

沿岸海洋における拡散予測

和田 明

1. ま え が き

沿岸海域における海水混合の問題は、沿岸工業地帯の造成、都市排水、産業排水による汚染の問題に関連して関心がもたれている。最近に至って、これら汚染度合が産業の発達と人口の増加に伴って莫大な量に達し、環境衛生、沿岸資源および産業基盤としての水資源に対してかなり重大な影響を及ぼすようになっているのが現状である。

従って海水汚染の対策については今後十分吟味しておく必要がある。海水汚染の問題では、生物学、化学などの面から汚染物質やそれが各種の利水目的に及ぼす影響などの項目を解明すると同時に、一方では沿岸海洋学の面から汚染される海域の水理特性の正確な把握が基本条件となる。

本文では、沿岸環境問題を水理現象を伴う特定の問題にしぼって概観してみることにする。

海域における汚染物質の拡散問題の研究については、実証的な調査研究、数値実験をふくめた模型実験および個々の基礎的現象の理論解析が3本の柱となって発展することは他の研究分野と変わらない。第一の現場実測による調査研究は必要欠くべからざるものである。いかに精巧をきわめた拡散機構の理論解を求めたとしても、この解が実際の現象を再現するものでなければ無意味なものとなる。従って、できうる限り現地での観測調査を実施し、拡散過程の資料を集積し、それを正しく処理して帰納的に問題の本質に近づく努力が必要である。一方、個々の基礎的な現象の理論解析によっても、それぞれの局所的な問題を解明することはできるが、総合的な沿岸海洋学問題の解決には限度がある。

以上の観点から、実際的な問題の解決には専ら数理模型あるいは潮汐水理模型実験の手法が広く用いられている。

将来、大規模な開発の行なわれる臨海コンビナートからの産業廃水による水質汚濁防止策を合理的かつ円滑に進めるためにも、計画完成後の状態を事前に予測して十分その対策を立案する必要がある。そのためには、沿岸水域での混合現象を真に予知できる手法を展開しなければならない。

本文では沿岸海洋での拡散問題のシミュレーション・システムに関連して水質汚濁の予測手法について述べる。

2. 拡散過程におよぼす因子

(1) 乱れ理論による拡散過程

海域の水平拡散については、いろいろな取り扱いが与えられてきた。その一つは半経験的な要素が入っているもので、異なる特性を有する海域の拡散と仮想交換係数との関係を対象とし、交換係数と現象のスケールの対応を追求するものである。これは拡散方程式

$$\frac{\partial C_h(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \cdot K_h(r, t) \frac{\partial C_h}{\partial r} \right\} \quad (r \geq 0, t \geq 0) \quad (1)$$

において、Joseph & Sendner の理論¹⁾ では $K_h = Pr$ ，Ozimidov の理論²⁾ では $K_r = r r^{4/3}$ と与えられる。ここに P ：速度の次元を持ち“拡散速度”といわれる， r ：半径方向の距離， C_h ：拡散物質の濃度， r ：乱流のエネルギー逸散率 ε の 3 乗根の次元を持ち，エネルギー逸散パラメータと呼ばれている。

この理論による拡散は純粹に水平な乱れによる解を表わすものである。濃度の実際のパターンは複雑であるが、等濃度線によって囲まれた内部をそれと面積の等しい円でおきかえて共通の重心を中心にして重ねるとき、水平面上で全く対称な拡散濃度分布が得られる。これまでに提唱された円形パッチの水平拡散理論は、要約すれば“拡散速度”をパラメータとする組と“エネルギー逸散率”を有する組とに分けられ、代表的解を表-1に示す。

表-1 拡散解の特性

解の種類	水平方向の統計的分散(σ_r^2)	重心濃度	濃度解 $C_h(r, t)$
Joseph・Sendner の理論	t^2 に比例	t^{-2} に比例	$\frac{MH^{-1}}{2\pi P^2 t^2} \exp\left\{-\frac{r}{Pt}\right\}$
Ozimidov の理論	t^3 に比例	t^{-3} に比例	$\frac{MH^{-1}}{6\pi r^3 t^3} \exp\left\{-\frac{r^{2/3}}{rt}\right\}$

ここに、 M ：放出物質質量 (g)， H ：混合深さ。

P の値は海洋で $10\text{ m} \sim 100\text{ km}$ のスケールに対して $1 \pm 0.5\text{ cm/sec}$ の範囲にある。躍層や深層では P の値は 0.1 cm/sec のオーダーである。

上記の海洋拡散の理論解の適用性について検討してみよう。染料拡散実験の結果から、分散 σ_r^2 を尺度にして検討した結果が図-1に示してある。図は異なった海域の異なった海況での拡散をまとめてあるが、分散と拡散時間の間には明らかな関係が認められる。³⁾

$$\sigma_r^2 (\text{cm}^2) = 0.0108 t^{2.34} (\text{sec})$$

上記の関係は、表-1の円形パッチの理論が予報する $\sigma_r^2 \propto t^2$ と t^3 とのちょうど中間にある。したがって、 A_h (拡散率) とスケール ℓ との関係については、上の事実から予想されるように $4/3$ 乗則ではなく、それよりも小さいべき法則 $A_h \propto \ell^{1.1}$ が求められている。局所的には、 $4/3$ 乗則が成立することはもちろんである。

多くの研究結果から、この法則が海における水平拡散の問題に適用できることを指摘されている。しかし、理論の成り立つ条件が沿岸海域において全ての場合に有効であるとは決して断言できない。 $4/3$ 乗則が観測結果とよい一致をみたのは、おそらく限定された空間および時間スケールの問題を対象としたものであり、風や潮流の条件はこのスケールのなかに包含された平均的な影響だけが結果としてでているためであろう。乱れのエネルギーは潮汐による乱渦や海底摩擦などによってかなり広い周波数帯のところで乱れのスペクトルへ供給される。該当海域での実験が立証しない限り、上記の拡散則は沿岸海域の場に適用することは賢明ではないと考える。

海での水平混合は潮汐流、密度流および吹送流によるせん断効果によって効果的に生じる。この過程による拡散は、沿岸海域で極めて有効であるように思われる。沿岸からさらに沖合海域では、大きな水平渦のごとき他の様相の影響が卓越してくるであろう。

(2) Shear 効果による拡散過程

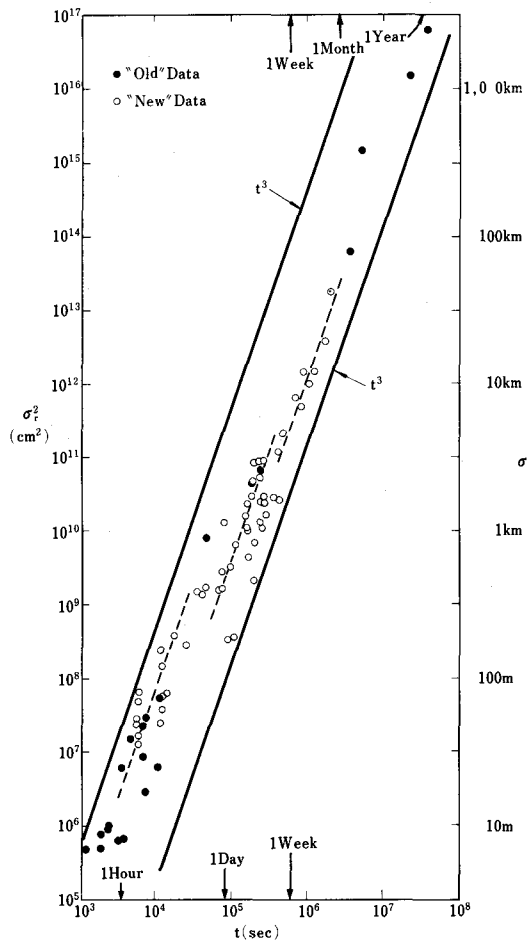
水平拡散現象にみられるパッチは決して円形ではなく、むしろある方向に細長く伸びているのが普通である。図一は連続源よりの染料拡散の航空写真である。染料は水平、鉛直拡散を受けながら、同時にそれぞれ深さにおける平均流のせん断効果によって変形される。こうして変形されたパッチに鉛直拡散が作用すれば、パッチは水平方向に効果的に拡散されることが予想される。このように、平均流の鉛直 shear によるパッチの変形と鉛直方向の拡散との相互作用が海洋水平拡散に重要な役割を果たすことが明らかになったのは、Taylor の管内における分散の研究⁴⁾にその端を発している。Bowles et al (1958) はその概念を浅海における拡散パッチの伸長を説明するために用いた。⁵⁾ この現象は Shear 効果と呼ばれている。

Shear 効果を理解するために、一つの簡単なモデルを考える。一様な深さ H の浅海を考える (図一3の(a))⁶⁾。座標系は図に示すようにとられ、平均流は底から直線的に増加し、水面で

$2\bar{U}$ となる (流速は $u = \bar{U} \cdot 2Z/H$)。このモデル水域に物質を導入し、Shear と鉛直拡散とを交互に作用させる。平均流のせん断効果のある時間 τ だけ作用させて (a) 図の物質パッチ AB を (b) 図の AC に変形させる。 τ 時間のあとで、瞬間的に鉛直混合を起こさせれば (b) 図の $ABCD$ のパッチが生じる。次にこのパッチにまた τ 時間だけ Shear を与えて (c) 図の $ACED$ のように変形させ、その直後に瞬間的に鉛直方向に混合させる。各セルの濃度は $1/2$ となる。さらに τ 時間同様な過程を繰り返せば、分散分布は (d) 図のようになり、セルの濃度は N_2 では $1/2$, N_1 , N_3 では $1/4$ となる。このようにして、 τ 時間たつごとにパッチは流下方向に $2\bar{U}\tau$ ずつ伸びていって水平拡散の状態を示す。一般に、時間 $t = n\tau$ 後のセル内の物質の濃度分布は二項分布

$$B_n(x; p) = \sum_{r \leq x} \binom{n}{r} p^r \cdot q^{n-r}$$

により表わされ、その統計的分散は $n(\bar{U}\tau)^2 = \bar{U}^2 \tau t$ となる。 $n \rightarrow \infty$ とすると、二項分布は



図一 海洋拡散の水平分散と時間との関係

正規分布に近づくことから、縦方向の分散係数を

$$E = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma^2}{dt} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \frac{\sigma^2(n+1)\tau - \sigma^2(n\tau)}{(n+1)\tau - n\tau}$$

と定義すると、次式を得る。

$$E = \bar{U}^2 \tau / 2 \quad \dots(2)$$

時間間隔 τ と鉛直拡散係数 K_z との関連について検討を加えよう。鉛直方向の拡散式

$$\partial C / \partial t = K_z (\partial^2 C / \partial z^2)$$

を $z = 0, H$ で $\partial C / \partial z = 0$ として求めた解

$$C = \exp\left(-\frac{\eta^2 \pi^2 t K_z}{H^2}\right)$$

$$\cos \frac{n \pi z}{H},$$

$$(n = 1, 2, 3 \dots)$$

において、 C が初期値の e^{-1} 倍に減少するまでの時間は n の最小値について、つぎのようになる。

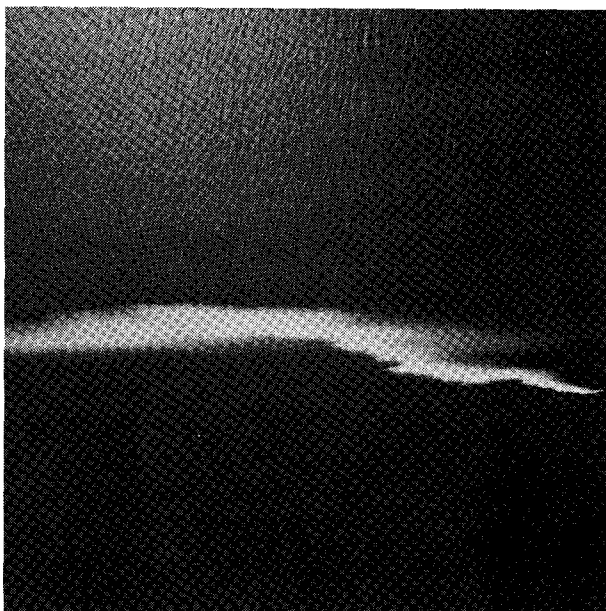


図-2 染料の拡散の航空写真
(日本海沖合)

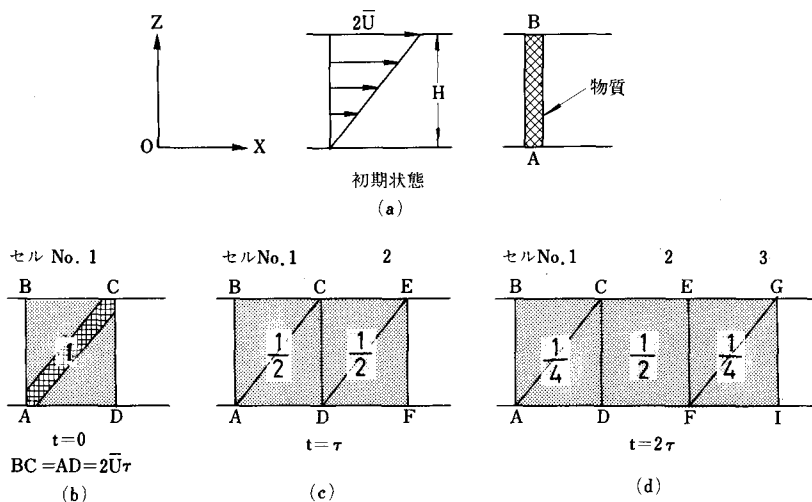


図-3 Shear 効果による物質の縦分散モデル

$$t_1 = H^2 / \pi^2 K_z$$

t_1 は近似的に τ とみなすことができる。したがって、水平拡散率は

$$E = \bar{U}^2 H^2 / 20 K_z \quad \dots\dots(3)$$

となり、鉛直拡散率に逆比例する。これから、鉛直拡散率が弱ければ弱い程、せん断効果が物質のパッチにより長く作用し、鉛直混合と関連し合って縦方向の効果的な分散を生ぜしめる。この過程による分散は上述のようにある程度成層が期待される estuaries, 沿岸水が存在する海域において特に顕著になるであろう。

水深方向に速度勾配をもつ定常流を考えると、このせん断流による拡散問題は濃度 C のモーメントを考慮することによってとり扱うことが可能である。これは定常的な一方向に流れるせん断流の場において拡散方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} + U_i \frac{\partial C}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ K_{ij} \frac{\partial C}{\partial x_j} \right\}, \\ K_{ij} &= 0 \quad (i \neq j), \quad K_{ij} > 0 \quad (i=j), \end{aligned} \quad \dots\dots(4)$$

を境界条件として水面、水底で $\partial C / \partial z = 0$, $x, y \rightarrow \pm \infty$ で $C = 0$ を満足する解を見出すことに帰着できる。

C のモーメントを

$$\theta_{m,n}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^n y^m C dx dy \quad (n \geq 0, m \geq 0)$$

と定義することによって物質の瞬間放出の場合を考える。このとき、拡散物質の流れの方向の分散 σ_x^2 は次式で示される。

$$\sigma_x^2 \sim 2D_x t + \text{const.} \quad \dots\dots(5)$$

ここに、

$$\begin{aligned} D_x &= \bar{K}_x + \int_0^h (U - \bar{U}) \theta_{10} dz, \\ \theta_{10} &= \bar{U} \frac{t}{h} + \frac{1}{h} \int_{(z)} \frac{dz}{K_x} \int_0^z (U - \bar{U}) dz \end{aligned}$$

ここに、一印は深さ方向の平均値を表わす。

このようにして、長い時間スケールに対して、水平方向の拡がりは拡散率に関する二つの成分の和により表示できる。一つは流れの水平方向の乱れ変動の影響を表わし、他のものは流れの shear 効果と乱れによる物質の鉛直拡散との相互作用の影響を表わしている。流れの shear 効果による拡散過程が卓越するか否かは、 $\bar{K}_x, \bar{K}_y$ の値によるであろう。一例として $U = 2\bar{U} z / H$, $K_z = \text{一定}$ とすると、次のようになる。

$$D_x = \bar{K}_x + \bar{U}^2 H^2 / 30 K_z \quad \dots\dots(6)$$

上記の簡単な模型でもわかることは、たとえ水平方向に乱流がなくとも、平均流に鉛直 shear さえあれば、これと鉛直方向の乱れによる拡散とによって水平方向への分散が起りうる。

このようにして、shear 拡散は全く不規則な運動による拡散理論と異なり、海洋中に存在する平均速度場の非一様性とスケールの小さい渦による拡散との相互作用の結果として生じた分散を論じるものであって、パッチの形状変化をも取り扱うことができる。

拡散モデルを作るために、大スケールの渦と小スケールの渦の二つの主要な部分から構成される乱れのスペクトルを考える。二つの渦群はスケールにおいて十分離れている。従って拡散のスケールは二つの渦群のスケールの間に存在することになる。大スケールの渦群は平均速度場の不均一性に対応するものである。この不均一性は水平面における定常的で一様な速度勾配として表現される。平均速度 U , V は点 0 に関して次式のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} U &= U_0 + \alpha x + (h - \eta) y \\ V &= (h + \eta) x - \alpha y \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(7)$$

ここに、 $\alpha = (\partial U / \partial x)_0$, $\beta = (\partial V / \partial y)_0$ …… 伸び変形率

$$h = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_0 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_0 \right\} \quad \dots\dots \text{せん断変形率}$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_0 - \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_0 \right\} \quad \dots\dots \text{渦度}$$

で、水平方向に非発散 ($\beta = -\alpha$) を仮定する。

小スケールの渦群による運動は渦動拡散係数 K によってモデルのなかに入ってくる。従って海洋拡散の基本式は U_0 についての移動座標系を考えれば次式のようになる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \{ \alpha x + (h - \eta) y \} \frac{\partial C}{\partial x} + \{ (h + \eta) x - \alpha y \} \frac{\partial C}{\partial y} = K \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots(8)$$

点源より瞬間放出されたパッチの分散を考えるとき、式 (8) の解は x , y についての 2 次形式であるから、等濃度面は一般に共通の中心をもつ楕円体を形成しており、その主軸の配位は時間とともに変化する。

パッチの分散 (σ^2)、みかけの分散係数 (K)、短軸と長軸の比 (ρ) について時間的変化を示すと、図-4 のようになる。⁸⁾ 図から、拡散の特性は $h^2 + \alpha^2 - \eta^2 \leq 0$ により二つの型に分類される。すなわち、伸び変形の場合とせん断変形の場合が回転の場合 (渦度) より卓越するとき、非常に伸長したパッチが平均流の方向に生じる。一方、渦度の場合が卓越してくると分散はそれほど著しくなく、究極的には拡散係数は一定になり、パッチの形状は一定に保たれたまま拡散していく。

Carter, Okubo (1965) は上記の拡散モデルについて、平均流が x 方向のみに存在する場合を取り扱い、横と鉛直方向の shear 成分を考慮している。⁹⁾

$$U = U_0(t) - y \frac{dU}{dx} - z \cdot \frac{dU}{dz}$$

$$V = W = 0$$

パッチの分散は縦および横方向について次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x^2 &= 2Kxt + \frac{2}{3}Ky \left(\frac{dU}{dy} \right)^2 t^3 \\ &\quad + \frac{1}{6}Kz \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 t^3 \\ \sigma_y^2 &= 2Ky t \end{aligned} \right\} \dots (9)$$

パッチの伸長の程度は時間、shear および拡散係数の関数である。染料放出後の初期の間、shear の効果は現われてこないが、その後パッチの伸長は平均流の方向に著しく、その分散は t^3 で増大する。パッチの中心濃度は $t^{-2.5}$ に比例して減少する。以上の解は無限に広い海での拡散解であるが $Z=0$ に海面を考えたとき、拡散は3次元から2次元に移行し、パッチの中心濃度の時間変化は $t^{-2.0}$ となる。上記の移流拡散の理論解は現地での染料拡散実験をよく説明していることが確認されている。沖合では3次元拡散解に、沿岸域では2次元解に従う傾向にある。Shear

拡散解による幾何平均水平分散 $\sigma_x \cdot \sigma_y$ は t^2 に比例することがわかる。この関係は乱れ理論による“拡散速度”に基く組から得たものと同じであることを示している。

潮流のように shear の方向と大きさが周期的に変化する平均流による影響については大久保 (1967) の研究がある。⁹⁾ 流れの場合は定常流 $U_s(z)$ と振動流 $U_t(z)$ との合成流を考え、鉛直および水平拡散をもつ $x-z$ 面の2次元モデルが検討されている。

$$U_s(z) = U_0(1 - z/d), \quad U_t(z) = V_0(1 - z/d') \sin \omega t$$

ここに、 U_0, V_0 : $z=0$ での定常流、振動流の振幅、 d, d' : それぞれの運動に関連した長さのスケール。

その結果、潮流の振動周期が鉛直拡散 shear により物質が上下向に一樣混合する時間より大きいときは、潮流の shear の影響が支配的になることが認められた。

Bowden (1965) はこの考え方を estuaries や沿岸水域へ拡張して潮流による shear 効果について言及している。¹⁰⁾

湾や沿岸海域においては、乱れの主要な原因は潮流である。平均流に垂直な断面での汚染物質の輸送量は一朝時間、単位幅当り、次式で与えられる。

$$Q_T = h \bar{u}_T \bar{c}_T + \frac{1}{T} \int_0^T h \bar{u}_1 \bar{c}_1 dt + \frac{1}{T} \int_0^T h \bar{u}' \bar{c}' dt + \frac{1}{T} \int_0^T h \bar{u}'' \bar{c}'' dt \quad \dots (10)$$

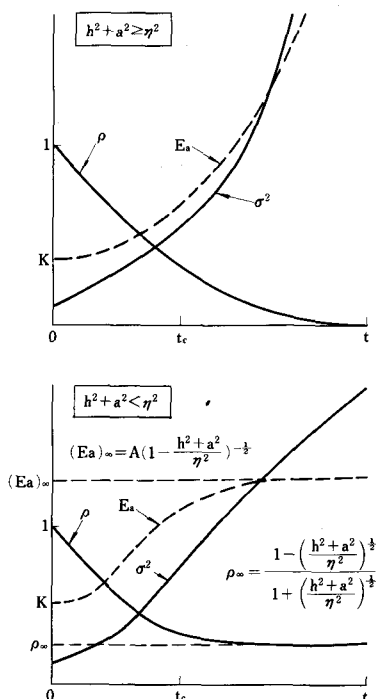


図-4 パッチ拡散の時間変化

$$(t_c = |h^2 + a^2 - \eta^2|^{\frac{1}{2}})$$

ここに、 $\bar{u}_T, \bar{c}_T$: 1 潮時間における $\bar{u}, \bar{c}$ の平均値, $\bar{u}, \bar{c}$: 深さ方向の平均値, $\bar{u}_1, \bar{c}_1 : \bar{u} = \bar{u}_T + \bar{u}, \bar{c} = \bar{c}_T + \bar{c}_1$ のなかの周期的に変化する項, u', c' : ある深さでの平均値からの偏差, u'', c'' : 不規則変動値。

式(10)の第1項は移流項、第2項は1潮時間の深さ方向に平均した速度からの偏差、第3項は速度、濃度の深さ方向の変化によるもの、第4項は乱れ変動による物質の輸送過程を表わす。

一般には、物質輸送過程は水平拡散係数を導入することによって、

$$Kx = \frac{h\bar{u}_T\bar{c}_T}{h\frac{\partial\bar{c}_T}{\partial x}} \quad \dots\dots (11)$$

で表わしている、式(10)と(11)を比較すると、第2番目と第3番目の項が第4項と同じく渦動拡散率内に含まれていることになる。

さて、潮汐の流れが振幅 U を有する単弦振動、 $U = U \cos \sigma t$ とし、鉛直方向の乱れの流速、濃度分布が相似形を保つとすると ($u' = \bar{u}f_1(z), c' = \bar{c}f_2(z)$) ; 1 潮時間での物質輸送量の平均値は、

$$\frac{1}{T} \int_0^T \bar{u}'c' dt = \frac{1}{2} U^2 \overline{f_1(z) \cdot f_2(z)}$$

となる、定常流では $\overline{u'c'} = U^2 \overline{f_1(z) \cdot f_2(z)}$ の関係が成立つので、振幅が U である潮流に対する Kx の値はつぎのようになる。

$$Kx = \frac{1}{2} (\text{定常流の } Kx) \quad \dots\dots (12)$$

KOLMOGOROV および JOSEPH & SENDNER などの理論に現われる拡散過程とは異なってせん断効果による拡散係数は水平方向のスケール・ファクターを含んでいなく、水深しか含まれていない。

3. 沿岸海域での稀釈拡散

(1) 放水口近傍での稀釈混合過程

温排水の場合を考える。放水口から放出された放流温水は、一つはその慣性モーメントのため、一つはその低密度のために上層流れとして海域表層を流下する。この上層内の冷却水の流れはある面で下層に対して接線応力を作用させ、これが海底に沿って放水口へ向かう補償流の介入を促し、放水口付近で湧昇運動を惹起せしめることになる。

各地の発電所の冷却水の放流の挙動を現場実測してきた結果によれば、冷却水放水にともなう湾内表層流出によって、下層において外海水の流入現象が生じていることが認められる。したがって表層と下層との間で相対速度が大なところでは、下層からの湧昇運動が起っているものと思われる。

この湧昇流現象の存在は、密度鉛直分布の連続分布の場合において、流動と熱拡散との相互干渉を理論的に解析した研究¹¹⁾によっても確認されており、この事実から、冷却水放水口の近傍においては下層低温水の加入による混合によって主に放出水の水温が低下し、放水口から遠ざかるにつれて次第に海域の渦動拡散や潮汐による混合が冷却を支配するようになるものと考えられる。したがって、温水冷却水の表層流出による海域の水温分布をより精度高く求めるためには、放水口近傍での下層冷水

供給を考えた稀釈過程を考慮しなければならない。

Ellison 等は乱流加入現象を実験的に検討し、十分大きい Re 数に対して加入係数 E は Richardson 数 Ri のみの関数であること、および係数 E は Ri の増大と共に急激に減少し、 Ri がおよそ 0.8 以上のとき無視できることを見出している (図-5 参照)¹²⁾

上述のように、Richardson 数と下層水加入係数 E との間には一義的な関係のみが存在すると思われない。すなわち、下層水加入量は Richardson 数の同じ値に対して、表層水深つまり内部境界面の勾配の大きさによって異なることが予想される。¹³⁾

水温上昇の深さ方向への影響については、理論解析および現地実測の結果から、温排水の密度流としての特性のために、深さ方向の熱拡散より水平方向の熱拡散ははるかに大きいので、熱は水平方向に、海面からせいぜい 2~3 m 前後の厚さでひろがるものと考えられる。

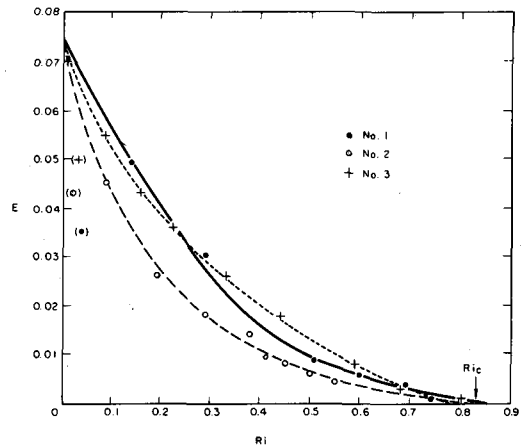


図-5 E と Ri との関係

(2) 拡散におよぼす流れの影響

海域における物質の拡散過程におよぼす流れと拡散の効果との区別は、現象自体のスケールとそれを取り上げるときの時間・空間スケール

との問題によって決まる。拡散物質の濃度の短時間の変化を問題にするときは、潮流は流れとしてみなされるが、長時間の変化を問題にするときは、流れというよりは大きなスケールの渦として拡散に寄与すると考えられる。海域の海水の混合問題においては、問題に対する時間・空間スケールのはっきりした認識が必要になるであろう。

国司 (1964) は、田辺湾の湾口で水温の連続観測結果から湾内の海水交流は連続的に行なわれるのではなく断続的に変わり、沖合水と沿岸水の交換は安定が破られるときに急激に起ることを指摘している。¹⁴⁾

したがって、沿岸海域での汚染物質の拡散問題においては、拡散現象というよりは流れの様相が卓越してくる場合も考えられ、ミクロというよりはメソスケールの問題の研究が重要な課題になるであろう。

(3) 本邦沿岸海域における拡散特性¹⁵⁾

本邦沿岸各地での水平乱流速度の統計的特性を把握するために、流れの長時間連続観測を実施した。この場合、問題とする流れにおける流速成分を海岸に平行な方向と直角方向にとった。図-16 は鹿島灘および播磨灘海域における自己相関の分布曲線を示す。播磨灘に対する分布は半日周潮より低周波部分を除去したものを併せ記入してある。鹿島灘地点においては大規模な速度変動が問題とする流れのなかに存在することおよび海岸に直角方向の渦のスケールは沖合に向かって増大する傾向を示すことが認められる。筆者らが沿岸海洋という条件に対して得た実験的な自己相関々数は、二つの型に分類される。その一つはランダム過程が卓越した乱れの場合であり (拡散タイプ I)、他のものは

$$\left(\frac{1}{U} \frac{d}{dx} (U_h) \right) = E, \quad U_h: \text{表層の平均流速および厚さ}$$

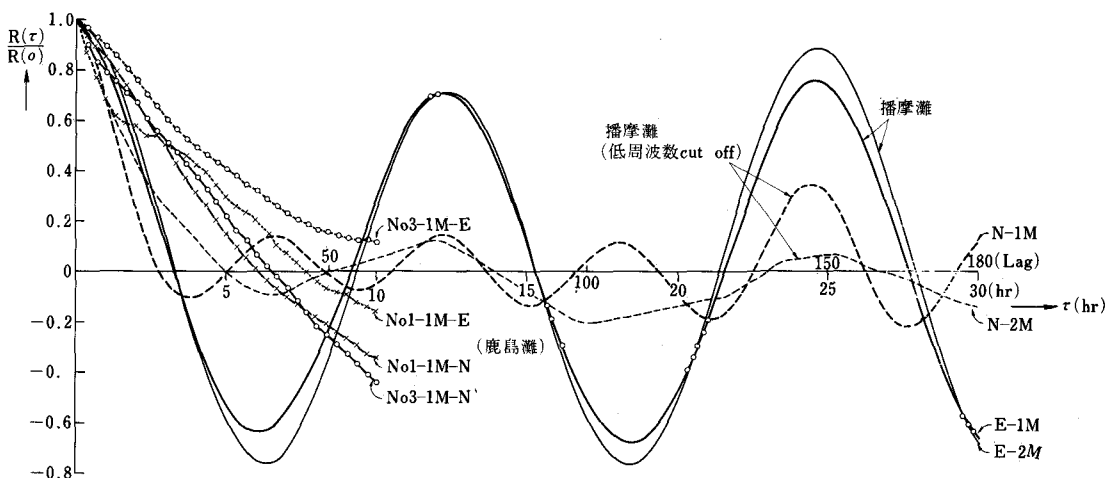


図-6 流速変動の自己相関係数

任意の振動周期を有する振動流の上にランダムな過程が重畳されている場合である（拡散タイプⅡ）。前者の分布形は本邦銚子沖よりむつ海域にかけての太平洋岸，日本海岸側および北海道沿岸でみられ後者の分布形は瀬戸内海における半日周潮流が卓越している海域に特徴的に認められる。メソスケールでの拡散特性を把握するために，上記の二つの異なった拡散特性を有する場での問題をとり上げるときには，それぞれ異なった拡散計算手法の展開が行なわれなければならない。

図-7は図-6に示した自己相関分布に基いて算出したエネルギー・スペクトルの分布を示す。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に集中している。それぞれのスペクトルはその周期が3時間以内の周波数について“ $-5/3$ 乗則”を近似的に満足している。拡散タイプⅠに対応するスペクトル分布は低周波数から高周波数領域に単調減少する分布を示す。一方拡散タイプⅡに対するスペクトル特性は最大値が存在する点にある。

海域での乱流現象は等方性なものではない。すなわち，海中における大規模な渦形成が地形的な特性（海岸線，海底の形状）にも依存するはずである。このような非等方性を流れの統計的特性として一般に用いられるものは，A.N.Kolmogorov(1941)が導入したいわゆる構造関数である。これは次式により求められる。

$$\begin{aligned} Du(\tau) &= \overline{\{u(t+\tau) - u(t)\}^2} \\ Dv(\tau) &= \overline{\{v(t+\tau) - v(t)\}^2} \end{aligned} \quad \dots\dots (13)$$

ここで時間間隔 τ はあるスケール l （渦を等方性とみなすことのできるスケール）を超えないと仮定する。

瀬戸内海の松山港沖合で測定した流速の記録に基づいて構造関数を算定した。結果が図-8に示してある。図中の $Y-3$ ， $F-15$ は海岸線に平行な成分で水深別の値を意味する。これらのグラフから判るように，海中の速度場に対する構造関数は正弦振動とランダム関数の和から成り立っている。その場合，このようなプロセスの構造関数は周期的プロセスの関数 $D_h(\tau)$ ，ランダムプロセスの関数 $D_r(\tau)$ およびこれらの間の相関の和によって表わされる。ここで周期的成分とランダム成分の間

に相関がないとみなせば、構造関数は上記の二つのプロセスの構造関数の和に等しくなる。すなわち、

$$D(\tau) = D_h(\tau) + D_r(\tau) \quad \dots\dots (14)$$

いま海域において、乱流速度 $u(t)$ を有する等方性の場と並んで周期的な速度成分が存在すると仮定する。すなわち、流れの全体の速度は下記のように与えられるものとする。

$$U(t) = U_0 \cos \omega t + u(t) \quad \dots\dots (15)$$

このような速度場に対する構造関数は下記のとおりとなる。

$$D_u(t) = 2 U_0^2 \sin^2 \frac{\omega t}{2} + d_u(t) \quad \dots\dots (16)$$

ここに、 $d_u(t)$ ：乱流速度 $u(t)$ の場に対する構造関数。

式(16)の誘導過程においては、平均化の期間 T が規則的な速度成分の振動周期に対する倍数にとられている。図-8 には、 $D_h(\tau)$ 、 $D_r(\tau)$ が図示しており、波の周期 T と高さ $h = 2a = \sqrt{2} |$

$D_h(\tau) |$ が決定できる。また乱流速度 $u(t)$ の場の構造関数 $d_u(t)$ は、“ $2/3$ 乗則”に従っている。したがって、図-8 に示す構造関数数は、周期 10 hr をもつ周期振動が一般的

な “ $2/3$ 乗則” の関係の上におかれている。

一方、噴火湾および鹿島灘における構造関数は連続的な極値を有する周期性を有していなく、なんらかの周期性を導き出すことは不可能である。これらの流れの場でランダムな過程が卓越することは自己相関分布にみられた結果と一致している。

(4) 拡散係数¹⁵⁾

拡散係数は G. I. Taylor の定理を使って次式より算定できる。

$$\left. \begin{aligned} K_x &= \overline{u_L^2} \int_0^\infty R_{Lu}(\tau) d\tau \\ K_y &= \overline{v_L^2} \int_0^\infty R_{Lv}(\tau) d\tau \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (17)$$

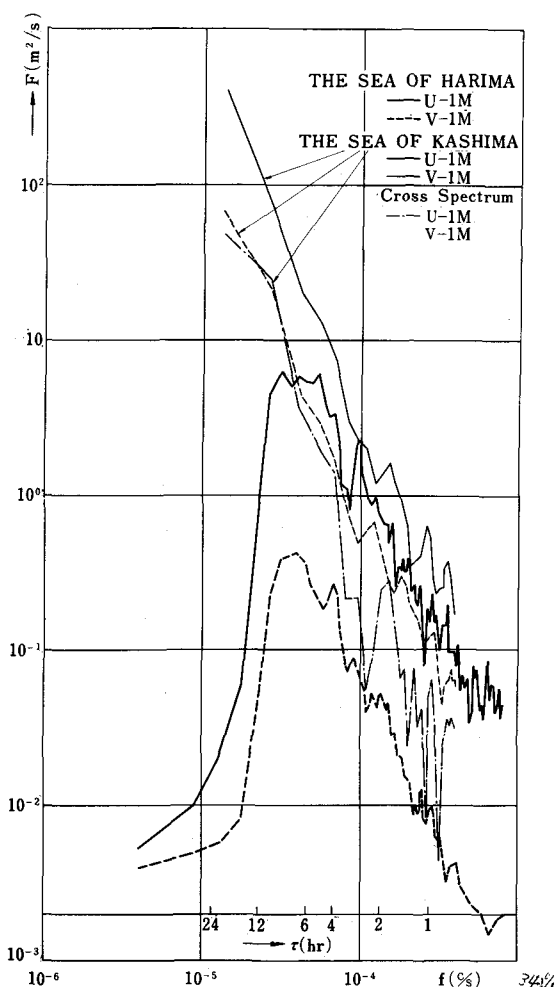


図-7 流速変動の
エネルギー・スペクトラム

ここに、 R_{Lu}, R_{Lv} : それぞれ x, y 方向のラグランジ自己相関係数、 $\overline{v_L'^2}$ 、 $\overline{u_L'^2}$: ラグランジ変動速度の2乗平均。

上記の観測点における流速計は海中に固定されているので、流速変動のデータはオイラー系のものである。ラグランジ系における流速の測定は一般的に難かしい。またオイラーとラグランジ系間の関係は非常に複雑である。しかしながら、ミクロスケールのオイラー、ラグランジ速度の自己相関分布における相似性に基づくことにより、つぎのオイラー、ラグランジ変換式が成立する(Hay & Pasquill(1959))。

$$R_L(\eta) = R_E(\tau), \eta = \beta\tau$$

..... (18)

ここに、 β : 乱れのスケールに依存する無次元パラメータ。

メソスケールの乱れに対して、オイラー、ラグランジ自己相関の分布において相似性が成り立つと仮定すると、変換式(18)を式(17)に適用すれば次式が得られる。

$$\beta = \theta_L u / \theta_E u$$

..... (19)

β は、0.4~6の間にあることが見出されている。

式(18)の関係により、拡散係数の x, y 成分はオイラーの系における諸値によって表わすことができる。

表-2 拡散係数値

	噴 火 湾		播 磨 灘	
	沿岸に平行な方向	沿岸と直角な方向	沿岸に平行な方向	沿岸と直角な方向
$\overline{u_E'^2}, \overline{v_E'^2}(\text{cm}^2/\text{sec}^2)$	60.84	10.89	8.41	4.84
$\theta_{Ex} \cdot \theta_{Ey}$	24.113	13.745	0.50	0.35
拡散係数(cm^2/sec)	$Kx = 1.3 \times 10^6$	$Ky = 1.3 \times 10^5$	1.0×10^3	2.5×10^3

ただし、播磨灘の拡散係数値は、半日周潮より低周波領域の潮流成分を除いたときのものである。

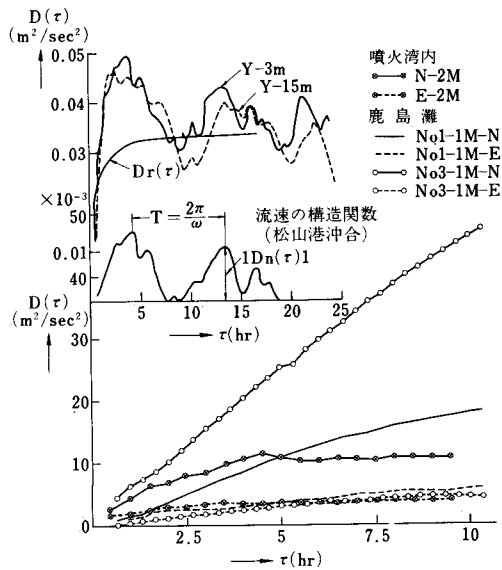


図-8 流速変動の構造関数

(5) 湾内の拡散現象

排水の混合および分散過程の特性は湾内で見出される塩分侵入、つまり循環の型に関連している。強く成層した estuary においては、表層と下層間の水の交換はなくなる。密度の軽い汚染物は表層内に留まり、表層流の速度で外海へ流出してゆく。一方、底部へ設置した放流管から廃水の分散は淡水流へ導入した廃水の分散とは著しく異なるであろう。緩混合あるいは強混合型の湾においては、鉛直混合が大きいため汚染物は底層にまで分布するであろう。

縦方向および鉛直方向の密度勾配の影響に加えて、潮流速度の振動現象は縦方向の分散に大きな影響をもつ。淡水流出による湾内の流速は一般的に潮流流速に比して大きくない。しかし、淡水流による海側へ向かう流れは湾内におけるフラッシング作用の役割を有している。また、汚染物が溶解性の浮遊物である場合には水への溶解が良好であって、その中で重力沈降性を示すものや、凝集沈降を生ずるものなどがある。このように、estuary における質量輸送過程は、非保存性物質の特性に加えて、潮汐作用による流れの振動のためと塩分侵入を伴う大きいスケールの重力循環のために、河川におけるそれよりも複雑である。

断面積が変化する estuary に対する一次元表現式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (EA \frac{\partial \bar{C}}{\partial x}) + Ra - Rr \quad \dots\dots (20)$$

ここに、

$\bar{C}$: 拡散物質の濃度, E : 拡散係数, Ra : 単位時間当たり放出される汚濁負荷量, Rr : 単位時間当たり、除去される汚濁量, U : 軸方向の流速

ここに、一印は断面平均値を意味する。 $U=Q/A$, Q は潮汐と淡水流出の両者を含む流れの量を表わす。

Estuary の濃度分布の一次元解析は式 (20) によるわけであるが、この式の取扱い方については二つの方法が考えられてきている。初期の数学モデル、たとえば Stommel (1952)¹⁶⁾ らの研究は estuary 内への淡水流出のみの項によって移流過程を考えている。この式の形は 1 潮汐周期間の estuary の任意断面で時間平均をとることによって求めることができ、従来、定常状態を想定して式 (20) を変形し、現地の塩分などの観測データから縦方向の拡散係数の評価が行なわれてきた。式 (20) の定常状態 (Q は一定, $Ra=Rr=0$) について積分すると次式を得る。

$$Q \cdot \bar{C} = AE \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \quad \dots\dots (21)$$

積分定数は大きい x に対し、 $d\bar{C}/dx \rightarrow 0$, $\bar{C} \rightarrow 0$ となるので零である。局所的な拡散係数、 E , は式 (21) を差分形に変換することによって計算する。

$$E = \frac{2Q \Delta x \cdot \bar{C}_x}{Ax (\bar{C}_{x+\Delta x} - \bar{C}_{x-\Delta x})} \quad \dots\dots (22)$$

その後展開された数学モデルは, Holley et al (1968)¹⁷⁾, 和田・片野 (1971)¹⁸⁾ らの

研究によって代表されるように、「潮汐が時間的に変化する移流モデル」を用いた。ここでは、移流項は時間的に変化する速度（淡水流出と潮流の両者を含む）の断面平均値を表わす。分散項は鉛直および横方向の速度分布と乱流拡散の影響を示す。すなわち、一次元の場合を考えると、式(20)の右辺の拡散項はつぎのように表わすことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(EA \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(Kx \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} - \int_A u' c' dA \right) \quad \dots\dots (23)$$

ここに、 $\bar{C}$ ：断面平均濃度、 Kx ：縦方向の乱流拡散係数で断面平均した値、および c' ：断面平均値からの流速および濃度の偏差（ $u = U + u'$ 、 $C = \bar{C} + c'$ ）。

式(23)において、 E は分散係数と称せられる。“分散”はこれと乱流拡散と区別するために、“ $u' c'$ ” 輸送に対して使われる。特に estuary での混合は潮汐流、密度流、吹送流による流れのせん断作用によって効果的に生じる。

鉛直方向の速度変化による分散係数は Elder の式（ $E = 5.93 u_* h$ 、 u_* ：摩擦速度、 h ：水深）から求められる。一方、速度の横方向の変化による分散係数は Elder の式による値に比して 10 ～ 100 倍大きい値を生ずることがある。この場合の分散係数は近似的に次式で表わされる（Fischer, 1967）¹⁹⁾。

$$\frac{E_{\infty}}{u_* h} = 0.3 \frac{\overline{u'^2}}{u_*^2} \left(\frac{b}{h} \right) \quad \dots\dots (24)$$

ここに、 b ：各断面における最大流速の点から岸までの距離、 h ：水深。

つぎに、分散におよぼす流れの振動の影響について調べることにし、流速の横方向あるいは鉛直方向の変化のどちらかが分散過程に卓越する影響をおよぼすときの条件を検討しよう。この取扱いは湾内において一様な密度を有する断面に限定される。

湾内の振動流を正弦的であるとみなすとき、式(20)のなかの U は次式により表示できる。

$$U = U_0 + U_T \cdot \sin \sigma t \quad \dots\dots (25)$$

ここに、 $U_0 = Q/A$ 、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 T ：潮流の周期。以下の解析では U_0 は U_T よりも小さいものと仮定する。

Holley et al (1970) は estuary 内の分散過程に及ぼす潮汐振動流の影響について検討し、次式を導いた。

$$\frac{E}{E_{\infty}} = \frac{240 T'^2}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 \left\{ \left[\frac{\pi}{2} (2n-1)^2 T' \right]^2 + 1 \right\}} \quad \dots\dots (26)$$

ここに、 E ：縦方向の分散係数、 E_{∞} ：無限に大きい T' （振動周期が非常に長い、すなわち定常流）に対する E の値。上式から一次元湾モデルにおいて、潮汐往復流による分散係数は、

$$T' = T / T_c \quad \dots\dots (27)$$

と定義した無次元パラメータに依存している。ここに、 T_c は

$$T_c = \ell^2 / K$$

によって与えられ、断面混合の時間スケールを意味する。ここに、 ℓ は乱流拡散が生ずる方向の距離のスケール、 K はその方向における拡散係数を表わす。いま、鉛直および横方向の混合に対する時間スケールを定義するとつぎのように書ける。

$$T_{cv} = h^2/K_v, \quad T_{ct} = b^2/K_t \quad \dots\dots (28)$$

直線状の水路に対して、 K_v, K_t は近似的に次式のように表わされる (Elder, 1959)²⁰⁾。

$$K_v = 0.067 u_* h, \quad K_t = 0.23 u_* h \quad \dots\dots (29)$$

式(29)を式(28)へ代入することによって、それぞれ鉛直、横方向の無次元化した時間スケールを定義することが可能である。

T' への分散係数の依存度合は図-9に示してある。図に示した関数関係を $f(T')$ で表わすとつぎの関係が成立する。

$$E = E_\infty \cdot f(T') \quad \dots\dots (30)$$

$0 < T' < 1$ に対しては、 E は近似的に T' の二乗に正比する。 $T' > 1$ に対しては E は一定になり、定常流に対する分散係数でおきかえられる。分散に及ぼす横方向の速度分布の影響は、湾の幅が増すにつれて減少してくる。したがって、幅の広い湾における分散係数は鉛直方向の速度分布によって支配を受け、その値は Elder の式から求められる。一方、幅のせまい湾における分散は主として横方向の速度分布によって生ずるであろう。

湾の幅がせまく、湾を一次元的に取扱える場合の廃水拡散分布は式(20)および(25)を用いて求めることができる。いま濃度のかわりに次式のように定義した汚濁物質質量を用いた項を導入する。

$$C = W / rA \cdot \Delta x \quad \dots\dots (31)$$

ここに、 W : 区間 Δx 内に含まれる汚濁物質重量、 r : 水の単位体積当たりの重量、 A : 湾の断面積。式(31)を式(20)に代入すると次式が得られる。

$$\frac{\partial W}{\partial t} + (U_0 + U_t \cdot \sin \sigma t) \left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{W}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{A \cdot E_x}{A} \cdot \frac{\partial W}{\partial x} - \frac{E_x \cdot W}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \right) + P - k_i W \quad \dots\dots (32)$$

ここに、 P : 単位時間当り、湾内へ放出する汚濁物質重量、 k_i : 減衰係数。差分式としては以下のものが考えられる。

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{W_i^{t+1} - W_i^t}{\Delta t} \quad \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{W_{i+1}^t - W_{i-1}^t}{2\Delta x}$$

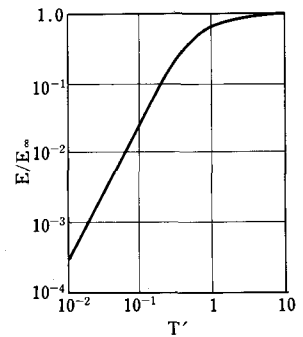


図-9 分散係数におよぼす振動周期の影響

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{A_{i+1} - A_{i-1}}{2\Delta x},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{Ex \cdot W}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \right\} = \frac{1}{(\Delta x)^2} \cdot \left\{ \frac{Ex_{i+1} \cdot W_{i+1} + Ex_i \cdot W_i}{A_{i+1} + A_i} (A_{i+1} - A_i) - \frac{Ex_i \cdot W_i + Ex_{i-1} \cdot W_{i-1}}{A_i + A_{i-1}} (A_i - A_{i-1}) \right\}$$

以上の解析手法は非定常解に対するものであるが、定常解を求めるときには、式(20)を潮汐往復流の一周期について時間平均を行なえばよい。基本式はつぎのように変換される。

$$U_0 \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (A \cdot Ex_L \frac{\partial C}{\partial x}) + \bar{R}_a - \bar{R}_r \quad \dots\dots (33)$$

ここに、 C 、 Ex_L 、 $\bar{R}_a$ および $\bar{R}_r$ は1潮時の平均した値であり、 Ex_L は渦動拡散のほか潮汐による分散効果を考慮した拡散係数となる。式(33)において式(31)の W を導入した差分式に書きあらためて整理すれば、つぎの基本式が得られる。

$$a_{i+1} \cdot W_{i+1} + a_i \cdot W_i + a_{i-1} \cdot W_{i-1} = P \quad \dots\dots (34)$$

ここに、

$$\begin{aligned} a_{i+1} &= u_0 / 2 \cdot \Delta x - (1 / (\Delta x)^2) (A_i (E_{i+1} + E_i) / (A_{i+1} + A_i)) \\ a_i &= - (u_0 / 2 \cdot \Delta x) ((A_{i+1} - A_{i-1}) / A_i) + (1 / (\Delta x)^2) \cdot \\ &\quad (A_{i+1} (E_{i+1} + E_i) / (A_{i+1} + A_i) + A_{i-1} \cdot \\ &\quad (E_i + E_{i-1}) / (A_i + A_{i-1})) + R_r \\ a_{i-1} &= - (u_0 / 2 \cdot \Delta x) - (1 / (\Delta x)^2) (A_i (E_i + E_{i-1}) / \\ &\quad (A_i + A_{i-1})) \end{aligned}$$

境界条件は湾奥で $\partial C / \partial x = 0$ より、 $W_0 = W_L$ 、湾口で $\partial^2 C / \partial x^2 = 0$ より $W_{i+1} = 2W_i - W_{i-1}$ ととり、汚濁負荷量 P は排水口のある位置に入ればよい。

拡散係数 Ex_L については、潮汐による拡散をも考慮するため湾奥で渦動拡散係数 Ex 、湾口で $Ex + E_t$ となるものを考える。 E_t は潮汐往復流が大きなスケールの渦として拡散に寄与すると考えたときの拡散係数を意味し、次式のように表わされる。

$$E_t = \alpha U_m \ell \quad \dots\dots (35)$$

ここに、 α は潮汐の半周期ごとの海水混合の割合で速水ら(1956)の明石海峡での塩素量の実測資料から、 $\alpha = 0.1$ が得られている。²¹⁾ U_m は潮流の平均流速(cm/sec)、 ℓ は漲潮あるいは落潮期間に水粒子が流れる全行程(cm)である。

式で(34)に上記の境界条件、拡散係数、具体的な断面、排水口の位置および排出負荷量を与えて連

立する方程式を解けば、各断面での保有負荷量 W が計算されるため、これを式(31)に代入して C を算定すれば各断面での汚濁濃度が求められる。

一般に、湾とくに estuary 内の密度分布は汚濁源となり得る河川の流れと淡水・海水間の密度差による流れの系から成り立っている。したがって estuary 内の流れや密度場は、強制対流や重力対流の問題を構成していることになる。湾内の下層付近での奥部へ向かう流れは密度と流れとの間の力学的干渉の結果（重力対流）であって、循環機構の解明において重要な因子である。湾内へ流入する汚染水による空間濃度分布を算定するに当って、鉛直断面で一様な濃度分布が存在していれば一方向の流速しか存在しないとの仮定のもとに、上述のモデルのように一次元解析が行なわれてきた。この一次元モデルは廃水流出量を断面にわたって積分した諸量に関連したものであり、重力対流効果すなわち速度分布に及ぼす密度勾配の影響を無視している。したがってこのようなモデルは湾内の浅海領域にしか適用できない。Hansen & Rattray(1965)²²⁾は、廃水流出および重力対流の効果を考えた循環機構を論じ、湾内の鉛直循環機構を以下に示す三つのモードの組合わせによって表わせることを示した。

$$T=BH^2 \cdot \tau_w / Az \cdot Q, Ra = gk Co H^3 / Az \cdot K_{ho}, M=Kz \cdot K_{ho} \cdot B^2 / Q^2$$

ここに、 T ：風応力に関するパラメータ、 Ra ：熱対流理論で用いられる Rayleigh 数の湾内への模式化パラメータ、 M ：廃水量に対する潮汐混合の割合、 B ：湾幅、 H ：水深、 τ_w ：海面に作用する風の応力、 Q ：廃水流量、 Az 、 Kz ：鉛直の渦動粘性および渦動拡散率、 K_h ：水平渦動拡散率、 k ：定数（ $\rho = \rho_0 (1 + ks)$ ）、 ρ の subscripts は湾奥での値を示す。

これによると湾奥より湾口へ向かって吹送する風の作用は、上下層の速度差、密度差を増大させ、反対方向の風が作用するときには上層で逆転が起こり、三層流れが生じ、上下二層間の密度差は減少する。これらの結果は実際の湾内における風による表層の混合機構をある程度示している。湾内水の循環機構を鉛直方向、平面的に究明しておくことは、産業用水の利用、沿岸漁業関係者に対してきわめて重要な情報を与えることができる。この面の研究は今後、産業廃水による海域環境汚染の問題と関連して発展させなければならない。

(6) 碎波帯の混合過程

碎波帯内の混合過程は二つの作用から成り立っている。その一つは碎波による乱れである。碎波とそれに伴う bore は汀線と直角方向の混合を急速にさせる。他のものは碎波によって生じた移流作用であって、海岸流と離岸流系から成る、いわゆる海浜循環流セル（nearshore circulation cell）を形成している。入射波のエネルギー、周期、方向およびセルの大きさが沿岸の混合過程に大きな影響をおよぼす因子である。このセルは沖合方向に碎波帯の幅の大きさを有し、汀線方向には離岸流と離岸流との間に囲まれた水域を形成している。海浜流については堀川教授の講義が予定されているので、ここでは碎波帯内の混合現象について Inman(1971)らの研究²³⁾を中心にしてふれてみる。

上記のように碎波帯内へ投入した染料の拡散過程は、まず汀線と直角方向に2次元的な拡がりから、汀線に平行な1次元的な拡がりに移行すると考えられる。この移行時間 t_0 は、 X_0 を碎波帯の半幅、 ϵx を碎波帯内における汀線と直角方向の拡散係数とすると、 $t_0 = X_0^2 / 4 \epsilon x$ の関係がFickの拡散モデルから導くことができる。このような考えから、Inmanら(1971)は現地での染料放出の拡散実験データより、次式に示す経験的な関係式を見出している。（図-10参照）

$$\epsilon_x \approx \frac{(H_{rms})_b \cdot X_b}{T} \dots (36)$$

ここに, $(H_{rms})_b$: 碎波波高の rms ,
 X_b : 碎波帯の幅, T : 波のエネルギー
 スペクトルのピークの周期。

碎波帯内に投入された染料は海岸流によ
 って汀線に平行な方向に流下し, 一部は離
 岸流によって沖合へ輸送され, 残りのもの
 は海岸流と共に流下し続ける。図-11 は
 アメリカの Silver Strand 浜で 30
 m 間隔の 3 ヶ地点で同時に観測した染料濃
 度より, 離岸流による稀釈効果を表わす稀
 釈比 Re を算定した結果である。ここで定
 義した稀釈比は, N_0 を投入セルにおける
 濃度, N_1 を下流側にあるセルの濃度とす
 ると, $Re = N_1 / N_0$ と表わすことができる。
 Re の値は沿岸流速が小さいときにはほと
 んど零に近いが, 50 cm/sec 以上の強い
 流れがある地点では 0.5 の値に達すること
 がある。

(1) 汀線に直角方向の拡散モデル

汀線に直角方向の拡散率についての算定
 式は二三提示されているが, ここでは流れ
 の shear 効果に基く拡散率の表示式を
 radiation stress との関連から
 導いた式を提示する。Radiation stress
 $\cdot S$ が汀線と直角および平行方向の
 混合モデルに使用できることは Bowen
 (1969) によって指摘されている。汀線
 と直角および平行な方向の成分は次のよう
 にかける。

$$S_{xx} = E n \cos^2 \alpha + E \left(n - \frac{1}{2} \right)$$

$$S_{gx} = E n \cos \alpha \cdot \sin \alpha$$

ここに, E : 波のエネルギー密度, α : 汀線となす碎波角度, n : 群速度と位相速度の比。拡散率は
 次式の形を有するものと仮定する。

$$\epsilon_x(x) = C_1 u_* d(x) \dots (37)$$

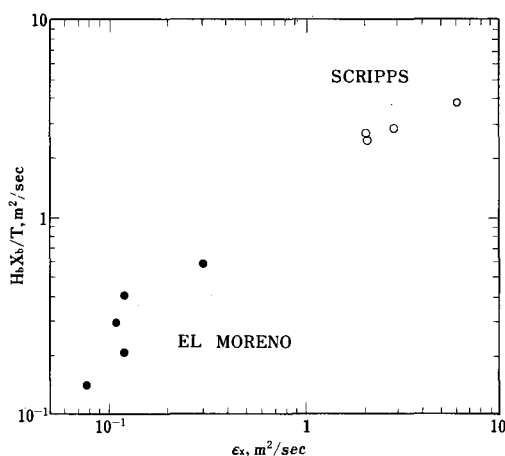


図-10 汀線に直角方向の渦動拡散率

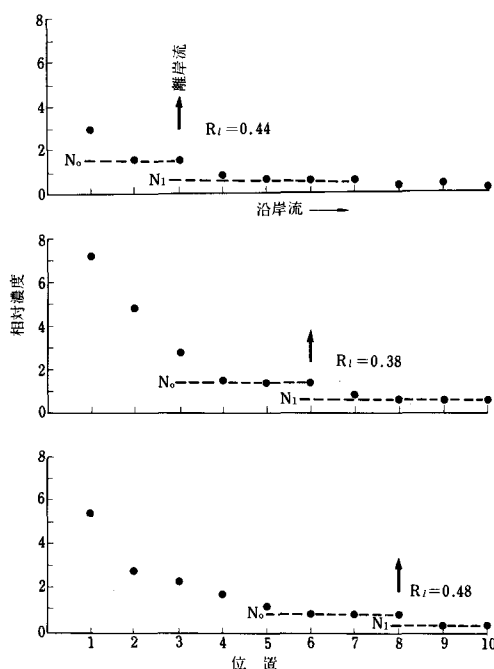


図-11 離岸流による稀釈効果

ここに, $U_* = \sqrt{\tau_x / \rho}$: 碎波帯の bore の前進に伴う摩擦速度, τ_x : 摩擦応力, ρ : 水の密度, $d(x)$: 深さ h の水柱が水平方向に移動する距離で, Munk (1949)²⁴⁾ によれば $d = 8 h \cdot (r/3)^{1/2}$, $r = H/h$: 相対波高, H : 波高。

碎波帯内の流体の挙動は式 (37) と相似な関係を与えている。すなわち, Bore の通過に伴う水粒子の変位および運動量の損失はそれぞれ d および τ_x により表現されている。 $u_*(x)$ を radiation stress tensor の汀線に直角方向の成分 S_{xx} と関係づけることを考えてみる。

碎波帯の外側では運動量は保存され, $\partial S_{xx} / \partial x$ は平均水面において set-down を生ずることが, Longuet-Higgins (1963)²⁵⁾, Bowen ら (1968)²⁶⁾ によって示されている。

碎波帯の内側では運動量は碎波により逸散される。碎波帯を横切る S_{xx} の変化率は水柱の単位面積に作用する応力に等しい。すなわち

$$\tau_x = - \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = \frac{3}{8} \rho g r^2 h \frac{dh}{dx} \quad \dots\dots (38)$$

$r = \text{一定}$, $dh/dx = h_b/X_b = \tan \beta = \text{一定}$ と仮定し, 式 (38) を碎波帯幅について積分すると, みかけの拡散率は次のようになる。

$$\epsilon_x = C_1 (2 r \tan \beta)^{1/2} \cdot \frac{H_b \cdot X_b}{T} \quad \dots\dots (39)$$

上式の C_1 は図-10 の観測データより, El Moreno で 1, Scripp Beaches で 9 の値が算出されている。

(ロ) 汀線方向の混合モデル

ここでは, 外海からの波は汀線に平行な海底等高線の直線状海岸に入射してくるものとする。図-12 は碎波帯近傍での混合セルのモデルを示すものである。離岸流と離岸流との間に囲まれた水域は循環セルを構成している。すなわち, 初期混合は碎波帯 ($X_b \cdot Y$ の水域) で生じ, 二次的な混合は離岸流の heads 間の沖合 ($X_b \cdot Y$ の水域) で生じる。図-12(a) は海浜循環系において, セルからセルへ汀線方向に流体輸送が存在する場合で, 図-12(b) は循環系が対称的であって汀線方向の輸送がない場合に対応している。

1. 非対称セル: モデル 1 A

このモデルは入射波が岸に斜めに接近し, 汀線との角度 α_b で碎波する一般的な場合である。碎波によって生じた汀線方向の運動量束は汀線方向に流量 Q_e を生ぜしめる。各セルの下流端での流出量 Q は碎波により碎波帯内への流入量と離岸流による沖合への流出量 Q_r との和で表わされる。また最大沿岸流量 Q_m は Q_r とセルから下流へ流出する沿岸流量 Q_{e0} との和になる。もしトレーサーを碎波帯内へ投入すると Q_e に比例する割合で汀線方向に, Q_r に比例する割合で沖合に輸送される。図-13 はモデル 1 A に対する濃度の場所的变化を二つの位相の場合について示したものである。Phase 1 はトレーサーが沖合から再循環しないときで, 染料連続注入の初期段階や沖合の沿岸流が強く, 二次的な混合水域の水質が沖合水のそれを保持できる場合である。Phase 2 は沖合水が碎波帯内へ相当量のトレーサーを再循環している場合である。

Phase 1 の混合: 染料連続投入源から下流方向に n 番目のセル内の濃度 N_n は次式で与えられる。

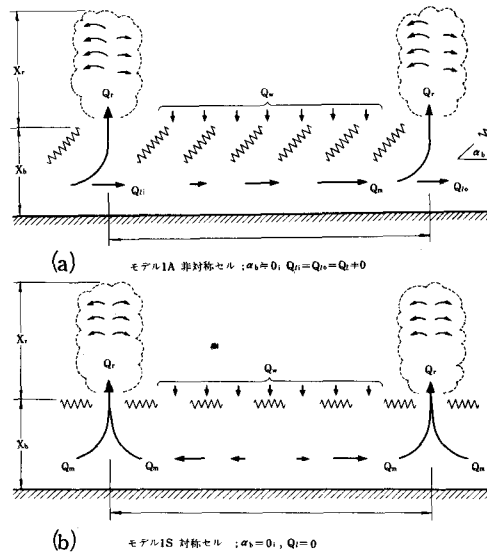
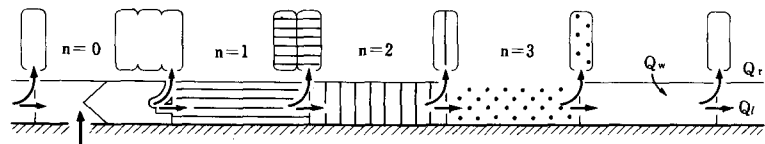
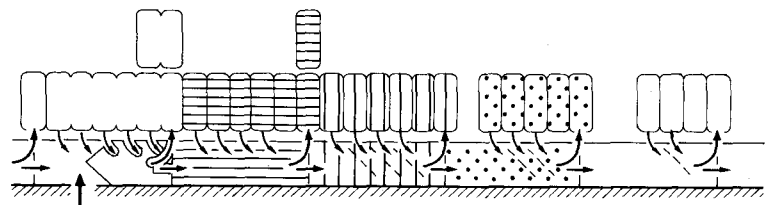


図-12 海浜付近の混合セルモデル



PHASE 1 $N_n \cdot Q_r \gg N_w Q_w$



PHASE 2 $N \cdot Q_r \approx N_w Q_w$

図-13 モデル1Aに対するトレーサー濃度分布

$$Nn = N_0 \left(\frac{Q_e}{Q_m} \right)^n = N_0 \cdot Re^n = N_0 (1 - R_r)^n \quad \dots\dots (40)$$

ここに, $Re = Q_e / Q_m$: 汀線方向の稀釈比, R_r : 沖合方向の稀釈比, N_0 : 投入セルを流下する濃度。

近似として, セルの数 n を y/Y (Y : 離岸流間隔, y : 投入源より下流方向の距離) によっておきかえると, 濃度は投入点から距離 y と共に指数的に減少する。

Phase 2 の混合: この混合過程は沖合水域に強い沿岸流が存在しないときに起ると考えられる。トレーサーは二次的な混合水域に留まる傾向にあり, 砕波帯内への再循環によりセルの稀釈能力は減少する。従って, Phase 1 の場合に対する式 (40) はもはや成立しない。Inman ら (1969)²⁷⁾ はこのモデルに対する濃度式を与えている。放出したトレーサーが二次的な混合水域に保存されることを仮定して, 特に砕波帯の外側に強い沿岸流が存在するとき Re は 0.5 に達すると考えられる。このときのセル n の濃度近似式は次のように考えられる。

$$Nn(t_n) = N_0 \{ Re^n + (1 - Re^n)(1 - \exp(-M)) - \frac{1}{2} M \exp(-M) \} \dots (41)$$

ここに, $R_r = 1/2$ と仮定してある。 t_n : トレーサーフロントがセル n を通過し始める時間, $M = tn \cdot Re / T_r$, T_r : 二次的混合水域でのトレーサーの停留時間で $T_r = V_r / Q_r$ で求められる。 V_r は二次的混合水域の容積である。

式 (40), (41) に基いて, 沿岸水混合過程を検討するためには式に含まれているパラメータの適切な選択が必要である。Phase 1 および 2 のモデルにおいて海浜勾配, 沖合勾配がそれぞれ $\tan \beta$, $\tan \beta'$ である水域に波が侵入するモデルにおいては 4 つのパラメータが必要である。それらは Xb , Y , $<v_e>$ (沿岸流の平均速度), Re である。

(イ) 砕波帯の幅 (Xb): 経験則として次式が与えられている。

$$Xb = a_1 (H_{rms})_b / \tan \beta \quad \dots\dots (42)$$

ここに, a_1 は Scripps や Silver Strand 浜では 2.4, Ee Moreno 浜では 2.6 である。

(ロ) 離岸流間隔 (Y): 離岸流は入射波と edge 波との相互作用により生じると想定するときその間隔は edge 波の汀線方向の波長に等しいとして次式で与えられる。

$$Le = (g / 2\pi) T^2 \cdot \sin(2n+1)\beta' \quad \dots\dots (43)$$

ここに, T : 入射波の周期, n : edge 波の modal 数で $(2n+1)\beta' \leq \pi/2$ のような整数値を有している。 n の値は浜勾配, 波の周期および砕波帯の幅を与えれば予報することが可能である (Tait, 1971)²⁸⁾

(ハ) 沿岸流速 ($<v_e>$): 従来より多くの式が提出されているが未だ $<v_e>$ を予知するための式は確立されていない。汀線に平行な沿岸流は応力成分 $\tau_y = \partial S_{yx} / \partial x$ によって生じることが Bowen (1969) が指摘している。これと独立に, Inman ら (1969), Longuet-Higgins (1970) は沿岸流速の式を導いている。

$$\langle v_e \rangle = \frac{C_*}{C_f} \tan \beta u m \cdot \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b \quad \dots\dots (44)$$

ここに, C_* : Longuet-Higgins が $5\pi/8$ として与える無次元係数, C_f : 海底摩擦係数, $u m = (1/2) r (gh_b)^{1/2}$: 砕波点における軌道速度の最大水平成分, h_b : 砕波水深。

(二) 稀釈比 (Re) : $0 \sim 0.5$ の範囲にある。

一般に砕波帯内で, 汀線に直角方向の拡散率 $H_b X_b / T$ および平行な拡散率 $Y \langle v_e \rangle$ はそれぞれ $10 m^2 / \text{sec}$, および $100 m^2 / \text{sec}$ のオーダーである。

4. 温排水拡散現象の予測手法

(1) まえがき

わが国の火力, 原子力発電所はほとんどすべてが海岸に立地し, 大量の冷却水を海水に依存している。従来の火力発電所は需要地に近接して建設されてきたが, このような地点にあっては沿岸海域は港湾として漁業権はすでに消滅している例が多く, また設備ユニットも比較的小型であったため, 冷却水取放水が問題としてとり上げられたことは少なかった。

しかし, ここ数年来急激な電力需要に対処するため, 発電所の規模は大容量化し, 立地地点も産業都市におけるコンビナートのほかに需要地からかなり遠隔な地点に求めるようになってきている。

このような臨海工業地帯に非ざる地域の湾や外洋に面して立地する発電所の場合は, 温排水が養殖場や漁場におよぼす影響の推定とその対策という重要な課題が提起されている。このため, わが国における冷却水拡散問題に関する研究開発は, 海域における冷却水の拡散挙動を解明して, 水温上昇の影響範囲を予測し, 環境への影響を最小限にとどめ, かつまた再循環を防止するような立地ないし取放水口の配置, 形状の選定を行なうことを主目的として, 実証的な調査研究, 数値実験をふくめた模型実験, および個々の基礎的現象の現論解析を3本の柱として発展してきた。

数値実験の手法は計算遂行上種々の仮定に立脚し, 特に拡散場を厳密に3次的に取り扱うことの困難性が存在するが, 水理模型実験は実現性の再現性を判定する相似側の適用が適正であれば, 現象の再現は自由であってしかも動的現象として具視することが可能であって数値実験とは異なった利点をもっている。このように水理実験の手法は有効な手段と評価されるが, これを定量的に利用するには今後に残された問題点を逐次解決せねばならない。この状況のもとで, 数値実験の手法の展開がはかられ, 冷却水放水問題の解明は現状では主としてこの手法によっている。

(2) 基礎方程式の構成

冷却水放水による湾内の流動と熱拡散現象の問題を厳密に解くためには, 放出水の力学的挙動と水温の熱拡散現象の両者を同時に考慮しなければならない。3次元空間に直交座標を与え, 原点を放水口の上部中心にとる。放水口の形状はく形断面(幅 $2B$, 高さは H)とし, ここから温水冷却水が沿岸と直角方向に海域へ放出されるものとする。冷却水の流動を支配する運動および連続方程式はつぎのように書くことができる。

$$\frac{\partial \bar{\rho} U_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} U_i U_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \bar{\rho} g \delta_{3i} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_i} \quad \dots\dots (45)$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} U_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots (46)$$

ここに, U : 流速, ρ : 密度, p : 圧力, t : 時間,

R_{ij} : Reynolds 応力で,

$$R_{ij} = -\overline{\bar{\rho} u'_i u'_j} = A_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + A_i \frac{\partial U_j}{\partial x_i}$$

海面からの熱損失(または獲得)を考慮した3次元空間における熱拡散方程式はつぎのようになる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K_j}{\rho} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{Q_o}{C_p H_w} \quad \dots\dots (47)$$

ここに, T : 水温, K_j : 渦動拡散率の成分, Q_o : 海表面からの表面冷却または加熱項, C_w : 海水の比熱, H_w : 大気と水塊との間でエネルギー授受が行なわれる厚さ, である。

式(47)中, 海面からの冷却または加熱項 Q_o は, 表-3に示す関係にもとづいている。

表-3

水温を暖める過程	水温を冷やす過程
1. 太陽・天空からの輻射エネルギー $Q_s = Q'_s (1 - \bar{r})$	1. 水面からの逆輻射, $Q_b = \sigma (T + 273)^3 \{ 1 - a - b \cdot \sqrt{e(Ta)} \} \cdot (1 - Kn)$
2. 大気からの顕熱の対流, Q_h	2. 顕熱の大気への対流, $Q_h = h_a (Ta - T)$
3. 凝結, Q_e	3. 蒸発, $Q_e = k \{ e(Ta) - e(T) \}$
4. 発電所からの熱量の付加	4. 海底を通じての伝熱

ここに, Q'_s : 海面に到達する太陽・天空からの短波輻射量, $\bar{r}$: 平均反射率, T : 海の表層水温, σ : 輻射定数 ($= 1.367 \times 10^{-12} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec } ^\circ K^4$), a, b : 山本の定数 ($a = 0.51, b = 0.076$), $e(Ta)$: 水面付近の水蒸気圧, K : 雲の高さによる係数 (雲の高さ $1.5 \sim 2 \text{ km}$ に対して $= 0.083$), n : 雲量, Ta : 大気温, $e(T)$: 水温に対する最大水蒸気張力, h_a : 顕熱伝達係数 [$= 2.77 \times 10^{-4} (0.48 + 0.272V)$], k : 潜熱伝達係数 ($k \simeq 2h$), V : 平均風速 (m/sec)

上述の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, つぎのようになる。

$$Q_o = Q_s - Q_b + Q_h + Q_e = Q_1 - Q_2 T \quad \dots\dots (48)$$

海面での冷却過程を含む3次元熱拡散問題を解くためには, 2つの現象過程から解を求めなくてはならない。その1つは表面加熱・冷却過程であり, ほかのものは内部水域における水温分布の非一様

性にもとづく内部拡散過程である。

また流れと熱についての境界条件はつぎのようにとるべきである。(Ⅰ)海面では流れは表面に平行、固定壁では流れの速度は零。(Ⅱ)熱束は海面および無限海域を除いた境界面に垂直方向は零、海面および無限海域境界設定線においては水温勾配は一定の値を有するものとする。

(3) 拡散の数理模型

I, 2 成層模型：冷却水は海水より密度が小さく、放水された後は放水口付近でのみ下層水が放水水に加入混合するものの、表層を形成しいわゆる密度流となって広い海域へ平面状に拡がって行く。温排水拡散についての実測結果を検討した結果、二成層モデル方式の妥当であることを確認し、この方法による温排水拡散の計算手法を実用化した。(表-4のA)この方式は二成層モデルによる沿岸流(潮流も含む)と温排水の排出条件を考慮に入れて海域の表層、下層における流動、水温の値を算定するものである。この計算方式による解は、現段階で求められる最も理論的根拠の高い結果を与えるものとみなすことができるが、大型電子計算機による大規模な演算を必要とする。そこで、温排水による水温上昇影響範囲を予測計算する実用的な手法として、いくつかの方法が開発、提案されている。

Ⅱ, 実用的な解析手法

外洋に直接面する海岸に冷却水を放流する場合、沿岸の流れが拡散範囲におよぼす影響を検討するとき、3.3で述べた拡散特性を考慮する必要がある。

拡散タイプⅠの拡散場においては、沿岸往復流などは移流効果として作用するのではなく、むしろ大きなスケールの渦として拡散に寄与すると考えるわけである。すなわちこの場合においては、長時間にわたって起り得る頻度の高い平均的水温分布を求めることになる(B1の(2)-1)。

拡散タイプⅡの場合は、潮流流や沿岸流を流れとして考え、温排水拡散の短時間の変化に注目することができる(B1の(2)-2)。

排出海域が細長い湾の場合には、湾軸に沿う一次元的現象として解析を行なう方法がある。この取り扱い方については二つの方法が考えられる。その一つは潮汐の一周期について時間平均することによって潮汐振動の効果は無視され、従って拡散項のなかには潮汐振動の全ゆる影響を含ませなければならない。他のものは“潮流が時間的に変化する移流モデル”を用いるものである。(B2の1)。一方、湾が平面的な広がりを持つときは、拡散現象は二次元的取扱いが必要となる。このとき、Aの3のモデルを用いない限り、非定常解に該当する解はない(B2の2)。

このほか、水産の分野では温水拡散の影響面積を推定するための実用的な計算式として平野の式および新田の式が用いられている。平野の式は排水の放流に伴う稀釈混合の過程が下層からの海水加入によるという考えのもとに導かれた式を冷却水放水による温水拡散現象に留用するものでその適用範囲は流れのない半無限海域に限られる。別に平野は潮汐変化のある湾について一次元的な取り扱いで温水拡散の影響範囲を求める式を導いている。新田の式は本来淡水の拡散に関する調査資料に基づいて導かれた経験式で、廃水の密度差を水温差におきかえて影響範囲を推定するもので、流れのない半無限海域にのみ適用される。平野の式および新田の式においては、大気熱逸散は考慮されていない。

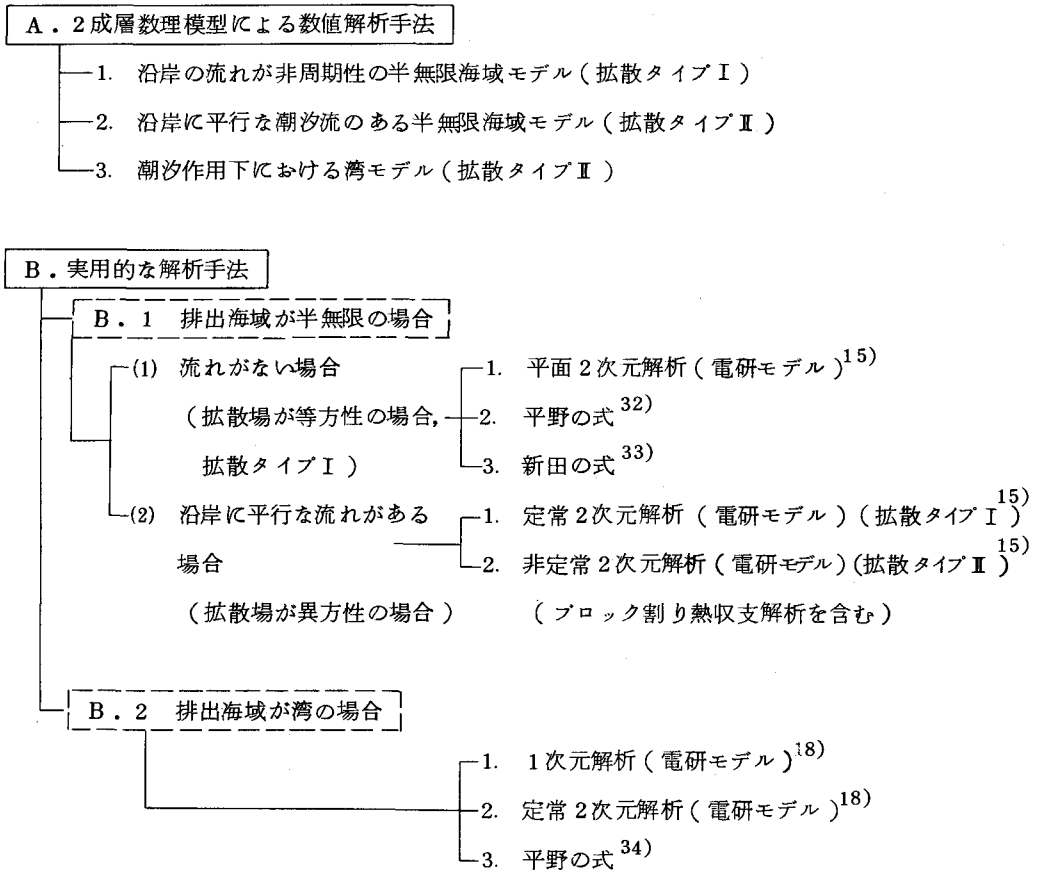
以上述べた各種の解析手法を、分類整理すれば表-4のようになる。

(4) 2 成層模型による温排水拡散範囲の予測

1, 二成層モデル設定の理由

復水器通過により昇温した冷却水は海水より密度が小さく、海域へ放出された冷却水は放水口付近

表-4 温排水拡散現象の解析手法の分類



でのみ下層冷水が加入混合するものの、表層を形成しいわゆる密度流となって広い海域へ平面的に拡がって行く。現地観測結果などを考慮すると、密度の不連続面は水平成層状態を呈し、この躍層の厚さは2〜3m程度あり、海域ごとに大きな変化がないこと、およびこの密度躍層は潮位変化があっても安定していることが確認されている。一方、温排水現象のスケールの面から考えると、放水量と温排水拡散範囲との間には相関関係が認められている。これを半無限海域への排水現象について考え、空間スケールの面からみると放水量が $50 \text{ m}^3/\text{sec}$ 、水温上昇値を 5°C とすると 1°C の水温上昇面積は約 1 km^2 くらいであり、一方時間スケールの面からみれば上記の拡散範囲に達するまで数十時間を要するだけである。温排水問題が計算の対象となる海域の場合、数十時間にわたる時間スケールあるいは、数Kmにおよぶ空間スケールの現象に対しても海域で成層が十分保持できるものと想定される。本章においては、温排水拡散範囲を予測するための数値模型手法の一つとして、2成層モデル方式を採り上げ、それぞれ拡散特性が異なる3通りのモデル海域を対象として、拡散計算手法の展開を試み、その適用性について検討してみよう。

ロ、数値モデルの内容

この方式は沿岸流（潮汐流も含む）と温排水の排出条件を考慮に入れて、海域の表層、下層におけ

る流動，水温の値を算定するものである。2成層モデルの方程式は上層と下層のそれぞれに運動，連続および拡散方程式からなる式系について内部境界面より海面まで，海底より内部境界面までそれぞれ上下層ごとに積分して求められる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{連 続 式: } \frac{\partial}{\partial x_j} \int_a^s \rho_1 u_j dz = -\rho_1 \cdot \frac{\partial}{\partial t} (s-d) \quad (49) \\ \text{運動方程式: } \frac{\partial}{\partial t} \int_a^s \rho_1 u_i dz + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_a^s \rho_1 u_i u_j dz - f \int_a^s \rho_1 v dz = -\rho_1 g (s-d) \frac{\partial s}{\partial x_i} \\ \quad + A_h \nabla^2 \int_a^s \rho_1 u_i dz + \left[\left(A_z \cdot \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_s - \left(A_z \cdot \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_a \right] \quad (50) \\ \text{熱拡散方程式: } \frac{\partial}{\partial t} \int_a^s \rho_1 dz + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_a^s (\rho_1 u_j) dz = \frac{\partial}{\partial x_j} \int_a^s \left(K_j \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial x_j} \right) dz \\ \quad + \int_a^s \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial z} \right) dz \quad (51) \end{array} \right. \quad \text{上層}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{連 続 式: } \frac{\partial}{\partial x_j} \int_b^d \rho_2 u_j dz = -\rho_2 \frac{\partial d}{\partial t} \quad (52) \\ \text{運動方程式: } \frac{\partial}{\partial t} \int_b^d \rho_2 u_i dz + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_b^d \rho_2 u_i u_j dz + f \int_b^d \rho_2 u_j dz = -g(d-b) \rho_1 \frac{\partial s}{\partial x_i} \\ \quad - g(d-b) (\rho_2 - \rho_1) \frac{\partial d}{\partial x_i} + A_h \nabla^2 \int_b^d \rho_2 u_i dz + \left[\left(A_z \cdot \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_d - \left(A_z \cdot \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_b \right] \quad (53) \end{array} \right. \quad \text{下層}$$

ここに， $i, j = 1, 2$ は x, y 方向に対応しており， U_i は流速成分， A_h および A_z は水平および鉛直方向の渦動粘性， K_j は渦動拡散率， ρ は密度， s, a および b は海面，内部境界面および海底の位置， g は重力加速度。

Suffix の 1, 2 は上層，下層を意味する。

式 (49) ~ (53) を上，下層にわたって積分すると以下の基礎方程式が得られる。これらの式は図 - 14 のように $x-y$ 座標と 45° の角をなす新しい座標系 ($x' - y'$) で考えている。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{連 続 式: } \frac{\partial(s-d)}{\partial t} + \frac{\partial M_i}{\partial x_i} = 0 \quad (54) \\ \text{運動方程式: } \frac{\partial M_{1i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \bar{\rho}(s-d) U_{1i} U_{1j} \} \\ \quad + g(s-d) \frac{\partial s}{\partial x_i} = - \frac{g(s-d)^2}{\rho_1} \\ \quad \times \frac{\partial \rho_1}{\partial x_i} + A_h \nabla^2 M_{1i} + \left[\left(A_z \frac{\partial u_{1i}}{\partial z} \right)_s - \left(A_z \cdot \frac{\partial u_{1i}}{\partial z} \right)_a \right] \quad (55) \\ \text{拡散方程式: } \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{(s-d)} \\ \quad \times \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ K_j (s-d) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right\} \\ \quad + \frac{Q_0 - Q_1 T}{c \rho (s-d)} \quad (56) \end{array} \right. \quad \text{上層}$$

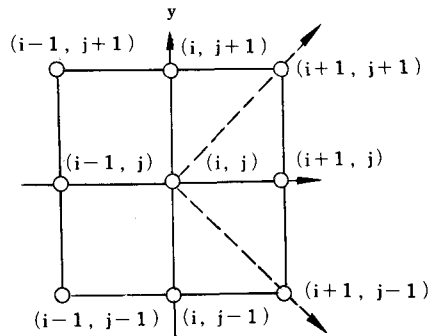


図 - 14

$$\left. \begin{array}{l} \text{下層} \left\{ \begin{array}{l} \text{連続式: } \frac{\partial(d-b)}{\partial t} + \frac{\partial M_{2i}}{\partial x_i} = 0 \\ \text{運動方程式: } \frac{\partial M_{2i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \bar{\rho}(s-d) U_{2i} U_{2j} \} - g(d-b) \left\{ \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\partial s}{\partial x_i} \right. \right. \\ \quad \left. \left. + \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_1} \right) \frac{\partial d}{\partial x_i} \right\} = - \frac{g(s-d)(d-b)}{\rho_2} \frac{\partial \rho_1}{\partial x_i} \right. \\ \quad \left. + A_h \rho^2 M_{2i} + \left[\left(A_z \frac{\partial u_{2i}}{\partial z} \right)_d - \left(A_z \cdot \frac{\partial u_{2i}}{\partial z} \right)_b \right] \right\} \end{array} \right. \quad (57)$$

$$\quad \quad \quad (58)$$

M, N は x, y 方向の流量成分で次式で定義されるものとする。

$$\left. \begin{array}{l} M_1 = \int_d^s u_1 dz = u_1 h_1, \quad N_1 = \int_d^s v_1 dz = v_1 h_1 \text{ (上層)} \\ M_2 = \int_b^d u_2 dz = u_2 h_2, \quad N_2 = \int_b^d v_2 dz = v_2 h_2 \text{ (下層)} \end{array} \right\} \quad (59)$$

上式で $h_1 = s - d$, $h_2 = d - b$ である。式 (55) および (58) 中の摩擦応力の取り扱いについては表層では風の応力を考慮しないことから、つぎのように書ける。

$$(A_z \cdot \partial u_1 / \partial z)_s = (A_z \cdot \partial v_1 / \partial z)_s = 0 \quad (60)$$

境界面および海底での摩擦応力は次のように書ける。

$$\left. \begin{array}{l} (A_z \cdot \partial u_1 / \partial z)_d = k |u_1 - u_2| \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2} \\ (A_z \cdot \partial v_1 / \partial z)_d = k |v_1 - v_2| \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2} \end{array} \right\} \quad (61)$$

(境界面)

$$\begin{aligned} (A_z \cdot \partial u_2 / \partial z)_d &= k_b u_2 \sqrt{u_2^2 + v_2^2}, \\ (A_z \cdot \partial v_2 / \partial z)_b &= k_b v_2 \sqrt{u_2^2 + v_2^2} \end{aligned} \quad \text{(海底)} \quad (62)$$

式 (54) ~ (58) の解は差分法により、境界条件および初期条件を与えれば決定できる。通常、計算の対象となる海域を縦横間隔の平行線群によって Δs 間隔の格子に切り、図-15 に示すように流量 (0 印) および水位、水温点 (× 印) を交互にとる。海岸線上には常に流量点を取り、ここでは取水口、放水口部分を除いてつねに流量を零とおく。また湾口にもっとも近い水位点 (× 印) には後で述べる境界条件を与える。なお、計算開始時の M, N は零、海面、境界面の位置の初期値は海域全体にわたって一様な潮位を与える。

格子点 (i, j) における運動方程式の非線形項の差分については、この点にもっとも近いまわりの 4 点 $(i \pm 1, j \pm 1)$ における流速から求めればよい。このため、図-14 に示したようにもとの (x', y') 座標を 45° 回転した (x, y) 座標系にとって非線形項を求めると、次式のようになる。関係式

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial}{\partial y'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \right)$$

から

$$\frac{\partial}{\partial x'}(u_1^2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial(u_1^2)}{\partial x} - \frac{\partial(u_1^2)}{\partial y} \right),$$
$$\frac{\partial}{\partial y'}(u_1 v_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{\partial(u_1 v_1)}{\partial x} + \frac{\partial(u_1 v_1)}{\partial y} \right)$$

を得る。粘性項の $\nabla^2 X_i$ および $\nabla^2 T$ の差分は座標変換して点 (i, j) のまわりの4点 $(i \pm 1, j \pm 1)$ から求められる。

(s) 数値シミュレーションの応用例

本節においては、主として2成層数理模型による数値解析手法として以下の3通りのモデル海域を考える。

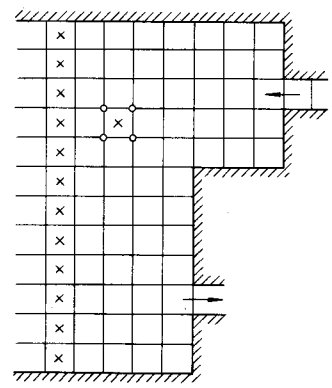
- 1) 周期的な流れのない半無限海域モデル (拡散タイプⅠ)
- 2) 沿岸に平行な潮汐流のある半無限海域モデル (拡散タイプⅡ)
- 3) 潮汐作用下における湾モデル (拡散タイプⅢ)

三つのモデル海域に共通な計算条件としてはつぎのようである。

- (1) 温水は表層に放出される。
- (2) 海岸線に直角方向の温度勾配は零である。
- (3) 内部界面の深さは、上下二層での流速の大きさ、放水量、上下二層間の密度差などによって異なり、表層の厚さは二層モデルの式によって求められる。

1) 周期的な流れのない半無限海域モデル (拡散タイプⅠ)

この場合のモデル海域は前方がひらけたいわゆる半無限海域で、顕著な潮流作用を受けない不規則な拡散過程が卓越している乱れの場合に対応している。この拡散モデルにおいては、沿岸往復流は移流効果として作用するのではなく、むしろ大きなスケールの渦として拡散に寄与すると考え、長期間にわたって起り得る頻度の高い水温分布を求めることに相当している。一般の半無限海域においては、沿岸に平行な方向の拡散係数は式(35)として表わすことができる。式(35)のように定義した拡散係数と沿岸に平行な流れの特性との関係の一例は表-5に示してある。



○印：流量。
×印：水位点 水温

図-15 湾モデル海域と格子点

表-5 沿岸流の特性と拡散係数の評価

沿岸に平行な流れの特性 (U_{max} : 潮流最大速度 (cm/sec) U_m : 平均流速 (cm/sec) l : 半潮時間の水粒子の移動距離 (cm))	拡散係数 (cm^2/sec)
沿岸流がほとんどない場合	$Ax = Kx = 10^3 \sim 10^4$
おそい流れのある場合 ($U_{max} = 10, U_m = 6, l = 1.4 \times 10^5$)	$A_Lx = K_Lx = 10^5$
速い流れのある場合 ($U_{max} = 30, U_m = 20, l = 4.2 \times 10^5$)	$A_Lx = K_Lx = 10^6$
極めて速い流れのある場合 ($U_{max} = 60, U_m = 40, l = 14.0 \times 10^5$)	$A_Lx = K_Lx = 10^7$

図-16 のモデルにおいて、半無限沖合境界線上で水位については固定、水温については常に境界から沖合へ移動するものとして、境界線と直角方向に温度の2次微分を零とおく条件が与えられる。

下層水加入係数 E と Ri との関係(図-5)を利用して、冷却水を半無限海域へ放出したときの数値実験を行なった結果が図-16 に示してある。下層水の加入によって流れの非線形効果が卓越し、平面的にも沖合表層水が壁際に沿って冷却水流れへ加入する様相がみられる。この現象は平面状水温分布を変化させている。

以上の解析手法にもとづき、沿岸に平行な方向の拡散係数の値をいろいろに変えて計算した結果を無次元表示して、汎用的な計算図表として作成したものが図-17 である。拡散の場合が等方性と異方性の場合の計算結果を検討した結果、沿岸に平行な往復流が卓越しているときには、沿岸に沿って冷水塊との混合が増大するので水温分布は沖合方向へはのびず

に、偏平化した形状を呈している。この分布傾向は海岸の形状、海域の拡散特性がモデル海域とほぼ類似していると思われる東海原子力発電所前面海域の水温分布の実測結果とよく似ている。

2) 沿岸に平行な潮流のある半無限海域モデル(拡散タイプⅡ)

モデル海域は図-18 に示すように直線状の汀線に平行な流れの場を有する沖合に無限に広い半無限海域のモデルを示す。このモデルは瀬戸内海のように沿岸に平行な流れが卓越している海域に有効である。

図-18 の海域モデルについてはつぎの条件が与えられる。

- (1) 沖合の境界線上の沿岸流は沿岸に平行な流れの成分のみを有する。水温は境界線上で変化する。
- (2) 沿岸に平行な流れのモデルとしては、計算領域の左右両端の境界線で、実際の潮位条件を与えることによって所要の速度が生じる。たとえば、約10 Km離れた両端での潮位差が4 cm、2 cm、時間の位相差が4分、2分程度であれば、海域の最大流速はそれぞれ70、50 cm/sec に達する。このように計算境界である左右両端での潮位差、時間の位相差などについて適切なデータを与えることによって、対象とする海域に特有な沿岸流および拡散特性をシミュレートすることが可能である。

この拡散モデルに対する温排水拡散の解析結果を検討した結果、沖合方向への拡散係数の選択いかんにより、水温分布にはかなりの差がでてくることが判明している。計算は海岸に直角方向の拡散係

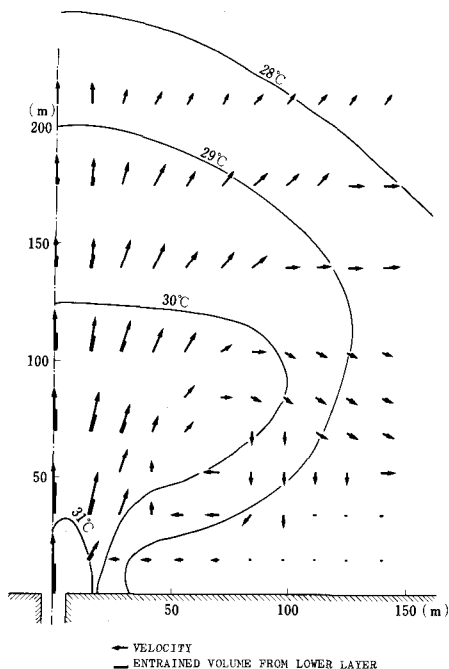


図-16 下層水加入を考慮した流速
および水温分布

数が一定の場合 ($K_y=10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$, ケースⅠ) と海岸から沖合方向に直線的に増加する場合 ($K_y=10^4 \sim 0.5 \times 10^4$, ケースⅡ) を取り扱った。計算結果の一例が図-19 に示す。これによ

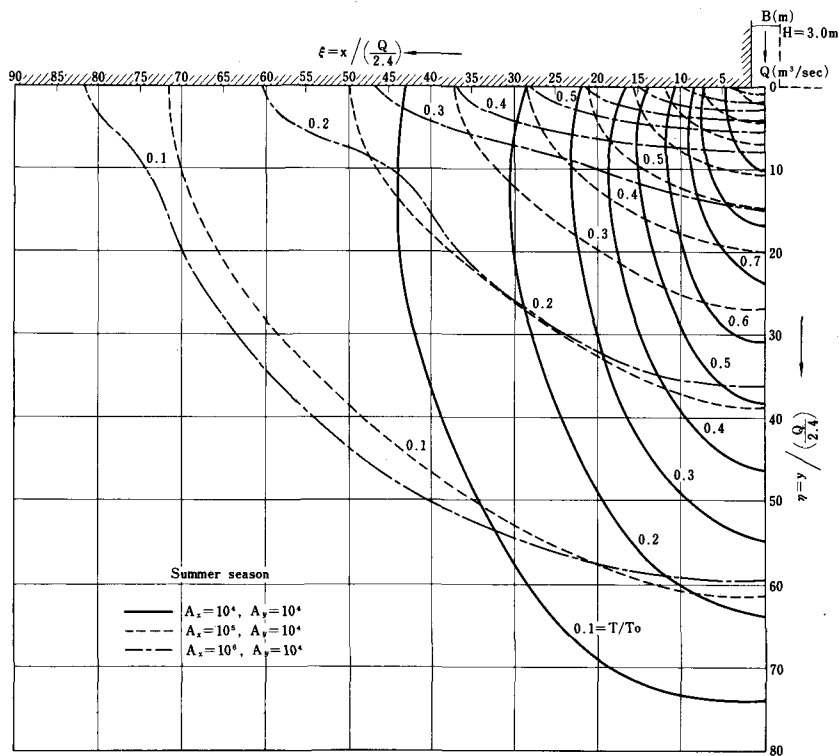


図-17 冷却水排出に伴う無次元化した水温平面分布図（夏季）

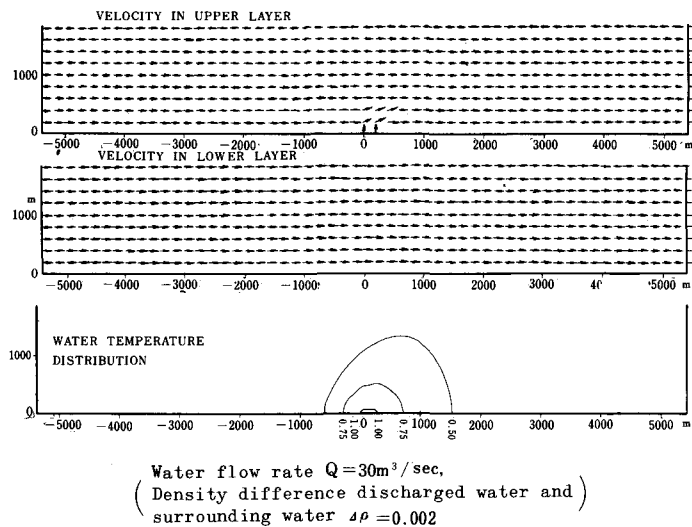


図-18 上層，下層での流速および水温分布

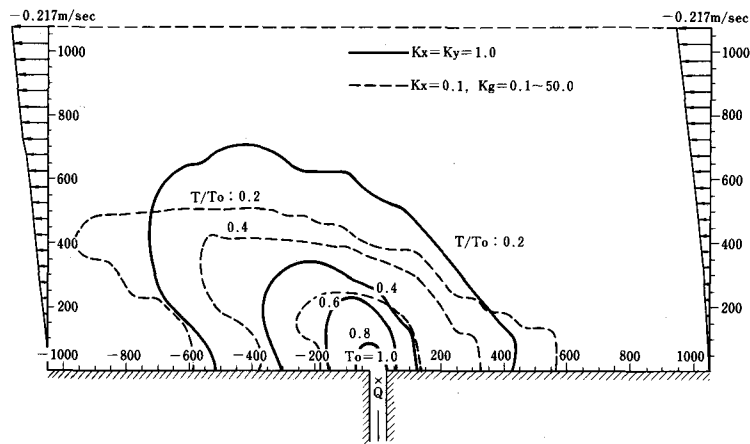


図-19 冷却水放水に伴う水温分布 (漲潮時, 非定常モデル)

ると、ケースⅡの水温分布は潮汐の転流にすぐ追従する傾向にあるが、ケースⅠのそれは時間のおくれが非常に目立つ。また潮の経時によって両者の等温分布のずれが顕著になっている。このように拡散係数の選択いかんにより、水温分布にはかなりの差がでてくることがわかる。放水流量が大量の場合を取り扱かうときには3.3で述べたように沖合に向かうにつれて大スケールの渦が拡散に寄与するような拡散モデルを考えなければならない。先に作成した拡散分布汎用図は放水流量 $30 \text{ m}^3/\text{sec}$ に対する計算結果を無次元表示したもので、海岸に直角方向の拡散係数は $10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と一定にとってある。しかし、上述のように沖合に向かうにつれて大スケールの渦が稀釈拡散を支配するようになること、および排水と母海水との密度差が小さくなり（密度流としての安定度が小さくなって）、周囲の海水の加入割合が増大するため、放水流量が大量の場合を取り扱かうときには図-17をそのまま適用すると水温上昇範囲を過大視することになる。図-17の適用範囲の上限は放水流量が $50 \sim 60 \text{ m}^3/\text{sec}$ までと考えられる。

3) 潮汐作用における湾モデル (拡散タイプⅡ)

図-20のモデル海域は閉塞型の湾であり、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。この型の海域においては、温排水の稀釈過程は主として潮汐流の混合効果によるものと考えてよい。

境界条件として、湾口部で潮汐については実際の潮位条件を、水温については流れの方向が湾奥へ向かうとき外海水温に等しく、湾外へ流出するとき湾口の水位設定線と直角方向に温度の2次微分を零とおく条件が与えられる。

図-20は潮汐を考慮した冷却水再循環の計算実施例である。本計算においては、取水口で潮汐の干満に応じて表層水混入率を変え、取水に伴う二層境界面の低下現象が考慮されている。特に放水口沖合の水域では、冷却水の表層流れに伴って下層での逆流現象すなわち補流が顕著に表われている。

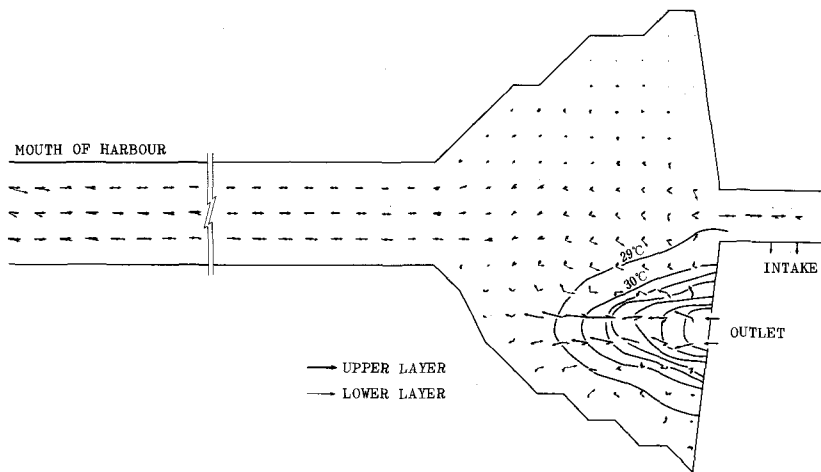


図-20 表層下層での流速，水温分布

上述の計算方式に基いて，3つのモデル海域において潮位条件，排水量などの因子を変化させて長期間にわたる計算を実施したにもかかわらず，計算は十分安定した状態で遂行できる。本解析手法を実際の地点において流動と水温分布の計算に適用した結果，現地での海象観測結果を合理的に説明しており，この手法が実際の問題に応用できることが確認されている。

5. あとがき

今後は，発電所の大容量化に伴う冷却水放水量の増大と相俟ってその拡散現象は複雑な様相を呈することが予想される。従って，これまでの拡散予測手法をより精度の高いものとするためには，風，波，潮流，沿岸流などの作用や海域の水温鉛直分布の影響などの諸要素による混合現象に関する研究をすすめる必要がある。

参 考 文 献

- 1) Joseph, J. & Sendner, H. (1958): Über die horizontale diffusion im Meere, Dt. Hydrogr. Z. 11 (2)
- 2) Ozmidov, R.V. (1958): On the calculation of the horizontal turbulent diffusion of the pollutant patches in the sea. Doklady Akad. Nauk, SSSR, 120
- 3) Okubo, A. & Ozimidov, R. (1970): Empirical dependence of the coefficient of horizontal turbulent diffusion in the ocean on the scale of the phenomenon in question, Izv. Atm. Oc. Phys., 6 (5).
- 4) Taylor, G.I. (1954): The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, Proc. Roy. Soc. Lond. A223

- 5) Bowles, P. et al (1958): Sea disposal of low activity effluent, Proc. 2nd Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, U.N., Geneva
- 6) Okubo, A. & Carter, H.H. (1966): An extremely simplified model of the "shear effect" on horizontal mixing in a bounded sea, Jour. Geophys. Res., 71 (22)
- 7) Okubo, A. (1966): A note on horizontal diffusion from an instantaneous source in a uniform flow, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, 22(2)
- 8) Carter, H.H. & Okubo, A. (1965): A study of the physical processes of movement and dispersion in the Cape Kennedy area, Chesapeake Bay Inst., The Johns Hopkins Univ.
- 9) Okubo, A. (1967): The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source, Int. J. Oceanol Limnol. 1(3)
- 10) Bowden, K.F. (1965): Horizontal mixing in the sea due to a shearing current, J. Fluid Mech., Vol. 21
- 11) 和田 (1967) : 火力・原子力発電所の冷却水放出による熱拡散機構の理論的検討, 電研報告, №. 67072
- 12) Ellison, T.H. & J.S. Turner (1959): Turbulent entrainment in stratified flows, Jour. Fluid Mech.
- 13) 和田明・片野尚明 (1968) : 工業用水の取放水問題 第15回海岸工学講演会講演集,
- 14) 国司秀明 (1964) : 沿岸海洋過程と微海洋学の立場, 沿岸海洋研究ノート, №. 5-1
- 15) 和田明・片野尚明 (1972) : 海域での温排水拡散におよぼす流れの影響, 電研報告, №. 71008
- 16) Stommel, H. (1953): Computation of pollution in a vertically mixed estuary, Sewage and Industrial Wastes, Vol. 25, No. 9
- 17) Holley, E.R., Harleman, D.R.F. & Fischer, H.B. (1970): Dispersion in homogeneous estuary flow, Proc. of A.S.C.E., HY 8
- 18) 和田明・片野尚明・荒木洋 (1971) : 湾内における廃水拡散の予測について, 土木学会第26回年次学術講演会概要要素
- 19) Fischer, H.B. (1967): The mechanics of dispersion in natural streams, Proc. of A.S.C.E., Vol. 93, No. HY 6
- 20) Elder, J.W. (1959): The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow, J. Fluid Mech.
- 21) 速水頌一郎 (1962) : 明石海峡での海水交流, 第5回海岸工学講演集
- 22) Hansen, D.V., & M. Rattray, Jr. (1965): Gravitational circulation in straits and estuaries, J. Marine Res.
- 23) Inman, D.L., Tait, R.J. & Nordstrom, C.E. (1971): Mixing in the surf zone, J. Geophys. Res.
- 24) Munk, W.H. (1949): The solitary wave problem and its application to surf problems, Ann. New York Acad. Sci., 51 article 3, 376
- 25) Longuet-Higgins, M.S., and R.W. Stewart, (1963): A note on wave set-up, J. Mar. Res., 21, 4-10
- 26) Bowen, A.J., D.L. Inman, and V.P. Simmons, (1968): Wave 'set-down' and set-up, J. Geophys. Res., 73-2569
- 27) Inman, D.L., R.J. Tait, P.D. Komar, and C.E. Nordstrom, (1969): Dispersion of water and sediment in the surf zone, University of California, Scripps Institution of Oceanography, SIO Reference 69-10

- 28) Tait, R.J. 1971, The prediction of rip current spacing on long straight beaches, J. Geophys. Res.
- 29) Bowen, A.J.(1969): The generation of longshore currents on a plane beach, J. Mar. Res., 27, 206
- 30) Longuet-Higgins, M.S.(1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, parts 1 and 2, J. Geophys. Res., 75, 6778
- 31) 和田明(1972): 2 成層数理模型による温排水拡散予測手法に関する研究, 電研報告
- 32) 平野敏行(1966): 原子力発電所建設が熊野灘沿岸海域の環境および生物の生産に及ぼす影響予察報告書
- 33) 新田忠雄(1963): 海洋域における工場廃水の稀釈と拡散について, 用水と廃水
- 34) 日本水産資源保護協会(1970): 坂出火力発電所冷却用温排水の水産資源におよぼす影響の調査報告書