

波の方向性を考慮したパラメータ波浪推算モデル
—格子点法の場合—

愛媛大学工学部 正員 山口 正隆
愛媛大学大学院 学生員○早川 淳

愛媛大学工学部 正員 畑田 佳男
㈱富士通鳥取 Sy.Eng. 足立 徹

1. 緒言：従来のハイブリッドパラメータ波浪推算モデルは波向に対して平均波向いう単一のパラメータを使用しているため、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いるという立場から、著者らは風波の発達を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算出する新しいハイブリッドパラメータ波浪推算モデル (DHYP- I) を提案した。これは1地点の波浪推算を目的とした、いわゆる1点法に基づいているので、波浪の平面分布を推定するには不便であった。そこで、本研究では、DHYP- I と同様の考え方に立脚した格子点法に基づくパラメータ波浪推算モデルを新たに開発しようとするものであり、ここでは、SWAMPのCase II および III のテスト課題に対する計算結果の考察からモデルの基本的特性を調べる。

2. DHYP- II の概要：DHYP- II で用いられる基礎方程式は、DHYP- I と同様、風波およびうねりに対して次式である。

$$\frac{\partial E^*(\theta)}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial f(\gamma) Cg(f_m) E^*(\theta)}{\partial x} + \sin\theta \frac{\partial f(\gamma) Cg(f_m) E^*(\theta)}{\partial y} = G(\varepsilon^*) D^*(\theta) \cos(\theta - \theta_w) \quad (1)$$

$$\frac{\partial E(f, \theta)}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial CgE(f, \theta)}{\partial x} + \sin\theta \frac{\partial CgE(f, \theta)}{\partial y} = G(f, \theta) \quad (2)$$

ここに、 $E^*(\theta)$ ：理想発達状態における方向別エネルギー、 f_m ：ピーク周波数、 $Cg(f_m)$ ： f_m に対応する群速度、 γ ：ピーク増幅係数、 ε^* ：全エネルギー、 $D^*(\theta)$ ：方向分布関数、 $G(\varepsilon^*)$ ：方向別エネルギーに関する source function、 θ_w ：風向、 Cg ：成分波の群速度、 $G(f, \theta)$ ：順風状態における非線形干渉項および逆風状態における非線形干渉項と逆風減衰項、であり、“*”は理想発達状態を意味する。

また、DHYP- I の最大の問題点は各波向線上の計算点で風波の全エネルギーを $\cos^4 \theta$ 型方向分布関数を用いて推定する点にあり、全エネルギーを必ずしも正しく評価しない。一方、DHYP- II では各格子点で方向別エネルギーが全方向について得られるので、これらの全エネルギーや方向別エネルギーの方向分布が合理的に計算される。実際計算では、各方向に対し $0.6 f_m \sim \infty$ 間の方向スペクトルの和から評価した風波の方向別エネルギー $E^*(\theta)$ を初期値として、式(1)を第2次風上差分法で解くことにより方向別エネルギーの発達を求めるという計算を全方向について繰り返す。ついで、方向別エネルギーの和から風波の全エネルギーおよび方向分布関数を求めたのち、全エネルギーで表示したスペクトルパラメータ式から JONSWAP スペクトルを算出し、方向分布関数との積を取ることで、風波の方向スペクトルを推定する。一方、風速・風向が変化して過発達状態になった方向スペクトル成分や逆風状態にある方向スペクトル成分をうねりと定義し、piecewise ray method により式(2)を数値積分して、うねりの伝播・減衰を求める。そして風波およびうねりの方向スペクトルを単純に加えて波浪の方向スペクトルとする。以上の計算を時間的に積み重ねていけば、方向スペクトルの時空間変化が推定されることになる。

3. SWAMPの課題に対する検証テスト：(1) 一様風による風波の発達

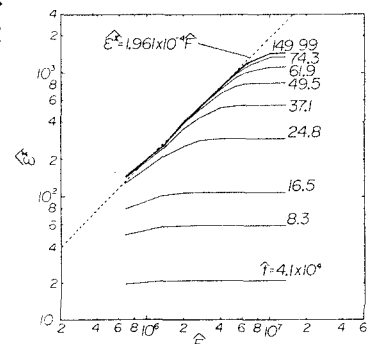


図-1

特性：このケースは無限に長い海岸線直角方向に風速 $U_{10}=20\text{m/s}$ (摩擦速度 $U_* = 0.855\text{m/s}$)の一樣風が吹送する場合の発達特性を検討するものである。ここでは、格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 50\text{km}$ で 5×23 に分割した $200\text{km} \times 1100\text{km}$ の領域を対象として計算を行った。ただし、「無限に長い海岸線」という条件を満足させるために、 $y = 100\text{km}$ の x 方向格子点上でのみ計算を行い y 方向に一樣とした。図-1は無次元全エネルギー $\hat{\varepsilon} (=g^2 \varepsilon / U_*^4)$ と無次元吹送距離 $\hat{F} (=gF / U_*^2)$ を無次元吹送時間 $\hat{t} (=gt / U_*^2)$ をパラメータとして示したものであり、 $\hat{\varepsilon}$ はfetch-limitedな状態では $\hat{F}$ にほぼ比例し、fetch-lawを近似的に満足する。また、図-2は無次元ピーク周波数 $\hat{\omega} (=U_* f_m / g)$ と $\hat{F}$ の関係を $\hat{t}$ をパラメータとして示したものであり、 $\hat{F} \leq 6 \times 10^6$ ではshort-fetch relation をほぼ満足する。一方、図-3および図-4は $\hat{\varepsilon}$ および $\hat{\omega}$ と $\hat{t}$ の関係を $\hat{F}$ をパラメータとして与えたものである。 $\hat{\varepsilon}$ および $\hat{\omega}$ はモデルの構成に使用したパラメータ関係式を近似的に満足するが、 $\hat{\varepsilon}$ の計算結果はパラメータ関係式よりやや小さい。

(2) 斜め一樣風による風波の発達特性：このケースは、

$\Delta x = \Delta y = 50\text{km}$ で 21×21 に分割した $1000\text{km} \times 1000\text{km}$ の正方領域に、 $U_{10} = 20\text{m/s}$ 、風向 45° の斜め一樣風が吹送する場合の計算であり、風上側の境界は陸上、風下側の境界は流出境界とする。図-5は $U_* = 0.855\text{m/s}$ の場合のfully-developed sea に相当する全エネルギー $\varepsilon^*_{MPM} (=7.9566\text{m}^2)$ で無次元化した全エネルギー $\varepsilon / \varepsilon^*_{MPM}$ の等値線分布およびこれと平均波向で作られるエネルギーベクトル図(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 $\hat{x} = g x / U_*^2$ および $\hat{y} = g y / U_*^2$ である。これによると、波浪は風向に対する対岸距離が増大するほど発達し、波浪場も対角線に関して対称である。また、波向は対角線上では風向と一致するが、対角線上から陸上境界方向に向うにつれて、波浪の伝播距離が方向に関して偏りを持つため、波向は対角線から離れる方向に変化する。

図-6はfully-developed sea に相当するスペクトルのピーク周波数 $f_{MPM} (=0.0596\text{Hz})$ で無次元化したピーク周波数 f_m / f_{MPM} の等値線分布であり、その形状は $\varepsilon / \varepsilon^*_{MPM}$ の等値線分布と同様な挙動を示している。以上のように、理想的発達条件および斜め一樣風に対する波浪の計算結果は、それ

それぞれfetch-law およびsimilarity-lawを近似的に満足し、また、波の伝播距離の方向非対称性に対応した空間分布を示すことから、DHYP A-IIはDHYP A-Iと同様に、単純な風の場合における波浪の発達に対し、合理的な結果を与えることが確認される。

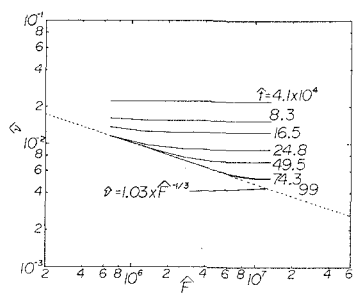


図-2

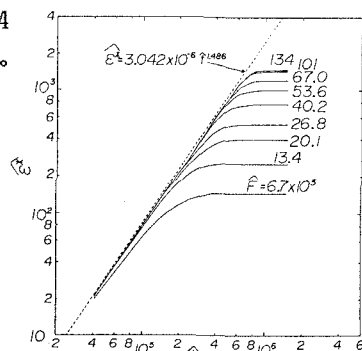


図-3

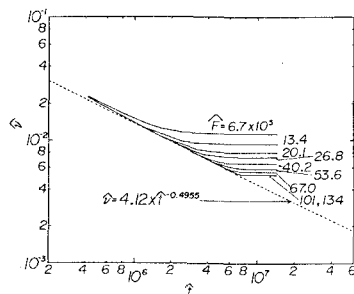


図-4

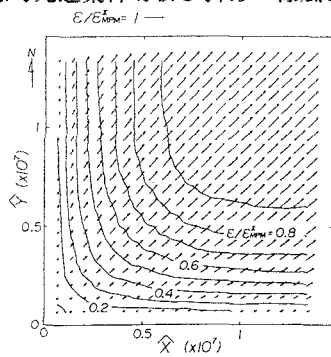


図-5

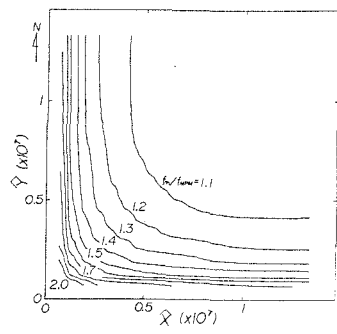


図-6