

沿岸海域における温排水拡散予測手法の 適合性に関する研究

和田 明*・片野尚明**・角湯正剛**・荒木 洋**

1. まえがき

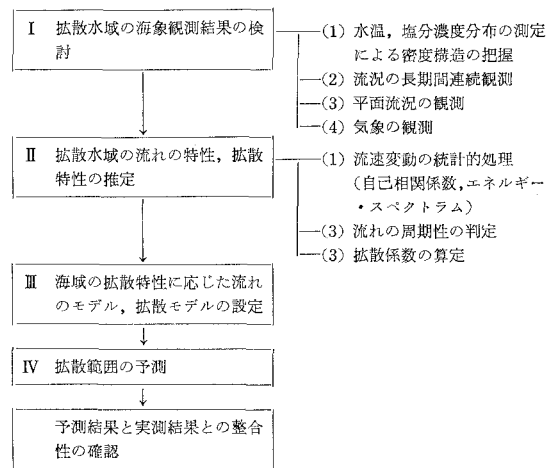
温排水の拡散機構の研究に関しては、これまで温度密度流に関する基礎的な理論研究、基礎的な水理実験、現地観測の各面から多角的に検討し、これらの基礎研究で得られた知見を効果的に適用して、数理モデルによるシミュレーション解析手法の展開をはかり、温排水の拡散範囲を予測するいくつかの方法を提案してきている。一方、これまでに開発した解析手法の妥当性の確認と解の信頼性の向上のために温排水拡散範囲に関する予測解析結果と実測結果との比較検討がぜひとも必要であると考えられる。このため電力各社の協力をあおぎ、数多くの運転中の発電所について気象、海象条件との関連のもとに、系統的・組織的な温排水拡散実測調査を実施し、その結果を解析して温排水拡散の実態を把握することにもつとめてきた。本報告書においては、現在運転中の発電所のなかで実測データの比較的整備されているものについて、立地条件（外海、内海、湾の別）および対象海域の拡散特性に応じた代表的な3か所の地点を選び、対象海域における現地海象観測の調査資料をもとにして温排水拡散現象の数値シミュレーション解析を行ない、温排水拡散範囲の予測結果と実測結果とを比較して予測解析手法の適合性を検討したものである。

2. 数理模型による拡散予測手法

数理モデルによるシミュレーション解析手法とは、水の流れや沿岸流の挙動を支配する流体力学の運動方程式と連続方程式および熱拡散方程式に織り込んで数値解析し、対象海域における流動や温度分布を算定し、拡散現象を把握するとともに拡散範囲を予測する解析手法である。

海域への温排水に伴う海域での排水拡散予測を実施する場合、個々の地点の立地条件や海域の流れの特性に適応した既往の拡散モデルを選択し、あるいは新しい拡散モデルを作成してシミュレーション解析を行う必要がある。

シミュレーション解析手法による計算の進め方の順序としては、以下に示す方法が考えられる。



3. 単層モデルによる予測手法

(1) 単層モデルによるシミュレーションの基本的考え方

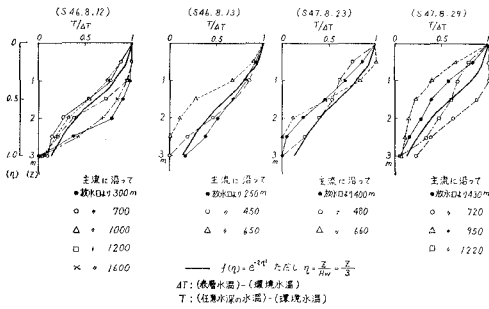
火力、原子力発電所の温排水放出に伴って、放水口前面海域の流れや水温の分布がどのようになるかを予測するには基本的には密度流の拡散現象を究明することである。

しかしながら、海域における温排水の拡散現象は海象や気象条件に左右されるためきわめて複雑であり、その水温分布形状も千差万別である。ここでは次のような基本的仮定と単純化に基づいて数値シミュレーションを実施する。

(1) 冷却水放出による鉛直方向の流速分布とそれに伴う水温分布は、現地観測および三次元数値解析の結果から、ほとんど表層に限られていることが判明している。すなわち、温排水は拡散場の海域の水温より温度が高いため密度が小さく、放出された後は表層に広がる。

(2) 表層中の水温ならびに放流速の分布形状は鉛直方向に一様ではなく指数関数的に減少していくことが外海、内海、そして湾内における実測結果（図-1 参照）より確認されている。そこでそれらの鉛直分布をある指

* 正会員 工博 電力中央研究所土木技術研究所
** 正会員 電力中央研究所土木技術研究所



図一 外海における水温鉛直分布 (福島原子力発電所)

数関数式で置き換えこの式系のもとに展開を行い各水深ごとの流速, 水温鉛直分布を算定するものである。

(3) 対象水域内の流速分布の計算に当っては, 恒流成分と冷却水放水に伴う流れの成分は重ね合わせられるものとし, 冷却水放出による流速成分に対しては分布形を考慮する。

(4) 水温分布の計算に当っては, 拡散係数と大気との熱交換係数の大きさを決定することが重要な問題である。

(2) 流動と熱拡散の数値モデル

本節では, 温排水に伴う海域での流速と水温の鉛直分布に関して相似性が成り立つと仮定した式系のもとに展開を行い, 各水深ごとの流速, 水温鉛直分布を算定する方法についてのべる。

沿岸に平行な方向を x , 沿岸に直角(沖合)方向を y , 水面に鉛直な方向を z 方向とすると, 冷却水放出による流動を支配する運動および連続方程式は, 次式により表わすことができる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left\{ \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right\} = -g \frac{\partial S}{\partial x} + A_n \rho^2 u + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left\{ \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} \right\} = -g \frac{\partial S}{\partial y} + A_n \rho^2 v + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{dw}{dt} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

ここに, u, v および w はそれぞれ x, y および z 方向の流速成分, S は水面上昇, g は重力加速度, A_n および A_z はそれぞれ水平および鉛直方向の渦動粘性率である。

ここで流速成分 u, v について, 流速を潮流による成分と冷却水放出による成分とに分割すると, 次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_T + u_0 \\ v &= v_T + v_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに u_T, v_T : それぞれ x, y 方向の潮流による流速成分, u_0, v_0 : それぞれ x, y 方向の冷却水放出による流速成分, u_0, v_0 の鉛直方向の分布形状がそれぞれ相似性を有するものとするれば次のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= U_s(x, y) \cdot f\left(\frac{S+z}{S+H_w}\right) \\ v_0 &= V_s(x, y) \cdot f\left(\frac{S+z}{S+H_w}\right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここに, U_s, V_s : それぞれ放水による x, y 方向の表面流速, H_w : 温水層の厚さ, $f(\eta)$: 放流速の鉛直方向の分布形。以後, $\eta = (S+z)/(S+H_w)$ とおく。

いま, x, y 方向の線流量は次のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} M &= \int_{-S}^{H_w} u_0 dz = U_s \int_{-S}^{H_w} f(\eta) dz \\ N &= \int_{-S}^{H_w} v_0 dz = V_s \int_{-S}^{H_w} f(\eta) dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$\int_0^1 f(\eta) d\eta \equiv \alpha$ とおけば式(7)は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} M &= U_s(S+H_w)\alpha \\ N &= V_s(S+H_w)\alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

x 方向の運動方程式の積分式は次のようになる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\gamma}{\alpha} U_s \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\gamma}{\alpha} V_s \frac{\partial M}{\partial y} = -g(S+H_w) \frac{\partial S}{\partial x} + A_n \rho^2 M - f^2(0) k_f U_s |V| \dots\dots\dots (9)$$

同様に, y 方向の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\gamma}{\alpha} U_s \frac{\partial N}{\partial x} + \frac{\gamma}{\alpha} V_s \frac{\partial N}{\partial y} = -g(S+H_w) \frac{\partial S}{\partial y} + A_n \rho^2 N - f^2(0) k_f V_s |V| \dots\dots\dots (10)$$

ここに, $\gamma = \int_0^1 f(\eta) \cdot f(\eta) d\eta$ 。

次に連続式の積分形は次のようになる。

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (11)$$

境界条件としては, 海岸線上には常に流量点を取り, ここでは取水放水口部分を除いてつねに流量を零とおく。また, 沖合三方の半無限境界設定線上では水位を固定して与えればよい。この計算方式によれば, 複雑な地形が存在していても, 容易に流速成分, 水面上昇量が求められる。

沿岸海域における恒流などの流速成分は, 平面的な海岸地形および水深などの変化によって複雑な様相を呈する。特に, 当該海域に孤立状の防波堤, 島などが存在しているときには, 計算領域の片側の境界で適当な水面上昇量を与え, 内部領域で水面上昇量, 流速成分は式(9)および(10)の右辺にそれぞれ $-\tau_x, -\tau_y$ を加え, かつ $\gamma = \alpha = 1, U_s \rightarrow U, V_s \rightarrow V$ とおくことによって求められる。 τ_x, τ_y はそれぞれ x, y 方向の海底摩擦抵抗で次の

ように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_x &= (K_b/h^2)M\sqrt{M^2+N^2} \\ \tau_y &= (K_b/h^2)N\sqrt{M^2+N^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

K_b は海底摩擦係数で 2.6×10^{-3} の値を採る。
冷却水排出による水温分布は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u_0 \frac{\partial T}{\partial x} + v_0 \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

流れの場合と同様に水面から H_w まで z 方向に積分すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_s}{\partial t} + \frac{\delta}{\beta} \left(U_s \frac{\partial T_s}{\partial y} + V_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial T_s}{\partial y} \right) + \frac{(Q_0 - Q_1 T_s)}{C\rho H_w} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

式(14)に表わされる大気との熱収支項は、温水層の最大厚さ H_w にわたる平均水温について計算するものとする。

ここで、

$$\begin{aligned} \beta &= \int_{-S}^{H_w} g \left(\frac{z+S}{H_w+S} \right) (H_w+S) dz \\ \delta &= \int_{-S}^{H_w} f \left(\frac{z+S}{H_w+S} \right) \cdot g \left(\frac{z+S}{H_w+S} \right) (H_w+S) dz \end{aligned}$$

水温の分布形を $g(\eta) = f(\eta) = \exp(-2\eta^2)$ と仮定すると、 $\beta = \int_0^1 g(\eta) d\eta \doteq 0.598$ 、 $\delta = \int_0^1 f(\eta)g(\eta) d\eta \doteq 0.441$ が得られる。

また、水温の鉛直方向の分布形は次のように設定した。

$$T = T_0(x, y) + (T_s - T_0)g\left(\frac{z+S}{H_w+S}\right) \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 T_0 : 自然環境水温、 T_s : 表面水温。

従って海域の水温分布は定まった U_s, V_s を式(14)に代入して求めれば得られる。

(3) 大気、海面間の熱交換係数

熱収支関係から自然状態における表面層の熱損失に対する方程式は線形結合され、次のようになる。

$$Q = Q_s - Q_0 + Q_b + Q_c = Q_0 - Q_1 T \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 Q_0 は水温に無関係な加熱項、 Q_1 は熱交換係数である。式(16)で $Q=0$ の条件における水温 T_s は平衡水温と呼ばれる。すなわち、 $T_s = Q_0/Q_1$ で表わされる。一般の沿岸水域で観測される水温は水平方向の advection の存在および海のもつ大きな熱容量のために、式(16)で示される平衡水温を示さない。

熱交換係数 Q_1 は次式で表わされる。

$$Q_1 = a + bW \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 a, b : 水温および水温と気温の差に関係する係数、 W : 風速

係数 a および b は平均的な気象条件 (相対湿度 $f =$

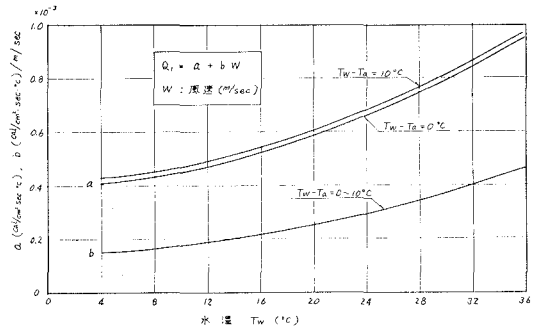


図-2 熱交換係数の算定図 (片野らによる¹⁾)

0.8) に対して計算した結果ノモグラフとして 図-2 で与えられる¹⁾。

(4) 拡散係数の推定²⁾

海域の流れの特性は、流速変動の自己相関分布の形状に明瞭に表われる。不規則な流れが卓越すれば、自己相関の分布形はずらし時間とともにほぼ一様に減少する形状をとるし、規則的な成分が卓越すれば、その周期に対応した規則的な余弦関数型の分布形状をとる。

不規則な流れをもつ海域においては、ある時間スケール以上の長周期の流れは恒流成分などとして扱い、スケール以下の高周波成分の乱れは、拡散係数として評価することにする。このような海域においては、恒流成分は別として、不規則な流れを一連の大きな渦の集まりとみなして、この作用を拡散係数のなかに包含して数値計算を行う。

この拡散係数は、対象海域で行った流速、流向変動の長時間連続観測結果の統計処理に基づいて定めるものである。

半日周潮流のような規則的な流れが卓越した海域においては、周期性成分をとり除いた残りの乱れ成分を拡散係数として評価することにする。

1°C~2°C の水温上昇域を問題にする場合、従来より実施されてきた各地点における水温拡散分布の実測結果ならびに数値実験による予測結果より、各流量に対する 1°C 上昇の拡散面積と水平スケールとの関係は、表-1 に示すようである。ここにいう水平スケールとは、拡散分布が半円状に拡がると仮定した場合の平均半径と定義したものである。

表-1 放水量と時間スケールとの関係 (角湯らによる)

放水量 (m³/sec)	拡散面積 (km²)		相当半径		時間スケール (時間)
	1°C 上昇	2°C 上昇	1°C 上昇	2°C 上昇	
20	1.15	0.5	0.86	0.56	約 12.5
40	2.5	1.1	1.26	0.84	約 17.2
80	5.4	2.4	1.85	1.24	約 23.5
120	8.5	3.7	2.33	1.53	約 29.5
200	15.0	6.6	3.09	2.05	約 37.0

一方、染料などによる海洋での拡散実験の結果から、拡散現象のスケール (l) と時間 (t) の関係は、

$$l(\text{cm}) = 0.312 t^{1/4} (\text{sec})$$

で求められる。表一1には、上式に基づく放水量と時・空間スケールとの関係を参考程度に示してある。

したがって不規則な海域においては、放水量が 20, 80 m³/sec のときは、それぞれ流れのものとのデータにより半日周潮ならびに日周潮周期より長周期成分をとり除き、それ以下の高周波周期成分の乱れを拡散係数として評価することにする。

拡散係数は次式より算定できる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} K_x &= \overline{u_E^2} \int_0^\infty R_{Eu}(\tau) d\tau \cdot \beta \\ K_y &= \overline{v_E^2} \int_0^\infty R_{Ev}(\tau) d\tau \cdot \beta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

ここに β は乱れのスケールに依存する無次元パラメータである。

R_{Eu}, R_{Ev} : それぞれ x, y 方向のオイラー速度の自己相関係数, $\overline{u_E^2}, \overline{v_E^2}$: オイラー変動速度の2乗平均。

4. 拡散予測解析例^{2),3)}

検討対象地点の地域特性、ならびに拡散特性に応じた代表的な3つの海域を選び、拡散範囲を算定するための手法について簡単にふれることにする。

(1) 外海における拡散過程

わが国の太平洋岸、日本海沿岸および北海道沿岸などの海域においては、流れの周期性が微弱で、不規則な流れが卓越していることが確認されている⁴⁾。図-3および4は、太平洋に面した福島地点で測得した流速変動の自己相関分布およびエネルギー・スペクトラム分布の一例を示したものである。この図から本海域においては、きわめて長時間にわたり、相関が保たれていることが認められる。また、流れの基本的エネルギーは12時間より長い周期域、つまり大規模な変動に集中している。したがって、潮位変化と拡散形状との関係も明確に認められない。このような地点における拡散予測手法は、不規則な流れを一種の大きな渦の集まりとみなして、この作

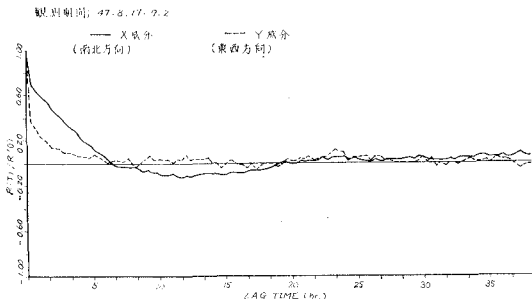


図-3 流速変動の自己相関曲線 (汀線より沖合 500 m の地点)

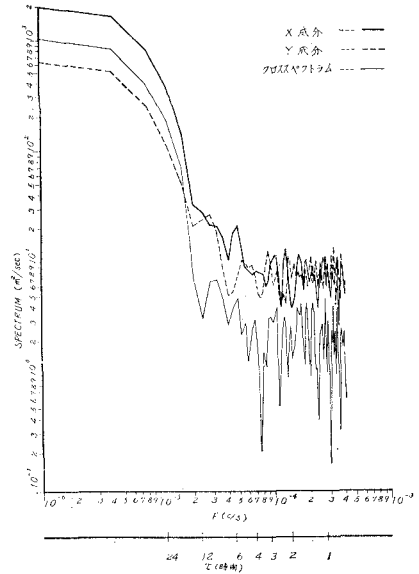


図-4 流速変動のエネルギー・スペクトラム

用を拡散係数の形で表わし計算を行うものである。

この拡散係数は対象海域で行った流れの長時間連続観測結果の統計処理を参考にして定めるものである。太平洋に直接面した地点で、2年間の四季を通して実施した測流結果から拡散係数値を算定した結果、拡散係数の値として、 K_x (汀線に平行な方向) = $(0.2 \sim 1.9) \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$, K_y (汀線に直角な方向) = $(0.1 \sim 0.9) \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の値が求められ、値として one order 以上変化しないことが確認されている。したがって、温排水拡散分布を求めるにあたって、自然現象の変動性を考慮して上下に one order の幅をもたせ、これらの値を組み合わせるか、あるいは恒流成分が存在している場合には、恒流成分を考慮した場合と考慮しない場合の組み合わせを考えて計算を進めることが望ましい。そして、これらの各ケースについての計算結果を包絡した拡散範囲を以って起り得る拡散分布のほとんど大部分を包含できる拡散範囲とみなす。

図-5は太平洋岸に直接面している発電所における温排水拡散予測結果と実測結果とを比較したものである。この地点においては、恒流成分を考慮に入れることによって拡散場の異方向性の程度の違いを考えたケースについて計算を行うとき、比較的実測結果に近い拡散範囲が得られることが認められた。

温排水の拡散分布状況はきわめて複雑で防波堤に沿うもの、沖合方向に扇状に拡がるもの、汀線方向に沿うものなど、種々の形状が見られる。このような複雑な分布状況は、放出流量が少ないこともあって当該海域での碎波に伴って生ずる海浜流の作用による影響もあると考えられる。

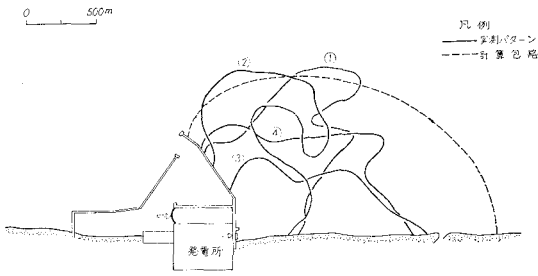


図-5 外海に直接面した発電所における温排水拡散予測結果と実測結果との比較
(表層 1°C 上昇の場合, $Q=25\text{ m}^3/\text{sec}$, $\Delta T=7^\circ\text{C}$)

このように、海流あるいは海流からの分枝流の影響を受ける海域の拡散過程は、主として沖合海流の海岸への接近、離反にともなう沖合水の流入などの作用により行われているものと考えられる。したがって、このような海域での温排水拡散問題を考えるときは、汀線付近の流動と沖合水塊の動きとの相互作用を考慮していかなければならない。

(2) 内海における拡散過程

図-6 および 7 は、播磨灘海域における汀線より沖合 1 km 地点での流速変動の自己相関分布およびエネルギー・スペクトルの一例を示したものである。これらの図から、半日周潮の周期成分が卓越していることがわかる。

このような海域に存在する沿岸流は、沿岸に平行に流れるきわめて周期的な潮汐流が存在している。この海域での拡散状態は、半日周潮、日周潮あるいは両者の合成潮の振動周期を有する周期振動流の上に、小さいスケールの不規則な過程が重畳している乱れの間と考えることができる。この拡散特性は、瀬戸内海などに主に認められる。海岸に平行な潮汐流が卓越している地点では漲潮時、落潮時に応じ、温排水拡散分布は潮流の移動に対応する繰り返しの分布形状を示す。しかし、海域には必ずしも半日周潮のみが卓越していないので、その拡散分布が同一の形状を示すとは限らない。このような海域における温排水拡散予測は、潮流の流れを時間の関数として計算に加味し、温排水拡散分布を非正常現象としてとらえ、水温分布の時々刻々の変化を把握することができる。

この場合は、予測計算によって得られた各時刻での影響域をすべて包絡する領域をもって、温排水拡散範囲とみなすことができよう。このような流れを有する海域においては、潮汐流のようなメソスケールの渦群が主として拡散分布を支配することになるので、恒流成分を含めた潮流成分についての十分な把握が必要とされる。

このような解析手法に基づいて実施した瀬戸内海に面した火力発電所地点における流動（流速と流向）につい

てシミュレーションより求められた結果と実測資料を調和解析して求めた結果とを比較すれば、両者はほぼ良好な一致を示し、対象海域における平均的な流況の再現されていることが図-8 から認められる。

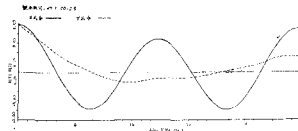


図-6 流速変動の自己相関曲線 (ST-1)

図-7 流速変動のエネルギー・スペクトラム (ST-1)

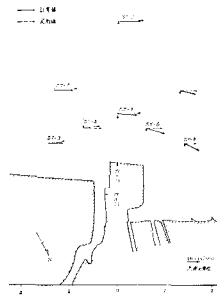
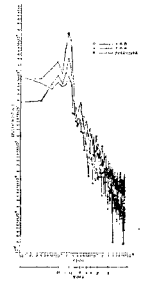


図-8 潮流振幅に関する計算値と実測値との比較

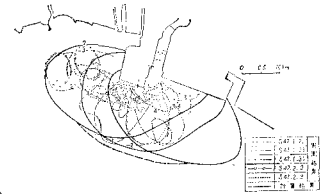


図-9 内海に位置する発電所温排水拡散予測結果と実測結果との比較
(1°C 上昇, 海面, $Q=55.3\text{ m}^3/\text{sec}$, $\Delta T=7.2^\circ\text{C}$)

図-8 に示す流況条件に基づいて、温排水拡散予測解析を行い、各潮時に対する海面での水温上昇範囲を算定した(図-9 参照)。予測結果の水温上昇包絡範囲は、ほぼ実測結果の拡散範囲を包含しており、数理モデル、拡散係数などの選定が妥当であったと判断される。

(3) 湾内における拡散過程

湾内での排水拡散過程は潮汐作用による潮汐混合が主役を演じること、しかも開放的な海域と異なり、湾外への排熱作用に限度があるため、閉鎖的の海湾における温排水の停滞現象が存在するという物理的特性を有している。温排水拡散分布は潮の干満に応じて、漲潮時湾奥へおしこめられる傾向にあり、落潮時表層水の湾外への流出に伴い、温排水が湾外へ分散するという一定のくり返しのパターンを示す。

温排水層の厚さは、防波堤などで外海への分散が遮断される傾向にあるので、外海への排出の場合とは異なり、比較的厚くなる傾向にある。一般に潮汐作用が卓越している閉塞型の湾においては、拡散率は湾口の方が大きく、湾口付近では外海の値に近い。

湾内海域として伊勢湾奥の名古屋港を選び、当該海域での流動・拡散解析の概要を紹介しよう。図-10 は名

古屋港内外での潮流観測点配置図を示したものである。流動について数値シミュレーションにより求めた結果と実測資料を調和解析して求めた結果とを比較すれば、両者はほぼ良好な一致を示し、数理モデルにおいては港内外海



図-10 潮流観測点配置図

について平均的な流況が再現されることが確認されている。図-11は潮流楕円による比較を行ったものである。これらの結果によれば、潮流楕円の長軸成分については、その方向と大きさは概ね良好な一致を示すが、一方短軸成分については観測値に比べて計算値が小さい結果を与えている。これは潮位設定の位置が伊勢湾口にあるのではなく、四日市一帯滑にあるためと考えられる。しかし、この差異は排水拡散分布の予測にはそれ程影響を与えない。たとえば、図-12は港内に位置する発電所群からの温排水拡散現象の数値シミュレーション解析結果と実測結果とを比較したものである。

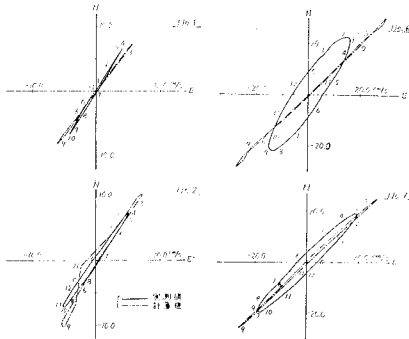


図-11 潮流楕円比較図

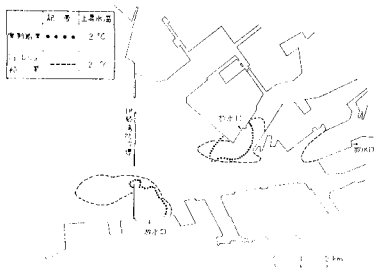


図-12 拡散予測結果と実測結果との比較(表層)

この場合の拡散範囲は、一潮時の間に時々刻々に変化する水温上昇範囲をすべて包絡する領域をもって起こり得る拡散分布のほとんど大部分を包含できるものとみなせる。図-12に示す予測結果の水温上昇包絡範囲は、ほぼ実測結果の拡散範囲を包含しており、数理モデル、潮位変動、拡散係数などの選定が妥当であったと判断さ

れる。

上述のように、湾内外水の水塊が湾口を通じて潮汐往復流によって変換される状態が常に生じるとは限らない。たとえば、三陸沖に近い沿岸域においては、物理的特性の異なるいくつかの水塊が遭遇することが多い。沖合水域で暖水塊があり、地形性要因に基づく水平旋回流の影響も加わると、湾内と湾外水域の間に不連続面を形成することがある。この不連続面は湾口沖合付近で湧昇流を発生させ、密度安定度の大きい夏季を除いて、この付近で強い鉛直混合現象が生じる。このために、温排水影響域が湾外に拡がるのが阻止される例が多々認められている。

湾内であっても潮汐作用が小さいときは、温排水の拡散分布形状(拡がり方と厚さ)は外海の高況条件、すなわち風向、風速、沖合水の流入、潮流、さらには湾内の副振動の影響を受けて変化する。これらの外海の海洋構造の変化により、温排水の分布形状は表層の拡がり方よりも、むしろ温排水が含まれる厚さに影響を与えているようである。

むすび

原子力および火力発電所の温排水の拡散予測手法について、わが国の現状および問題点などについて述べてきた。温排水が生物に与える影響は、生物環境が自然条件の変化で著しく変動するのに加え、精密なシステムで構成されているので、今後解決しなければならない問題が多数残っている。

今後の電力需要の増大に伴って、発電所は大容量化するともに、集中化の傾向をみせており、今後発電所からの温排水の放出は一層問題化することが予想される。このため、これまでである程度進んできた温排水の拡散予測、温排水の有効利用などの調査研究はもとより、温排水の放出が生物に与える影響に関する調査研究、温排水の影響を軽減させるための調査研究を一層積極的に推し進める必要がある。

参考文献

- 1) 片野尚明・和田 明: 温排水拡散予測における水面と大気間の熱交換過程の検討と熱交換係数計算図表の提案, 電中研報告, No. 74005, 1975.
- 2) 和田 明・片野尚明・角湯正剛・荒木 洋: 沿岸海域における温排水拡散予測手法の適合性に関する研究, 電中研報告, No. 73011, 1974.
- 3) 和田 明・宮池克人: 内湾における温排水拡散予測手法の適合性に関する研究, 電中研報告, No. 74017, 1975.
- 4) 和田 明・片野尚明: 海域での物質拡散におよぼす流れの影響, 第18回海岸工学講演会論文集, 1971.