

沿岸における廃水の分散の法則性

熊谷幹郎*・西村肇**

1. 緒言

沿岸海域における工業廃水の分散過程の解明は、海域の汚染を防止するうえで重要であり、従来から多くの研究が行われてきた。海域に放出された廃水は放出口近辺では主として対流 (advection) によって分散するが、広がるにつれて速度は減衰し、分散が主として乱流拡散によって行われる領域へと移ってゆく。本研究は対流域から拡散域にうつる中間の部分、すなわち対流と拡散を同時に考慮する必要のある領域と、拡散域における廃水の分散法則を明らかにしようとしたものである。

また海域に放出された廃水塊の前縁にしばしば潮目のできることが観察されており、この現象についても考察した。

2. 廃水の拡散

火力発電所の温排水や淡水を使用している工場の廃水は、海域に放出されると強く成層して分散することが知られている。この廃水の広がり方を予測するためには、成層が水平方向の分散に与える影響を考慮しなければならない¹⁾。和田ら²⁾は縦方向拡散係数を成層の安定度をあらわす Richardson 数 R_i の関数として取り扱い、これが速度と水温の分布にきわめて大きな影響を与えることを示した。しかしこれは電子計算機でシミュレーションされた結果であり、われわれは以下でこの問題を解析的に解いて成層の影響を明らかにしよう。

われわれはまず実際の廃水の分散のしかたを知るため、岩国、ひうち灘、田子の浦の沿岸でパルプ工場 (主として SP) 排水の分散状況の調査を行なった³⁾。また経済企画庁等が過去にこの海域で行なった膨大な数の水質調査データ¹³⁾も利用している。これらのパルプ工場では大量の淡水を使用するので塩素イオンの濃度分布から拡散法則を知ることができる。われわれが田子ノ浦で観察した濃度分布の例を図-1 に示す。これから、(a) 水平方向には噴流の広がり方ではなく、むしろ半円状に広がり、(b) 垂直方向には排水層はかなり沖合まで2~3m程度の一定の厚さを保持していること、がわかる。他の海域でも同様である。

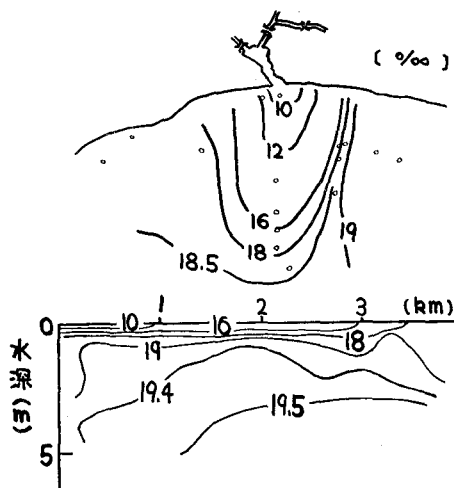


図-1 田子ノ浦の Cl^- 分布 ('72, 3, 23)

このような図から等濃度線が岸との間にかこむ面積 S を求め、濃度との関係を示したのが 図-2 である。 C_∞ は排水口から十分に離れた地点の海水の塩素イオン濃度、 M は負荷量で、排水流量を Q 、排水口での濃度を C_0 とすれば、式(1)が成り立つ。

$$M = Q(C_\infty - C_0) \quad (1)$$

図-2 は2つの内容を含んでいる。第一は、濃度とひろがり面積の関係が

$$C_\infty - C = \alpha S^{-m} \quad (2)$$

という式で整理できて、しかも指数の値がほぼ同じ (0.7 ~ 0.9) になること、第二に、これらの直線が、場所、潮時、季節等によらず、だいたい1本の直線で代表できる

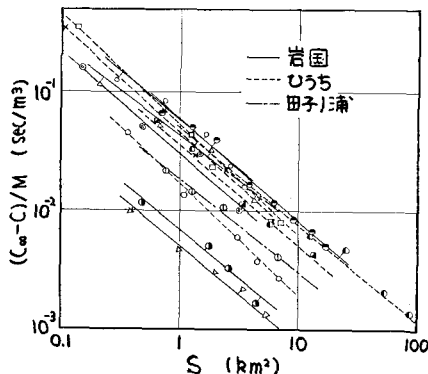


図-2 規格化された塩分分布

* 学生会員 工修 東京大学大学院工学系研究科博士課程

** 正 会 員 工博 東京大学助教授 工学部化学工学科

こと,である。この事実は, 廃水の分散が共通の拡散法則に支配されていることを示唆している。

そこで同心円状の濃度分布を仮定し, 対流と縦方向拡散は無視して水平方向拡散のみで解析してみた。すなわち, 排水口から放出された負荷 M が, 厚さ h なる層に均一に混合しながら水平拡散するものとするれば,

$$-\pi r K \frac{dC}{dr} = -Mh^{-1} \dots\dots\dots (3)$$

K は半径方向拡散係数である。水平方向拡散係数は拡散のスケールに依存するとして, スケールとして排水口からの距離をとり, $K = Ar^n$ において解くと,

$$C_{\infty} - C = \frac{Mh^{-1}}{n\pi A} \cdot \frac{1}{r^n} = \frac{Mh^{-1}}{n\pi A} \left(\frac{2S}{\pi} \right)^{-n/2} \dots\dots\dots (4)$$

先に求めた式 (2) とこれを比較すれば拡散係数 K が求まる。図-3 の破線がこの結果である。ここでは $h = 1\text{m}$ と仮定している。図中の $K = 0.025r^{4/3}$ は樋口ら⁴⁾

が染料投下実験や水理模型実験から求めたものであり, われわれの結果は傾きがやや大きすぎる ($n = 1.5 \sim 1.8$) ことを除けば大略これに一致していることがわかる。

この解析では拡散のスケールとして排水口からの距離を用いたが, 沿岸海域では拡散に寄与するうずの大きさは主として岸からの距離によってきまると考えられる。 K を岸からの距離のべき乗に比例するとして解いた結果は,

$$C_{\infty} - C = \frac{\Gamma(n/2)}{\Gamma((p+1)/2)} \cdot \frac{Mh^{-1}}{\sqrt{\pi A}} \cdot \frac{1}{r^n}$$

Γ はガンマ関数である。これは式 (4) と r の指数は同じで, 係数が少し違うだけである。すなわち, 式 (4) で沿岸海域の拡散過程が近似的に表現されていると考えられるので, 以後の議論では式 (4) を用いる。

上で求めた拡散係数の次数を他の文献値 (たとえば, 樋口⁴⁾... $4/3$, 大久保⁵⁾... 1.1 , 堀口⁶⁾... $1.44 \sim 1.50$) と比較するとどの値よりも大きい。この原因は縦方向拡散を無視した点にある。実際は排水層の下面に大きな濃度勾配があり, 滞留時間が長くなるとこの層から下層に移動する物質の量も多くなり, 濃度分布が水平方向拡散の場合より急激な減少を示す。この効果が大きな指数となって表われたと考えられる。

これを考慮に入れるために, 無限に深い静止した海の中を, $z=r=0$ (z 軸は深さ方向を正とする) にある排出源から排出された負荷が拡散していくという二次元拡散

モデルを考える。半径方向拡散係数は今までの K と区別するために添字 r をつけ, $K_r = A_r r^{n_r}$ とする。縦方向拡散係数 K_z は成層した海域では R_i 数の関数とする必要があるが, ここでは定数とする。基礎式は,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r K_r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$$r=0, \quad -\pi r K_r \frac{\partial C}{\partial r} = -2M\delta(z)$$

$\delta(z)$ は Dirac のデルタ関数である。これを解くと,

$$C_{\infty} - C = \frac{M}{\pi A_r} (1+\nu)^{1+2\nu} \frac{\Gamma(\nu+1/2)}{\sqrt{\pi} \Gamma(1+\nu)} \left(\frac{K_z}{A_r} \right)^{\nu} \cdot (\xi^2 + z^2)^{-(\nu+1/2)}$$

ここに

$$\nu = \frac{n_r}{2 - n_r}, \quad \xi = \sqrt{\frac{K_z}{A_r}} (1+\nu) r^{1+\nu}$$

$$\dots\dots\dots (6)$$

この式で $z=0$ とおくと表面の濃度分布が求まる。これは式 (4) とまったく同じ形になり, 「見かけ」の水平方向拡散係数 K は K_r , K_z と次式の関係にあることがわかる。

$$n = \frac{n_r + 2}{2}, \quad Ah = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(\nu+2)}{2 \Gamma(\nu+3/2)} \sqrt{A_r K_z} \dots\dots\dots (7)$$

式 (7) から n_r を求めると $1.2 \sim 1.6$ となり, 先に引用した諸文献の値とよく一致している。

中層の Cl^- の濃度が測定してあれば次式から $\sqrt{K_z/A_r}$ が求まり, 式 (7) と組み合わせて K_z , A_r がわかる。

$$\frac{C_{\infty} - C(r, z_1)}{C_{\infty} - C(r, z_2)} = \left(\frac{\xi^2 + z_1^2}{\xi^2 + z_2^2} \right)^{\nu+1/2} \dots\dots\dots (8)$$

中層の濃度分布の例を図-4 に示す。この図から求めた K_r は図-3 の実線で, K_z は表-1 に示されている。 $K_z = 0.01 \sim 0.40 \text{ cm}^2/\text{sec}$ という値は成層した海域では妥当な値と思われる。

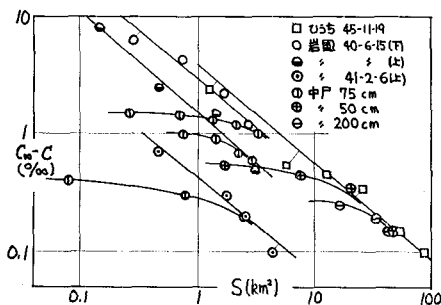


図-4 中層の Cl^- の分布

表-1 縦方向拡散係数

場 所	時 潮	深 (cm)	K_z (cm^2/sec)
岩 国	40-6-15 (下)	0~75	1.35×10^{-2}
		0~75	3.17×10^{-2}
		0~75	18.4×10^{-2}
ひうち灘	45-11-19 (上)	0~50	1.23×10^{-2}
		50~200	39.8×10^{-2}
田子ノ浦	46-1-29	0~200	11.7×10^{-2}

以上の解析から 500 m~6 km 程度の広がりでは廃水の分散は水平方向拡散と縦方向拡散できまっていること、これは「見かけ」の拡散係数 K を使うと一次元で表現できて、 K は縦方向拡散係数に $\sqrt{K_z}$ のかたちで依存していることがわかった。この最後の関係が成層の影響を近似的にあらわしているわけである。

3. 廃水の力学的挙動

前節では廃水自身の bulk flow の効果を考慮しなかった。この節でこれを取り扱う。

排水口付近の廃水の濃度変化は主として下層水の連行によって行なわれていることが観察されている⁹⁾。しかしこの連行域の範囲を明確にした研究は少ないようである。和田ら⁹⁾は、計算機でのシミュレーションの結果や現地観測の結果から、排水口より数十 m までが連行領域（下層水加入域）、その沖合を渦動拡散の領域とし、また平野¹⁴⁾はパルプ廃水の廃水塊全域（2~3 km）を連行域と考えている。

この問題を明らかにするためにこの節では次のような取り扱いをした。

- 1) 廃水は半無限海域に放出され、
- 2) 同心円状の流れを仮定し、
- 3) 排水層の密度および速度を ρ , u とし、下層は一様な密度 ρ_∞ をもち、静止しているとする。
- 4) 半径方向の拡散を無視する。
- 5) 水面勾配と排水層の厚さの変化を考慮に入れる。

連行域は排水口近辺に限られ岸からの距離が近いので水平方向の拡散係数は小さく、これを無視しても連行のみで実際の濃度変化を説明できるはずである。またこの付近では排水層は下層とのあいだに大きな速度差を持っているので水面勾配と排水層の厚みの変化にもとづく圧力勾配は本質的に重要な役割りを果たしていると考えられる。1)~3) は取り扱いを簡単にするための仮定である。

林・市藤ら^{10), 11)}は連行のない場合に、圧力勾配を無視して厚みを一定とし、連行のない場合にこの両者を考慮に入れているが、上で述べたようにこれはむしろ逆にする必要がある。

連行のある場合の流量の連続は、

$$(ruh)' = -eru \quad \dots\dots\dots (9)$$

e は連行係数である。

半径方向の拡散を無視すると密度欠損の保存則は

$$ruh(\rho_\infty - \rho) = \text{const.} = Q\pi^{-1}(\rho_\infty - \rho_0) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ρ_∞ , ρ_0 はそれぞれ下層、放出口の密度である。

式 (9), (10) より

$$\phi' = -\frac{e}{h}\phi, \quad \phi = \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty - \rho_0} \quad \dots\dots\dots (11)$$

下層が静止しているための条件は下層に圧力勾配がな

いことであり、図-5 より

$$\rho gh + \rho_\infty g \left(-\frac{dH}{dr} dr \right) = (\rho + d\rho)g(h + dh)$$

$$\therefore -H' = (\rho h) / \rho_\infty \quad \dots\dots\dots (12)$$

H は適当な基準面からはかられた躍層面の高さである。

半径方向の運動は排水層の momentum と圧力勾配できまるとし、圧力勾配による力を P と書くと、

$$P = \int_H^{H+h} \frac{\partial p}{\partial r} dz$$

$$= \frac{d}{dr} \int_H^{H+h} p dz - p_{H+h} \frac{d(H+h)}{dr} + p_H \frac{dH}{dr}$$

$$= \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{2} \rho gh^2 \right) + \rho gh \frac{dH}{dr}$$

これに式 (12) を代入し、

$$P = gh^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\rho}{\rho_\infty} \right) \frac{d\rho}{dr} + \rho gh \left(1 - \frac{\rho}{\rho_\infty} \right) \frac{dh}{dr} \quad \dots\dots\dots (13)$$

よって運動量の保存の式は

$$(\rho ru^2 h)' = -rP \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる。式 (10), (11), (14) が ρ , u , h を求める基礎式である。 $\alpha = (\rho_\infty - \rho_0) / \rho_\infty$ とおき、 $\alpha\phi \ll 1$ であることに注意すると式 (14) は

$$(u^2 r h)' = \alpha g \cdot r h \phi (e/2 - h')$$

Richardson 数は

$$R_i = \frac{g(\rho_\infty - \rho_0)h}{\rho_\infty u^2} = \alpha g \frac{h\phi}{u^2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

と書け、これを用いて各方程式を変形すると結局

$$ruh\phi = Q\pi^{-1} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$h' = \frac{1}{R_i - 1} \cdot \frac{h}{r} + \frac{R_i - 4}{R_i - 1} \cdot \frac{e}{2} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{R_i'}{R_i} = \frac{2R_i + 1}{R_i - 1} \cdot \frac{h}{r} - \frac{R_i + 2}{R_i - 1} \cdot \frac{3e}{2h} \quad \dots\dots\dots (18)$$

となる。

Ellison-Turner,¹²⁾ 和田ら⁹⁾の実験によると、連行係数 e は R_i 数の関数で、 e は R_i の増大とともに減少し、0.8~1.5 以上ではほとんど 0 になる。しかし $e=0$ とおくのは物理的には問題があると思われる。すなわち連行係数は集中定数化した取り扱いにおいて縦方向拡散係数のかわりに使われたもの (K_z を混合距離理論にしたがって $K_z = \sigma u h$ とおいた時の σ に対応) であり、 $e=0$ ということは拡散現象という現象そのものがなくなってしまうことを意味する。したがって e は R_i が大きい時は 0 ではなく非常に小さい値と考えるべきであろう。

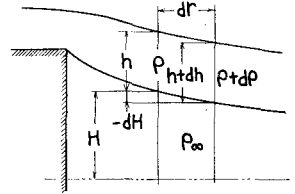


図-5 つり合い

図-6 は $R_{i0}=0.01$ のときの計算例である。長さや速度は次式の L, U で無次元化してある。

$$\left. \begin{aligned} L &= \{ (Q\pi^{-1})^2 / ag \}^{1/5} \\ U &= (Q\pi^{-1} \cdot \alpha^2 g^2)^{1/5} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

また e は Ellison のデータ¹²⁾を $e=0.087(1-R_i)^5$, ($R_i < 1$) で近似して用いた。

$R_i < 1$ のときの解のようすは, R_i を 1 に比べて無視し, e を一定として求めた近似解から推定できる。解は,

$$\left. \begin{aligned} \phi &\propto (rh)^{-1/2} \\ h &= er + C_3/r \\ u &\propto (rh)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

C_3 は積分定数である。 $h_0 < er_0$ のとき $C_3 < 0$ となって h は一度薄くなってから再び厚くなり, ほぼ $h \approx er$ で増加する。逆の場合は h は最初からふえる。図-6 は後の例である。放出口から離れたところで h が

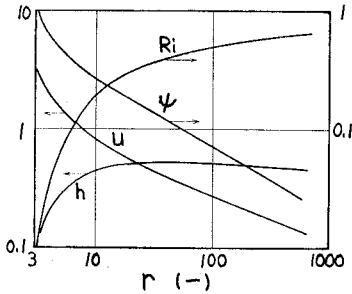


図-6 $R_{i0}=10^{-2}$ の計算例

一定となったのは, R_i 数が 1 に近づき e が小さくなったためである。方程式 (17), (18) はその形からわかるように $R_i=1$ に特異点を持ち, h', R_i' が無限大になってしまい, $R_i=1$ をこえることができない。実際には下層水加入域から対流域に移り変わっており, これは半径方向の拡散を無視したことが原因である。

次に $R_i > 1$ の場合の解のようすを調べる。

$R_i \gg 1$ として式 (17), (18) を近似すると,

$$\begin{aligned} h' &= e/2 \\ \frac{R_i'}{R_i} &= \frac{2}{r} - \frac{3e}{2h} \end{aligned}$$

この解は

$$h = \frac{e}{2}r + C_1, \quad R_i = \frac{C_2 r^2}{h^3} \dots\dots\dots (21)$$

となるが, e は非常に小さい量であるので結局

$$\left. \begin{aligned} \phi &\approx \text{const.} = 1 \\ h &\approx \text{const.} \\ u &\propto 1/r \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

を得る。 C_1, C_2 は積分定数である。この解は密度がほとんど変わらないことを示しているが, これは連行がほとんど起こらず, しかも半径方向拡散を無視したこととの当然の結果である。排水層の厚さはほぼ一定となり, 速度は $1/r$ で減少する。

以上の解析は多くの仮定を含み, $R_i=1$ が特異点となる欠点があるが, 連行域とその先の領域の流動状態の違いを明確に表わしていると思われる。これをもとに排水

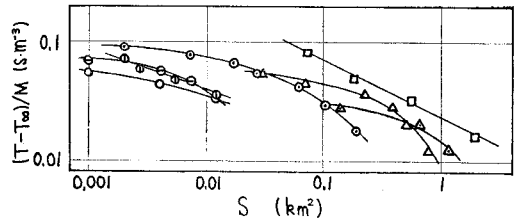


図-7 温排水の分布

口近辺の廃水の分散状況を記述すれば以下のようなであろう。

実際の排水口近辺では大きな速度差を持ち, $R_i < 1$ であるため下層水の加入が起り, ϕ, u は減少し, 排水層の厚みは増大する。しかし式 (20) や 図-6 からわかるように, この領域は排水口の周辺部に限られ, 排水層はただちに安定な領域 ($R_i > 1$) にうつる。この領域では濃度の変化は連行ではなく半径方向の拡散によっておこる。そして排水層の厚さはほぼ一定となり, 速度は $1/r$ で減少する。

図-7 に火力発電所周辺の水温分布の例 (井上¹⁷⁾ のデータより作成) を

表-2 放出口の流動状態

	岩 国	田子ノ浦
h_0 (m)	1	2
u_0 (cm/sec)	4.0	3.9
R_i (-)	120	1000
Re (-)	4×10^4	8×10^4

は安定成層域に含

まれていると思われる。また表-2 に示したのは各海域の仮想放出口近辺 (実際の放出口ではなく, たとえば田子ノ浦では港の出口をさす) の流動状態である。この表の R_i 数はこの付近で連行が起っていないことを示している。

これらの例から連行域は排水口周辺の数十 m の範囲に限られていることがわかる。これは和田ら⁹⁾ の観察と一致している。

図-7 は連行域の外側の安定成層域の濃度変化を示しているが, これは第2節の拡散で説明することはできない。図-7 のグラフは拡散から期待される勾配 (図-2) よりもゆるい勾配を持っている。これは廃水による advection と拡散を同時に考慮する必要のあることを示しており, これを次節で調べる。

4. 対流の影響域の推定

前節で安定に成層した対流域では排水層厚さはほぼ一定で, 速度は $1/r$ で減少することを示した。この時密度は一定であったが本節では密度が多少変化してもこれはそのまま成り立つものとして, 半径方向拡散と対流による濃度変化を調べる。

縦方向拡散を無視して密度欠損の連続の式をたてると

$$ru(\rho_{\infty}-\rho)-rK\frac{d(\rho_{\infty}-\rho)}{dr}=\frac{Qh^{-1}}{\pi}(\rho_{\infty}-\rho_0)$$

流量は一定であるから

$$\pi ruh=Q$$

$K=Ar^n$ とおき、 $r=0$ で $\rho=\rho_0$ の条件で解くと、

$$\frac{C_{\infty}-C}{C_{\infty}-C_0}=1-\exp\left(-\frac{Qh^{-1}}{n\pi A}\cdot\frac{1}{r^n}\right) \quad \dots\dots\dots (23)$$

C は塩素イオン濃度である。この解は図-8 に示すように r の大きいところで式 (4) に一致し、そこでは対流の影響が無視できることを示している。放出口近くでは式 (4) は C_0 より小さい C を与える。その限界 r^+ は

$$\frac{Qh^{-1}}{n\pi A}\cdot\frac{1}{r^{+n}}=1$$

で推定できる。これから r^+ を求めると

$$r^+=\left(\frac{Qh^{-1}}{n\pi A}\right)^{1/n} \quad \dots\dots\dots (24)$$

$r < r^+$ の濃度は式 (23) から求める。

対流の影響が無視できるようになる領域は、式 (4) と (23) の違いが 10% 以下になる距離 r^{++} であらわされるとすれば

$$r^{++}=\left(\frac{5Qh^{-1}}{n\pi A}\right)^{1/n} \quad \dots\dots\dots (25)$$

第2節で得た平均的な値 $n=1.7$, $A=4\times 10^{-4}$ (c.g.s.) を式 (24), (25) に代入すると、

$$\left. \begin{aligned} r^+ &= 10^2(Qh^{-1})^{0.6} \\ r^{++} &= 2.6\times 10^2(Qh^{-1})^{0.6} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (26)$$

この式の単位は r が m, Q が m^3/sec , h が m である。 $Q=4\text{ m}^3/\text{sec}$, $h=1\text{ m}$ のとき、 $r^+=230\text{ m}$ (0.083 km^2), $r^{++}=600\text{ m}$ (0.57 km^2) で第2節の結果とよく一致している。

図-5 の温排水の例では $Q\approx 10\text{ m}^3/\text{sec}$ であり、 h を 1 m と仮定すれば $r^+=400\text{ m}$ (0.25 km^2), $r^{++}=1000\text{ m}$ (1.6 km^2) となりグラフの S の範囲は完全に対流の影響下にあることがわかる。

5. 廃水塊前線の挙動

この節では廃水塊の「潮目」付近の挙動を考察する。

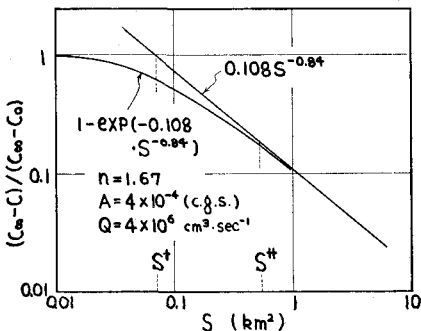


図-8 対流の影響

新田¹³⁾は瀬戸内海のパルプ工場から排出される着色した廃水の広がり $Y(\text{m}^2)$ と廃水量 $X(\text{m}^3/\text{day})$ の関係を整理し、次式を提出した。

$$\log Y = 1.2261 \log X + 0.0855 \quad \dots\dots\dots (27)$$

さらに廃水塊の境界付近で廃水は 60~100 倍の希釈を受けた状態にあることを観察している。

平野¹⁴⁾はこの問題を希釈混合の理論で扱い、廃水塊内部で R_i 数は 1 より小さいと仮定して X と Y の関係を導いている。しかし第3節ですでに述べたように、廃水塊の相当内部でも R_i 数は 1 より大きく、 $R_i < 1$ の領域は排水口のごく近辺に限られている。したがって廃水塊の広がり内側での希釈混合によってきまっているとは考えられない。

式 (27) の根拠は乱流拡散で明らかにすることができる。前節までの解析で明らかにしたように、廃水塊程度のスケール (普通 km のオーダー) では濃度は拡散できまっている。式 (4) が廃水塊の潮目付近にも適用できるとし、そこで廃水が N 倍の希釈を受けているとすれば

$$\log S = \frac{2}{n} \log Q + \left(\frac{2}{n} \log \frac{Nh^{-1}}{n\pi A} - \log \frac{2}{\pi} \right) \quad \dots\dots\dots (28)$$

前節と同様に $n=1.7$, $A=4\times 10^{-4}$ (c.g.s.) を代入し、 $N=60$ とすると

$$\log Y = 1.2 \log X + 0.278 \quad \dots\dots\dots (29)$$

が得られ、これは式 (27) とほとんど一致している。

海水との密度差がある値以下になると廃水塊が消失するのは、 R_i 数が小さくなって廃水層が不安定になるためと思われる。第3節で示したように連行モデルでは、 R_i の大小にかかわらずいつも h が増加するので、消失の説明には使えない。これを説明するためには、次に述べるような「はがれ」を考えなければならない。

連行というのは下層との速度差によって引き起こされた乱れが、排水層に巻き込まれていく現象のことであり、巻き込みが生じるためには排水層の乱れが下層の乱れよりも十分に大きい必要がある¹²⁾。海域にはもともと大きな乱れがあり、排水層が安定に成層している場合には下層の乱れの方が大きくなると考えられる。このとき躍層付近で発生した乱れは、排水層が安定であるため排水層の方には輸送されず、下層へ巻き込まれる。

排水層下面の単位面積あたりのはがれ速度を W とすれば、流量の連続は

$$(ruh) = -rW \quad \dots\dots\dots (30)$$

密度欠損の保存は、はがれに伴って下層へ移行する量を考慮に入れる必要があるので、

$$\{(\rho_{\infty}-\rho)ruh\}' = -r(\rho_{\infty}-\rho)W \quad \dots\dots\dots (31)$$

運動量の保存の式も同様にして

$$(pru^2h)' = -r\rho uW - rP \quad \dots\dots\dots (32)$$

この三つの式を変形すると、

$$\rho = \text{const.}$$

$$\frac{1}{2}u^2 + g\left(1 - \frac{\rho}{\rho_\infty}\right)h = \text{const.} = E \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$h' = \frac{1}{R_i - 1} \left(\frac{W}{u} + \frac{h}{r} \right) \quad \dots\dots\dots (35)$$

この方程式の解は W の具体的な形を考えなくても推定できる。 $R_i < 1$ のときは $h' < 0$ となり、 h は減少する。式 (34) より u は増加するのですます R_i は小となり、結局 $h=0$, $u=\text{const.}$ となる。 W が u と同じくらいの大きさであると、 h の減少は非常にはやく、 R_i が 1 より小さくなった地点から数 m 程度で消失する。 $R_i > 1$ のときは逆に $h=\text{const.}$, $u=0$ に収束する。

以上が「はがれモデル」の内容である。このモデルは安定に成層した領域から廃水塊の消失するところまで適用されるが、そのためには $R_i=1$ にある特異点を除き、はがれ速度 W の物理的内容をさらに明らかにしていくことが必要であると思う。

6. ま と め

(1) 多くの水質調査データから、500 m ~ 6 km くらいの広がりでは、淡水性の廃水の分散は式 (2) で整理できることを示した。

(2) この関係は水平方向拡散と縦方向拡散で説明できることを示し、また成層が表面の分布に与える影響を予測するための関係式を求めた。

(3) 廃水の流動状態を知るため、水平方向の拡散を無視して ρ, u, h を未知数とした一次元モデルをたて、安定に成層した領域では h は一定で、 u は $1/r$ で減少することを示した。

(4) この結果を用いて、対流項を入れた拡散方程式を解き、濃度分布をあらわす式 (23) を求め、温排水の分布はこれでほぼ説明できることを示した。

(5) 新田の式 (27) は乱流拡散で説明できることを示した。

(6) 廃水塊前縁の様子は上述のモデルだけでは説明できないので新たに「はがれモデル」を提案した。

参 考 文 献

- 1) 和田明, 他: 第 13 回海岸工学講演会講演集, p. 285, 1966.
- 2) 和田明, 他: 第 14 回海岸工学講演会講演集, p. 261, 1966.
- 3) 西村肇, 他: 化学工学協会第 37 年会講演要旨集, 第 1 分冊, p. 13.
- 4) 樋口明生, 他: 京大防災研報, **13**, B, p. 457 (1970)
- 5) 大久保明, 他: 海洋物理 (I), 東海大学出版会, 1970.
- 6) 堀口孝勇, 他: 第 16 回海岸工学講演会講演集, p. 177, 1969.
- 7) 井上裕雄: 公害と日本の科学 (4), p. 15, 1972.
- 8) 杉本仁弥, 他: 内水研刊行物 C 輯, **1**, 1964.
- 9) 和田明, 他: 第 15 回海岸工学講演会講演集, p. 297, 1968.
- 10) 林泰造, 他: 第 15 回海岸工学講演会講演集, p. 317, 1968.
- 11) 林泰造, 他: 第 13 回海岸工学講演会講演集, p. 302, 1966.
- 12) Ellison, T. E., et. al.: Journ. of Fluid Mech., **6**, p. 423, 1959.
- 13) 新田忠雄: 用水と廃水, **5**, p. 416, 1962.
- 14) 平野敏行: 水産海洋研究会報, **9**, 1966.
- 15) 経済企画庁水質調査試験表, 昭和 39 年 ~ 昭和 45 年.