

波の方向性を考慮した新しいハイブリッドパラメーター 波浪推算モデル

A NEW HYBRID PARAMETRICAL WAVE PREDICTION MODEL TAKING THE WAVE DIRECTIONALITY INTO ACCOUNT

山口正隆*・Leo H. HOLTHUISEN**・日野幹雄***・畠田佳男****

By Masataka YAMAGUCHI, Leo H. HOLTHUISEN, Mikio HINO and Yoshio HATADA

A new hybrid parametrical model for predicting ocean waves in deep water is presented in this paper. The model assumes that the directional energy of wind-sea defined separately for each direction grows in parametrical form according to the ideal generation condition and that each swell component propagates independently, undergoing energy dissipation. The model is formulated to estimate the time variation of directional spectra at a prescribed location through the computation along the straight wave rays focusing at the location. The computed results for test cases given in SWAMP show physically sound behaviour in each case and the hindcasted wave heights and periods during some typhoons in the Pacific Ocean are in reasonable agreement with the observed ones. These verify the consistency and applicability of the present model.

Keywords: wave prediction model, hybrid parametrical model, SWAMP test, typhoon-generated waves

1. 緒 言

方向スペクトルの概念を用いた現在の波浪推算法はエネルギー平衡方程式に基づく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。前者は成分波に対する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追跡する方法であり、実用段階に達しているが、風波の発達に支配的役割を果たす成分波間の非線形干渉をはじめとしたsource functionの表示法や計算時間の面で問題を残している。一方、後者は発達段階における風波のスペクトル構造の相似性に着目し、観測結果の解析から導かれたスペクトルパラメーターの発達式に基づいて風波の発達を近似するとともに、うねりの計算に対してはエネルギー平衡方程式に基づく方法などを併用するハイブリッド法である。この方法は風波の発達に関しスペクトル法と比べて計算時間を短縮できるうえに、風からのエネルギー流入、非線形干渉ならびに碎波減衰の影響がパラメーター表示式の形で考慮されるという特徴

をもち、単純な風の場での波浪の発達に関し合理的な結果を与える。現在実用的モデルとして、HYPA¹⁾、TOHOKU¹⁾、GONO¹⁾、MRI-II²⁾などが知られている。しかし、これらのモデルでは、波向は平均波向という1個のパラメーターで近似されるから、台風内の波浪や複雑な陸地地形をもつ海域での波浪のように、複雑かつ非対称な風波の場を表現するには自由度が不足しており、波浪の場を適切に評価しないことがある。

そこで、本研究では従来のハイブリッドモデルがもつ問題点を克服するため、風波の発達を各方向に関して別々に定義された風波のエネルギー(方向別エネルギー)の発達式で表現するとともに、うねりの減衰・伝播を成分波の方向スペクトルに関するエネルギー平衡方程式で表わし、両者の結合から方向スペクトルの経時変化を計算する新しいハイブリッドパラメーター深海波浪推算モデル(Directionally Decoupled Hybrid Parametrical Model…以後DOLPHIN-Iとよぶ)を提案する。このモデルは風波の表現に対し数百の自由度をもつスペクトルモデルと数個の自由度をもつ従来のパラメーターモデルの中間に位置するものであり、方向別エネルギーの概念を用いることにより風波の場の非対称性を表現することができる。また、DOLPHIN-Iは計算時間の節約をはかるため、1地点での波浪を推算する1点モデルとし

* 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)

** Dr. Eng., scientific officer, Delft Univ. of Technology, Dept. of Civil Eng.

*** 正会員 工修 出雲グリーン(株)

**** 正会員 工修 愛媛大学助手 工学部海洋工学科

て定式化される。

本論文は DOLPHIN-I の内容を説明したのち、理想化された風の場におけるモデルテストおよび太平洋岸での波浪追算結果の検討から、波浪推算モデルとしての整合性や現地への適用性を明らかにしようとするものである。すなわち、2. では発達段階にある風波の方向別エネルギーの発達式を観測結果の解析から得られた経験式を利用して導くとともに、うねりの減衰・伝播を支配するエネルギー平衡方程式について述べる。ついで、風波とうねりのエネルギー交換の方法やそれぞれの基礎方程式の数値積分法および具体的な数値計算手法を説明する。3. では DOLPHIN-I の整合性や合理性を検証するため、SWAMP (Sea Wave Modeling Project)¹⁾ で与えられた 6 つの課題に対するモデル計算を行い、計算結果の検討からモデルの基本的挙動を調べた結果について述べる。4. では台風時の高知沖ブイ地点における波浪追算結果と観測結果との比較から、DOLPHIN-I の現地への適用性を検証する。

2. 1 点法に基づくパラメーター波浪推算モデル

(1) モデルの定式化

いま、深海波浪を対象とし、 $dx/ds = \cos \theta$, $dy/ds = \sin \theta$ で表わされる成分波の伝播経路（波向線） s を考えれば、エネルギー平衡方程式は次式のようになる。

$$\frac{\partial E(f, \theta)}{\partial t} + \frac{\partial C_g(f)E(f, \theta)}{\partial s} = G(f, \theta) \quad (1)$$

ここに、 f ：周波数、 θ ：方向、 $E(f, \theta)$ ：方向スペクトル、 $C_g(f)$ ($= g/4\pi f$)：成分波の群速度、 g ：重力加速度および $G(f, \theta)$ ：エネルギーの出入入を表わす source function、である。次に、方向別エネルギー $E(\theta)$ の発達方程式を導くため、式(1)を周波数について積分すれば、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E(\theta)}{\partial t} + \frac{\partial \bar{C}_g E(\theta)}{\partial s} &= \int_0^\infty G(f, \theta) df \\ E(\theta) &= \int_0^\infty E(f, \theta) df \\ \bar{C}_g &= \int_0^\infty C_g(f) E(f, \theta) df / E(\theta) \end{aligned} \right| \quad (2)$$

ここで、 \bar{C}_g は平均群速度である。

さて、式(2)の具体的な形を定式化するため、次の仮定を設ける。

(i) 風波は、無限に続く海岸線の直角方向に定常一様な風が吹送するという理想発達条件のもとに発達し、この時点の方向スペクトルは、JONSWAP スペクトル³⁾と周波数に独立な $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数の積で表わされる。

$$E^*(f, \theta) = E^*(f) \cdot D^*(\theta) \quad (3)$$

$$E^*(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right] \gamma^{\exp \left[-\frac{(1-f/f_m)^2}{2\sigma_{ab}^2} \right]} \quad (4)$$

$$\sigma_{ab} = 0.07; f \leq f_m \quad \sigma_{ab} = 0.09; f > f_m$$

$$D^*(\theta) = \begin{cases} (8/3\pi) \cos^4(\theta - \theta_w); |\theta - \theta_w| < \pi/2 \\ 0 \quad ; |\theta - \theta_w| \geq \pi/2 \end{cases} \quad (5)$$

ここに、 $E(f)$ ：周波数スペクトル、 $D(\theta)$ ：方向分布関数、 α ：平衡定数、 f_m ：ピーク周波数、 γ および σ_{ab} ：ピーク増幅係数、 θ_w ：風向、であり、「*」は理想発達条件を意味する。また、式(3)より次式が成立する。

$$E^*(f) = \varepsilon^* \cdot D^*(\theta), \quad \varepsilon = \int_{-\pi}^{\pi} E(\theta) d\theta \quad (6)$$

ここに、 ε は全エネルギーである。

(ii) 理想発達条件でのスペクトルパラメーター α 、 γ および ε は局所平衡の仮定に従って無次元全エネルギー $\hat{\varepsilon}^*$ の関数として次式のように表わされる。

$$\alpha = 5.274 \times 10^{-2} \hat{\varepsilon}^{*-2/7} \exp \{1.169 \times 10^{-11} \hat{\varepsilon}^{*3.163}\}$$

$$\dots \dots \dots \quad (7)$$

$$\hat{\nu} = 5.840 \times 10^{-2} \hat{\varepsilon}^{*-1/3} \exp \{3.481 \times 10^{-4} \hat{\varepsilon}^{*0.1865}\}$$

$$\dots \dots \dots \quad (8)$$

$$\gamma = (2\pi\hat{\nu})^4 / (0.065\alpha) \hat{\varepsilon}^* - 2.077 \quad (1.245) \quad (9)$$

ここに、 u_* ($= \sqrt{C_d} U_{10}$)：摩擦速度、 C_d ：海面の抵抗係数 (1.6×10^{-3})、 U_{10} ：10 m 高度での平均風速、 $\hat{\nu} = f_m u_* / g$ 、 $\hat{\varepsilon} = g^2 \varepsilon / u_*^4$ 、である。

式(7)および(8)は、 $\hat{\varepsilon}^*$ あるいは無次元吹送距離 \hat{F} ($= gF/u_*^2$, F ：吹送距離) が小さい場合に、Hasselmann ら³⁾や Mitsuyasu ら⁴⁾により実験・観測結果から得られたスペクトルパラメーターと全エネルギー間の関係を、一方、fully-developed sea ($\hat{\varepsilon}_{MPM}^* = 1.43 \times 10^3$, $\hat{\nu}_{MPM} = 0.0052$) では修正 Pierson-Moskowitz (P-M) スペクトルのスペクトルパラメーター値 ($\alpha_{MPM} = 0.0074$, $\gamma_{MPM} = 1.4$) を満足し、しかも $\hat{\varepsilon}^*$ および無次元ピークスペクトル値 $g^3 E^*(f_m) / u_*^5$ が \hat{F} とともに滑らかに修正 P-M スペクトルに基づくそれぞれの値に漸近するように決定されている。ここに、添字 '_{MPM}' は修正 P-M スペクトルに関する値を意味する。fully-developed sea に対し P-M スペクトルを使用しなかったのは、スペクトル値が P-M スペクトル値に滑らかに漸近するスペクトルパラメーターの表示式を得ることができなかつたためである。しかし、Hasselmann ら⁵⁾の議論および Mitsuyasu ら⁴⁾の観測結果をみると、 $\alpha_{MPM} = 0.0074$, $\gamma_{MPM} = 1.4$ はあながち根拠のない仮定ではない。また、スペクトルパラメーター間の整合性を保つため、式(9)の計算には σ_{ab} を一定とした場合の JONSWAP スペクトルの積分値（全エネルギー）に対する山口⁶⁾の高精度近似式が使用されている。さらに、式(2)の第2式の \bar{C}_g

は式(3)～(5)および山口⁶⁾の高精度近似式から次式で表わされる。

$$\left. \begin{array}{l} \bar{C}_g = C_g(f_m)q(\gamma), \quad C_g(f_m) = g/4\pi f_m \\ q(\gamma) = 0.8572 \gamma^{0.0426} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

(iii) 式(2)の右辺は、無次元全エネルギーの発達式と類似の表示式で近似できる。無次元全エネルギーの発達式は、小さい $\hat{\varepsilon}^*$ の場合の $\hat{\varepsilon}^*$ に関する発達式と fully-developed sea ($\hat{\varepsilon}_{NPM}^{*}=1.43 \times 10^3$) で発達率が 0 となる条件を満たし、しかも(ii)で得られた $\hat{\varepsilon}^*$ と \hat{F} の関係をできるだけ満足するように決定されている。

$$\frac{d\hat{\varepsilon}^*}{dt} = 2.581 \times 10^{-4} \hat{\varepsilon}^{*0.3273} \cdot \exp \left\{ -0.0875 \left(\frac{\hat{\varepsilon}^*}{1.43 \times 10^3 - \hat{\varepsilon}^*} \right)^{0.8542} \right\} \quad \dots \dots \dots (11)$$

ここに、 $\hat{t} = gt/u_*$ である。

以上の仮定により、理想発達条件における方向別エネルギー $E^*(\theta)$ の発達式は次式になる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E^*(\theta)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \{C_s(f_m)q(\gamma)E^*(\theta)\} \\ &= 2.851 \times 10^{-4} \left\{ \frac{E^*(\theta)}{D^*(\theta)} \right\}^{0.3273} \\ & \cdot \exp \left[-0.0875 \left\{ \frac{E^*(\theta)/D^*(\theta)}{1.43 \times 10^3 - E^*(\theta)/D^*(\theta)} \right\}^{0.8542} \right] \\ & \cdot \frac{u_*^3}{g} \cos(\theta - \theta_w) D^*(\theta) \dots \quad (12) \end{aligned}$$

なお、式(12)の右辺における最初の係数は方向別エネルギーを考えることから、式(11)と異なっており、また波の伝播距離を吹送距離に変換するための $\cos(\theta - \theta_w)$ が付加されている。

一方、うねり成分は順風減衰段階あるいは逆風減衰段階に対してエネルギー平衡方程式により記述される。

$$\frac{\partial E_s(f, \theta)}{\partial t} + \frac{\partial C_s(f)E_s(f, \theta)}{\partial s} = \begin{cases} -0.25(u_*/C)^2 f E_s(f, \theta); & |\theta - \theta_w| < \pi/2 \\ -\beta_M E_s(f, \theta); & |\theta - \theta_w| \geq \pi/2 \end{cases} \dots (13)$$

$$\beta_m = 0.3 (u_*/C)^{1.35} \exp \{-2.63 \times 10^{-4} (C/u_*)^2 - 0.5 (u_*/C) \} f |\cos(\theta - \theta_w)| \dots \quad (14)$$

ここに、 $E_s(f, \theta)$ ：うねりに対する方向スペクトル、 C
 $(=g/2\pi f)$ ：成分波の波速、である。現段階ではうねりの減衰機構は明らかでないので、式(13)ではそれぞれ非線形干渉の影響を考慮しない場合およびする場合の成分波に対する発達率⁷⁾を減衰率として与えている。

次に、一般の海面状態のように風波とうねりの混在する場合には風波の方向別エネルギーを次式で定義する。

$$E_\sigma(\theta; t, s) = \int_{-\infty}^{\infty} E(f, \theta; t, s) df \dots \dots \dots (15)$$

ここに, $f_{m\theta}$: 風波の方向スペクトルに対する方向別ピーク周波数, δ : 風波とうねりを区別するための補正係数

で、計算ではスペクトルの低周波側の低減特性を考慮し、 $\delta = 0.6$ とする。また、 $E_d(\theta; t, s)$ あるいは $E(f, \theta; t, s)$ 中の (t, s) は特定の波向線 s 上の時刻 t における方向別エネルギーあるいは方向スペクトルを強調するために付加されている。

DOLPHIN-I では下記の基準に従って風波のエネルギーとうねりのエネルギーを区別する。

$$① \quad |\theta - \theta_w| \geq \pi/2 \text{ あるいは } f_{\max} < f_{MPM}$$

逆風あるいは風速が非常に低い場合には、波はすべてうねりとみなすが、数値計算の都合上、平均群速度のみを式(10)から定義する。

ここに, f_{\max} : 計算に用いられる最大周波数, f_{MPM} : 修正 P-M スペクトルのピーク周波数, である.

$$\textcircled{2} \quad (\text{a}) \quad |\theta - \theta_w| < \pi/2 \text{かつ}$$

$E_d(\theta; t, s) \leq E_{MPM}^*(\theta; u_*, \omega_*)$

$f \geq \delta f_{mo}$ の波のエネルギーは風波の方向別エネルギーを構成すると仮定され、平均群速度は式(6)より ε^* を求めたのち、式(8)～(10)から計算される。一方、 $f < \delta f_{mo}$ の成分波はうねりとみなされる。ここに、 $E_{MPM}^*(\theta; u_*, \omega_*)$ は局所風速 u_* および局所風向 ω_* に対する修正 P-M スペクトルの方向別エネルギーである。

$$E_{MPM}^*(\theta; u_*, \theta_w) = 1.43 \times 10^3 u_*^4 / g^2 \cdot (8/3 \pi) \cos^4(\theta - \theta_w) \quad \dots \dots \dots \quad (17)$$

(b) $|\theta - \theta_w| < \pi/2$ かつ

この場合、 $\hat{\nu} < 0.0052$ となる風波は存在しないというモデル構成上の前提条件を満足させ、しかも風波の方向スペクトルを合理的に評価するという立場から、 $\hat{\nu}$ の値によって異なる取扱い法を適用する。

① $\hat{\nu} > 0.0052$: 式(8)より求めた $\hat{\nu}$ に対する ε^* と式(7)と(9)からの α , γ , 局所風速および風向を使用して式(3)~(5)から風波の方向スペクトル $E_w(f, \theta)$ を算出し, 残りをうねりの方向スペクトル $E_s(f, \theta)$ とする.

また、式(10)より平均群速度 \bar{C}_g を求める。

ii) $\hat{v} < 0.0052$: $\hat{v} = 0.0052$ となる等価風速 $u_{*e} = 0.0052 g/f_{mo}$ を求める。ついで、 u_{*e} と局所風向に対応する修正 P-M 方向スペクトル $E_{MPM}^*(f, \theta)$ を風波の方向スペクトルとみなし、うねりに対する $E_s(f, \theta)$ を式 (18) から求める。また、風波の方向別エネルギーは $u_* = u_{*e}$ とした式 (17),

であり、平均群速度 \bar{C}_g は式 (16) により求める。

以上の方針により、風波の方向別エネルギー $E_d(\theta; t, s)$ と平均群速度 \bar{C}_d およびうねりの方向スペクトル $E_s(f, \theta)$ が得られる。そこで、風波とうねりが混在する一般の海面状況では、風波は理想発達条件下での方向別エネルギー $E^*(\theta)$ の発達式、式(12)に従って発達すると仮定し、

とおく。また、 $E^*(\theta)$ の計算結果と式(6)から求められた ϵ^* および局所風速・風向を使用すれば、式(7)、(8)、(9)、(4)、(5)および(3)より発達計算後の風波の方向スペクトル $E_w(f, \theta)$ が算出される。

一方、うねりの方向スペクトル $E_s(f, \theta)$ は式 (13) で計算されるので、両者を単純に加えることにより一般海面状況での方向スペクトル $E(f, \theta)$ が得られる。

(2) 数値計算法

DOLPHIN-I は Fig. 1 に示すように、波浪推算点からそれぞれの方向に放射状に延びる波の伝播経路（波向線）に沿う波浪の発達・伝播・減衰を計算することにより、特定の波浪推算点における波特性の時間変化を計算する 1 点法を採用している。まず、風波の方向別エネルギーに対する支配方程式、式 (12) を 2 次の精度をもつ修正 2 段階 Lax-Wendroff 法によって数値的に解くことにはすれば、この有限差分近似式は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} e_{i+1/2}^{n+1/2} &= \frac{e_i^n + e_{i+1}^n}{2} - \frac{\Delta t}{2 \Delta s} (K_{i+1}^n - K_i^n) + Q_{i+1/2}^n \frac{\Delta t}{2} \\ e_i^{n+1} &= e_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta s} (K_{i+1/2}^{n+1/2} - K_{i-1/2}^{n+1/2}) + Q_i^{n+1/2} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (21)$$

ここに, $e = E^*(\theta)$, $K = \bar{C}_g E^*(\theta)$, Q :式(12)の右辺,
 n :time-step の指標, i :波向線上の格子点番号, Δt :
計算時間間隔, Δs :波向線に沿う格子点の間隔, である.
また, 境界は流入境界と流出境界に分けられる. 流入境界での e に対して各 time-step ごとに, 陸地境界では $e = 0$, 開境界では適当なモデルによる値が与えられる.
一方, 流出境界では, e は境界の外側に伝播するものとする. この場合, 流出境界での e の計算には式(21)を適用できないので, 風上差分法による次式を用いる.

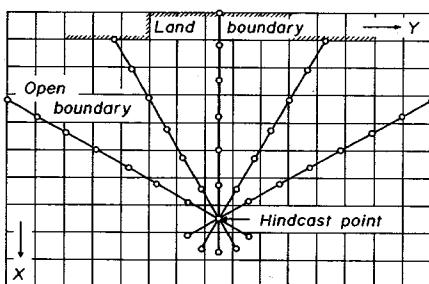


Fig. 1 Wave ray and computation of propagation.

ここに, N は流出境界に対応する波格子点番号である。また, 波浪推算点を流出境界とし, 1 次の精度しかもたない式 (22) を適用すると, 計算精度が低下するので, 各波向線上に波格子点を 1 点だけ追加してそこでは式 (22) を使用し, 一方, $i=2-N-1$ では式 (21) を用いることにより, 計算精度の確保をはかる。

次に、うねりの減衰・伝播を支配する式(13)の数値積分は、式(13)の右辺を0とした移流伝播方程式と式(13)の移流項を0とした減衰方程式を1 time-step 内で交互に解く時間分割法によることとし、前者の数値積分には特性曲線法の一種である piecewise ray method を、一方、後者に対しては、解析解を使用する。すなわち、第一段階では各方向に対して設定した波向線上の格子点 i より $C_s(f)\Delta t$ だけ手前に位置する地点の方向スペクトル $E_s(f, \theta)$ が Δt 時間後にエネルギーを失うことなく波格子点 i に到達するものと仮定し、方向スペクトルを3次の Lagrange 補間式により内挿する。

$$\begin{aligned}
 E_s(f, \theta) &= a_1 E_{si-2}^n(f, \theta) + a_2 E_{si-1}^n(f, \theta) \\
 &\quad + a_3 E_{si}^n(f, \theta) + a_4 E_{si+1}^n(f, \theta) \\
 a_1 &= -(r-2)(r-1)r/6, \\
 a_2 &= (r-2)(r-1)(r+1)/2, \\
 a_3 &= -(r-2)r(r+1)/2, \quad a_4 = (r-1)r(r+1)/6, \\
 r &= 1 - C_g(f)\Delta t/\Delta s
 \end{aligned}
 \quad \dots \quad (23)$$

しかし、前述の場合と同様に、境界および境界近傍では3次補間式が適用できないので、流入境界の隣の波格子点および流出境界波格子点ではそれぞれ1次および2次補間式を用いる。

$$E_s(f, \theta) = (1 - r)E_{s1}^n(f, \theta) + rE_{s2}^n(f, \theta) \dots \dots \dots \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} E_s(f, \theta) &= a'_1 E_{SN-2}^n(f, \theta) + a'_2 E_{SN-1}^n(f, \theta) \\ &\quad + a'_3 E_{SN}^n(f, \theta) \\ a'_1 &= (r-1)r/2, \quad a'_2 = (1-r)(1+r), \\ a'_3 &= r(r+1)/2 \end{aligned} \right\} \dots\dots(25)$$

第2段階における減衰方程式の解析解は、順風状態および逆風状態に対してそれぞれ次式で与えられる。

なお、風波の方向別エネルギーおよびうねりの方向スペクトルに対する数値計算法全体としての計算安定条件は最低周波数を f_{min} とすれば、次式で表わされる。

(3) 数値計算の流れ

具体的な数値計算の流れは、次のように記述される。

(i) 対象海域の格子点網（風格子網），格子間隔および計算に必要な周波数データ，方向データおよび初期エネルギーーパラメーターである摩擦速度 u_* ，有義波高 $H_{1/3}$ ($\epsilon = H_{1/3}^2/16$) と風向 θ_w を与える。DOLPHIN-I は風波の初期発生項をもたないので，計算を開始するためにはこれらの初期エネルギーーパラメーターに基づく風波の方向スペクトルが必要であり，実際には計算開始後まもなくその影響が無視し得る程度の値を与える。たとえば，本研究では $u_* = 0.12 \text{ m/s}$, $H_{1/3} = 0.1 \text{ m}$ とし， θ_w は計算対象ケースに応じ $\theta_w = 45^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ あるいは 270° を入力した。

(ii) 波浪推算点の位置を与える。

(iii) 各方向に対する波向線を計算し，それぞれの波向線上に波格子点を設ける。この場合，計算に用いる最低周波数が式(28)を満足するように，全方向に対し同一の time step を設定するので，各波向線長はもちろん，波向線上の格子点間隔および格子点数も異なる。しかし，風波とうねりを計算する波格子点は同じである。

(iv) 初期エネルギーーパラメーターに基づき，波向線上の全格子点における初期方向スペクトルを計算する。

(v) 風格子網上の風特性を適当なモデルで与える。

(vi) 波向線上の各格子点における風特性を，これを囲む4つの風格子点に与えられたデータから二次元4点補間式により計算する。

(vii) 流入境界での境界条件を与える。流入境界が陸地境界である場合には， $E^*(\theta) = 0$ であるが，開境界の場合にはそこでの風特性から，Ross のハリケーンモデル¹⁾のようなモデルにより $E^*(\theta)$ を計算する。

(viii) 前述の仮定に従って，その時点で存在する波のエネルギーを風波とうねりのそれに分解し，風波に対する方向別エネルギーおよび平均群速度とうねりに対する方向スペクトルを算出する。この場合，式(15)における f_{me} は，その時点でのスペクトルの高周波側の第1ピークにより評価されるものと仮定する。

(ix) 前述のように，DOLPHIN-I は初期段階での風波のエネルギー発生項をもたないので，新しく風波が発達する方向についてのエネルギーが0であれば，その方向の風波は全く発達しない場合が生じる。そこで，このような場合には，風波の初期エネルギーを生じさせるため，Cavaleri ら⁸⁾と同様な波の発生項を使用して風波のエネルギーを与える。

$$E(f, \theta) = 80 \left(\frac{\rho_a}{\rho_w} \right)^2 \frac{4\pi}{g^2} C_d^2 |U_{10} \cos(\theta - \theta_w)|^4 \Delta t, \quad | \\ C_d = 0.0016 \\ (29)$$

ここに， ρ_a および ρ_w はそれぞれ空気および海水の密度である。また，風が急減する波格子点や逆風に遭遇する

波格子点でも式(16)により平均群速度のみを計算する。

(x) 方向別エネルギーの発達を式(21)または(22)により計算し，各波格子点での $E^*(\theta)$ を求める。次に， $E^*(\theta)$ を方向分布関数 $D^*(\theta)$ で割り一種の方向別エネルギーーパラメーターに相当する全エネルギー ϵ^* を評価するとともに，式(7)，(8)，(9)，(4)，(5)および(3)を用いて風波の方向スペクトル $E_w(f, \theta)$ を求める。

(xi) (x) の計算過程において，風向変化に伴い前ステップの値より $D^*(\theta)$ が急減したり，あるいは風速が減少することにより $E^*(\theta)$ が fully-developed sea に対する平衡値を越える波格子点や逆風状態にある波格子点も存在することが可能であり，これらの波格子点では方向スペクトルが過大評価されたり，計算されないという問題が生じる。そこで，こうした波格子点でのピーク周波数はこれより手前の波格子点における風波のピーク周波数に等しいとし，さらに，風波の方向スペクトルは，このピーク周波数を生じる fully-developed sea の場合の等価摩擦速度 ($u_{*e} = 0.0052 g/f_{me}$) によって発生する fully-developed sea の方向スペクトルと仮定した。この場合，等価風速が決まれば，fully-developed sea での全エネルギーは $\epsilon_{MPM}^* = 1.43 \times 10^3$ により求められるので，特定の方向に対する方向分布関数は $E^*(\theta)$ をこの全エネルギーで割ることにより算出される。

(xii) 各周波数ごとに式(13)を解き，波格子点でのうねりの方向スペクトル $E_s(f, \theta)$ を求める。

(xiii) それぞれ (xi) と (xii) で求めた風波およびうねりの方向スペクトルを加え合わせることにより，特定の方向に対する波浪の方向スペクトルを算出する。

(xiv) 全方向について (vi)～(xiii) の計算を繰り返し，全波格子点での波浪の方向スペクトルを算出する。

(xv) 波浪推算点での方向スペクトルの数値積分より，周波数スペクトルおよび平均波特性を求める⁷⁾。

(xvi) (vi)～(xv) の計算を繰り返し，必要な期間の波特性を算出する。

(xvii) 別の波浪推算点の位置を入力し，同様の計算を繰り返して複数点での波特性を算出する。

3. DOLPHIN-I に対するモデルテスト

ここでは，単純な海岸線地形をもつ海域に理想化されたモデル風を吹送させた場合の波浪の数値計算に基づき，DOLPHIN-I の基本的挙動を調べる。計算ケースは SWAMP¹⁾で与えられた7つの課題のうち，Case II～Case VIIの6つの課題であり，風波の自由伝播特性を調べる Case I の実施はハイブリッドパラメーターモデルの特性上難しいので，検討ケースから除外した。

計算に用いた周波数の数と範囲は 28～30 個および

0.04~2 Hz, 方向データの数と離散方向間隔は25~37個および7.5~10°であり, このほか, 格子間隔 ($\Delta x = \Delta y = 25$ km), 時間ステップ ($\Delta t = 20$ min) および継続時間 ($t = 36$ h) は全ケースについて同じである。また, 矩形海域の境界はすべて陸地であるとし, そこで方向スペクトルが0という境界条件を課すとともに, 波向線上の全格子点で摩擦速度 $u_* = 0.12$ m/s, 有義波高 $H_{1/3} = 0.1$ m に対応する方向スペクトルを初期条件として与えた。さらに, Mitsuyasu ら⁹⁾の関係式により海面上10 m 高度の風速 U_{10} から u_* を推定した Case VI を除き, 風速には SWAMP で指定された $U_{10} = 20$ m/s ($u_* = 0.855$ m/s) を用いた。なお, 計算は 100 km 間隔の格子点で1点ずつ別個に行うことと基本としたが, 波浪特性の空間変化が著しい地点では 50 km 間隔の格子点でも実施し, Case V および Case VI の場合, 内挿を通じて最終的に 50 km 間隔の格子点における波特性を得た。

(i) Case IIに対する計算結果：これは一様風が海岸線直角方向に矩形海域 (4050 km × 1050 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での波浪の発達特性を検討する課題であり, 計算においては十分長い海岸線をもつ海域を実現するため, 海岸線方向の範囲を 4050 km とした。

Fig. 2 は無次元全エネルギー $\hat{\epsilon}^*$ と無次元吹送距離 \hat{F} の関係を無次元吹送時間 \hat{t} をパラメーターとして示したものである。また, 図中の点線は U_{10} で表現された Mitsuyasu ら⁴⁾の経験式を海面の抵抗係数 $C_d = 1.827 \times 10^{-3}$ ($U_{10} = 20$ m/s に対して SWAMP で指定された $u_* = 0.855$ m/s となる) として u_* による表示式に変換した関係式である。これによると, 波浪は時間の経過とともに, duration-limited な状態から fetch-limited な状態に移行するが, $\hat{F} < 4 \times 10^6$ では $\hat{\epsilon}^*$ は \hat{F} に比例するという fetch law を満足し, しかも Mitsuyasu らの経験式とほぼ一致する。Fig. 3 は \hat{F} をパラメーターとして $\hat{\epsilon}^*$ と \hat{t} の関係を示したものである。計算結果は $\hat{t} < 4 \times 10^5$ の

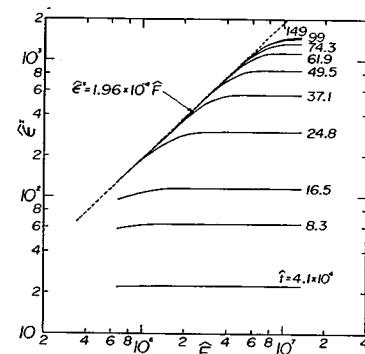


Fig. 2 Fetch-limited growth curve of $\hat{\epsilon}^*$ (Case II).

duration-limited な状態では 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 $\hat{\epsilon}^*$ と \hat{t} の関係, いわゆる similarity law をもほぼ満足する。

(ii) Case IIIに対する計算結果：これは矩形海域 (1050 km × 1050 km) の対角線方向に風向 SW の一様風を吹送させて得られる定常状態における波浪の計算結果から, 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. 4 は $u_* = 0.855$ m/s の場合の fully-developed sea に対応する全エネルギー ϵ_{MPM}^* (7.96 m²) で無次元化した全エネルギー $\epsilon / \epsilon_{MPM}^*$ の等価線分布および $\epsilon / \epsilon_{MPM}^*$ と平均波向で作られる波浪ベクトル分布(カスター図)を示したものであり, 横軸および縦軸はそれぞれ $\hat{x} = gx/u_*^2$, $\hat{y} = gy/u_*^2$ である。これによると, 波浪は風向に対応する対岸距離が増大するほど発達するし, 対象海域の対角線に関する対称性から波浪特性も対称になる。しかし, 同一吹送距離を有する地点では対角線から離れた地点ほど方向に関する波浪の伝播距離の非対称性が増大するので, 全エネルギーが若干増加し, 方向スペクトルも対称性を失う。その結果, 対角線上で風向と一致する平均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の目的は矩

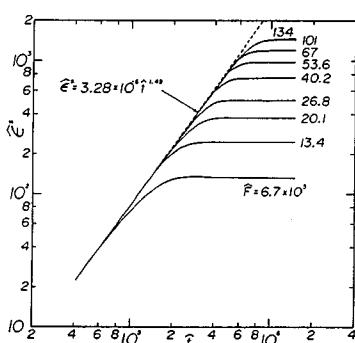


Fig. 3 Duration-limited growth curve of $\hat{\epsilon}^*$ (Case II).

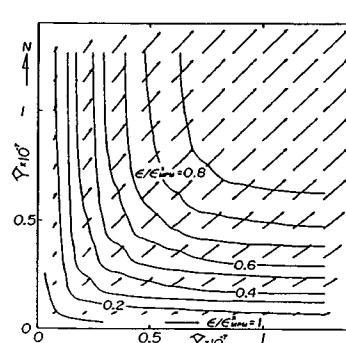


Fig. 4 Isolines and Custer diagram of $\epsilon / \epsilon_{MPM}^*$ (Case III).

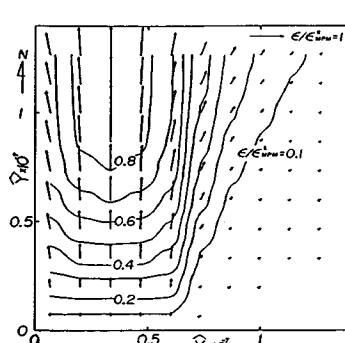


Fig. 5 Isolines and Custer diagram of $\epsilon / \epsilon_{MPM}^*$ (Case IV).

形海域 ($1050 \text{ km} \times 1050 \text{ km}$) 中央より西側半平面で風向 S をもつ一様風が吹送する一方、東側半平面では風速が 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における波浪に及ぼす前線の影響を検討することである。

Fig. 5 は $\epsilon/\epsilon_{MPM}^*$ の等値線分布およびカスター図を示したものである。波浪は、吹送距離が小さい有風域では西側境界および前線の影響を受けず、東西方向に一様なエネルギー分布を示すが、吹送距離の増大とともに西側の陸地境界および無風域の影響が現われ、有風域中央で最大値を取るエネルギー分布に変化する。同時に、平均波向も吹送距離が増大するほど西側境界付近では反時計方向に、一方、前線近くでは時計方向に傾く。また、風速が急減する前線に沿ってエネルギーの空間変化が大きいが、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：これは矩形海域 ($1050 \text{ km} \times 1050 \text{ km}$) の対角線上にある前線を境として、これより南東および北西側でそれぞれ風向 S および E をもつ一様風が吹送する場合の波浪特性を検討する課題であり、風向急変場における波浪の応答特性を調べることを目的とする。

Fig. 6 は $\epsilon/\epsilon_{MPM}^*$ の等値線分布およびカスター図である。この図によると、前線より南東側（下側）の海域では吹送距離とともに全エネルギーは増加するが、前線を越えた北西側の海域では横風の影響を受けるため、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、新しい風向（E）の風によって風波が発達するので、西側境界に近づくほど高エネルギー域になる。また、平均波向は対角線上の前線を越えると、風向変化に応答して S 方向から E 方向に漸変する。この波向変化は南西

端（原点）に近い地点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風向に強く応答するといえる。

(v) Case VIに対する計算結果：この課題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 ($650 \text{ km}, 1400 \text{ km}$) を保持したまま 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の中心位置 ($650 \text{ km}, 1400 \text{ km}$) に到達する 24 時間の間、風を吹送させる場合（移動ハリケーン）の矩形海域 ($1300 \text{ km} \times 1700 \text{ km}$) における波浪の空間分布特性を検討するものである。初期条件は波向線上の全格子点における初期風速・風向に対し Ross のハリケーンモデル¹⁾に基づく JONSWAP 型スペクトルと $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数の積から計算される方向スペクトルにより与えられる。

まず、**Fig. 7** は静止ハリケーンによる有義波高の等値線分布および有義波高と平均波向より作られるカスター図を示したものである。波高はハリケーン中心より北東方向に位置する高風速域で最大となり、そこを中心閉曲線状に減少するが、特にハリケーン中心では風速が小さいため波高も小さい。また、ハリケーン内の風特性を反映し、ハリケーン右側海域の波浪の発達が左側海域より著しい。一方、平均波向はハリケーン内の風分布に対応してハリケーン中心を軸とする反時計方向回転をもつ空間分布を示すが、左半面のうち、うねりの影響が大きい下側の海域では局所風向と平均波向の差が増加し、その結果、開いた形状をもつベクトル分布となる。

次に、移動ハリケーンによる有義波高の等値線分布とカスター図を **Fig. 8** に示す。これによると、高波高域は、ハリケーン中心の南東側に移動した最大波高域を中心として上下方向に長軸をもつ閉曲線状に広がっている。し

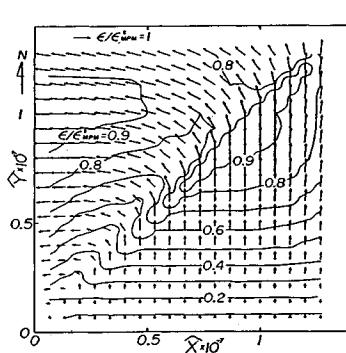


Fig. 6 Isolines and Custer diagram of $\epsilon/\epsilon_{MPM}^*$ (Case V).

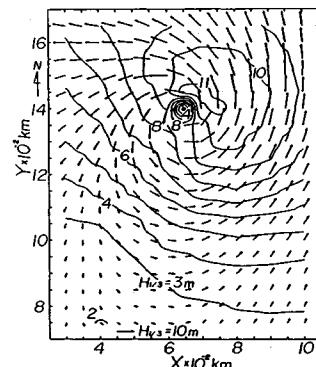


Fig. 7 Isolines and Custer diagram of $H_{1/3}$ (Case VI, stationary hurricane).

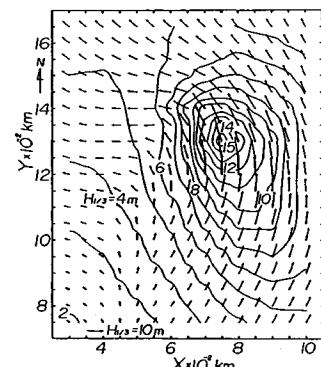


Fig. 8 Isolines and Custer diagram of $H_{1/3}$ (Case VI, moving hurricane).

たがって、波高分布は最大波高点に関して著しく非対称であり、波高は特に南東側海域で大きい。また、最大波高は静止ハリケーンの場合より4 mほど増加しているし、ハリケーン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運動に伴い、風向の経時変化が小さいまま風速が増加するのに対し、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の相違に起因する。平均波向は、移動ハリケーンではS寄りの波浪が卓越することから、静止台風のようにハリケーン内の風分布に対応した反時計方向回転をもつ渦状分布とならず、全体的に領域下方から左側境界に向かう空間分布を示す。

(vi) Case VIIに対する計算結果：これは一様風により half-developed sea ($f_m = 2f_{MPM}$) および fully-developed sea ($f_m = f_{MPM}$) 状態にある風波が $t=0$ で突然風向を 90° 変えた一様風の作用を受けて変化する状況を計算し、方向スペクトルの directional relaxation 特性を検討する課題である。SWAMP はエネルギー平衡方程式から移流伝播項を取り除いた計算を指定しているが、DOLPHIN-I ではモデルの構成上これが難しいので、原モデルに基づき、 $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$ の矩形海域中心点において計算を行った。この場合の初期条件は数値計算から得られた方向スペクトルであり、ピーク周波数 f_m は half-developed sea の場合 0.124 Hz, fully-developed sea の場合 0.060 Hz である。

Fig. 9 はそれぞれの場合における方向スペクトルの経時変化図であり、等価線の値は各時刻の最大値で無次元化されている。これらの図によると、いずれの場合にも、 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ の範囲にある方向スペクトルは逆風の作用により減少する。一方、 $\theta < 0^\circ$ では高周波側ほど早く新しい風向に応答する。この結果、いずれの場合も波浪は

18 時間後には新しい風向の風に対してほぼ fully-developed sea 状態に達し、方向スペクトルは新風向に関してほぼ対称な形状を示す。一般に、波浪の発達や減衰は高周波側ほど大きいので、half-developed sea の場合では、 $t = 3 \text{ h}$ においてすでに波浪は新風向に対して急激に発達し、旧風向に対して急激に減衰する。この結果、half-developed sea の場合の波浪は新風向に短時間で応答する。しかし、fully-developed sea の場合では half-developed sea の場合に比べて新風向への応答にかなりの時間を要する。このため、 $t = 10 \text{ h}$ では新風向に応答する波浪の高周波側が発達するとともに、旧風向に応答する波浪も依然として大きなエネルギーを保つ。

以上の考察から、DOLPHIN-I は SWAMP の 6 つの課題に関する合理的な挙動を示すといえるであろう。

4. DOLPHIN-I による台風時の波浪追算

(1) 計算条件および計算方法

ここでは、時空間変化の著しい風の場をもつ台風を対象とした波浪追算を行い、陸地地形や水深の影響をあまり受けない高知沖ブイ地点（水深 120 m）における観測結果との比較から DOLPHIN-I の現地への適用性を検討する。追算対象とした台風は近年四国近海を通過した台風 7916 号、7920 号、8013 号および 8219 号である。

Fig. 10 は北緯 $16^\circ \sim 44^\circ$ 、東経 $122^\circ \sim 150^\circ$ の太平洋上に設けた風格子網（ 43×43 の格子点、格子間隔 80 km、東西および南北 3360 km ）、4 台風の経路および波浪追算点（高知沖ブイ地点）を示したものであり、風格子網は海上風計算および波向線計算に使用される。

さて、波浪追算に必要な海上風の推定は台風内の気圧分布として Myers 式を用いた台風モデル¹⁰⁾によるこことし、3~6 時間間隔で与えられた台風半径、気圧深度、

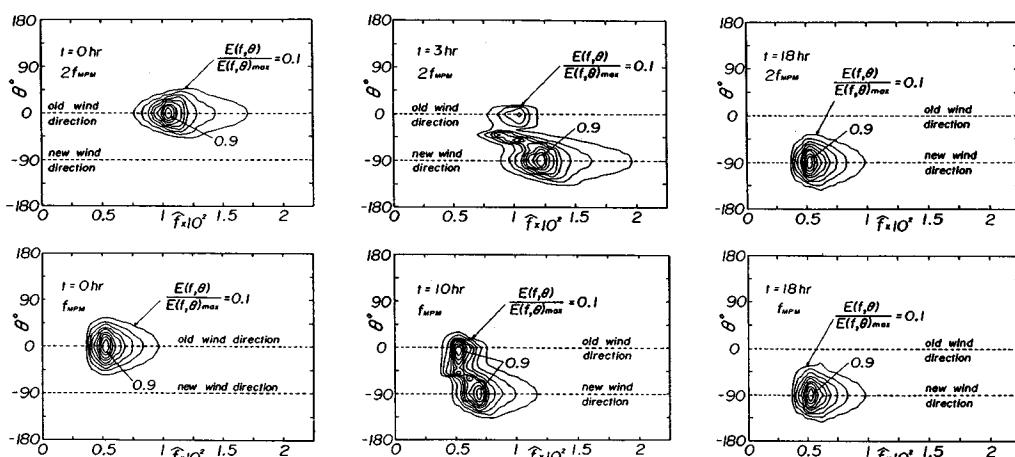


Fig. 9 Contour plots of directional spectra at three reference times after a sudden change in wind direction (Case VII).

吹き込み角および台風中心位置のデータから、1時間間隔でこれらのデータを内挿したのち、格子間隔 80 km の格子網上で 1 時間ごとの風特性を計算した。この場合、吹き込み角は緯度 10° ごとに与えられた値¹⁰⁾を台風中心位置に応じて線形内挿し、傾度風から 10 m 高度での海上風 U_{10} への変換係数を 0.6 とした。さらに、DOLPHIN-I では U_{10} のかわりに摩擦速度 u_* が用いられることから、 $U_{10} \geq 10 \text{ m/s}$ の場合には海面での抵抗係数 C_d に関する Mitsuyasu ら⁹⁾の経験式、

により、一方、 $U_{10} < 10 \text{ m/s}$ では実験データのばらつきが大きいことを考慮し、上式で $U_{10} = 10 \text{ m/s}$ とした $C_d = 1.211 \times 10^{-3}$ により u_* を推定した。

計算に用いた周波数は $f = 0.04\sim 1 \text{ Hz}$ を不等分割した 30 個、方向は $\theta = 0^\circ\sim 360^\circ$ を $\Delta\theta = 10^\circ$ で等分割した 37 個である。また、各波向線に沿う波格子点間隔は $\Delta s = 80 \text{ km}$ 、計算時間間隔は $\Delta t = 1 \text{ h}$ であり、波格子点上の風特性は周囲の 4 つの風格子網格子点上の風特性に対する二次元 4 点補間式の適用により推定された。

境界条件は、波向線の最終到達地点のうち外洋境界では、局所風に対応して Ross のハリケーンモデル¹⁾による JONSWAP 型周波数スペクトルと $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数の積から計算される方向スペクトル、陸地境界では、0 の値をもつ方向スペクトル、である。一方、初期条件は波向線上の波格子点において摩擦速度 $u_* = 0.12$ m/s、有義波高 $H_{1/3} = 0.1$ m、風向 $\theta_w = 180^\circ$ に対応する上述の方向スペクトルである。

(2) 波浪追算結果と観測結果との比較

計算対象とした台風は日本本土付近における進行方向および経路により、(i) 九州南東海上から、四国沖、紀伊半島を進んだ 7916 号と 7920 号、(ii) 九州から豊後水道を北に進んだ 8013 号と 8219 号、に分類される。また、これらは台風の平均進行速度の大きいものから、8219 号、8013 号、7916 号、7920 号の順になっている。

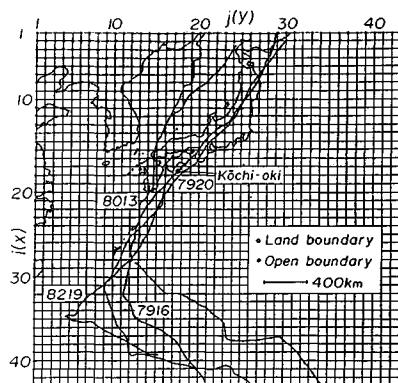


Fig. 10 Grid system and typhoon tracks

Fig.11 は 4 台風時の有義波に関する追算結果と観測結果を比較したものである。

(i) 7916号および7920号：7916号の進行速度は比較的小さかったので、台風接近前にかなりのうねりが到達し、また、台風が高知沖ブイ地点近傍を通過したので、風波が急激に発達・減衰した。計算はこのうねりを若干小さく評価するが、全般的には観測結果の経時変化特性をかなりよく再現する。一方、7920号は非常に大きい気圧深度を有したまま、南方海域をゆっくりと進行し、日本付近でその移動速度を急増させた。このため、わが国太平洋岸では台風来襲の1週間も前から4mを越える大きなうねりが到達した。図によると、うねり到達時の周期の計算結果が観測結果よりやや大きいが、計算は長期間にわたるうねりの到達と台風通過に伴う波浪の発達・減衰という観測結果の経時変化を非常によく再現する。なお、両台風がほとんど同じコースを取ったにもかかわらず、7920号時の波浪の発達・減衰がより緩やかであるのは、7920号が7916号に比べて高知沖ブイ地点より南東海上を北東に進行したためである。

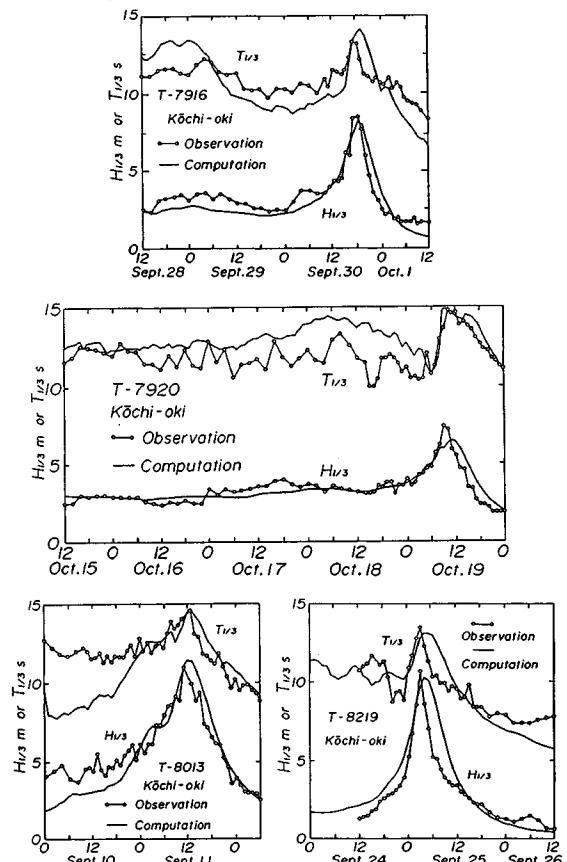


Fig. 11 Comparison between the computed and observed significant wave heights and periods

(ii) 8013号および8219号：8013号は九州を縦断した比較的速度の大きい台風である。このため、台風の右半円に位置した高知沖ブイ地点ではうねりの来襲期間が短く、台風の接近・通過に伴い波浪は急激に発達・減衰している。計算結果と観測結果との対応は波浪の発達期から減衰期にかけてかなり良好であるが、うねりの来襲期において計算結果は観測結果より小さい。高知沖ブイ地点における海上風速の追算結果と観測結果の一一致度はほぼ満足すべきものであるし、また、天気図をみても台風来襲前のうねりをもたらす他の気象じょう乱は存在しないことから、この過小評価の原因は明らかでない。次に、台風8219号は豊後水道を大きい進行速度で北上した台風であり、台風中心近くの右半円に位置した高知沖ブイ地点の波浪はうねりをほとんど伴わず、非常に急激に発達・減衰した。計算はこの波浪変化をよく再現するが、観測結果の減衰がより急激である。

以上、4台風時の観測結果と追算結果の比較によれば、個々の時点で不一致を示す場合もあるけれども、全般的にはDOLPHIN-Iは台風の接近・通過に伴う波浪の経時変化をかなりの精度で再現すると判断される。

5. 結 語

本研究では、風波の発達を理想発達条件における風波の方向別エネルギーの発達方程式により、一方、うねりの伝播・減衰を成分波に関するエネルギー平衡方程式により定式化した、1点法に基づく新しいハイブリッドパラメーター深海波浪推算モデル(DOLPHIN-I)を提案した。そしてまず、SWAMPで与えられたCase II～Case VIIの6つの課題に対するモデルテストの考察から、DOLPHIN-Iは一様風場からしだいに複雑さを増す空間分布をもつ風場のいずれの場合においても合理的挙動を示すことを明らかにした。ついで、水深が大きく、陸地地形の影響をあまり受けない高知沖ブイ地点において実施した4台風時の波浪追算結果と観測結果との比較から、DOLPHIN-Iは複雑な風分布をもつ台風時においてもうねりの伝播と風波の発達・減衰という波浪の経時変化を全般的にはかなりよい精度で再現することを見出した。したがって、DOLPHIN-Iは深海波モデルの範囲で新しい波浪推算法としての合理性と有用性を十分備えていると結論される。

謝 辞：DOLPHIN-Iは著者の1人(山口)が

1981年から1982年にかけて文部省在外研究員としてデルフト工科大学(オランダ王国)に滞在中、Battjes教授の指導のもとに開発に着手し、帰国後数年間にわたり大幅な改良を加えたものであり、文部省ならびにBattjes教授に謝意を表する。また、SWAMPのCase VIの計算に必要なモデル風データを貸与頂いた気象庁宇治豪博士、貴重な波および風資料を提供頂いた運輸省第三港湾建設局高知港工事事務所に深甚の謝意を表明するとともに、モデルの改良に關係した愛媛大学工学部海洋工学科卒業生 向井重樹、三好浩人、足立 徹の各氏および愛媛大学大学院工学研究科修了生 宇都宮好博氏と愛媛大学大学院工学研究科 早川 淳君ならびに資料の整理、図面および原稿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。

参 考 文 献

- 1) SWAMP Group : Ocean Wave Modeling, Plenum Press, 256 pp., 1985.
- 2) Uji, T. : A coupled discrete wave model MRI-II, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 40, No. 4, pp. 303～313, 1984.
- 3) Hasselmann, K. et al. : Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deutsch. Hydrogr. Z., A8, Heft 12, pp. 1～9, 1975.
- 4) Mitsuyasu, H. et al. : Observation of the power spectrum using a cloverleaf buoy, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 286～296, 1980.
- 5) Hasselmann, K. et al. : A parametrical wave prediction model, J. Phys. Oceanogr., Vol. 6, pp. 200～228, 1976.
- 6) 山口正隆 : JONSWAP スペクトルの積分特性量に対する高精度近似式について, 土木学会論文集, 第345号/II-1, pp. 149～152, 1984.
- 7) 山口正隆・畠田佳男・宇都宮好博 : 一地点を対象とした浅海波浪推算モデルとその適用性, 土木学会論文集, 第381号/II-7, pp. 151～160, 1987.
- 8) Cavaleri, L. and Rizzoli, P. M. : Wind wave prediction in shallow water ; theory and application, J. Geophys. Res., Vol. 86, No. C11, pp. 10961～10973, 1981.
- 9) Mitsuyasu, H. and Kusaba, T. : Drag coefficient over water surface under the action of strong wind, J. Natural Disas. Sci., Vol. 6, No. 2, pp. 43～50, 1984.
- 10) 佐藤昭二・合田良實 : 海岸・港湾, わかり易い土木講座 17, 彰国社, p. 104, 1972.

(1988.4.20・受付)