ϕ_w = angle of friction between particles and iron plate [deg]

Literature cited

- 1) Aoki, R. and M. Suzuki.: *J. Res. Assoc. Powder Tech.*, 7, 15 (1970)
- 2) Gardner, G.C.: *Chem. Eng. Sci.*, 21, 261 (1966)

- 3) Lowes, T.M. and M.G. Perry: *Rheologica Acta*, 4, 166 (1965)
- 4) Martin, J.B. and J.C. Richard: *J. Sci. Tech.*, 11, 31 (1965)
- 5) Takahashi, H. and H. Yanai: *Kagaku Kōgaku*, 35, 1372 (1971)
- 6) Takahashi, H. and H. Yanai: *Powder Tech.*, 7, 205 (1973)
- 7) Toyama, S.: *Powder Tech.*, 4, 214 (1971)

沿岸海域における廃水の流動と混合状態の解析* ——温排水への適用——

熊谷 幹郎**・西村 肇**

東京大学工学部 化学工学科

緒 言

コンビナートや工場の建設によって引き起こされる環境汚染を防止するためには、計画の段階でこれを予測し、環境汚染を最小限にとどめるための努力が払われねばならない。環境負荷の量を知り、水質や底質の変化を予測し、沿岸の生態系への影響を明らかにし、この結果を計画にフィードバックするという作業が必要である。

著者らは前報¹⁾において、多数の水質調査データから、水質の拡散による変化の予測に使える関係式を求めた。

$$(C_{\infty} - C)/M = 0.022 S^{-5/6} \quad (1)$$

ここに、 C は塩素イオン濃度 [%], M は Cl^- の負荷量 [%・m³/sec], S は拡がり面積 [km²] である。この式は $S=0.1 \sim 100 \text{ km}^2$ の移流の効果の無視できる領域において、淡水性の廃水について成り立つ式である。

本報の目的は、これより排水口に近い部分、すなわち移流項を考慮に入れる必要のある領域の濃度変化式を求めることである。

1. 廃水の流動状態

1.1 温排水の分布

Fig. 1 に新徳島火力発電所の温排水放出口周辺の水温の分布 (1970年7月21日、上げ潮時)²⁾を示す。この分布は前報¹⁾で述べた、パルプ廃水の分布とほとんど同じ特徴を持っていることがわかる。温排水は海水より小さい密度を持つため、薄い層状になって拡がり、水平分

布の形は、排水口を中心とする半円形を基調とし、これが地形や潮流、風などの影響で変形されたもののようにみえる。

このような図から、等温度線が岸との間に囲む面積を求め、これと水温とを両対数方眼線の上にプロットしたのが Fig. 2 である。水温は前報と同様に負荷 M で規格化した。必要なデータは Table 1 に与えた。

この図の特徴は、各グラフの勾配が Eq. (1) の勾配 $5/6$ よりずっと小さいことである。著者らは前報において、Eq. (1) は乱流拡散で説明できることを示した。したがって、Fig. 2 は乱流拡散だけでは説明できない。一

Fig. 1-a Horizontal temperature distribution of waste water discharged from Shin-Tokushima Power Plant²⁾

Fig. 1-b Vertical temperature distribution of waste water discharged from Shin-Tokushima Power Plant²⁾

* <The Analysis of Flow Dynamics and Mixing along the Coast —The case of thermal waste water—>
Received on October 5, 1973

化学工学協会第 37 年会 (名古屋, 1972 年 4 月) および第 19 回海岸工学講演会 (東京, 1972 年 11 月) にて一部発表

** Mikio Kumagai (学生会員) and Hajime Nishimura (正会員)
Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

Table 1 Data for Fig. 2

No.	Point	Date	Tide	Symbol	T_0 [°C]	T_∞ [°C]	$\frac{Q}{M}$ [m ² /sec]	$\frac{M}{M}$ [°C·m ² /sec]
15	Shin-Saijo	45-11-20	F	△	24.0	16.5	4.7	35.2
16	Shin-Tokushima	45-7-21	F	□	35.0	26.5	10.4	88.5
17		45-7-23	E	■	38.1	26.5	10.4	121
18	Mizushima	43-11-12	E	○	26.4	16.4	8.4	84.0
19		—	E	①	$\Delta T = 7.5^\circ\text{C}$		6.0	45.0
20		—	E	②	7.4°C		6.0	44.4
21		—	H	③	7.1°C		6.0	42.6

15~21: Calculated on the basis of literature 7)

Fig. 2 Correlation between temperature of thermal waste water and its spread area. Vertical co-ordinate shows the temperature divided by heat load

Fig. 3 Schematic diagram representing the flow of the waste water in the vicinity of outfall

般に水温の分布は、水平および深さ方向への乱流拡散、海水の平均的な運動による移流、そして海水表面から大気中への熱の逸散、の三つの要因のバランスによって決定される。大気への熱の逸散は水温の減少をより速くする効果を持ち、したがって移流を無視して、乱流拡散と熱の逸散のみで Fig. 2 を説明することもできない。

このように、Fig. 2 のゆるい勾配は移流の効果を表していることがわかる。

1・2 温排水の流動状態

瀬戸内海の流れは潮汐によって起こされる潮流である。そこに廃水が放出されると、下げ潮時には海面が下がるため廃水が外に拡がりやすく、上げ潮時には逆に拡がりにくくなることが観察されている⁶⁾。しかしこれをそのまま取り扱うことは解析を著しく複雑にし、また多数の観測を比較すると、この効果はあまり大きくない¹⁾と考えられるので、潮流は無視することにする。

また流れの非線型性のために、地形の影響を受けて上げ潮流と下げ潮流が対称とはならず、平均として恒流の生じることがある。このような流れは主として廃水の分布形に影響して、拡がりによきかきないと思われるので、

これも無視する。

静止した半無限海域に排水口が一つある場合を考え、廃水はそこから海面に放射状に放出されるものとし、以下の仮定をおいて解析を進めよう。

(仮定 1) 廃水層の密度、速度、厚さを ρ , u , h とし、下層海水は一樣な密度 ρ_∞ を持ち、静止しているとする (Fig. 3 参照)。

(仮定 2) 廃水層に働く力は、その下面に作用するせん断応力と、水面勾配および廃水層の厚みの変化に基づく圧力勾配のみとする。

(仮定 3) 廃水層の温度の減少は、深さ方向への熱の乱流輸送のみによるとし、表面からの熱の逸散を無視する。

(仮定 4) 運動量と熱の深さ方向への乱流拡散係数は等しく、

$$K_z = \epsilon u h \quad (2)$$

で与えられる。

林ら^{4,5)}は、廃水層下面に働くせん断応力を考慮に入れないモデルでは廃水層の厚みを未知数とし、廃水の側面に作用する粘性力と圧力勾配の釣り合いから速度を求め、またせん断応力を考慮に入れたモデルでは厚みを一定とし、圧力勾配を無視して、廃水の側面および下面に作用する粘性力と慣性力との釣り合いから速度を求めている。前者は排水口から離れたところに、後者は排水口の近くに適用されるモデルと思われる。しかしこの取り扱いにはいくつかの疑問がある。第1は後者のモデルで廃水層の厚みを一定とした点である。せん断応力や慣性力を考慮に入れるほど、大きな速度を持った流れで厚みを一定とするのは不自然である。第2は後者のモデルで圧力勾配を無視した点であり、せん断応力が大きいときは、自由表面を持つ流れは、この力に打ち勝つように水面勾配を作って流れを維持しようとするであろう。

さて先の仮定に従って基礎式を構成しよう。

(仮定 2) により廃水層の運動方程式は

$$\rho r u h \frac{du}{dr} = -r P - r \rho \tau \quad (3)$$

ここに P は圧力勾配による力、 τ は廃水層下面に作用するせん断応力を表し、次式で与えられる (Appendix 参照)。

$$P = gh^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\rho}{\rho_\infty} \right) \frac{d\rho}{dr} + \rho gh \left(1 - \frac{\rho}{\rho_\infty} \right) \frac{dh}{dr} \quad (4)$$

$$\tau = K_s \cdot (u/h) \quad (5)$$

(仮定 3) により廃水層の温度変化を与える式は、

$$ruh \frac{d(T - T_\infty)}{dr} = - \frac{r\phi}{\rho C} \quad (6)$$

C は海水の比熱で定数とし、またこの式では密度の違いは無視した。 ϕ は下層への熱伝達のフラックスで、(仮定 4) により次式で与えられる。

$$\phi / \rho C = K_s \cdot \{(T - T_\infty) / h\} \quad (7)$$

廃水層のすぐ下にある流体要素は上からの熱伝達によって加熱され、温度が T_∞ から T に上昇する。すると廃水層の定義 (仮定 1) により、この流体要素は排水層に含まれることになる。すなわち廃水層は全体として熱量を保存している。

$$ruh(T - T_\infty) = Q_0 \pi^{-1} (T_0 - T_\infty) \quad (8)$$

温度と密度の関係は

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty - \rho_0} \quad (= \phi \text{ とおく}) \quad (9)$$

以上が u , h , ρ (または T) を求める基礎式である。

Eq. (2) の係数 e は連行係数^{8,9)}とも呼ばれ、下層水を巻き込む強さを表している。すなわち Eqs. (6), (7) (8) より、

$$\frac{1}{\pi r} \cdot \frac{dQ}{dr} = eu, \quad Q = \pi ruh \quad (10)$$

が得られ、これは廃水層の単位面積あたりの流量の増加率が、 eu に等しいことを示している。熱が下方に乱流拡散して温度が下がるという現象は、見かたを変えれば、下層の低温の海水を巻き込み、自身が希釈されて水温が下がるとも言えるわけである。

Ellison-Turner ら⁹⁾の実験によれば、連行係数 e は十分に大きな Reynolds 数のもとでは、廃水層の安定度を示すパラメータ Richardson 数

$$Ri = \frac{g(\rho_\infty - \rho)h}{\rho_\infty u^2} \quad (11)$$

のみの関数となり、 $Ri = 0$ (密度差のない均一な流体) のとき最大で $e = 0.087$ 、そして Ri の増加とともに減少し、 $Ri \geq 1$ ではほとんど 0 になる。すなわち $Ri < 1$ では下層水を巻き込んで廃水層の流量が増加し、水温差は減少してゆき、 $Ri > 1$ では流量はほぼ一定に保たれる。そこで $Ri < 1$ の領域を連行域、 $Ri > 1$ の領域を安定成層域と呼ぶことにしよう。

この Ri を導入すると Eqs. (2)~(9) は次のように簡化される。

$$ruh\phi = Q_0 \pi^{-1} \quad (12)$$

$$\frac{dh}{dr} = \frac{1}{Ri - 1} \cdot \frac{h}{r} + \frac{Ri - 4}{Ri - 1} \cdot \frac{e}{2} \quad (13)$$

$$\frac{1}{Ri} \frac{dRi}{dr} = \frac{2Ri + 1}{Ri - 1} \cdot \frac{1}{r} - \frac{Ri + 2}{Ri - 1} \cdot \frac{3e}{2h} \quad (14)$$

この変形の際、密度差が小さいことを利用して適当な近

Fig. 4 Numerical solutions of Eqs. (12)~(14)

似をした。

この方程式の厳密解は得ることができないので、近似解を求めて解の様子を推定してみよう。

$Ri \ll 1$ の場合 (連行域)

Eqs. (13), (14) で Ri を 1 に比べて無視すると、

$$\frac{dh}{dr} = - \frac{h}{r} + 2e$$

$$\frac{1}{Ri} \frac{dRi}{dr} = - \frac{1}{r} + \frac{3e}{h}$$

となり、 $Ri \ll 1$ では e はほぼ一定とみなせて

$$\left. \begin{aligned} h &= er + C_1/r \\ \phi &\propto (rh)^{-1/2} \\ u &\propto (rh)^{-1/2} \\ Ri &\propto (rh^3)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

を得る。 C_1 は積分定数である。

$Ri \gg 1$ の場合 (安定成層域)

このとき e は非常に小さいので近似解は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \phi, h &\approx \text{const} \\ u &\propto 1/r \\ Ri &\propto r^2 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

この解を吟味するために、Eqs. (12)~(14) を Runge-Kutta-Gill 法で解いてみた。結果を Fig. 4 に示す。これは $Ri_0 = 0.01$ ($r_0 = \sqrt{10}$, $\phi_0 = 1$) の場合の解で、連行係数は Ellison-Turner⁹⁾ の実験結果に基づいて、 $e = 0.087(1 - Ri)^5 + 0.01$ (at $Ri < 1$) で与え、また長さや速度は次の L , U で無次元化した。

$$\left. \begin{aligned} L &= \{(Q_0 \pi^{-1})^2 / \alpha g\}^{1/5} \\ U &= \{Q_0 \pi^{-1} \cdot (\alpha g)^2\}^{1/5} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

ただし $\alpha = (\rho_\infty - \rho_0) / \rho_\infty$ である。

このグラフは Eq. (15) と大体一致している。 ϕ , u は排水口を出ると急速に減少し、 h は増加するがすぐに一定値になってしまう。 $Ri = 1$ の付近で解がおかしな形を示しているのは、ここが Eqs. (13), (14) の特異点になっているためで、半径方向の拡散を無視し、2 階の微分項を含めなかったのが原因と思われる。この点で

5-a) Case of Shin-Saijo Power Plant

5-b) Case of Shin-Tokushima Power Plant

5-c) Case of Mizushima Power Plant

Fig. 5 Comparison between Eq. (21) and observed data for the spread of thermal waste water

$Ri > 1$ の解にスムーズにつなげば、そのときは Eq. (16) に示されているように、 ϕ, h はほとんど一定で、 u は r に逆比例して減少するようになるであろう。

以上の解析により、連行域と安定成層域では、流動状態に顕著な差のあることがわかった。残された問題は Fig. 2 がどちらの領域に属しているかを定めることである。

火力発電所の温排水の放出条件は、

$$Ri_0 = 0.005 \sim 0.25$$

の範囲にあり¹⁰⁾、排水口のごく近傍は連行域であることがわかる。しかしこの連行域は非常に狭く、Fig. 2 はすでに安定成層域に含まれていることを、次のように示すことができる。

まず Fig. 2 の水温変化が連行（深さ方向の拡散）で説明できると仮定しよう。このとき距離 r の位置の廃水層の流量 Q が N 倍に増加しているとすれば、Eq. (8) より

$$\left. \begin{aligned} Q &= \pi r u h = N Q_0 \\ T - T_\infty &= (T_0 - T_\infty) / N \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

が成り立つ。Fig. 4 に示されているように、連行域の中でも h が変化しているのは、排水口のごく近傍に限られているので、 $h = \text{const} = 1 \text{ m}$ と仮定する。この値と Fig. 2 の温度と距離の関係を使い、Eq. (18) によって u と Ri を計算することができる。この結果を Table 2

Table 2 Recharadson number calculated from Fig. 2 and Eq. (18)

(a) Shin-Saijo (No.15)

S [km ²]	ΔT [°C]	u [cm/sec]	Ri [-]
0.072	2.5	1.80	8.9
0.18	1.5	1.92	4.7
0.56	1.0	1.59	4.6

(b) Shin-Tokushima (Nos.16, 17)

S	ΔT	u	Ri
0.03	6.5	4.22	4.2
0.07	5.5	3.06	6.8
0.18	4.5	2.50	8.3
0.33	3.5	2.40	7.0
0.58	2.5	2.56	4.4

(c) Mizushima (No.18)

S	ΔT	u	Ri
0.002	7	6.70	1.8
0.007	6	5.05	2.7
0.017	5	4.45	2.9
0.027	4	3.92	3.0
0.060	3	3.42	3.0

に与えた。どの場合にも $Ri > 1$ となっており、Fig. 2 が連行域に含まれるとした仮定に矛盾している。したがって、Fig. 2 は安定成層域にあり、連行域は $0.001 \text{ km}^2 \approx 30 \text{ m}$ より狭い範囲に限られることがわかる。和田¹¹⁾ は現地観測や計算機シミュレーションの結果から、連行域は排水口から数十 m までとしており、著者らの結果と一致する。

2. 安定成層域の水温変化

前節の安定成層域の解 Eq. (16) は、 ϕ がほとんど変化しないことを示している。これは連行（下層への熱伝達）の小さいところで、水平拡散と大気中への熱の逸散を無視したことが原因である。本章では水平拡散を考慮に入れて温度変化を与える式を求める。なお、流動状態は前章の結果、すなわち $h = \text{const}$ 、 $u \propto 1/r$ がそのまま使えたと仮定する。

温度分布は移流と水平拡散、および下層への熱伝達で決まっているものとすれば、

$$r u h (T - T_\infty) - r h K \frac{d(T - T_\infty)}{dr} = M \pi^{-1} \quad (19)$$

$$K = A r^m$$

が成り立つ。ただし下層への熱伝達はこの効果を含んだ「見かけ」の水平拡散係数で表せる¹⁾と仮定した。

$h = \text{const}$ 、 $u \propto 1/r$ であるから

$$\pi r u h = \text{const} = Q \quad (20)$$

この Q は温排水の排出流量 Q_0 ではなく、連行域で下層水を巻き込んだ分を含んだ流量である。

これを $r \rightarrow \infty$ 、 $T \rightarrow T_\infty$ の条件で解くと、

$$\frac{T - T_\infty}{M} = \frac{1}{Q} \left[1 - \exp \left(- \frac{Q h^{-1}}{\pi A} \cdot \frac{1}{r^m} \right) \right] \quad (21)$$

となる。この解は Fig. 5 に示すように、 r の大きいと

ところで拡散の解 Eq. (1) に一致し、 r の小さいところでは一定値に漸近する。すなわち、ゆるい勾配は移流の効果の強いことを示し、そのさきの急な勾配は水平拡散の影響が強くなっていることを表している。この移り変わりの点 S^* は

$$\frac{Qh^{-1}}{m\pi A} \left(\frac{2S^*}{\pi} \right)^{-m/2} = 1$$

が成り立つところである。前報¹⁾ で得た値、 $K=6.0 \times 10^{-4} \cdot r^{-5/8}$ を代入すれば、

$$S^* = 0.01(Qh^{-1})^{1.2} \quad (22)$$

を得る。この式の単位は S^* は $[\text{km}^2]$ 、 Q は $[\text{m}^3/\text{sec}]$ 、 h は $[\text{m}]$ である。

Fig. 5 は Fig. 2 を各火力発電所別に Eq. (21) とともに再プロットしたものである。ただし流量は連行量を見無視して放出流量をそのまま用いた。水温変化の大体の傾向は Eq. (21) でよく表されている。しかし拡がり面積はやや大きすぎる値を与えるようである。これは表面からの熱の逸散、排水口近傍での連行による流量の変化などを考慮に入れていないので、このような違いが生じたものと思われる。

3. 考 察

以上の解析をまとめると、廃水の混合状態は次のように記述できる。

廃水の放出時の条件が $Ri_0 < 1$ であれば、排水口から数十 m 位までは連行域となる。ここでは廃水層が下層海水に対して大きな相対速度を持つため、廃水層の下面に大きな乱れが生じ、廃水層は下層水を巻き込みながら拡がってゆく。そして速度はすぐに小さくなり、廃水層は第2の領域、安定成層域に入る。ここでは廃水の希釈に果たす巻き込み（深さ方向拡散）の役割は、相対的に小さくなり、水平拡散がより重要となる。 $Ri_0 > 1$ であれば廃水は最初から安定成層域にある。

Eqs. (1), (21) はこの安定成層域で成り立つ式である。これらの方程式によって汚染物質の量、廃水流量などが与えられれば、海域の濃度変化を予測することができる。しかし、これにはいくつかの制限があり、それを以下で考察する。

前報¹⁾ および本報で対象とした廃水の広がり解析では、廃水の密度が最も重要な役割を果たしていることは、強調しておく必要がある。Eqs. (1), (21) は上で述べたことから明らかなように、廃水が成層する場合にのみ成り立つ式である。また本報の2.の解析も、汚染物質の濃度が廃水の密度に換算できる場合にのみあてはまる。海水と同じ密度をもった廃水の拡がり方は、移流の見無視できる領域なら、前報の2次元モデルによって粗い予測は可能であるが、それより排水口に近い部分に本報の結果を適用することはできない。

また、巻き込み量や、連行域の広さ、廃水層の厚みを理論的に予測すること、廃水層の安定性を議論するときには潮汐を見無視することが許されるか、といった問題は今後の研究課題である。

なお平野²⁾ は、パルプ廃水の着色した水塊の拡がりを予測するのに使われる新田の式²⁾ を説明するために、この水塊の全域が連行域になっていると仮定している。しかしこの水塊の拡がりには通常の km^2 オーダーであり、前節の解析によって平野の仮定は否定される。新田の式は前報で示したように、乱流拡散で説明できる。

結 言

1) 排水口付近の流動状態を調べ、 0.001 km^2 より外側は安定に成層した領域であり、連行域は排水口のごく近傍に限られることを、実測データと理論解析に基づいて明らかにした。安定成層域では h は一定で、 u は $1/r$ で減少する。

2) この結果を用いて移流項を入れた拡散方程式を解き、濃度分布を表す式 Eq. (21) を求めた。温排水の分布はこれでよく近似される。

Appendix

廃水層に働く圧力勾配を求める。下層が静止している（仮定1）ための条件は、下層に圧力勾配がないことであり、Fig. 3 より

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

$$\therefore -\frac{dH}{dr} = \frac{1}{\rho_{\infty}} \frac{d(\rho h)}{dr}$$

H は適当な基準面から測られた廃水層下面の高さである。したがって P は

$$\begin{aligned} P &\equiv \int_H^{H+h} \frac{\partial p}{\partial r} dz \\ &= \frac{d}{dr} \int_H^{H+h} p dz - p(H+h) \frac{d(H+h)}{dr} + p(H) \frac{dH}{dr} \\ &= \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{2} \rho g h^2 \right) + \rho g h \frac{dH}{dr} \\ &= g h^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \right) \frac{d\rho}{dr} + \rho g h \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \right) \frac{dh}{dr} \end{aligned}$$

ここでは z は上向きに測るものとし、また圧力 p は上下の釣り合いから

$$p(z) = p_a + \rho g (H + h - z), \quad p_a: \text{大気圧}$$

で与えられると仮定した。

Nomenclature

A	= coefficient of K	$[\text{cm}^2\text{-m/sec}]$
C	= concentration of Cl-	$[\%]$
	specific heat	$[\text{cal}/^\circ\text{C}\cdot\text{g}]$
e	= entrainment constant	$[-]$
g	= gravitational constant	$[\text{cm/sec}^2]$

h	= thickness of waste water layer	[cm]
K	= apparent horizontal diffusion coefficient	[cm ² /sec]
K_z	= vertical diffusion coefficient	[cm ² /sec]
m	= power index in K	[—]
p	= pressure	[dyne/cm ²]
Q	= volume flow rate of waste water	[cm ³ /sec, m ³ /sec]
Ri	= Richardson number	[—]
r	= radial coordinate	[cm]
S	= extent of waste water	[cm ² , km ²]
T	= temperature	[°C]
u	= velocity	[cm/sec]
z	= vertical co-ordinate	[cm]
ρ	= density	[g/cm ³]

<Subscripts>

= waste water at the outfall

= environmental set water

Literature cited

- 1) Kumagai, M. and H. Nishimura: *Kagaku Kōgaku*, 36, 659 (1974)
- 2) Nitta, T.: *Yōsui to Haisui*, 5, 416 (1962)
- 3) Hirano, T.: *Bul. Japanese Society of Fisheries Oceanography*, 8 (1966)
- 4) Hayashi, T., N. Shuto and K. Kawakami: Proc. 13th Japanese Conference on Coastal Engineering, JSCE, 302 (1966)
- 5) Hayashi, T., N. Shuto and K. Kawakami: Proc. 15th Japanese Conference on Coastal Engineering, JSCE, 317 (1968)
- 6) Sugimoto, H., M. Suzuki and O. Takeuchi: Publ. Naikai Reg. Fish. Res. Lab., Ser. C, 1, (1964)
- 7) Inoue, H.: *Kōgai to Nippon no Kagaku*, 4, 15 (1972)
- 8) Morton, B.R., G.I. Taylor and J.S. Turner: *Proc. Roy. Soc., A* 234, 1 (1956)
- 9) Ellison, T.H. and J.S. Turner: *Journ. of Fluid Mech.*, 6, 423 (1959)
- 10) Tamai, N.: Doctor Thesis, Univ. of Tokyo (1971)
- 11) Wada, A. and N. Katano: Proc. 15th Japanese Conference on Coastal Engineering, JSCE, 297 (1968)

寄 書

酢酸セルロース膜における水の透過機構と その同位体分離効果について*

兼子有史**・山本 寛**

東京大学工学部 原子力工学科

最近海水の脱塩法として逆浸透法が注目されているが、そこに使われる酢酸セルロース膜の除塩機構に関しては未知の部分が多い。一方膜を通過する水の透過機構としては、酢酸セルロースに水素結合した水分子の拡散流と、単なる自由水に関する粘性流との混成流れであろうと推論されている^{1,4)}。

実際に逆浸透法によって膜を通過した透過水と、高圧側の原水との水の同位体存在比(重水と軽水)を測定したところ、この酢酸セルロース膜が水の同位体に対して分離効果を持つことを見いだした。この事実から逆浸透下での水の流れを、圧力によって生じた化学ポテンシャル差による拡散流と、単なる粘性流との混成流として、簡単なモデルによって表すことができる。なお、使用した膜の持つ重水と軽水に関する分離係数は、圧力100 kg/cm²で1.0021であるが、膜の孔が小さくなるにつれ

て拡散流が支配的となり、分離係数が増える。

実験装置および方法

実験装置の概略を Figs. 1 および 2 に示す。高圧側の圧力は 20 kg~100 kg/cm² の範囲で変え、供給水は水道水で 1.3 l/min で連続的な流れとした。膜の面積は 12.6 cm² で酢酸セルロースの非対称膜(Loeb 型)である。原水と透過水の重水素の存在比は、質量分析器により測定した。その値を同位体分離係数として表し、水道水中の塩に対する除塩率とともに Table 1 に示す。

混成流モデル

理想溶液での化学ポテンシャル項は次のように表される。

$$\mu = \mu^0 + p\bar{v} + RT \ln c \quad (1)$$

化学ポテンシャル差による拡散流としては⁴⁾,

$$J_d = -\frac{sc}{f} \left(\frac{\partial \mu}{\partial c} \cdot \frac{dc}{dx} + \frac{\partial \mu}{\partial p} \cdot \frac{dp}{dx} \right) \quad (2)$$

Eqs. (1), (2) から圧力差、濃度差によって生ずる拡散流は、次のように表される。

$$\begin{aligned} J_d &= - \left(\frac{sD}{\bar{v}} \frac{dc}{dx} + \frac{scD}{RT} \frac{dp}{dx} \right) \\ &= - \left(\frac{HRT}{\bar{v}} \frac{dc}{dx} + Hc \frac{dp}{dx} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ただし、 $H \equiv sD/RT\Delta x$

一方圧力差による単なる粘性流は Eq. (4) で表す。

$$J_p = -K_c(dp - \Delta\pi) \quad (4)$$

膜中の軽水、重水の2成分の流れを Fig. 3 に模式的に示す。この2成分の流れに Eqs. (3), (4) を適用すると、Eq. (5) のように表される。

* <Permeation Mechanism and Its Isotope Separation Effect on Water through Cellulose Acetate Osmotic Membranes>
Received on September 20, 1973

** Naohika Kaneko (正会員) and Yutaka Yamamoto (正会員)
Dept. of Nucl. Eng., Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan