

河口における不規則波の変形計算

山口 正隆*・畑田 佳男**・日野 幹雄***・細野 浩司***

1. 緒 言

強い流れが存在する感潮河川の河口では、外海から侵入する波浪と潮汐流や河川流などとの干渉効果や海底地形変化により波浪が複雑に変形し、船舶の航行に障害をもたらしたり、河口閉塞などの漂砂問題をひきおこすので、その変形特性を究明することはこの種の問題を解決する上で重要な課題であり、たとえば Battjes¹⁾ (1982) および González²⁾ (1984) らにより河口や入江における波浪観測結果の解析が行われてきた。しかし、これらの解析は平行等深線地形を対象とした簡単な1次元モデルに基づいているにすぎず、より詳細な解析のためには方向スペクトルの変形を考慮した2次元モデルを用いる必要がある。

ところで、任意の流れと海底地形変化が同時に存在する場合の不規則波の変形計算モデル(2次元モデル)は、酒井・小関・岩垣³⁾ (1981), Mathiesen⁴⁾ (1984) および Brink-Kjaer⁵⁾ (1984) らにより提案されてきた。また、著者ら⁶⁾ (1985) も wave action 波数スペクトルの保存則に基づく数値モデルを開発したが、数値モデルの妥当性を解析解との比較から検討するという立場から、具体的な計算例は平行等深線地形に1次元流れが存在するという単純な場合に限られていた。そこで、本研究では、ひきつづき前論文とは異なる1次元および2次元流れ場における波浪変形計算結果と解析解との比較から著者らの変形計算モデルの妥当性をより明確にしたのち、モデル化した河口流場における波浪変形計算を実施して河口付近における波浪の変形特性を考察しようとするものである。

2. 不規則波浪の変形計算モデル

(1) 基礎方程式

Willebrand⁷⁾ (1975) によれば、流れおよび海底地形変化が存在する場合の wave action 波数ベクトル $\phi = E(k_x, k_y)/\sigma_m$ の保存則はエネルギー逸散が無視される

場合には次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{dy}{dt} \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{dk_x}{dt} \frac{\partial \phi}{\partial k_x} + \frac{dk_y}{dt} \frac{\partial \phi}{\partial k_y} = 0 \quad (1)$$

ここに、

$$\frac{dx}{dt} = c_g \cos \theta + U, \quad \frac{dy}{dt} = c_g \sin \theta + V \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dk_x}{dt} &= \frac{\partial k_x}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \left(\frac{\partial k_x}{\partial x} \right) \\ &\quad + (c_g \sin \theta + V) \left(\frac{\partial k_x}{\partial y} \right) \\ &= -(gk^2 \operatorname{sech}^2 kh/2\sigma_m) (\partial h / \partial x) \\ &\quad - k_x (\partial U / \partial x) - k_y (\partial V / \partial x) \\ \frac{dk_y}{dt} &= \frac{\partial k_y}{\partial t} + (c_g \cos \theta + U) \left(\frac{\partial k_y}{\partial x} \right) \\ &\quad + (c_g \sin \theta + V) \left(\frac{\partial k_y}{\partial y} \right) \\ &= -(gk^2 \operatorname{sech}^2 kh/2\sigma_m) (\partial h / \partial y) \\ &\quad - k_x (\partial U / \partial y) - k_y (\partial V / \partial y) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

であり、 $E(k_x, k_y)$: 波数スペクトル, $k_x = k \cos \theta$, $k_y = k \sin \theta$: 波数成分, k : 波数の絶対値, θ : 波向 (wave orthogonal の方向), σ_m : 流れに相対的な角振動数, c_g : 群速度, U および V : 流れ成分, g : 重力の加速度, h : 水深, である。また、固定座標系から見た角振動数 σ は、波数成分 (k_x, k_y) をもつ波が流速成分 (U, V) をもつ流れに乗って伝播している場合、次式で与えられる。

$$\sigma = \sigma_m + k_x U + k_y V \quad (4)$$

そして、 σ_m は微小振幅波理論を仮定すれば、

$$\sigma_m^2 = gk \tanh kh \quad (5)$$

である。

式(1)は各波数成分あるいは周波数方向成分ごとに式(2)および(3)で定義される特性曲線 (wave ray) 上で $\phi = \text{const}$ が成立することを意味するので、これを周波数方向空間で表わせば、

$$w(f, \theta) = (c_g + U \cos \theta + V \sin \theta) E(f, \theta) / (2\pi k \sigma_m) = \text{const} \quad (6)$$

になる。ここに、 $w(f, \theta)$: wave action 方向スペクトル, $E(f, \theta)$: 方向スペクトル, f : 周波数, である。式(6)において解が存在するためには、

$$c_g + U \cos \theta + V \sin \theta > 0 \quad (7)$$

* 正 会 員 工 博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科

** 正 会 員 工 修 愛媛大学助手 工学部海洋工学科

*** 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科

が成立しなければならない。つまり、式(7)は波が流れに逆って伝播できる範囲を表わす。そして、任意地点における方向スペクトルの算出式は、

$$E(f, \theta) = \left(\frac{k}{k_0} \right) \left(\frac{c_{g0}}{c_g + U \cos \theta + V \sin \theta} \right) \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0} \right) \cdot E_0(f, \theta_0) \dots\dots\dots (8)$$

として導かれる。ここに、添字‘0’は流れが存在しない場所を意味する。ついで、平行等深線地形に流れ $(U(y), V(y))$ が存在する場合を考えると、現象は x 方向に変化しないので、波数の非回転条件より、

$$k \cos \theta = k_0 \cos \theta_0 = \text{const} \dots\dots\dots (9)$$

という流れおよび海底地形変化が存在する場合の Snell の法則が導かれる。したがって、この場合には、式(2)および(3)を解くかわりに、式(4)、(5)および(9)から任意地点での波数および波向を算出することができるが、その場合、波向は $|\cos \theta| \leq 1$ を満足しなければならない。

(2) 数値計算法

式(1)を数値積分するため、特性曲線法の一つである piecewise ray method と方向に関する補間式を併用する方法を採用する。すなわち、図-1 に示すように、

n 時点に波向 θ で出発した wave action 方向スペクトル $w(f, \theta)$ が $n+1$ 時点に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。

この $w(f, \theta)$ の経路、出発位置および波向は、格子点での波数お

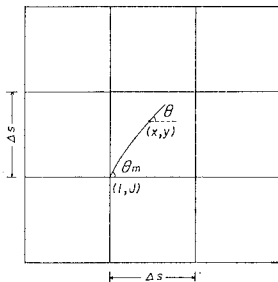


図-1 伝播方向の計算法

および波向を初期値として式(2)および(3)から逆屈折計算を Runge-Kutta 法で行うことによりあらかじめ計算される。そして、計算過程で必要な格子内点での諸量は1次補間式を適用して格子点での値から推定するが、 $w(f, \theta)$ に対しては数値分散を小さくするため、16点3次 Lagrange 補間式を用いる。また、格子内点での波向は屈折により格子点における波向と異なるため、格子内点での波向 θ をはさみ込む格子点での2つの波向 θ_k および θ_{k+1} に対応する $w(f, \theta_k)$ および $w(f, \theta_{k+1})$ を補間したのち、方向に関して線型内挿することにより格子内点での波向 θ (格子点での波向 θ_m)に対する $w(f, \theta)$ (= $w(f, \theta_m)$)を算出し、さらに方向スペクトル $E(f, \theta_m)$ に変換する。

計算に用いた初期条件および境界条件として、任意の流れおよび海底地形変化を有する場合には、流入境界にあたる沖側の境界で適当な既知の方向スペクトルを与え、岸側では流出境界、また、側方境界では流出入境界

としたが、本研究で実施したモデル計算では側方境界条件として周期性境界条件を採用した。

3. 数値モデルの妥当性の検討

(1) 計算条件

計算領域は図-2に示すように、一様水深($h=50$ m)あるいは海底勾配 $i=1/50$ (最大水深 40 m, 最小水深 4 m)をもつ水域を Δs

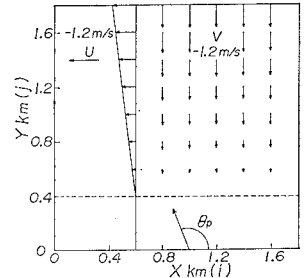


図-2 計算領域と流れ分布

$=200$ m で 10×10 に等分割したものであり、その水域に $|\partial U / \partial y| = 1/1000$ をもつ1次元流れ $(0, V(y))$ ($V=0 \sim \pm 1.4$ m/s)あるいは $|\partial U / \partial y| = |\partial V / \partial y| = 1/1000$ をもつ2次元流れ $(U(y), V(y))$

($U=0 \sim \pm 1.4$ m/s, $V=0 \sim \pm 1.4$ m/s)が存在するものとする。そして、入力方向スペクトルとして $j=1$ ($i=1 \sim 10$)において有義波高 $H_{(1/3)0}=3$ m, 有義波周期 $T_{(1/3)0}=7$ s, エネルギー集中度係数 $S_{\max}=10$, 主方向 $\theta_p=60^\circ$ あるいは 90° の光易型方向スペクトルを与える。計算に用いた周波数は $f=0.09 \sim 0.71$ Hz 間の20個、方向成分は $\theta=0^\circ \sim 180^\circ$ 間の73個($\Delta\theta=2.5^\circ$)であり、時間間隔 $\Delta t=15$ s の条件のもとに240回の繰り返し計算で定常解を得た。なお、1次元流れ $(U(y), 0)$ に対する計算結果は前論文に報告されている。

(2) 計算結果および考察

数値計算は10ケースについて実行されたが、ここでは表-1に計算条件を与えた6ケースについて図を示す。図-3は $h=$

表-1 計算条件

Case	h or i	θ_p	U	V
2	50 m	60°	0	-
4	50	60	0	+
6	1/50	60	0	-
8	1/50	60	0	+
9	1/50	60	-	-
10	1/50	60	+	+

‘-’は負の流速, ‘+’は正の流速を表わし、それぞれ逆流および順流状態を意味する。

Case 2 および 6

と Case 4 および 8 はそれぞれ逆流および順流の場合に相当する。また、図中には、波浪変形に及ぼす波の不規則性の影響を調べるため、有義波に相当する波高および周期と主方向を与えて計算した規則波の理論曲線も図示されている。

まず、数値モデルの妥当性を検討するため、数値計算結果と理論結果との対応をみると、いずれのケースに対

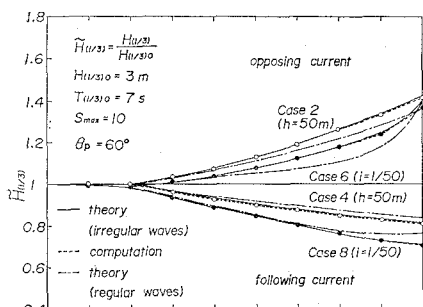


図-3 一様水深および一様勾配上での波高変化

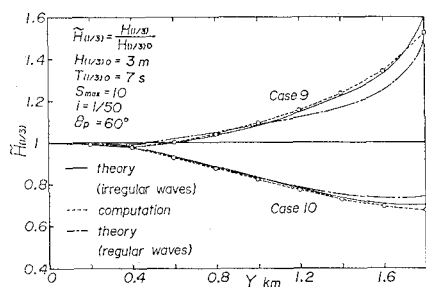


図-4 一様勾配上での波高変化

しても両者はよく一致していることが見出される。一方、規則波および不規則波に対する結果の比較によれば、不規則波の場合の波高変化は規則波の場合より著しいことから、この場合、波の不規則性は流れによる波高の増加・減少傾向を助長することがわかる。ついで、波高変化に及ぼす流れのみの影響を検討するため、一様水深に対する結果をみると、波高は逆流の場合には流速の増大とともに急増し、順流の場合には減少している。この波高の変化特性はたとえ逆流成分が卓越しても波高が入射波高より減少するという前論文で示した1次元流れ $(U(y), 0)$ の場合と大いに異なる。また、波高変化に及ぼす水深変化の影響を検討するため一様勾配に対する結果と一様水深に対する結果を比較すれば、中間水深部での屈折および shoaling に伴う波高減少効果のため、前者においては逆流の場合波高の増加傾向が抑制される一方、順流の場合、波高の減少傾向が促進されることがわかる。

図-4 は2次元流れ $(U(y), V(y))$ が存在する場合の波高変化を示したものであり、この場合、理論結果と数値計算結果の対応が図-3に比べてやや低下するものの、両者は比較的良好に一致すると言える。また、波高変化に及ぼす流れおよび波の不規則性の影響は図-3と同様であるが、 x 方向流速 $U(y)$ が加わることで、それぞれ逆流および順流成分が増大した結果、波高の増加・減少傾向はCase 6および8に

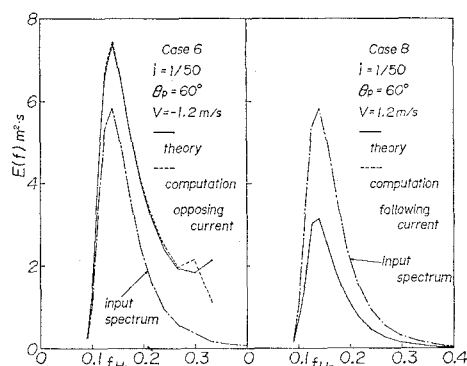


図-5 周波数スペクトルの変形

比べてより顕著になっている。

つぎに、一様勾配の場合の Case 6 および 8 に対応する入力周波数スペクトルおよび $V=\pm 1.2$ m/s 地点（境界端の隣の格子点）における周波数スペクトルを理論および数値計算について図示したのが図-5であり、逆流の場合の高周波部分を除き、いずれの場合も両者はよく一致している。この高周波部分の対応関係の低下は、逆流で流速が大きい場合、式(7)などの制約条件により流れを遡上できる成分波の周波数および方向に関する範囲が限定されるとともに、式(8)から明らかのように、その限界近くでは計算結果が急増する結果、方向スペクトルが非常に尖った分布を示すけれども、数値計算ではこうした急激な変化を十分再現できず、計算結果の平滑化が行われるためである。したがって、逆流の場合、周波数スペクトルの値は入力スペクトルよりかなり増大するが、ある周波数以上で0となるのに対し、順流の場合にはかなり減少する。なお、前述した波高は波高変化における不安定な挙動の出現を避けるため、方向スペクトルの急増部分を除いた周波数帯に対する方向スペクトルの数値積分から算出されている。

さらに、図-5に対応して Case 6 および 8 の方向スペクトルと入力方向スペクトルの等値線分布を図示したのがそれぞれ図-6、7および8である。これらの図によれば、順流の場合、理論と計算結果はほぼ一致しているのに対し、逆流の場合、計算結果の等値線分布は

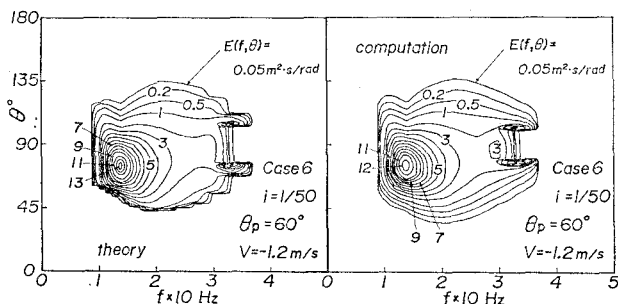


図-6 方向スペクトルの変形（逆流の場合）

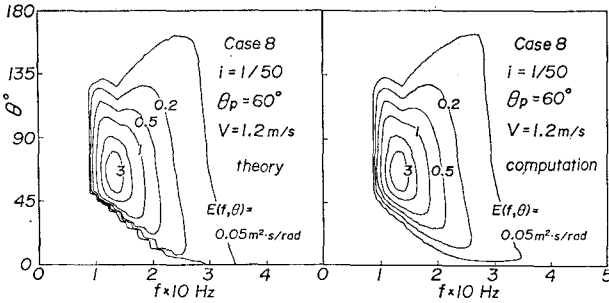


図-7 方向スペクトルの変形(順流の場合)

理論より方位角方向に広がっており、計算結果は平滑化されていることがわかる。一般に、ほぼ 0° の入射波向をもつ成分波は屈折の影響により対象地点で低周波数成分ほど大きい正值をもつ波

図-8 入射波の方向スペクトル

向となるうえ、高周波数成分ほど流れによって沖方向に反射されるので、対象地点で存在できる成分波の限界波向が生ずる。したがって、いずれの限界波向近傍でも方向スペクトルの急変部が形成されるが、数値計算ではこうした急変部は平滑化されざるを得ない。また、同様な結果は 180° に近い入射波向をもつ成分波に対しても生ずるけれども、方向スペクトルの絶対値が小さいため等値線分布からこの傾向を見出すことはできない。一方、 $f > 0.3$ Hz の高周波側での方向スペクトルの挙動については既述した。ついで、入射波の方向スペクトルとこれらの結果を比べると、逆流の場合には方向スペクトルの形状が尖がり、その絶対値もかなり増大するし、順流の場合には方向スペクトルは逆の挙動を示すことがわかる。

4. 河口における波浪変形

ここでは、一例として $i=1/50$ の一様勾配海浜に図-9に示すような河口流が存在するモデルを考え、この水

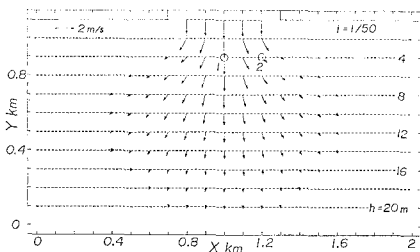


図-9 河口流のモデル

域に $H_{(1/3)0}=1$ m, $T_{(1/3)0}=7$ s の光易型方向スペクトルをもつ波が直角入射した場合の波浪変形計算を実施した。計算領域は $\Delta s=100$ m で 21×12 に分割したものであり、周波数分割数 $f=0.09 \sim 0.71$ Hz 間の 20 個、方向分割数 $\theta=0^\circ \sim 180^\circ$ ($\Delta\theta=5^\circ$) の 37 個、計算時間間隔 $\Delta t=9$ s として 240 回の繰り返し計算で定常解を得た。また、規則波の場合にも有義波に相当する波高および周期を与えて変形計算を行った。

図-10 および 11 はそれぞれ不規則波および規則波の場合に対応する波高ベクトル(矢印の長さが波高、方向がスペクトルの 1 次積率より計算された平均波向を表わす)の平面分布および波高の等値線分布を示したものであり、いずれも入射波高で無次元化されている。まず、不規則波の結果によれば、周囲の波浪が河口に向かって集中するとともに波高も著しく増大し、計算過程において碎波の影響が考慮されていないため、河口中心部での波高は入射波高の 4 倍以上に達している。一方、規則波の場合の計算結果と比較すると、不規則波の場合の波向は河川流入部付近を除いてより河口に集中し、波高の増幅率もより大きいことがわかる。ただし、両者の等値線分布を重ね合わせれば明らかなように、水深 2~6 m をもつ河川流入部近傍の左右領域や流れの影響のない領域での規則波に基づく波高がより大きい。結局、流れの影響が存在する場所では不規則波の波高は規則波の場合より増加し、流れの影響が存在しない場所ではより

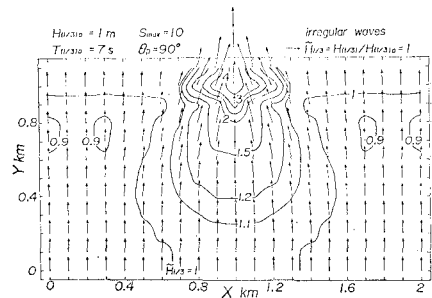


図-10 河口での波高および波向の変化(不規則波)

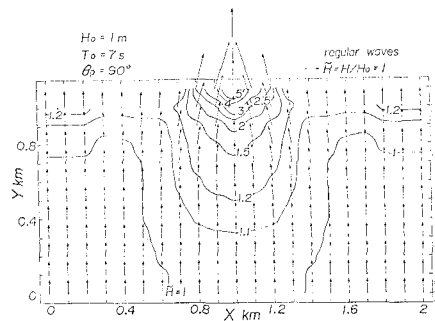
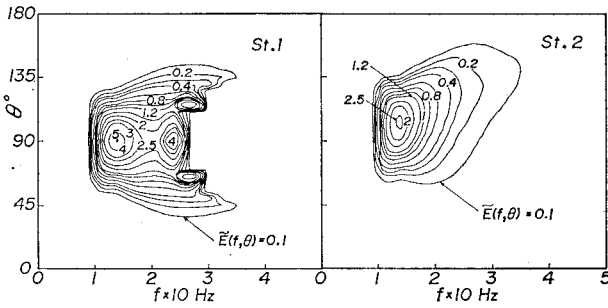


図-11 河口での波高および波向の変化(規則波)



図—12 河口での方向スペクトルの変形

減少するので、波高の空間的な変化がより著しくなる。この結果は波の不規則性は波高の増加・減少傾向を助長するという前節での結論と対応している。

ついで、図—12 は 図—9 に丸印を付けた 2 地点における方向スペクトルの等値線を示したものである。ただし、それぞれの結果は入力方向スペクトルの最大値で無次元化されている。さて、地点 1 では主方向と流向が 180° 異なる純逆流状態になるので、図—6 に対応した結果、すなわち方向スペクトルの増大、方向幅の減少および高周波数成分のシャ断が得られる。一方、地点 2 では $\theta \approx 120^\circ$ をもつ成分波が純逆流状態を実現するので、 $\theta > 90^\circ$ をもつ成分波の方向スペクトル値が増大する。その結果、方向スペクトルの主方向が 90° より大きくなるとともに、等値線分布の対称性が失なわれている。

5. 結 語

以上、本研究では著者らが提案した流れと海底地形変化が同時に存在する場合に対する不規則波浪の変形計算

モデルの妥当性を単純な 1 次元および 2 次元流れ場における解析解との比較から明らかにするとともに、これらの流れ場および河口流モデル場における波浪の変形特性を、とくに規則波の場合の計算結果との比較において考察した。その結果、計算対象としたケースに対しては波の不規則性は流れによる波高の増加・減少傾向を助長するので、流入口を除く河口近傍における波高の空間変化や、河口への波の集中傾向は規則波を用いた場合に比べてより著しくなることが見出された。

参 考 文 献

- 1) Battjes, J. A.: A case study of wave height variations due to currents in a tidal entrance, Coastal Eng., Vol. 6, pp. 47~57, 1982.
- 2) González, F. I.: A case study of wave-current-bathymetry interactions at the Columbia River entrance, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 14, pp. 1065~1078, 1984.
- 3) 酒井哲郎・小関仁彦・岩垣雄一: 流れによる不規則波の屈折の数値計算, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 118~122, 1981.
- 4) Mathiesen, M.: Current-depth refraction of directional wave spectra, Sympo. on Description and Modelling of Directional Seas, C-6-1~C-6-8, 1984.
- 5) Brink-Kjaer: Depth-current refraction of wave spectra, Sympo. on Description and Modelling of Directional Seas, C-7-1~C-7-12, 1984.
- 6) 山口正隆・畑田佳男・日野幹雄・細野浩司: 流れおよび海底地形による波浪の変形計算法, 土木学会論文集, 第 357 号/II-3, pp. 187~195, 1985.
- 7) Willebrand, J.: Energy transport in a nonlinear and inhomogeneous random gravity wave field, Jour. Fluid Mech., Vol. 70, Part 1, pp. 113~126, 1975.