリケーンが静止ハリケーンと同じ風分布を保持したまま 15 m/s で北上し、24 時間後に静止ハリケーンを中心位置に到達する間風を吹送させる場合(移動ハリケーン)の矩形海域 (1700 km × 1300 km) における波浪の空間分布特性を検討する課題である。この場合、初期条件および境界条件は Ross のハリケーンモデルに基づく JONSWAP 型スペクトル<sup>1)</sup>と  $\cos^4\theta$  型方向分布関数の積により計算される方向スペクトルによって与えられる。

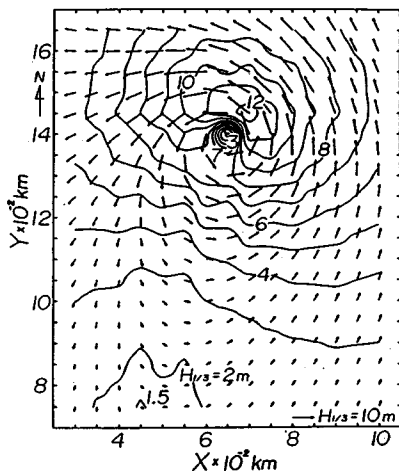


Fig. 6 Isolines and Custer diagram of significant wave height for stationary hurricane (Case VI).

まず、Fig. 6 は静止ハリケーンによる有義波高の等値線分布と有義波高および平均波向より作られるカスター図を明示したものである。波高は、ハリケーン中心より北東側に位置する高風速域に現われた最大波高域を中心として閉曲線状に減少するので、北東海域が高波高域となるのに対し、ハリケーン中心付近では風速が小さいため、波高も小さい。また、波向はハリケーンの風分布と同様に反時計方向の回転をもつ空間分布を示す。より詳細には、ハリケーン中心の右半面、特に北東側海域が高風速域であるため、そこでは、局所風向に対応した S 寄りの風波が卓越するのに対し、左半面では南西側ほど局所風向と波向の差が増加する。

次に、Fig. 7 は移動ハリケーンによる有義波高の等値線分布およびカスター図を示したものである。この図によると、移動ハリケーンでは、ハリケーン中心の東側に移動した最大波高域を中心として高波高域が南東方向に広がっており、ハリケーン左半面での波高は静止台風の場合に比べてかなり小さい。そして最大波高は静止ハリケーンの場合より 4 m 程度増加しているし、静止ハリケーンにおいて見出された中心付近の低波高域も存在しない。これは移動ハリケーンの右半面では、ハリケーンの移動に伴い風向の時間変化が小さいまま風速が増加し、一方、左半面では、逆風が卓越するように風が吹送するという風場の経時変化特性に起因すると考えられる。また、移動ハリケーンでは S 寄りの波浪が卓越することから、静止ハリケーンのようにハリケーン内の風分布に対応した反時計方向の回転をもつ渦状の波向分布がほとんど実現されず、全体的に領域下方から左側境界へ向かう波向分布を示す。

(VI) Case VII に対する計算結果：Case VII は風向  $\theta_w$

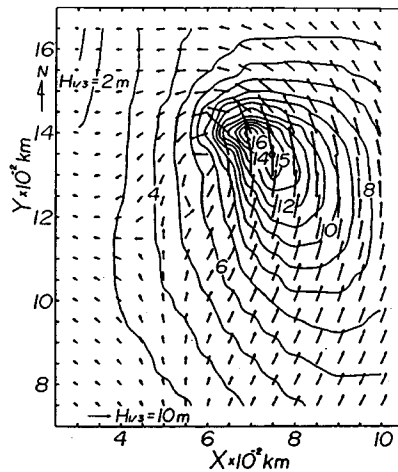


Fig. 7 Isolines and Custer diagram of significant wave height for moving hurricane (Case VI).

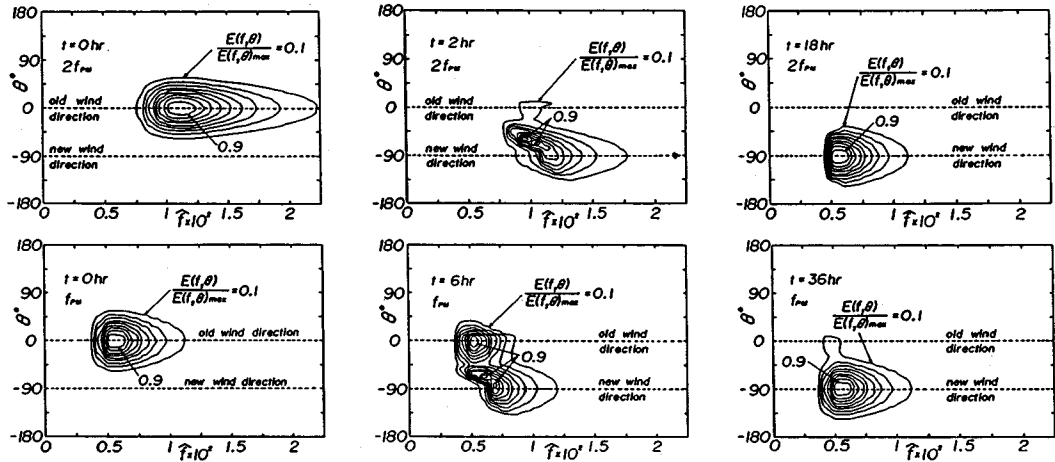


Fig. 8 Contour plots of directional spectra at three characteristic times after a sudden change of wind direction. (Case VI).

$=0^\circ$  の一様風 ( $U_{10}=20\text{ m/s}$ ) によって half-developed sea (スペクトルのピーク周波数  $f_p=2f_{PM}$ ) および fully-developed sea ( $f_p=f_{PM}$ ) が実現されている波浪場に対して、突然風向を  $90^\circ$  変化させた  $\theta_w=90^\circ$  の一様風 ( $U_{10}=20\text{ m/s}$ ) が吹送した後の波浪の経時変化計算に基づき、エネルギー平衡方程式から移流伝播項を取り除いた場合の directional relaxation の特性を検討することを目的とする。

Fig. 8 はそれぞれ half-developed sea および fully-developed sea を初期条件とした場合の方向スペクトルの経時変化を示したものであり、等値線の値は各時刻の最大値で無次元化されている。これらの図によれば、いずれの場合にも  $0^\circ\sim 90^\circ$  の範囲にある方向スペクトルは逆風の影響を受けて減衰し、高周波側ほど早く新しい風向にตอบสนองしている。しかし、fully-developed sea の場合、旧風向に対応する方向スペクトル成分の新風向への応答にはかなり時間がかかる。このため、36 時間後においても旧風向に対応した方向スペクトルを示す等値線の値がわずかに残る。特に、順風状態における減衰項の作用を受ける波向  $-45^\circ\sim 0^\circ$  の成分波については、式 (8) から明らかなように、平衡スペクトルを越えるエネルギーが減少するほど減衰率が低下するので、新風向に対する応答が遅れる。また、風波の発達・減衰率は高周波側ほど大きいので、half-developed sea の場合の旧風向に対応する波浪は逆風的作用を受けて fully-developed sea の場合より急減する。一方、新風向に対する波浪は急激に発達するので、結局 half-developed sea を初期条件とした波浪は新風向に短時間で応答する。

(2) 浅海の場合

ここでは、一様勾配  $1/10\,000$  をもつモデル海域の沖側から直角方向に  $U_{10}=20\text{ m/s}$  の一様風を吹送させた場

合の海域中心線上における波浪の計算結果の考察に基づき、浅海における本モデルの基本的な特性を検討する。この計算ケースは SWAMP の Case II に水深の影響を付加したものである。この場合、計算に用いられた格子網、境界条件、初期条件、周波数および方向分割間隔は Case II の場合と同じである。また計算にあたっては、 $C_f=0.02\text{ m}^2/\text{s}^3$  を与えるとともに、前述のように風波の発達項における波速として深海波のそれを用いた。

Fig. 9 は有義波高の吹送距離に伴う発達を定常状態について示したものである。この図によれば、吹送距離の小さい地点では深海波の結果とほぼ同じ発達特性を示す。しかし、吹送距離の大きい地点では水深がしだいに減少するので、吹送距離の増加に伴う波高の発達率も漸減し、 $F>700\text{ km}$  では波高が減少する。これは水深の減少につれて高周波側の発達を抑制する浅海平衡スペクトルの値が減少するとともに、海底摩擦によるエネルギー減衰項が有効に作用するためである。

Fig. 10 は定常状態における周波数スペクトルの吹送距離に伴う発達を深海波および浅海波について図示した

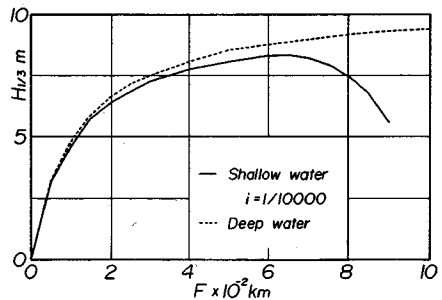


Fig. 9 Growth curves of significant wave height on a sloping beach.

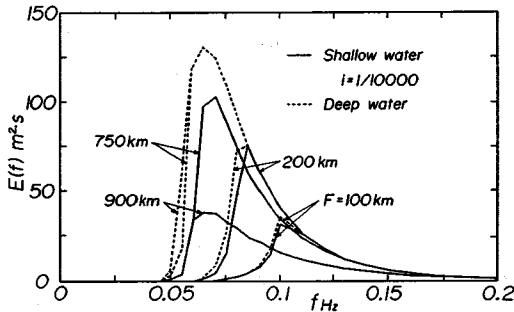


Fig. 10 Growth curves of fetch-limited spectrum on a sloping beach.

ものである。まず、深海波の場合、平衡周波数スペクトルとして平衡定数が一定である P-M スペクトルを採用しているため、周波数スペクトルの高周波部分は P-M スペクトルの高周波部に沿って発達し、ピーク周波数も低周波側に移動する。その結果、over-shoot 現象は再現されない。また、浅海波の場合、前述の理由により小さい吹送距離におけるスペクトルの高周波側はほぼ同じ曲線上を発達する。一方、大きい吹送距離では、吹送距離が増大する（水深が減少する）ほどスペクトル値全体が低くなり、ピーク周波数もほとんど変化しない。

4. 波浪推算モデルの日本海への適用性

(1) 計算条件および計算方法

ここでは、発達した低気圧により強風が吹送し、その結果異常波浪がもたらされた 1970 年 1 月～2 月の季節風時を対象として日本海沿岸の波浪観測点における波浪追算を実施し、観測結果との比較から本モデルの現地への適用性を検討する。この場合、計算は日本海全域に設けた大領域でそれぞれ浅海波および深海波浪推算モデルにより行い、海底地形が波浪に及ぼす影響を検討する。

Fig. 11 は格子間隔 5 km で海岸線を表現した大領域の等深線、波浪観測点の位置と酒田港および福井港での

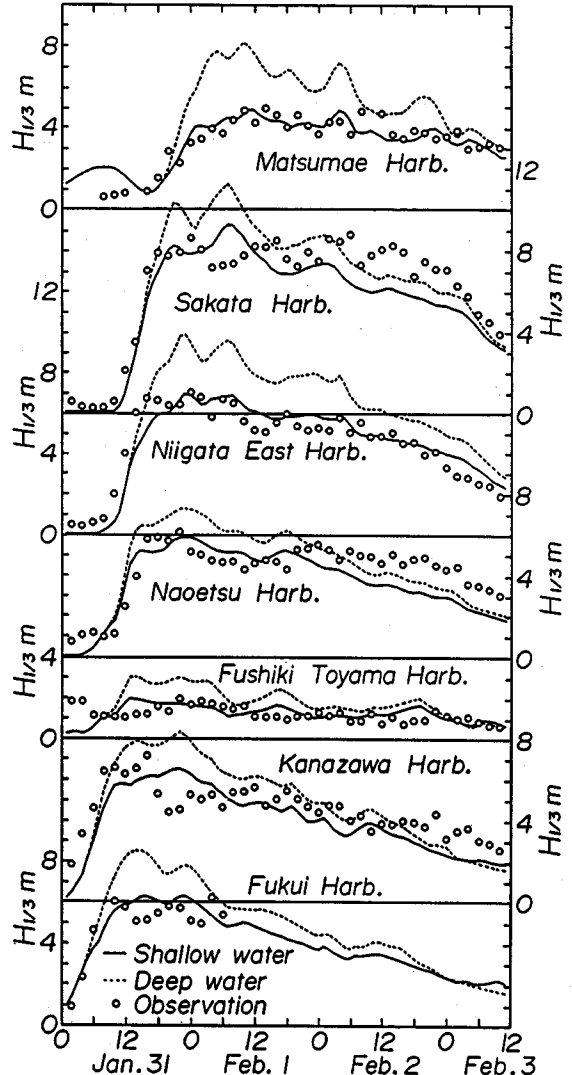


Fig. 12 Comparison between the computed and observed significant wave heights.

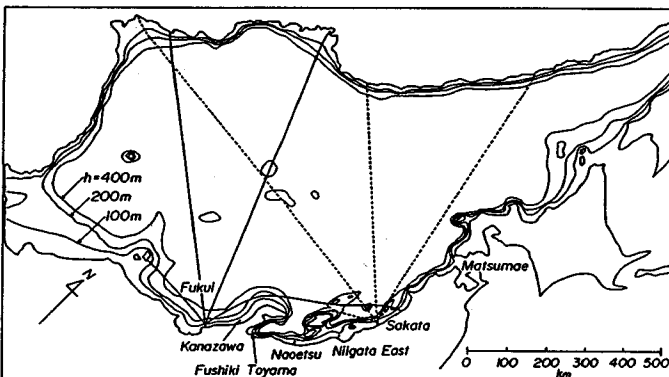


Fig. 11 Grid system used and examples of refraction diagrams.

$f = 0.05$  Hz に対する波向線の一例を示したものである。

さて、波浪追算に必要な海上風は、天気図から読み取られた等圧線をスプライン関数で近似することにより等圧線の曲率半径および接線角を求めるとともに、気圧傾度もスプライン関数近似して得られた傾度風に補正係数を乗じて推定される<sup>15)</sup>。実際の波浪追算で用いられた海上風は 40 km 間隔の風格子網上で 3 時間ごとに得られた海上風を波向線上の波浪計算格子点に時空間で線形内挿することにより推定されており、30 分ごとに与えられた。計算に用いられた周波数は  $f = 0.05$



~0.5 Hz の 23 個, 方向分割数は 37 個であり, 方向幅は成分波の到達範囲を各地点ごとに与えた. また, 計算開始時に波向線上の全格子点で方向スペクトルが 0 という初期条件および周囲の陸上境界で方向スペクトルが 0 という境界条件が用いられた.

## (2) 波浪追算結果と観測結果との比較

昭和 45 年 1 月 30 日から 2 月 3 日にかけての季節風は, 台湾沖で発生したのち, 九州および四国南岸を経て東北地方を発達しながら北上した, いわゆる台湾坊主によるものである. この季節風の期間のうち, 下北半島沖から根室沖を通過した 1 月 31 日から 2 月 1 日においては低気圧の中心気圧が 960 mb にまで発達している.

Fig. 12 はこの季節風時に入手し得たすべての地点における有義波高の観測結果と計算結果との比較を北から順に松前港 (水深 15 m), 酒田港 (水深 14 m), 新潟東港 (水深 17 m), 直江津港 (水深 12 m), 伏木富山港 (水深 12 m), 金沢港 (水深 20 m) および福井港 (水深 13 m) について示したものである. 図中には有義波高に及ぼす海底地形の影響を検討するため, 深海波浪推算モデルによる計算結果も与えられている. まず, 観測結果の経時変化図によると, 低気圧の北上に伴って強風域が西から北東へ移動するにつれ, 西側の地点ほど早い時期に波高が急激に発達する. そして長時間ほぼ一定の波高を取ったのち漸減するが, この変化傾向は計算結果によってよく再現されている. また, 計算結果と観測結果との定量的比較を行うと, 深海波浪推算モデルによる結果はいずれの地点においても特に最盛時に観測結果を過大評価するのに対し, 浅海波浪推算モデルによる結果は観測結果とかなりよく一致する. より詳細には, 松前港, 新潟東港, 伏木富山港および福井港 (最盛時後半から欠測) では全観測期間について両者の対応が良好である. しかし酒田港, 直江津港および金沢港での観測結果は最盛時後半から減衰期にかけて深海波浪推算モデルによる結果よりさらに大きい. こうした深海波浪および浅海波浪推算モデルに基づく計算結果の相違は海底地形変化による屈折および shoaling, 底面摩擦, 有限の水深に伴う浅海砕波および半島や島などの陸上地形による遮蔽効果に起因するが, どの要因が卓越するかは当然各観測点の特性に依存する. 結局, 以上の比較によれば, 浅海波浪推算モデルは定量的にも定性的にも観測結果をかなり精度よく再現することや深海波浪推算モデルは, 浅海域における高波浪時の波高を過大評価する傾向にあることが見出される.

## 5. 結 語

本研究では波浪推算点に到達する個々の成分波の方向スペクトルの時空間変化をエネルギー平衡方程式に基づ

いて独立に計算する, 1 地点を対象とした浅海波浪推算モデルを提案した. そして, まず, SWAMP で与えられた 6 つの課題に対するモデルテスト結果の考察や一様勾配地形をもつモデル水域での浅海波浪の発達に関する計算結果の考察から, 深海波浪および浅海波浪推算モデルとしての基本的な特性を詳細に検討した. この結果, 本モデルが DP モデルの範囲内で合理的挙動を示すことが明らかになった. ついで, 日本海全体に設けた大領域で冬期季節風時を対象として日本海沿岸に設置された波浪観測点での波浪追算を浅海波浪推算モデルにより実施し, 観測結果や深海波浪推算モデルによる結果との比較から本モデルの実際海域への適用性や波浪に及ぼす海底地形変化の影響を調べた. この結果, 浅海波浪推算モデルに基づく追算結果は観測結果をよく再現することや, 水深が小さい地点での高波浪時に観測結果との十分な対応を得るためには, 浅海波浪推算モデルを使用する必要があることが見出された.

謝 辞: SWAMP の報告書 Part 2 を送付戴いた東北大学 鳥羽良明教授および SWAMP の Case VI の計算に必要なモデル風データを貸与戴いた気象研究所の宇治豪博士, 貴重な波および風資料を提供戴いた運輸省第一および第三港湾建設局をはじめとする関係各官公庁に深甚の謝意を表明するとともに, 資料の整理や図面の作成に助力願った愛媛大学工学部海洋工学科 大福 学技官に感謝する. また, 本研究は文部省科学研究費自然災害特別研究 (2) (代表: 山口正隆) による研究成果の一部であることおよび数値計算は九州大学大型計算機センターの Facom M-382 および愛媛大学情報処理センターの Facom M-180 II AD によったことを付記して謝意を表する.

## 参 考 文 献

- 1) SWAMP Group: Ocean Wave Modeling, Plenum Press, p. 256, 1985.
- 2) Collins, J. I. : Prediction of shallow-water spectra, Jour. Geophys. Res., Vol. 77, No. 15, pp. 2693~2707, 1972.
- 3) Cavaleri, L. and Rizzoli, P. M. : Wind wave prediction in shallow water; theory and application, Jour. Geophys. Res., Vol. 86, No. C II, pp. 10961~10973, 1981.
- 4) Darras, M. : A numerical model of transfer of wave directional spectra towards shore, International Conf. on Wave and Wind Directionality with Applications to the Design of Structures, pp. 171~193, 1981.
- 5) SWAMP Group : Sea Wave Modelling Project, Part 2, A compilation of results, p. 169, 1982.
- 6) Young, I. R. and Sobey, R. J. : The numerical prediction of tropical cyclone wind-waves, Dept. of Civil and Systems Eng., Res. Bull. No. CS 20, James Cook

- University, 1981.
- 7) 郭 金棟：浅海における風波の1次元スペクトルの推算法，第20回海岸工学講演会論文集，pp.447~452, 1973.
  - 8) Mitsuyasu, H. and Kusaba, T. : Drag coefficient over water surface under the action of strong wind, Jour. Natural Disas. Sci., Vol.6, No.2, pp.43~50, 1984.
  - 9) Barnett, T.P. : On the generation, dissipation and prediction of ocean wind waves, Jour. Geophys. Res., Vol.73, pp.513~530, 1968.
  - 10) Komen, G.J., Hasselmann, S. and Hasselmann, K. : On the existence of a fully developed wind-sea spectrum, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.14, pp.1271~1285, 1984.
  - 11) Thornton, E.B. : Rederivation of the saturation range in the frequency spectrum of wind-generated gravity waves, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.7, pp.137~140, 1977.
  - 12) Isozaki, I. and Uji, T. : Numerical prediction of ocean wind waves, Papers. in Meteo. and Geophys., Vol.24, No.2, pp.207~231, 1973.
  - 13) Janssen, P.A.E.M., Komen, G.J. and De Voogt, W.J.P. : An operational coupled hybrid wave prediction model, Jour. Geophys. Res., Vol.89, No.C3, pp.3635~3654, 1984.
  - 14) Mitsuyasu, H. et al. : Observation of the power spectrum using a cloverleaf buoy, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.10, pp.286~296, 1980.
  - 15) 山口正隆・畑田佳男・大福 学・庄司誠一：スプライン関数を用いた天気図解析に基づく海上風の推定法について，第31回海岸工学講演会論文集，pp.128~132, 1984.  
(1986.6.20・受付)
-