

波浪推算法とその適用性

山 口 正 隆

1. はじめに

著者に与えられたテーマあるいは著者が選択したテーマは波浪推算法である。過去の本研修会のテキストをひもといてみると、波浪推算法の解説は井島¹⁾、合田²⁾および光易³⁾によりなされている。井島は有義波法に基づく浅海波浪推算法を、合田は1970年以前のいわゆるスペクトル法を、光易は最近の風波の発生・発達理論およびスペクトル法やhybrid parametrical wave prediction method (パラメータ法)を述べている。また、磯崎⁴⁾は第25回海岸工学講演会シンポジウムで気象庁において開発した磯崎・宇治モデルを含む同様の解説を行っているし、さらに別の機会に最近の波浪推算法についても述べている⁵⁾。したがって、これらを読めば、波浪推算法の現状と研究段階の概略を把握することができるので、著者の入り込む余地はないようであるが、著者らもこれまで各種の波浪推算法の開発研究に従事してきたので、本小論ではこれらの経験をまとめてみようとするものである。

さて、現在の波浪推算法は主としてスペクトル法およびパラメータ法に大別される。前者のスペクトル法は文字通り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周波数・方向別に計算する方法である。これらは風波の発達に支配的役割を果たすと考えられる波-波間の非線型干渉効果を(i)全く考慮しない、(ii)Barnettのパラメータ式などにより補助的に考慮する、(iii)全面的に考慮する、というようにどの程度取り入れるかによって三つの世代に分類される。ただし、非線型干渉項のより適切な表現を基礎とする実用的な第三世代の波浪推算モデルはいまだ開発されていないようであり、たとえば、Goldingは発達段階の風波のスペクトルが瞬間的にJONSWAPスペクトル形を取るといった一種のパラメトリックな形のモデル化を行っているが、このモデルも強いてあげるなら第三世代に含められよう。そして、近年、深海波浪を対象としたスペクトル法に基づく波浪推算モデルは屈折、shoaling、底面摩擦、浸透および浅海性碎波など浅海における波浪の変形要因を考慮した浅海波浪推算モデルに拡張されつつある。

一方、後者のパラメータ法は発達段階における風波のスペクトルの相似性に注目してスペクトルパラメータの時空間変化を計算することにより風波のスペクトルを推定する方法であるが、減衰段階ではスペクトル形の相似性はもはや成立しないので、個々の方向スペクトル成分について計算を進める必要があることから、実用的な波浪推算モデルとしてはエネルギー平衡方程式に基づく方法などと結合したhybrid parametrical modelになる。そして、パラメータ法も浅海波浪推算モデルとして拡張されているけれども、屈折の影響は考慮されていない。

表-1 は世界各国の波浪推算モデルを著者が知り得た範囲内で分類したものであり、いずれもが個々の事例に対して合理的結果を与えると主張しているが、相互の関連は明らかでない。Hasselmannは

表-1 波浪推算モデルの分類

深 海 モ デ ル		浅 海 モ デ ル
ス ペ ク ト ル 法	第一世代	DSA (1956~1965), Pierson et al. (1966) Inoue (1967), Isozaki and Uji (1973) DHI Collins (1972)*, Cardone et al. ⁶⁾ (1976) Golding ⁷⁾ (1978), Cavaleri and Rizzori ⁸⁾ (1978)* Darras ⁹⁾ (1981)*, Sand et al. ¹⁰⁾ (1981)
	第二世代	Barnett (1968), Ewing (1971) Resio and Vincent ¹¹⁾ (1978), 山口・土屋 ¹²⁾ (1981) 山口ほか ¹³⁾ (1984) Young and Sobey ¹⁴⁾ (1980) 山口ほか ¹⁵⁾ (1984)
	第三世代	Resio ¹⁶⁾ (1981) Golding ¹⁷⁾ (1983, BMO)
バ ラ メ ー タ 法	Sanders ¹⁸⁾ (1976, GONO), Günther et al. (1979, HYPA) Kawai et al. (1979, TOHOKU) Yamaguchi and Holthuijsen ¹⁹⁾ (1982)* Uji ²⁰⁾ (1984, MRI-II)	Günther et al. (1982, HYPAS) Janssen and Komen ²¹⁾ (1984, GONO)

*印は1地点での波浪を計算する方式を採用している。

このような波浪推算法の現状から世界各国の波浪推算モデル作成者に対し1979年末に簡単なモデルケースに対して数値計算を行い相互の特性を比較する Intercomparison studies of wave prediction method (後に Sea Wave Modelling Project - SWAMP - と名付けられた)を提唱した。その詳細は最終報告書の出版を待たねばならないけれども、若干の資料や東北大学の鳥羽教授から戴いた報告書の part 2 に当る図面集録集をみると、計算結果はそれぞれのモデルによってかなり異なるので、波浪推算モデルに対して新たな問題を投げかけたように思われる。

2. 波浪推算法の基礎方程式

いま、浅海で流れが存在する場合を考えると、そこでのスペクトルの変化は、Willebrand²²⁾によって与えられたように wave action 波数スペクトル密度 $N(k)$ のつりあい式によって表わされる。

$$\frac{\partial N(k)}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \frac{\partial N(k)}{\partial x} + (c_g \sin \theta + V) \frac{\partial N(k)}{\partial y} + \frac{dk_x}{dt} \frac{\partial N(k)}{\partial x} + \frac{dk_y}{dt} \frac{\partial N(k)}{\partial y} = S_N \quad (1)$$

$$N(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k})/\sigma_m, \quad k_x = k \cos \theta, \quad k_y = k \sin \theta \quad (2)$$

ここに、 $E(\mathbf{k})$ ：波数スペクトル、 σ_m ：流れとともに動く座標系からみた成分波の相対角振動数、 $\mathbf{k}$ ：波数ベクトル、 k ：波数の絶対値、 k_x および k_y ：波数の x 方向および y 方向成分、 U および V ：流れの x 方向および y 方向成分、 c_g ：流れとともに動く座標系からみた成分波の群速度および S_N ：いくつかの物理過程に伴う wave action 波数スペクトル密度の流入を表わす source function、である。そして微小振幅波理論を仮定すれば、各成分波について波数の保存則および波数の非回転条件から、

$$\left. \begin{aligned} \frac{dk_x}{dt} &= \frac{\partial k_x}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_x}{\partial x} + (c_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_x}{\partial y} = -\frac{\partial \sigma_m}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial x} - k_x \frac{\partial U}{\partial x} - k_y \frac{\partial V}{\partial x} \\ \frac{dk_y}{dt} &= \frac{\partial k_y}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \frac{\partial k_y}{\partial x} + (c_g \sin \theta + V) \frac{\partial k_y}{\partial y} = -\frac{\partial \sigma_m}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial y} - k_x \frac{\partial U}{\partial y} - k_y \frac{\partial V}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

が導かれるし、

$$\sigma_m^2 = gk \tanh kh, \quad c_g = (1 + 2kh/\sinh 2kh) c/2, \quad c = \sqrt{(g/k) \tanh kh} \quad (4)$$

である。ここに、 g ：重力の加速度、 h ：水深および c ：成分波の波速、である。式(1)は、 $dx/dt = c_g \cos \theta + U$ 、 $dy/dt = c_g \sin \theta + V$ から定義される特性曲線 (wave ray) 上で $dN(\mathbf{k})/dt = S_N$ であるし、 $S_N = 0$ の場合には $N(\mathbf{k}) = \text{const}$ となって wave action 波数スペクトル密度が保存される。そしてこれらの方程式に基づく任意の流れおよび海底地形変化が存在する場合の不規則波の変形計算法が Mathiesen²³⁾、Brink-Kjaer²⁴⁾ および山口ら²⁵⁾ (全格子点での計算) により提案されている。計算) により提案されている。

また、流れが存在しない海域では、 σ_m の影響が落ちるので、式(1)は、

$$\frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial y} + \frac{dk_x}{dt} \frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial k_x} + \frac{dk_y}{dt} \frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial k_y} = S_E \quad (5)$$

に帰着する。そして式(5)も $U = V = 0$ とした前述の特性曲線上で、 $dE(\mathbf{k})/dt = S_E$ となるし、右辺が 0 の場合には特性曲線に沿って $E(\mathbf{k}) = \text{const}$ が成立し、屈折および shoaling に伴う浅海波の変形が計算される。また、式(5)を $E(\mathbf{k}) = cc_g E(f, \theta) / 2\pi\sigma$ に注意して周波数・方向空間での方向スペクトル $E(f, \theta)$ に関する表示式に変換すれば、

$$\frac{\partial A(f, \theta)}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial y} + \frac{dk_x}{dt} \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial k_x} + \frac{dk_y}{dt} \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial k_y} = cc_g S \quad (6)$$

が得られ、さらに式(6)の変形を進めると、

$$\frac{\partial A(f, \theta)}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial y} + \frac{c_g}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial c}{\partial y} \cos \theta \right) \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial \theta} = c c_g S \quad (7)$$

になる。ここに、 f ：周波数、 $A(f, \theta) = c c_g E(f, \theta)$ および S ：通常用いられる周波数・方向空間での source function、である。したがって、式(6)あるいは式(7)が浅海波浪推算モデルの基礎方程式である。さらに、深海波浪の場合には c および c_g は水深に依存せず、屈折も shoaling も生じないので、式(6)および式(7)から、

$$\partial E(f, \theta) / \partial t + c_g \cos \theta \partial E(f, \theta) / \partial x + c_g \sin \theta \partial E(f, \theta) / \partial y = S \quad (8)$$

といういわゆる深海域でのエネルギー平衡方程式が得られる。

つぎに、発達段階にある風波のパラメトリックな表示式を得るため、風向に対する方向スペクトルの対称性を仮定して式(8)を周波数および方向に関して積分すれば次式が与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \partial \epsilon^* / \partial t + \partial (\tilde{c}_g \epsilon^*) / \partial F &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} S \, d\theta df \\ \epsilon^* &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \, d\theta df, \quad \tilde{c}_g = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} c_g \cos \theta E(f, \theta) \, d\theta df / \epsilon^* \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここに、 ϵ^* ：風波の全エネルギー、 $\tilde{c}_g$ ：平均の群速度および F ：吹送距離、であり、添字“*”は理想発達状態を意味する。ここで、風波のスペクトルおよび方向分布関数がそれぞれ JONSWAP スペクトルおよび $\cos^4 \theta$ 型関数で表わされると仮定すれば、 $\tilde{c}_g$ の近似的表現が可能となり、式(9)は次式になる。

$$\partial \epsilon^* / \partial t + 1.06 c_g(f_m) \partial \epsilon^* / \partial F = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} S \, d\theta df \quad (10)$$

ここに、 f_m ：スペクトルのピーク周波数および $c_g(f_m) (= g / 4\pi f_m)$ ： f_m に対応する群速度、である。式(10)は JONSWAP のパラメータ表示式が成立する比較的短い吹送距離の場合における風波の全エネルギーの発達を支配する方程式（鳥羽の発達方程式に相当する）であり、風波のエネルギーはピーク周波数に対応する群速度の 1.06 倍で伝播する。また、式(10)の右辺はの場合、JONSWAP で得られた全エネルギーと吹送距離の関係を満足するように決定することができる。一方、Yamaguchi and Holthuijsen が開発したパラメータ法（directionally decoupled hybrid model）の基礎方程式を誘導するため、式(8)を変形する。この方法は 1 地点での波浪を計算する方法であることから、 $dx/ds = \cos \theta$ 、 $dy/ds = \sin \theta$ により成分波の伝播経路を定めれば、式(8)は次式になる。

$$\partial E(f, \theta) / \partial t + \partial \{c_g E(f, \theta)\} / \partial s = S \quad (11)$$

ついで、式(11)を周波数について積分すれば、

$$\left. \begin{aligned} \partial E^*(\theta) / \partial t + \partial \{ \bar{c}_g(\theta) E^*(\theta) \} / \partial s &= G, \\ G &= \int_0^\infty S df, \quad E^*(\theta) = \int_0^\infty E(f, \theta) df, \quad \bar{c}_g(\theta) = \int_0^\infty c_g E(f, \theta) df / E^*(\theta) \end{aligned} \right\}$$

が得られる。ここに、 $E^*(\theta)$ ：方向別エネルギーおよび $\bar{c}_g(\theta)$ ：方向別平均群速度，である。そして発達段階の風波が JONSWAP の関係式で近似されることおよび方向分布関数が $\cos^4 \theta$ 型関数で表わされることを仮定すれば、式(12)の $\bar{c}_g(\theta)$ および G を評価することが可能となり、詳細は省略するが、式(12)は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \partial \varepsilon_\theta^* / \partial t + \partial \{ c_g(f_m) f(r) \varepsilon_\theta^* \} / \partial s &= 6.46 \times 10^{-7} (U_{10}^3 / g) \hat{\varepsilon}_\theta^{*0.3} \\ &\quad \cdot \exp[-0.26 / \{ \hat{\varepsilon}_\theta^* / (3.64 \times 10^{-3} - \hat{\varepsilon}_\theta^*) \}^{0.859}] \cos(\theta - \theta_w) \\ f(r) &= 0.309 r^{-0.144} + 1.666, \quad \hat{\varepsilon}_\theta^* = g^2 \varepsilon_\theta^* / U_{10}^4 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

ここに、 r ：peak shape parameter, U_{10} ：10 m 高度での風速, θ_w ：風向および ε_θ^* ：理想発達状態では ε^* に一致する各方向についての波のエネルギーパラメータ，である。式(13)は Yamaguchi らのパラメータ法の基礎式であり、 ε_θ^* が各方向ごとに式(13)から決定されれば、これに $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数を乗ずることにより風波に関する各方向の方向スペクトル密度成分を算出することができる。

3. エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪推算モデル

(1) source function

式(6)あるいは式(7)の source function は個々の物理過程の影響の重ね合わせから構成されており、Hasselmann によると、 S を構成する可能性がある各エネルギー発生・逸散項の和は、

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + S_5 + S_6 + S_7 + S_8 \quad (14)$$

である。ここに、 S_1 ：Phillips 機構による風波の発生項、 S_2 ：Miles 機構による風波の発達項、 S_3 ：非線型な波と大気との干渉による波の発達項、 S_4 ：波と乱れの干渉による波の発達項、 S_5 ：成分波間の非線型干渉によるエネルギー移流項、 S_6 ：海底の影響によるエネルギー減衰項、 S_7 ：逆風によるエネルギー減衰項および S_8 ：砕波などによるエネルギー減衰項，である。著者らのモデルで採用した各項は S_1 、 S_2 、 S_5 、 S_6 （海底摩擦によるエネルギー逸散項： S_{6f} および浸透によるエネルギー逸散項： S_{6p} ）， S_7 および S_8 項であり、 S_8 に相当する砕波項は別の方法で考慮した。

i) S_1 項：通常用いられる S_1 項は気流中の乱流圧力変動に対する海面の共鳴的応答により静水状態の海面に風波が発生するという Phillips の理論に基づいた線型的発生項であるが、従来提案されている Phillips 機構の表示式によると、発達の第1段階で低周波側にピークをもつ不自然なスペクト

ルが得られることや発生項は風波の初期段階でのみ有効に働くことを考慮に入れて、ここでは風速 2 m/s という微風速に対する Pierson-Moskowitz スペクトルおよび $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数から得られる方向スペクトルを初期値として与える方法を用いた。

ii) S_2 項: Miles はいったん発生した風波がしだいに発達してゆくと、大気と波との間のせん断流による不安定性が風波をさらに発達させるという理論を提出しているが、一方 Snyder らや Barnett らにより観測された風波の増幅率は Miles 理論で予測される値よりはるかに大きく、理論が不十分であるとされてきた。しかし、近年理論および計測技術の進歩とともに非線型干渉のような付加的影響をできるだけ除去した発達項の正確な評価が可能となっており、Dobson らや Snyder らの観測結果は定量的にも Miles の理論に近い値を与えるとのことである。そして、彼等の観測結果は次式で与えられる。

$$S_2 = \max [0, \beta_s], \quad \beta_s = 0.25 \times 2\pi f (\rho_a / \rho_w) \{ (U_5 / c) \cos (\theta - \theta_w) - 1 \} \quad (15)$$

ここに、 ρ_a および ρ_w はそれぞれ空気および水の密度である。しかしながら、この S_2 項を波浪推算法に組み込み、実際海域での波浪計算を行っても、おそらく非線型干渉項の表示法が十分でないためであろうが、観測結果に見られる波浪の急激な発達を再現できなかったので、実際のモデルでは非線型干渉項の影響が含まれるとされる Barnett の表示式、

$$S_2 = \max [0, \beta_B], \quad \beta_B = 5f (\rho_a / \rho_w) \{ (U_{19.5} / c) \cos (\theta - \theta_w) - 0.9 \} \quad (16)$$

を用いた。式(15)あるいは式(16)を用いると波速を通じて浅海性の影響が導入され、その結果、浅海部ほど同一風速に対して発達率が增大する。なお、Komen ら²⁶⁾は風波の発達特性を固定された高度での風速より摩擦速度 u_* により scaling することが重要であるという最近の研究成果と Snyder らの観測における代表風速が $U_{10} \approx 5 \text{ m/s}$ であることを考慮して、式(15)を u_* に変換した表示式で検討を進めている。 U_{10} と u_* の関係は、たとえば W_0 によれば、

$$u_*^2 / U_{10}^2 = (0.8 + 0.065 U_{10}) \times 10^{-3} \quad (17)$$

で近似的に与えられるから、 U_{10} が大きいほど u_*^2 / U_{10}^2 の値が増大し、 u_* / U_{10} の比を一定とした場合より u_* が大きく評価されることになり、前述の問題点を多少とも解決することができる。

iii) S_5 項: 前述のように、非線型干渉項の風波の発達に果たす支配的役割についての認識が確立し、その有効な数値積分法も開発されつつあるようであるが、ここでは Barnett によるパラメータ表示式を用いる。これは、対象とするスペクトル成分が他の成分へエネルギーを伝達する項と他の成分からエネルギーを受け取る項の 2 項から構成されており、次式で表わされる。

$$S_5 = \Gamma - \tau E(f, \theta) \quad (18)$$

ここに、 Γ : エネルギー伝達項および τ : 減衰時間, である。しかし, 式(18)と非線型干渉項の厳密な数値積分結果を比較すると, 両者は $r = 1$ に相当する Pierson - Moskowitz スペクトルの場合には比較的よく対応するが, $r > 1$ では式(18)はエネルギー受授項に対して粗い近似で $1/r$ 程度の値を与える。そこで, 著者らのモデルでは, $S_6 > 0$ の場合には式(18)を r 倍して用いた。なお, 浅海域では, Hertterich ら²⁷⁾ により示されたように, 式(18)とは異なる形で非線型干渉項の影響が現れるけれども, 浅海域での表示方法が明らかでないので, 深海域での表示式をそのまま用いた。

iv) S_6 項: Collins によれば, 海底摩擦によるエネルギー逸散は次式で近似される。

$$S_{6f} = -(C_f g / c^2 \cosh^2 kh) \langle u \rangle E(f, \theta) = -D_f E(f, \theta) \quad (19)$$

ここに, C_f は海底摩擦係数, u は底面流速および $\langle \rangle$ は集合平均を表わし, $\langle u \rangle$ は,

$$\langle u \rangle = \left[\int_0^\infty \{ E(f) g^2 k^2 / \sigma^2 \cosh^2 kh \} df \right]^{1/2} \quad (20)$$

である。摩擦係数 C_f は Jonsson の実験より $C_f = 0.005 \sim 0.5$ の定数とする。一方, Shemdin ら²⁸⁾ は Putnum の研究を基礎にして, 浸透によるエネルギー逸散関数を求めているが, 等方性浸透層および十分厚い浸透層を仮定すればそれは次式で表わされる。

$$S_{6p} = -(C_p k / \cosh^2 kh) E(f, \theta) = -D_p E(f, \theta) \quad (21)$$

ここに, C_p は浸透係数であり, 粗砂層に対し 0.0115 m/s および細砂層に対し 0.00124 m/s を与える。

v) S_7 項: 現在, 逆風によるエネルギー減衰機構はほとんど解明されていないので, 本モデルでは磯崎らにならい Miles 機構が逆向きに作用すると仮定して, Barnett の表示式を用いたが, ある周波数以下で有限値をもたないこの表示式では風向変化による波浪の減衰を十分再現できなかったので, 最終的には全周波数に対し正值をとる井上の式を採用した。

vi) S_8 項: 砕波などに伴うエネルギー減衰項として井上や DSA, さらに最近では Hasselmann や Komen らによる表示式が提案されているが, 本モデルでは, 従来のモデルのようにこれらの表示式を直接 source function に組み込むかわりに, 次の方法によって評価した。すなわち, Resio らに従い, 波浪は砕波によって平衡周波数スペクトルで与えられる以上のエネルギーを獲得できないことおよび方向分布関数は砕波によっても不変であることを仮定し, 各タイムステップごとに, 砕波の影響を考慮せずに計算した方向スペクトルに対し,

$$E_{new}(f, \theta) = E_{old}(f, \theta) \{ E_\infty(f) / E_{old}(f) \} \quad (22)$$

を適用する。ここに, $E_\infty(f)$ は平衡周波数スペクトルであり, また添字 "old" および "new" はそれぞれ砕波前および砕波後を示す。そして, $E_\infty(f)$ として次式で表わされる浅海域での平衡周波数ス

ベクトルを用いる。

$$\left. \begin{aligned}
 E_{\infty}^J(f) &= \alpha \eta (H_{1/3}/h) g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\{-1.25 (f/f_m)^{-4}\} \\
 &\quad \cdot \exp\{-(f-f_m)^2 / 2\sigma_{ab}^2 f_m^2\} \Phi(\omega_h) \\
 \Phi(\omega_h) &= \kappa^{-2} (1 + 2\omega_h^2 \kappa / \sinh 2\omega_h^2 \kappa)^{-1} \\
 \eta(H_{1/3}/h) &= \max\{1 - 0.582 (H_{1/3}/h) + 3.54 (H_{1/3}/h)^2, 1\}
 \end{aligned} \right\} \quad 23$$

ここに、 α ：平衡定数、 σ_{ab} ：peak shape parameter、 $H_{1/3}$ ：有義波高、 $\omega_h^2 = \sigma^2 h/g$ および $\kappa = gk/\sigma^2$ 、であり、添字“J”は JONSWAP スペクトルを意味する。式23はMARSENおよびAR-SLOEの観測データや北海における強風時での観測結果の解析から、Kitaigorodskiiら²⁹⁾の浅海域での高周波側に対する平衡周波数スペクトルとピーク周波数付近に対する JONSWAP スペクトルを組合せて提案されたTMAスペクトル³⁰⁾に、平衡定数が相対波高によっても変化するという著者ら³¹⁾の結果を付加したものである。ただし、式23を式22に実際上適用する場合には、 $f \geq f_m$ に対して式23が、一方、 $f < f_m$ に対して基本的には式23の指数関数部を $\exp\{-1.25\}$ としたものが用いられる。

結局、以上の各項を総合すれば、著者らのモデルにおける source function は順風状態 ($|\theta - \theta_w| < \pi/2$) の風波(i)およびうねり(ii)、と逆風状態 ($|\theta - \theta_w| \geq \pi/2$) (iii) に対してそれぞれ次式のように表わされる。

$$S = \begin{cases} \text{(i)} & \Gamma + (\beta_B - \tau - D_f - D_p) E(f, \theta) ; f > \delta f_{PM} \text{ and } E(f) \leq E_{\infty}^J(f) \\ \text{(ii)} & \Gamma - (\tau + D_f + D_p) E(f, \theta) ; f \leq \delta f_{PM} \text{ or } E(f) > E_{\infty}^J(f) \\ \text{(iii)} & \Gamma - (\beta_I + \tau + D_f + D_p) E(f, \theta) \end{cases} \quad 24$$

ここに、 δ ：補正係数 (0.8) および β_I ：井上による指数型増幅項、である。式24において、 $f \leq \delta f_{PM}$ の周波数領域では常にうねりになることおよび非線型干渉項が $\Gamma - \tau E(f, \theta) > 0$ の場合に $\tau \{\Gamma - \tau E(f, \theta)\}$ とすることが仮定されており、また、砕波によるエネルギー減衰は風波の状態(i)に対して生ずるものとする。

(2) 数値計算法

source function, 式24をもつエネルギー平衡方程式、式(7)の数値解は式(7)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、

$$\frac{\partial A(f, \theta)}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial y} + \frac{c_g}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial c}{\partial y} \cos \theta \right) \frac{\partial A(f, \theta)}{\partial \theta} = 0 \quad 25$$

$$dA(f, \theta) / dt = cc_g S \quad 26$$

を1ステップ内で交互に解く時間分割法により得られるが、式(25)の数値積分には特性曲線法の一つである piecewise ray method を、また式(26)の積分には解析解を使用する。すなわち、まず図-1に示すように、格子内点より n 時点に波向 θ で出発した波浪成分 $A(f, \theta)$ が $n+1$ 時点にエネルギーを失うことなく、初期データとして与えられた波向 θ_m をもって格子点に到達すると考える。その際波浪成分の通過経路、出発位置およびそこの波向は、

$$\left. \begin{aligned} dx/dt &= c_g \cos \theta, \quad dy/dt = c_g \sin \theta \\ d\theta/dt &= (c_g/c) \{ \sin \theta (\partial c / \partial x) - \cos \theta (\partial c / \partial y) \} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

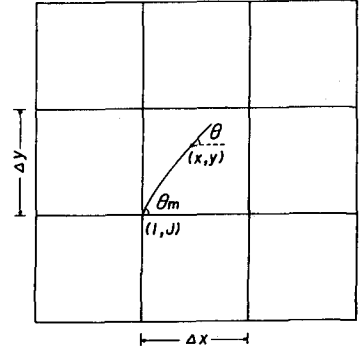


図-1 成分波の伝播方向の計算法

から逆屈折計算を行うことによりあらかじめ計算される。また、計算に必要な格子内点の諸量は格子点からの内挿によるが、とくに方向スペクトルに対しては数値分散を小さくするため、16点3次Lagrange内挿式を用い、他の諸量や3次式が適用できない境界近傍の点に対しては4点1次内挿式を適用した。と

ここで、格子内点での波向は屈折により格子点での波向と異なるので、格子点での方向スペクトルから格子内点での方向スペクトルを直接内挿することができない。そこで、格子内点での波向 θ をはさみ込む2つの波向 θ_i および θ_{i+1} に対して格子内点での方向スペクトルを内挿したのち、これを方向に関して次式のように線型内挿し、 cc_g で割ることにより波向 θ に対する $E(f, \theta_m)$ を算出した。

$$A(f, \theta_m) = A(f, \theta_i) + \{ A(f, \theta_{i+1}) - A(f, \theta_i) \} (\theta - \theta_i) / (\theta_{i+1} - \theta_i) \quad (28)$$

ついで、発達・減衰計算は各タイムステップの各格子点において伝播計算結果を初期値として解析解を使用して行われたが、方向スペクトルの積分値である周波数スペクトルの計算結果が式(23)で与えられる平衡周波数スペクトル値を越える場合には、方向分布関数の不変性を仮定した式(22)に従って碎波によるエネルギー減衰を考慮した。そして、以上のようにして各時間ごとに得られた方向スペクトルからそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} H_{1/3} &= 4 \left\{ \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta df \right\}^{1/2} \\ T_{1/3} &= 1.22 \left\{ \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) d\theta df / \int_0^\infty \int_0^{2\pi} f^2 E(f, \theta) d\theta df \right\}^{1/2} \\ \bar{\theta} &= \tan^{-1} \left\{ \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \sin \theta d\theta df / \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E(f, \theta) \cos \theta d\theta df \right\} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

により有義波高、有義波周期および平均波向を計算する。

4. 波浪推算法に対するモデルテスト

(1) 深海波浪推算モデル

波浪推算モデルの現地への適用に先だち、まず、単純な条件下でのモデルテストから波浪推算モデルの基本的挙動を検討する必要がある、SWAMP では7つの課題、Ⅰ) 自由伝播、Ⅱ) 理想的発達、Ⅲ) 斜め風による発達、Ⅳ) 半平面風による発達、Ⅴ) 前線に伴う風向急変場での発達、Ⅵ) 静止ハリケーンおよび移動ハリケーン、Ⅶ) directional relaxation (風向が 90° 急変したときの波浪の発達・減衰)、が与えられているが、ここでは紙数の都合上、Ⅱ)、Ⅴ) およびⅥ) について述べる。

図-2は海岸線に対して直角沖方向に $U_{10} = 20\text{m/s}$ ($u_* = 0.855\text{m/s}$) の一様風が矩形海域 ($1000\text{km} \times 1000\text{km}$) に吹送した場合 (Case Ⅱ) の海域中心線上での波特性の発達を、無次元吹送時間 ($\hat{t} = tg/u_*$) をパラメータに無次元全エネルギー ($\hat{\epsilon} = g^2\epsilon/u_*^4$) と無次元吹送距離 ($\hat{F} = gF/u_*^2$) の関係として図示したものであり、 $\hat{F} < 3 \times 10^6$ かつ fetch-limited な状態では $\hat{\epsilon}$ は $\hat{F}$ にほぼ比例し、いわゆる fetch law が満足されていることがわかる。しかし、duration-limited な状態から fetch-limited な状態へ移行する時間発達をみると、方向スペクトルは周波数に独立であることおよび発達過程のスペクトルは JONSWAP スペクトルにより表示されることを仮定して導かれる $\hat{\epsilon}$ と $\hat{t}$ の関係、いわゆる similarity law は成立せず、計算結果はより急激に発達する。これは、Miles 機構として Barnett の表示式を用いたためであり、Dobsonらの表示式によれば近似的にこの関係は満足される。しかし、前述のように後者の表示式によれば現地での風波の急激な発達を説明できなかったため、本モデルでは前者を用いている。

つぎに、矩形海域の対角線上の前線を境界としてこれより南側 (右側下方) では風向Sの風が、一方、前線上および北側 (左側上方) では風向Eの風がいずれも 20m/s で吹送した場合 (Case Ⅴ) の48時間後における波高ベクトル図を示したのが図-3である。この図によると、前線より下側の領域では北に向うにつれて吹送距離の増大とともに波高が増

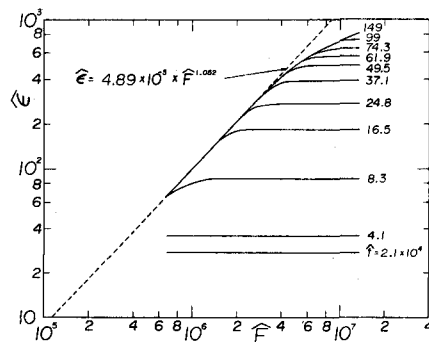


図-2 吹送距離に伴う全エネルギーの発達 (Case Ⅱ)

大しているが、対角線上の前線では逆風の影響により波高が若干減少するとともに波向がE方向に変化する。そして、この波向の変化は座標軸の原点に近づくほど大きく、新しい風向に波浪が応答することがわかる。また、前線より上側の領域では前線より離れるほど新しい風向であるE方向に近い波向をとる。

最後に、モデル化されたハリケーンに伴う渦状の風がその位置を保ったまま24時間吹送した場合 (Case Ⅵ-1) の波高の等値線分布を示したのが図-4である。このハリケーンの中心は $x = 650\text{km}$, $y = 1400\text{km}$ に位置し、その最大風速は $x = 680\text{km}$, $y = 1420\text{km}$ で 41.5m/s であるし、北半球

でのハリケーンをモデル化したため台風中心よりE～Nの範囲の風速が他の領域より大きい。また、初期状態および流入境界ではRossの台風モデルによる方向スペクトルの空間分布が与えられるものとする。さて、この図によると、波高の等値線は近似的に最大風速点を中心とした同心円状を示すので台風中心前方にある最大風速点がほぼ最大波高地点になるし、台風中心では風速がほとんど存在しないため波高も小さい。

(2) 浅海波浪推算モデル

ここでは、SWAMPにおけるCase IおよびCase IIの2課題に相当する浅海波浪モデルのテストを行い、波浪の伝播および発達に及ぼす底面摩擦項、浸透項および砕波項の表示法の影響を検討する。ただし、SWAMPのCase Iの目的は移流・伝播方程式の数値積分法の精度を検討することにあるから、本節での検討と若干目的を異にする。まず、図-5は $H_{1/3} = 1\text{ m}$ 、 $U_{10} = 20\text{ m/s}$ に対応するJON-SWAPスペクトルおよび $\cos^4\theta$ 型方向分布関数で与えられる方向スペクトルをもつ不規則波が海底勾配 $1/200$ をもつ一様勾配水域を伝播した場合の有義波高分布に及ぼす底面摩擦項および浸透項の影響を示したものであり、図が煩雑になるのを避けるため、図は2つに別けられている。さて、まず、屈折およびshoalingのみを考慮した標準ケースの有義波高は水深減少に伴って一度減少したのち増大するという規則波と同様の空間分布を示す。しかし、底面摩擦項を考慮すると、通常しばしば用いられる $C_f = 0.01$ を使用してもすでに浅水部における有義波高の増加傾向が消失し、 $C_f = 0.05$ の場合には浅水部で急激な波高減衰を示す。一方、浸透項の波高変化に及ぼす影響は細砂層に対応する $C_p = 0.00124\text{ m/s}$ の場合には小さいが、粗砂層に対応する $C_p = 0.0115\text{ m/s}$ の場合には底面摩擦項と同様に波高は浅水部ほど急減する。結局、 $C_f = 0.01$ および $C_p = 0.00124\text{ m/s}$ という標準的な係数値を使用する実際の計算においてこれらの項をすべて考慮した場合には、波高は水深が小さくなるにつれて単調減少することになる。

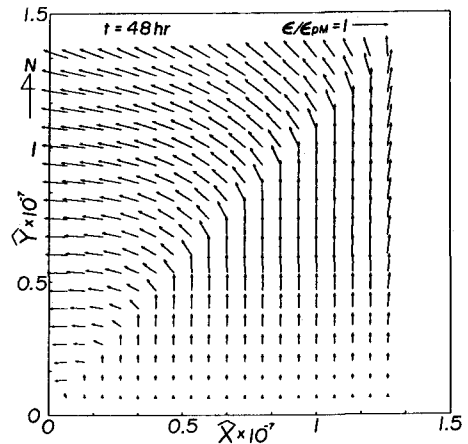


図-3 波高ベクトル図 (Case V)

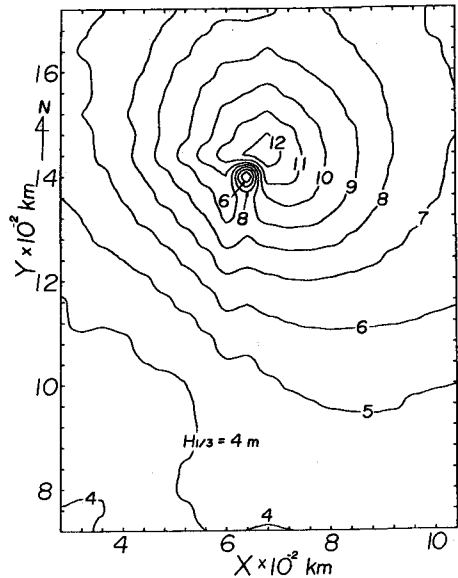


図-4 静止ハリケーン内における波高の等値線分布 (Case VI-1)

つぎに、有義波高の発達特性に及ぼす底面摩擦項、浸透項および平衡スペクトル形の影響を海底勾配 1/2000 の場合について示したのが図-6 である。この場合、平衡スペクトル形の影響を検討するため、式(23)において $\phi(\omega_h)$ と $\eta(H_{1/3}/h)$ の項を除いた深海波に対応する JONSWAP スペクトルも碎波項の評価に用いられている。さて、これらの結果によると、深海波に対応する平衡スペクトルを用いた場合には水深が減少しても波高は単調増加するのに対して、他の結果ではいずれもこの増加傾向が消失し、とくに水深 10 m をもつ吹送距離 $F = 180$ km 地点での波高が減少していることから、浅海部での波高に及ぼす平衡スペクトル形の影響が非常に大きいと言えよう。また、底面摩擦項の影響も底面摩擦係数の値がある程度以上になればかなり大きい。

以上、著者らの浅海波浪推算モデルに対する種々のモデルテストを深海および浅海の場合について実施した結果、とくに不合理な挙動は見出されなかったため、本モデルは整合性 (consistency) をもつと判断される。

5. 波浪推算モデルの適用性

ここでは、著者らが用いている海上風推定法の概要を述べるとともに、本モデルによって実施した波浪推算結果の考察から得られた佐渡島による波浪しゃへい効果、わが国太平洋岸および瀬戸内海西部海域における極大波の地域分布および台風時の大阪湾での波浪推算に関する研究成果を簡単に紹介する。

(1) 海上風の推定法

波浪推算モデルの適用にあたり、とくに、気象学に精通しない我々にとってまず頭を悩ませる問題は、いかに海上風を精度よく推定するかである。海上風の推定法として種々のものが提案されているが、波浪推算 (予知ではなく) を実施する立場から著者らが使用している方法は (i) 台風モデルによる方法、(ii) 実測風の平面内挿補間による方法³²⁾、(iii) 等圧線のスプライン関数近似に基づく方法³³⁾、の 3 つであり、後 2 者は著者らが開発したものである。まず、(i) は台風内の気圧分布を Meyer の式あるいは藤田の式などで仮定して算出した軸対称傾度風と台風の移動速度に伴う場の風とをベクトルの的に合成するとともに、これに海面での摩擦抵抗による適当な補正を施して海上風を推定する方法であり、高潮計算にひん

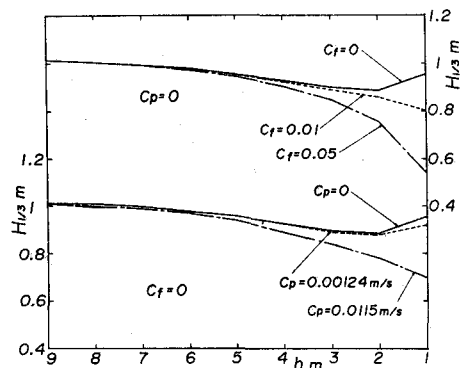


図-5 波高変化に及ぼす底面摩擦項および浸透項の影響

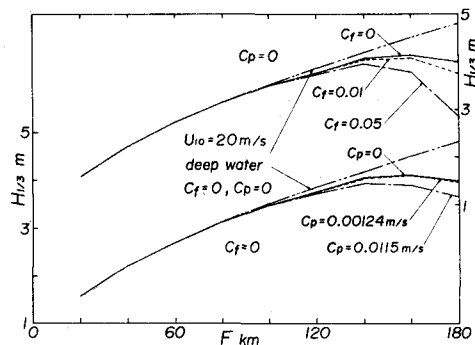


図-6 波浪の発達特性に及ぼす底面摩擦項、浸透項および平衡スペクトル形の影響

ばんに用いられてきた。この方法の特徴は、天気図から読み取った台風中心の位置、最低気圧および台風半径を一定時間ごとに与えさえすれば簡単に台風に伴う風場を再現できる点にあり、著者らの経験によれば、この方法は陸上地形の影響を受けない外洋で台風の影響が支配的である場合には比較的よい適用性をもつようである。(ii)は内海のように周辺海岸で多くの風速計記録が得られる場合、風速計設置点を結んで三角形網に分割した対象領域の各三角形領域に対し、線型内挿補間式を適用して格子点上の海上風を推定する方法であり、陸上風から海上風への変換が適切に行われるならばかなりの精度をもつ結果が得られる。しかし、最大の問題は、出来るだけ陸上地形の影響を受けない風資料を入手する必要がある、という点にある。(iii)は等圧線をスプライン関数近似して等圧線の曲率半径と接線角を算出するとともに、格子点に内挿した気圧値データのスプライン関数近似から気圧傾度を求めることにより傾度風やさらに海上風を推定する方法であり、スプライン関数を利用して曲率半径などの推定精度をあげた点や作業を自動化した点を除いて従来の天気図解析法と基本的には同じである。この方法は、傾度風を推定するものであるから、季節風時のように風場の定常性の仮定がある程度妥当である場合に適用可能である。また、気圧場の非定常性を考慮する方法の1つに Bijvoet の方法³⁴⁾がある。

(2) 佐渡島による波浪しゃへい効果

冬季季節風時の日本海では異常波浪により海岸波浪災害が頻発するけれども、酒田から富山にかけての北陸海岸では佐渡島によって外洋で発生・発達した波浪がしゃへいされる領域が存在するので、そこでは波浪災害も軽減されていると考えられる。そこで、本節では、日本海沿岸に過去数十年の間で最大級の波浪をもたらした1970年1月～2月の季節風を対象とした波浪追算から、このしゃへい効果を評価した結果について述べる。用いた波浪推算モデルは深海波に対するものであるが、岸側から数km離れた浅水部での波浪観測結果と岸から10km～40km離れた深海での計算結果とを比較するにあたり、計算結果に水深の影響を近似的に考慮するため、波高計設置点に相当する格子点にのみ波高計設置水深を与え浅海平衡周波数スペクトルにより浅海性砕波の影響を評価する計算も実施した。波浪追算は計算機の制約から2段階に分けて行われた。まず、第1段階では、図-7に示す日本海全域(大領域)に、前述の(iii)の方法で推定した海上風分布を与えて計算を行

い、金沢港および福井港での観測結果と比較した結果、浅海性砕波を考慮した計算結果は観測結果とよい対応を示した。ついで、第2段階では、図-8に示された北陸海岸域(小領域)に対し、能登半島と秋田を結ぶ線上に大領域で計算された方向スペクトル値を流入境界条件として入力することにより小領域での波浪の発達・減衰計算を実施した。計算結果と

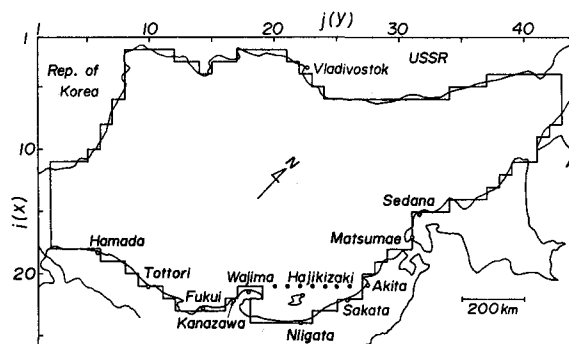


図-7 日本海に設けた格子網(大領域)

観測結果の比較を示した図-9によれば、酒田港を除く地点では、外洋の場合と同様に浅海性砕波を考慮した計算結果が観測結果とよく一致している。図-10は小領域に佐渡島が存在する場合と存在しない場合の北陸海岸に沿う波高分布を海岸から10km沖合の計算結果から3時点において図示し、佐渡島の波浪しゃへい効果を検討したものである。この季節風時にはNW方向の風が卓越したため、佐渡島の波浪しゃへい効果は季節風の最盛期(31日18時)には直江津～新潟間に現れるが、減衰期(2日0時)には低気圧の移動に伴って風向がややN寄りになることから、しゃへい領域も糸魚川～新潟間へと若干変化する。そして、佐渡島の波浪しゃへい効果に伴う波高の減少量は最盛期で1.5～2m、減衰期で2.5mというように、波高が小さい減衰期においてしゃへい効果がより有効に作用するのは興味深い。

(3) 太平洋岸における台風発生極大波の推定

わが国太平洋岸では台風によって発生した巨大な波浪が来襲するので、その最大規模を適切に把握することは海岸防対策や海岸・港湾構造物の計画・設計に必須の課題である。本節の研究成果は、こうした観点から過去約50年間に台風によって発生した最大級の波浪(台風発生極大波)の地域分布を波浪推算法に基づいて推定しようとしたものである。ま

ず、深海波浪推算モデルの適用性を検討するために、図-11の太枠で囲まれた海域を近年通過し、観測結果が比較的豊富に得られている8013号など4台風について台風モデルから1時間ごとに海上風を与えることにより波浪追算を実施した。図-12は高知沖における外洋波浪の観測結果と計算結果とを比較した1例を示したものである。これによると、計算結果はピーク付近で観測結果より若干大きい。全体的にみて良好な対応が見出される。そして、他の3台風を含めた比較から、台風の強い影響下にある地点での波浪は本モデルによりかなりの精度をもって推定されると結論された。

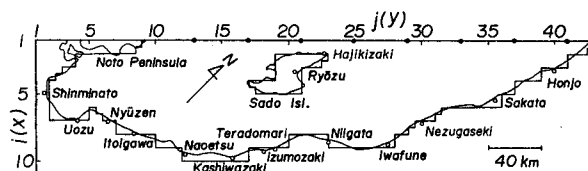


図-8 北陸海岸に設けた格子網(小領域)

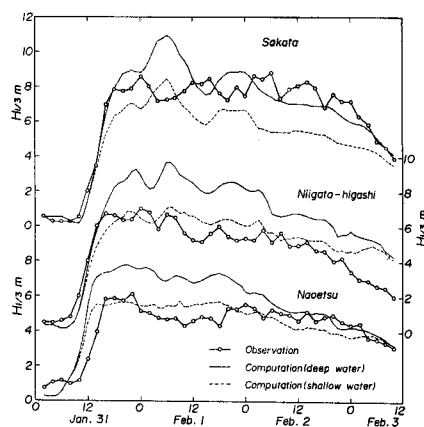


図-9 有義波高の計算結果と観測結果との比較(小領域)

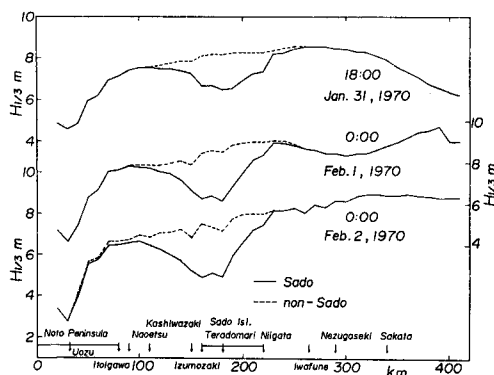


図-10 佐渡島の波浪しゃへい効果

つぎに、過去約50年間の台風資料から太平洋岸に最大級の波浪をもたらしたと考えられる8台風（室戸台風、枕崎台風、ルース台風、狩野川台風、伊勢湾台風、第2室戸台風、6523号、6524号）を対象として図-11の全領域で同様の方法により波浪追算を実施した。そして、台風時の波浪追算にあたっては、各計算格子点における最大有義波高を抽出したのち、さらにこれらから8台風期間中における最大有義波高の空間分布図を作成し、これを過去約50年間における台風発生極大波の地域分布の推定結果とした。この結果によれば、極大波高の最大域は沖縄南東、紀伊半島沖および東海地方南方約600kmの海域であり、波高および周期の最大値はそれぞれ18mおよび16s程度である。図-13は上述の結果から作成したわが国太平洋岸に沿う極大波の沿岸分布（海岸より約80km沖合）を示したものであり、これから10m以上の高波高域は九州南岸から関東沿岸に至る広い範囲に分布しており、とくに潮岬近傍では15mを越えることや極大波の波向はSW～SEの約90°の区間にあるが、わが国沿岸ではSW～Sに限られることがわかる。

(4) 瀬戸内海西部海域における極大波の推定

本研究も(3)と同様な立場から図-14に示した瀬戸内海西部海域における季節風および台風による極大波の推定を試みたものである。さて、太平洋と接

続する内海での波浪は、季節風時にはその卓越波向がN～W方向であることから外洋より侵入する波浪の影響をあまり受けないと考えられるけれども、台風時には、外洋波浪の影響を強く受けるので、内海における波浪の推定に際しても外洋での波浪追算結果を考慮した計算が必要になる。そこで、ここでは、季節風時には図-14の対象海域のみで、一方台風時には、前述の図-11に示した大

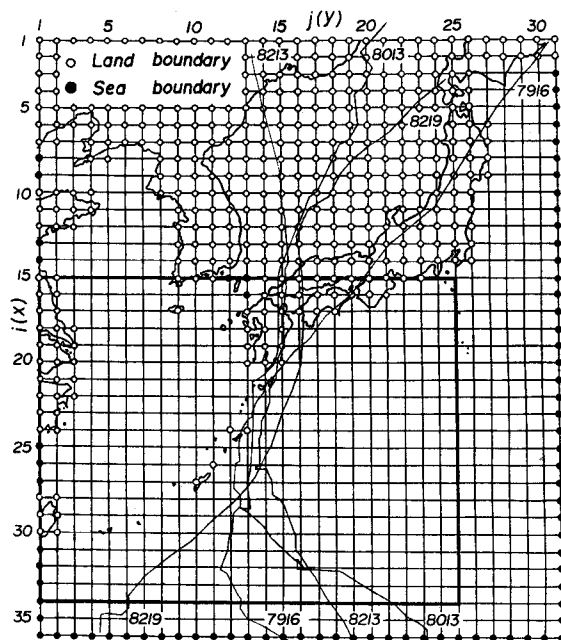


図-11 太平洋に設けた格子網（大領域）

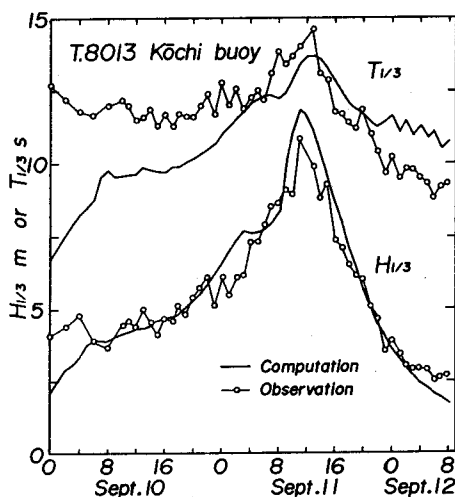
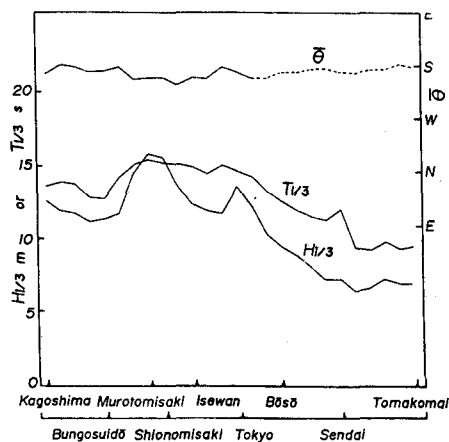


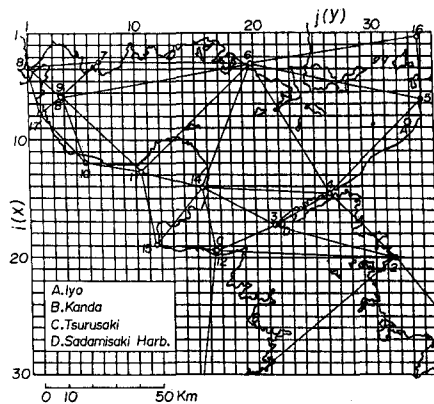
図-12 有義波の計算結果と観測結果との比較（大領域）

領域（太枠の領域）および対象領域の２段階で波浪追算を実施した。この場合、台風時の波浪追算は台風モデルに基づく深海波浪推算モデル（深海台風モデル）により、また、季節風時の波浪追算は風観測結果の平面内挿補間から海上風を推定した深海波浪推算モデル（深海実測風モデル）により行われた。そして、近年の４台風および３季節風に対する計算結果と観測結果の比較から、台風の影響が卓越する地点での波浪は深海台風モデルによってもある程度再現されることおよび季節風時の波浪は深海実測風モデルにより十分な精度で推定されることなどが明らかになった。

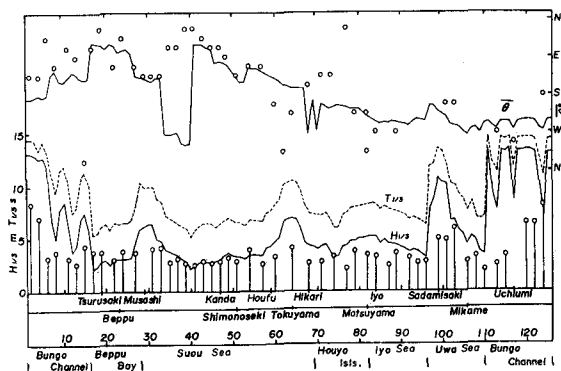
つぎに、過去約５０年間の全台風経路図と対象海域沿岸各地の風資料を勘案して抽出した対象海域に極大波浪を発生させたと考えられる４５１６号（枕崎台風）など合計９台風と約２５年にわたる伊予における波浪観測結果などの検討から最大波高（極値統計解析によれば、約５０年確率波高に相当）を発生させた季節風を含む３季節風について波浪追算を実施し、各気象擾乱期間中の全格子点における最大有義波高を算出するとともに、これらを合成して、全気象擾乱中に発生した最大有義波高の地域分布を推定した。図－１５はこれから作成した極大波高の沿岸分布と沿岸各地の海岸・港湾構造物に対する主な設計波高とを比較したものであり、この図から極大波高は国東半島北西部など一部の地域を除いてほぼ台風によってもたらされたこと、豊後水道、国東半島東部および徳山付近の極大波高は外洋からの伝播波浪により、それ以外の地域では内海発生波によりもたらされたこと、および極大波高の沿岸分布と設計波高の沿岸分布は定性的には対応するが、外洋波浪



図－１３ 台風発生極大波の沿岸分布（大領域）



図－１４ 瀬戸内海西部海域に設けた格子網（小領域）



図－１５ 極大波高および設計波高の沿岸分布（小領域）

の影響を受ける地域では設計波高が極大波高に比べてやや小さい、ことなどがわかった。

(5) 浅海波浪推算モデルの大阪湾への適用性

外洋における波浪推算では格子間隔数十km以上をもつ計算格子網が用いられるので、陸上に最も近い格子点でも深海域となり、浅海モデルの適用性を検討することが困難である。そこで、ここでは、外洋から侵入する長周期波浪の変形の影響が大きい水深の浅い内湾として大阪湾をとりあげ、台風時の波浪追算から浅海モデルの適用性を検討した結果について述べる。

波浪追算の対象とした台風は近年大阪湾南部を通過した7916号であり、波浪追算は図-11に示す大領域、四国・紀伊水道沖に設けられた中領域および図-16に示す紀伊水道-大阪湾海域(小領域)の3段階で境界での計算結果を接続しながら行われた。この場合、使用した波浪推算モデルは前二段階では深海台風モデル、また、最終段階では深海実測風モデルおよび浅海実測風モデルである。図-17はMT局における観測結果と浅海および深海モデルのそれぞれに対して友ヶ島水道のうち、由良瀬戸のみを開口部とした場合と加太瀬戸をも開口部とした場合(ただし、開口幅を考え、入射波エネルギーの50%のみが大阪湾内に流入すると仮定)の計算結果とを比較したものであり、いずれのモデルによる計算結果も発達期後半からピークにかけて観測結果よりやや小さい結果を与えるものの、観測結果とかなりよく一致している。つまり、このことは友ヶ島水道を通して大阪湾に入射するうねりはMT局の波高にあまり寄与していないことを意味している。なお、MT局は湾内発生波の規模に

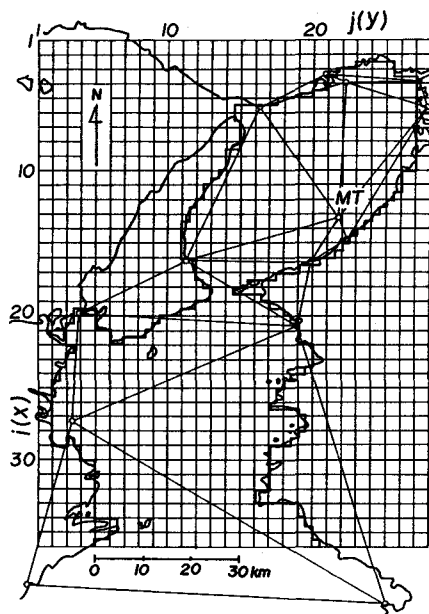


図-16 紀伊水道-大阪湾海域に設けた格子網(小領域)

比べて水深が大きいので、浅海性砕波の影響はそれほど顕著でない。図-18は、MT局における周波数スペクトルの比較を示したものであり、いずれのモデルも湾内発生波に伴う高周波側のピークをうまく再現している。一方、外洋から侵入したうねりによって生じた低周波側のピークに対しては、深海モデルはいずれも観測結果を全く説明できない。つまり、深海モデルは屈折の影響を含まないので、友ヶ島水道を通して侵入する波浪は直進し、MT局にほとんど到達しない。これに対し、浅海モデルによる低周波側のエネルギーは深海モデルに比べてはるかに大きいけれども、由良瀬戸のみを開口部とした場合には依然として十分でなく、観測結果を定量的に説明するためには加太瀬戸をも開口部とする必要がある。以上の考察から、浅海モデルは深海モデルでは再現できない外洋からの長周期侵入波浪の変形を適切に評価するので、スペクトルを含む詳細な波浪特性を精度よく推定するためには浅海モデルを使用

する必要があると言えよう。

6. おわりに

本小論では、波浪推算法の現状および著者らによる浅海波浪推算モデルとその適用例を主として未発表の研究成果に基づいて述べてきた。本文の執筆前にはあれこれ書こうといろいろ思い浮ぶことが多かったけれども、実際に書き進めると、著者の準備不足や紙数の制約のため内容が中途半端なものに終始してしまった。とくに、著者らのパラメータ法については、波浪推算法を統一的に説明するために、風波の発達段階におけるエネルギーの発達式のみを記述しただけでうねりの計算法と結合した実際のモデルの解説を省略したし、また、ここで述べた波浪推算法はあまりに長い計算機の使用時間を必要とするという反省から近年新しく提案されているより単純な波浪推算モデル³⁵⁾についても触れることができなかった。

波浪推算モデルを開発し、その適用性を検証していく場合に痛感することは、波の発達・減衰機構や非線型干渉など個々の現象の難解さや不明確さに加えて海上風の推定精度の不十分さや広域的な波浪観測資料の不足、という常識的な問題であり、今後ともこうした点を改良するための努力が必要である。

最後に、著者を波浪推算法の研究へと導いて下さった京都大学防災研究所土屋義人教授に謝意を表するとともに、資料の整理、図の作成および原稿の清書に協力戴いた畑田佳男助手、大福学技官および大学院生の日野幹雄君に感謝するしだいである。なお、以下に掲げる参考文献では合田、光易および磯崎による解説の中で引用された文献を除外している。

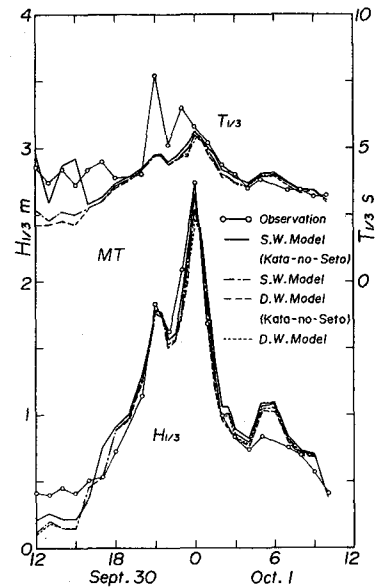


図-17 有義波の計算結果と観測結果との比較（小領域）

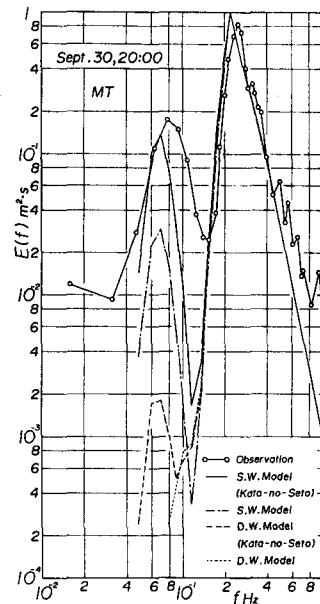


図-18 周波数スペクトルの計算結果と観測結果との比較（小領域）

参 考 文 献

- 1) 井島武士 (1968) : 1968年度水工学に関する夏期研修会講義集, 68-02.
- 2) 合田良実 (1970) : 1970年度水工学に関する夏期研修会講義集, 70-01.
- 3) 光易 恒 (1980) : 1980年度水工学に関する夏期研修会講義集, 80-B-5.
- 4) 磯崎一郎 (1976) : 第23回海岸工学講演会 — シンポジウム — , 10-19.
- 5) 磯崎一郎 (1983) : 沿岸海洋研究ノート, 20-2, 164-175.
- 6) Cardone, V. J. et al. (1976) : Jour. Petro. Tech., 261, 385-394.
- 7) Golding, B. (1978) : NATO Conf. Series V, Air-Sea Interaction, 1, 593-606.
- 8) Cavaleri, L. and P. M. Rizzori (1978) : ibid., 629-645.
- 9) Darras, M. (1981) : International Conf. on Wave and Wind Directionality with Applications to the Design of Structures, 171-193.
- 10) Sand, S. E. et al. (1981) : ibid., 403-424.
- 11) Resio, D. T. and C. L. Vincent (1977) : Rept. Hydr. Lab., WES, Miscellaneous Paper, H-77-9, 1-53.
- 12) 山口正隆・土屋義人 (1981) : 高潮の発生機構とその極値に関する研究, 文部省科学研究費自然災害特別研究研究成果, No. A-56-4, 68-80.
- 13) 山口正隆ほか (1984) : 第21回自然災害科学総合シンポジウム講演要旨集, 197-200.
- 14) Young, I. R. and R. J. Sobey (1980) : 7th Australasian Hydr. and Fluid Mech. Conf., 1-4.
- 15) 山口正隆ほか (1984) : 第31回海岸工学講演会論文集, 123-127.
- 16) Resio, D. T. (1981) : Jour. Phys. Oceanogr., 11, 510-525.
- 17) Golding, B. (1983) : Quart. Jour. Royal Met. Soc., 29, 393-416.
- 18) Sanders, J. W. (1976) : Deuts. Hydrogr. Zeit., 29, 136-161.
- 19) Yamaguchi, M. and L. Holthuijsen (1982) : 未発表
- 20) Uji, T. (1984) : Jour. Oceanogr. Soc. Japan, 40, 303-313.
- 21) Jansen, P. A. E. M. and G. J. Komen (1984) : Jour. Geophys. Res., 89, C3, 3635-3654.
- 22) Willebrand, J. (1976) : Jour. Fluid Mech., 70, 113-126.
- 23) Mathiesen, M. (1984) : Sympo. on Description and Modelling of Directional Seas, C-6-1-8.
- 24) Brink-Kjaer (1984) : ibid., C-7-1-12.
- 25) 山口正隆ほか (1985) : 土木学会論文集, 357/II-3, 187-195.
- 26) Komen, G. J. et al. (1984) : Jour. Phys. Oceanogr., 14, 1271-1285.

- 27) Herterich, K. and K. Hasselmann (1980) : Jour. Fluid Mech., 97, 215-224.
- 28) Shemdin, O. H. et al. (1978) : N A T O Conf. Series V, Air-Sea Interaction 1, 347-372.
- 29) Kitaigorodskii, S. A. et al. (1975) : Jour. Phys. Oceanogr., 5, 410-422.
- 30) Bouws, E. et al. (1985) : Jour. Geophy. Res., 90, C 1, 975-986.
- 31) 山口正隆・土屋義人(1980) : 愛媛大学紀要, 第Ⅲ部工学, 9-3, 299-321.
- 32) 山口正隆ほか(1981) : 第28回海岸工学講演会論文集, 168-172.
- 33) 山口正隆ほか(1984) : 第31回海岸工学講演会論文集, 128-132.
- 34) 光田ほか(1983) : 京大防災研年報, 26B-2, 587-598.
- 35) たとえば, Schwab, D. J. et al. (1984) : Jour. Geophys. Res., 89, C 3, 3586-3592.