

海浜流を考慮した温排水拡散予測

——予測結果と実験結果との比較——

田 中 寛 好*・和 田 明**

1. はじめに

波浪の卓越する遠浅海岸で碎波帯内に温排水が放流されるような場合には、その温排水は碎波によって生ずる海浜流の影響を受けるために、しばしば複雑な温排水拡散分布を呈することが実験結果からも認められる。このような場合における拡散予測手法を確立するためには、従来から考慮されていた碎波帯外の流れや乱れに加えて碎波帯内で卓越する海浜流の特性を十分把握した上で、数理モデルによって海浜流速度場を再現し、それを熱拡散方程式の移流項に適切に反映させることが必要であり、さらに、海浜流影響下の拡散係数の妥当な評価等が重要となるものと考えられる。

筆者等は、先に、福島第一原子力発電所地先海域を対象として、代表的なスペクトルを有する不規則波ならびにそれと同一のエネルギーを有する規則波を実験水槽内に再現し、これらの波を作用させた際の1号機分流量放出時における温排水拡散に関する実験を実施し、実験結果と実験結果における拡散範囲を比較して模型上での拡散現象の再現性を検討した¹⁾。その結果、実験によって拡散現象がほぼ再現できることが判明している。

本研究においては、海浜流を考慮した温排水拡散予測のための研究の第一ステップとして、先に実施した水理模型実験で用いたのと同じ地形、沖合波浪および温排水放流の条件のもとで、数理モデルに基づくシミュレーション解析により海浜流速度場ならびに海浜流影響下の小流量温排水拡散範囲を予測し、実験結果との比較照合によって用いた数理モデルの妥当性や問題点を検討した。

2. 数理モデル

(1) 波浪場の数理モデル

海浜流は波浪に起因する流れであるため、その速度場を正しく計算するには、波浪場つまり波向、波高の平面分布をでき得る限り正確に把握しておく必要がある。幾何光学的な概念に基づく波向線法では、反射や回折によ

る効果を見逃しなかつ波峰線方向のエネルギー輸送が考慮されていないために、海底地形が複雑で防波堤構造物等が存在する海域での波高分布を精度良く再現することは難しいことが実際に試行した計算結果からも判明している。したがって、このような理論上の弱点をもたない波浪場解析方法を見出す必要がある。

まず、波向に関しては、波向線法における波向計算式($C \cdot \vec{i} \cdot \nabla \theta = -\vec{j} \cdot \nabla C$; C : 波速, θ : 波向, $\vec{i}$: 波向線方向単位ベクトル, $\vec{j}$: 波峰線方向単位ベクトル)のみを用いて計算した。

波高に関しては、以下のような数理モデルを用い、波向とは独立に取扱った。

先に、碎波帯外の波高分布の求め方について述べる。

基礎方程式としては連続式と運動方程式を鉛直方向に積分した式系を用い、平面二次元的に扱う。ここで、高岡等²⁾にならい、一定水深における微小振幅波理論に基づく速度ポテンシャルを導入して式の取扱いを容易にすれば、連続式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

および運動方程式

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} = -C^2 \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial Q_y}{\partial t} = -C^2 \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} \dots\dots\dots (3)$$

が得られる。ただし、 t : 時刻, x, y : 平面座標, η : 水面変位, Q_x, Q_y : x および y 方向線流量, C : 波速。

しかし、実際の現象としては完全流体の挙動とは多少異り、渦動粘性によって波の運動量、エネルギーは分散するはずである。さらに、数値計算上の観点からも(2)、(3)式をそのままで用いると変数 η, Q_x, Q_y が短時間に大きく変化するために計算に際して数値的振動が現われ不安定を起しやす。そのため、人工粘性項を付加することによってこうした不安定を取り除く必要がある。

よって運動方程式は以下のようにおきかえる。

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} = -C^2 \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} + K(\frac{\partial^2 Q_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q_x}{\partial y^2}) \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial Q_y}{\partial t} = -C^2 \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} + K(\frac{\partial^2 Q_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q_y}{\partial y^2}) \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 K は計算に際して用いる波作用下の水平方向渦動粘性係数であり、真の渦動粘性ではなく、完全流

* 正会員 工修 (財)電力中央研究所土木技術研究所 環境水理部海洋環境研究室

** 正会員 工博 (財)電力中央研究所土木技術研究所 環境水理部長

体の仮定が実現と異なるための補正および数値計算上の人工粘性等を加味した値と考える。

以上の議論は一樣水深を仮定した場合のものであるが、水深がゆるやかに変化する場合であれば適用可能であると考えられる。また、この計算手法では回折効果を含めた屈折のみならず水深変化に伴う波高変化を同時に含むことになるが、伊藤等³⁾が主張したように浅水係数は見かけのものであり本来の群速度に基づく波高変化を求めるためには補正が必要となる。したがって、実波高は

$$H = (\eta_{\max} - \eta_{\min}) (f_s / f_{s0}) \dots\dots\dots (6)$$

によって求められる。ただし、 $\eta_{\max}$, $\eta_{\min}$: 波1周期間の η の最大値および最小値, f_s : 補正係数 ($= (1 + 2kh / \sinh 2kh)^{-1/2}$), k : 波数, h : 水深, f_{s0} は沖合境界での値を示す)

さらに、以上の議論は微小振幅波理論を前提としているため砕波後の波については適用できない。したがって、Miche の式 $H_b/L_b = 0.14 \tanh kh_b$ (H_b : 砕波波高, L_b : 砕波波長, h_b : 砕波水深) より求まる砕波点より沖側でのみ上記の考え方が適用可能であるとし、岸側つまり砕波帯内では、砕波後の波高水深比が砕波波高砕波水深比計算値と等しいと仮定して以下の式より波高 H を求めた。

$$H = \gamma h \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 γ : 計算で求まる砕波波高と砕波水深との比計算を実施するに際しての差分形は安定性の高い Leap-Frog 型を用い、初期条件としては線流量 0 および水面変位 (沖合境界を除く) 0, 沖合境界では実験での水位変動測定値, 側方境界および防波堤では $Q_n = \partial Q_t / \partial n = 0$ (Q_n : 境界に垂直方向線流量, $\partial Q_t / \partial n$: 境界接線方向線流量の法線方向勾配) を与えた。

(2) 海浜流数値モデル

海浜流モデルは定常モデル^{4),5),6)}と非定常モデル^{7),8)}に大別できるが、後者のモデルは前者のモデルと比べて境界条件を実測可能かつ確実な物理量 (例えば水位変動や平均水位) で与えることができる長所を有するといえよう。したがって、本研究の海浜流計算には非定常モデルを用いた。

基礎方程式としては、次に示すような波の周期について平均化した平面二次元非定常式系を用いた。

$$\partial \bar{\eta} / \partial t + \partial \bar{M}_x / \partial x + \partial \bar{M}_y / \partial y = 0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\begin{aligned} & \partial \bar{M}_x / \partial t + \partial (\bar{U} \bar{M}_x) / \partial x + \partial (\bar{V} \bar{M}_x) / \partial y \\ & = -g(h + \bar{\eta}) \cdot \partial \bar{\eta} / \partial x - 1/\rho (\partial S_{xx} / \partial x + \partial S_{xy} / \partial y) \\ & \quad + K_h (\partial^2 \bar{M}_x / \partial x^2 + \partial^2 \bar{M}_x / \partial y^2) - \gamma_b \bar{U} U_0 \dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \partial \bar{M}_y / \partial t + \partial (\bar{U} \bar{M}_y) / \partial x + \partial (\bar{V} \bar{M}_y) / \partial y \\ & = -g(h + \bar{\eta}) \cdot \partial \bar{\eta} / \partial y - 1/\rho (\partial S_{xy} / \partial x + \partial S_{yy} / \partial y) \\ & \quad + K_h (\partial^2 \bar{M}_y / \partial x^2 + \partial^2 \bar{M}_y / \partial y^2) - \gamma_b \bar{V} U_0 \dots\dots (10) \end{aligned}$$

ただし、 $\bar{\eta}$: 波周期平均水位, $\bar{U}$, $\bar{V}$: x 方向および y

方向の波周期平均流速, $\bar{M}_x$, $\bar{M}_y$: x 方向および y 方向の波周期平均線流量, h : 水深, ρ : 水の密度, K_h : 水平渦動粘性係数, γ_b : 底面摩擦係数 (0.00637), U_0 : 底面水粒子速度振幅, R_{xx} , R_{xy} , R_{yx} , R_{yy} : radiation stress tensor

radiation stress は微小振幅波理論に基づき簡略化されたように与えられる。

$$S_{xx} \simeq E \cdot n \cdot \cos^2 \theta + E(n-1/2) \dots\dots\dots (11)$$

$$S_{xy} = S_{yx} \simeq E \cdot n \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \dots\dots\dots (12)$$

$$S_{yy} \simeq E \cdot n \cdot \sin^2 \theta + E(n-1/2) \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 E : 波のエネルギー密度, n : 群速度と位相速度との比, θ : x 軸 (岸沖方向) と波向線とのなす角

‘本研究で対象とするのは平常時の波浪であるため波と海浜流との相互干渉は小さい’と考えて海浜流とは独立に解いた波浪場の計算結果は、この radiation stress を計算する際に用いられる。

海浜流の計算を実施するに際しては、運動方程式中の非線形項を保存型のままで扱い、Lax-Wendroff 差分式を適用して擬似粘性をできるだけ小さくするようにした。

初期条件としては、平均水位および線流量を 0, 沖合境界では平均水位 0, 側方境界, 防波堤, 汀線では、 $\bar{M}_n = \partial \bar{M}_t / \partial n = 0$ (n は境界に対し法線方向, t は接線方向を示す) を与えた。

(3) 海浜流と温排水による放流の両者を考慮した場合の流速場数値モデル

水温平面分布を計算する際の熱拡散方程式中の移流項に用いられる流速場は次のようにして求められる。

a) 基礎方程式としては (8), (9), (10) 式を用い、初期条件として、平均水位および線流量 (放水口部を除く) を 0, 放水口部の境界条件としては $\bar{M}_x = 0$, $\bar{M}_y = q/b$ (y : 放流方向, q : 温排水流量, b : 放水口流水幅), 沖合境界では平均水位 0, 側方境界, 防波堤, 汀線では、 $\bar{M}_n = \partial \bar{M}_t / \partial n = 0$ として計算を実施し、温排水を含む流速場 A を求める。

b) 流速場 A から前項 (2) で求めた海浜流のみの流速場 B を差し引いて求めた流速場 C に各点での水深を乗じて放流のみによる線流量を求める。

c) 温排水は、全水深一様でなく上層 3 m のみに存在し、その層内を一樣流速で流れるものと仮定する。

d) 水深 3 m 以深の領域における温排水のみの流速場 D は、b) で求められた温排水流量を水深 3 m で除することによって得られる。

e) 水深 3 m 以浅については、砕波帯内およびその近傍領域であり鉛直混合がさかんなため温排水も全水深一様に流れると仮定して A の流速場を熱拡散方程式中の移流項の流速として用い、水深 3 m 以深については、流速場 B と流速場 D のベクトル和を用いる。

(4) 水温平面分布予測のための数理モデル

熱量の保存式は平均場に対して次のようになる。

$$\begin{aligned} & \partial T / \partial t + \partial(uT) / \partial x + \partial(vT) / \partial y + \partial(wT) / \partial z \\ & = \partial(K_x \cdot \partial T / \partial x) / \partial x + \partial(K_y \cdot \partial T / \partial y) / \partial y \\ & + \partial(K_z \cdot \partial T / \partial z) / \partial z \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$

ただし、 T ；温度、 u, v, w ；それぞれ x, y, z 方向流速、 K_x, K_y, K_z ；それぞれ x, y, z 方向渦動拡散係数。

温水層下面での熱交換を無視し、(14) 式を温水層（層厚 H_w ）内で z 方向（鉛直上向き正）に積分した式を基本とする。

ここで、定常状態を念頭に置き、さらに、水面変動を無視し温水層 H_w 内での鉛直温度分布が一様であると仮定すれば、環境水温からの温度上昇分 ΔT についての以下の式が導ける。

$$\begin{aligned} & U \cdot \partial(\Delta T) / \partial x + V \cdot \partial(\Delta T) / \partial y \\ & = \partial(K_x \cdot \partial(\Delta T) / \partial x) / \partial x + \partial(K_y \cdot \partial(\Delta T) / \partial y) / \partial y \\ & - Q_1 \cdot \Delta T / (c \cdot \rho \cdot H_w) \dots\dots\dots(15) \end{aligned}$$

ここに、 U, V ；前項(3)で求めた放流効果を含む x, y 方向の表層流速、 Q_1 ；熱交換係数（水温、水温と気温との差、風速に主として関係する係数）、 c ；水の比熱

計算の際の境界条件は、放水口部で $\Delta T = 8.8^\circ\text{C}$ 、防波堤、側方境界および汀線で、 $\partial(\Delta T) / \partial n = 0$ (n は境界に対する法線方向)、沖合境界で $\partial^2(\Delta T) / \partial n^2 = 0$ とする。

3. 数値シミュレーションにおける条件

(1) 計算領域および計算格子

海浜流況ならびに温排水拡散範囲に関する計算結果を実験結果と比較するため、図—1 に示すように、放水口南側の領域については計算範囲を模型地形範囲より沿岸方向に 1 km 余分に採用し、1 号機放水口の北側 1 km、南側 3 km、沖合 2 km を計算領域とした。なお、計算を実施する際の格子点間隔は 20 m とした。

(2) 海岸および海底地形

採用した海岸および海底地形は図—1 に示される。

(3) 入 射 波

規則波を対象とし、沖合境界より平常時の波浪を直角に入射させた。入射波高ならびに周期は模型実験において実際に測定した値を原型換算して与えた。なお、沖合 1 km における平均波高は 0.77 m、周期は 10.2 sec である。

(4) 波浪場計算の際の水平方向渦動粘性係数

(4), (5) 式を数値計算する際に用いた水平方向渦動粘性係数 K の値は $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。

(5) 海浜流計算の際の水平方向渦動粘性係数

波に加えて顕著な流れが存在する場合の水平方向渦動粘性係数は、波のみが作用している場合の渦動粘性係数に比べて大きくなるものと考えられ、(9), (10) 式を数値計算する際の K_h の値として $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ を用いた。

(6) 温排水拡散計算に際しての条件

温排水拡散計算の条件は、表—1 に示す通りである。

表—1 温排水拡散範囲計算に関連する諸条件

冷却水放出 流量 (m^3/s)	放水温度と環 境水温との 差 ($^\circ\text{C}$)	放流方式	温水の含まれる表 層厚さ	渦動拡散係数 $K_x = K_y$ (cm^2/s)	熱交換係数 Q_1 ($\text{cal}/\text{cm}^2\text{-sec-}^\circ\text{C}$)
25.3	8.8	汀線に平 行方向に 表層放流	水深3m以浅では、 その水深、 水深3m以深では、 3m、 鉛直温度分布一様	I. 離岸流部 5×10^4 II. 離岸流部以外 10^4 III. 離岸流部以外 5×10^4	0.62×10^{-3}

備考：渦動拡散係数に關してIは模型実験において、規則波を対象として見積った碎波帯内での平均的な値、IIはIより半オーダー大きい値、
熱交換係数 Q_1 は実験室内の気象条件より見積った値。

4. 計算結果とその検討

(1) 碎波線に関する計算結果とその検討

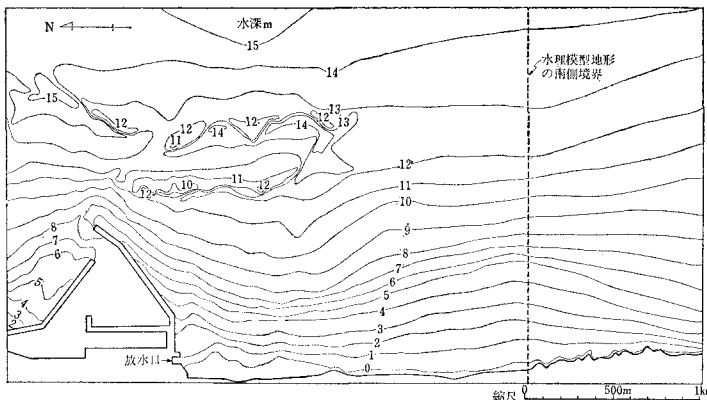
模型実験においては波高、波向の平面分布は測定しておらず、碎波線のみを観測したため、碎波帯外の波高場モデルの妥当性は計算結果の碎波線と実験における碎波線とを比較（図—2 参照）することによって推測する。

水平渦動粘性係数を $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ として波高分布を計算しその結果得られる碎波線は、局所的に見て多少凹凸の状態が異なるものの平均的には実験における碎波線をかなり良く再現しているといえよう。

(2) 海浜流況に関する計算結果とその検討

平常時規則波作用下を対象とした模型実験により観測された海浜流流速場および同じ沖合波浪条件下での数理モデルによる海浜流流速場を図—3 に示す。これらの結果を比較検討することにより以下の知見が得られた。

a) 計算結果を大局的に見れば、碎波帯幅の狭い場所では沖向きの離岸流、広い場所では碎波帯外からの向岸流が顕著であり、これは実現をよく表現している。したがって、碎波線の



図—1 計算対象海域範囲とその海域内の海岸海底地形

位置, 形状が海浜流流況を大きく支配するものと考えられるため, 数値計算による砕波線の再現性すなわち波浪場の再現性がまず重要となる。

b) 海浜流流況パターンに関する計算結果は実験結果とかなり良い一致を示している。特に, 温排水拡散範囲を支配すると思われる放水口の南 700~800 m の強い離岸流が計算結果においても現われている。また, 沿岸流の方向, 南防波堤沿いの流れ等も良く再現されている。ただし, 海浜流流速が大きめであること, 放水口の南 700~800 m の位置の離岸流の長さが短いこと, 放水口前面の時計回り循環流があまり顕著でないこと等実験結果との相違は存在する。

本数値モデルの主な問題点として次項が考えられる。

- i) radiation stress に対しては, 砕波帯内においても微小振幅波理論が適用できると仮定している。
- ii) 砕波帯内の波高が水深に比例すると仮定している。
- iii) 海底摩擦係数は Longuet-Higgins の提唱する値 0.00637 を使用している。
- iv) 波と流れの干渉を無視している。
- v) 規則波に基づく理論である。

本研究と並行して実施した基礎実験⁹⁾で海浜流の発生機構を検討したところ, 沿岸流は主として沿岸方向平均水位勾配によって支配されることが判明しており, radiation stress による沿岸流誘発力の寄与は, 微小振幅波理論に基づいて得られるものよりは実際には小さいものと思われる。海浜流流速の計算結果が実験結果より大きめになったのは, 微小振幅波理論を用いて radiation stress を算定したことにも帰因している可能性がある。

ii) もモデル化には便利であるが, 基礎実験⁹⁾によれば多少無理な仮定であることが判明しており, 砕波後の波高の評価は実際には容易ではないようである。

海浜流作用下の海底摩擦に関連した基礎実験⁹⁾をも実施して検討したが, 海底摩擦係数は約 0.02 という結果を得た。計算流速が過大になったのは用いた海底摩擦係数が小さすぎたことにもよるのではないかと考えられる。

iv) の仮定は, 平常波を対象とした場合は良いが, 高波を対象とした海浜流計算では問題が生ずる可能性はあると考えられる。

現地海浜流の予測計算では波の不規則性を考慮する必要がある。先に実施した実験^{1), 10)}によっても不規則波作用下の海浜流の平均流速はそれと同等エネルギーを有する規則波作用下に比べて小さい傾向にあることが判明しており, 規則波理論では扱えないこうした効果をいかにして数値モデルに

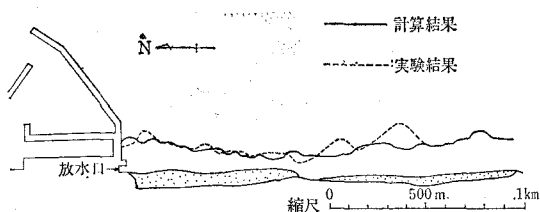


図-2 砕波線に関する実験結果と計算結果との比較

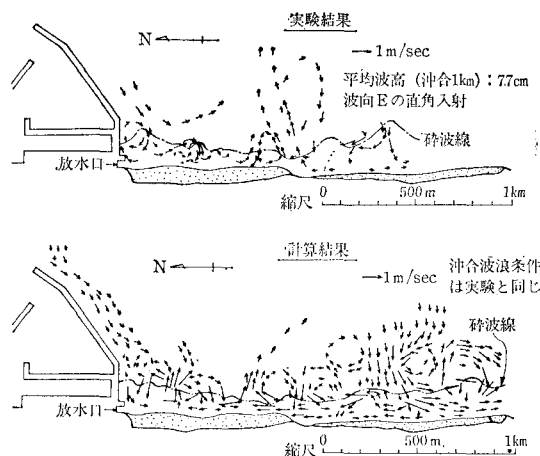


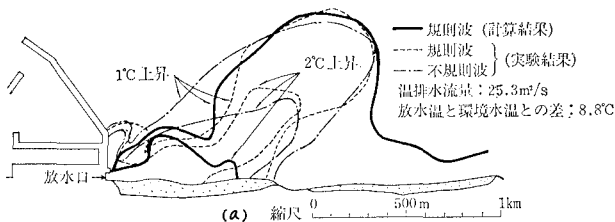
図-3 海浜流流況に関する実験結果と計算結果との比較

とり込むかも今後の課題である。

(3) 拡散範囲に関する計算結果とその検討

海浜流計算結果を考慮して表-1に示す条件で温排水

渦動拡散係数	離岸流部で $K_r = K_g = 5 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$	備考: 渦動拡散係数は模型実験より見積った 砕波部内での平均的な値 熱交換係数は実験室内の気象条件より 定めた値
	その他の領域で $K_r = K_g = 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$	
熱交換係数	$Q_1 = 0.62 \times 10^{-3} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}$	



渦動拡散係数	離岸流部で $K_r = K_g = 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$	備考: 渦動拡散係数は規則波を対象として模 型実験で見積った値より半オーダー大きい値 熱交換係数は実験室内の気象条件より 定めた値
	その他の領域で $K_r = K_g = 5 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$	
熱交換係数	$Q_1 = 0.62 \times 10^{-3} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}$	

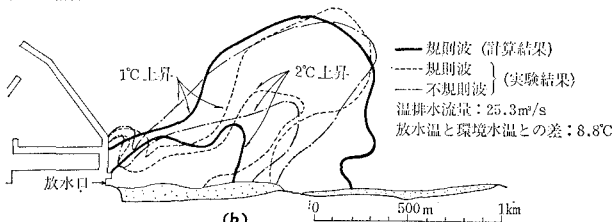


図-4 温排水拡散範囲に関する計算結果2例 (拡散包絡範囲を示す実験結果との比較)

拡散範囲を計算した結果（渦動拡散係数を変えた2例）を実験で得られた拡散範囲と比較して図—4に示す。

これらの結果を検討し、次のような知見を得た。

a) 水温上昇範囲の再現性：平常波作用時の水温1°C上昇範囲については、模型実験で見積った渦動拡散係数および実験室内の熱交換係数の値を用いれば、計算結果は実験結果の拡散範囲をかなり良く再現しているといえる。特に、大きな離岸流が存在する場所で温排水拡散範囲形が沖合に張り出すという海浜流影響下の移流拡散パターンの特徴を計算結果はよく表現している。しかし局所的に見れば、海浜流流況の再現不十分な箇所では、計算、実験両結果は異なる。

2°C以上の高温度上昇範囲については、計算結果は実験結果に比べてかなり小さくなり再現性は不十分である。これは、計算による海浜流流速が大き過ぎて移流効果が過大に評価されたことが主な原因であると思われる。

b) 不規則波作用時の拡散範囲の再現性：基礎実験¹⁰⁾によれば、不規則波作用下では、同じエネルギーを持つ規則波作用下に比べて i) 海浜流の平均流速が小さい、ii) 渦動拡散係数が大きい、iii) 拡散パターンの経時変化が大きい等の特徴を有する。そのため、規則波理論に基づく海浜流流速をもとにして不規則波作用下の拡散包絡範囲を予測する場合、規則波作用下で見積った拡散係数よりも半オーダー程度大きめの値を用いて（波および流れの変動性を大きく、移流効果を相対的に小さく見積ることに相当）計算すれば、図—4 (b) に示すように1°C水温上昇包絡範囲をほぼ再現することができる。

本拡散モデルにおける問題点としては、

i) 海浜流モデルに基づく流速計算結果が大きめであったため移流効果が過大評価されていること

ii) 放水口近傍においては、温排水拡散に及ぼす渦の時空間スケールが未だ小さいのにかかわらず遠方の場と同じ渦動拡散係数の値を用いていること

iii) 砕波帯外においても温水層内で温度、流速の一樣

分布を仮定していること等が考えられる。

5. 結 論

実験結果との比較によってではあるが、本研究に用いた数理モデルにより海浜流流況パターンならびに海浜流影響下の小流量温排水の拡散範囲（1°C水温上昇範囲）が第一次近似的に予測可能であることが確認できた。

しかし、未だ完全な数理モデルとは言えず、今後は、現地における海浜流流況ならびに海浜流影響下の大量温排水の拡散範囲に関する実測結果をも踏えてモデルに改良を加えていく必要がある。

参 考 文 献

- 1) 小森修蔵・田中寛好・和田 明：砕波帯近傍における温排水の移流拡散に関する実験的検討、電力中央研究所報告、研究報告 377018, 72 p., 1978.
- 2) 高岡征二郎・平出友信：港湾構造物への到達波高の算定——数値波動解析法の実用例——、第21回海講論文集, pp. 103~107, 1974.
- 3) 伊藤喜行・谷本勝利：波向線交差領域での波の屈折——数値波動解析法の応用(2)——、第19回海講論文集, pp. 325~329, 1972.
- 4) Bowen, A. J.: Rip currents 1, theoretical investigations, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 5467~5478, 1969.
- 5) Liu, P. L. F. and C. C. Mei: Effects of a breakwater on nearshore currents due to breaking waves, Tech. Rep. 192, R.M. Parson Lab., M.I.T., 265 p., 1974.
- 6) Noda, E. K.: Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, pp. 4097~4106, 1974.
- 7) 橋本 宏・宇田高明：海浜流の数値計算法とその応用、第21回海講論文集, pp. 355~360, 1974.
- 8) 佐藤昭二・永井紀彦・小笹博昭：波による海浜流の数値計算の一例、港湾技研資料, No. 290, 16 p., 1978.
- 9) 田中寛好・和田 明：海浜流の発生機構に関する実験的研究、電力中央研究所報告、研究報告 380025, 27 p., 1980.
- 10) 田中寛好・和田 明・小森修蔵・竹内 出：拡散に影響を及ぼす海浜流の特性、第26回海講論文集, pp. 504~508, 1979.