

電力中央研究所 正会員 和田 明
同 上 正会員 〇角 湯 正 剛

1. はじめに

右岸海域における拡散過程に及ぼす流れの影響を考える場合、それを取り上げる問題の時間・空間スケールにより流れと拡散を区別しなければならない。たとえば、発電所からの温排水拡散の短時間の変化を問題にする時には、潮流は流れとしてみなされるが、放射性廃棄物の拡散のように長時間の変化を問題にする時には、流れというよりはむしろ大きなスケールの渦として寄与すると考えられる。

本研究においては、筆者らが行った本邦右岸各地の流れの実測結果をもとに、流れの特性と 1. ランダム過程の卓越する流れの海域、2. 周潮流の卓越する海域 に分類し、2. の周潮流の卓越する海域について、流速分布と変化させた場合の拡散分布について、若干検討を加える。

2. 本邦右岸各地の流れの特性

一般に、海域における流れの特性は、乱流速度の自己相関関数の形に明瞭に表わされる。自己相関関数 $R(\tau)$ とは次式で表わされる。

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} X(t) X(t+\tau) dt \quad (1)$$

ここで $X(t)$: 時刻 t により定まる変数

定常ランダムプロセスにおいては、下記の条件が満足される。

$$R(\tau) = R_h(\tau) + R_r(\tau) \quad (2)$$

ここで $R_h(\tau)$: 周期的なプロセスの自己相関関数, $R_r(\tau)$: ランダムなプロセスの自己相関関数

また、乱流速度の重要なもう一つの特性は、そのエントルピーやパワースペクトル関数 F_f である。エネルギーパワースペクトル関数は成分 u について次式で表わされる。

$$F_u(f) = 4 \int_0^\infty R_u(\tau) \cos 2\pi f \tau \cdot d\tau \quad (3)$$

いま自己相関係数を以下に示す 2 つの式により近似されるものとする。

$$(i) \text{ 指数関数的に減衰する関数} : R_E(\tau) = \exp(-\alpha_E \tau) \quad (4)$$

$$(ii) \text{ 指数関数的に減衰する余弦関数} : R_E(\tau) = \exp(-\beta_E \tau) \cos \gamma_E \tau \quad (5)$$

エネルギーパワースペクトルは、オイラー速度についての式(3)により次のようになる。

$$(i) \text{ の型 } F_f = \frac{4 \alpha_E}{\alpha_E^2 + 4\pi^2 f^2} \quad (6) \quad (ii) \text{ の型 } F_f = 2 \beta_E \left\{ \frac{1}{\beta_E^2 + (\gamma_E + 2\pi f)^2} + \frac{1}{\beta_E^2 + (\gamma_E - 2\pi f)^2} \right\} \quad (7)$$

式(6), (7) より(i)の型の自己相関については、近似的に周波数の二乗で乱流エネルギーの減衰がみられ、(ii)の型に対しては、およそ $\gamma_E = 2\pi f$ により与えられる周波数のところで最大値を示す。

本邦右岸各地における水平方向の乱流の特性を把握するために、流れの長期間連続観測を実施した。日本海、太平洋、瀬戸内海の各右岸海域における代表的な地点の速度記録に基づいて自己相関係数と

計算した。図-1に沿岸に平行な方向の流れの自己相関係数を示す。日本海側、太平洋側の流れについては(i)の型のランダムな流れであり、瀬戸内海の流れについては(ii)の型の周潮流の卓越する流れがある。また(i)の型でも、日本海側と太平洋側を比較すると、日本海側の方が太平洋側より遅れ時間が小さい所々大きな相関係数の値を示しているが、これは観測した季節が異なるために一概には説明できないが、乱れの時間スケールが太平洋側に比べて日本海側の方が大なるためである。周潮流の卓越する(ii)の型にも2つの型が

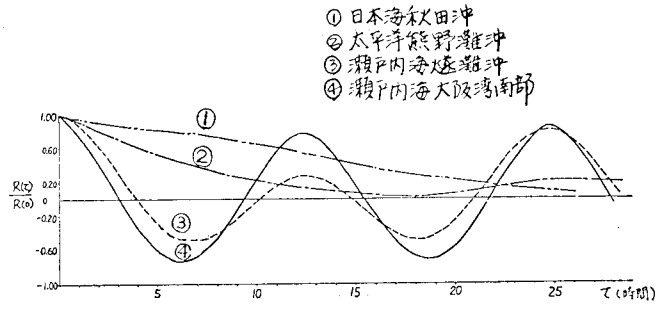


図-1 本邦各地沿岸における自己相関係数

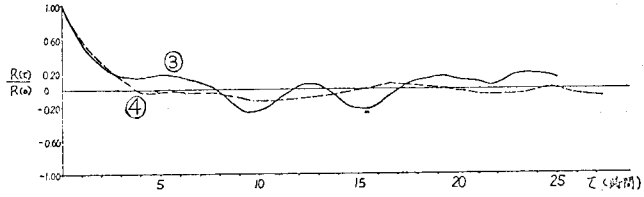


図-2 周潮成分と除去したdataによる自己相関係数

あり、一つは図-1の③のように12時間、24時間と同じ振幅をもつもの、他の一つは④のように12時間では小さいが、24時間では③と同程度の大きな相関係数を示すものである。前者は半日周潮流のみ卓越する海域で、主に瀬戸内海の中央部より西の海域にみられる。後者は半日周潮流と同程度に日周潮流も卓越する海域で、播磨灘、大坂湾にみられる。周期的な往復流は、その流れより外側の領域に対しては混合をもたらさないから、この変動速度は拡散に対しては除外する必要がある。そこで半日周潮および日周潮を乗デューズより除去して自己相関係数を計算したのが図-2である。③、④とも卓越した周潮流成分を除去した後の流速変動については、短い遅れ時間で相関係数は零となり、ランダムな流れの様相を示す。

次に図-1の相関係数により計算したエネルギースペクトルを図-3に示す。これよりわかるように、流れの基本的なエネルギーは半日周潮より低周波領域、つまり大規模な変動の部分に集中している。また、瀬戸内海沿岸のデータについては、12、24時間の周期のところでピークをもち、この周期の卓越しているのが認められるが、日本海側、太平洋側のデータについては、低周波数から高周波数領域に単調に減衰する傾向を示す。日本海側のデータを除いて、2時間以下の周期の分布ではエネルギースペクトルの分布はほぼ同一の値を示し、それぞれのスペクトルは周波数についての乱流相似理論による $-5/3$ 乗則と近似的に満足している。

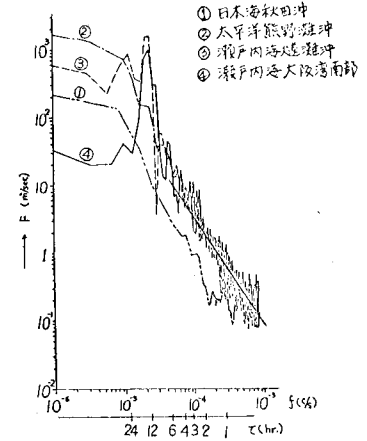


図-3 本邦各地沿岸におけるエネルギースペクトル

3. 沿岸に平行な流れがある場合の拡散予測

沿岸における廃水の拡散分布を予測する上で、流れの影響を検討するためには、その検討対象地帯の流れの特性を把握する必要がある。前項で述べたように、本邦沿岸海域では2つの拡散形態が認め

られる。その一つはランダムな過程の卓越している流れの場合であり、他の一つは、任意の周期の振動を有する往復流である。前者については、すでに筆者らが定常二次元解析により、平均的なパターンとして拡散分布を求めている¹⁾。本文においては、後者の周期流の卓越する場合に、流速分布の異なるものの型について、拡散分布の計算を行ない、拡散分布に与える流れの影響の検討を行った。

(I) 基本方程式

排水がある一定の木深を保持して流れると仮定した場合、慣性項を無視した平面状二次元の運動および連続方程式は次式で表わされる。

運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial x}(A_x \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(A_y \frac{\partial u}{\partial y}) = \frac{\partial P}{\partial x} \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(A_x \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(A_y \frac{\partial v}{\partial y}) = \frac{\partial P}{\partial y} \quad (9)$$

連続方程式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

海面からの熱損失(または獲得)を考慮した熱拡散方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}(K_x \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(K_y \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{Q_0 - Q_1 \Gamma}{C \rho H_w} \quad (11)$$

ここに u, v : x, y 方向の流速, A_x, A_y : x, y 方向の滑動粘性係数, P : 圧力, T : 水温
 K_x, K_y : 滑動拡散係数, Q_0, Q_1 : 大気への熱放散に関する定数, C, ρ : 海水の比熱、密度, H_w : 排水の含まれる厚さ

(II) 計算条件

数値計算のための境界条件は次のように与えた。

(i) 右岸に垂直方向の熱勾配はないものとする。 (ii) 排水口出口の水温は 1.0 とする。

(iii) 計算上の境界は、半無限海域沖合の十分遠方のところに設置した。

(iv) 計算領域の境界上の条件としては、潮流の方向が変え、潮流が入、とくる場合には $T = T_s$ (T_s : 環境水温)、出、とくる場合には、 $\partial T / \partial s = 0$ (s : 距離) にとった。

計算領域としては、直線上の海岸線と考え、排水口と中心に左右それぞれ 1 km , 沖合 1 km とした。

そして潮流としては、半日周潮流と仮定し、流速分布としては、図-4に示すように、① 海岸から沖合まで一様な流れを示す場合 (CASE 1), ② 沖合 1 km 以遠は一様な流れがあるが、そこから海岸線までは対数分布とする流れの場合 (CASE 2), ③ 右岸に平行な流れの成分は②と同じで、潮流槽川に基づく右岸に直角な方向の流れの成分をまっ流れの場合 (CASE 3) のうけえに分類し、一朝時間について拡散分布と求める計算を行った。①の流れは直線的な海岸線が、

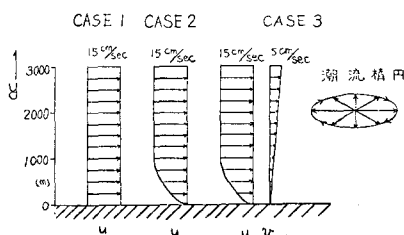


図-4 潮流モデル

岸近くともかなりの水深を有する地形付近の流れであり、②の流れは凹状の海岸線の地形、または、遠浅の海岸付近における流れの場合である。①、②はともに潮流値図が扁平で、右岸に直角な方向の周期的な流れが無視できる場合であり、③の流れは、②の地形で、右岸に直角な方向の周期的な流れが無視できない場合である。

(Ⅳ) 計算結果

CASE 1, 2, 3 について、一朝時間計算した結果を図-5に示す。図中の X, Y 軸は放水口の中で徐しく無次元化した。流量 Q はそのため、 $Q = V_0 \cdot H \cdot B$ (V_0 : 放流速, H : 放水口の高さ) と表われ、 $V_0 = 0.5 \text{ m/sec}$, $H = 3 \text{ m}$ としている。また図中の線は $(T - T_0) / (T_0 - T_0) = 0.2$ (T_0 : 放水温) の範囲を示す。図より CASE 1, 2, 3 とともに水温上昇範囲は潮流と同じ位相で変化する。CASE 1, 2 については、右岸に直角な方向の距離に変化はないが、CASE 3 については、満潮時が海岸に近く、干潮時では右岸から遠くに水温上昇範囲が表われている。また、上昇範囲の形状としては、CASE 1 とは海岸線が最も左右に広がっているのに対し、CASE 2, 3 とは $Y/B = 15$ 付近を左右の広がり最大となる。図-6は同じ位相における上昇範囲と比較したものであるが、流れの影響が明瞭に確認される。それ故、排水による拡散分布の予測を行なった場合、対象地質の流れの特性と実測等により十分把握しなければならぬ。

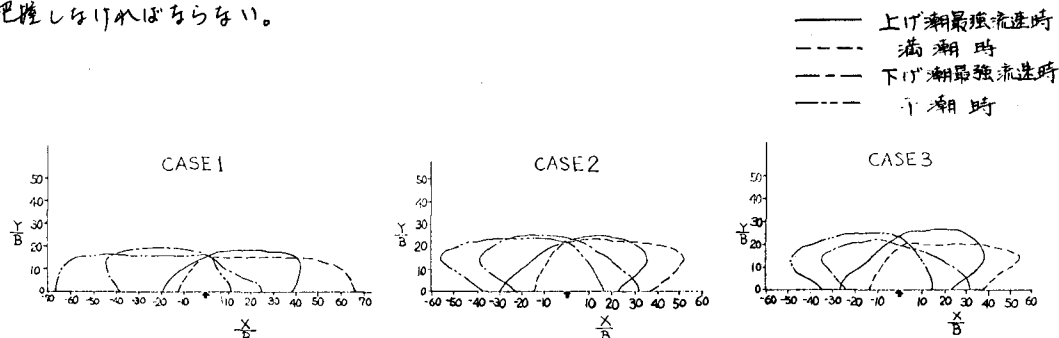


図-5 一朝時の拡散分布

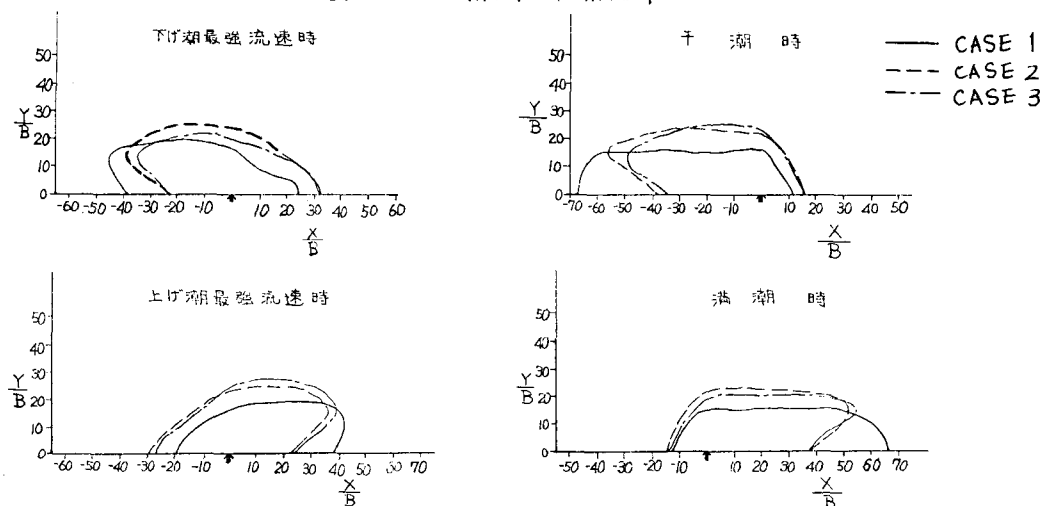


図-6 同位相における拡散分布

参考文献: 1) 和田・片野: 海域での物質拡散に及ぼす流れの影響, 第18回海岸工学講演会講演集。